

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ УКРАИНЫ**  
**ХАРЬКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ**  
**УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ**

## **РАДИОТЕХНИКА**

**Всеукраинский межведомственный**  
**научно-технический сборник**

Основан в 1965 г.

**ВЫПУСК 107**

Харків

Харківський державний технічний  
університет радіоелектроніки

1998

*Сборник включен в список специальных изданий ВАК Украины по физико-математическим и техническим наукам*

Специальный выпуск сборника, как и предыдущий, посвящен 35-летию радиотехнического факультета и 40-летию Проблемной научно-исследовательской лаборатории радиотехники. Рассмотрены результаты дистанционного зондирования атмосферы. Предложены пути совершенствования систем беспроводной передачи энергии. Описаны модели процессов и устройств обработки сигналов.

Для преподавателей вузов, научных работников и специалистов.

Спеціальний випуск збірника, як і попередній, присвячено 35-річчю радіотехнічного факультету й 40-річчю Проблемної науково-дослідної лабораторії радіотехніки. Розглянуто результати дистанційного зондування атмосфери. Запропоновано шляхи вдосконалювання систем безпроводового передавання енергії. Описано моделі процесів та пристроїв обробки сигналів.

Для викладачів вищих закладів освіти, науковців і фахівців.

Редакционная коллегия: гл. ред., д-р техн. наук проф. *А.И. Терещенко*, зам. гл. ред., канд. техн. наук проф. *В.И. Алехин*, отв. секретарь, канд. техн. наук доц. *Ж.Ф. Пащенко*, д-р физ.-мат. наук *Б.М. Булгаков*, д-р техн. наук проф. *И.Д. Горбенко*, д-р техн. наук проф. *Б.Л. Кащеев*, д-р техн. наук проф. *Н.И. Кравченко*, д-р физ.-мат. наук проф. *В.М. Кузьмичев*, акад. НАН Украины *Л.Н. Литвиненко*, д-р техн. наук проф. *А.А. Молчанов*, д-р физ.-мат. наук проф. *В.А. Омельченко*, д-р техн. наук проф. *В.В. Поповский*, д-р техн. наук проф. *Е.Г. Прошкин*, д-р техн. наук проф. *А.И. Стрелков*, д-р физ.-мат. наук проф. *О.А. Третьяков*, д-р физ.-мат. наук проф. *Н.А. Хижняк*, д-р техн. наук проф. *Я.С. Шифрин*, д-р техн. наук проф. *В.М. Шокало*, д-р техн. наук проф. *С.Н. Шостка*

Ответственный за выпуск канд. техн. наук проф. *В.И. Алехин*

Адрес редакционной коллегии: Украина, 310726 Харьков-726, просп. Ленина, 14, Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники (ХТУРЭ), тел. 40-93-97

А.И. ЛУЧАНИНОВ, д-р физ.-мат. наук, В.М. ШОКАЛО, д-р техн. наук,  
А.А. КОНОВАЛЬЦЕВ, канд. техн. наук

## ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПРИЕМНО-ВЫПРЯМИТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ КРУПНОАПЕРТУРНЫХ РЕКТЕНН

Ректенна (антенна-выпрямитель) является оконечным устройством систем беспроводной передачи энергии с помощью СВЧ-луча. По своему устройству ректенна — это антенная решетка, состоящая из отдельных приемно-выпрямительных элементов (ПВЭ). Ее функция заключается в приеме энергии СВЧ-луча и преобразовании ее в энергию постоянного тока. В случае беспроводной передачи значительного количества энергии требуется строить ректенны из очень большого числа ПВЭ (до нескольких миллионов), а ректенная решетка имеет большие электрические размеры, т.е. является крупноапертурной.

Ниже представлены результаты численных исследований энергетических характеристик ПВЭ крупноапертурных ректенных решеток, возбуждаемых равноамплитудно. Ранее подобные характеристики изучались только для случая уединенных ПВЭ [1]. Излагаемые здесь результаты получены с помощью методики анализа крупноапертурных ректенн [2], базирующейся на приближении бесконечной решетки. Для проведения расчетов использовались описанные в работе [3] методики и комплекты программ, которые позволяют определить в приближении бесконечной решетки все электродинамические характеристики ленточных полосковых вибраторов сложной конфигурации, расположенных на многослойной подложке, и энергетические характеристики антенн с нелинейными элементами (выпрямительными диодами).

При расчетах выпрямительный диод (диод Шоттки) представлялся в виде резистивной нелинейности. Предполагалось, что реактивные элементы диода входят в состав линейной части схемы ПВЭ. Вольт-амперная характеристика нелинейности описывалась выражением

$$i = I_s \left( e^{\alpha U} - 1 \right), \quad (1)$$

где  $i$  — сила тока через диод;  $I_s$  — сила тока насыщения;  $\alpha$  — постоянный коэффициент;  $U$  — напряжение на переходе.

В табл. 1 приведены характеристики типовых диодов Шоттки, различающихся допустимыми значениями входной мощности  $P_d$ , силы прямого тока  $I_d$  и обратного напряжения  $U_d$ .

Т а б л и ц а 1

Вариант	Диод	$P_d$ , Вт	$I_d$ , В	$U_d$ , В	$I_s$ , А	$\alpha$
1	2A204A	0,2	—	—	$1,066 \cdot 10^{-5}$	8,55
2	3A208A	0,5	50	20	$2,972 \cdot 10^{-4}$	3,69
3	Опытный	1,0	100	40	$2,506 \cdot 10^{-10}$	23,03

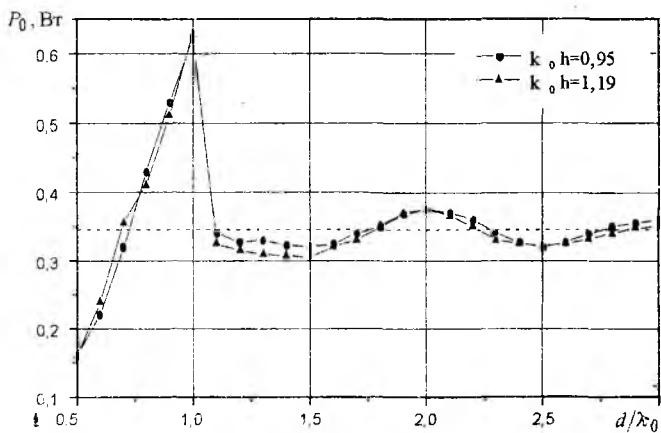
Первоначально были выполнены исследования однополупериодного ПВЭ с идеальными входным и выходным фильтрами (потери и побочное излучение отсутствуют). Такое приближение позволяет рассмотреть предельные возможности ПВЭ по КПД в крупноапертурных ректеннах. Предполагалось, что ПВЭ выполнен на базе резонансного полуволнового вибратора, расположенного над экраном на подложке с относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_r$  на высоте  $k_0 h$ , где  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ ,  $\lambda_0 = 12,25$  см.

