

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР
ПО НАРОДНОМУ ОБРАЗОВАНИЮ

ISSN 0453-8048

К-14038



ХАРЬКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА

355'91

РАДИОФИЗИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

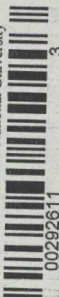
«ОСНОВА»

1 р. 40 к.

ОБЯЗАТЕЛЬНЫЙ
ЭКЗЕМПЛЯР

Харьк. ун-та. 1991. № 355. Радиофизика и

V.N. Karazin Kharkiv National University



00292611

3

Эксплуатация

"ОСНОВА"

СОДЕРЖАНИЕ

Ефремов В. А., Ефименко В. М. CO_2 -лазер с импульсным включением добротности	3
Кузьмичев В. М., Яременко Р. Г., Степин А. В. Измерение параметров оптических пучков структурами болометрических нитей	5
Доманова Е. А., Шейко В. П. Некоторые возможности усовершенствования гибрида-интегральных схем в миллиметровом диапазоне длин волн	7
Левченко А. Н., Шулга В. М. Исследование ростовых парамагнитных дефектов в монокристаллах KN_2PO_4	11
Аркуша Ю. В., Попов А. М. Влияние профиля легирования активной области на энергетические и частотные характеристики коротких диодов Ганна	12
Белецкий Н. И., Дрогаченко А. А., Полянский Н. Е. Исследование зависимости частотного диапазона работы диодов Ганна от высоты барьера на катодном контакте	14
Калмыкова Л. И., Полянский Н. Е., Прохоров Э. Д. Влияние температурных градиентов при изготовлении на качество диодов Ганна	17
Бондарь Ю. А., Золотарев Е. С., Прохоров Э. Д. Зависимость СПМШ диодов с катодным статическим доменом от температуры и магнитного поля	18
Дяченко А. В., Мишинев А. А., Плакий В. Т., Ермак А. Н. Автогенератор метрового диапазона	21
Баркова И. И., Светличный В. М., Стариков А. И. Влияние температуры на вольт-амперные и вольт-ваттные характеристики диодов с горячими носителями заряда	24
Острицкий И. В., Ткаченко В. М. Исследование распределения тока в многоэлементном полом катоде	28
Одаренко Е. Н., Шматько А. А. Упрощенная аналитическая теория ГДИ в двухволновом приближении	30
Бочаров Г. В., Курбаров С. Г., Шматько А. А. Флуктуационные характеристики переходного процесса в генераторах оротронного типа	34
Пивненко М. Н. Аналитический расчет характеристик квазипериодических колебаний в неавтономном генераторе	37
Белогорцев А. Б., Вавриш Д. М., Поляшенко М. Ф. Хаотические колебания в генераторе, стабилизированном внешним резонатором	40
Ефанов И. М., Жук Н. П., Шулга С. Н. Интегральная формулировка задачи рассеяния на тонком слое в неоднородном окружении	43
Хижняк Н. А., Яценко Н. М., Яценко Е. А. Распределение тока в тонкой антенне, помещенной в анизотропную среду	50
Горобец Н. Н., Елисеева Н. П. О коэффициенте дифракции произвольно поляризованной сферической электромагнитной волны на крае полуплоскости	54
Васильева Н. М., Володченко В. А., Костров Л. С., Пушин В. Ф. Кросс-спектральный анализ вариаций геомагнитного поля и частоты декаметровых радиоволн, отраженных от ионосферы	58
Гармаш К. П. Регуляризация обратной задачи в методе частичных отражений	60
Бойчук О. В., Гурин Е. А., Казанский В. Б. Собственные режимы металлodieлектрического волновода с продольной ленточной решеткой	63
Шулга С. Н. Двумерная задача рассеяния электромагнитных волн на включении, расположенном на границе раздела сред	68
Кондратьев Б. В., Лесик Н. И. О приближенном расчете омических потерь в полосковых линиях	74
Бородаев В. А., Носич С. И., Педченко И. Е., Прокопчук Ю. А. Расчет фильтров на коаксиальных резонаторах	80
Грубник С. Н., Носич С. И., Хорошун В. В. Оптимизация спектральных характеристик периодической последовательности униполярных импульсов различной формы	84

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР
ПО НАРОДНОМУ ОБРАЗОВАНИЮ



ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 355

РАДИОФИЗИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

Основан в 1971 г.

ХАРЬКОВ
ИЗДАТЕЛЬСТВО «ОСНОВА» ПРИ ХАРЬКОВСКОМ
ГОСУДАРСТВЕННОМ УНИВЕРСИТЕТЕ
1991

В вестнике рассмотрены вопросы генерирования электромагнитных колебаний, распространения электромагнитных волн в ионосфере и волноведущих структурах. Приведены результаты исследования рассеяния волн на телах в неоднородной среде, взаимодействия излучения с веществом.

Для научных работников и специалистов.

Редакционная коллегия: В. А. Свич (отв. ред.), А. Г. Яровой (отв. секр.), Н. Н. Горобец, С. Ф. Дюбко, А. А. Звягинцев, В. Б. Казанский, В. В. Лемешко, В. А. Мисюра, Э. Д. Прохоров, О. А. Третьяков, Н. А. Хижняк

Адрес редакционной коллегии: 310077 Харьков, пл. Дзержинского, 4, университет, радиофизический факультет, тел. 45-71-57

Редакция естественнонаучной литературы
Зав. редакцией *Е. П. Иващенко*

Издано по заказу Харьковского государственного университета

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

ВЕСТНИК ХАРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 355

Радиофизика и электроника

Редактор *Н. С. Калинина*
Художественный редактор *Т. П. Короленко*
Технический редактор *Л. Т. Ена*
Корректор *Л. П. Сыч*

ОИБ № 73

Сдано в набор 15.08.90. Подписано в печать 18.03.91. Формат 60×90/16. Бум. тип. № 2. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 5,5. Усл. кр.-отт. 5,75 л. Уч.-изд. л. 7. Тираж 500 экз. Изд. № 1899. Зак. 1183. Цена 1 р. 40 к. Заказное.

Издательство «Основа» при Харьковском государственном университете

310003 Харьков, ул. Университетская, 16

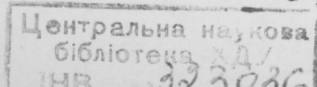
Харьковская городская типография № 16.
310003 Харьков, ул. Университетская, 16

В 230202000—014
М226(04)—91 Заказное

© Харьковский государственный университет,
1991

323037-040

К-14038



СО₂-ЛАЗЕР С ИМПУЛЬСНЫМ ВКЛЮЧЕНИЕМ ДОБРОТНОСТИ

СО₂-лазер, работающий в режиме модулированной добротности, уже применялся в [1, 2] для получения узких импульсов с высокой пиковой мощностью. В своих опытах по обнаружению рамановской генерации в аммиаке нам пришлось изготовить и исследовать дискретно-перестраиваемый СО₂-лазер с импульсным включением добротности, который имел ряд конструктивных особенностей.

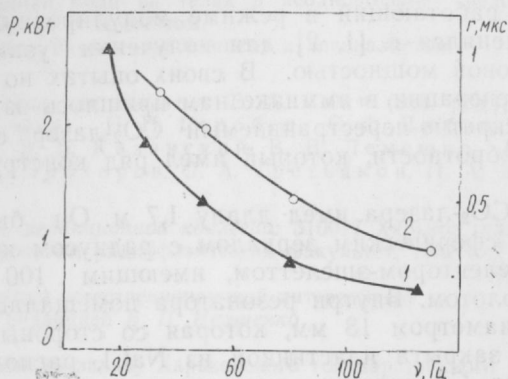
Резонатор СО₂-лазера имел длину 1,7 м. Он был образован вращающимся сферическим зеркалом с радиусом кривизны 20 м и волновым селектором-эшелеттом, имеющим 100 штрихов/мм и покрытым золотом. Внутри резонатора помещалась газоразрядная трубка, диаметром 18 мм, которая со стороны вращающегося зеркала была закрыта пластинкой из NaCl, расположенной под углом Брюстера. Сферическое зеркало крепилось на валу высокооборотного двигателя, обеспечивающего вращение зеркала с частотой до 150 Гц. В держатель зеркала был вделан миниатюрный постоянный магнит. Перемещаясь вблизи зазора магнитной головки, жестко закрепленной на каркасе двигателя, он вызывал появление импульса э. д. с., используемого для осуществления внешней синхронизации регистрирующих устройств. Жесткий каркас лазера служил базой резонатора и основанием для газоразрядной трубки. Дискретная перестройка частоты СО₂-лазера по линиям P и R — ветвей переходов 001—100 и 001—020 производилась поворотом эшелетта с помощью микрометрического устройства, обеспечивающего плавность изменения угла поворота. Подстройка резонатора достигалась путем изменения плоскости эшелетта с помощью специального винта. Источником питания СО₂-лазера служил высоковольтный стабилизированный выпрямитель с выходным напряжением до 15 кВ и допустимым током 50 мА. Излучение лазера было линейно поляризованным. Лазер работал в проточном режиме на смеси молекул СО₂—N₂ — Не при общем давлении порядка 10 мм. рт. ст.

Для визуализации импульса СО₂ излучения использовался быстродействующий приемник инфракрасного излучения, работающий на принципе увлечения светом носителей заряда в полупроводниках [3] с $\tau=10^{-9}$ с. Повышение чувствительности его осуществлялось применением широкополосного усилителя с коэффициентом усиления около десяти.

Пока зеркала лазерной системы не образуют высокодобротного резонатора, импульс излучения отсутствует, хотя молекулярная среда инвертирована газовым разрядом. В тот момент, когда вращающееся зеркало образует резонатор, возникает быстрый спад раз-

ности населенностей уровней и, следовательно, образуется мощный импульс выходного излучения лазера. Вид импульса ИК излучения близок к треугольному при более пологом спаде.

На рисунке представлены зависимости длительности (кривая 1) и пиковой мощности (кривая 2) импульса излучения от



Зависимости длительности и пиковой мощности импульса излучения от частоты вращения зеркала резонатора

частоты вращения зеркала резонатора. Уменьшение пиковой мощности импульса уже при малых скоростях вращения зеркала связано с высокой добротностью резонатора CO_2 -лазера, использующего дифракционную решетку.

Список литературы: 1. Техника импульсного включения добротности и ее применение в молекулярных газовых лазерах/Г. Флинн, Л. Хокер, М. Ковач и др.// Газ. лазеры. М., 1988. С. 314—327. Berezzhinsky L. I., Liptuga A. I., Malyutenko V. K. CO_2 -laser with vibration-proof Q-switch//Opt. Commun. 1985. 55, № 3. P. 185—187. 3. Приборы для регистрации излучения импульсных ИК лазеров на основе эффекта увлечения светом носителей заряда в п/п П. М. Валов, К. В. Гончаренко, Ю. В. Марков и др.//Квант. электроника. 1977. 4, № 1. С. 95—102.

Поступила в редколлегию 06.02.89

SUMMARY

The construction of Q-switched CO_2 -laser is described. The Q-switched regime is achieved by rotation of resonator mirror at frequency 150 Hz. Maximum pulse power is 2,5 kW at pulse duration 1 μ s.

В. М. КУЗЬМИЧЕВ, д-р физ.-мат. наук, Р. Г. ЯРЕМЕНКО,
А. В. СТЕПИН

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ СТРУКТУРАМИ БОЛОМЕТРИЧЕСКИХ НИТЕЙ

Применение методов алгебраической реконструкции (АР) изображений при восстановлении пространственно-энергетических характеристик (ПЭХ) лазерного излучения обусловлено возможностью использования небольшого числа проекций функции распределения мощности (РМ) в поперечном сечении лучков (ПСП) излучения. В работе [1] для восстановления ПЭХ используются сигналы с четырех структур болометрических нитей (СБН). Расположение отдельных нитей в СБН определяет систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), составленную относительно интенсивности излучения в каждой из $M = m \times n$ элементарных областей (ЭО), на которые разбивается пучок излучения, а m и n определяют пространственное разрешение РМ в ПСП в перпендикулярных направлениях. Обращение СЛАУ с правыми частями, полученными при квадратной сетке отсчетов (ЭО имеет квадратную форму), ограничивает m , n . Дальнейшее увеличение пространственного разрешения РМ в ПСП связывают, например, с применением метода моментов [2, 3].

В данной работе рассматривается применение прямоугольной сетки отсчетов при восстановлении РМ в ПСП оптического излучения. Методика восстановления основана на применении метода наименьших квадратов и обращении СЛАУ для определения РМ в каждой из M областей. Для нахождения максимальных m , n и погрешности восстановления РМ проведен модельный эксперимент. Исследованы СБН с различным соотношением длин сторон ЭО, например 0,6; 0,5; 0,75 и др. В качестве модельных рассматривались функции как с гауссовым, так и с негауссовым РМ в ПСП оптического излучения, а именно:

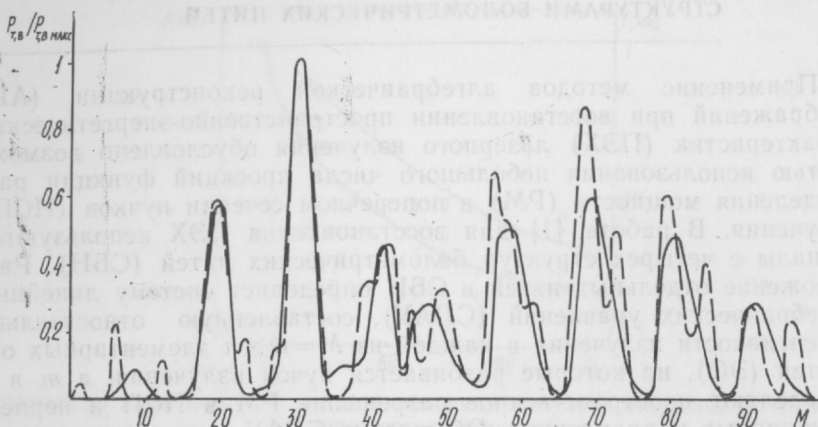
$$P(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_k^2} \exp \left\{ -\frac{(x_k - x_{ok})^2 + (y_k - y_{ok})^2}{2\sigma_k^2} \right\},$$

где при $k=1$ имеем гауссовое распределение, при $k>1$ — негауссовое распределение; x_{ok} , y_{ok} — координаты центров гауссовых распределений; σ_k — среднеквадратичные радиусы соответствующих распределений, выраженные в условных единицах длины элемента СБН.

Оценка погрешности восстановления модельных функций производилась, как в [1]. Контрольными точками, по которым проводилось сравнение, служили точные значения мощности в ЭО, полученные интегрированием модельной функции. Результаты вос-

становления РМ в ПСП при $M=99$, ($m=9$, $n=11$) для негауссового распределения приведены на рисунке. Устойчивость алгоритма проверялась влиянием систематических и случайных погрешностей правых частей СЛАУ на погрешность восстановления РМ в ПСП.

В приближении линейного преобразования падающего на СБН



Восстановление распределения мощности в негауссовом пучке с размерами 33×45 в 99 элементарных областях ($x_{01}=24,0$; $y_{01}=30,0$; $\sigma_1=7,0$; $x_{02}=27,0$; $y_{02}=36,0$; $\sigma_2=8,0$; $x_{03}=9,0$; $y_{03}=12,0$; $\sigma_3=4,0$) — точные значения, — — — — — восстановленные значения

излучения в приращение сопротивлений болометрических нитей по результатам модельного эксперимента определено, что погрешность восстановления РМ в ПСП оптического излучения не превышает 20 % для негауссовых и 10 % — для гауссовых пучков, причем доминирующий вклад вносит погрешность пространственного интегрирования. Установлено, что систематическая погрешность измерения сигнала с СБН менее 5 % не оказывает существенного влияния на восстановление искомого распределения. Случайная погрешность вводилась в правые части СЛАУ в виде $T_j = I_j(1 + \epsilon x)$, где x — случайная величина, подчиняющаяся стандартному нормальному закону.

При $\epsilon=0,01$ наблюдается незначительное увеличение погрешности восстановления, а при $\epsilon=0,02$ погрешность увеличивается в 2 раза. Для уточнения восстановленного РМ применяется итерационный процесс, сглаживание сплайнами.

Установлено, что применение прямоугольной сетки отсчетов приводит к увеличению пространственного разрешения восстановления РМ в гауссовых и негауссовых пучках оптического излучения.

Список литературы: 1. Кузьмичев В. М., Яременко Р. Г. Измерение пространственно-энергетических характеристик оптического излучения болометрическими решетками//Вестн. Харьк. гос. ун-та. 1987. № 307; Радиофизика и электроника,

С. 77—81. 2. Баутин Н. В., Поляков Ю. А., Шильев А. А. К вопросу измерения пространственно-временного распределения интенсивности излучения ОКГ// Квант, электроника. 1976. 3, № 7. С. 1527—1533. 3. Колбановская Н. А., Котюк А. Ф., Райцин А. М. Анализ пространственного распределения энергии в поперечном сечении пучка лазерного излучения//Измерит. техника. 1983. № 2. С. 23—26.

Поступила в редколлегию 15.02.89

SUMMARY

The reconstruction method of discret power distribution at cross-section of light radiation with application of rectangular grid of references has described. The results of model experiment at limited precision number and at aprior uncertainty of a distribution function space integration are given. The possibility of greater reconstruction accuracy and of better radiation density distribution space resolution at light beam cross-section is considered.

УДК 621.382.029.64

Е. А. ДОМАНОВА, В. П. ШЕЙКО

НЕКОТОРЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ ГИБРИДНО-ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

При разработке микрополосковых гибридно-интегральных схем (ГИС) на основе традиционных принципов построения и технологии, в диапазоне частот выше 20—30 ГГц становятся весьма существенными трудности, обусловленные габаритными и резонансными характеристиками активных и перестраиваемых узлов (включая устройства монтажа и связи), ростом диссипативных потерь и потерь на излучение, мешающим влияниям высших типов волн и т. п. [1].

Так, причиной излучения электромагнитных волн в окружающее пространство могут быть высшие типы волн, например, поверхностные волны, которые легко возбуждаются при использовании подложек с высокой диэлектрической проницаемостью ϵ . Такие подложки должны быть достаточно тонкими: $h \ll \frac{\lambda_0}{4\sqrt{\epsilon}}$ [2].

Например, $h \sim 0,3—0,25$ мм (для поликора $\epsilon = 9,3$ на $f = 40$ ГГц, а размеры пассивных компонентов получаются очень малыми, следовательно, плохо контролируемые и возрастают потери. При этом ужесточаются требования не только к геометрическим размерам, но и к величине ϵ .

Кроме того, в направленных ответвителях, резонаторах, фильтрах, цепях смещения и согласующих цепях на НПЛ, где могут быть открытые отрезки линии, возникают потери, обусловленные излучением основной волны. Величина отношения потерь на излучение к полным потерям зависит от ϵ и размеров элементов схем

и может достигать $\geq 60\%$ от полных потерь для отрезков шлейфов на НПЛ с длиной меньше 45° [2].

Применение подложек с малой диэлектрической проницаемостью $\epsilon \leq 3$, по-видимому, позволит улучшить характеристики ГИС на несимметричных полосковых линиях (НПЛ) и на частотах $f \geq 40$ ГГц [1].

Для снижения потерь на излучения целесообразна разработка и применение различных устройств и участков цепи на основе неоднородных МПЛ с плавно меняющимися геометрическими размерами или линий с замедляющими системами, например, структуры с конфигурацией полоскового проводника в виде меандра, плоской змеевидной спирали [3] или отдельных узлов в виде участка МПЛ со «свернутой» конфигурацией [4, 5]. Благодаря концентрации электромагнитной энергии поля около поверхности замедляющей системы волна может распространяться без излучения.

Это подтверждается результатами работ [4, 5], где показано, что при конфигурации резонатора в виде кольца с переменной шириной излучение уменьшается с увеличением числа длин волн, укладываемых на длине окружности резонатора, и при длине окружности более 3λ при $\epsilon \sim 10$ излучение уменьшается на 2 порядка по сравнению с прямым полуволновым резонатором. Аналогичные результаты получаются для резонатора U-образной конфигурации.

Применение таких систем в качестве собственных резонаторов микрополосковых генераторов ММ диапазона, согласно работе [5], позволило повысить стабильность частоты, по крайней мере, на порядок и увеличить выходную мощность за счет существенного снижения потерь на излучение. Такие системы целесообразны также в фильтрующих цепях, в том числе и в цепях смещения, поскольку резонансные вводы питания, построенные на основе четвертьволновых отрезков линии передачи или из коротких отрезков, аналогичных LC цепочкам, могут явиться заметным источником потерь на излучение, снизить которые в ММ диапазоне до приемлемого уровня достаточно трудно, особенно при использовании подложек с высоким ϵ . В некоторых случаях можно использовать собственные емкость диода, а также емкость и индуктивность корпуса и монтажа в качестве фильтрующих элементов в цепях смещения или использовать свойства симметрии конкретных схем, которые позволяют обойтись без некоторых фильтров [6].

Введение активных элементов в фильтрующую систему, как известно, позволяет компенсировать потери, расширить функциональные возможности фильтров и улучшить характеристики [7].

В отличие от более длинноволнового диапазона, где возможно использование дискретных активных элементов, таких, как полевые транзисторы, ЛПД, диоды Ганна, *pin*-диоды, варакторы и т. д., в ММ диапазоне, особенно в ее коротковолновой части, наиболее целесообразны объемные структуры с распределенными

управляемыми средами (ферритами, сегнетоэлектриками и полупроводниками), как, например, слоистая структура с холодной плазмой и возможностью управления магнитным полем, описанная в [7] для волноводного фильтра ММ волн или полупроводниковые структуры с управляемой электронно-дырочной (ЭД) плазмой, разработанные и описанные в работе [3], которые могут быть использованы в гибридных и монокристаллических ИС ММ диапазона. Эти структуры представляют собой слои полупроводника с системой инжектирующих и неинжектирующих переходов на поверхности или в объеме, формой расположения и последовательностью включения которых определяется распределение концентрации носителей заряда в слое и функциональные свойства структуры.

Например, структура с индуктивной микродрессельной развязкой микроволновой цепи управления представляет собой пластинку полупроводника с инжектирующим и тепловым контактами в виде плоских змеевидных спиралей на одной или противоположных сторонах полупроводниковой пластинки, или структура мозаичного типа, представляющая собой диод с растянутой базой, на боковой поверхности которого имеется система ($n-n^+$) (омических контактов) и $p-n$ -переходов с инжекцией, вызываемой падением напряжения вдоль пластины полупроводника.

Хорошо проводящие переходы, которые одновременно могут осуществлять функции микрополоскового проводника в МПЛ, выполняются в виде сплошных параллельных или встречно-штыревых полос, змеек, пятен, различных замедляющих систем и т. д. с таким шагом, чтобы индуктивное сопротивление перехода в соответствующей полосе длин волн было достаточно большим. Также могут быть использованы двухэлектродные структуры без переходов на боковых поверхностях [8], одиночные *pin*-диоды или набранные в виде стопы с воздушными или диэлектрическими прослойками и включаемые с определенным шагом, или слоистая структура в виде стопы плоских тонких диодов [9], или структура с решеткой малых переходов в объеме полупроводника [3].

В ИС ММ диапазона, особенно в монокристаллических, где отсутствуют какие-либо элементы подстройки или подгонки параметров, подобные структуры, особенно из GaAs, представляют собой удачные элементы для реализации устройств с управляемыми LRC-характеристиками. Распределенное управляемое сопротивление структуры и связанная с ним емкость оказывает сильное влияние на нулевую характеристику и положение частоты режекции и может быть использовано для создания усовершенствованных настраиваемых режекторных фильтров с распределенными параметрами, фильтров верхних частот, активных полосовых фильтров, модуляторов, дифракционных излучателей и т. п. с электрически управляемыми параметрами.

Таким образом, для усовершенствования ИС ММ диапазона можно использовать следующие рекомендации:

Для схем на МПЛ как с малым, так и высоким подложки целесообразно конструировать отдельные системы с использованием отрезков неоднородных линий с плавно меняющимися геометрическими размерами или линий со «свернутой» конфигурацией полоски, а также использование их в сочетании с объемными структурами с управляемыми распределенными параметрами, например за счет изменения распределения и концентрации электронно-дырочной плазмы в объеме полупроводника.

Для реализации оптимальной ГИС, которая обеспечивала бы наилучшие характеристики всех ее узлов, по-видимому, следует разрабатывать их на основе подбора для каждого узла наиболее подходящей линии передачи (МПЛ, ВЦЛ, диэлектрически планарных волноводов), сочетая различные виды тракта и соответствующие активные и пассивные элементы в плоскостном или объемном исполнении [10].

Список литературы: 1. *Интегральные схемы миллиметрового диапазона длин волн (Обзор)*/Б. Н. Емельяненко, С. В. Кошечая, Л. Г. Гассанов, М. Ю. Омеляненко//Радиоэлектроника. 1982. 25, № 10. С. 14—31. 2. *Собол Г. СВЧ-применения технологии ИС//Полупровод. приборы СВЧ/Под ред. Ф. Брэнца. М., 1972. С. 83—96.* 3. *Доманова Е. А. Исследование управляемого поглощения на свободных носителях заряда в полупроводниках в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн: Дис. канд. физ.-мат. наук. Х., 1983. 287 с. Машинопись.* 4. *Roberts R. J., Ester V. Microstrip resonators having reduced radiation loss//Electron. Lett. 1971. N 8. P. 191—194.* 5. *Алесин А. М., Назаренко Л. С., Скляр А. П. Микрополосковые генераторы с пониженным уровнем излучения//Радиоэлектроника. 1981. 24, № 10. С. 77—78.* 6. *Улир А. Использование техники ИС на СВЧ—ТИИЭР. 1964. 52, № 12. С. 5.* 7. *Капилевич Б. Ю. Тенденция применения активных элементов в фильтрах СВЧ диапазона (Обзор)//Заруб. радиоэлектроника. 1985. № 7. С. 39—51.* 8. *Доманова Е. А. Полупроводниковый модулятор миллиметровых и субмиллиметровых волн//Вестн. Харьк. ун-та. 1974. № 10: Радиофизика и электроника. Вып. 3. С. 92—94.* 9. *Доманова Е. А., Зубрицкий А. А. Многослойный полупроводниковый модулятор миллиметровых и субмиллиметровых волн//Вестн. Харьк. ун-та. 1974. № 10: Радиофизика и электроника. Вып. 3. С. 94—95.* 10. *Гвоздев В. И., Нефедов Е. И. Объемные интегральные схемы СВЧ. М., 1985. 255 с.*

Поступила в редколлегию 10.01.89

SUMMARY

Some possibilities of improving the hybrid-integral schemes characteristics on the nonsymmetric strip lines due to the using in some parts the pieces of nonuniform lines with the conducting strip of complex configuration and semiconductor distributed medium with the regulated properties are considered.

А. Н. ЛЕВЧЕНКО, В. М. ШУЛЬГА, д-р физ.-мат. наук

**ИССЛЕДОВАНИЕ РОСТОВЫХ ПАРАМАГНИТНЫХ ДЕФЕКТОВ
В МОНОКРИСТАЛЛАХ KN_2PO_4**

Известно, что интенсивность наблюдаемых в KN_2PO_4 оптических полос поглощения в ультрафиолетовой области спектра зависит от способа и скорости выращивания кристаллов [1]. Оптические резонансные линии поглощения обусловлены локализацией электронов (дырок) на примесях или других несовершенствах кристаллической решетки. Если такие дефекты имеют неспаренный электрон, то они могут быть изучены методом ЭПР, который позволяет определять их структуру и количество.

В настоящей работе изучена природа ростовых дефектов в KN_2PO_4 методом электронного парамагнитного резонанса. Спектры ЭПР регистрировались при комнатной температуре на промышленном спектрометре ИРЭС-1001 в трехсантиметровом диапазоне длин волн. Для исследования были отобраны монокристаллы, у которых наблюдалось поглощение в коротковолновой области оптического диапазона. В образцах, у которых это поглощение отсутствовало, магнитные дефекты не наблюдались.

В ЭПР-спектрах кристаллов присутствуют линии от шести парамагнитных центров. Из них три группы линий принадлежат радикалам AsO_4^{4-} , AsO_3^{2-} и $(\text{PO}_2^{2-})_1$. Эти же радикалы образуются в кристаллах KN_2PO_4 при радиационном облучении и хорошо изучены в образцах, подвергнутых гамма-облучению [2]. В кристаллах с ростовыми дефектами интенсивность ЭПР-линий, принадлежащих радикалам AsO_3^{2-} и $(\text{PO}_2^{2-})_1$ уменьшается при облучении ультрафиолетом.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что среди ростовых и радиационных дефектов существуют такие, которые имеют общую природу. Их общим свойством является то, что как ультрафиолетовое, так и гамма-облучение при соответствующих дозах приводят к уменьшению числа радикалов AsO_3^{2-} , $(\text{PO}_2^{2-})_1$. В оптическом диапазоне это легко регистрируется по просветлению кристаллов.

Обнаруженное в наших экспериментах изменение числа магнитных дефектов AsO_3^{2-} , $(\text{PO}_2^{2-})_1$ при ультрафиолетовом облучении позволяет объяснить наблюдаемые изменения некоторых физических свойств кристаллов под влиянием ультрафиолетового облучения. В кристаллах KN_2PO_4 с ростовыми дефектами наблюдается лазерное упорочение при их облучении азотным лазером. Согласно модели, предложенной в работе [3], разрушение кристаллов KN_2PO_4 лазерным излучением связано со ступенчатой

Для схем на МПЛ как с малым, так и высоким подложки целесообразно конструировать отдельные системы с использованием отрезков неоднородных линий с плавно меняющимися геометрическими размерами или линий со «свернутой» конфигурацией полосы, а также использование их в сочетании с объемными структурами с управляемыми распределенными параметрами, например за счет изменения распределения и концентрации электронно-дырочной плазмы в объеме полупроводника.

Для реализации оптимальной ГИС, которая обеспечивала бы наилучшие характеристики всех ее узлов, по-видимому, следует разрабатывать их на основе подбора для каждого узла наиболее подходящей линии передачи (МПЛ, ВЩЛ, диэлектрически планарных волноводов), сочетая различные виды тракта и соответствующие активные и пассивные элементы в плоскостном или объемном исполнении [10].

Список литературы: 1. *Интегральные схемы миллиметрового диапазона длин волн (Обзор)*/Б. Н. Емельяненко, С. В. Кошечая, Л. Г. Гассанов, М. Ю. Омеляненко//Радиоэлектроника. 1982. 25, № 10. С. 14—31. 2. *Собол Г.* СВЧ-применения технологии ИС//Полупровод. приборы СВЧ/Под ред. Ф. Брэнца. М., 1972. С. 83—96. 3. *Доманова Е. А.* Исследование управляемого поглощения на свободных носителях заряда в полупроводниках в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн: Дис. канд. физ.-мат. наук. Х., 1983. 287 с. Машинопись. 4. *Roberts R. J., Ester V.* Microstrip resonators having reduced radiation loss//Electron. Lett. 1971. N 8. P. 191—194. 5. *Алесин А. М., Назаренко Л. С., Скляр А. П.* Микрополосковые генераторы с пониженным уровнем излучения//Радиоэлектроника. 1981. 24, № 10. С. 77—78. 6. *Улир А.* Использование техники ИС на СВЧ—ТИИЭР. 1964. 52, № 12. С. 5. 7. *Капилевич Б. Ю.* Тенденция применения активных элементов в фильтрах СВЧ диапазона (Обзор)//Заруб. радиоэлектроника. 1985. № 7. С. 39—51. 8. *Доманова Е. А.* Полупроводниковый модулятор миллиметровых и субмиллиметровых волн//Вестн. Харьк. ун-та. 1974. № 10: Радиофизика и электроника. Вып. 3. С. 92—94. 9. *Доманова Е. А., Зубрицкий А. А.* Многослойный полупроводниковый модулятор миллиметровых и субмиллиметровых волн//Вестн. Харьк. ун-та. 1974. № 10: Радиофизика и электроника. Вып. 3. С. 94—95. 10. *Гвоздев В. И., Нефедов Е. И.* Объемные интегральные схемы СВЧ. М., 1985. 255 с.