Косвенным подтверждением достоверности предложенной в работе [2] методики расчета являются зависимости (рис. 1) мощности постоянного тока  $P_0$  и оптимального сопротивления нагрузки  $R_{н.опт}$  ПВЭ от шага  $\alpha$  решетки с ячейкой квадратной формы. Пунктиром нанесены аналогичные параметры уединенного ПВЭ. Значения  $P_0$  существенно зависят от шага решетки и при его увеличении асимптотически приближаются к значению мощности постоянного тока уединенного ПВЭ. Рассчитанные зависимости  $P_0 = P_0(d/\lambda_0)$  качественно повторяют зависимость для КПД элемента периодической антенной решетки [4], и их ход, прежде всего, предопределяется ходом кривых входного сопротивления излучателя  $R_a = R_a(d/\lambda_0)$ , которое для ПВЭ с идеальными фильтрами удовлетворяет соотношению  $R_{н.опт} = 2R_a$  [5].

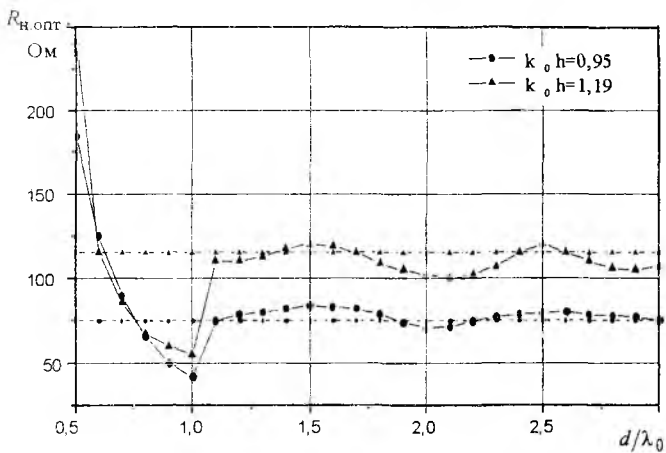
Описанные результаты получены для случая использования диодов Шоттки с  $P_d = 1$  Вт и диэлектрической подложки с  $\epsilon_r = 1$ . Для других значений  $\epsilon_r$  качественная картина остается такой же, только эффективность ПВЭ снижается. Расчеты показали, что в практических конструкциях ректенны нецелесообразно применять подложки с большим значением  $\epsilon_r$ , поскольку с ростом  $\epsilon_r$  уменьшается ЭДС холостого хода  $e_{х.х}$ , наводимая на клеммах вибратора:

$\varepsilon_r$	1	1,5	2	3
$e_{x,x}, \text{В}$	0,585	0,529	0,502	0,438

Следовательно, растут потери на внутреннем сопротивлении выпрямительного диода. Динамика изменения  $e_{x,x}$  соответствуют плотности потока падающей мощности  $\Pi = 0,089 \text{ Вт/м}^2$ ;  $d/\lambda_0 = 0,5$  и  $k_0 h = 1,1938$ .



а



б

Рис. 1

Рассмотрим теперь динамические характеристики ПВЭ, т.е. зависимость энергетических параметров ПВЭ от уровня входного воздействия. Вычисления выполнялись для трех вариантов ПВЭ, в которых использовались выпрямительные диоды с различными значениями допустимой мощности  $P_d$  (см. табл. 1). Расчетные зависимости КПД выпрямителя ПВЭ  $\eta$  от нормированной плотности потока мощности  $\bar{P} = P/P_d$ , падающей на ректенну, показаны на рис. 2. Под  $P_d$  (табл. 2) понимается значение плотности потока мощности, при котором входная мощность  $P_{вх} = P_d$ .

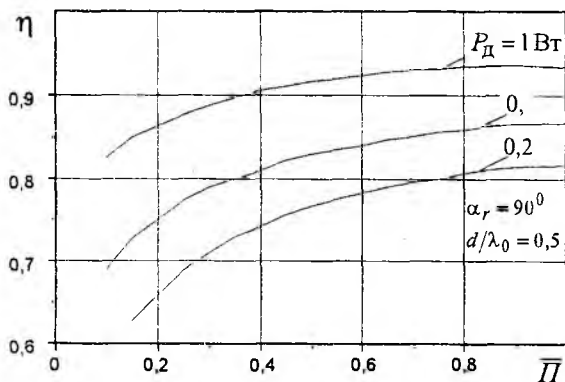


Рис. 2

Таблица 2

Вариант	$P_d$ , Вт	$P_d$ , Вт	$\eta_{\max}$ , %	$\mu$
1	0,2	52	83,7	0,142
2	0,5	131	89,7	0,121
3	1,0	275	94,8	0,053

Зависимости  $\eta(\bar{P})$  достаточно точно аппроксимируются степенной функцией

$$\eta = \eta_{\max} \bar{P}^\mu, \quad (2)$$

где  $\eta_{\max}$  — значение  $\eta$  при  $\bar{P} = 1$ ;  $\mu$  — коэффициент, характеризующий степень нелинейности зависимости (2). Значения  $\eta_{\max}$  и  $\mu$  приведены в табл. 2. Из представленных данных следует, что с увеличением  $\bar{P}$  КПД выпрямления растет по нелинейному закону, причем наиболее

близка к линейной зависимости  $\eta(\Pi)$ , если в ПВЭ используется диод Шоттки с наибольшим значением  $P_d$ .

Еще одна динамическая характеристика ПВЭ  $P_{вх} = P_{вх}(\Pi)$  дана на рис. 3. Из представленных здесь графиков вытекает, что в случае перехода от квадратной (угол наклона сетки решетки  $\alpha_r = 90^\circ$ ) к треугольной ( $\alpha_r = 60^\circ$ ) форме ячейки или с уменьшением ее шага растет значение плотности потока мощности, при котором  $P_{вх} = P_d$ . Данный результат является естественным, так как уменьшение угла  $\alpha_r$  или шага по ее осям приводит к сокращению площади ячейки, т.е. к более плотному размещению ПВЭ по апертуре ректенны. В свою очередь, более плотное размещение ПВЭ предопределяет рост СВЧ-мощности, которую может извлечь ректенна из свободного пространства без выгорания диодов, а следовательно, и увеличение удельной мощности постоянного тока  $\bar{P}_s$ , снимаемой с единицы площади апертуры (табл. 3).

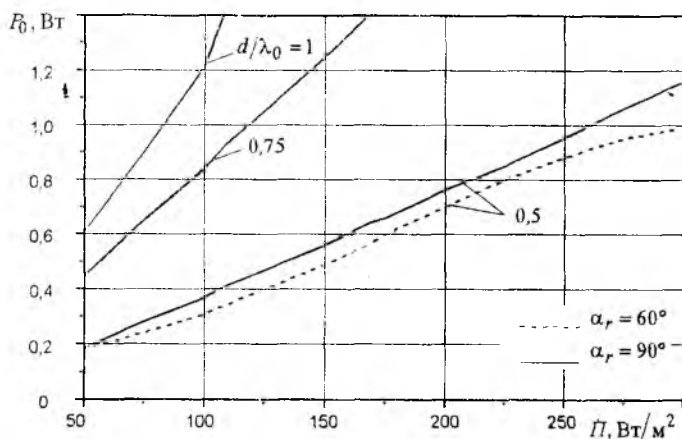


Рис. 3

В табл. 3 приведены максимально возможные значения  $\bar{P}_s$ , которые для равноамплитудно возбуждаемой апертуры могут быть вычислены таким образом:  $\bar{P}_s = \Pi_d \Delta S_{эфф} / \Delta S$ , где  $\Delta S_{эфф}$ ,  $\Delta S$  — эффективная и геометрическая площади ячейки решетки. Здесь же представлены  $R_a$ ,  $e_{х.х}$ ,  $\Pi_d$ , при которых вычислялись значения удельной мощности  $\bar{P}_s$ .