Поступила в редколлегию 10.01.89

SUMMARY

Some possibilities of improving the hybrid-integral schemes characteristics on the nonsymmetric strip lines due to the using in some parts the pieces of nonuniform lines with the conducting strip of complex configuration and semiconductor distributed medium with the regulated properties are considered.

**ИССЛЕДОВАНИЕ РОСТОВЫХ ПАРАМАГНИТНЫХ ДЕФЕКТОВ
В МОНОКРИСТАЛЛАХ KN_2PO_4**

Известно, что интенсивность наблюдаемых в KN_2PO_4 оптических полос поглощения в ультрафиолетовой области спектра зависит от способа и скорости выращивания кристаллов [1]. Оптические резонансные линии поглощения обусловлены локализацией электронов (дырок) на примесях или других несовершенствах кристаллической решетки. Если такие дефекты имеют неспаренный электрон, то они могут быть изучены методом ЭПР, который позволяет определять их структуру и количество.

В настоящей работе изучена природа ростовых дефектов в KN_2PO_4 методом электронного парамагнитного резонанса. Спектры ЭПР регистрировались при комнатной температуре на промышленном спектрометре ИРЭС-1001 в трехсантиметровом диапазоне длин волн. Для исследования были отобраны монокристаллы, у которых наблюдалось поглощение в коротковолновой области оптического диапазона. В образцах, у которых это поглощение отсутствовало, магнитные дефекты не наблюдались.

В ЭПР-спектрах кристаллов присутствуют линии от шести парамагнитных центров. Из них три группы линий принадлежат радикалам AsO_4^{4-} , AsO_3^{2-} и $(\text{PO}_2^-)_1$. Эти же радикалы образуются в кристаллах KN_2PO_4 при радиационном облучении и хорошо изучены в образцах, подвергнутых гамма-облучению [2]. В кристаллах с ростовыми дефектами интенсивность ЭПР-линий, принадлежащих радикалам AsO_3^{2-} и $(\text{PO}_2^-)_1$ уменьшается при облучении ультрафиолетом.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что среди ростовых и радиационных дефектов существуют такие, которые имеют общую природу. Их общим свойством является то, что как ультрафиолетовое, так и гамма-облучение при соответствующих дозах приводят к уменьшению числа радикалов AsO_3^{2-} , $(\text{PO}_2^-)_1$. В оптическом диапазоне это легко регистрируется по просветлению кристаллов.

Обнаруженное в наших экспериментах изменение числа магнитных дефектов AsO_3^{2-} , $(\text{PO}_2^-)_1$ при ультрафиолетовом облучении позволяет объяснить наблюдаемые изменения некоторых физических свойств кристаллов под влиянием ультрафиолетового облучения. В кристаллах KN_2PO_4 с ростовыми дефектами наблюдается лазерное упрочнение при их облучении азотным лазером. Согласно модели, предложенной в работе [3], разрушение кристаллов KN_2PO_4 лазерным излучением связано со ступенчатой

фотоионизацией матрицы кристалла через промежуточные уровни микродефектов, а их лазерное упрочнение — с диссоциацией микродефектов под действием лазерного излучения. Длина волны излучения азотного лазера (337 нм) попадает в область оптического диапазона, в которой имеется поглощение, связанное с наличием в кристаллах радикалов AsO_2^- и $(\text{PO}_2^-)_1$ (максимумы оптических полос поглощения на длинах волн, соответственно, 350 нм и 260 нм [2]). Поэтому можно предположить, что микродефектами, снижающими лазерную прочность в ультрафиолетовом диапазоне, являются AsO_2^- и $(\text{PO}_2^-)_1$. Прямое количественное доказательство их роли в процессах лазерного разрушения или лазерного упрочнения может быть получено в экспериментах, объединяющих исследование лазерной прочности и контроль числа дефектов методом ЭПР.

Список литературы: 1. Бредихин В. И., Киселева Н. В., Королихин В. В. Применение ультрафиолетовой спектроскопии для определения примесей в растворах и монокристаллах KH_2PO_4 и KD_2PO_4 //Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 1986. 22, № 1. С. 112—114. 2. Парамагнитные центры и оптический коэффициент поглощения в облученных кристаллах KH_2PO_4 . Применение магнитного резонанса в народном хозяйстве/В. М. Шульга, А. Н. Левченко, А. О. Дорошенко и др.//Тез. докл. Всесоюз. конф. Казань, 1988. С. 121—122. 3. Азаров В. В., Богданова Т. И., Демочко Ю. А. Об особенностях эффекта накопления лазерных повреждений в водорастворимых кристаллах//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. 49, № 4. С. 791—794.

Поступила в редколлегию 20.02.89

SUMMARY

Several types of paramagnetic centers have been detected in the unirradiated KH_2PO_4 crystals at room temperature. Some types of the growth defects and recently studied radiation paramagnetic centers have common nature. The decrease of quantity of the AsO_2^- and $(\text{PO}_2^-)_1$ radicals and increase of the optical transparency of KH_2PO_4 after UV irradiation have been observed.

УДК 621.382.2

Ю. В. АРКУША, канд. физ.-мат. наук, А. М. ПОПОВ

ВЛИЯНИЕ ПРОФИЛЯ ЛЕГИРОВАНИЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОРОТКИХ ДИОДОВ ГАННА

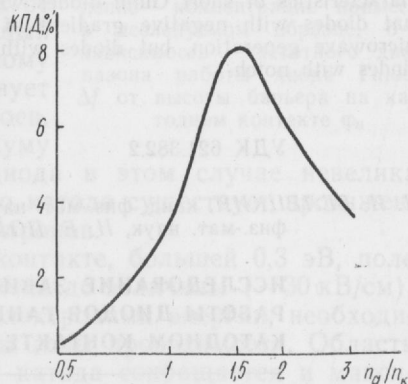
Исследованию энергетических и частотных характеристик коротких диодов Ганна посвящены ряд работ [1—3 и др.] Если в [1] исследовались однородно легированные образцы, в которых реализуется неустойчивость типа заряженный слой, то в [2, 3] — диоды с высокоомной неоднородностью у катода (зарубки), в которых реализуется неустойчивость типа дипольный домен. При этом в рассмотренных случаях активная область диодов была однородно ле-

гирована. В реальных кристаллах не всегда удается достичь этого. Поэтому исследованию влияния профиля легирования активной области на основные характеристики диодов Ганна посвящена настоящая работа.

Теоретически с помощью двухтемпературной модели исследовались n^+-n-n^+ структуры с длиной активной области $l_a \approx 2,5$ мкм. Концентрация в n^+ -областях принималась $\sim 8 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Концентрация в активной области диода изменялась линейно от катода к аноду. Рассматривались следующие случаи: концентрация у катода (n_k) — $1 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, у анода (n_a) — $5 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$; $1 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$; $1,5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$; $2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$; $3 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, т. е. для $k=n_a/n_k=1/2, 1, 3/2, 2, 3$. Работа диодов моделировалась в одноконтурном резонаторе, т. е. при действии на них гармонического напряжения в виде $U(t)=U_0+U_1\sin\omega t$. Подбор U_0 и U_1 производился методом оптимизации по к. п. д. на каждой частоте.

Энергетические и частотные характеристики для диодов с $l_a=2,5$ мкм и для $k=1$ подробно рассматривались в [1]. Отметим лишь, что максимальное значение к. п. д. $\sim 3,4$ % получено вблизи пролетной частоты ($f=45$ ГГц) при $U_0=3 U_0$ (2,45 В) и $U_1=0,5 U_0$ (U_n — пороговое напряжение). У диодов с $k=1/2$ эффективность генерации чрезвычайно мала. Максимальное значение к. п. д. $\sim 0,14$ % получено также вблизи пролетной частоты ($f=45$ ГГц). Уменьшение эффективности генерации объясняется более слабым заполнением верхних долин зоны проводимости, чем в случае для диодов с однородным легированием активной области. Амплитуда тока первой гармоники, протекающего через прибор, уменьшается, что влечет за собой уменьшение к. п. д.

При исследовании диодов с $k>1$ установлено, что в таких диодах распространяются дипольные домены, так как положительный градиент концентрации примесей играет роль растянутой по активной области зарубки. Зарубка, сокращая мертвую зону, делает междолинный перенос более эффективным и к. п. д. таких диодов увеличивается. Максимальное значение к. п. д. $\sim 8,17$ % (рисунок) получено для диодов с $k=1,5$ на частоте вблизи пролетной при $U_0=3 U_n$ и $U_1=0,6 U_0$. Дальнейшее увеличение градиента концентрации примесей ($k \approx 2 \div 3$) в активной области приводит к уменьшению эффективности генерации приборов. Максимальное значение к. п. д. для диодов с $k=1,5$ объясняется тем, что при такой концентрации примесей дипольный домен формируется



Зависимость КПД генерации от градиента концентрации примесей в активной области диода

полнее. На зависимости плотности тока, протекающего через диод, от времени существует достаточно протяженный интервал времени, соответствующий пролету стационарного домена по образцу. С увеличением градиента концентрации примесей этот интервал уменьшается и для диодов с $k=3$ он отсутствует. Следует отметить, что максимальные значения к. п. д. (8,17 %) для диодов с $k=1,5$ близки к максимальным значениям (8,3 %) для диодов с высокой неоднородностью у катода [2].

Таким образом, проведенные исследования показали, что диоды с отрицательным градиентом концентрации примесей ($k<1$) мало эффективны как генераторы СВЧ, а диоды с оптимальным положительным градиентом по своим энергетическим характеристикам близки к диодам с зарубкой.

Список литературы: 1. Аркуша Ю. В., Дрогаченко А. А., Сидокур П. И. Исследование частотных свойств диодов Ганна с заряженными слоями//Вестн. Харьк. ун-та, 1987: Радиофизика и электроника. № 307. С. 16—19. 2. Аркуша Ю. В., Дрогаченко А. А., Прохоров Э. Д. Влияние формы напряжения на энергетические характеристики коротких диодов Ганна//Радиотехника и электроника. 1987. 32, № 5. С. 1947—1954. 3. Аркуша Ю. В., Дрогаченко А. А., Прохоров Э. Д. Влияние формы напряжения на энергетические характеристики диодов Ганна с длиной менее 1 мкм//Радиотехника и электроника. 1988. 33, № 5. С. 1050—1054.

Поступила в редколлегию 27.02.89

SUMMARY

The influence of impurity distribution in active zone to power and frequency characteristics of short Gunn diodes was investigated theoretically. It was shown, that diodes with negative gradient of impurity density have low efficiency of microwave generation, but diodes with optimum positive gradient are similar to diodes with notch.

УДК 621.382.2

Н. И. БЕЛЕЦКИЙ, канд. физ.-мат. наук, А. А. ДРОГАЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук, Н. Е. ПОЛЯНСКИЙ

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА РАБОТЫ ДИОДОВ ГАННА ОТ ВЫСОТЫ БАРЬЕРА НА КАТОДНОМ КОНТАКТЕ

Влияние высоты потенциального барьера на контакте на эффективность генерации коротких диодов Ганна в случаях запорных $m-n$ и $m-n^+-n$ катодных контактов подробно исследовано в работе [1].

В настоящей работе с помощью двухтемпературной модели GaAs [2] при температуре решетки 300 К рассчитаны зависимости

рабочей частоты генерации и частотного диапазона работы диодов Ганна длиной $\sim 2,5$ мкм с концентрацией в активной области $\sim 10^{16}$ см $^{-3}$ от высоты барьера на контакте.

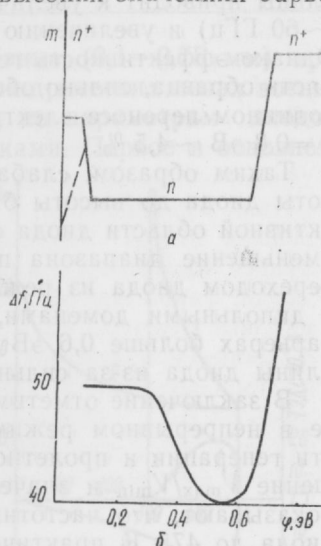
В случае запорного $m-n$ катодного контакта генерация существует только при низких (до 0,04 эВ) значениях высоты барьера. Максимальный к. п. д. наблюдается на частоте ~ 35 ГГц и частотный диапазон работы $\Delta f \sim 45$ ГГц. При более высоких значениях барьера генерация в диоде не возникает, поскольку вблизи катода образуется катодный статический домен.

При использовании запорного $m-n^+-n$ катодного контакта на катоде рис. 1, а (n^+ — тонкая область повышенного легирования между металлом и активной n -областью; концентрация n^+ -области $\sim 3 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ и ее длина $\sim 0,15$ мкм) диод генерирует в широком диапазоне значений высоты барьера. Зависимость частотного диапазона работы диода от высоты барьера приведена на рис. 1, б.

До значения высоты барьера $\sim 0,3$ эВ при указанных параметрах n^+ -области частотный диапазон работы диода Δf практически не зависит от высоты барьера и составляет ~ 50 ГГц. При таких барьерах n^+ -область экранирует контакт металл—полупроводник от активной области диода и катодный контакт соответствует обыкновенному n^+-n контакту. В диоде существует режим с пролетом заряженных слоев, частота, соответствующая максимуму КПД ~ 45 ГГц, эффективность диода в этом случае невелика (менее 4 %), так как вблизи такого катода существует протяженная зона начального разогрева электронов.

При высоте барьера на $m-n^+$ контакте, большей 0,3 эВ, поле на n^+-n границе катода увеличивается до величины (~ 30 кВ/см), достаточной для быстрого набора электронами энергии, необходимой для перехода в верхние долины зоны проводимости. Область начального разогрева электронов у катода сокращается и максимальный КПД достигает ~ 6 %. В диоде возникает режим с пролетом дипольных доменов. Скорость распространения дипольных доменов по образцу меньше, чем заряженных слоев. Это приводит к уменьшению оптимальной частоты генерации до 40 ГГц и уменьшению частотного диапазона работы диода (см. рис. 1, б).

Дальнейшее увеличение высоты барьера (более 0,6 эВ) приводит к тому, что область обеднения носителями вблизи контак-



а — качественное распределение концентрации примеси в исследуемом образце; б — зависимость частотного диапазона работы диода Ганна Δf от высоты барьера на катодном контакте φ_k

та металл — полупроводник становится больше длины n^+ -области. Из-за этого зарождение доменов происходит не на $n^+ - n$ границе катода, а на некотором расстоянии от этой границы в активной n -области. Другими словами, сокращается эффективная пролетная длина диода. Это подтверждается рассчитанными распределениями поля и концентрации вдоль образца. Уменьшение пролетной длины приводит к увеличению частоты генерации (при $\varphi = 0,8$ эВ, $f \sim 60$ ГГц) и увеличению частотного диапазона работы (рис. 1, б). Однако эффективность генерации диода при этом падает, так как часть образца, сильно обедненная носителями, не участвует в междолинном переносе электронов. Максимальная эффективность при $\varphi = 0,8$ эВ $\sim 4,5$ %.

Таким образом, слабая зависимость частотного диапазона работы диода до высоты барьера 0,3 эВ обусловлена экранировкой активной области диода от металлического контакта n^+ -областью; уменьшение диапазона при барьере больше 0,3 эВ обусловлено переходом диода из режима с заряженными слоями в режим с дипольными доменами, увеличение частотного диапазона при барьерах больше 0,6 эВ — уменьшением эффективной пролетной длины диода из-за сильного обеднения прикатодной области.

В заключение отметим, что разогрев диода до 475 К при работе в непрерывном режиме приводит к уменьшению эффективности генерации и пролетной частоты, поскольку уменьшается отношение $V_{\max}/V_{\min}$ и значение $V_{\min}$ на $V(E)$ зависимости. Расчеты показывают, что частотный диапазон работы Δf при разогреве диода до 475 К практически не меняется $\Delta f(300\text{ К}) \approx \Delta f(475\text{ К})$ для одной высоты барьера.

Список литературы: 1. Аркуша Ю. В., Дрогаченко А. А., Прохоров Э. Д. Влияние запорного металлического катодного контакта на работу коротких диодов Ганна//Радиотехника и электроника. 1988. 33, № 6. С. 1295—1301. 2. Аркуша Ю. В., Дрогаченко А. А., Прохоров Э. Д. Влияние формы напряжения на энергетические характеристики коротких диодов Ганна//Радиотехника и электроника. 1987. 32, № 9. С. 1947—1954.

Поступила в редколлегию 12.01.89

SUMMARY

It is shown, that frequency range of diodes with $m - n^+ - n$ low barrier cathode contact do not depend on height of barrier. With increasing height of barrier frequency rang decrease at first, but it increase later. It is given the physic explanation to different parts of that dependence.

Л. И. КАЛМЫКОВА, Н. Е. ПОЛЯНСКИЙ, Э. Д. ПРОХОРОВ,
д-р физ.-мат. наук

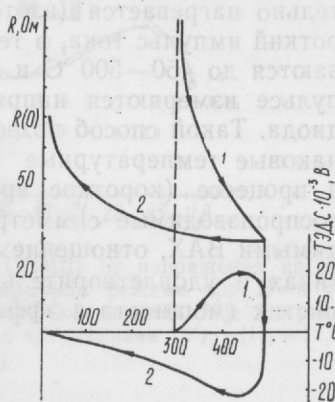
ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ГРАДИЕНТОВ ПРИ ИЗГОТОВЛЕНИИ НА КАЧЕСТВО ДИОДОВ ГАННА

При изготовлении длинных диодов Ганна (0,1—0,75 мм) при изотермическом нагреве в кварцевых цилиндрических печах возникают трудности в получении идентичных по параметрам диодов и диодов с симметричными характеристиками. Первое в основном объясняется различием параметров материала GaAs по кристаллу, второе обусловлено различием температур сплавления катодного и анодного контактов.

Для того чтобы показать это, были проведены эксперименты в условиях электрической изоляции катодного и анодного контакта, что позволило измерять в процессе сплавления $R(T)$, термо-эдс, ВАХ диода, пропускать через диод дополнительный ток. Эксперименты проводились при сплавлении длинных диодов с $l \sim 0,3$ —0,75 мм при различных скоростях нагревания и остывания, в качестве активной области использовался $n\text{-GaAs}$ с $n \sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $S \sim 1 \text{ мм}^2$, контактные сплавы Sn , $(\text{AuGe})_{\text{эвт}} + \text{Ni}$.

При сплавлении (рисунок) сопротивление контактов резко падает и уменьшается до минимального, соответствующего оптимальной температуре сплавления 450—500 °C. При остывании сопротивление диода возрастает до $R(0)$ — сопротивления при комнатной температуре. Ход $R(T)$ в диапазоне 0—500 °C позволяет судить о количестве примесей в GaAs и степени компенсации (компенсация сказывается в основном при 0—200 °C). Измерения ВАХ диода позволяют судить о качестве диода как генераторного элемента ($I_{\text{пор}}$, $U_{\text{пор}}$, отношение $I_{\text{max}}/I_{\text{min}}$).

Электрическая изоляция контактов делает возможным измерение термоэдс (рисунок). Термо-эдс возникает при сплавлении контактов (300 °C) и свидетельствует о градиенте температуры в объеме кристалла от контакта к контакту при нагреве и остывании. При нагреве один из контактов греется сильнее другого, а при остывании — охлаждается быстрее другого (термо-эдс меняет знак). Величина термо-эдс зависит от скорости нагрева и остывания.



Зависимости сопротивления и термо-эдс диода от температуры: 1 — при нагреве, 2 — при остывании

вания. Оценка величины термоэдс* показывает, что разница температур контактов может составлять до 30—50 °С. Это означает, что анодный и катодный контакты формируются в разных температурных режимах — отсюда следует несимметричность ВАХ. Многочисленные эксперименты подтвердили это. Выравнивать температурные режимы сплавления анодного и катодного контактов возможно только при длительном прогреве (~300 с). Однако длительный изотермический нагрев нежелателен из-за увеличивающейся вероятности диффузии нежелательных примесей.

Уменьшить влияние разности температур контактов при сплавлении и сократить время сплавления позволяет сочетание изотермического и импульсного нагрева. В этом случае диод предварительно нагревается (изотермически), затем подается на диод короткий импульс тока, в течение которого диод и контакты разогреваются до 450—500 °С и происходит сплавление контактов. В импульсе измеряются напряжение на диоде, ток через диод, ВАХ диода. Такой способ позволяет улучшить качество контактов (одинаковые температурные режимы), уменьшить роль диффузии в процессе (короткое время сплавления контактов) и получать воспроизводимые симметричные контакты и диоды с воспроизводимыми ВАХ, отношением $J_{\max}/J_{\min}$ на вольтамперных характеристиках и удовлетворительным разбросом энергетических характеристик (мощности и эффективности генерации).

Поступила в редколлегию 10.01.89

SUMMARY

It is shown experimentally, that combination of isothermic and pulse heating in the time of making Gunn diodes permit to reduce the influence of difference of contacts temperature, reduce the fusion time and improve the quality of diodes.

УДК 621.382.2

Ю. А. БОНДАРЬ, Е. С. ЗОЛОТАРЕВ, Э. Д. ПРОХОРОВ,
д-р физ.-мат. наук

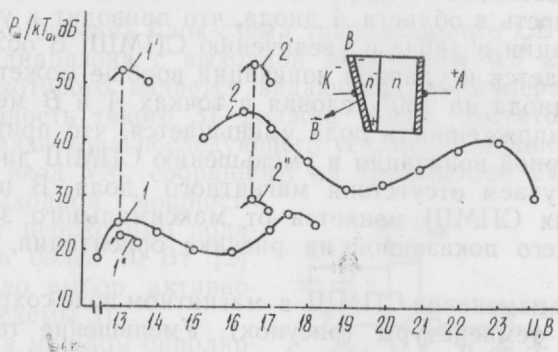
ЗАВИСИМОСТЬ СПМШ ДИОДОВ С КАТОДНЫМ СТАТИЧЕСКИМ ДОМЕНОМ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ И МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Важными характеристиками генераторов шума на основе диодов с катодным статическим доменом (ДСКД) являются температурные зависимости параметров — вольтамперных характеристик

* Р. Смит. Полупроводники, М., 1982. 560 с.

(ВАХ), порогов генерации, спектральной плотности мощности шума (СПМШ), в том числе в магнитном поле до 15 кЭ.

Для исследования этих зависимостей были проведены измерения в непрерывном режиме работы ДКСД (температура рабочей области диода по оценкам составляет $\sim 100\text{--}120^\circ\text{C}$) и в импульсном режиме (температура рабочей области диода близка к комнатной). Исследования СПМШ проводились в поперечном магнитном поле до 15 кЭ в диапазоне частот 16—25 ГГц.



Диод в магнитном поле (а) и зависимость СПМШ от напряжения на диоде и направления магнитного поля (б) в непрерывном режиме при $H=0$ (кривая 1), $H(+)=12,6$ кЭ (кривая 1'), $H(-)=12,6$ кЭ (кривая 1''); импульсном режиме при $H=0$ (кривая 2), $H(+)=12,6$ кЭ (кривая 2'), $H(-)=12,6$ кЭ (кривая 2'')

При уменьшении температуры ВАХ ДКСД изменяются — увеличивается плотность тока через диод, возрастают пороговый ток и пороговое напряжение, при которых наблюдается эффективная генерация СВЧ-шума (рисунок). Диапазон генерации СВЧ-шума по напряжению при уменьшении температуры смещается в область больших напряжений. Первый и второй максимумы СПМШ сохраняются при изменении температуры, а средний уровень СПМШ при комнатной температуре возрастает на 10—15 дБ. Наблюдаемые особенности объясняются изменением зависимости $V(E)$ GaAs от температуры, изменением концентрации электронов в прикатодной n -области и n -области ДКСД, изменением параметров катодного статического домена. При уменьшении температуры возрастает дрейфовая скорость электронов, увеличивается подвижность носителей тока, уменьшается концентрация носителей [1, 2]. Это приводит к уменьшению напряженности электрического поля в катодном домене. Для достижения напряженностей электрического поля, достаточных для ударной ионизации, необходимы большие напряжения на диоде (это объясняет увеличение $J_{\text{пор}}$, $U_{\text{пор}}$ и изменение ВАХ диода). Анализ СПМШ в зависимости от температуры и напряжения на диоде показывает, что уход по температуре составляет $\sim 0,1$ дБ/град, по напряжению ~ 1 дБ/В.

При помещении ДКСД в волноводе в поперечное магнитное поле $\sim 10\text{--}15$ кЭ обнаружен эффект изменения СПМШ в зависимости от ориентации диода по отношению к магнитному полю 1. Наиболее сильное изменение СПМШ наблюдается в указанных выше магнитных полях и составляет ~ 30 дБ (рисунок). Эффект объясняется неоднородностью активной области по толщине и свойствам. На рисунке показан ДКСД с переменной толщиной n -области. При ориентации образца, показанной на рис., в магнитном поле возникает поперечное поле Холла, которое увеличивает напряженность в области А диода, что приводит к усилению ударной ионизации в диоде и увеличению СПМШ. В области В — поле уменьшается и ударной ионизации вообще может не быть. При повороте диода на 180° условия в точках А и В меняются. В области А напряженность поля уменьшается, что приводит к ослаблению ударной ионизации и уменьшению СПМШ диода по сравнению со случаем отсутствия магнитного поля. В промежуточных положениях СПМШ меняется от максимального значения, соответствующего показанной на рисунке ориентации, до минимального.

Эффект изменения СПМШ в магнитном поле сохраняется и при изменении температуры (рисунок). Уменьшение температуры до комнатной не увеличивает максимального значения СПМШ в магнитном поле, увеличивает минимальное значение СПМШ, разница максимального и минимального значения уменьшается на $5\text{--}7$ дБ.

Таким образом, уменьшение рабочей температуры ДКСД до комнатной увеличивает пороговые токи и напряжения, при которых начинается эффективная генерация СВЧ-шума в диапазоне $16\text{--}26$ ГГц, увеличивает СПМШ ДКСД на $10\text{--}15$ дБ; эффект изменения СПМШ ДКСД в магнитном поле сохраняется в диапазоне температур $20\text{--}120^\circ\text{C}$ при неизменном максимальном значении.

Список литературы: 1. *Твердотельные генераторы миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов*/Ю. А. Бондарь, Е. С. Золотарев, О. А. Мещерякова и др./Сб. науч. тр. 1989. С. 10—12. 2. *Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М.* Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М., 1968. С. 480.

Поступила в редакцию 06.02.89

SUMMARY

It is shown, that diode with cathode static domain in pulse for lack of diode heating have higher treshold current and voltage and higher sound power of diode. It is given for comparable diode characteristics in pulse and continuous in magnetic field.

А. В. ДЯДЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук, А. А. МИШНЕВ, канд. физ.-мат. наук, В. Т. ПЛАКСИЙ, канд. физ.-мат. наук, А. Н. ЕРМАК

АВТОГЕНЕРАТОР МЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

В [1] кратко описана блок-схема транзисторного СВЧ-источника метрового диапазона с выходной мощностью 0,3 кВт, одним из элементов которого является задающий автогенератор (ЗГ). Выходная мощность такого ЗГ должна быть достаточной для «раскачки» транзистора последующего усилителя мощности (УМ). Например, на вход УМ, собранного на транзисторе 2Т930Б, для получения выходной мощности порядка 80 Вт необходимо подавать мощность более 10 Вт [2]. Это определило выбор активного элемента и схемы ЗГ.

ЗГ собран на мощном биполярном СВЧ-транзисторе 2Т930Б по схеме емкостной трехточки (рис. 1) [3]. Уровень положительной обратной связи для создания оптимальных условий самовозбуждения устанавливался подбором суммарной емкости конденсаторов $C_6 \div C_9$ и индуктивности катушки L_2 . Частота генерации f определяется параметрами колебательного контура L_5C_{12} . Подстраивалась частота небольшим изменением шага намотки катушки L_5 (сдвигание или раздвигание витков). При этом сдвигание витков катушки (уменьшение шага намотки) увеличивает ее индуктивность [3], что приводит к уменьшению f . Оптимальная связь ЗГ с согласованной нагрузкой $R_H = 50$ Ом устанавливалась подбором емкости конденсатора C_{13} .

Конструктивно ЗГ выполнен в виде отдельного модуля размером $50 \times 60 \times 90$ мм³, корпус которого выполнен из дуралюминия. Корпус транзистора 2Т930Б посажен на поверхность внутри модуля, которая с обратной стороны выполнена в виде ребристого радиатора, обеспечивающего необходимый теплоотвод. Модуль имеет съемную крышку, что обеспечивает доступ к элементам конструкции в процессе настройки ЗГ.

Кроме транзистора VT1 (2Т930Б) в ЗГ использованы следующие радиоэлементы (рис. 1):

— стабилитрон: VD1 — типа КС107А;

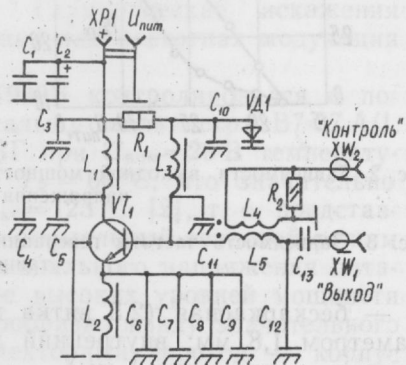


Рис. 1. Принципиальная схема автогенератора

— конденсаторы: $C1$ — 20 мкФ $\times$ 50 В типа К50 — 20; $C2$ — 0,033 мкФ типа К73 — 15; $C3 \div C5$, $C10$ — 1500 пФ; $C6 \div C9$ — 33 пФ; $C11$ — 3,3 пФ; $C12$ — 10 пФ; все типа КДО-1; $C13$ — 3,3 пФ типа КДУ;

— резисторы: $R1$ — 1 кОм типа МЛТ-1; $R2$ — 51 Ом типа МЛТ — 0,125;

— катушки: $L1$, $L3$ — 1 мкГн; $L2$ — 0,3 мкГн; все типа ДМЗ; $L4$ — бескаркасная (1 виток медного провода ПЭЛ — 0,7 мм);

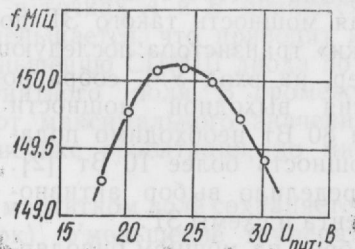
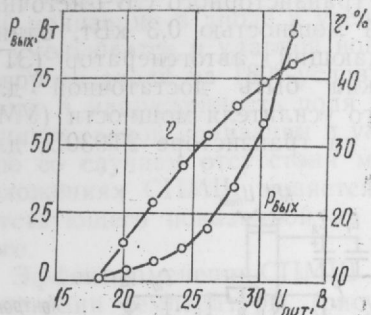


Рис. 2. Зависимости выходной мощности $P_{вых}$ и КПД η автогенератора от напряжения питания $U_{пит}$

Рис. 3. Зависимость частоты генерации f автогенератора от напряжения питания $U_{пит}$

$L5$ — бескаркасная (2,5 витка медного посеребренного провода диаметром 1,8 мм; внутренний диаметр катушки — 10 мм; шаг намотки — примерно 1 мм).

Питание ЗГ осуществлялось от стабилизированного источника постоянного тока ЛИПС-35, способного выдавать напряжение $U_{пит} \leq 35 В$ при токе в его нагрузке $I_{пит} \leq 10 А$. При номинальном напряжении питания $U_{ном} = 28 В$ ЗГ потреблял ток $I_{ном} = 3,4 А$ ($P_{ном} = U_{ном} \cdot I_{ном} = 95 Вт$).