$d_x \times d_l$	$R_a, \text{ Ом}$	$e_{x,x}, \text{ В}$	$P_d, \text{ Вт/м}^2$	$\bar{P}_s, \text{ Вт/м}^2$
$(0,5 \times 0,5)\lambda_0$	93,7	27,5	269,0	250,4
$(0,5 \times 0,4)\lambda_0$	118,0	31,0	339,6	295,5
$(0,5 \times 0,3)\lambda_0$	160,5	36,0	448,9	421,5
$(0,5 \times 0,25)\lambda_0$	195,3	40,0	546,0	508,1

Результаты свидетельствуют о том, что, варьируя площадь ячейки, можно довольно существенно изменять параметры  $R_a$  и  $e_{x,x}$ , т.е. регулировать в широких пределах характеристики ПВЭ как эквивалентного генератора постоянного тока. Это весьма важно при создании ректенн с высоким КПД. Таким образом, по сравнению с уединенным ПВЭ, в ректенной решетке за счет дополнительных степеней свободы (размеры и форма ячейки) существуют более широкие возможности управления параметрами как отдельных ПВЭ, так и ректенны в целом.

Рассмотрим теперь факторы, влияющие на характеристики направленности ректенны на основной частоте. В связи с тем что ректенна является нефазированной антенной решеткой, ее характеристики направленности при эквидистантной структуре полностью определяются свойствами одного ПВЭ. Под диаграммой направленности (ДН) ректенны на основной частоте будем понимать зависимость КПД выпрямления ПВЭ от угловых координат при неизменных плотностях потока падающего СВЧ-поля и нагрузках по постоянному току. Угловые зависимости КПД ПВЭ, посчитанные при  $P_d = 1 \text{ Вт}$ ,  $\mu = 0,053$ ,  $R_H = R_{H,\text{опт}}$  в  $E$ - и  $H$ -плоскостях, изображены на рис. 4. Здесь кривые 1 соответствуют шагу квадратной решетки  $d = 0,5\lambda_0$ , а кривые 2 –  $d = \lambda_0$ . Так же, как и в обычной антенне, ДН ректенны зависит от шага решетки. В значительном секторе углов (примерно  $\pm 40^\circ$  от нормали) наблюдаются слабые изменения КПД, причем менее заметное уменьшение КПД характерно для ректенной решетки с меньшим шагом. В целом на основании полученных данных, пользуясь общепринятой в технике антенн терминологией, можно охарактеризовать ректенные решетки как слабонаправленные. Приведенные результаты полностью коррелируют с экспериментальными данными работы [6]. Особенностью ДН ректенны является ее зависимость от степени нелинейности динамической характеристики (2). Как видно из анализа кривых 3 на рис. 4 (условия расчета:  $P_d = 0,2$ ;  $\mu = 0,142$ ;  $d/\lambda_0 = 0,5$ ;  $R_H = R_{H,\text{опт}}$ ), с увеличением  $\mu$

от 0,053 до 0,142 форма ДН в плоскостях  $E$  и  $H$  существенно изменяется. Чем сильнее нелинейность, тем резче спад КПД и заметнее сужение ДН.

Качественные изменения ДН наступают и в случае варьирования сопротивления нагрузки. Этот вывод следует из совместного рассмотрения кривых 1 и 4 на рис. 4, а. Кривая 4 рассчитана при тех же условиях что и кривая 1, но значение  $R_H$  принималось равным  $0,5 R_{H, \text{опт}}$ . В этом случае ДН в секторе углов до  $40^\circ$  становится более гладкой, но имеет уже два максимума в направлениях  $\pm 20^\circ$  при меньшем абсолютном значении КПД выпрямления.

К снижению КПД ПВЭ (кривая 5 на рис. 4, а) приводит и наличие высших гармоник. ДН с учетом генерации высших гармоник рассчитана при  $P_d = 1$  Вт,  $R_H = R_{H, \text{опт}}$  и отсутствии входного фильтра низких частот.

Значения параметров трех вариантов ПВЭ без входных фильтров приведены в табл. 4. Здесь же для сравнения в скобках указаны параметры ПВЭ с идеальными фильтрами

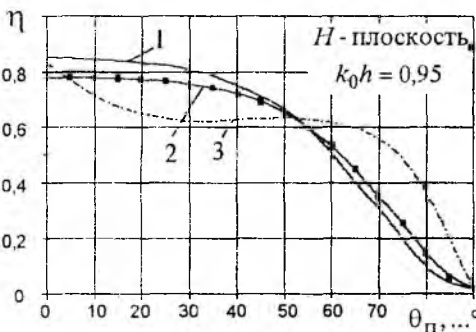
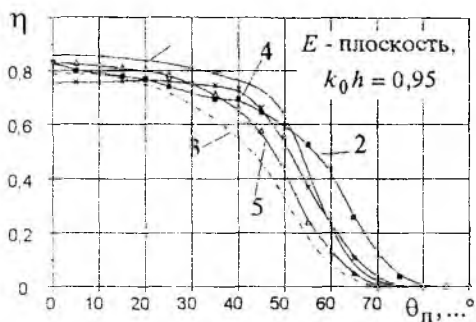


Рис. 4

Вариант	$R_{н,опт}, \text{Ом}$	$\eta$	$\xi(2f_0), \text{дБ}$	$\xi(3f_0), \text{дБ}$	$\xi(4f_0), \text{дБ}$
1	127 (187)	0,772 (0,799)	-17,0	-24,2	-36,8
2	120 (187)	0,756 (0,783)	-16,8	-24,0	-36,6
3	117 (187)	0,807 (0,860)	-17,3	-24,7	-37,1

Под  $\xi(nf_0)$  в табл. 4 понимается уровень излучения  $n$ -й гармоники, равный отношению мощности излучения этой гармоники  $P_{\Sigma}(nf_0)$  к входной мощности  $P_{вх}$ .

Таким образом, проведены численные исследования зависимостей характеристик ПВЭ как элемента бесконечной периодической антенной решетки с нелинейными элементами от параметров решетки. Показано, что энергетические характеристики такого элемента существенно отличаются от характеристик уединенного ПВЭ и асимптотически приближаются к последним при увеличении шага решетки. Получены качественные оценки параметров ПВЭ на современных диодах Шоттки. Выработано несколько полезных для практики рекомендаций:

— КПД выпрямления, допустимую плотность потока СВЧ мощности на апертуре и удельную поверхностную мощность постоянного тока ректенн можно увеличить путем уменьшения площади ячейки, либо уменьшения шага, либо изменения угла наклона косоугольной сетки;

— в ректенных решетках в качестве сплошных подложек не следует применять материалы с большой диэлектрической проницаемостью, так как это приводит к ощутимому снижению КПД выпрямления; при больших значениях диэлектрической проницаемости апертуру ректенны целесообразно строить по принципу взвешенной подложки.

Изучено влияние степени нелинейности характеристик диодов Шоттки на параметры ПВЭ в составе бесконечных периодических ректенных решеток. Установлено следующее:

— нелинейные зависимости КПД ректенны от плотности потока мощности поля возбуждения с достаточной точностью аппроксимируется степенной функцией, скорость нарастания которой определяется свойствами выпрямляющего диода;

— наличие высших гармоник вызывает снижение КПД, изменение оптимального сопротивления нагрузки и появление поля побочного излучения довольно значительного уровня, для ослабления которого следует применять фильтрующие схемы;

— нелинейные эффекты существенно влияют на форму ДН ректенны по КПД выпрямления; усиление нелинейности динамической характеристики ПВЭ и появление побочного излучения приводит к тому, что спад КПД при росте угла прихода электромагнитной волн происходит более резко и диаграмма направленности сужается.