Выходная мощность $P_{вых}$ ЗГ измерялась калориметрическим ваттметром МЗ-45. Абсолютная погрешность измерения мощности не превышала $\pm 7 \%$. Выходная мощность растет почти квадратично с увеличением $U_{пит}$ [4] и при $U_{ном}$ составляет $P_{вых} \approx 35 Вт$ (рис. 2). Коэффициент полезного действия (к. п. д.) ЗГ $\eta = P_{вых} / U_{пит} \cdot I_{пит}$ с увеличением $U_{пит}$ также растет, однако имеет тенденцию к насыщению (рис. 2). При $U_{ном}$ $\eta \approx 38 \%$, что, естественно, ниже к. п. д. коллектора η_k транзистора 2Т930Б, который может достигать значений $\eta_k \leq 50 \div 70 \%$ [2].

Генерируемая частота f измерялась частотомером ЧЗ-38 со сменным блоком ЯЗ4-45. Для этого часть СВЧ-мощности (—40 дБ) с помощью витка связи $L4$ отводилась на розетку коаксиального разъема ХВ2 «Контроль» (рис. 1). Относительная погрешность измерения частоты не превышала $3 \cdot 10^{-7}$. Генерируемая час-

тота довольно слабо зависит от $U_{\text{пит}}$, имея максимум (рис. 3). Видно, что вблизи $U_{\text{ном}}$ с ростом $U_{\text{пит}}$ частота падает, так что коэффициент изменения частоты с напряжением питания $K_{fu} = \Delta f / \Delta U_{\text{пит}}$ отрицателен и составляет $K_{fu} \approx -0,15$ МГц/В. У источника питания ЛИПС-35 суммарная нестабильность выходного напряжения (при изменении напряжения сети, тока нагрузки и т. д.) составляет примерно 1 %, т. е. $\Delta U_{\text{ном}} = \pm 0,3$ В. При этом дрейф частоты $\Delta f = K_{fu} \Delta U_{\text{ном}} \approx \pm 0,5$ МГц, т. е. при $U_{\text{ном}} f = 149,7 \pm 0,05$ МГц (рис. 3). Вблизи максимума кривой $f(U_{\text{пит}})$ коэффициент $K_{fu} \approx \pm 0,03$ МГц/В, т. е. в 5 раз меньше, чем при $U_{\text{ном}}$. Т. о., подбирая элементы колебательного контура L5C12 (рис. 1) так, чтобы максимум зависимости $f(U_{\text{пит}})$ (рис. 3) наблюдался при $U_{\text{ном}}$, можно добиться минимального дрейфа f из-за нестабильности $U_{\text{пит}}$.

Спектральный состав генерируемого сигнала изучался с помощью анализатора спектра С4-27. Гармонические искажения очень малы, а паразитная амплитудная или частотная модуляция отсутствуют.

Тепловой режим транзистора 2Т930Б контролировался с помощью датчика температуры универсального вольтметра В7-27 А/1. В установившемся режиме работы ЗГ при $U_{\text{ном}} = 28$ В температура корпуса транзистора составляла $T_k \approx 60^\circ\text{C}$, что значительно ниже максимально допустимой $T_{k \text{ макс}} = 125^\circ\text{C}$ [2], т. е. представленная конструкция ЗГ обеспечивает нормальный тепловой режим работы транзистора. Повышение номинального напряжения питания > 28 В с целью получения более высоких уровней мощности $P_{\text{вых}}$ в данной конструкции нецелесообразно ввиду значительного роста теплового сопротивления коллекторный переход — корпус транзистора $R_{\text{т. п-к}}$ с ростом рассеиваемой мощности [2, 4]. Это приведет к резкому ухудшению теплового режима работы транзистора и в конце концов — к выходу его из строя. Однако непродолжительные увеличения $U_{\text{пит}} > 28$ В не приводят к тепловому пробую транзистора ввиду большого запаса по T_k .

Рассмотренный ЗГ стабильно и надежно работал в составе источника СВЧ-мощности метрового диапазона [1], выдерживая кратковременные перегрузки при рассогласовании с последующим УМ в процессе настройки.

Список литературы: 1. Источник СВЧ-мощности метрового диапазона/А. В. Дядченко, А. А. Машнев, Э. Д. Прохоров и др.//Вестн. Харьк. ун-та. 1989. № 5. С. 10—20. 2. Мощные полупроводниковые приборы. Транзисторы: Справочник/Б. А. Бородин, В. М. Ломакин, В. В. Мокряков и др. М., 1985. 560 с. 3. Проектирование радиопередающих устройств СВЧ: Учеб. пособие для вузов/Г. М. Уткин, М. В. Благовещенский, В. П. Жуховицкая и др. М., 1979. 320 с. 4. Мощные высокочастотные транзисторы//Ю. В. Завражнов, И. И. Каганова, Е. З. Мазель и др. М., 1985. 176 с.

Поступила в редколлегию 30.01.89

SUMMARY

The principal scheme and fundamental characteristics of some *L*-band transistor autogenerator were considered. The power output to matched 50 Ohm load is 35 W.

УДК 621.382

И. И. БАРКОВА, В. М. СВЕТИЧНЫЙ, канд. физ.-мат. наук,
А. И. СТАРИКОВ

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ И ВОЛЬТ-ВАТТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДОВ С ГОРЯЧИМИ НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА

Несмотря на то что характеристики диодов с горячими носителями заряда (ДГНЗ), в которых используется неоднородный разогрев носителей вблизи невыпрямляющих контактов малой площади (*l*—*h*-переходов или антизапорных контактов металл-полупроводник) изучались довольно подробно, влияние температуры на эти характеристики исследовано недостаточно и в некоторых деталях остается неясным. Например, в наших экспериментах с ДГНЗ на основе низкоомного *p*-германия обнаружена перемена знака продетектированного напряжения при понижении температуры, которая не находит объяснения в рамках обычных представлений о механизме работы этих приборов. В настоящем сообщении предпринята попытка объяснения этого явления.

Аналитическое выражение для ВАХ ДГНЗ в режиме малых сигналов представляется в виде [1]:

$$I = \frac{U}{R_0} [1 + 2\alpha\beta TU (r_k^2 - \beta U^2/5r_k^2)], \quad (1)$$

где α — дифференциальная термо-э. д. с., связанная с разогревом носителей; β — коэффициент в формуле для полевой зависимости подвижности носителей заряда $\mu(E) = \mu_0(1 - \beta E^2)$ (μ_0 — подвижность в отсутствие разогрева, т. е. при $E \rightarrow 0$); T — температура кристаллической решетки; r_k — радиус полусферического контакта малой площади. В выражении (1) первое слагаемое определяется сопротивлением растекания прибора в отсутствие разогрева $R_0 = \rho_0/2\pi r_k$ (ρ_0 — удельное сопротивление полупроводника при $E \rightarrow 0$), второе слагаемое обусловлено появлением термо-э. д. с. горячих носителей, третье — полевой зависимостью подвижности носителей. Из (1) следует, что ДГНЗ можно рассматривать как нелинейный элемент с внутренним сопротивлением:

$$R(U) = R_0 (1 + \beta U^2/5r_k^2), \quad (2)$$

на зажимах которого развивается термоэлектрическое напряжение:

$$U_T = 2\alpha\beta TU^2/r_k^2. \quad (3)$$

Анализ выражения (1) показывает, что при положительном напряжении ВАХ для приборов на основе p -германия сначала имеет суперлинейный характер (так как термо-э. д. с. действует согласованно с внешним напряжением), затем становится сублинейной вследствие уменьшения подвижности носителей. При отрицательном смещении ВАХ во всем интервале напряжений сублинейна, так как термо-э. д. с. и падение подвижности противодействуют протеканию тока. Положительным условно принят ток, протекающий от контакта малой площади в полупроводниковый кристалл. Из (2) следует, что приложении внешнего напряжения приводит к изменению сопротивления прибора на величину

$$\Delta R = R(U) - R_0 = \beta U^2 R_0 / 5 r_k^2. \quad (4)$$

Нами были проведены эксперименты с приборами, изготовленными на основе p -германия с удельным сопротивлением $\rho_0 = 3; 1,5; 0,5$ и $0,15$ Ом·см. Контакты малой площади получались вплавлением

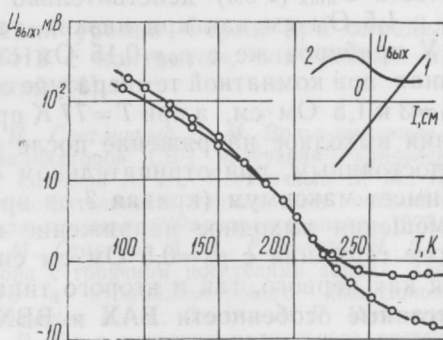
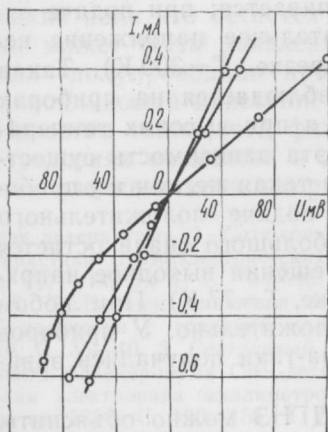


Рис. 1. Зависимость электронного КПД от параметра пространственного заряда

Рис. 2. Зоны генерации при различных приближениях

нием в германиевые кристаллы тонкой золотой проволоочки при пропускании импульсов тока через прижимной контакт золото—германий. Получены типичные зависимости $U(I)$ и $\Delta R(U)$ для приборов на основе p -Ge с $\rho_0 = 3; 1,5$ Ом·см при температурах 77, 120, 300 K, которые согласуются с (1), (2) и (4). Для прибора на основе p -Ge с $\rho_0 = 0,15$ Ом·см (рис. 1, 1 — $T = 300$, 2 — $T = 120$, 3 — $T = 77$ K) это согласие наблюдается лишь при температуре выше 77 K; при $T = 77$ K вид ВАХ свидетельствует о появлении барьера, в зависимости $\Delta R(U)$ не соответствует (4). Что касается приборов на основе германия с $\rho_0 = 0,5$ Ом·см, то здесь при $T = 77$ K наблюдались ВАХ как первого, так и второго типа, это

же имело место и для $\Delta R(U)$. По-видимому, в этом случае действуют какие-то случайные факторы. Что касается ВВХ, то и здесь наблюдаются аналогичные аномалии. У приборов на основе германия с $\rho_0 = 3$ и $1,5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ знак продетектированного напряжения соответствует знаку основных носителей — на контакте малой площади появляется отрицательное напряжение как при высоких, так и при низких температурах, т. е. детектирование происходит благодаря разогреву носителей. У приборов на основе германия с $\rho_0 = 0,15 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ продетектированное напряжение при комнатной температуре отрицательно, но при понижении температуры меняет знак (рис. 2, $I - I_{\text{см}} = 0$, $2 - I_{\text{см}} = -1,5 \text{ мА}$). Существенно отличается у этих приборов и зависимость величины и знака продетектированного напряжения от постоянного смещения (см. врезку на рис. 2). Известно [2], что если детектирование обусловлено разогревными явлениями, то у приборов на основе p -германия при подаче положительного смещения отрицательное выходное напряжение сначала уменьшается по абсолютной величине, достигает нуля, затем меняет знак и дальше увеличивается; при подаче отрицательного смещения выходное отрицательное напряжение непрерывно увеличивается (кривая 1 на врезке, $T = 300 \text{ К}$). Такая зависимость $U_{\text{вых}}(I_{\text{см}})$ действительно наблюдается на приборах с $\rho_0 = 3$ и $1,5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ как при низких, так и при высоких температурах. У приборов же с $\rho_0 = 0,15 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ эта зависимость существенно иная: при комнатной температуре она такая же, как и у приборов с $\rho_0 = 3$ и $1,5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, а при $T = 77 \text{ К}$ при подаче положительного смещения выходное напряжение после небольшого спада остается почти постоянным, при отрицательном смещении выходное напряжение имеет максимум (кривая 2 на врезке, $T = 77 \text{ К}$). При любом токе смещения выходное напряжение положительно. У приборов на основе германия с $\rho_0 = 0,5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ снова-таки получались зависимости как первого, так и второго типа.

Описанные особенности ВАХ и ВВХ ДГНЗ можно объяснить, если предположить, что уровень Ферми ϵ_f на границе раздела золото—германий по каким-то причинам фиксируется, т. е. его положение по отношению к свободной и валентной зонам не меняется при изменении температуры, в то время как в объеме кристалла германия его положение относительно потока валентной ϵ_v зоны изменяется согласно известному соотношению:

$$\epsilon_f - \epsilon_v = kT \ln \frac{N_v}{Na}, \quad (5)$$

в котором N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне, Na — концентрация акцепторных примесей (считается, что температура решетки такова, что примеси не вымораживаются, т. е. все они ионизированы).

Проведенные эксперименты показывают, что если действительно имеет место фиксация уровня Ферми на границе раздела золо-

то—германий, то она происходит в положении, приблизительно соответствующему положению уровня Ферми в p -Ge с $\rho_0 = 0,5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при $T = 77 \text{ К}$, т. е. при $\varepsilon f - \varepsilon v \sim 0,03 \text{ эВ}$. Тогда в случае более высокоомного германия (например, с $\rho_0 = 3 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) контакт остается антизапорным во всем интервале исследуемых температур, и детектирование происходит за счет разогревных явлений. В случае же низкоомного германия ($\rho_0 = 0,15 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) при высоких температурах контакт является антизапорным, а при понижении температуры появляется небольшой потенциальный барьер, который начинает играть главную роль в процессе детектирования.

Приведенные здесь результаты согласуются с результатами исследования шумовых свойств ДГНЗ, изложенным в [3], где показано, что одной из причин аномального фликкер-шума этих приборов при низких температурах является появление потенциального барьера на границе раздела металл—германий p -типа.

Причина фиксации уровня Ферми на границе раздела золото—германий пока что остается неясной. Одной из причин такой фиксации может быть появление дефектов вблизи границы раздела металл—полупроводник при импульсном впавлении металла в полупроводниковый кристалл.

Известно также, что фиксация уровня Ферми при определенных условиях возможна в ДГНЗ с контактом, полученным вжиганием пленки никеля в германий [4].

Список литературы: 1. Сатюков А. И., Светличный В. М. Вольт-амперные характеристики термоэлектрических индикаторов СВЧ излучения//Радиоэлектроника. 1971. 14, № 1. С. 94—98. 2. Сатюков А. И., Светличный В. М., Плаксий В. Т. Влияние смещения на чувствительность германиевых индикаторов СВЧ излучения с горячими носителями заряда//Радиоэлектроника, 1973. 16, № 10. С. 35—40. 3. Светличный В. М., Стариков А. И., Разовский Н. П. Особенности фликкер-шума СВЧ-детектора с горячими носителями заряда. Твердотельная электроника миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов//Сб. науч. тр. 1988. С. 150—156. 4. Градаускас И. И., Олекас А. П. Исследование электрических свойств контакта Ni—P—Ge в условиях радиального растекания носителей заряда//Лит. физ. сб. 1986. 26, № 4. С. 422—429.

Поступила в редколлегию 15.02.89

SUMMARY

The influence of temperature on current-voltage and power characteristics of hot carrier p -Ge diodes with 0,15; 0,5; 1,5 and 3 specific resistance was investigated. It is shown, that temperature dependences of this characteristics can be explained by Fermi level fixation at the contact region of semiconductor. This assumption is agree with earlier discribed flikkersound features of such diodes.

И. В. ОСТРИЦКИЙ, В. М. ТКАЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук**ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТОКА
В МНОГОЭЛЕМЕНТНОМ ПОЛОМ КАТОДЕ**

Обычно полый катод образуется некоторой вогнутой металлической поверхностью или системой плоских поверхностей, образующих полость. Этим создаются условия для осцилляции быстрых электронов в поперечном сечении полого катода в результате чего появляется так называемый «эффект полого катода» [1].

В настоящей работе исследованы некоторые характеристики многоэлементного полого катода, который образован выпуклой наружной поверхностью одного или нескольких стержней, расположенных внутри цилиндра большего диаметра, и вогнутой внутренней поверхностью этого цилиндра. Предыдущими исследованиями показано, что введение в полость цилиндрического полого катода соединенного с ним стержня малого диаметра приводит к концентрации на стержне значительной доли общего разрядного тока. Вследствие этого стержень интенсивно распыляется и в спектре излучения разряда появляются преимущественно линии материала стержня [2]. Этот эффект может быть полезным для источников света, применяемых в установках абсорбционного анализа, и его усиление, по-видимому, можно ожидать за счет размещения в полом катоде не одного, а нескольких равномерно распределенных стержней. Поэтому целью данной работы является исследование распределения тока между стержнями и цилиндром, образующими полый катод, который мы назвали многоэлементным.

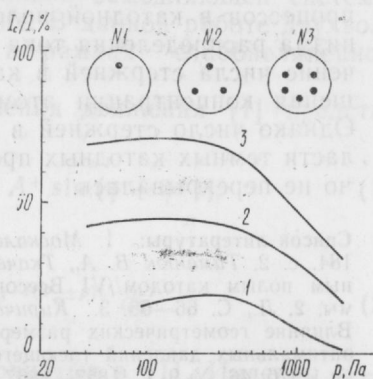
Исследования проведены в трех разрядных трубках, содержащих в качестве катода никелевый цилиндр диаметром 20 мм и 1, 3 или 6 никелевых стержней диаметром 1 мм, расположенных параллельно поверхности цилиндра и отстоящих от оси цилиндра на расстояние 5 мм. Схема размещения стержней в полости цилиндра показана на рисунке вверху. Длина цилиндра и стержней 100 мм, кольцевой анод с диаметром, равным диаметру цилиндра, отстоит от катода на расстояние 5 мм. Все измерения проведены при наполнении разрядных трубок гелием высокой чистоты на вакуумной установке с безмасляной откачкой.

Исследование зависимости напряжения горения от давления газа показало, что «эффект полого катода», заключающийся в аномальном виде этой зависимости для определенного диапазона давлений газа [3], проявляется во всех разрядных трубках. Изменение числа стержней в полости цилиндра приводит лишь к не-

значительному смещению границ области оптимальных давлений полого катода. Для катода данных размеров область оптимальных давлений соответствует давлениям гелия примерно от 10^2 Па до 10^3 Па.

Измерение распределения тока между стержнями и цилиндром проведено при различных значениях общего разрядного тока, соответствующих средним значениям плотности тока на катоде от $j = 0,25$ мА/см² до $j = 1$ мА/см². Оказалось, что доля тока на стержни не зависит от величины разрядного тока.

На рисунке приведены зависимости от отношения тока стержня I_c к общему разрядному току I от давления гелия p для трубок № 1 (кривая 1), № 2 (2) и № 3 (3). Как видно из рисунка, характер зависимости I_c/I от p практически одинаков для трубок с различным числом стержней. При давлениях гелия менее 400 Па ток стержней изменяется с изменением давления газа, при более высоких давлениях I_c с ростом p снижается.



Зависимости отношения тока стержня I_c к общему разрядному току I от давления гелия p для трубок

Численные значения доли общего разрядного тока, текущего на стержни, возрастают с ростом числа стержней, введенных в полость цилиндра. Однако эта зависимость нелинейна. Если при одном стержне I_c/I достигает величины 20 %, то для трех стержней — 45 %, а для шести — 72 %. Непропорциональность доли тока стержней их числу обусловлена тем, что при низких давлениях газа темные катодные пространства соседних стержней начинают перекрываться.

Следует отметить, что доля тока на стержни не пропорциональна их поверхности (площадь поверхности одного стержня в 20 раз меньше площади цилиндра). Вследствие этого плотность тока на стержни значительно превышает плотность тока на цилиндр. В таблице приведены для трубок с различным числом стержней N значения плотности тока стержней j_c , плотности тока цилиндра $j_{ц}$ и отношение $j_c/j_{ц}$ при давлении гелия 100 Па и средней плотности катодного тока 0,75 мА/см².

N			
j_c , мА/см ²	1	3	6
$j_{ц}$, мА/см ²	0,16	0,15	0,11
$j_c/j_{ц}$	0,04	0,027	0,015
	4	5,6	7,3

Видно, что с ростом числа стержней плотность тока на стержнях уменьшается, однако при этом уменьшается и плотность тока на цилиндр. Вследствие более быстрого спада плотности тока на цилиндр величина отношения j_c/j_d с ростом числа стержней существенно возрастает.

В результате проведенной работы можно сделать следующие выводы. Увеличение числа стержней, введенных в полость цилиндрического полого катода, не изменяет характера элементарных процессов в катодной полости и не приводит к изменению механизма распределения тока между стержнями и цилиндром. Увеличение числа стержней в катодной полости полезно в плане повышения концентрации атомов распыленного материала стержня. Однако число стержней в полости должно быть таким, чтобы области темных катодных пространств соседних стержней существенно не перекрывались.

Список литературы: 1. Москалев Б. И. Разряд с полым катодом. М., 1969. 184. с. 2. Тиманюк В. А., Ткаченко В. М. Исследование разряда с коаксиальным полым катодом//VI Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. 2. Л., С. 66—68. 3. Кириченко В. И., Ткаченко В. М., Тютюнник В. Б. Влияние геометрических размеров, материала катода и рода газа на область оптимальных давлений тлеющего разряда с полым катодом//Журн. техн. физики. 1976, 46, № 9. С. 1857—1867.

Поступила в редколлегию 15.02.89

SUMMARY

The distribution of current in a hollow cathode containing a cylinders and one, three or six rods placed in the cylinder has been studied. It has been found out that an increase of the number of rods results in an increase of a rod current density relation to cylinder current density.

УДК 621.385.6

Е. Н. ОДАРЕНКО, А. А. ШМАТЬКО, д-р физ.-мат. наук

УПРОЩЕННАЯ АНАЛИТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ГДИ В ДВУХВОЛНОВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

При теоретическом исследовании резонансных генераторов с распределенным взаимодействием одной из самых сложных задач является получение аналитических выражений для выходных характеристик приборов в нелинейном режиме. Исходная система интегродифференциальных уравнений [1] даже в простейшем случае однородного распределения поля решается только численно, поэтому для получения ее аналитического решения вводятся дополнительные упрощающие предположения. Это ограничивает применение полученных соотношений, однако такой подход оправдан,

поскольку позволяет получать результаты в аналитическом виде удовлетворительной точности в рамках принятых допущений.

Одним из приближенных методов анализа процессов в СВЧ приборах О-типа является двухволновое приближение [2, 3]. Этот подход применяется при большом пространственном заряде. В этом случае фазовые скорости медленной и быстрой волн пространственного заряда (МВПЗ и БВПЗ) различны, и поэтому условие синхронизма с поверхностной гармоникой замедляющей системы обеспечивается только на одной из них. В данной работе двухволновое приближение используется в рамках слабонелинейной теории.

Решение линеаризованного уравнения движения [1] представим в виде

$$\theta = \frac{\Phi_0 F}{4p} [A^- \sin(\varphi + \psi^-) - A^+ \sin(\varphi + \psi^+)], \quad (1)$$

где $\psi^\pm = \alpha^\pm \mp p\xi$;

$$A^\pm(\xi) e^{-i\alpha^\pm \xi} = \int_0^\xi f(\xi') e^{-i(\Phi_s \pm p)\xi'} d\xi'. \quad (2)$$

Здесь используются обозначения, принятые в [1]. Индексы «+» и «-» присвоены выражениям, значения которых определяются взаимодействием волны замедляющей системы с МВПЗ и БВПЗ соответственно. Если оставить в рассмотрении только одну волну пространственного заряда, то после несложных преобразований получается выражение для амплитудной колебательной характеристики [4]:

$$S_1^\pm(F) = \pm \frac{4p}{\Phi_0 F} \left[1 - J_0 \left(\frac{\Phi_0 F}{4p} A^\pm(1) \right) \right], \quad (3)$$

где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка. Из (2) следует, что значение величины $A^\pm(1)$ определяется формой огибающей поля в резонаторе вдоль пространства взаимодействия. Гауссовскому распределению поля $f(\xi) = C \exp \left[-\left(\frac{\xi - 0,5}{w} \right)^2 \right]$ соответствует выражение

$$A^\pm(1) = C w \sqrt{\pi} \exp \left[-\left(\frac{\Phi_s \pm p}{2} w \right)^2 \right]. \quad (4)$$

Итак, используя двухволновый подход в рамках слабонелинейного приближения, удастся довольно просто получить выражение для амплитудной колебательной характеристики при произвольном распределении поля в резонансной системе $f(\xi)$. Используя (3), можно определить из уравнения возбуждения амплитуду колебаний в генераторе и его электронный КПД η . При этом в рассмотрении остается только МВПЗ, так как она переносит отрицательный поток мощности, т. е. отдает энергию полю. Полу-

ценные результаты можно уточнить, если учесть влияние БВПЗ [2]. Наиболее просто это сделать, если предположить, что в рамках приближения слабой нелинейности взаимодействие волны замедляющей системы с МВПЗ и БВПЗ является аддитивным. При этом выражение для амплитудной колебательной характеристики можно записать в виде

$$S_1 = \frac{4p}{\Phi_0 F} \left[J_0 \left(\frac{\Phi_0 F}{4p} A^-(1) \right) - J_0 \left(\frac{\Phi_0 F}{4p} A^+(1) \right) \right]. \quad (5)$$

Если разложить функции Бесселя в ряд по степеням аргумента и ограничиться конечным числом слагаемых, то из (5) и стационарного уравнения возбуждения можно получить алгебраическое уравнение для определения электронного к. п. д. Ограничившись слагаемыми, содержащими четвертую степень амплитуды, получаем прямую формулу для η :

$$\eta = \left(\frac{16p}{\Phi_0 G} \right)^{2f} \left[\frac{16p}{\Phi_0 ((A^-(1))^4 - (A^+(1))^4)} + \frac{G}{(A^-(1))^2 + (A^+(1))^2} \right]. \quad (6)$$

На рис. 1 представлены зависимости максимального по зоне генерации электронного к. п. д. от параметра пространственного

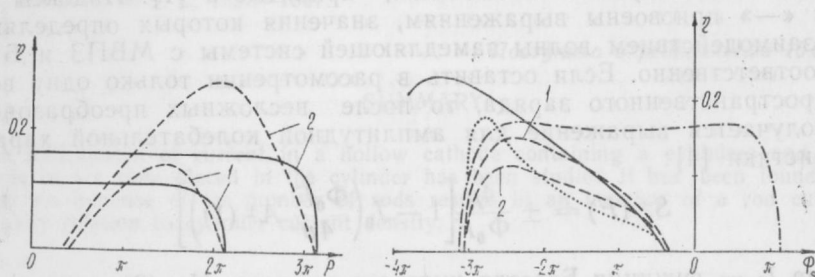


Рис. 1. Зависимости максимального электронного КПД от параметра пространственного заряда

Рис. 2. Зоны генерации ГДИ

заряда p . Штриховой линией показаны зависимости, полученные с использованием (5), сплошные линии — численное решение исходной нелинейной системы уравнений [1]. Параметры следующие: $\Phi_0 = 100$; $\omega = 0,25$; $I/I_{\text{пуск. min}} = 2$; 3 (кривые 1 и 2 соответственно), распределение поля — гауссовское. Из графиков видно, что при увеличении пространственного заряда значения p , при которых генерация прекращается, совпадают для приближенного и точного решения. Значения максимального к. п. д. полученные с использованием двухволнового подхода, при больших p оказываются несколько завышенными.

На рис. 2 приведены зоны генерации ГДИ, рассчитанные: численно-сплошная линия; по формуле (3) — штрихпунктир, по формуле (5) — штриховая кривая 1, по формуле (6) — кривая 2,

пунктирная кривая рассчитана в приближении кубической нелинейности. Параметры: $I/I_{\text{пуск. min}} = 4$; $p = \pi$. Заметим, что при данном отношении рабочего тока к пусковому наилучшее совпадение зоны генерации, рассчитанной при помощи (5), с зоной, даваемой точным решением, наблюдается в окрестности значения $p = \pi$. Из рис. 2 видно, что учет только МВПЗ (штрихпунктир) приводит к значительной ошибке в определении границ зоны генерации и к сильному искажению самой зоны. Учет двух волн пространственного заряда (кривая 1) позволяет получить зависимость $\eta(\Phi_s)$, которая в большей части области существования колебаний удовлетворительно согласуется с точным решением нелинейных уравнений генератора. Выражение (6) дает качественно верную зависимость к. п. д. от параметра Φ_s , хотя и несколько большую погрешность (пунктирная кривая 2) по сравнению с (5). Здесь следует учитывать тот факт, что зоны генерации, полученные в результате применения слабонелинейного приближения, несколько уже рассчитанных численно из-за отсутствия гистерезисного участка. Из сравнительного анализа графиков на рис. 2 можно сделать вывод о том, что при данном наборе параметров использование модифицированного выражения (5), полученного в результате применения двухволновой модели электронноволнового взаимодействия, более предпочтительно по сравнению с приближением кубической нелинейности.

Список литературы: 1. Ваврич Д. М., Третьяков О. А., Шматько А. А. Теория резонансных генераторов с длительным взаимодействием. X., 1978. 60 с. (Препринт/ФТИНТ АН УССР). 2. Солнцев В. А. О решении характеристического уравнения ЛБВ при большом параметре пространственного заряда//Радиотехника и электроника. 1966. 11, № 1. С. 68—72. 3. Солнцев В. А. Упрощенная нелинейная теория ЛБВ и ЛОВ в двухволновом приближении//Вопр. радиоэлектроники, сер. 1. Электроника. 1965. № 4. С. 5—15, 16—29. 4. Шматько А. А. Воздействие высокочастотного сигнала на резонансный автогенератор с распределенным взаимодействием О-типа//Радиотехника и электроника. 1985. 30, № 4. С. 761—769.

Поступила в редколлегию 12.01.89.

SUMMARY

Analytical expressions for generator amplitude oscillatory characteristic in weakly nonlinear case with one and both space charge waves are obtained. Electronic efficiency is calculated by means of this formulas. Results analysis in comparison with exact solution is carried out.

Г. В. БОЧАРОВ, С. Г. КУРБАРОВ, А. А. ШМАТЬКО,
д-р физ.-мат. наук

ФЛУКТУАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕХОДНОГО ПРОЦЕССА В ГЕНЕРАТОРАХ ОРОТРОННОГО ТИПА

Установление колебаний в генераторах оротронного типа (орotron, ГДИ, резонансная ЛОВ и др.) происходит под влиянием флуктуаций параметров электронного пучка. Это приводит к тому, что основные характеристики переходного процесса — его время, амплитуда и фаза выходного колебания являются случайными величинами.

Нами рассмотрены флуктуационные характеристики генераторов на этапе установления колебаний в автономном режиме и при наличии внешнего подвозбуждения. Исследовано динамическое влияние шума пучка на эти характеристики.

Взаимодействие электронного пучка, обладающего флуктуациями скорости и тока, с электромагнитным полем резонатора описывается в приближении слабой нелинейности системой уравнений относительно амплитуды $F(\tau)$ и фазы колебания $\gamma(\tau)$ [1]:

$$\frac{dF}{d\tau} - \alpha F + \beta F^3 = \frac{\pi \omega_r d_r G^2}{4F} N_0 + G \tilde{\varepsilon}_1(\tau), \quad F(\tau=0) = \tilde{F}_0, \quad (1)$$

$$F \frac{d\gamma}{d\tau} - \beta F + \alpha F^3 = \tilde{G} \tilde{\varepsilon}_2(\tau). \quad (2)$$

Интенсивность воздействующего на генератор шума определяется величиной

$$N_0 = |A_1|^2 \frac{S_i}{I_0^2} + \Phi_0^2 |A_2|^2 \frac{S_v}{v_0^2} + 2\Phi_0 \operatorname{Re}(A_1 A_2^*) \frac{S_{iv}}{I_0 v_0}, \quad (3)$$

в которой $\frac{S_i}{I_0^2}$, $\frac{S_v}{v_0^2}$, $\frac{S_{iv}}{I_0 v_0}$ — собственные и взаимная спектральные плотности относительных флуктуаций тока и скорости пучка на входе в пространство взаимодействия, A_1 , A_2 — параметры преобразования шума в резонаторе [1].