**Список литературы:** 1. Шифрин Я.С., Лучанинов А.И., Шокало В.М. Приемно-выпрямительные элементы ректенных систем. Х., 1988. 181 с. Деп. в УкрНИИНТИ 20.02.89, № 1626 -Ук89. 2. Теоретические и экспериментальные исследования крупноапертурных ректенных решеток / А.И. Лучанинов, В.М. Шокало, А.А. Коновальцев и др. // Радиотехника. 1998. Вып. 106. С. 63 — 72. 3. Анализ характеристик периодической решетки узких микрополосковых излучателей сложной конфигурации / А.И. Лучанинов, В.М. Шокало, С.В. Толстова и др. // Проектирование автоматизированных систем контроля и управления сложными объектами: 4-я Всесоюз. шк., Харьков — Туапсе, 1990 г.: Тез. докл. X., 1990. С. 43. 4. Вендик О.Г. Антенны с немеханическим движением луча (введение в теорию). М.: Сов. радио, 1965. 360 с. 5. Егоров А.Н. К расчету КПД элемента ректенны // Антенны. М., 1986. Вып. 33. С. 88 — 94. 6. Ремизов Б.А., Классен В.И., Шишлов А.В. Выпрямительные антенны // Зарубеж. радиоэлектроника. 1980. № 5. С. 79 — 89.

*Харьковский государственный технический  
университет радиоэлектроники*

*Поступила в редколлегию 18.09.98*

## **ОПТИМИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ ДВУХ КРУГЛЫХ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН, ПРИ ФЛУКТУАЦИЯХ ВОЗБУЖДАЮЩЕГО ПОЛЯ ПЕРЕДАЮЩЕЙ АНТЕННЫ**

Уровень эффективности передачи энергии между двумя антеннами СВЧ-лучом имеет важное значение для создаваемых систем передачи энергии (СПЭ). В качестве энергетического показателя эффективности СПЭ выступает коэффициент полезного действия (КПД) передачи СВЧ-энергии. Выбор приемной антенны среди альтернативных вариантов оконечных устройств осуществляется при проектировании СПЭ в зависимости от конкретных условий. Для варианта СПЭ с оконечным устройством в виде направленной антенны, нагруженной на один мощный выпрямитель, КПД передачи численно равен КПД перехвата [1]. КПД для СПЭ, где приемной антенной служит ректенна (решетка излучателей, сочетающая в себе функции антенны и выпрямителя), определяется как результат компромиссного выбора между парциальными КПД перехвата и КПД сбора мощности постоянного тока в нагрузке [2].

КПД передачи СВЧ-энергии необходимо устанавливать с учетом максимального числа факторов. К ним относятся: размеры апертур приемной и передающей антенн, взаимное расстояние и ориентация между ними, их поля возбуждения, а также параметры приемно-выпрямительных элементов для оконечного устройства типа ректенна. Влияние выше перечисленных факторов на КПД передачи исследовано достаточно полно [2].

Решению задач оптимизации КПД СПЭ, состоящих из апертурных антенн, для детерминированного случая посвящен ряд работ. В [3 — 5] показано, что для максимально эффективной передачи энергии антенны СПЭ должны образовывать конфокальную систему, т.е. быть взаимно сфокусированными. Оптимальные амплитудные распределения (АР) антенн СПЭ описываются в виде обобщенных сфероидальных волновых функций [4; 5].

Однако имеется еще ряд факторов технологического и эксплуатационного характера, которые существенно влияют на КПД СПЭ. Прежде всего, это флуктуации амплитуды и фазы поля по апертуре передающей антенны. Поскольку данные факторы всегда присутствуют в реальных системах, то они должны быть учтены в процессе их проектирования. В связи с этим статистический подход [6] может быть вполне приемлемым. В работе [7] проведена оптимизация СПЭ при наличии случайных ошибок

поля возбуждения передающей антенны с оконечным устройством типа релактора и показано, что случайные ошибки приводят в целом к ухудшению показателей работы СПЭ.

Далее описана оптимизация амплитудно-фазового распределения (АФР) передающей антенны по критерию максимума среднего КПД СПЭ с оконечным устройством в виде направленной антенны.

### Исходные соотношения

Рассмотрим СПЭ, которая состоит из двух круглых, параллельных друг другу апертурных антенн  $S_r$  и  $S_t$ , имеющих радиусы  $R_r$  и  $R_t$  и разнесенных на расстояние между их центрами  $L$ . Потери отсутствуют, антенны согласованы со своими питающими линиями.

Выражение для КПД перехвата СПЭ, состоящей из двух круглых апертурных антенн, имеет вид [3]

$$\eta = \frac{\left| \int_{S_r} f_r(Q_r) dQ_r \int_{S_t} f_t(Q_t) e^{jkR(Q_t, Q_r)} dS_t \right|^2}{(\lambda L)^2 \int_{S_r} |f_r(Q_r)|^2 dS_r \int_{S_t} |f_t(Q_t)|^2 dS_t}, \quad (1)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число,  $\lambda$  — длина волны в свободном пространстве,  $f_t(Q_t)$  и  $f_r(Q_r)$  — АФР полей передающей и приемной апертур.

В реальных условиях АФР передающей антенны всегда реализуется с некоторыми флуктуациями амплитуды и фазы. Распределение поля возбуждения передающей антенны при этом является случайной величиной:

$$f_t(Q_t) = f_{t0}(Q_t) e^{B(Q_t) + j\Psi(Q_t)} = f_{t0}(Q_t) q(Q_t). \quad (2)$$

Здесь  $f_{t0}(Q)$  — АФР в отсутствие ошибок;  $B(Q), \Psi(Q)$  — случайные функции, описывающие, флуктуации амплитуды и фазы.

Эффективность СПЭ можно оценить с помощью среднего КПД перехвата (далее просто КПД), определенного следующим образом:

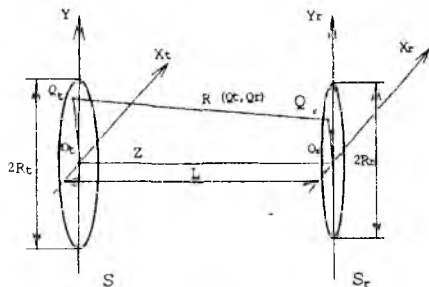


Рис. 1

$$\eta_{cp} = \frac{\left| \int_{S_r} f_r(Q_r) dQ_r \int_{S_t} f_t(Q_t) e^{jkR(Q_t, Q_r)} dS_t \right|^2}{(\lambda L)^2 \int_{S_r} |f_r(Q_r)|^2 dS_r \int_{S_t} |f_t(Q_t)|^2 dS_t}, \quad (3)$$

где черта означает усреднение.

Введем величины  $\theta_r, r_r = \frac{\rho_r}{R_r}$  и  $\theta_t, r_t = \frac{\rho_t}{R_t}$  — углы и безразмерные радиальные координаты в цилиндрической системе координат соответственно точек  $Q_r$  и  $Q_t$ .