Решение уравнения (1) в приближении случайных начальных условий [2] дает выражения для среднего значения амплитуды $\bar{F}$:

$$\bar{F} = \frac{V\pi}{2} F_\infty K U\left(\frac{3}{2}, 2, K\right) e^{2\tau} / (e^{2\alpha\tau} - 1)^{1/2} \quad (4)$$

и дисперсии амплитуды σ_F^2 :

$$\sigma_F^2 = 2\sigma_0^2 e^{2\alpha\tau} K^2 \left[U(2, 2, K) - \frac{\pi}{4} K U^2\left(\frac{3}{2}, 2, K\right) \right]. \quad (5)$$

Здесь $U(a, b, x)$ — вырожденная гипергеометрическая функция второго рода, F_∞ — стационарная амплитуда в отсутствии шума, $\sigma_0^2 = \pi \omega_r^2 d_r^2 G^2 N_0 / 4 |a_0|$ — дисперсия предгенерационного шума, $K(\tau) = F_\infty^2 / 2\sigma_0^2 (e^{2a\tau} - 1)$.

Длительность переходного процесса характеризуется величиной

$$\tau = \frac{1}{2a} \ln \frac{F_\infty^2}{2\sigma_0^2} \cdot \frac{k^2}{1 - k^2}, \quad (6)$$

определяющей среднее время достижения амплитудой значения $F_1 = kF_\infty$ ($k < 1$).

Шумы электронного пучка являются не только затравкой возбуждающихся колебаний, но и оказывают влияние в течение всего переходного процесса. Рассмотрим, какой вклад вносит динамическое влияние шума в флуктуационные характеристики. Представим амплитуду колебания в виде $F = F_A + \tilde{f}$.

Второе слагаемое описывает «возмущение» амплитуды за счет динамического влияния шума. Считаем, что $|\tilde{f}/F_A| \ll 1$. Это позволяет рассматривать $\tilde{f}$ как линейный случайный процесс на фоне нелинейно изменяющейся F_A . Расчет дисперсии амплитуды в этом случае приводит к выражению

$$\begin{aligned} \sigma_F^2 = \sigma_{F_0}^2 + \frac{\sigma_1^2}{(1 - e^{-2a\tau})^3} & \left[\frac{P_0}{2} + 3e^{-2a\tau} (P_1 - P_0) + \right. \\ & + e^{-4a\tau} \left(P_3 - 3P_2 + \frac{3}{2} P_0 \right) + 6a\tau e^{-4a\tau} (P_2 - 2P_1 + P_0) - \\ & \left. - e^{-6a\tau} (P_3 - 3P_2 + 3P_1 - P_0) \right], \quad (7) \end{aligned}$$

где $P_n = (3 - n)(K_0^2)^n U(3, n, K_0^2 d)$. В этих формулах $\sigma_1^2 = \pi(\omega_r d_r G)^2 N_0 / 4a$, $K_0^2 = F_\infty^2 / 2\sigma_0^2$, $d = (e^{2a\tau} - 1)^{-1}$.

На рис. 1 представлены зависимости средней величины $\bar{F}/F_\infty$ и дисперсии нормированной амплитуды колебания σ_F^2 от времени τ . Графики 1, 2 соответствуют дисперсии амплитуды, рассчитанной в приближении случайных начальных условий и с учетом динамического влияния шума. Видно, что динамическое влияние шума приводит к увеличению дисперсии в 2,5 — 3 раза. Это позволяет сделать вывод о равносильном влиянии на величину σ_F^2 начального шума и шума, накапливаемого в переходном процессе. Аналогичный вывод, как показывают численные расчеты, можно сделать и для дисперсии времени установления колебаний. При этом среднее время переходного процесса остается неизменным.

Минимумы среднего значения и дисперсии времени достигаются в режиме возбуждения колебаний с минимальным пусковым током, и их величина уменьшается с увеличением общего тока пучка.

Одним из способов улучшения флуктуационных характеристик переходного процесса является подвозбуждение. Для генераторов

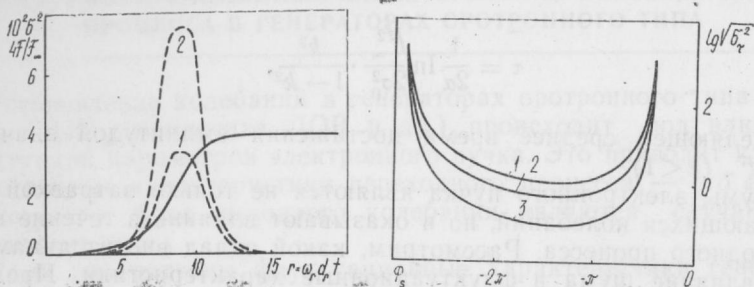


Рис. 1. Зависимость нормированной средней амплитуды $\bar{F}/F_\infty$ (—) и дисперсии амплитуды (---) от времени t в приближении случайных начальных условий (график 1) и с учетом динамического влияния шума (график 2); ($\Phi_0=100$, $\omega=0,25$, $I_0/I_n=2$, $\Phi_s=-1,31\pi$)

Рис. 2. Зависимость дисперсии времени достижения амплитудой уровня $k=0,9$ от параметра рассинхронизма Φ_s при наличии подвозбуждения ($\Phi_0=100$, $I_0/I_n=3$, $\omega=0,25$, 1— $h=0$, 2— $h=1$, 3— $h=2$)

орotronного типа оно может быть осуществлено путем ввода слабого гармонического сигнала $F_B(t)=S_0\cos\omega t$ (8) непосредственно в резонатор. В этом случае начальная амплитуда $\tilde{F}_0$ подчинена распределению Райса:

$$W_P(\tilde{F}_0) = \frac{\tilde{F}_0}{\sigma_0^2} \exp\left[-\frac{\tilde{F}_0^2 + S_0^2}{2\sigma_0^2}\right] I_0\left(\frac{\tilde{F}_0 S_0}{\sigma_0^2}\right). \quad (9)$$

Определение статистических моментов времени достижения амплитудой значения $F_1 = kF_\infty$ сводится к вычислению интеграла

$$\bar{\tau}^n = \frac{e^{-h^2} {}^hK_0}{2^{n-1}\alpha^n} \int_0^\infty x \ln \frac{k^2(K_0^2 - x^2)}{x^2(1 - k^2)} e^{-x^2 I_0(2hx)} dx. \quad (10)$$

$$\text{Здесь введены обозначения } h^2 = S_0^2/2\sigma_0^2, K_0^2 = F_\infty^2/2\sigma_0^2. \quad (11)$$

На рис. 2 представлены зависимости дисперсии времени переходного процесса $\sigma_\tau^2 = \bar{\tau}^2 - \bar{\tau}^2$ от величины начального рассинхронизма Φ_s [1] для различных уровней подвозбуждающего сигнала. Графики 1, 2, 3 соответствуют значениям $h=0$, $h=1$, $h=2$. При уровне подвозбуждения, в 2 раза превышающем интенсивность предгенерационного шума, дисперсия времени уменьшается на порядок. Положение минимума дисперсии в пределах зоны ге-

нерации не зависит от амплитуды внешнего сигнала и соответствует минимальному значению пускового тока.

Сокращение среднего времени установления колебаний, связанное с действием подвозбуждения, определяется выражением

$$\delta(\tau) = \frac{1}{\alpha} \left(\frac{C}{2} + \frac{1}{2} \ln h^2 - \frac{1}{2} Ei(-h^2) + \frac{\sigma_0}{F_0^2} h^2 \right). \quad (12)$$

Поскольку $\frac{\sigma_0^2}{F_0^2} h^2 \ll 1$, влияние нелинейности практически не сказывается на этой величине и для ее расчета можно использовать результат линейной теории [3].

Список литературы: 1. Курбаров С. Г., Шматько А. А. Влияние высокочастотных шумов на спектральные характеристики резонансных генераторов с распределенным взаимодействием//Деп. в УкрНИИТИ 02.04.87, № 1110—87. 2. Ахманов С. А. О флуктуационном характере установления колебаний в автогенераторе//Радиофизика. 1960. 3, № 1. С. 110—115. 3. Григулевич В. И. К вопросу о флуктуационном характере установления колебаний в электронном автогенераторе//Радиотехника. 1959. № 1. С. 65—70.

Поступила в редколлегию 10.02.89

SUMMARY

The fluctuation characteristics of transition process in orotron generators has been obtained by means of the method of chance initial conditions and with the taken into account the noise dynamic influence.

Also, the influence of additional excitation on this characteristics has been investigated too.

УДК 621.385

М. Н. ПИВНЕНКО

АНАЛИТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В НЕАВТОНОМНОМ ГЕНЕРАТОРЕ

Явление синхронизации генератора автоколебаний внешним гармоническим сигналом рассматривалось в литературе неоднократно [1, 2]. В опубликованных работах достаточно подробно исследованы стационарные режимы, определены резонансные характеристики синхронизированного генератора для разного вида нелинейности системы в мягком и жестком режиме возбуждения колебаний. При изучении нестационарных процессов основное внимание уделялось случаям, когда внешний сигнал много меньше амплитуды автоколебаний [1, 2] или много больше, но вдаль от полосы синхронизации [2], при которых удастся получить прибли-

женное аналитическое решение. В данной работе рассмотрен еще один режим синхронизированного генератора, который может быть исследован без привлечения численного интегрирования: когда внешний гармонический сигнал одного порядка с амплитудой автоколебаний находится вблизи полосы синхронизации.

Рассмотрим модель колебательной системы с кубической нелинейностью (генератор Ван-дер-Поля) и высокой добротностью. Укороченные уравнения, описывающие воздействие на такую систему внешнего гармонического сигнала, запишем в декартовой системе координат

$$\dot{x} = x(1 - x^2 - y^2) - y\Delta\omega - a; \quad (1)$$

$$\dot{y} = y(1 - x^2 - y^2) + x\Delta\omega. \quad (2)$$

Здесь $F = x + iy$ — комплексная амплитуда вынужденных коле-

баний, $\Delta\omega = \frac{\omega - \omega_a}{\omega_a}$ — относительная расстройка частоты внеш-

него сигнала ω и частоты автоколебаний ω_a , a — амплитуда внешнего сигнала. Все величины нормированы таким образом, что $F_a = 1$ (амплитуда автоколебаний). При амплитуде внешнего сигнала $a > 0,5$ переход от синхронных к квазипериодическим колебаниям происходит в результате бифуркации рождения предельного цикла из фокуса [3]. Согласно теореме о рождении цикла [3] при изменении бифуркационного параметра μ в окрестности состояния равновесия возникает периодическое решение с периодом, близким к $2\pi [|\operatorname{Im} \lambda_{1,2}(\mu_0)|]$, при этом радиус орбиты растет по параметру μ как $\sqrt{\mu - \mu_0}$ (μ_0 — значение параметра, соответствующее стационарному решению, $\lambda_{1,2}$ — собственное значение матрицы Якоби системы). В связи с этим решение системы (1, 2) вблизи полосы синхронизации целесообразно искать в виде гармонических колебаний (биений) с медленно меняющейся амплитудой E и фазой Φ :

$$x = x_0 + E \cos \Phi, \quad y = y_0 + E \sin \Phi, \quad (3)$$

$F_0 = x_0 + iy_0$ — стационарное значение амплитуды вынужденных колебаний. После усреднения системы уравнений (1, 2) по частоте биений получим

$$\dot{E} = E(1 - 2F_0^2 - E), \quad (4)$$

$$\dot{\Phi} = \Delta\omega. \quad (5)$$

Квадрат амплитуды вынужденных колебаний в стационарной точке может быть найден из уравнения резонансной кривой

$$F_0^2(1 - F_0^2) + \Delta\omega^2 F_0^2 = a^2. \quad (6)$$

На границе полосы синхронизации $F_0^2 = 0,5$. В установившемся режиме ($\dot{E} = 0$) амплитуда биений будет равна

$$E = \sqrt{1 - 2F_0^2}. \quad (7)$$

По мере удаления от полосы синхронизации величина уменьшается, а амплитуда биений растет, что приводит к увеличению глубины модуляции:

$$m = \frac{F_{\max} - F_{\min}}{F_{\max}} = \frac{2E}{F_0 + E} = \frac{2\sqrt{1 - 2F_0^2}}{F_0 + \sqrt{1 - 2F_0^2}}. \quad (8)$$

Максимальное значение m , равное $m=1$, достигается при амплитуде $F_0=1/\sqrt{3}$ (9). В этом случае наблюдаются прерывистые (импульсные) колебания. Хотя равенство (9) и является приближенным и предельный цикл заметно отличается от окружности, однако, как показывает численный эксперимент [4], погрешность определения любого из параметров, соответствующих режиму прерывистых колебаний, не превышает 2 %. При дальнейшем удалении от полосы синхронизации амплитуда биений и глубина модуляции уменьшаются:

$$m = \frac{2F_0}{F_0 + E} = \frac{2F_0}{F_0 + \sqrt{1 - 2F_0^2}}. \quad (10)$$

Определим теперь частоту биений. Из (5) видно, что в первом приближении она в точности равна величине расстройки частот $\Delta\omega$ и известный эффект частичного увеличения частоты не обнаруживается. Уравнение второго приближения для Φ имеет вид

$$\ddot{\Phi} = \Delta\omega - F_0^2 \sin 2\Phi - F_0 \sqrt{1 - 2F_0^2} \cos \Phi. \quad (11)$$

Вблизи полосы синхронизации ($F_0^2=0,5$) можно пренебречь третьим слагаемым. Проинтегрировав и усреднив решение за период биений, получим среднее значение частоты биений вблизи полосы синхронизации

$$\bar{\Phi} = \Delta\omega \sqrt{1 - \frac{F_0^2}{\Delta\omega^2}}. \quad (12)$$

Из (6) и (9) легко находится значение расстройки, соответствующее режиму прерывистой генерации

$$\Delta\omega_0 = \sqrt{3a^2 - \frac{4}{9}} \quad (13)$$

и полосы расстроек

$$\sqrt{2a^2 - \frac{1}{4}} < \Delta\omega < \sqrt{3a^2 - \frac{4}{9}}, \quad (14)$$

в которой предельный цикл биений не охватывает начала координат. Поскольку предельный цикл не охватывает начала координат и полный набег фазы за период биений равен нулю, то сред-

ная частота вынужденных колебаний (усредненная за период биений) совпадает с частотой синхронизации — наблюдается режим синхронизации квазипериодических колебаний на средней частоте. Ширина полосы синхронизации на средней частоте в реальных системах порядка 20 % от ширины полосы синхронизации.

Отметим, что обнаруженные явления в неавтономном генераторе Ван-дер-Поля при больших амплитудах внешнего сигнала имеют место и в более слоистых динамических системах при другом виде нелинейности и наличии неизохронности колебаний.

Список литературы: 1. Адлер Р. Исследования явлений синхронизации генераторов//ТИИЭР. 1973. 61, № 10. С. 5—13. 2. Ланда П. С. Автоколебания в системах с конечным числом степеней свободы. М., 1980. 360 с. 3. Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э. Теория колебаний. М., 1959. 915 с. 4. Пивненко М. Н., Шматько А. А. Особенности режима биений в генераторах с внешним сигналом//Проблемы нелинейной электротехники: Тез. докл. III Всесоюз. науч. техн. конф. К., 1988. Ч. 3. С. 38—40.

Поступила в редколлегию 25.01.89

SUMMARY

Theoretical analysis of quasiperiodic oscillations in forced generator was carried out. The amplitude and frequency of quasiperiodic oscillations is found in analytic form.

УДК 621.373.1.01

А. Б. БЕЛОГОРЦЕВ, канд. физ.-мат. наук,
Д. М. ВАВРИВ, д-р физ.-мат. наук, М. Ф. ПОЛЯЩЕНКО

ХАОТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ В ГЕНЕРАТОРЕ, СТАБИЛИЗИРОВАННОМ ВНЕШНИМ РЕЗОНАТОРОМ

Классическим способом стабилизации частоты генераторов электромагнитных колебаний является включение в их нагрузку высокودобротного резонатора. В случае генератора с мягким самовозбуждением динамика такой системы описывается следующими укороченными уравнениями [1—3]:

$$\frac{da}{d\tau} = \frac{r}{2} (1 - a^2) + kb \sin \varphi, \quad \frac{db}{d\tau} = -b - ka \sin \varphi,$$

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = \Delta + k \left(\frac{b}{a} - \frac{a}{b} \right) \cos \varphi. \quad (1)$$

Здесь τ — безразмерное время; a — амплитуда выходных колебаний генератора; b — амплитуда колебаний в дополнительном резонаторе; φ — разность фаз колебаний резонатора и генератора; r — прочность предельного цикла в режиме автоколебаний; k —

коэффициент связи генератора с внешним резонатором; Δ — расстройка собственной частоты дополнительного резонатора относительно частоты автогенерации. Величины, входящие в систему (1), нормированы таким образом, чтобы при отсутствии связи ($k=0$) амплитуда выходных колебаний генератора и время релаксации колебаний в резонаторе равнялись 1.

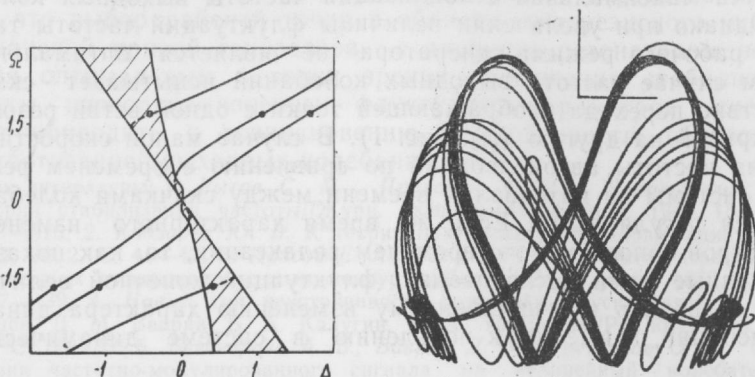


Рис. 1. Резонансные кривые генератора с дополнительным резонатором для различных значений параметра связи: а— $k=0,2$; б— $k=1,2$; в— $k=2,2$

Рис. 2. Проекция фазового портрета генератора на плоскость ($a \cos \varphi$, $a \sin \varphi$) в режиме хаотических колебаний. Длина ортов равна 0,2

Основные свойства решений системы (1) к настоящему времени исследованы достаточно подробно [1—3]. В дальнейшем нам понадобится зависимость расстройки частоты выходных колебаний Ω от параметра Δ , которая определяется выражением

$$\Delta = \Omega \left(1 - \frac{k^2}{1 + \Omega^2} \right). \quad (2)$$

Типичные кривые $\Omega(\Delta)$ приведены на рис. 1 для ряда характерных значений параметра связи. Неустойчивые участки резонансных кривых обозначены пунктирными линиями. Количественной характеристикой эффективности стабилизации частоты выходных колебаний является дифференциальный коэффициент стабилизации

$$S = \left| \frac{d\Delta}{d\Omega} \right| = 1 - k^2 \frac{1 - \Omega^2}{(1 + \Omega^2)^2}. \quad (3)$$

Его максимальное значение, равное $S_{\max} = 1 + k^2/8$, достигается на резонансных кривых в точках

$$\Delta_{\max} = \pm \sqrt{3} \left(1 - \frac{k^2}{4} \right), \quad \Omega_{\max} = \pm \sqrt{3}, \quad (4)$$

обведенных на рис. 1 окружностями. Отметим, что максимальный коэффициент стабилизации растет с увеличением параметра связи k . Однако, согласно (4) и рис. 1, при увеличении k значение $\Delta_{\max}$ смещается в область гистерезиса. Если флуктуация параметров системы приводит к малым изменениям частоты автоколебаний, то именно на этих участках резонансной кривой достигается максимальная стабилизация частоты выходных колебаний. Однако при увеличении величины флуктуаций частоты такой выбор рабочего режима генератора не является оптимальным. В этом случае частота выходных колебаний испытывает скачки вследствие перехода изображающей точки с одной ветви резонансной кривой на другую (см. рис. 1). В случае малой скорости изменения частоты автоколебаний по сравнению с временем релаксации системы на интервалах времени между скачками колебания остаются регулярными. Если же время характерного изменения параметров сопоставимо с временем релаксации, то, как показали проведенные нами исследования, флуктуации конечной величины могут приводить к существенному изменению характера динамики колебаний, а именно, к появлению в системе динамического хаоса.

Рассмотрим закономерность возникновения такого режима при наличии конечных возмущений параметра расстройки Δ . Для определенности выберем следующую зависимость его величины от времени: $\Delta(\tau) = \Delta_0 + \Delta_1 \cos \theta \tau$ (5). Численное исследование свойств решений системы (1) показало, что в случае слабой связи ($k < 1$), когда зависимость $\Omega(\Delta)$ однозначна, изменение расстройки Δ по закону (5) приводит к соответствующему периодическому изменению величин a , b , φ , Ω , что имеет место и в случае бесконечно малых флуктуаций параметра Δ .

В случае сильной связи ($k > 1$) поведение системы (1) является более сложным. Исследования показали, что если параметры возмущения (5) выбраны таким образом, что при изменении $\Delta(\tau)$ реализуется многократное прохождение через область гистерезиса, то в системе могут возбуждаться хаотические колебания. Условия стохастизации аналитически выражаются соотношениями

$$\Delta^- \leq \Delta^+, \quad \Delta_1 \geq (\Delta^+ - \Delta^-)/2, \quad \theta \approx 1 \quad (6)$$

где Δ^- , Δ^+ — границы области гистерезиса. Эти выражения аналогичны условиям возникновения хаоса в пассивных одномодовых колебательных системах, возбуждаемых модулированными источниками (см., например, [4, 5]). В качестве примера на рис. 2 дано изображение странного аттрактора, возникающего в фазовом пространстве системы (1) для параметров системы $r=3$; $k=1,2$; $\Delta_0=0$; $\Delta_1=0,375$; $\theta=0,45$. Проведенные эксперименты показали, что его возникновение происходит в результате последовательности бифуркаций удвоения периода, типичной для диссипативных динамических систем [6]. Образующиеся хаотические колебания характеризуются непрерывным спектром мощности,

экспоненциальным спаданием автокорреляционной функции, локальной неустойчивостью фазовых траекторий. Существенно, что возникающие стохастические колебания являются грубыми в том смысле, что они реализуются в широком диапазоне изменения параметров системы (1), приближенно определяемом соотношениями (6).

Таким образом, из результатов проведенных исследований следует, что выбор рабочей точки в области гистерезисного участка резонансной кривой генератора с внешним резонатором не является оптимальным с точки зрения достижения стабилизации частоты, поскольку конечные флуктуации параметров системы могут приводить к возникновению неустойчивости, обусловленной хаотизацией выходных колебаний.

Список литературы: 1. Рытов С. М., Прохоров А. М., Жаботинский М. Е. К теории стабилизации частоты//Журн. эксп.-теорет. физики. 1945. 15, № 10. С. 613—616. 2. Кобзарев Ю. В. К теории лампового генератора//Радиотехника. 1950. 5, № 2. С. 41—47. 3. Ирисов Е. А., Хохлов Р. В. Об автогенераторе слабо связанном с высокочастотным контуром//Вестн. Моск. ун-та. 1958. 13, № 2. С. 137—139. 4. Новый тип неустойчивости резонансных усилителей/А. Б. Белогорцев, Д. М. Ваврич, Б. А. Калугин, О. А. Третьяков//Радиотехника. 1988. № 5, С. 33—35. 5. Белогорцев А. Б., Ваврич Д. М., Третьяков О. А. О воздействии частотно-модулированного сигнала на нелинейный колебательный контур//Радиофизика. 1988. 31, № 3. С. 317—369. 6. Шустер Г. Детерминированный хаос. М., 1988. 240 с.

Поступила в редколлегию 06.01.89

SUMMARY

We investigate a classical problem on oscillator frequency stabilization by addition of high-quality resonator. We have proved that final parameter perturbations might result stochastization of output oscillations. We give the analytical conditions for emerging chaos and some results of numerical studies.

УДК 537.874

И. М. ЕФАНОВ, Н. П. ЖУК, С. Н. ШУЛЬГА

ИНТЕГРАЛЬНАЯ ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ НА ТОНКОМ СЛОЕ В НЕОДНОРОДНОМ ОКРУЖЕНИИ

Тема данной работы подсказана рядом проблем радиоэлектроники и геофизики, которые в теоретическом плане сводятся к задаче рассеяния электромагнитных волн на тонком проникаемом слое. Для ее решения успешно используется подход, основанный на упрощенном учете слоя посредством эквивалентных граничных условий на его средней поверхности [1]. В данной работе изложены элементарные рассуждения, распространяющие известные ранее условия на случай трехмерной задачи, предло-

жены новые соотношения (7) относительно эквивалентных поверхностных источников и вытекающие из них интегральные уравнения (15), (16) для двумерной задачи о слое в неоднородном окружении.

Отнесем трехмерное пространство к прямоугольной декартовой системе координат x, y, z . Пусть S — гладкая поверхность, параметризованная криволинейными (в общем случае — неортogonalными) координатами u, v ; $\vec{R}$ и $\vec{r} \equiv \vec{r}(u, v)$ — радиус векторы точек в пространстве и на поверхности S ; $\vec{r} \equiv \vec{r}_u \times \vec{r}_v / |\vec{r}_u \times \vec{r}_v|$ — единичный вектор нормали к S , v — расстояние (со знаком) точки $\vec{R}$ от поверхности S по нормали к последней. Величина v определена для всех точек, которые лежат на прямых, проходящих через поверхность S перпендикулярно к ней. Соответственно $\vec{R} \equiv \vec{R}(u, v, v) = \vec{r}(u, v) + \vec{v}n(u, v)$ для этих точек подразумеваем всюду без особых оговорок.

Определим в пространстве область $V_p = \{\vec{R}: \vec{r} \in S, -h/2 < v < h/2\}$, ($h = \text{const}$), которая входит в некоторую большую область V , и C_v — дополнение области V_p к V . Считаем, что каждый из объемов — V_p и C_v — заполнен однородным и изотропным магнитодиэлектриком с постоянными материальными параметрами μ_p, ϵ_p и μ, ϵ соответственно. Линейную стационарную среду во внешности области V не конкретизируем. При выполнении хотя бы одного из неравенств $\mu_p \neq \mu$ или $\epsilon_p \neq \epsilon$ заполнение области V_p отличается по свойствам от ближайшего окружения: в этом случае будем вести речь о нерегулярной среде, содержащей инородное включение. Случай регулярной среды, когда включение отсутствует, описывается условиями $\mu_p = \mu, \epsilon_p = \epsilon$.

Рассмотрим возбуждение нерегулярной среды монохроматическими ($e^{-i\omega t}$) сторонними источниками электрического и магнитного типов $\vec{I}(\vec{R}), \vec{M}(\vec{R})$. Уравнения для возникающего электромагнитного поля $\vec{E}(\vec{R}), \vec{H}(\vec{R})$ запишем в виде: в однородном окружении слоя ($\vec{R} \in V$) —

$$\nabla \times \vec{H} + ik_0 \vec{E} = (4\pi/c) \vec{I}, \quad \nabla \times \vec{E} - ik_0 \vec{H} = -(4\pi/c) \vec{M}, \quad (1)$$

а внутри слоя ($\vec{R} \in V_p$) —

$$\nabla \times \vec{H} + ik_0 \vec{E} = (4\pi/c) \vec{I}_p, \quad \nabla \times \vec{E} - ik_0 \vec{H} = -(4\pi/c) \vec{M}_p. \quad (2)$$

Уравнения Максвелла во внешности V опущены. Здесь полагается, что сторонние источники локализованы вне V_p — в част-

ности, они могут располагаться вне: V ; $k_0 = \omega/c$, c — скорость света в вакууме, $\vec{I}_p$ и $\vec{M}_p$ — поляризационные источники:

$\vec{I}_p(\vec{R}) = i\omega(\epsilon - \epsilon_p)\vec{E}(\vec{R})/4\pi$, $\vec{M}_p(\vec{R}) = i\omega(\mu - \mu_p)\vec{H}(\vec{R})/4\pi$, (3), определяемые полем внутри слоя ($\vec{R} \in V_p$). Допустим, что мы располагаем величинами $\vec{I}_p$, $\vec{M}_p$ в явном виде. Тогда из (1)–(2) следует вывод, что $\vec{E}$, $\vec{H}$ совпадает в каждой точке с полем в регулярной среде, возбуждаемым совместно источниками $\vec{I}$, $\vec{M}$ и $\vec{I}_p$, $\vec{M}_p$ [2].

Придерживаясь этой точки зрения, сформулируем упрощенную задачу для величин $\vec{E}$ и $\vec{H}$.

Предположим, что толщина h области V_p , занятой источниками $\vec{I}_p$, $\vec{M}_p$, много меньше остальных ее размеров, а также характерного масштаба измерения поля в S_v по направлению, нормальному к слою. Тогда объемные источники $\vec{I}_p$, $\vec{M}_p$ можно приближенно заменить источниками электрического и магнитного типов $\vec{I}_p(\vec{r})$, $\vec{K}_p(\vec{r})$, локализованных в регулярной среде на поверхности S : $\vec{I}_p(\vec{r}) = \int dV \vec{I}_p(\vec{R})$, $\vec{K}_p(\vec{r}) = \int dV \vec{M}_p(\vec{R})$ (интегрирование проводится от $-h/2$ до $h/2$). Заметим, что векторы $\vec{I}_p$, $\vec{K}_p$ имеют как касательные, так и нормальные к S составляющие. Примем во внимание [3], что поле поверхностных источников $\vec{I}_p$, $\vec{K}_p$ в регулярной среде тождественно совпадает с полем источников

$$\vec{I}(\vec{r}) = \vec{I}_{pt}(\vec{r}) + \vec{n} \times \nabla_s K_{pn}(\vec{r})/ik_0\mu,$$

$$\vec{K}(\vec{r}) = K_{pt}(\vec{r}) - \vec{n} \times \nabla_s I_{pn}(\vec{r})/ik_0\epsilon$$

электрического и магнитного типов, которые локализованы на поверхности S и касательны к ней в каждой точке. Индексы t, n здесь и далее сопровождают касательную или нормальную к S компоненты вектора, ∇_s — поверхностный оператор «набла» [4, с. 529]:

$$\nabla_s \equiv |\vec{r}_u \times \vec{r}_v| = (\vec{r}_v \vec{r}_u - \vec{r}_u \vec{r}_v) \cdot (\vec{r}_u \partial_v - \vec{r}_v \partial_u).$$

С этого момента и впредь мы полагаем, что уравнения Максвелла (1) распространены на все точки области V , за вычетом поверхности S , а на S мы сформулируем обычные условия сопряжения касательных компонент поля:

$$\vec{n} \times (\vec{E}_t^+ - \vec{E}_t^-) = -(4\pi/c) \vec{K}; \quad \vec{n} \times (\vec{H}_t^+ - \vec{H}_t^-) = (4\pi/c) \vec{I}. \quad (4)$$

Значок + или — соответственно указывает, что предельное значение берется с той стороны поверхности S , куда направлен вектор $\vec{n}$, или с противоположной стороны.

Вычислим поверхностные источники из (4) в явном виде. Предположим, что толщина h слоя много меньше характерного масштаба изменения внутреннего поля поперек слоя. Тогда, согласно (3), каждую из функций $\vec{I}_p \equiv \vec{I}_p(u, v, v)$ и $\vec{M}_p \equiv \vec{M}_p(u, v, v)$ можно приближенно заменить полусуммой ее значений при $v = h/2 - 0$ и $v = -h/2 + 0$. Выразим в получившихся выражениях для $\vec{I}_p, \vec{M}_p$ предельные значения поля при $v = \pm h/2$ изнутри слоя через предельные значения извне слоя с помощью условий непрерывности нормальных компонент индукций и тангенциальных компонент полей на границе раздела. Применяв затем описанную выше процедуру нахождения $\vec{I}, \vec{K}$, получаем

$$\vec{I} = \sigma_e (\vec{E}_t^+ + \vec{E}_t^-) + \sigma_m \vec{n} \times \nabla_s (H_n^+ + H_n^-) / ik_0 \mu_p, \quad (5)$$

$$\vec{K} = \sigma_m (\vec{H}_t^+ + \vec{H}_t^-) - \sigma_e \vec{n} \times \nabla_s (E_n^+ - E_n^-) / ik_0 \varepsilon_p, \\ \sigma_e = iac (\varepsilon - \varepsilon_p) / 8\pi, \quad \sigma_m = iac (\mu - \mu_p) / 8\pi, \quad (6)$$

$\alpha = k_0 h$ — малый параметр теории. После несложных эквивалентных преобразований эти выражения переходят в соотношения (43)—(44) работы [1].

Соотношения (4)—(5) представляют один из вариантов эквивалентных граничных условий, учитывающих наличие слоя. Как известно, из уравнений Максвелла в регулярной среде и (4) вытекает следующий результат: $\vec{n} \cdot (\vec{E}^+ - \vec{E}^-) = 4\pi \nabla_s \cdot \vec{I} / i\omega \varepsilon$, $\vec{n} \times (\vec{H}^+ - \vec{H}^-) = 4\pi \nabla_s \cdot \vec{K} / i\omega \mu$. Воспользовавшись им и условиями (4), выразим в (5) величины $\vec{E}^-, \vec{H}^-$ через $\vec{E}^+, \vec{H}^+$. В итоге получим

$$\vec{n} \times \vec{I} - (4\pi/c) [\sigma_e - (\sigma_m/k_0^2 \mu_p) \nabla_s \nabla_s] \cdot \vec{K} = \\ = 2\sigma_e \vec{n} \times \vec{E}_t^+ - 2\sigma_m \nabla_s H_n^+ / ik_0 \mu_p, \quad (7)$$

$$\vec{n} \times \vec{K} + (4\pi/c) [\sigma_m - (\sigma_e/k_0^2 \varepsilon_p) \nabla_s \nabla_s] \cdot \vec{I} = \\ = 2\sigma_m \vec{n} \times \vec{H}_t^+ + 2\sigma_e \nabla_s E_n^+ / ik_0 \varepsilon_p.$$

Соотношения (4), (7) образуют новый вариант граничных условий, учитывающих слой.

Отправным пунктом в поиске решения сформулированной задачи для $\vec{E}$, $\vec{H}$ можно использовать представление:

$$\begin{aligned}\vec{E}(\vec{R}) &= \vec{E}_0(\vec{R}) + \int_S dS' [\hat{G}_{ee}(\vec{R}, \vec{r}') \cdot \vec{I}(\vec{r}') + \hat{G}_{em}(\vec{R}, \vec{r}') \cdot \vec{K}(\vec{r}')], \\ \vec{H}(\vec{R}) &= \vec{H}_0(\vec{R}) + \int_S dS' [\hat{G}_{me}(\vec{R}, \vec{r}') \cdot \vec{I}(\vec{r}') + \hat{G}_{mm}(\vec{R}, \vec{r}') \cdot \vec{K}(\vec{r}')],\end{aligned}\quad (8)$$

Здесь $\vec{E}_0$, $\vec{H}_0$ и $\hat{G}_{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = e, m$) — соответственно поле сторонних источников $\vec{I}$, $\vec{M}$ и полевые функции Грина в регулярной среде. Это представление при любых $\vec{I}$, $\vec{K}$ удовлетворяет всем уравнениям и условиям сформулированной задачи для $\vec{E}$, $\vec{H}$, за вычетом (5) (или (7)). Подстановки (8) в любые из последних соотношений доставляет интегральные уравнения относительно $\vec{I}$, $\vec{K}$. Мы приведем их для частного случая двумерной задачи и возбуждения.

Примем, что выполняются следующие условия: а) область V совпадает с внутренностью цилиндра, образующие которого параллельны оси x , б) поверхность S образована перемещением прямой вдоль некоторого гладкого контура L в плоскости yOz параллельно оси x , в) материальные параметры среды вне V и сторонние источники не зависят от x . Очевидно, что в этих условиях $\vec{E} \equiv \vec{E}(\rho)$, $\vec{H} \equiv \vec{H}(\rho)$, $\rho = (0, y, z)$.

Пусть $\vec{\rho} = \vec{\rho}_L(v)$ — параметрическое уравнение контура L в плоскости yOz , $\vec{\tau}$ — единичный вектор касательной к L в этой плоскости: $\vec{\tau} = \vec{\rho}_L / |\vec{\rho}_L|$, $(\cdot \equiv \partial_v)$, $(\partial_l \equiv \partial / \partial l)$ — оператор дифференцирования по длине дуги контура L , $\partial_l \equiv \partial / \partial l = |\vec{\rho}_L|^{-1} \partial_v$; Σ — сечение области V плоскостью yOz . Тогда поверхность S можно задать уравнением $\vec{r}(u, v) = \vec{x}_0 u + \vec{\rho}(v)$, где $\vec{x}_0$ — орт оси x . Имеем, далее: $\vec{n} = \vec{n}(v) = \vec{x}_0 \times \vec{\tau}$, $\nabla_s \equiv \vec{x}_0 \partial_x + \vec{\tau} \partial_l$.

Решение уравнений Максвелла (1) в области Σ выражается через проекции поля на ось x по формулам:

$$\vec{H} = (1/ik_0\mu) [4\pi \vec{M}_\perp / c - \vec{x}_0 \times \nabla_\perp E_x] + \vec{x}_0 H_x, \quad (9)$$

$$\vec{E} = (1/ik_0\varepsilon) [4\pi \vec{I}_\perp / c + \vec{x}_0 \times \nabla_\perp H_x] + \vec{x}_0 E_x.$$

Индекс $\perp$ сопровождает компоненту вектора, компланарную плоскости yoz : $\nabla_{\perp} = \nabla - \vec{x}_0 \partial_x$ и т. д. Условия (4), (5), (7) приводят к соответственным следствиям для H_x :

$$H_x^+ - H_x^- = 4\pi I_z / c, \quad (i/k_0 \varepsilon) [(\partial_n H_x)^+ - (\partial_n H_x)^-] = 4\pi k_x / c; \quad (10)$$

$$I_z = (i\sigma_e / k_0 \varepsilon) [(\partial_n H_x)^+ + (\partial_n H_x)^-], \quad (11)$$

$$K_x = i\alpha (c/8\pi) D_m [H_x^+ + H_x^-];$$

$$I_z + 4\pi\sigma_e K_x / c = (2i\sigma_e / k_0 \varepsilon) (\partial_n H_x)^+,$$

$$2K_x = i\alpha D_m [cH_x^+ / 2\pi - I_z]. \quad (12)$$

($\rho \in L$) и аналогичным условиям для E_x , которые получаются из приведенных выше соотношений заменой $H_x \rightarrow E_x$, $I_z \rightarrow K_z$, $K_x \rightarrow -I_x$, $\varepsilon \rightarrow \mu$, $m \rightarrow e$. Здесь $I_{x,z}(\rho_L)$ и $K_{x,z}(\rho_L)$ — проекции векторов $\vec{I}$, $\vec{K}$ на $\vec{x}_0$ и $\vec{\tau}(\rho_L)$; ∂_n — оператор дифференцирования по нормам $\vec{n}$ к контуру L ; $D_{m,e}$ — дифференциальные операторы, действующие вдоль L :

$$D_m = \mu - \mu_p + \left(\frac{1}{\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon_p} \right) \frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial l^2}, \quad D_e = \varepsilon - \varepsilon_p + \left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_p} \right) \frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial l^2}.$$

Конкретизируем среду во внешности V , положив, что она изотропная и характеризуется материальными параметрами $\mu(\rho)$, $\varepsilon(\rho)$. При этом формулы (9) сохраняют свою силу и вне Σ , если под μ и ε понимать указанные функции переменного ρ . Далее считаем, что кусочно-гладкие функции $\varepsilon(\rho)$, $\mu(\rho)$ определены во всей плоскости yoz , причем в области Σ их значения постоянны и равны μ и ε .

Введем в рассмотрение величину $\mathcal{H}_z(\rho, \rho')$ — функцию Грина задачи для x -й проекции H_{ox} магнитного поля в регулярной среде, и $\mathcal{H}_\mu(\rho, \rho')$ — функцию Грина аналогичной задачи для E_{ox} . Функция $\mathcal{H}_\eta(\eta = \varepsilon, \mu)$ определена как решение уравнения

$$[\eta(\rho) \nabla_{\perp} \cdot \eta^{-1}(\rho) \nabla_{\perp} + k_0^2 \varepsilon(\rho) \mu(\rho)] \mathcal{H}_\eta(\rho, \rho') = \eta(\rho) \delta(\rho - \rho') \quad (13)$$

($-\infty < y, z < +\infty$), изображающее в бесконечности уходящую волну, которая на линиях разрыва коэффициентов уравнения непрерывна вместе с $\eta^{-1}(\rho) \partial_N \mathcal{H}_\mu(\rho, \rho'_L)$ (∂_N — производная по нормали к указанной линии). Особо отметим случай, когда во внешности Σ располагаются идеально проводящий или идеально

магнитный контуры — на них должны быть выполнены условия $\mathcal{H}_\mu = \partial_N \mathcal{H}_\varepsilon = 0$ или $\partial_N \mathcal{H}_\mu = \mathcal{H}_\varepsilon = 0$ соответственно.

По аналогии с (8) положим $H_x = H_{0x} - 4\pi i k_0 P_m / c$,

$$P_m(\vec{\rho}) \equiv \int_L dL' [K_x(\vec{\rho}_L') \mathcal{H}_\varepsilon(\vec{\rho}, \vec{\rho}_L') + I_\tau(\vec{\rho}_L') \partial_n \mathcal{H}_\varepsilon(\vec{\rho}, \vec{\rho}_L') / i k_0 \varepsilon] \quad (14)$$

это представление тождественно (относительно K_x , I_τ) удовлетворяет уравнению и всем условиям для H_x , кроме (11) (или (12)). Подставив его в последние из упомянутых условий, приходим к следующей системе интегральных уравнений для

$$\begin{aligned} I_\tau + 4\pi \sigma_e c^{-1} [K_x - (2/\varepsilon)(\partial_n P_m)^+] &= 2i\sigma_e \partial_n H_{0x} / k_0 \varepsilon, \\ 2K_x + i\alpha D_m [I_\tau + 2ik_0 P_m^+] &= i\alpha c D_m H_{0x} / 2\pi \end{aligned} \quad (15)$$

($\vec{\rho} \in L$). Вычислим предельные значения P_m^+ , $(\partial_n P_m)^+$, основываясь на известных свойствах логарифмического потенциала простого и двойного слоя [5]. В результате (15) преобразуется к итоговой системе интегральных уравнений

$$I_\tau(\vec{\rho}_L) - \sigma_e 8\pi \partial_n P_m(\vec{\rho}_L) / c \varepsilon = 2i\sigma_e \partial_n H_{0x}(\vec{\rho}_L) / k_0 \varepsilon, \quad (16)$$

$$K_x(\vec{\rho}_L) - \alpha k_0 D_m P_m(\vec{\rho}_L) = i\alpha c D_m H_{0x}(\vec{\rho}_L) / 4\pi$$

($\vec{\rho} \in L$). Здесь фигурируют прямые значения функции $P_m(\vec{\rho})$ на контуре L ; ядра интегральных операторов обладают слабой особенностью.

Сходные уравнения получаются и для T_x , K_τ , если воспользоваться представлением $E_x = E_{0x} + 4\pi i k_0 P_e / c$,

$$P_e(\vec{\rho}) \equiv \int_L dL' [-I_x(\vec{\rho}_L') \mathcal{H}_\mu(\vec{\rho}, \vec{\rho}_L') + K_\tau(\vec{\rho}_L') \partial_n \mathcal{H}_\mu(\vec{\rho}, \vec{\rho}_L') / i k_0 \mu]. \quad (17)$$

Формально их можно получить заменой в (15)–(16) $I_\tau \rightarrow K_\tau$, $K_x \rightarrow I_x$, $\varepsilon \rightarrow \mu$, $e \rightarrow m$, $H_{0x} \rightarrow -E_{0x}$.

Приведенные здесь интегральные уравнения относительно эквивалентных поверхностных источников можно решать численно методом моментов [1].

Список литературы: 1. Senior T. B. A., Volakis J. L. Sheet simulation of a thin dielectric layer//Radio Sci. 1987. 22, № 7. P. 1261–1272. 2. Хижняк Н. А. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. К., 1986. 280 с. 3. Michalski K. A. Missing boundary conditions of electromagnetics//Electronics Lett. 1986. 22, N 17. P. 921–922. 4. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М., 1974. 832 с. 5. Кошляков Н. С., Глинер Э. Б., Смирнов М. М. Уравнения математической физики. М., 1970. 710 с.

Поступила в редколлегию 12.01.89

SUMMARY

In connection with the above mentioned scattering problem new relations for the equivalent surface sources are obtained. For the twodimensional problem the integral equations including these sources are presented.

УДК 538.3

Н. А. ХИЖНЯК, д-р физ.-мат. наук,

Н. М. ЯЦЕНКО, Е. А. ЯЦЕНКО

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОКА В ТОНКОЙ АНТЕННЕ, ПОМЕЩЕННОЙ В АНИЗОТРОПНУЮ СРЕДУ

Задача о распределении тока в линейной антенне, помещенной в анизотропную среду, представляет интерес для многих приложений (антенна в плазме). Этой задаче посвящены отдельные работы [1, 2] и монографии [3]. В последние годы разработаны асимптотические методы, позволяющие получить единое аналитическое выражение для тока в линейной настроенной и ненастроенной антенне, что позволяет исследовать сам процесс настройки.

В настоящей работе эти результаты обобщаются на случай линейной антенны, помещенной в анизотропную среду.

Рассмотрим анизотропное неограниченное пространство, характеризуемое единичным значением магнитной проницаемости и диагональным тензором диэлектрической проницаемости:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Рассмотрим тонкий идеально проводящий вибратор длиной $2L$ и эквивалентным радиусом r_e , помещенный в эту среду.

Можно показать (см. также [1]), что уравнение для тока в тонком вибраторе имеет вид

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + k_0^2 \epsilon_3 \right) \int_{-L}^L I(x') \frac{\exp(-ik_0 \sqrt{\epsilon_1} \sqrt{\gamma^2(x-x')^2 + r_e^2})}{\sqrt{\gamma^2(x-x')^2 + r_e^2}} dx' = - \quad (2)$$

$$- i\omega e_{0x}(x),$$

если вибратор перпендикулярен оси OZ и

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} + k_0^2 \epsilon_1 \right) \int_{-L}^L I(z') \frac{\exp(-ik_0 \sqrt{\epsilon_3} \sqrt{\mu^2(z-z')^2 + r_e^2})}{\sqrt{\mu^2(z-z')^2 + r_e^2}} dz' =$$

$$= - i\omega \mu e_{0z}(z), \quad (3)$$

если вибратор параллелен оси OZ , $\gamma = \sqrt{\epsilon_3/\epsilon_1}$, $\mu = 1/\gamma$.

Рассмотрим случай, когда поверхность волновых векторов замкнута, т. е. $\varepsilon_1 > 0$, $\varepsilon_3 < 0$. Детальные вычисления будем проводить для одной ориентации антенны, хотя они просто обобщаются и на другую ориентацию.

Решение уравнений (2) и (3) получим, как и в работе [4], методом частичного усреднения.

При решении интегральных уравнений вибраторных антенн обычно осуществляется выделение малого параметра задачи. После выделения малого параметра уравнение (2) приобретает вид

$$\frac{d^2 I(x)}{dx^2} + k_0^2 \varepsilon_3 I(x) = \alpha_1 \gamma \{ i \omega E_{0x}(x) + F_0[x, I(x)] \}, \quad (4)$$

где $\alpha_1 = -1/(2 \ln(2 \gamma L/r_e))$ — малый параметр; $F_0[x, I(x)]$ — интегродифференциальный оператор, равный собственному полю вибратора и совпадающий с F_0 из [4] при замене $k \rightarrow k_0 \sqrt{\varepsilon_3}$.

Решение уравнения (4) для случая симметричного возбуждения представим в виде

$$I(x) = - \frac{i \omega \alpha_1}{k_0 \sqrt{\varepsilon_1}} \cdot \frac{1}{\sin 2k_0 \sqrt{\varepsilon_3} L + \alpha_1 \gamma P_x(k_0 \sqrt{\varepsilon_1} r_e, 2k_0 \sqrt{\varepsilon_3} L)} \times \\ \times \left\{ \sin k_0 \sqrt{\varepsilon_3} (L - x) \int_{-R}^x E_{0x}(x') \sin k_0 \sqrt{\varepsilon_3} (L + x') dx' + \right. \\ \left. + \sin k_0 \sqrt{\varepsilon_3} (L + x) \int_x^L E_{0x}(x') \sin k_0 \sqrt{\varepsilon_3} (L - x') dx' \right\}, \quad (5)$$

$$\text{где } P_x(k_0 \sqrt{\varepsilon_1} r_e, 2k_0 \sqrt{\varepsilon_3} L) = \int_{-L}^L \left\{ \frac{\exp(-ik_0 \sqrt{\varepsilon_1} \sqrt{\gamma^2 (x-L)^2 + r_e^2})}{\sqrt{\gamma^2 (x-L)^2 + r_e^2}} + \right. \\ \left. + \frac{\exp(-ik_0 \sqrt{\varepsilon_1} \sqrt{\gamma^2 (x+L)^2 + r_e^2})}{\sqrt{\gamma^2 (x+L)^2 + r_e^2}} \right\} \sin k_0 \sqrt{\varepsilon_3} (L - x) dx$$

— функция, учитывающая потери энергии на излучение. Эту функцию можно преобразовать следующим образом:

$$P_x(k_0 \sqrt{\varepsilon_1} r_e, 2k_0 \sqrt{\varepsilon_3} L) = \frac{2}{\gamma} \sin k_0 \sqrt{\varepsilon_3} L \cdot P(k_0 \sqrt{\varepsilon_1} r_e, 2k_0 \sqrt{\varepsilon_3} L), \quad (6)$$

где $P = P' - iP''$,

$$P'(k_0 \sqrt{\varepsilon_1} r_e, 2k_0 \sqrt{\varepsilon_3} L) = \cos k_0 \sqrt{\varepsilon_3} L \cdot C_c(k_0 \sqrt{\varepsilon_1} r_e, 2k_0 \sqrt{\varepsilon_3} L) + \\ + \sin k_0 \sqrt{\varepsilon_3} L \cdot C_s(k_0 \sqrt{\varepsilon_1} r_e, 2k_0 \sqrt{\varepsilon_3} L),$$

$$P''(k_0 \sqrt{\varepsilon_1} r_e, 2k_0 \sqrt{\varepsilon_3} L) = \cos k_0 \sqrt{\varepsilon_3} L \cdot S_c(k_0 \sqrt{\varepsilon_1} r_e, 2k_0 \sqrt{\varepsilon_3} L) + \\ + \sin k_0 \sqrt{\varepsilon_3} L \cdot S_s(k_0 \sqrt{\varepsilon_1} r_e, 2k_0 \sqrt{\varepsilon_3} L), \quad (7)$$

C_c, C_s, S_c, S_s — обобщенные интегральные функции.

Учитывая выражения (6) и (7), условие резонанса запишется как

$$\cos k_0 \sqrt{\varepsilon_3} L + \alpha_1 P'(k_0 \sqrt{\varepsilon_1} r_e, 2k_0 \sqrt{\varepsilon_3} L) = 0.$$

Решая это уравнение методом возмущения, определяем резонансную длину вибратора и его укорочение при резонансе.

Решение уравнения (3) осуществляется так же, как и (2). В результате получаем формулу для определения тока:

$$I(z) = -\frac{i\alpha_2 \omega \sqrt{\varepsilon_1}}{k_0 \varepsilon_3} \cdot \frac{1}{\sin 2k_0 \sqrt{\varepsilon_1} L + \alpha_2 \mu P_z(k_0 \sqrt{\varepsilon_3} r_e, 2k_0 \sqrt{\varepsilon_1} L)} \times \\ \times \left\{ \sin k_0 \sqrt{\varepsilon_1} (L - z) \int_{-L}^z E_{0z}(z') \sin k_0 \sqrt{\varepsilon_1} (L + z') dz' + \right. \\ \left. + \sin k_0 \sqrt{\varepsilon_1} (L + z) \int_z^L E_{0z}(z') \sin k_0 \sqrt{\varepsilon_1} (L - z') dz' \right\}, \quad (8)$$

где $\alpha_2 = -1/(2 \ln(2\mu L/r_e))$ — малый параметр;

$$P_z(k_0 \sqrt{\varepsilon_3} r_e, 2k_0 \sqrt{\varepsilon_1} L) = \int_{-L}^L \left\{ \frac{\exp(-ik_0 \sqrt{\varepsilon_3} \sqrt{\mu^2(z-L)^2 + r_e^2})}{\sqrt{\mu^2(z-L)^2 + r_e^2}} + \right. \\ \left. + \frac{\exp(-ik_0 \sqrt{\varepsilon_3} \sqrt{\mu^2(z+L)^2 + r_e^2})}{\sqrt{\mu^2(z+L)^2 + r_e^2}} \right\} \sin k_0 \sqrt{\varepsilon_1} (L - z) dz$$

— имеет тот же физический смысл, что P_x .

$$P_z(k_0 \sqrt{\varepsilon_3} r_e, 2k_0 \sqrt{\varepsilon_1} L) = \frac{2}{\mu} \sin k_0 \sqrt{\varepsilon_1} L \cdot P(k_0 \sqrt{\varepsilon_3}, 2k_0 \sqrt{\varepsilon_1} L),$$

$P(k_0 \sqrt{\varepsilon_3} r_e, 2k_0 \sqrt{\varepsilon_1} L)$ определяется выражениями (7) при соответствующей замене аргументов.

Дисперсионное уравнение можно представить как

$$\cos k_0 \sqrt{\varepsilon_1} L + \alpha_2 P'(k_0 \sqrt{\varepsilon_3} r_e, 2k_0 \sqrt{\varepsilon_1} L) = 0.$$

В диапазоне частот $(\omega_N^2/\omega_B) \ll \omega \ll \omega_B$, где ω_N и ω_B — ленгмюровская и ларморовская частоты электронов, диэлектрическая проницаемость плазмы описывается тензором (1). На примере симметричного вибратора, расположенного в ионосферной плазме (концентрация заряженных частиц $N=10^2 \text{ см}^{-3}$ [5]) полученные формулы для тока исследованы численно. В процессе численного эксперимента $\varepsilon_1=1,003$, а ε_3 изменялось от 0,1 до 1. В зависимости от отношения длины плеча вибратора L к длине волны возбуждающего поля λ на рис. 1 штриховыми линиями показан нормированный на E_0/k_0 входной ток для антенны, парал-

тельной геомагнитному полю, а сплошными — для антенны, перпендикулярной этому полю. В первом случае уменьшение ϵ_3 от 1 до 0,1 приводит лишь к росту амплитуды входного тока. Во втором случае при аналогичных изменениях ϵ_3 не только изменяется

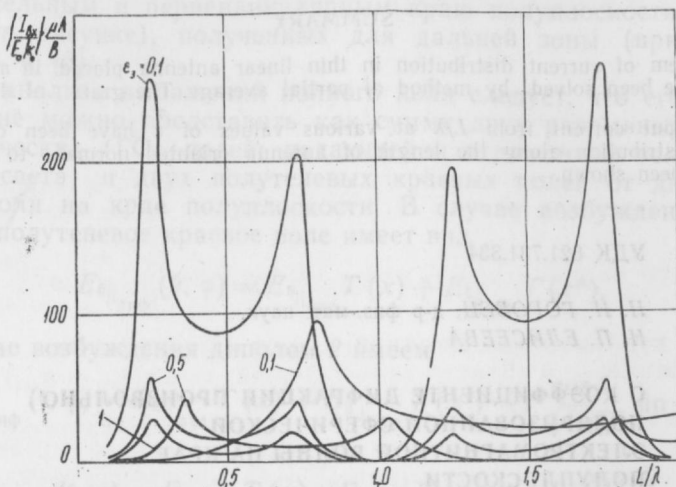


Рис. 1. Нормированный входной ток для антенны

амплитуда входного тока, но расширяется и смещается вся резонансная полоса. На рис. 2 показано распределение тока вдоль симметричного вибратора, перпендикулярного магнитному полю Земли при $\epsilon_1 = 1,003$, $\epsilon_3 = 0,5$ для различных значений L/λ .

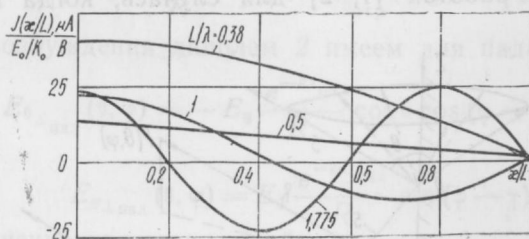


Рис. 2. Распределение тока вдоль симметричного вибратора

Таким образом, полученные аналитические выражения дают возможность исследовать влияние анизотропии окружающей среды на ток в линейной антенне.

Список литературы: 1. Чугунов Ю. В. К теории тонкой металлической антенны в анизотропных средах//Радиофизика. 1969. 12, № 6. С. 830—834. 2. Еремин С. М. Импеданс электрического вибратора в анизотропной плазме//Радиотехника и электроника. 1988. 33, № 9. С. 1852—1861. 3. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. М., 1978. 556 с. 4. Петленко В. А. Асимптотическое решение интегрального уравнения тонкой антенны//Вестн. Харьк.

SUMMARY

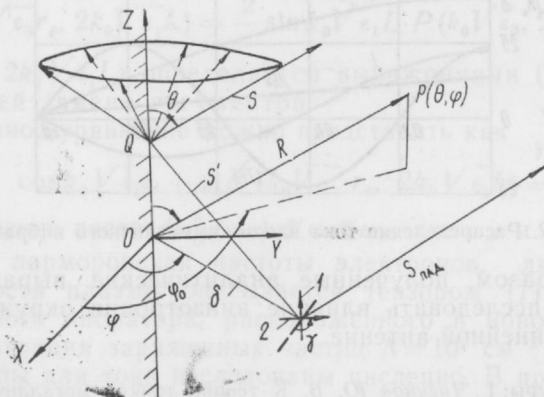
The problem of current distribution in thin linear antenna placed in anisotropic media have been solved by method of partial average. The graphs of dependence of the input current from L/λ at various values of $\tilde{\epsilon}$ have been cited. The current distribution along the length of antenna oriented normal to magnetic field has been shown.

УДК 621.731.334

Н. Н. ГОРОБЕЦ, д-р физ.-мат. наук,
Н. П. ЕЛИСЕЕВА

О КОЭФФИЦИЕНТЕ ДИФРАКЦИИ ПРОИЗВОЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА КРАЕ ПОЛУПЛОСКОСТИ

Задача определения коэффициентов дифракции на ребре и, в частности, на крае идеально проводящей полуплоскости, непрерывных при любых угловых координатах φ и φ_0 , характеризующих положение источника и точки наблюдения (см. рисунок), рассмотрена в работах [1, 2] для случаев, когда источник —



К расчету коэффициента дифракции поля на краю полуплоскости элементарный электрический или магнитный вибратор, параллельный краю полуплоскости. В данной работе коэффициент

дифракции в матричной форме находится для задачи возбуждения полуплоскости произвольно ориентированным электрическим диполем. Формулы выведены непосредственно из асимптотик строгого решения этой задачи для случаев возбуждения вибратором, параллельным и перпендикулярным краю полуплоскости (случаи 1, 2 на рисунке), полученных для дальней зоны (при $\delta/\lambda \ll \ll R/\lambda$) в [3].

Из анализа выражений полного поля следует, что его в дальней зоне можно представить как сумму двух разрывных геометрических (ГО) полей: падающей и отраженной волн (в области света) и двух полутеневых краевых полей от дифракции этих волн на крае полуплоскости. В случае возбуждения диполем 1 полутеневое краевое поле имеет вид

$$E_{\theta_{\parallel \text{диф}}}(\theta, \varphi) = E_{\theta_{\parallel \text{пад}}} T(x) + E_{\theta_{\parallel \text{отр}}} T(x^*), \quad (1)$$

в случае возбуждения диполем 2 имеем

$$E_{\theta_{\perp \text{диф}}}(\theta, \varphi) = E_{\theta_{\perp \text{пад}}} T(x) + E_{\theta_{\perp \text{отр}}} T(x^*) - F \frac{\cos \theta}{\sqrt{\sin \theta}} \sin \frac{\varphi}{2},$$

$$E_{\varphi_{\perp \text{диф}}}(\theta, \varphi) = E_{\varphi_{\perp \text{пад}}} T(x) + E_{\varphi_{\perp \text{отр}}} T(x^*) - F \frac{\cos \varphi/2}{\sqrt{\sin \theta}}. \quad (2)$$

ГО поле падающей и отраженной волн в точке наблюдения в случае возбуждения диполем 1 имеет вид

$$E_{\theta_{\parallel \text{пад}}}(\theta, \varphi) = E_0 \frac{e^{-ik s_{\text{пад}}}}{R} \sin \theta, \quad E_{\theta_{\parallel \text{отр}}}(\theta, \varphi) = E_0 \frac{e^{-ik s_{\text{отр}}}}{R}. \quad (3)$$

В случае возбуждения диполем 2 имеем для падающей волны

$$E_{\theta_{\perp \text{пад}}}(\theta, \varphi) = -E_0 \frac{e^{-ik s_{\text{пад}}}}{R} \cos \theta \cos(\varphi - \gamma),$$

$$E_{\varphi_{\perp \text{пад}}}(\theta, \varphi) = E_0 \frac{e^{-ik s_{\text{пад}}}}{R} \sin(\varphi - \gamma) \quad (4)$$

и соответственно для отраженной

$$E_{\theta_{\perp \text{отр}}}(\theta, \varphi) = E_0 \frac{e^{-ik s_{\text{отр}}}}{R} \cos \theta \cos(\varphi + \gamma),$$

$$E_{\varphi_{\perp \text{отр}}}(\theta, \varphi) = -E_0 \frac{e^{-ik s_{\text{отр}}}}{R} \sin(\varphi + \gamma). \quad (5)$$

В (3) – (5) $E_0 = \frac{iJlkW}{4\pi}$, где J – амплитуда тока; l – длина вибратора; W – волновое сопротивление среды; $s_{\text{пад}}$, $s_{\text{отр}}$ – эйконалы ГО волн, равные в дальней зоне: $s_{\text{пад}} = R - \delta \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_0)$,

$$s_{\text{отр}} = R - \delta \sin \theta \cos(\varphi + \varphi_0), \quad F = E_0 \sin\left(\gamma - \frac{\varphi_0}{2}\right) \frac{e^{-i(k\delta \sin \theta + \frac{\pi}{4})}}{V 2\pi k \delta} \times \\ \times \frac{e^{-ikR}}{R}, \quad \gamma - \text{угол ориентации диполя в плоскости ХУ.}$$

$$\text{Здесь} \quad T(x) = \pm \frac{\Phi(\sqrt{x}) - 1}{2}, \quad T(x^*) = \pm \frac{\Phi(\sqrt{x^*}) - 1}{2} \quad (6)$$

— разрывные на границах свет — тень $\varphi = \pi \pm \varphi_0$ функции, компенсирующие разрывы ГО полей и обеспечивающие непрерывность полного поля во всем пространстве за исключением окрестности края полуплоскости ($\Theta \Rightarrow 0; \pi$), что исключает скользящее и почти

$$\text{скользящее падение вдоль ребра, } \Phi(\sqrt{V i}) = \frac{2e^{-i\frac{\pi}{4}}}{V\pi} \int_0^{\zeta} e^{-it^2} dt -$$

интеграл вероятности. Верхний знак в (6) берется в области света, нижний — в области тени ГО поля, $x = ik(s_{\text{кр}} - s_{\text{пад}})/D.3 =$
 $= 2ik\delta \sin \theta \cos^2 \frac{\varphi - \varphi_0}{2}, \quad x^* = ik(s_{\text{кр}} - s_{\text{отр}})/D.3 = 2ik\delta \sin \theta \cos^2 \frac{\varphi + \varphi_0}{2},$

$s_{\text{кр}}$ — эйконал краевой волны, равный $s_{\text{кр}} = s' + s/D.3 = R + \delta \sin \theta$ (см. рисунок).