В приближении зоны Френеля для случая взаимно сфокусированных антенн выражение (3) примет вид

$$\eta_{cp} = \frac{\int_{S_r, S_r'} \int_{S_t, S_t'} f_{r0}(r_r, \theta_r) f_{r'0}^*(r_{r'}, \theta_{r'}) G(r_r, \theta_r, r_{r'}, \theta_{r'}) dS_r dS_{r'}}{(\lambda L)^2 \int_{S_r} |f_{r0}(r_r, \theta_r)|^2 dS_r \int_{S_t} |f_{t0}(r_t, \theta_t) f_{t0}^*(r_t, \theta_t) (1 + K_1(r_t, \theta_t; r_t, \theta_t))| dS_t}. \quad (4)$$

Здесь

$$G(r_r, \theta_r, r_{r'}, \theta_{r'}) = \int_{S_t, S_t'} \overline{|f_{t0}(r_t, \theta_t) f_{t0}^*(r_t, \theta_t) (1 + K_1(r_t, \theta_t; r_t, \theta_t))|} e^{jcr_t r_r \cos(\theta_r - \theta_t)} dS_t dS_{t'};$$

$$c = \frac{kR_r R_t}{L} \text{ — число Френеля, } K_1(r_t, \theta_t; r_t, \theta_t) = \frac{\overline{\Delta q(r_t, \theta_t) \Delta q^*(r_t, \theta_t)}}{q(r_t, \theta_t) q^*(r_t, \theta_t)}$$

нормированная корреляционная функция (НКФ) случайного процесса  $\Delta q(r_t, \theta_t) = q(r_t, \theta_t) - \overline{q(r_t, \theta_t)}$ ; \* — знак комплексного сопряжения.

## Постановка задачи и ее решение

Предположим, что антенны СПЭ взаимно сфокусированы, согласованы по поляризации и АФР каждой антенны аксиально симметрично. Введем следующие допущения относительно статистики флуктуаций амплитуды и фазы [6]:  $B(r_t, \theta_t), \Psi(r_t, \theta_t)$  распределены по нормальному закону, однородны и взаимно независимы, их средние значения  $\overline{B(r_t, \theta_t)} = B_0$ ;  $\overline{\Psi(r_t, \theta_t)} = 0$ , дисперсии  $\sigma_B^2(r_t, \theta_t) = \sigma_{B0}^2$ ;  $\sigma_\Psi^2(r_t, \theta_t) = \sigma_{\Psi0}^2$ . Коэффициенты корреляции флуктуаций амплитуды и фазы выберем в гауссовой форме [6]. Они равны между собой и зависят только от разности координат:

$$r_B(r_t, \theta_t, r_{t'}, \theta_{t'}) = r_{\Psi}(r_t, \theta_t, r_{t'}, \theta_{t'}) = r = \exp\left(\frac{-(r_t^2 + r_{t'}^2)R_t^2}{c_0^2}\right) \exp\left(\frac{r_t^2 r_{t'}^2 R_t^2}{c_0^2} \cos(\theta_t - \theta_{t'})\right), \quad (5)$$

где  $c_0$  — радиус корреляции в абсолютных единицах. Для случая малых ошибок  $\sigma^2 \ll 1$  с погрешностью до членов первого порядка малости НКФ имеет вид

$$K_1(r_t, \theta_t; r_{t'}, \theta_{t'}) = r \sigma_{\Sigma}^2. \quad (6)$$

Здесь  $\sigma_{\Sigma}^2 = \sigma_B^2 + \sigma_{\Psi}^2 = \alpha_{\Sigma}$  — суммарная дисперсия.

С учетом (5), (6) и интегрального представления для функций Бесселя [8] выражение (4) преобразуется:

$$\eta_{\text{ср}} = c^2 e^{-\sigma_{\Sigma}^2} \frac{\int_0^1 \int_0^1 f_{r0}(r_r) f_{r0}^*(r_r') \int_0^1 \int_0^1 f_t(r_t) f_t^*(r_t') G(r_r, r_r', r_t, r_t') r_r r_r' r_t r_t' dr_r dr_r' dr_t dr_t'}{\int_0^1 |f_{r0}(r_r)|^2 r_r dr_r \int_0^1 |f_t(r_t)|^2 r_t dr_t}, \quad (7)$$

где

$$G(r_r, r_r', r_t, r_t') = J_0(\sigma r_r r_t) J_0(\sigma r_r' r_t') \left[ 1 + \sigma_{\Sigma}^2 I_0\left(\frac{2r_r r_t R_t^2}{c_0^2}\right) \exp\left(-\left(\frac{r_t^2 + r_{t'}^2}{c_0^2}\right) R_t^2\right) \right];$$

$J_0(x)$ ,  $I_0(x)$  — функции Бесселя нулевого порядка вещественного и мнимого аргументов.

Для детерминированного случая СПЭ показано [4; 5], что оптимальное АР должно быть представлено в виде обобщенной сфероидальной волновой функции (гиперсфероидальной), которая, в свою очередь, при определенных условиях достаточно точно аппроксимируется функцией Гаусса. Поскольку флуктуации малы, можно ожидать, что и в этом случае оптимальное АР может быть удовлетворительно описано функцией Гаусса. Предположим, что поле возбуждения приемной антенны известно и

представлено в виде распределения Гаусса  $f_{r0}(r_r) = e^{-\sigma r_r^2}$ , где  $\sigma$  — параметр. После ряда преобразований выражение (7) можно дать в виде

$$\eta_{\text{ср}} = A_0 \frac{\int_0^1 \int_0^1 f_t(r_t) f_t^*(r_t') G_1(r_t, r_t') r_t r_t' dr_t dr_t'}{\int_0^1 f_t(r_t) f_t^*(r_t) r_t dr_t} \quad (8)$$

Здесь  $A_0 = \frac{c^2 e^{-\alpha_{\Sigma} \sigma}}{1 - e^{-2\sigma}}$ ;

$$G_1(r_t, r_t') = \sum_{n=0}^N \frac{(-1)^n}{n!} \left( \frac{cr_t}{2} \right)^{2n} \left\{ -e^{-\sigma} \left[ \sum_{p=0}^n \frac{1}{(n-p)\sigma^{p+1}} \right] + \frac{1}{\sigma^{n+1}} \right\} \times \\ \times \sum_{m=0}^M \frac{(-1)^m}{m!} \left( \frac{cr_t'}{2} \right)^{2m} \left\{ -e^{-\sigma} \left[ \sum_{q=0}^m \frac{1}{(n-q)\sigma^{q+1}} \right] + \frac{1}{\sigma^{m+1}} \right\} \times \\ \times \left[ 1 + \sigma^2 J_0 \left( \frac{2r_t r_t' R_t^2}{c_0^2} \right) \exp \left( - \left( \frac{r_t^2 + r_t'^2}{c_0^2} \right) R_t^2 \right) \right]$$

Сформулируем задачу оптимизации: найти номинальное амплитудное распределение передающей антенны, которое обеспечивает максимальный средний КПД системы передачи энергии СВЧ-лучом при известных значениях флуктуаций амплитуды и фазы передающей антенны и заданном АФР поля приемной.