Запишем решения (1) и (2) согласно геометрической теории дифракции (ГТД) Келлера, в которой основной интерес представляет дифракционный коэффициент. В случае возбуждения диполем 1, сравнивая выражение (1) с формой решения в виде

$$E_{\theta_{||\text{диф}}}(\theta, \varphi) = D_{\theta_{||}}(\theta, \varphi) E_{\theta_{||\text{пад}}}(Q) \sqrt{\frac{s'}{s(s' + s)}} e^{-iks}, \quad (7)$$

находим, что они идентичны, если коэффициент дифракции записать в виде

$$D_{\theta_{||}}(\theta, \varphi) = [e^x T(x) - e^{x^*} T(x^*)] / \sqrt{s'}. \quad (8)$$

В уравнении (7) Q означает точку на крае полуплоскости, в которой образуется дифракционный луч, проходящий через точку наблюдения. ГО поле в точке Q согласно (3) равно $E_{\theta_{||\text{пад}}}(Q) =$

$$= \frac{e^{-iks'}}{s'} \sin \theta.$$

В случае возбуждения диполем 2, сравнивая форму решения (7) с выражением (2), находим, что коэффициент дифракции можно представить в матричной форме, при этом дифракционное электрическое поле имеет вид

$$\begin{bmatrix} E_{\theta_{\perp\text{диф}}}(\theta, \varphi) \\ E_{\varphi_{\perp\text{диф}}}(\theta, \varphi) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D_{\theta_{\perp}}(\theta, \varphi) & 0 \\ 0 & D_{\varphi_{\perp}}(\theta, \varphi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\theta_{\perp\text{пад}}}(Q) \\ E_{\varphi_{\perp\text{пад}}}(Q) \end{bmatrix} \sqrt{\frac{s'}{s(s' + s)}} e^{-iks}, \quad (9)$$

$$\text{где } D_{\theta \perp}(\theta, \varphi) = \left[e^x T(x) \cos(\varphi - \gamma) - e^{x^*} T(x^*) \cos(\varphi + \gamma) - \frac{E' \sin \varphi / 2}{V \sin \theta} \right] C_1, \quad (10)$$

$$D_{\varphi \perp}(\theta, \varphi) = \left[e^x T(x) \sin(\varphi - \gamma) - e^{x^*} T(x^*) \sin(\varphi + \gamma) - \frac{F' \cos \varphi / 2}{V \sin \theta} \right] C_2, \quad (11)$$

$$F' = \sin\left(\gamma - \frac{\varphi_0}{2}\right) \sqrt{\frac{2}{\pi k \delta}} e^{i\pi/4}, \quad C_1 = \frac{V s'}{\cos(\varphi_0 - \gamma)},$$

$$C_2 = \frac{V s'}{\sin(\varphi_0 - \gamma)}.$$

Компоненты падающего поля в точке Q на ребре полуплоскости в этом случае согласно (4)–(5) имеют вид

$$E_{\theta \perp \text{нал}}(Q) = -E_0 \frac{e^{-ik s'}}{s'} \cos \theta \cos(\varphi_0 - \gamma), \quad E_{\varphi \perp \text{нал}}(Q) = \\ = E_0 \frac{e^{-iks'}}{s'} \sin(\varphi_0 - \gamma).$$

Выражения (8), (10) и (11) представляют равномерные коэффициенты дифракции для обоих случаев возбуждения, применимые во всем пространстве, включая грани свет—тень ГО полей и их окрестности.

Вдали от полутеневого области, заменяя интеграл вероятности старшим членом его асимптотического разложения по большому аргументу $\Phi(\sqrt{x}) = 1 - e^{-x}/\sqrt{\pi x}^{1/2}$, получим коэффициенты дифракции в обычном для ГТД Келлера — неравномерном представлении. В случае возбуждения диполем 1 выражение (8) приводится к виду

$$D_{\theta \parallel}(\theta, \varphi) = -\frac{e^{-i\pi/4}}{2V\sqrt{2\pi k} \sin \theta} \left(\frac{1}{\cos \frac{\varphi - \varphi_0}{2}} - \frac{1}{\cos \frac{\varphi + \varphi_0}{2}} \right), \quad (12)$$

т. е. совпадает с мягким скалярным дифракционным коэффициентом D_s , получающимся при применении граничного условия

Дирихле [1]. В случае возбуждения диполем 2 выражения (10), (11) приводятся к виду

$$D_{\theta \perp}(\theta, \varphi) = \frac{e^{-i\pi/4}}{2\sqrt{2\pi k} \sin \theta} \left(\frac{1}{\cos \frac{\varphi - \varphi_0}{2}} - \frac{1}{\cos \frac{\varphi + \varphi_0}{2}} \right),$$

$$D_{\varphi \perp}(\theta, \varphi) = \frac{e^{-i\pi/4}}{2\sqrt{2\pi k} \sin \theta} \left(\frac{1}{\cos \frac{\varphi - \varphi_0}{2}} + \frac{1}{\cos \frac{\varphi + \varphi_0}{2}} \right), \quad (13)$$

т. е. совпадают соответственно с мягким D_s и жестким D_h , получающимся при применении граничного условия Неймана, коэффициентами дифракции, взятыми с противоположными знаками.

В случае возбуждения электрическим диполем, наклоненным под углом α к оси z , разложим ток на две компоненты:

$$I = I \cos \alpha \vec{v} + I \sin \alpha \vec{h}, \quad (14)$$

где $\vec{v}$ и $\vec{h}$ — единичные векторы вдоль оси z и вдоль проекции тока на плоскость XOY соответственно ($\alpha = 0^\circ$ соответствует диполю 1, $\alpha = 90^\circ$ — диполю 2). Дифракционное поле в точке наблюдения вдали от границ свет-тень ГО волн запишем согласно (7), (9) и (12) — (14) в виде

$$\begin{bmatrix} E_{\theta \text{ диф}}(\theta, \varphi) \\ E_{\varphi \text{ диф}}(\theta, \varphi) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -D_s & 0 \\ 0 & -D_h \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\theta \perp}(Q) \sin \alpha - E_{\theta \parallel}(Q) \cos \alpha \\ E_{\varphi \perp}(Q) \sin \alpha \end{bmatrix} \times \\ \times \sqrt{\frac{s}{s(s+s')}} e^{-iks}, \quad (15)$$

а в общем случае как

$$\begin{Bmatrix} E_{\theta \text{ диф}}(\theta, \varphi) \\ E_{\varphi \text{ диф}}(\theta, \varphi) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -D_{\theta \perp} \sin \alpha \cos \theta \cos(\varphi_0 - \gamma) + D_{\theta \perp} \cos \alpha \sin \theta \\ D_{\varphi \perp} \sin(\varphi_0 - \gamma) \sin \alpha \end{Bmatrix} \times \\ \times E_0 \frac{e^{-iks_{\text{KD}}}}{s\sqrt{s'}}. \quad (16)$$

Из выражений (15) — (16) видно, что дифрагированное поле в дальней зоне поперечно дифракционному лучу, причем в случае возбуждения диполем 1 оно линейно (E -поляризация), а при возбуждении наклоненным диполем имеет в общем случае эллиптическую поляризацию. Поляризационное отношение краевой волны в этом случае $\dot{p} = E_{\varphi \text{ диф}}/E_{\theta \text{ диф}}$ связано явно с поляризационным отношением падающей волны в точку Q

$$\dot{p}_0 = \frac{E_{\varphi \text{ пад}}(Q)}{E_{\theta \text{ пад}}(Q)} = \frac{\sin(\varphi_0 - \gamma) \sin \alpha}{\cos \theta \cos(\varphi_0 - \gamma) \sin \alpha - \sin \theta \cos \alpha}$$

только вдали от границы свет—тень, где отношение двух ортогональных дифракционных компонент равны $\frac{p}{p} = \operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2} \operatorname{ctg} \frac{\varphi_0}{2}$. Таким образом, в этом случае отношение коэффициентов дифракции для двух ортогональных компонент краевой волны совпадает с аналогичным отношением для плоской волны, а поляризационное отношение определяется поляризационным отношением падающей волны, т. е. положением и наклоном вибратора

Список литературы: 1. Куюмджан и Патхак. Равномерная геометрическая теория дифракции на идеально проводящей поверхности с ребром//ТИИЭР. 1974. 62, № 11. С. 1148—1161. 2. Пименов Ю. В., Салах А. К. О коэффициентах дифракции сферических и цилиндрических волн на ребре//Радиотехника. 1978. 33, № 6. С. 97—99. 3. Горобец Н. Н., Елисеева Н. П. Асимптотические характеристики дифракционных полей в задаче дифракции излучения диполя на полуплоскости. Деп. в ЦНТИ Информсвязь, № 202. М., 1983. С. 15.

Поступила в редколлегию 15.02.89

SUMMARY

The diffraction coefficient is obtained for counting the far-zone diffraction field, being uniform for any angular coordinates with respect to the source position and point of view, in a compact matrix form for the case of exciting perfectly conducting half-plane with the arbitrarily oriented electric dipole.

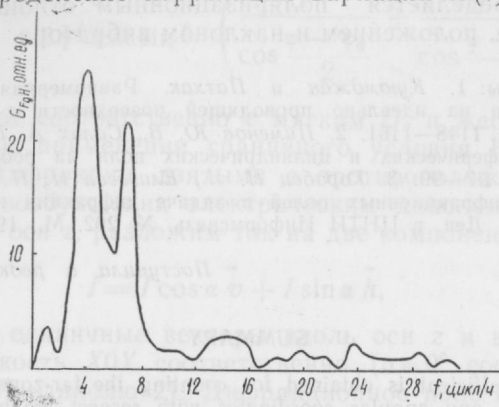
УДК 550.388.2

Н. М. ВАСИЛЬЕВА, В. А. ВОЛОДЧЕНКО,
Л. С. КОСТРОВ, В. Ф. ПУШИН

КРОСС-СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВАРИАЦИЙ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ И ЧАСТОТЫ ДЕКАМЕТРОВЫХ РАДИОВОЛН, ОТРАЖЕННЫХ ОТ ИОНОСФЕРЫ

Современные методы диагностики позволяют зарегистрировать короткопериодические вариации напряженности геомагнитного поля и электронной концентрации ионосферы, вызываемые распространением магнитогидродинамических (МГД) волн [1]. Задача выделения МГД волн из совокупности регистрируемых независимыми методами, изменений параметров ионосферы и геомагнитного поля решается в основном путем выделения вариаций с высокой взаимной корреляцией [2, 3]. Вариации напряженности магнитного поля $H(t)$ в диапазоне частот $10^{-3} \dots 10^2$ Гц составляют $\sim 0,1 \dots 10$ γ (при измерении на поверхности Земли). Для диагностики изменений электронной плотности применяются

высокочувствительные фазовый и доплеровский методы зондирования ионосферы. Девиация доплеровского смещения частоты F_g декаметровых зондирующих сигналов составляет от $\sim 0,1...1,0$ Гц, при периодах вариаций ~ 10 с [1—3]. В [3] получено, что наиболее эффективная частота взаимного преобразования пульсаций геомагнитного поля и плазменных колебаний составляет $\sim 10^{-2}$ Гц. Определение корреляции вариаций $H(t)$ и $F_g(t)$ про-



Кросс-спектр вариаций доплеровского смещения частоты и напряженности геомагнитного поля

изводится после выделения в зависимостях наиболее интенсивных частотных составляющих [2]. Однако регистрации $H(t)$ имеют, как правило, линейчатый спектр с различным соотношением интенсивности частотных компонент [4].

Желательно проводить оценку корреляции вариаций во всем исследуемом частотном диапазоне. С этой целью разработана методика определения взаимосвязи вариаций $H(t)$ и $F_g(t)$, основанная на кросс-спектральном анализе в полосе частот $\sim 10^{-3}...10^{-1}$ Гц. Методика предусматривает получение зависимостей $F_g(t)$ для различных модов распространения зондирующих сигналов при помощи предварительной доплеровской фильтрации с разрешающей способностью $\sim 0,01...0,1$ Гц.

Магнитометрическая аппаратура позволяет определять одновременно вариации ортогональных составляющих $H_x(t)$, $H_y(t)$ и $H_z(t)$. Это дает возможность построения кросс-спектров вариаций $F_g(t)$ отдельных компонент зондирующего сигнала и составляющих геомагнитного поля.

На рисунке показан кросс-спектр вариаций $F_g(t)$ и $H(t)$, полученный по данным, приведенным ранее в [5]. Временный интервал расчета кросс-спектра 64 мин, дискретность оцифровки регистраций 1 мин. Регистрация $H(t)$ производилась на пункте наблюдения БОРОК (Ярославская обл.), а $F_g(t)$ определялось

из данных вертикального доплеровского зондирования на $f_0 = 3,7$ МГц в РФО ХГУ п. ГАЙДАРЫ (Харьковская обл.).

Результаты расчетов показывают, что в период измерений в ионосфере наблюдалось возмущение с периодами ~ 15 и 9 мин, охватывающее значительный регион (характерные размеры $R \gtrsim 10^3$ км).

Предлагаемая методика применима для оценки взаимосвязи вариаций измеряемых параметров в других видах радиофизических исследований.

Список литературы: 1. *Klostermeyer I., Rottger I.* Simultaneous geomagnetic and ionospheric oscillations caused by hydromagnetic waves//Planet Spase Sci. 1976. 4. P. 1065—1071. 2. *Watermann I.* Observation of correlated VLF fluctuations in the phase path of ionospheric HF soundings//Journ. of Geoph. 1987. 61, № 1. P. 39—45. 3. *Duffus H. I., Bogd G. M.* The association between VLF geomagnetic fluctuations and Doppler ionospheric observations//Journ. of Atm. and Terr. Phys. 1968. 30. P. 481—496. 4. *Яновский Б. М.* Земной магнетизм. Л., 1978. 592 с. 5. *О связи геомагнитных пульсаций с параметрами среднеширотной нижней ионосферы*/В. Л. Дорохов, Л. С. Костров, С. И. Мартыненко и др.//Геомагнетизм и аэрономия. 1989. 29, № 1. С. 132—133.

Поступила в редколлегию 10.02.89

SUMMARY

Geomagnetic variations and frequency shifts of ionospherically reflected fixed-frequency radio waves are sometimes closely correlated. In this study, ground-based observations of geomagnetic and radio frequency variations have been investigated using a cross-spectral analysis.

УДК 621.371:551.510

К. П. ГАРМАШ

РЕГУЛЯРИЗАЦИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ В МЕТОДЕ ЧАСТИЧНЫХ ОТРАЖЕНИЙ

Теория метода частичных отражений (ЧО) в настоящее время достаточно хорошо развита и разработан ряд методик получения ионосферных параметров из экспериментальных данных (см., например, [1]). Наибольшее распространение получила методика дифференциального поглощения, основанная на различии показателя поглощения плазмы для обыкновенной (о) и необыкновенной (н) радиоволны. Выражение для отношения средних интенсивностей $\bar{A}_n^2$ и $\bar{A}_o^2$ ЧО сигналов при вертикальном распространении имеет вид

$$a(z) = \frac{\bar{A}_n^2}{\bar{A}_o^2} = R(z) \exp \left[- \int_{z_0}^z K(z') N(z') dz' \right], \quad (1)$$

где

$$R = [(\omega + \omega_n)^2 + \nu^2] / [(\omega - \omega_n)^2 + \nu^2];$$

$$K = \frac{8\omega_p^2 \nu \omega_n}{c [(\omega + \omega_n)^2 + \nu^2] [(\omega - \omega_n)^2 + \nu^2]};$$

$\omega_p = [e^2/\epsilon_0 m]^{1/2}$; $\omega = 2\pi f_1$ — циклическая частота радиоволны;
 $\omega_n = eB_0 \cos \chi/m$; B_0 — индукция магнитного поля Земли; χ —
 угол между $\vec{B}_0$ и вертикалью; ν — эффективная частота соударений электронов с тяжелыми частицами; c — скорость света в вакууме; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума; e и m —

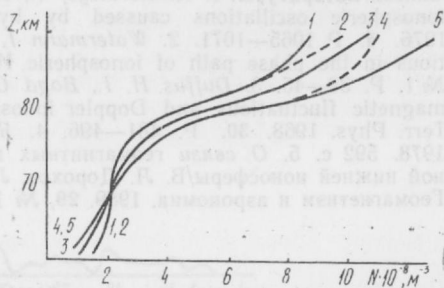
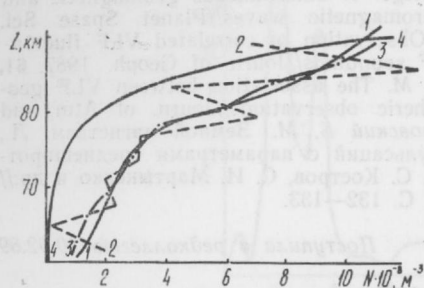


Рис. 1. Профили электронной концентрации: 1 — точный профиль; 2, 3 — профили, полученные при задании отношения интенсивностей частично отраженных сигналов с погрешностью $\sigma_{\epsilon} = 0,2$ по классической методике и с использованием регуляризации соответственно; 4 — профиль начального приближения, использованный в расчетах

Рис. 2. Влияние систематической погрешности $+20\%$ (кривые 1, 2) и -20% (кривые 4, 5) задания профиля частоты соударений на точность определения электронной концентрации: 1, 5, — профили, полученные по классической методике; 2, 4 — профили, полученные методом регуляризации; 3 — точный профиль

заряд и масса электрона; z_0 — высота начала ионосферы; $N(z_0) = 0$. Задаваясь модельным профилем $\nu(z)$, электронную концентрацию рассчитывают следующим образом:

$$N(z) = \frac{1}{K(z)} \left[\frac{1}{R(z)} \frac{dR}{dz} - \frac{1}{a(z)} \frac{da}{dz} \right]. \quad (2)$$

Выражение (2) является точным решением задачи (1) при точно заданных $a(z)$ и $K(z)$. Реально функция $a(z)$ известна из эксперимента со случайной погрешностью $10\ldots 100\%$ в зависимости от z , а модель $\nu(z)$ может иметь также систематическую погрешность по сравнению с реальным профилем. В математическом плане задача (1) сводится к интегральному уравнению Вольтерры 1 рода:

$$\int_{z_0}^z K(z') N(z') dz' = f(z), \quad (3)$$

$$f(z) = \ln [R(z)/a(z)].$$

где

Из теории интегральных уравнений данного типа известно (см., например, [27]), что (3) в некоторых пространствах является некорректным или, в частности, возможна определенная неустойчивость решения. Поэтому решение (2) может иметь несколько ложных минимумов и максимумов из-за погрешностей задания $a(z)$ и $K(z)$ и к нему применяется процедура сглаживания. При этом является проблематичным вопрос о близости полученного «сглаженного» профиля $N(z)$ к точному.

Современный уровень развития вычислительных средств позволяет в реальном времени получать решение уравнения (3), используя специальные устойчивые методы, и прежде всего методы регуляризации. В данном сообщении приведены результаты сравнения решений, полученных по методике (2) и с использованием метода регуляризации Тихонова, в случае, когда профили $a(z)$ и $v(z)$ заданы с погрешностью.

Разработанная программа на языке ФОРТРАН реализует алгоритм решения уравнения Тихонова [3]:

$$\begin{aligned} \alpha [N(z) - N_0(z)] + \int_{z_0}^z N(z') \left[\int_{z_0}^{z'} \tilde{K}(z') \tilde{K}(z'') dz'' \right] dz' = \\ = \int_{z_0}^z \tilde{K}(z') \tilde{f}(z') dz', \end{aligned} \quad (4)$$

где $N_0(z) = 10^{10} \exp [z/5 - 20]$ — начальное приближение для функции $N(z)$ (в м^{-3}); z — высота (здесь и далее в км); $\tilde{K}(z)$ и $\tilde{f}(z)$ — функции $K(z)$ и $f(z)$, заданные с погрешностью. Параметр регуляризации α подбирается программно способом обобщенной невязки.

Модель $N(z)$, использованная для расчета точных значений $a(z)$, представлена на рис. 1 (кривая 1), а профиль $v(z)$ задавался аналитически [4]: $v(z) = \exp [25,78 - 0,152 \cdot z]$, с^{-1} . Значения функции $a(z)$ рассчитывались с шагом $\Delta z = 3$ км в диапазоне высот $z \sim 60 \dots 90$ км для $f_1 = 2,2$ МГц. Полученные значения $a(z)$ возмущались шумом: $\tilde{a}(z) = a(z) [1 + \xi]$, имеющим нормальный закон распределения, математическое ожидание $M\xi = 0$ и среднеквадратическое отклонение $\sigma_\xi \sim 0,01 \dots 1$, а затем производилось вычисление профиля $N(z)$ согласно (2) и (4). Для примера на рис. 1 приведены профили, полученные по классической методике (кривая 2) и методом регуляризации (кривая 3) при $\sigma_\xi = 0,2$. Кривая 4 соответствует начальному приближению $N_0(z)$. Видно, что профиль $N(z)$, полученный согласно (2), сильно изрезан и имеет большую погрешность (на малых высотах она достигает $\sim 100\%$). Профиль 3 значительно более гладкий и лучше согласуется с кривой 1.

Рис. 2 иллюстрирует влияние систематической погрешности $\pm 20\%$ профиля $v(z)$ (а значит, и ядра $K(z)$) на точность по-

лучаемого решения. Видно, что такая погрешность не приводит к неустойчивости решения и профили $N(z)$, полученные согласно (2) и (4), до высот $z \sim 80 \dots 84$ км совпадают. При этом погрешность восстановленных профилей не превышает 20 %. На высотах $z \sim 85 \dots 90$ км профиль $N(z)$, полученный методом регуляризации, имеет погрешность в 2...3 раза меньшую.

Таким образом, использование для решения обратной задачи в методе ЧО регуляризирующих алгоритмов позволяет в реальном времени получать профили электронной концентрации с погрешностью в 2...3 раза меньшей, чем при использовании классической методики. Применение модельных профилей $v(z)$ не приводит к неустойчивости решения и не вносит в него существенных погрешностей даже при значительных систематических ошибках.

Список литературы: 1. Иванов В. А. Исследование D-области ионосферы методом частичных отражений. М., 1985. 197 с. Деп. в ВИНТИ, № 8349—В85. 2. Апарцин А. С. Численное решение интегральных уравнений I рода типа Вольтерра. Иркутск, 1981. (Препринт/СЭИ № 1). 3. Верлань А. Ф., Сизиков В. С. Интегральные уравнения: методы, алгоритмы, программы. К., 1986. 544 с. 4. Дорман Л. И., Козин И. Д. Космическое излучение в верхней атмосфере. М., 1983. 151 с.

Поступила в редколлегию 15.02.89

SUMMARY

The article deals with a question of obtaining electron density profiles in the partial reflection using A. N. Tikhonov's regularization. There are given some results of a numerical simulation; a comparison between errors of different methods is conducted.

УДК 621.372.853

О. В. БОЙЧУК, Е. А. ГУРИН,
В. Б. КАЗАНСКИЙ, д-р физ.-мат. наук

СОБСТВЕННЫЕ РЕЖИМЫ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА С ПРОДОЛЬНОЙ ЛЕНТОЧНОЙ РЕШЕТКОЙ

Введение в волноведущие каналы металлодиэлектрических вставок существенным образом воздействует на фазовые характеристики и модовый состав полей. Поэтому практический интерес представляет исследование собственных режимов таких линий передач и выбор обобщающей модели. Методом двухсторонних эквивалентных граничных условий (ЭГУ) [1] была построена теория распространения продольных волн в металлодиэлектрических прямоугольных волноводах с анизотропно проводящей поверхностью (АПП) [2].

Если АПП образована периодической ($l \ll \lambda$) решеткой из идеально проводящих лент, ориентированных вдоль направления

распространения волны oZ (рис. 1), то дисперсионное уравнение относительно постоянной распространения (k_z) имеет вид [2]:

$$\begin{vmatrix} k_z [F_{LE} + P(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)U^-] - k_x [F_{LM} + (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)U^-] \\ k_x [F_{LE} - 2U^+] \end{vmatrix} - k_z [P \cdot F_{LM} - 2U^+] = 0, \quad (1)$$

где $k_x = m\pi/a$; $U^\pm = \left(x \ln \frac{1 \pm u}{2} \right)^{\mp 1}$, $u = \cos(\pi d/l)$; $x = \frac{kl}{2\pi} = \frac{l}{\lambda}$;

$$P = 1 + 2 \frac{k_x^2 + k_z^2}{k^2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}; \quad k_{y1} = \sqrt{\varepsilon_1 k^2 - k_x^2 + k_z^2},$$

$$F_{LE} = k_{y1} \operatorname{ctg}(k_{y1} b_1)/k + k_{y2} \operatorname{ctg}(k_{y2} b_2)/k,$$

$$F_{LM} = \varepsilon_1 k \operatorname{ctg}(k_{y1} b_1)/k_{y1} + \varepsilon_2 k \operatorname{ctg}(k_{y2} b_2)/k_{y2}.$$

Эти уравнения легко обобщаются на произвольное число диэлектрических слоев с введением входных поперечных сопротивлений [2]. В общем случае поля в рассматриваемой структуре являются гибридными LME_{mn} и LEM_{mn} . Только при $m=0$ ($k_x=0$) в волноводе распространяется симметричная продольная волна LE_{0n} с k_z , определяемым из уравнения

$$\frac{k_{y1} \operatorname{ctg}(k_{y1} b_1)/k + k_{y2} \operatorname{ctg}(k_{y2} b_2)/k}{2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) - k_{y1}^2/k^2 - k_{y2}^2/k^2} = -U^-. \quad (2)$$

В отсутствие ленточной решетки ($d=l$, $U^-=0$) последнее уравнение, как и следовало ожидать, совпадает с известным для частично заполненных волноводов [3]. Из (2) следует и уравнение для определения критических частот ($k_z=0$; $k_{y1}=k\sqrt{\varepsilon_1}$):

$$\sqrt{\varepsilon_1} \cdot \operatorname{ctg}(\sqrt{\varepsilon_1} k b_1) + \sqrt{\varepsilon_2} \operatorname{ctg}(\sqrt{\varepsilon_2} k b_2) = -\frac{kl}{2\pi}(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \ln \frac{1-u}{2}. \quad (3)$$

Чтобы выявить характер влияния ленточной решетки на постоянную распространения, обратимся к волноводу с однородным заполнением поперечного сечения ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$) и будем рассматривать решетку в качестве малого возмущающего фактора ($u \geq 0,5$; $x \ll 1$; $U^- \sim 0$). Тогда при $u = -1$ критический волновой вектор $k_n^0 = n\pi/\sqrt{\varepsilon}b$ и введение решетки его изменяет на величину

$$\Delta k \approx \frac{1}{b} \frac{k_n^0 l}{2\pi} \left[1 - (-1)^n \cos \pi n \frac{b_1 - b_2}{b} \right] \ln \frac{1-u}{2}.$$

При этом критическая частота волновода уменьшается и волны LE_{0n} замедляются. Когда решетка расположена в середине волновода ($b_1 = b_2$), ее влияние сказывается только на волнах с нечетным индексом. Практически не изменяются фазовые характеристики этого типа волн, когда решетка расположена вблизи

стенки волновода ($b_1 \sim b$). По мере уменьшения щели решетки (сильное возмущение) критическая частота волновода для волны LE_{01} стремится к нулю, и она трансформируется в квази ТЕМ волну с частотно-независимой постоянной распространения, характерной для многопроводной замкнутой линии передачи. Наряду с ней распространяются и симметричные продольные волны с $n > 1$, критическая частота которых $\kappa_n > nl/V_{\varepsilon_i} b_i$, где b_i — размер соответствующей области волновода. В предельном случае металлической перегородки ($u \rightarrow 1$; $U^- = \infty$) остаются только эти волны, а квази ТЕМ волна исчезает. Рассмотренная динамика фазовых характеристик полей иная, чем в волноводе с поперечной ориентацией лент [2]. Такое различие открывает возможности направленного воздействия на модовый состав поля в подобных металлодиэлектрических волноводах.

Дисперсионные зависимости гибридных волн в отличие от симметричных имеют более сложное поведение. Поскольку вблизи критического режима ($k_z \rightarrow 0$) гибридные волны преобразуются в продольные, то их тип определялся по тому, какая из нормальных к решетке компонент поля обращается в ноль: если $E_y \rightarrow 0$, то $LEM \rightarrow LE$, а при $H_y \rightarrow 0$ $LME \rightarrow LM$. К такому эффекту приводит и предельное увеличение ширины щели $d \rightarrow l$: в дисперсионных уравнениях исчезает «решеточный» член ($U^\pm \rightarrow 0$). Критические частоты определяются уравнениями:

$$k\varepsilon_1 \operatorname{ctg}(k_{y_1} b_1)/k_{y_1} + k\varepsilon_2 \operatorname{ctg}(k_{y_2} b_2)/k_{y_2} = -(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) U^- \text{ для } LME_{mn}, \quad (4)$$

$$k_{y_1} \operatorname{ctg}(k_{y_2} b_1)/k + k_{y_2} \operatorname{ctg}(k_{y_2} b_2)/k = 2U^+ \text{ для } LEM_{mn}. \quad (5)$$

Сравнение (4) с (2) указывает на одинаковый характер влияния решетки на частоты отсечки, а следовательно, и на фазо-частотные зависимости волн LE_{on} и LME_{mn} . Для LEM волн при одинаковой оптической плотности материала ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$) и малом параметре заполнения решетки ($u \ll 0,5$) ее введение смещает критическую частоту на величину:

$$\Delta k = - \frac{1 - (-1)^n \cos(\pi n(b_1 - b_2)/b)}{\varepsilon b \frac{k_{mn}^0 \cdot l}{2\pi} \ln \frac{1+u}{2}}.$$

Как видно, в данном случае решетка увеличивает фазовую скорость волны LEM_{mn} , а не замедляет, как это имело место для LE_{on} и LME_{mn} волн. Заметим, что для волны LEM типа решетка даже при малом параметре заполнения ($u \sim -1$) оказывает заметное влияние на частоту отсечки, что объясняется ее сильным «экранирующим» действием за счет неразрывности продольных токов.