Амплитудное распределение  $f_t(r_t)$  поля передающей антенны будем искать в виде разложения по цилиндрическим функциям:

$$f_t(r_t) = \sum_{k=0}^{\infty} e_k J_0(\chi_{0k} r_t), \quad (9)$$

где  $f_t(r_t)$  — функция, которая определена в интервале (0; 1);  $\chi_{0k}$  — положительные корни уравнения  $J_0(\chi_{0k}) = 0$ , расположенные в порядке возрастания;  $e_k$  — коэффициенты разложения, подлежащие определению. Для численного решения необходимо выразить искомую функцию (9) в виде конечной суммы. Подставив (9) в выражение (8), получим:

$$\eta_{\text{ср}} = A_0 \frac{\langle e (F^{(0)} + \alpha_{\Sigma} F^{(1)}) e \rangle}{\langle e S e \rangle} \quad (10)$$

Здесь  $e$  — матрица-столбец искомых коэффициентов;  $F^{(0)}, F^{(1)}, S$  — квадратные положительно определенные матрицы размера  $n \times n$ , элементы которых определяются согласно выражениям

$$\begin{aligned}
F_{kl}^{(0)} &= \iint_{0,0}^{1,1} \sum_{n=0}^N \frac{(-1)^n}{n!} \left(\frac{cr_t}{2}\right)^{2n} \left\{ -e^{-\sigma} \left[ \sum_{p=0}^n \frac{1}{(n-p)\sigma^{p+1}} \right] + \frac{1}{\sigma^{n+1}} \right\} \times \\
&\times \sum_{m=0}^M \frac{(-1)^m}{m!} \left(\frac{cr_u}{2}\right)^{2m} \left\{ -e^{-\sigma} \left[ \sum_{q=0}^m \frac{1}{(n-q)\sigma^{q+1}} \right] + \frac{1}{\sigma^{m+1}} \right\} J_0(\chi_{0k}r_t) J_0(\chi_{0k}r_u) r_t r_u dr_t dr_u ; \\
F_{kl}^{(1)} &= \iint_{0,0}^{1,1} \sum_{n=0}^N \frac{(-1)^n}{n!} \left(\frac{cr_t}{2}\right)^{2n} \left\{ -e^{-\sigma} \left[ \sum_{p=0}^n \frac{1}{(n-p)\sigma^{p+1}} \right] + \frac{1}{\sigma^{n+1}} \right\} \times \\
&\times \sum_{m=0}^M \frac{(-1)^m}{m!} \left(\frac{cr_u}{2}\right)^{2m} \left\{ -e^{-\sigma} \left[ \sum_{q=0}^m \frac{1}{(n-q)\sigma^{q+1}} \right] + \frac{1}{\sigma^{m+1}} \right\} \times \\
&\times I_0 \left( \frac{2r_t r_u R_t^2}{c_0^2} \right) \exp \left( - \left( \frac{r_t^2 + r_u^2}{c_0^2} \right) R_t^2 \right) J_0(\chi_{0k}r_t) J_0(\chi_{0k}r_u) r_t r_u dr_t dr_u ;
\end{aligned}$$

$$S_{kl} = \int_0^1 J_0(\chi_{0k}r_t) J_0(\chi_{0l}r_t) r_t dr_t = \frac{1}{2} [J_1(\chi_{kk})]^2, \text{ если } k = l.$$

При заданном АФР приемной антенны данная задача представляет собой экстремальную задачу максимизации по вектору  $e$  отношения двух квадратичных форм:

$$\eta_{cp} = \frac{\pi_{cp}}{A_0} = \frac{\langle eFe \rangle}{\langle eSe \rangle}. \quad (11)$$

Максимум  $\eta_{cp}$  выражается максимальным характеристическим числом регулярного пучка  $F - \lambda S$ , равным наибольшему корню характеристического уравнения [9]

$$\det(F - \lambda S) = 0. \quad (12)$$

Для максимального характеристического числа  $\lambda_1$  существует собственный вектор  $e_1$ , на котором и достигается указанный максимум. Уравнение (12) можно преобразовать в следующий вид:

$$(C - \lambda E)e = 0, \quad (13)$$

где  $C = S^{-1}F$ ;  $E$  — единичная матрица. Для получения решения данной экстремальной задачи достаточно определить максимальное собственное значение матрицы и соответствующий ему собственный вектор.

Алгоритм численного нахождения максимального собственного числа матрицы  $C$  представим в виде следующей итерационной процедуры [10].

Пусть собственные числа расположены в порядке возрастания  $\lambda_1 > \lambda_2 > \dots > \lambda_N$ . Определим вектор  $e_{(k+1)}$  на  $(k+1)$  шаге итерации как  $e_{(k+1)} = Ce_{(k)}$ , где  $k = 0, 1, \dots$ . Начальный вектор  $e_0$  можно взять в виде  $e_0 = (1, 1, \dots, 1)$ . Пусть в результате выполнения  $k_0$  итераций норма равна  $\|e_{(k_0)} - e_{(k_0-1)}\| < \varepsilon$ , где  $\varepsilon$  — заданная погрешность определения оптимального вектора. Тогда вектор  $e_{(k_0)}$  можно считать оптимальным для итерационного процесса максимизации КПД. Зная оптимальное распределение, можно найти соответствующее ему максимальное значение КПД:

$$\lambda_{(k_0)} = \frac{(e_{(k_0)}, e_{(k_0-1)})}{(e_{(k_0-1)}, e_{(k_0-1)})}. \quad (14)$$

Здесь запись  $(*, *)$  обозначает скалярное произведение. Полученное значение  $\lambda_{(k_0)}$  сравниваем с  $\lambda_{(k_0-1)}$ . Если  $|\lambda_{(k_0)} - \lambda_{(k_0-1)}| < \delta$  (где  $\delta$  — погрешность вычисления КПД), то итерационная процедура прерывается и вектор  $e_{(k_0)}$  является искомым. В противном случае итерационная процедура выполняется до тех пор, пока не будет достигнута требуемая точность.

## Численные результаты

Нами численно оптимизирована СПЭ, состоящая из двух круглых антенн равных радиусов. Антенны взаимно сфокусированы в зоне Френеля. АР поля приемной антенны принято в виде распределения Гаусса. Заданы параметры флуктуаций возбуждающего поля передающей антенны.

Для удобства анализа полученных зависимостей целесообразно ввести параметр  $\gamma_0 = L_F / L_{FZ}$ , как отношение расстояния  $L_F$ , на котором взаимно сфокусированы антенны СПЭ, к расстоянию до границы дальней зоны, принятой в виде  $L_{FZ} = 8R^2 / \lambda$ . Величина  $\gamma_0$  связана с числом Френеля соотношением  $\gamma_0 = \frac{\pi}{4} \frac{1}{c}$ .

На рис. 2 приведены зависимости среднего КПД от параметра  $\gamma_0$  при различных значениях радиуса корреляции, дисперсии погрешностей и параметре  $\sigma = 3$  функции Гаусса, описывающей АР приемной антенны. При наличии флуктуаций поля по апертуре передающей антенны характер зависимости оптимального среднего КПД остается таким же, как и при от-

сутствии ошибок. Флуктуации приводят к снижению потенциально возможного КПД.

В рассматриваемом интервале расстояний между антеннами  $\gamma_0 = 0,7 \dots 0,09$  влияние флуктуаций на КПД слабее проявляется при уменьшении расстояния между антеннами СПЭ. Так, на рис. 3 представлены зависимости относительного снижения КПД  $\Delta\eta_{\text{ср}}$ , введенного как  $\Delta\eta_{\text{ср}} = (\eta_0 - \eta_{\text{ср}})/\eta_0$  ( $\eta_0$  — КПД в отсутствие флуктуаций), от радиуса корреляции при заданных значениях дисперсии и расстояния между антеннами  $\gamma_0$ . На расстоянии  $\gamma_0 = 0,13$   $\Delta\eta_{\text{ср}}$  в среднем на 1 ... 2 % хуже, чем при  $\gamma_0 = 0,098$  (радиус корреляции при этом изменяется в интервале  $c_0 = 0,3 \dots 1,1$ , дисперсия  $\alpha_{\Sigma} = 0,2$ ). При радиусе корреляции  $c_0 = 0,1$  уровни относительного снижения КПД максимальны и мало отличаются друг от друга по абсолютному значению для различных расстояний между антеннами СПЭ:  $\Delta\eta_{\text{ср}}$  составляет примерно 17 % при дисперсии  $\alpha_{\Sigma} = 0,2$  и 9 % при  $\alpha_{\Sigma} = 0,1$ .

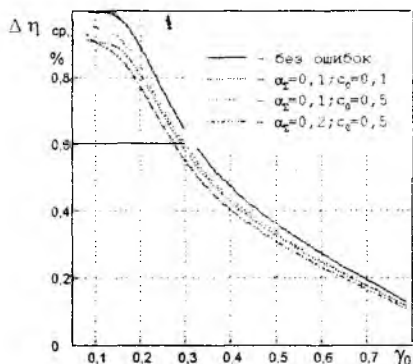


Рис. 2

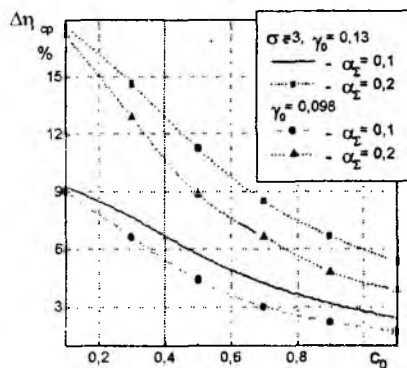


Рис. 3

Конструкция и параметры приемной антенны также влияют на условия передачи СВЧ-энергии между антеннами СПЭ. Таким показателем выступает параметр  $\sigma$  распределения Гаусса приемной антенны. На рис. 4 приведена зависимость относительного снижения КПД  $\Delta\eta_{\text{ср}}$  от расстояния  $\gamma_0$  при наличии ошибок возбуждающего поля. Относительное снижение

ние КПД на расстояниях  $\gamma_0 \geq 0,4$  стремиться к 18 % при заданных значениях параметра  $\sigma$  и дисперсии  $\alpha_\Sigma = 0,2$ . Уменьшение расстояния между антеннами СПЭ до  $\gamma_0 \approx 0,098$  и увеличение высоты пьедестала AP на приемной антенне ( $\sigma \rightarrow 0$ ) приводит к уменьшению на 2 % относительного снижения КПД  $\Delta\eta_{\text{ср}}$  по сравнению с КПД без ошибок. На малых расстояниях равномерное возбуждение приемной антенны позволяет уменьшить влияние флуктуаций поля передающей антенны на КПД СПЭ, что при передаче больших уровней мощности может дать выигрыш.

Поскольку параметр  $\sigma$  распределения Гаусса приемной антенны влияет на эффективность СПЭ, то имеет смысл рассмотреть зависимости  $\eta_{\text{ср}}(\sigma)$  при заданных параметрах флуктуаций и условиях фокусировки (рис. 5). Данные зависимости имеют экстремальный характер. С ростом флуктуаций поля возбуждения передающей антенны изменяется параметр  $\sigma$  распределения Гаусса приемной антенны, при котором наблюдается максимально возможный КПД СПЭ. Так, из рис. 5 видно, что оптимальный параметр  $\sigma = 4,2$  соответствует радиусу корреляции  $c_0 = \infty$ ; при  $c_0 = 1$  параметр распределения Гаусса  $\sigma = 3$ ; далее при  $c_0 = 0,1$  имеем  $\sigma = 3,7$ . Поэтому целесообразно рассмотреть влияние флуктуаций поля на передающей антенне на параметр  $\sigma$ , соответствующий максимально допустимому среднему КПД.

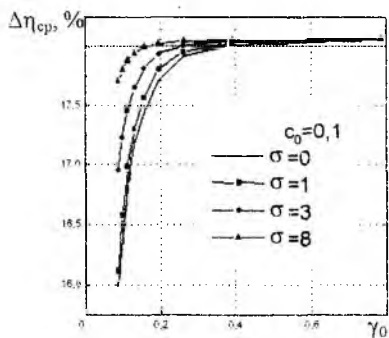


Рис. 4

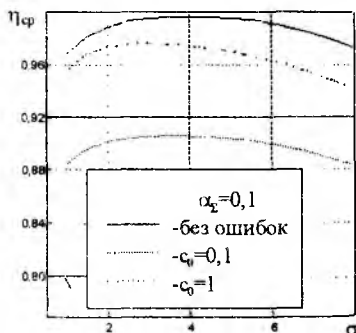


Рис. 5

На рис. 6 представлена зависимость параметра  $\sigma$  распределения Гаусса приемной антенны от радиуса корреляции ошибок при фиксированных значениях дисперсии для антенн СПЭ, взаимно сфокусированных на рас-

стоянии  $\gamma_0 = 0,098$ . Для конкретных условий взаимного расположения антенн СПЭ, можно определить параметры флуктуаций возбуждающего поля передающей антенны, наиболее сильно влияющие на условия передачи СВЧ-энергии. При этом для достижения максимально допустимого среднего КПД при конкретных параметрах ошибок пьедестал АР приемной антенны необходимо изменять. Максимальное влияние флуктуаций проявляется при радиусе корреляции  $c_0 = 0,45$ . Так, при флуктуациях ( $c_0 = 0,45$  и  $\alpha_\Sigma = 0,2$ ) параметр распределения Гаусса необходимо брать  $\sigma = 1,9$ , что в два раза меньше значения  $\sigma$  для аналогичного случая СПЭ без ошибок. Таким образом, для эффективной работы СПЭ, состоящей из апертурных антенн при наличии случайных ошибок поля возбуждения передающей антенны, необходимо адаптировать антенны СПЭ к конкретному набору ошибок путем выбора поля возбуждения приемной антенны. В этой связи направленные свойства приемной антенны для СПЭ, состоящей из двух апертурных антенн, должны иметь некоторые преимущества по сравнению с СПЭ, где в качестве приемной антенны используется ректенна — решетка излучателей, к которым подключены приемно-выпрямительные элементы (ПВЭ). Направленные свойства ректенны реализуются путем выбора ПВЭ, их взаимным расположением и т. д. [12].

Целесообразно сравнить эффективности этих СПЭ. Приведем ряд зависимостей для СПЭ типа апертурная антенна — апертурная антенна (или СПЭ типа зеркало — зеркало) и данные, взятые из [7] для системы апертурная антенна — ректенна при одинаковых значениях ошибок  $c_0 = 0,6$  и  $\alpha_\Sigma = 0,1$ .