На рис. 1 показаны характерные зависимости критических частот LE_{01} и LEM_{11} , LEM_{12} от положения решетки (b_2/b) при

разных d/l и $a/l=100$, $b/l=120$, $\epsilon_1=1$, $\epsilon_2=10$. Здесь наглядно проявляется действие двух конкурирующих факторов: замедление волны диэлектрическим материалом и ускорение ее решеткой. Если условия распространения в области с $\epsilon_2=10$ не выполнены (b_2/b — мало), фазовые характеристики поля во всем

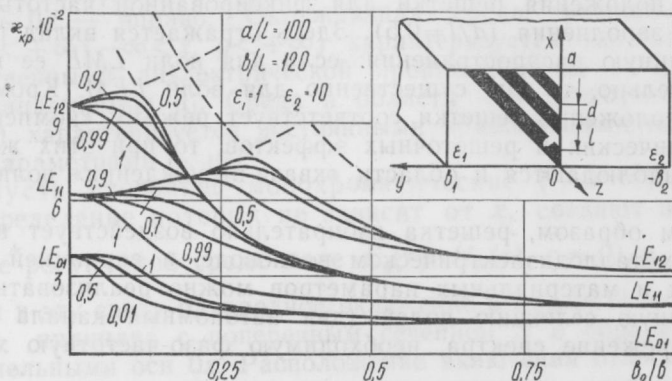


Рис. 1. Зависимость частот отсечки от параметра заполнения волновода при различных d/l

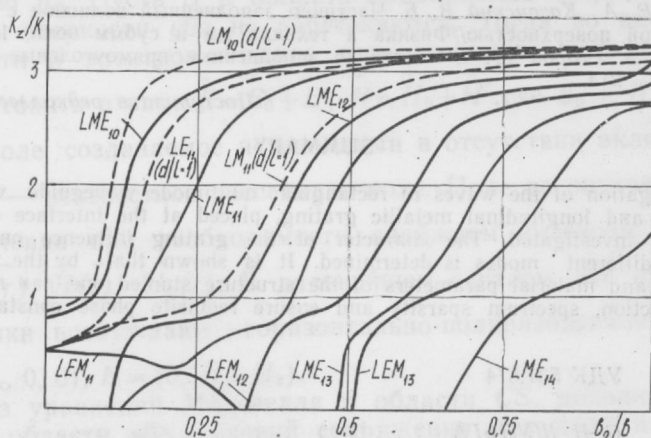


Рис. 2. Изменение фазовой скорости волн в зависимости от параметра заполнения волновода при $\kappa=0,013$; $d/l=0,5$

волноводе определяются параметрами первой области ($\epsilon_1=1$) и ее границей — периодической решеткой. Критическая частота ($\kappa_{кр}$) возрастает с увеличением b_2/b , фазовая скорость уменьшается. Когда же основным становится волноведущий канал с большей оптической плотностью ($\epsilon_2=10$), действие материала

заполнения становится преобладающим по сравнению с решеткой, и волна замедляется с ростом b_2/b . Поэтому существуют экстремумы в зависимости ($\kappa_{\text{кр}}$), а их число определяется числом вариаций поля (n) вдоль оси oy . Эффект проявляется тем сильнее, чем меньше связь (d/l) между волноведущими каналами.

На рис. 2 показаны зависимости постоянных распространения k_z/k от положения решетки для фиксированной частоты и параметра заполнения ($d/l=0,5$). Здесь отражается вклад решетки в постоянную распространения: если для волн LME ее влияние незначительно, то оно существенно для волн LEM. Кроме того, когда положение решетки соответствует режиму «компенсации» диэлектрических и решеточных эффектов, то при этих же параметрах наблюдаются и области «квази-вырождения» волн LEM_{11} и LEM_{12} .

Таким образом, решетка избирательно воздействует на типы волн в металлодиэлектрическом волноводе, а вариацией геометрических и материальных параметров можно реализовать пространственную селекцию полей (два автономных канала передачи), разрежение спектра, необходимую фазо-частотную характеристику.

Список литературы: 1. Адонина А. И., Щербак В. В. Эквивалентные граничные условия на металлической решетке, расположенной на границе двух магнитодиэлектриков//Журн. техн. физика. 1964. 34, вып. № 2. С. 333—335. 2. Гурин Е. А., Казанский В. Б. Частично заполненный волновод с внутренней импедансной поверхностью//Физика и техника мм и субмм волн. 1988. № 24. С. 90—96. 3. Егоров Ю. В. Частично заполненные прямоугольные волноводы. М., 1967. С. 214.

Поступила в редколлегию 10.02.89

SUMMARY

The propagation of the waves in rectangular multimode waveguide with dielectric filling and longitudinal metallic grating, placed at the interface of dielectric layers, is investigated. The character of the grating influence on the behaviour of different modes is determined. It is shown that by the variation of geometric and material parameters of the structure studied one can realise space mode selection, spectrum sparsity and ensure requisite phase constant distribution.

УДК 537.874

С. Н. ШУЛЬГА

ДВУМЕРНАЯ ЗАДАЧА РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ВКЛЮЧЕНИИ, РАСПОЛОЖЕННОМ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА СРЕД

Данная работа выполнена в целях решения ряда проблем интегральной оптики [1] и геофизики [2], которые сводятся к задаче рассеяния электромагнитных волн на плоской границе раз-

дела двух однородных сред, содержащей инородное включение. Эта модель поддается аналитическому рассмотрению с помощью метода интегральных уравнений [3]. Полученные ранее результаты относятся к случаю, когда включение располагается целиком в одной из сред [1, 2].

Отнесем трехмерное пространство к прямоугольной декартовой системе координат x, y, z . Ось Oz направим вертикально вверх, а ось Oy — вправо. Окружающая среда, расположенная при $0 < z < +\infty$ ($-\infty < x, y < +\infty$) характеризуется постоянными вещественными диэлектрической проницаемостью ϵ_1 и магнитной проницаемостью μ_1 . Среда в области $-\infty < z < 0$ ($-\infty < x, y < +\infty$) характеризуется постоянными комплексными материальными параметрами ϵ_2, μ_2 .

Пусть сторонние монохроматические ($\sim e^{-i\omega t}$) источники, распределение которых не зависит от x , создают в описанной выше регулярной среде поле $\vec{E}_0(\vec{r}), \vec{H}_0(\vec{r}), \vec{r} = (0, y, z)$. По-

местим в эту среду однородное включение в форме бесконечно длинного цилиндра с поперечным сечением S и образующими, параллельными оси Ox . Расположение включения относительно границы раздела $z=0$ пока не конкретизируем, считая его произвольным. Материал включения характеризуется комплекснозначными диэлектрической проницаемостью ϵ_p и магнитной проницаемостью μ_p . Пусть S и область локализации сторонних источников в плоскости yOz не пересекаются. Тогда во внешней CS области S электромагнитное поле сторонних источников можно представить в виде $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}', \vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}'$, где $\vec{E}_0$ и $\vec{H}_0$ — первичное поле, создаваемое источниками в отсутствии включения, а $\vec{E}'$ и $\vec{H}'$ — неизвестное рассеянное поле. Поле во внутренних точках включения при необходимости снабжаем индексом p : $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_p(\vec{r}), \vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}_p(\vec{r})$. В дальнейшем считаем, что сторонние источники возбуждают горизонтально-поляризованное поле $\vec{E} = (E_x, 0, 0), \vec{H} = (0, H_y, H_z)$.

Из уравнений Максвелла в области CS , дополняющей S до всей области yOz , условий сопряжения для поля на границе S и формул Грина вытекают следующие соотношения:

$$H'_y(\vec{r}) = -[i/k_0\mu(z)] \partial_z E'_x(\vec{r}); \quad (1)$$

$$H'_z(\vec{r}) = [i/k_0\mu(z)] \partial_y E'_x(\vec{r});$$

$$E'_x(\vec{r}) = E_{0x}(\vec{r}) + \int_L dL' \langle E_0(\vec{r}, \vec{r}'), E_{px}(\vec{r}') \rangle (\vec{r} \in CS). \quad (2)$$

Здесь обозначено

$$\langle E_0(\vec{r}, \vec{r}'), E_{px}(\vec{r}') \rangle \equiv \mu_p^{-1} E_0(\vec{r}, \vec{r}') [N'_y \partial_{y'} + N'_z \partial_{z'}] \\ E_{px}(\vec{r}') - \mu^{-1}(z) E_{px}(\vec{r}') [N'_y \partial_{y'} + N'_z \partial_{z'}] E_0(\vec{r}, \vec{r}'), \quad (3)$$

L — контур поперечного сечения цилиндра, $\partial L'$ и N' — элементы длины контура L и нормаль к L в точке $\vec{r}' \in L$, $L_0 = \omega/c$, c — скорость света в вакууме, $\varepsilon(z) = \varepsilon_{1,2}$, $\mu(z) = \mu_{1,2}$ при $z \geq 0$ соответственно. Функция $E_0(\vec{r}, \vec{r}')$ имеет смысл x -компоненты электрического поля, которое возбуждается в отсутствие включения нитью $\{-\infty < x < +\infty, y=y', z=z'\}$ электрического тока единичной амплитуды, текущего вдоль оси x . Выражение для $E_0(\vec{r}, \vec{r}')$ имеет следующий вид: при $z' > 0$ —

$$E_0(\vec{r}, \vec{r}') = \begin{cases} \frac{\mu_1}{4i} \left[H_0^{(1)}(k_1 |\vec{r} - \vec{r}'|) + \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{\gamma_1} R_p^+(x) e^{i\gamma_1(z+z') + ix(y-y')} \right], & z > 0; \\ \frac{\mu_1}{4\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{\gamma_1} T_p^+(x) e^{-i\gamma_1 z + i\gamma_1 z' + ix(y-y')}, & z < 0, \end{cases}$$

а при $z' < 0$ —

$$F_0(\vec{r}, \vec{r}') = \begin{cases} \frac{\mu_2}{4i} \left[H_0^{(1)}(k_2 |\vec{r} - \vec{r}'|) + \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{\gamma_2} R_p^-(x) e^{-i\gamma_2(z+z') + ix(y-y')} \right], & z < 0; \\ \frac{\mu_2}{4\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{\gamma_2} T_p^-(x) e^{i\gamma_1 z - i\gamma_2 z' + ix(y-y')}, & z > 0. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь и далее $H_0^{(1)}$ — функция Ханкеля первого рода порядка 0

$$R_p^\pm(x) = \pm (\mu_2 \gamma_1 - \gamma_2 \mu_1) / \Delta, \quad T_p^+ = 2\mu_2 \gamma_1 / \Delta, \quad T_p^- = 2\mu_1 \gamma_2 / \Delta,$$

$$\Delta = \mu_2 \gamma_1 + \mu_1 \gamma_2, \quad \gamma_j = \sqrt{k_j^2 - x^2}, \quad L_j = L_0 \sqrt{\varepsilon_j \mu_j} \quad (\text{Im} V \geq +0), \quad (6)$$

$j=1, 2$. Из уравнений Максвелла в области S следуют соотношения

$$H_{py} = -[i/k_0 \mu_p] \partial_z E_{px}, \quad H_{pz} = [i/k_0 \mu_p] \partial_y E_{px} \quad (7)$$

и уравнение для $E_{px}(\vec{r})$:

$$(\partial_z^2 + \partial_y^2 + k_p^2) E_{px} = 0, \quad (k_p = k_0 \sqrt{\varepsilon_p \mu_p}), \quad (8)$$

Дополним уравнение (8) равенством, вытекающим из тождества (2):

$$E'_x(\vec{r}) + \lim_{CS\vec{r} \rightarrow \vec{L}_L} \int_L \langle E_0(\vec{r}, \vec{r}'), E_{px}(\vec{r}') \rangle dl' = -E_{0x}(\vec{r}_L), (\vec{r}_L \in L). \quad (9)$$

В результате получим краевую задачу относительно $E_{px}(\vec{r})$ в области S .

Рассмотрим случай, когда цилиндр имеет круговое сечение и пересекает границу раздела $z=0$. Пусть $\vec{r}_p = (0, 0, z_p)$ — радиус-вектор центральной точки S , a — радиус цилиндра. Тогда $S = \{|\vec{r} - \vec{r}_p| < a\}$, где предполагается, что $|z_p| < a$. Общее решение уравнения (8), ограниченное всюду внутри включения, можно представить в виде:

$$E_{px}(\vec{r}) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} E_m I_m(k_p \rho) e^{im\varphi}. \quad (10)$$

где E_m — неопределенные коэффициенты; φ — угол полярной системы координат ρ, φ в плоскости yOz с центром в точке $\vec{r}_p$: $y = \rho \cos \varphi$, $z = z_p + \rho \sin \varphi$; I_m — функция Бесселя порядка m .

В качестве первичного возьмем поле $E_{0x}(\vec{r})$, возникающее при падении из верхней среды плоской горизонтально-поляризованной волны единичной амплитуды:

$$E_{0x}(\vec{r}) = \begin{cases} e^{ix_0 y} [e^{-i\gamma_{10} z} + R_p^+(x_0) e^{i\gamma_{10} z}], & z > 0; \\ e^{ix_0 y} T_p^+(x_0) e^{-i\gamma_{20} z}, & z < 0. \end{cases} \quad (11)$$

Здесь $x_0 = k_1 \cos \varphi_0$, φ_0 — угол падения волны, $\gamma_{j0} = \sqrt{k_j^2 - x_0^2}$ ($j=1, 2$)

Подстановка (10) и (11) в нелокальное граничное условие (9) доставляет бесконечную систему линейных алгебраических уравнений относительно E_m :

$$F_m + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_{mn} E_n = F_m, \quad m = 0, \pm 1, \dots \quad (12)$$

Техника соответствующих вычислений приведена, например, в [1, 2].

Коэффициенты при неизвестных и правая часть имеет следующий вид:

$$C_{mn} = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{a}{8i I_m(k_p a)} \left\{ \sum_{k=-\infty}^{+\infty} e_{km}^-(\varphi_1, \varphi_2) e_{nk}^-(\varphi_1, \varphi_2), \right. \right. \\ \left. \left. (H_k^{(1)}(k_1 a) W_{nk}^1 + H_k^{(1)}(k_2 a) W_{nk}^2) + g_{mn}^+ + g_{mn}^- \right\} \right\}; \quad (13)$$

$$F_m = \frac{i}{2\pi I_m(k_p a)} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} e_{km}^{-}(\varphi_1, \varphi_2) [A_k^0 I_k(k_1 a) - B_k^0 I_k(k_2 a)]. \quad (14)$$

Здесь φ_1 и φ_2 — угловые координаты точек, в которых окружность $y^2 + (z - z_p)^2 = a^2$ пересекает линию $z = 0$. Они определены равенствами $a \sin \varphi_{1,2} = z_p$, $a \cos \varphi_{1,2} = \pm \sqrt{a^2 - z_p^2}$. Используются следующие обозначения:

$$g_{mn}^{+} = \int_{-+}^{++} \frac{dx}{\gamma_1} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} W_{ns}^1 e_{ns}^{+}(\varphi_1, \varphi_2) e^{i\gamma_1 z_p} e_{km}^{-}(\varphi_1, \varphi_2) \chi_1^s(x) [R_p^{+}(x) I_k(k_1 a) e^{i\gamma_1 z_p} \chi_1^{-k}(x) - T_p^{+}(x) I_k(k_2 a) e^{-i\gamma_2 z_p} \chi_2^k(x)]; \quad (15)$$

$$g_{mn}^{-} = \int_{--}^{++} \frac{dx}{\gamma_2} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} i^{k-s} W_{ns}^2 e_{ns}^{+}(\varphi_1, \varphi_2) e^{-i\gamma_2 z_p} e_{km}^{-}(\varphi_1, \varphi_2) \chi_2^{-s}(x) [R_p^{-}(x) I_k(k_2 a) e^{-i\gamma_2 z_p} \chi_2^k(x) - T_p^{-}(x) I_k(k_1 a) e^{i\gamma_1 z_p} \chi_1^{-k}(x)]; \quad (16)$$

$$e_{mn}^{\pm} = \frac{e^{i\varphi_1(m \pm n)} - e^{i\varphi_2(m \pm n)}}{m \pm n}; \quad (17)$$

$$W_{nk}^j = \frac{\mu_j}{\nu_p} \frac{\partial I_n(k_p a)}{\partial a} I_k(k_j a) - I_n(k_p a) \frac{\partial I_k(k_j a)}{\partial a}, \quad j = 1, 2.$$

В этих формулах фигурируют следующие величины:

$$\chi_1(x) = [x + i\gamma_1(x)]/k_1; \quad \chi_2(x) = [x + i\gamma_2(x)]/k_2; \quad (18)$$

$$A_k^0 = ik [e^{-ik_1 z_p \sin \varphi_0 + ik \varphi_0} + R_p^{+}(z_0) e^{ik_1 z_p \sin \varphi_0 - ik \varphi_0}];$$

$$B_k^0 = T_p^{+}(z_0) ik e^{-ik_2 z_p \sqrt{1 - \psi^2}} \chi_2^k(\psi), \quad \psi = k_1 \cos \varphi_0 / k_2. \quad (19)$$

Будем считать, что решение системы (12) известно. Тогда, подставив (10) в (2), получим выражения для рассеянного поля во внешности включения: при $0 < z < +\infty$ —

$$E'_x(\vec{r}) = \frac{a}{4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_n \left[\sum_{k=-\infty}^{+\infty} e_{nk}^{-}(\varphi_1, \varphi_2) H_k^{(1)}(k_1 \rho) e^{ik\varphi} \right. \quad (20)$$

$$\left. W_{nk}^1 - \frac{1}{\pi} (g_{1n}^{+} + g_{1n}^{-}) \right],$$

$$\text{где } g_{1n}^+ = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{\gamma_1} R_p^+(x) e^{i(2\gamma_1 z_p + \gamma_1 z + xy)} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} i^{-k} W_{nk}^1 e_{nk}^+(\varphi_1, \varphi_2) \chi_1^k(x); \quad (21)$$

$$g_{1n}^- = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{\gamma_2} T_p^-(x) e^{i(\gamma_1 z_p - \gamma_2 z_p + \gamma_1 z + xy)} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} i^{-k} W_{nk}^2 e_{nk}^+(\varphi_1, \varphi_2) \chi_2^{-k}(x),$$

а при $-\infty < z < 0$ —

$$E'_x(\vec{r}) = -\frac{a}{4} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} E_n \left\{ \sum_{k=-\infty}^{+\infty} e_{nk}^-(\varphi_1, \varphi_2) H_k^{(1)}(k_2 \rho) e^{ik\varphi} \right. \\ \left. W_{nk}^2 + \frac{1}{\pi} (g_{2n}^- - g_{2n}^+) \right\}, \quad (22)$$

$$\text{где } g_{2n}^+ = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{\gamma_2} T_p^+(x) e^{i(\gamma_1 z_p - \gamma_2 z_p - \gamma_2 z + xy)} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} i^{-k} W_{nk}^2 \times \\ \times e_{nk}^+(\varphi_1, \varphi_2) \chi_1^k(x); \quad g_{2n}^- = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{\gamma_1} R_p^-(x) e^{-i(2\gamma_2 z_p + \gamma_2 z - xy)} \times \\ \times \sum_{k=-\infty}^{+\infty} i^{-k} W_{nk}^1 e_{nk}^+(\varphi_1, \varphi_2) \chi_2^{-k}(x). \quad (23)$$

Применив к вычислению интегралов в (21) метод стационарной фазы, приходим к следующему выражению для рассеянного поля в верхнем полупространстве ($0 < \varphi < \pi$), справедливому при $k_{1\rho} \cos^2 \varphi \gg 1$:

$$E'_x(\vec{r}) = a \frac{e^{ik_1 \rho - i\pi/4}}{\sqrt{8\pi k_{1\rho}}} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} i^{-k} \left[e_{nk}^-(\varphi_1, \varphi_2) e^{ik\varphi} W_{nk}^1 - \right. \\ \left. - e_{nk}^+(\varphi_1, \varphi_2) e^{iz_p \gamma_{1s}} \left(\frac{T_p(x_s)}{\gamma_{2s}} e^{-i\gamma_{2s} z_p} W_{nk}^2 \chi_2^{-k}(x_s) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{R_p^+(x_s)}{\gamma_{1s}} e^{i\gamma_{1s} z_p} W_{nk}^1 \chi_1^k(x_s) \right) \right], \quad (24)$$

где $x_s = k_1 \cos \varphi_1$, $\gamma_{js} = \sqrt{k_j^2 - x_s^2}$ ($j=1,2$).

Список литературы: 1. *Uzunogly N. N., Fikioris J. G.* Scattering from an inhomogeneity inside a dielectric-slab waveguide/J. of the Optic. Soc. of Am. 1982. 72, № 5. P. 628—637. 2. *Cottis P. G. Kanellopoulos J. D.* Scattering from dielectric cylinders embedded in a two-layer medium//Int-Electronics. 1986. 61, N 4. P. 477—486. 3. *Хижняк Н. А.* Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. К., 1986. 280 с.

Поступила в редколлегию 10.01.89

SUMMARY

Twodimensional problem of scattering by inhomogeneity on the boundary of two media is treated. The method of separation of variables and non-local boundary conditions are applied.

УДК 621.372.852.1

Б. В. КОНДРАТЬЕВ, канд. физ.-мат. наук,
Н. И. ЛЕСИК, канд. физ.-мат. наук

О ПРИБЛИЖЕННОМ РАСЧЕТЕ ОМИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В ПОЛОСКОВЫХ ЛИНИЯХ

Сначала рассмотрим метод приближенного расчета потерь в полосковых линиях [1, 2], на примере несимметричной полос-

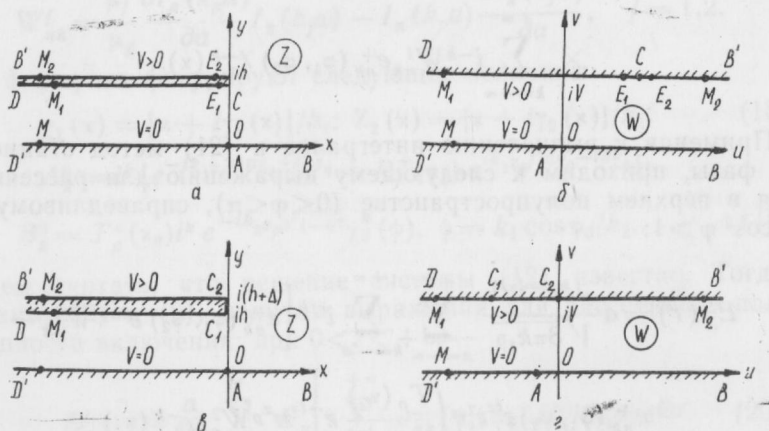


Рис. 1. Несимметричная полосковая линия

ковой линии с бесконечно тонкой заряженной пластиной рис. 1, а (сечение плоскостью $z=x+iy$ линии, состоящей из заряженной полуплоскости DCB' над заземленной плоскостью $D'AB$). Про-

пространство между металлическими плоскостями заполнено идеальным диэлектриком и потерь не имеет. Аналитическая функция

$$\frac{\pi}{h} z(W) = e^{\frac{\pi}{V} W^{-1}} + \frac{\pi}{V} W. \quad (1)$$

Конформно отображает полосу $0 < v < V (V = \text{const})$ на плоскости $W = u + iv$ (рис. 1, б) на заданный многоугольник рис. 1, а; поэтому обратная функция $W(z)$ является комплексным потенциалом системы рис. 1, а и напряженность электрического поля равна [3]:

$$\vec{E}_z(W) = -i W'_z(z) = -i \frac{V}{h} \cdot \left(e^{\frac{\pi}{V} W^{-1}} + 1 \right)^{-1}, \quad (2)$$

как напряженность поля в плоскости z в зависимости от точек плоскости W .

При распространении вдоль полосковой линии электромагнитных волн (перпендикулярно к плоскости рисунков) часть передаваемой активной мощности проникает внутрь металлических пластин и расходуется на тепло. Выражение [3]

$$P = \frac{R}{2z_0} \cdot I, \quad I = \int_{L_z} |W'_z(z)|^2 \cdot dl_z = \int_{L_W} |z'_W(W)|^{-1} \cdot dl_W \quad (3)$$

определяет ту часть передаваемой мощности, которая теряется на единицу длины пластины; здесь $R = \left(\frac{\omega \mu}{2s} \right)^{1/2}$ — удельное поверхностное сопротивление металла, $z_0 = \sqrt{\mu/\epsilon}$ — волновое сопротивление среды, L_z — контур поперечного сечения полосковой линии на рис. 1, а (L_W — соответственно на рис. 1, б). Формула (3) позволяет вычислить величину теряемой мощности в реальном полосковом волноводе, если известно поле $\vec{E}_z$ для идеального волновода; так, воспользовавшись (2), можно определить значение интеграла I для потерь в заряженной пластине ДСВ по конечным участкам ее нижней стороны $M_1 E_1$ и верхней $E_2 M_2$, получим

$$I_{ME} = \frac{V^2}{\pi h} \cdot \left\{ \ln \frac{e^{\mu_1 + 1} - 1}{e^{\epsilon_1} - 1} + \ln \frac{1 - e^{-\mu_2 + 1}}{1 - e^{-\epsilon_2}} \right\} > 0, \quad (4)$$

где обозначено $\epsilon_{1,2} = \mp \left(\frac{\pi}{V} u_{E_{1,2}} - 1 \right) > 0$ — около точки W_c , соответствующей острию $Z_c = ih$ и $\mu_{1,2} = \mp \frac{\pi}{V} u_{M_{1,2}} > 0$ — вдали от острия. Если считать $\mu_{1,2} \gg 1$ и $\epsilon_{1,2} \ll 1$, то формула (4) упрощается:

$$I_{ME} \cong \frac{V^2}{\pi h} \cdot \{ \mu_1 + 1 - e^{-\mu_2 + 1} - \ln \epsilon_1 \epsilon_2 \} > 0. \quad (5)$$

Связь величин $\mu_{1,2}$ и $\Sigma_{1,2}$ с соответствующими размерами на рис. 1. а найдем из формулы (1), так, например, обозначив $z_{M_{1,2}} =$

$$= ih - x_{1,2}, \text{ получим } \frac{\pi}{h} x_1 = e^{-\mu_1 - 1} + \mu_1 \cong \mu_1 \gg 1, \quad \mu_1 \cong \frac{\pi}{h} x_1 \quad \text{и}$$

$$\frac{\pi}{h} x_2 = e^{\mu_2 - 1} - \mu_2 \cong e^{\mu_2 - 1} \gg 1, \quad \mu_2 \cong \ln \frac{\pi e x_2}{h}; \text{ аналогично находим}$$

$\epsilon_{1,2} \cong \left(\frac{2\pi}{h} x_{E_{1,2}} \right)^{1/2} \ll 1$. Подставим эти величины в (5), получим асимптотику интеграла потерь:

$$I_{ME} \cong \frac{V^2}{\pi h} \cdot \left\{ \frac{\pi}{h} x_1 + 1 - \frac{1}{2} \ln \frac{2\pi x_{E_1}}{h} - \frac{h}{\pi x_2} - \frac{1}{2} \ln \frac{2\pi x_{E_2}}{h} \right\} > 0 \quad (6)$$

при $x_{1,2} \gg h$ и $x_{E_{1,2}} \ll h$. Для незаряженной части границы линии Д'АВ после аналогичных вычислений получим

$$I_{MB} \cong \frac{V^2}{\pi h} \cdot \ln \left(1 + e^{\frac{\pi}{V} U_M + 1} \right) \cong \frac{V^2}{\pi h} \cdot \left(\frac{\pi}{h} |x_M| + 1 \right) > 0. \quad (7)$$

Теперь определим потери в несимметричной полосковой линии с заряженной пластиной конечной толщины (рис. 1, в). Аналитическая функция $z(W)$, конформно отображающая полосу $0 < v < V$ в плоскости W (рис. 1, з) на многоугольник рис. 1, в, в данном случае имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{h} z(W) = & \sqrt{(\omega + 1) \left(\frac{\omega}{a} + 1 \right)} + \\ & + 2 \left(1 - \frac{\Delta}{h} \right) \cdot \operatorname{arsh} \sqrt{\frac{\omega + a}{1 - a}} - 2 \operatorname{arsh} \sqrt{\frac{a(\omega + 1)}{\omega(a - 1)}} \end{aligned} \quad (8)$$

при $\omega = \exp \left(\frac{\pi}{V} W \right)$, где параметр $\sqrt{a} = (h + \Delta - \sqrt{(h + \Delta)^2 - h^2}) /$

$/h < 1$ или $a \cong 1 - 2 \sqrt{\frac{2\Delta}{h}} \lesssim 1$ при $0 \lesssim \Delta \ll h$. Напряженность

электрического поля в линии рис. 1, в равна

$$\vec{E}_z(W) = -i \frac{V}{h} \left(1 + \frac{1}{a} e^{\frac{\pi}{V} \bar{W}} \right)^{-1/2} \cdot (1 + e^{\frac{\pi}{V} \bar{W}})^{-1/2}, \quad (9)$$

а интеграл потерь I по конечной части $M_1 C_1 C_2 M_2$ будет

$$\begin{aligned} I_{M_1 M_2} = & \frac{2V^2}{\pi h} \cdot \left\{ \operatorname{arch} \sqrt{\frac{a(e^{\mu_1} - 1)}{1 - a}} + \frac{\pi}{2} + \operatorname{arch} \sqrt{\frac{1 - a e^{-\mu_2}}{1 - a}} \right\} \cong \\ \cong & \frac{2V^2}{\pi h} \left\{ \frac{1}{2} \left(\mu_1 + \ln \frac{4a}{1 - a} \right) + \frac{\pi}{2} + \frac{1}{2} \ln \left[\frac{4}{1 - a} (1 - a e^{-\mu_2}) \right] \right\} > 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Как и выше, здесь принято $\mu_{1,2} = \pm \frac{\pi}{V} u_{M_{1,2}} \mp 1$. В (10) сложены потери по участкам границы M_1C_1 , C_1C_2 и C_2M_2 (рис. 1, в); на торце C_1C_2 потери постоянны при $\Delta > 0$. Обозначив в (8) $z_{M_1} = ih - x_1$, $z_{M_2} = i(h + \Delta) - x_2$ и $W_{M_{1,2}} = iV \mp V/\pi \mu_{1,2}$, при обычных условиях $x_{1,2} \gg h + \Delta$, $\mu_{1,2} \gg 1$ и $0 \lesssim \Delta \ll h$ найдем приближенные выражения $\mu_{1,2}$ через координаты $x_{1,2}$:

$$\mu_1 \cong \frac{\pi}{h} x_1 + 1 + \frac{\Delta}{2h} \cdot \ln \frac{2h}{\Delta}, \quad \mu_2 \cong \ln \left[\left(1 - \sqrt{\frac{2\Delta}{h}} \right) \cdot \frac{\pi}{h} x_2 \right]. \quad (11)$$

Подставляя (11) в (10), после упрощений получим асимптотику

$$I_{M_1M_2} \cong \frac{V^2}{\pi h} \cdot \left\{ \frac{\pi}{h} x_1 - \frac{h}{\pi x_2} + \ln \frac{2he^{\pi+1}}{\Delta} \right\} > 0. \quad (12)$$

После аналогичных вычислений найдем потери на участке МАВ незаряженной пластины D'AB

$$\begin{aligned} I_{MB} &= \frac{2V^2}{\pi h} \cdot \left\{ \operatorname{arch} \sqrt{\frac{ae^\mu + 1}{1-a}} - \operatorname{arch} \frac{1}{\sqrt{1-a}} \right\} \cong \\ &\cong \frac{2V^2}{\pi h} \cdot \left\{ \frac{1}{2} \mu - \sqrt{\frac{2\Delta}{h}} \right\} > 0, \end{aligned} \quad (13)$$

где $\mu = \frac{\pi}{V} |u_M| \gg 1$ и $a \cong 1 - \sqrt{\frac{2\Delta}{h}}$. Положив в (8) значения

$W_M = -\frac{V}{\pi} \mu < 0$ и $z_M = -x_M < 0$ при больших μ и x_M прибли-

женно получим $\mu \cong \frac{\pi}{h} x_M + 1 + \frac{\Delta}{2h} \cdot \ln \frac{2h}{\Delta}$ и формула (13) примет вид

$$I_{MB} \cong \frac{V^2}{\pi h} \cdot \left\{ \frac{\pi}{h} x_M + 1 - 2\sqrt{\frac{2\Delta}{h}} \right\} > 0. \quad (14)$$

Рассмотрим теперь потери в симметричных полосковых линиях, у которых внутренняя заряженная пластина находится точно посередине между двумя заземленными плоскостями. На рис. 2, а изображено сечение плоскостью $z = x + iy$ верхней половины такой линии в случае бесконечно тонкой внутренней пластины, где участок границы $G'C$ соответствует верхней стороне центральной заряженной полуплоскости, граница $B'AG$ — верхней

заземленной плоскости, граница CB — линии симметрии (магнитная граница). Легко показать, что аналитическая функция

$$W(z) = \frac{2Vi}{\pi} \cdot \arcsin e^{-\frac{\pi z}{2H}} \quad (15)$$

конформно отображает полосу $0 < y < H$ в плоскости z (рис. 2, а) на полуполосу $0 < u < \infty$, $0 < v < V$ в плоскости W (рис. 2, б); по-

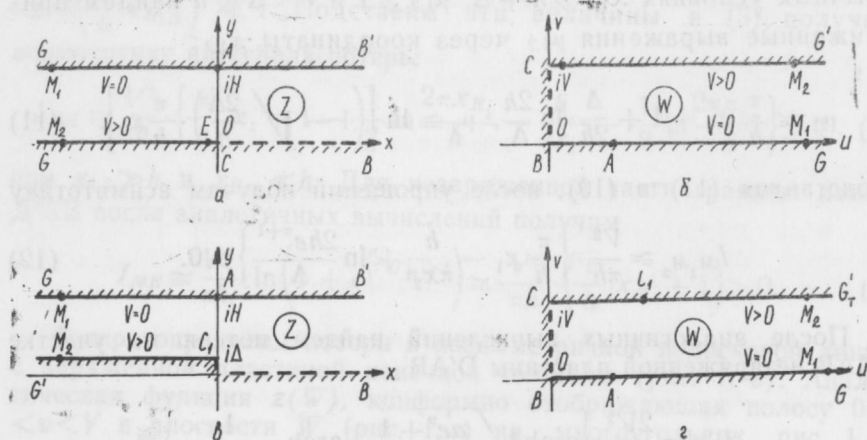


Рис. 2. Потери в полосковых симметричных линиях

этому напряженность электрического поля в полосе рис. 2, а равна

$$\vec{E}_z(z) = -i \cdot \overline{W'_z(z)} = -\frac{V}{H} (e^{\frac{\pi}{H} \bar{z}} - 1)^{-\frac{1}{2}}. \quad (16)$$

Потери в линии по участку заряженной пластины M_2E оказываются равными

$$I_{ME} = \frac{V^2}{\pi H} \cdot \ln \frac{e^{\frac{\pi}{H} x_2} - 1}{e^{\frac{\pi}{H} x_E} - 1} \cong \frac{V^2}{\pi H} \cdot \left\{ \frac{\pi}{H} x_2 - \ln \frac{\pi x_E}{H} \right\} > 0. \quad (17)$$

Здесь принято $z_{M_2} = -x_2 < 0$ ($x_2 \gg H$) и $z_E = -X_E$ ($X_E \ll H$); потери по участку $BA M_1$ незаряженной пластины, если принять $z_{M_1} = iH - x_1$ ($x_1 \gg H$), равны

$$I_{MB} = \frac{V^2}{\pi H} \cdot \ln(e^{\frac{\pi}{H} x_1} + 1) \cong \frac{V^2}{\pi H} \cdot \frac{\pi x_1}{H} > 0. \quad (18)$$

Если внутренняя заряженная полуограниченная пластина, расположенная точно посередине между двумя заземленными плоскостями имеет конечную толщину 2Δ , то верхнюю половину сечения такой полосковой линии плоскостью $z = x + iy$ даст рис. 2, в.

Конформное отображение полуполосы рис. 2, *г* на плоскости W на исходный многоугольник рис. 2, *в* на плоскости z выполняет аналитическая функция:

$$\frac{\pi}{2H} \cdot z(W) = \operatorname{arch} \sqrt{\frac{2(\omega + b)}{(b-1)(1-\omega)}} - \left(1 - \frac{\Delta}{H}\right) \cdot \operatorname{arch} \sqrt{\frac{\omega + b}{b-1}} \quad (19)$$

при $\omega = \operatorname{ch} \frac{\pi W}{V}$, где параметр $b = 2\left(1 - \frac{\Delta}{H}\right)^{-2} - 1 \cong 1 + 4\frac{\Delta}{H}$ при

$0 \leq \Delta \ll H$. Напряженность электрического поля аналогично (2) будет

$$\vec{E}_z(W) = -i/z'_W(W) = -\frac{iV\sqrt{2}}{\pi(H-\Delta)} \cdot \operatorname{sh} \frac{\pi \bar{W}}{2V} \cdot \left(b + \operatorname{ch} \frac{\pi \bar{W}}{V}\right)^{-1/2}. \quad (20)$$

Потери в линии рис. 2, *в* находятся аналогично (3), так для заряженной пластины на участках CC_1 и C_1M_2 соответственно получим

$$I_{CM} = \frac{2V^2}{\pi(H-\Delta)} \cdot \left\{ \frac{\pi}{2} + \operatorname{arch} \left(\sqrt{\frac{2}{b-1}} \cdot \operatorname{sh} \frac{\mu_2}{2} \right) \right\} \cong \quad (21)$$

$$\cong \frac{2V^2}{\pi H} \cdot \left\{ \frac{\pi}{2} + \frac{1}{2} \left(\mu_2 + \ln \frac{H}{2\Delta} \right) \right\} > 0,$$

где $\mu_2 = \frac{\pi}{V} u_{M_2} \gg 1$ и $b \cong 1 + \frac{4\Delta}{H}$ ($0 \leq \Delta \ll H$). Если в (19) по-

ложить $z_{M_2} = i\Delta - x_2$ и $W_{M_2} = iV + \frac{V}{\pi} \mu_2$, то при $\mu_2 \gg 1$ и $0 \leq \Delta \ll$

$\ll H \ll x_2$ приближенно получим $\mu_2 \cong \frac{\pi}{2H} x_2 + \ln 2$; подставим это выражение в (21) и найдем асимптотику

$$I_{CM} \cong \frac{V^2}{\pi H} \cdot \left\{ \frac{\pi}{H} x_2 + \ln \frac{2He^\pi}{\Delta} \right\} > 0. \quad (22)$$

Потери на участке $B'AM_1$ заземленной плоскости

$$I_{BM} = \frac{2V^2}{\pi(H-\Delta)} \cdot \left\{ \operatorname{arsh} \left(\sqrt{\frac{2}{b-1}} \cdot \operatorname{ch} \frac{\mu_1}{2} \right) - \operatorname{arsh} \sqrt{\frac{2}{b-1}} \right\} \cong$$

$$\cong \frac{2V^2}{\pi H} \cdot \left\{ \frac{1}{2} \mu_1 - \ln 2 \right\} > 0; \quad (23)$$

Здесь принято $\mu_1 = \frac{\pi}{V} u_{M_1} \gg 1$ и $0 \leq \Delta \ll H$. Если в формулу (19)

подставить $z_{M_1} = iH - x_1$ и $W_{M_1} = \frac{V}{\pi} \mu_1$, то при обычных предположениях $\mu_1 \gg 1$ и $0 < \Delta \ll H \ll x_1$, найдем связь $\mu_1 \approx \frac{\pi}{2H} x_1 + \ln 2$; теперь из (23) получим асимптотику

$$I_{BM} \approx \frac{V^2}{\pi H} \frac{\pi x_1}{H} > 0. \quad (24)$$

Список литературы: 1. Вайнштейн Л. А. Сильный скин-эффект на краях тонких металлических пластин//IX Всесоюз. науч. техн. семинар: Решение внутренних краевых задач электродинамики. Ростов-на-Дону, 1986. С. 9. 2. Лесик Н. И., Кондратьев Б. В. О расчете омических потерь в полосковых линиях/Там же. С.12. 3. Полосковые линии и устройства сверхвысоких частот//Под ред. В. М. Седых. Х., 1974. 276 с.

Поступила в редколлегию 27.02.89

SUMMARY

The asymptotic formulas for the amount of power, which is lost in the unit of the length of a stripline waveguide, due to the final conductivity of metallic planes, have been received. The nonsymmetrical and symmetrical striplines have been considered, both for infinitely thin charged planes and for charged planes of finite thickness.

УДК 621.372.543

В. А. БОРОДАЕВ, канд. физ.-мат. наук,
С. И. НОСИЧ, И. Е. ПЕДЧЕНКО, Ю. А. ПРОКОПЧУК

РАСЧЕТ ФИЛЬТРОВ НА КОАКСИАЛЬНЫХ РЕЗОНАТОРАХ

Целью настоящей работы является теоретическое исследование фильтров на коаксиальных резонаторах с широкой полосой заграждения. Широкая полоса заграждения создается благодаря ступенчатому изменению волнового сопротивления вдоль оси коаксиальных резонаторов.

Расчет фильтров состоит из двух этапов. На первом этапе рассчитываются параметры элементов фильтров-прототипов, имеющих заданные частотные характеристики. Этот вопрос подробно освещен в литературе [1]. Поэтому целесообразно перейти непосредственно ко второму этапу расчета, на котором проводится конструктивный расчет размеров конкретного фильтра — его физическая реализация.

На рисунке приведена схема ступенчатого коаксиального резонатора (СКР) со слоистым диэлектрическим заполнением. Об-

ласти резонатора I, II, III имеют различные диаметры внутреннего проводника и различное диэлектрическое заполнение: ϵ_1 , ϵ_2 , ϵ_3 соответственно. Емкостная область l_4 не заполнена диэлектриком, для нее $\epsilon = 1$.

Воспользовавшись известной формулой [2] для входного сопротивления отрезка длиной линии, имеющего длину l , заполненного диэлектриком с проницаемостью ϵ и нагруженного на конце сопротивлением z_n :

$$z_{\text{вх}} = z \frac{z_n + jz \operatorname{tg} kl \sqrt{\epsilon}}{z + jz_n \operatorname{tg} kl \sqrt{\epsilon}}, \quad (1)$$

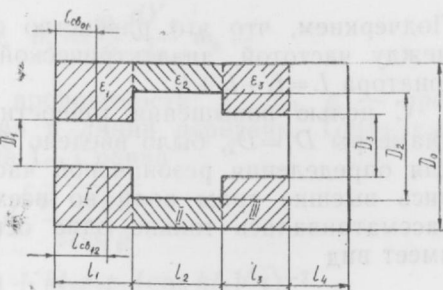


Схема СКР

z — волновое сопротивление длинной линии; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — постоянная распространения; λ — длина электромагнитной волны в вакууме, получим уравнение, связывающее резонансную частоту (ω_0), геометрические параметры и проницаемости диэлектрического заполнения СКР:

$$\operatorname{tg} k \sqrt{\epsilon_1} l_1 = \frac{z_2 (z_3 c_z - z_2 \operatorname{tg} k \sqrt{\epsilon_2} l_2)}{z_1 (z_2 + z_3 c_z \operatorname{tg} k \sqrt{\epsilon_2} l_2)}, \quad (2)$$

где
$$c_z = \frac{1 - \omega_0 c z_3 \operatorname{tg} k \sqrt{\epsilon_3} l_3}{\omega_0 c z_3 + \operatorname{tg} k \sqrt{\epsilon_3} l_3}, \quad (3)$$

$$z_i = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_i}} \ln \frac{D_0}{D_i} \quad (i = 1 \div 3), \quad (4)$$

c — емкость зазора длины l_4 .

Если заданы резонансная частота, емкость c , длины l_2 , l_3 , диаметры D_i и проницаемости ϵ_i , то мы легко определим длину l_1 из (2). Отметим, что подобные формулы могут быть записаны для определения длины отрезков l_2 и l_3 .

Можно показать, что, если

$$c = 0; \quad \epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3 = \epsilon, \quad (5)$$

то при заданных значениях

$$\frac{z_1}{z_2} = q_{12}; \quad \frac{z_1}{z_3} = q_{13}; \quad \frac{z_2}{z_3} = q_{23}; \quad (6)$$

минимум величины $kL \sqrt{\epsilon}$ имеет место при

$$l_1 = l_2 = l_3 = \frac{L}{3} \quad (7)$$

и определяется равенством

$$\operatorname{tg} k V_{\varepsilon} \frac{L}{3} = (q_{12} + q_{13} + q_{23})^{-\frac{1}{2}}. \quad (8)$$

Подчеркнем, что это равенство определяет в явном виде связь между частотой, диэлектрической проницаемостью и длиной резонатора $L = l_1 + l_2 + l_3$.

С целью повышения точности расчетов для случая, когда диаметры $D_1 = D_2$, было введено более точное, чем (2), уравнение для определения резонансной частоты СКР. При этом учитывались высшие типы волн во всех областях, кроме третьей, где рассматривалась только одна основная T -волна. Это уравнение имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{2k}{V_{\varepsilon_3}} \left(\Omega \operatorname{tg} k V_{\varepsilon_3} l_3 - \ln \frac{R_0}{R_3} \right) \sum_{s=1}^{\infty} \frac{I_0^2 \left(U_s \frac{R_3}{R_0} \right)}{\gamma_s U_s^2 I_1^2 \left(U_s \right)} \operatorname{cth} \gamma_s l_4 = \\ = \ln \frac{R_0}{R_3} \left(\Omega + \ln \frac{R_0}{R_3} \operatorname{tg} k V_{\varepsilon_3} l_3 \right), \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} \Omega = \frac{k \varepsilon_2}{V_{\varepsilon_3}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{M_p^2(h_n R_3) (\varepsilon_2 \Gamma_n \operatorname{th} \Gamma_n l_1 \bar{\Gamma}_n l_2 + \varepsilon_1 \bar{\Gamma}_n)}{h_n^2 \bar{\Gamma}_n \bar{M}_1(h_n) (\varepsilon_2 \Gamma_n \operatorname{th} \Gamma_n l_1 + \varepsilon_1 \bar{\Gamma}_n \operatorname{th} \Gamma_n l_2)} - \\ - \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_3}} \frac{\ln^2 \frac{R_0}{R_3}}{\ln \frac{R_0}{R_1}} \frac{V_{\varepsilon_1} - V_{\varepsilon_2} \operatorname{tg} k V_{\varepsilon_1} l_1 \operatorname{tg} k V_{\varepsilon_2} l_2}{V_{\varepsilon_1} \operatorname{tg} k V_{\varepsilon_2} l_2 + V_{\varepsilon_2} \operatorname{tg} k V_{\varepsilon_1} l_1}; \end{aligned} \quad (10)$$

$$\bar{M}_1(h_n) = \frac{2}{\pi^2 h_n^2 N_0^2(h_n R_0)} - \frac{R_1^2}{2} M_1^2(h_n R_1);$$

$$M_i(h_n r) = I_i(h_n^2 r) - \frac{I_0(h_n R_0)}{N_0(h_n R_0)} N_i(h_n r);$$

$$M_0(h_n R_1) = 0; \quad I_0(U_s) = 0; \quad D_i = 2R_i \quad (i = 0 \div 3);$$

$$\Gamma_n = h_n^2 - k^2 \varepsilon_1; \quad \bar{\Gamma}_n = h_n^2 - k^2 \varepsilon_2; \quad \gamma_s = \sqrt{\left(\frac{U_s}{R_0} \right)^2 - k^2};$$

$I_i(h_n r)$ и $N_i(h_n r)$ — функции Бесселя первого и второго рода соответственно.

Если в равенствах (9), (10) положить суммы равными нулю, то мы получим уравнение (2) при $c=0$ и $D_1 = D_2$.

Определим точки подключения элементов кондуктивной связи СКР с линией передачи ($l_{св01}$) и с другими резонаторами ($l_{св12}$) в случае многозвенного полоснопропускающего фильтра. Для этого воспользуемся формулой для внешней добротности СКР [3]:

$$Q = \frac{b_2 g}{I_{01}^2}, \quad \text{где } b_1 = \frac{\omega_0}{2} \frac{dY_c}{d\omega} \bigg|_{\omega_0} -$$

параметр крутизны реактивной проводимости; Y_c , I_{01} , g — проводимости резонатора, инвертора и линии передачи. Тогда для случаев $kl \ll 1$ и $X_{cg} \ll 1$ величина $l_{св01}$ равна

$$l_{св01} = \frac{1}{k} \sqrt{\frac{A + kl_1}{2z_1 Q g}},$$

где
$$A = \frac{kl_2(z_2^2 \operatorname{tg}^2 kl_3 \sqrt{\varepsilon} + z_3^2) + kl_3 z_2 z_3 (\cos kl_3 \sqrt{\varepsilon})^{-2}}{\cos^2 kl_2 \sqrt{\varepsilon} (z_2 \operatorname{tg} kl_3 \sqrt{\varepsilon} + z_3 \operatorname{tg} kl_2 \sqrt{\varepsilon})^2};$$

X_c — сопротивление элемента связи, а внешняя добротность Q определяется с помощью нормированных параметров элементов фильтров-прототипов.

Коэффициент связи между резонаторами равен [4]: $K_{ij} = I_{ij} / \sqrt{b_i b_j}$

где проводимость инвертора $I_{ij} = Y_s \frac{1}{\sin \theta_s}$; Y_s и θ_s — волновая

проводимость и электрическая длина отрезка линии, соединяющего два СКР соответственно; b_i и b_j — параметры крутизны реактивной проводимости i -го и j -го резонаторов. Для случая одинаковых резонаторов и $kl_1 \ll 1$

$$l_{св12} = \frac{1}{k} \sqrt{\frac{K_{ij} \theta_s (A + kl_1)}{z_1 (2I_{ij} \theta_s - K_{ij} Y_s)}}.$$

где коэффициент связи K_{ij} определяется с помощью нормированных параметров элементов фильтров-прототипов.

Используя приведенную выше методику, были рассчитаны и сконструированы фильтры, у которых отношение частот первого паразитного и рабочего колебаний превышает четыре. Более подробно об экспериментальном исследовании этих фильтров мы остановимся в следующей статье.

Список литературы: 1. Маттей Г. Л., Янг Л., Джонс Е. М. Т. Фильтры СВЧ, согласующие цепи и цепи связи. I. М., 1971. 440 с. 2. Зернов Н. В., Карпов В. Г. Теория радиотехнических цепей. М., 1972. 866 с. 3. Белов А. С., Грибов Е. Ф. Определение внешней добротности коаксиальных резонаторов с различными элементами связи // Вопр. радиоэлектроники. Сер. Техника радиосвязи. 1973. Вып. 1. С. 162—170. 4. Белов А. С., Грибов Е. Ф. Определение коэффициентов связи коаксиальных резонаторов, связанных между собой различными элементами // Вопр. радиоэлектроники. Сер. Техника радиосвязи. 1974. Вып. 3. С. 149—161.

Поступила в редколлегию 30.01.89

Theoretical investigation of coaxial resonator filters is reported. Higher order modes of resonator are taken into account. The expressions for calculation of conductive connections between resonators and transmission line are derived.

УДК 621.372

*С. Н. ГРУБНИК, С. И. НОСИЧ,
В. В. ХОРОШУН*, канд. физ.-мат. наук

ОПТИМИЗАЦИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ УНИПОЛЯРНЫХ ИМПУЛЬСОВ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ

1. Спектральный состав периодической последовательности импульсов (ППИ) различной формы в случае, когда на периоде содержится один импульс детально исследован [1—3]. В то же время нам неизвестны работы, в которых подобная задача была бы решена для случая наличия на периоде нескольких импульсов, хотя практический интерес к устройствам, в основе работы которых лежит принцип суммирования на общей нагрузке двух и более взаимно сдвинутых во времени видеоимпульсных последовательностей, довольно высок [4]. Кроме того, с учетом адекватности математического аппарата, используемого при анализе свойств как частотно-временных, так и пространственных спектров, представляет интерес использование полученных при анализе ППИ результатов к проблеме оптимизации спектральных характеристик простых и многоэлементных решеток [5].

Остановимся на этом вопросе несколько подробнее. Совершенно очевидно, что в приближении Кирхгофа электрическое поле в плоскости решетки представляет собой ППИ прямоугольной формы, поскольку предполагается равномерное облучение щелей решетки, а искажение поля у кромок лент не учитывается. В длинноволновой и резонансной областях электрическое поле на щелях решетки удобно аппроксимировать в базисе кусочно-синусных функций, поскольку такая аппроксимация позволяет представить электрическое поле на щелях решетки в виде ППИ косинусоидальной формы.

Докажем это утверждение. Пусть на решетку из идеально проводящих лент шириной $l-d$ (l —постоянная решетка; d — ширина щелей решетки) нормально падает плоская E -поляризованная волна единичной амплитуды. Выберем начало системы координат посередине одной из щелей решетки и направим ось Ox вдоль образующих лент решетки, а ось Oz —по нормали к плос-

кости решетки. Представим E_x -компоненту электрического поля, в плоскости решетки в виде

$$E_x(y; z=0) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n \exp(2\pi n y/l) = \sum_{m=1}^{\infty} Y_m \sin \frac{\pi m}{d} \left(y + \frac{d}{2} \right),$$

$$|y| < \frac{d}{2}. \quad (1)$$

Легко показать, что в данном случае все $Y_{2k} \equiv 0$, поэтому (1) принимает вид

$$E_x(y; z=0) = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k Y_{2k+1} \cos \frac{\pi(2k+1)}{d} y, \quad |y| < \frac{d}{2}. \quad (2)$$

Из (2) следует, что в нулевом приближении ($k=0$) электрическое поле в плоскости решетки представляет собой ППИ косинусоидальной формы со скважностью $\theta = d/l$ и хорошо известным спектром [1]—[3]:

$$b_n = \frac{2\theta}{\pi} Y_1 \frac{\cos \pi n \theta}{1 - 4n^2 \theta^2}.$$

По теореме о спектре суммы функций [1] получим

$$b_n = \frac{2\theta}{\pi} \cos \pi n \theta \sum_{k=0}^{\infty} (2k+1) \frac{Y_{2k+1}}{(2k+1)^2 - 4n^2 \theta^2}. \quad (3)$$

В силу вышеизложенных причин нас в дальнейшем будут интересовать спектры ППИ прямоугольной и косинусоидальной формы.

2. Пусть на периоде 2π исследуемой ППИ различной формы содержится N импульсов, причем каждый импульс имеет длительность τ_i и высоту U_i ($1 \leq i \leq N$). Исходная функция $f(\alpha)$ определена на системе отрезков $\{a_i, a_i + \tau_i\}$.

Легко показать, что коэффициенты ее ряда Фурье имеют вид 2а) для ППИ прямоугольной формы:

$$a_0 = \frac{1}{\pi} \sum_{i=1}^N U_i \tau_i; \quad a_n = \frac{2}{\pi n} \sum_{i=1}^N U_i \sin(n\tau_i/2) \cos[(n\tau_i/2)(k_i + 1)], \quad (4)$$

$$b_n = \frac{2}{\pi n} \sum_{i=1}^N U_i \sin(n\tau_i/2) \sin[(n\tau_i/2)(k_i + 1)], \quad k_i = d_i/\theta_i,$$

a_i — фаза переднего фронта i -го импульса.

2б) для ППИ косинусоидальной формы:

$$a_0 = \frac{2}{\pi^2} \sum_{i=1}^N U_i \tau_i, \quad a_n = \frac{2}{\pi} \sum_{i=1}^N U_i q_i \cos[(n\tau_i/2)(k_i + 1)] \frac{\cos(n\tau_i/2)}{q_i^2 - n^2}, \quad (5)$$

$$b_n = \frac{2}{\pi} \sum_{i=1}^N U_i q_i \sin[(n\tau_i/2)(k_i + 1)] \frac{\cos(n\tau_i/2)}{q_i^2 - n^2}, \quad q_i = \pi/\tau_i.$$

Амплитудные c_n и фазовые φ_n спектры определяются посредством соотношений

$$c_0 = \frac{a_0}{2}, \quad c_n = (a_n^2 + b_n^2)^{1/2}, \quad \varphi_n = \arctg(b_n/a_n). \quad (6)$$

Для импульсов равной длительности $\tau_i \equiv \tau$, произвольно расположенных на периоде 2π , представим a_n и b_n в общем виде: где

$$a_n = f_n(\tau) \sum_{i=1}^N U_i \cos[(n\tau_i/2)(k_i + 1)],$$

$$b_n = f_n(\tau) \sum_{i=1}^N U_i \sin[(n\tau_i/2)(k_i + 1)], \quad (7)$$

где

$$f_n(\tau) = \begin{cases} \frac{\tau}{\pi} \frac{\sin(n\tau/2)}{n\tau/2} & \text{— для ППИ прямоугольной формы;} \\ \frac{\tau}{2\pi^2/4 - (n\tau/2)} & \text{— для ППИ косинусоидальной формы.} \end{cases} \quad (7a)$$

Воспользуемся полученными формулами для оптимизации амплитудного и фазового спектров бинарной последовательности импульсов прямоугольной формы, поскольку, во-первых, именно этот случай реализован в конкретном умножителе частоты [4]. а, во-вторых, уже для этого случая характерны все особенности рассматриваемой задачи и, прежде всего, интерференционный характер исследуемых явлений.

Будем считать для простоты длительности импульсов $\tau_1 = \tau_2 = \tau$, а их высоты могут быть различными. Тогда из (7) — (7a) и (6) следует

$$c_n = \frac{\tau}{n} \left| \frac{\sin(n\tau/2)}{n\tau/2} \right| [U_1^2 + U_2^2 + 2U_1 U_2 \cos n(\alpha_2 - \alpha_1)]^{1/2}. \quad (8)$$

Эта формула носит чисто интерференционный характер, поскольку величина амплитуды c_n в конечном итоге зависит от

разности фаз передних фронтов импульсов. В самом деле, если одновременно выполняются условия

$$\tau = \frac{\pi}{n_0} (2m + 1), \quad (9a)$$

$$\alpha_2 - \alpha_1 = \frac{2}{\pi n_0} k, \quad (m, k = 0, 1, 2, \dots, n_0 - 1), \quad (9б)$$

то амплитуда гармоники с номером n_0 максимальна и равна

$$c_{n_0}^{\max} = \frac{2}{\pi n_0} (U_1 + U_2).$$

($n_0 \neq 0$)

Если условие (9a) выполняется, а вместо (9б) имеет место условие

$$\alpha_2 - \alpha_1 = \frac{\pi}{n_0} (2k + 1) \quad (k = 0, 1, 2, \dots, n_0 - 1),$$

то для амплитуды c_{n_0} имеем относительный минимум:

$$c_{n_0}^{\min} = \frac{2}{\pi n_0} |U_1 - U_2|.$$

($n_0 \neq 0$)

Если высоты импульсов U_1 и U_2 равны, то $c_{n_0}^{\min} = 0$. Кроме того, при равенстве высот импульсов $U_1 = U_2 = U$ формула (8) принимает вид

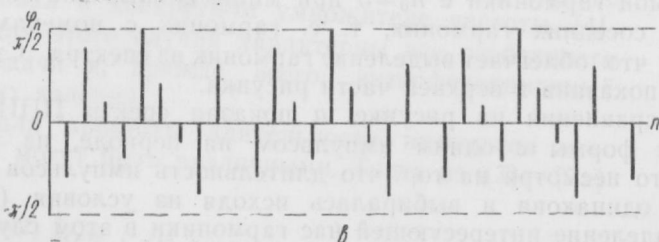
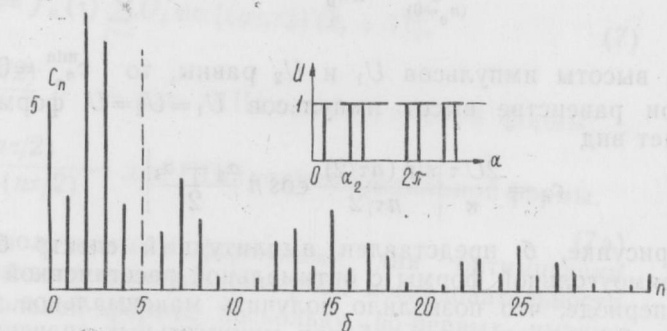
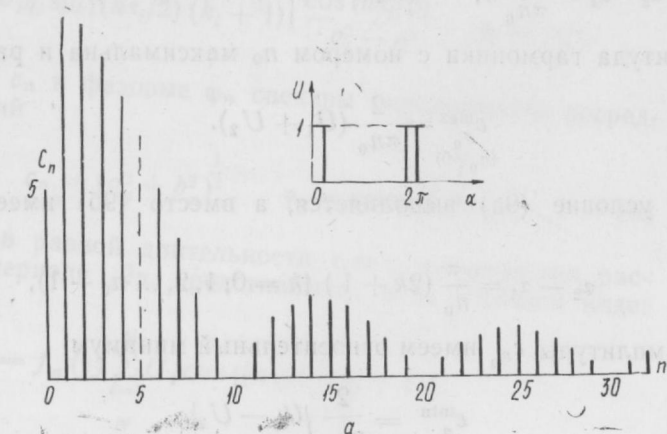
$$c_n = \frac{2U\tau}{\pi} \left| \frac{\sin(n\tau/2)}{n\tau/2} \cos n \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2} \right|. \quad (10)$$

На рисунке, б представлен амплитудный спектр бинарной ППИ прямоугольной формы с оптимальной расстановкой импульсов на периоде, что позволило получить максимальное значение выделяемой гармоники с $n_0 = 5$ при минимальных значениях ближайших соседних гармоник, т. е. гармоник с номерами $n_0 - 1$ и $n_0 + 1$, что облегчает выделение гармоник из спектра. Структура периода показана в верхней части рисунка.

Для сравнения на рисунке, а показан спектр ППИ прямоугольной формы с одним импульсом на периоде, из которого видно, что несмотря на то, что длительность импульсов в обоих случаях одинакова и выбиралась исходя из условия (9a) при $m = 0$, выделение интересующей нас гармоники в этом случае значительно сложнее. Что касается фазовых спектров, то структуре периода на рисунке, б соответствуют значения $\varphi_{2k} \equiv 0$ и $\varphi_{2k+1} = \pi/2$, где $k = 0, 1, 2, \dots$, т. е. упорядоченный фазовый спектр. Если изменить расстановку импульсов на периоде (сместив начало системы координат вправо на величину α_2), то мы получим

фазовый спектр, представленный на рисунке, в при неизменном амплитудном спектре.

В заключение используем полученные результаты для оптимизации спектральных характеристик ленточной решетки, возбуждаемой нормально падающей плоской E -поляризованной волной. Учитывая явные аналогии $\tau \leftrightarrow d$, $2\pi \leftrightarrow l$ и условие для точек



Спектры:

a — амплитудный для $N=1$; b — амплитудный бинарной ППИ; $в$ — фазовый бинарный ППИ

УНБ-3
(14)С/0-1
г.305-1
скольжения гармоник $l=\lambda|n_0|$ из (9а) получим оптимальные значения ширины щелей решетки

$$d = \frac{\lambda}{2} (2m + 1), \quad (m = 0, 1, 2, \dots |n_0| - 1), \quad (11)$$

музей ХГУ-1

где λ — длина волны первичного поля.

Расчеты показывают, что главный максимум для $|b_n|$ имеет место, если на щели решетки укладывается наибольшее из возможных для данного n_0 число полуволн, т. е. если ширина щели равна $\lambda/2$. Таким образом, формула (11) определяет условие возникновения поверхностного резонанса, впервые исследованного в работе [6] применительно к отражающим решеткам.

Проведенный анализ может быть обобщен для оптимизации спектральных характеристик многоэлементных решеток [5].

Список литературы: 1. Харкевич А. А. Спектры и анализ. М., 1962. 257 с. 2. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. М., 1977. 608 с. 3. Радиотехнические цепи и сигналы//Под. ред. К. А. Самойло М., 1982. 527 с. 4. Ключник И. В., Кравченко В. Ф., Хорошун В. В. Оптимизация спектральных характеристик в балансных умножителях частоты//Тез. докл. XIV Моск. город. НТК, посвященной Дню Радио. М., 1988. С. 77. 5. Дерюгин Л. Н. О поверхностном резонансе на отражательной решетке//Докл. АН СССР. 1954. 94, № 2. С. 203—206. 6. Дифракция волн на решетках/В. П. Шестопалов, Л. Н. Литвиненко. С. А. Масалов, В. Г. Сологуб. Х., 1973. 288 с.

Поступила в редколлегию 27.02.89

SUMMARY

The detailed theoretical and numerical analysis is carried out for the periodic sequence of unipolar pulses having rectangular or cosine shapes. Optimized amplitude and phase of spectre are given for the binary sequence of rectangular pulses.