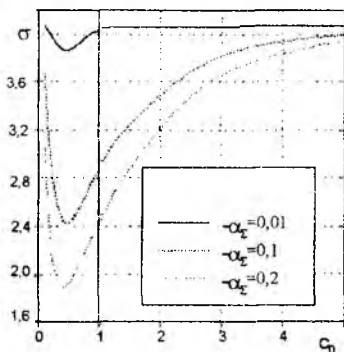


Рис. 6

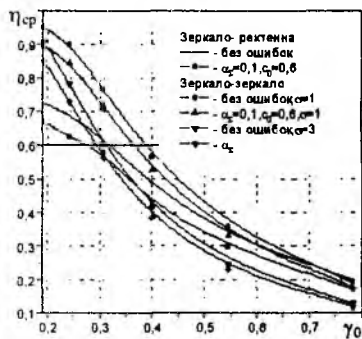


Рис. 7

Из рис. 7 видно, что оптимальный средний КПД для обеих СПЭ почти одинаков при  $\gamma_0 > 0,3$ . При сближении антенн СПЭ ( $\gamma_0 \leq 0,3$ ) эффективность системы зеркало — зеркало примерно на 10 ... 20 % выше СПЭ типа зеркало — ректенна. Так, если предположить, что приемная антенна СПЭ типа зеркало — ректенна имеет радиус  $R = 1000 \lambda$ , где  $\lambda$  — длина волны, то требуемый КПД  $\eta_{\text{ср max}} = 0,66$  достигается для СПЭ на расстоя-

нии  $L_F = 1,57 * 10^6 \lambda$  ( $\gamma_0 = 0,196$ ). Чтобы обеспечить такой же КПД на том же расстоянии для СПЭ зеркало — зеркало (при АР приемной апертуры типа Гаусса с параметром  $\sigma = 1$ ), достаточно иметь радиус приемной апертуры  $759,3 \lambda$ , что почти на 25 % меньше радиуса, требуемого для СПЭ типа зеркало — ректенна. Следовательно, эффективность работы СПЭ типа зеркало — зеркало выше на малых расстояниях при  $\gamma_0 < 0,3$  и заданный КПД передачи можно обеспечить при меньших размерах приемной апертуры. Такие СПЭ целесообразно применять, например, при энергоснабжении небольших космических летательных аппаратов, работающих автономно на незначительном удалении от базовой орбитальной станции.

Анализ приведенных результатов позволил выявить основные зависимости среднего оптимального КПД СПЭ от параметров флуктуаций, параметра  $\sigma$  распределения Гаусса поля возбуждения приемной антенны, а также расстояния между антеннами.

Наличие флуктуаций поля возбуждения передающей антенны не меняет общего характера зависимости среднего оптимального КПД от параметра расстояния  $\gamma_0$  по сравнению со случаем отсутствия флуктуаций.

Однако флуктуации приводят к уменьшению потенциально возможного КПД.

Влияние флуктуаций падает при сближении антенн СПЭ.

Ошибки поля возбуждения передающей антенны по-разному влияют на условия оптимальной передачи СВЧ-энергии. Путем выбора параметра  $\sigma$  поля возбуждения приемной антенны можно получить максимально допустимый средний КПД при заданных флуктуациях и расстоянии между антеннами.

В зависимости от исходных параметров СПЭ (расстояния между антеннами, вида возбуждения приемной антенны и т. д.) определенные значения случайных ошибок оказывают наиболее сильное влияние на условия эффективной передачи энергии. Для получения максимально возможного КПД СПЭ поле возбуждения приемной антенны следует реализовать с наибольшим пьедесталом.

При малых расстояниях равномерное возбуждение приемной антенны позволяет ослабить влияние флуктуаций поля передающей антенны на КПД СПЭ.

СПЭ типа зеркало — зеркало является предпочтительной по сравне-

нию с СПЭ типа зеркало — ректенна на малых расстояниях. Влияние флуктуаций на КПД сравниваемых СПЭ примерно одного порядка.

**Список литературы:** 1. Губо Г., Шверинг Ф. Передача пучков электромагнитных волн в свободном пространстве // СВЧ-энергетика: В 4 т.: Пер. с англ. М.: Мир, 1971. Т.1. С. 331 — 350. 2. Шокало В.М., Рыбалко А.М. Эффективность системы передачи энергии СВЧ-лучом Х. 1995. 40 с. Деп. в ГНТБ Украины 13.04.95, № 856-Уж95. 3. Kay A.F. Near field gain aperture antennas // IRE Trans. on Antennas and Propagation. 1960. Vol. 8. P. 586 — 593. 4. Borgiotti G. Maximum power transfer between two planar apertures in the Fresnel zone // IRE Trans. on Antennas and Propagation. Vol. 14. P. 158 — 163. 5. Heurtley J. Maximum power transfer between finite antennas // IRE Transaction on Antennas and Propagation. Vol. 15. P. 298 — 300. 6. Шифрин Я.С. Вопросы статистической теории антенн. М.: Сов. радио, 1970. 384 с. 7. Даржиков В.В., Лисогорай В.Г. Оптимизация тракта передачи энергии СВЧ-лучом при наличии случайных ошибок поля возбуждения передающей антенны // Радиотехника. 1997. Вып. 103. С. 158 — 168. 8. Лебедев Н.Н. Специальные функции и их приложения. М.: Физматгиз, 1963. 358 с. 9. Гантмахер Ф. Р. Теория матриц. М.: Наука, 1967. 570 с. 10. Бахвалов И.С. Численные методы. М.: Наука, 1973. 632 с. 11. Способ повышения КПД схемы сбора, основанный на выравнивании по апертуре ректенны распределения ЭДС или токов приемно-выпрямительных элементов / А.И. Лучанинов, В.М. Шокало, А.А. Щербина и др. // Радиотехника. 1993. Вып. 97. С. 73 — 78.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 20.09.98

*В.Н. ОЛЕЙНИКОВ, канд. техн. наук, О.А. СОЛЯНИК, канд.  
техн. наук, А.Г. КАРАБАНОВ*

## **НИЗКОПОТЕНЦИАЛЬНАЯ АТМОСФЕРНАЯ РЛС ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ**

Для метеообеспечения авиации, улучшения прогнозирования количества осадков и для активного воздействия на атмосферные процессы необходимы достоверные данные о распределении вертикальных и горизонтальных скоростей воздуха и гидрометеоров в конвективных облаках. В зоне непосредственной близости к аэропортам необходимо также обнаружение областей с повышенными турбулентностью, сдвигами ветра, интенсивными восходящими и нисходящими потоками [1]. Между тем доплеровские метеорологические РЛС в силу особенностей их функционирования не позволяют непосредственно получать значения вертикальных компонентов скоростей. Специализированные же станции для измерения распределений скоростей воздушных потоков вообще отсутствуют.

Для решения этой проблемы разработана низкопотенциальная атмосферная РЛС вертикального зондирования (НА РЛС), которая может обеспечить измерение трех ортогональных компонентов вектора скорости ветра в пограничном слое атмосферы непосредственно над местом расположения станции с высотным разрешением примерно 75...150 м. Эта радиотехническая система [2] представляет собой доплеровскую когерентную моностатическую РЛС дециметрового диапазона (912 МГц). В качестве антенны используется высечка из параболоида (диаметр 7,62 м, ширина 2,45 м) с рупорным облучателем. Зеркало закреплено на поворотном устройстве с электромеханическим приводом, который дает возможность ориентировать диаграмму направленности (ДН) в секторе углов 0...360° (в азимутальной плоскости) и  $\pm 17^\circ$  от зенита (в угломерной плоскости). Параметры ДН антенной системы измерялись по радиоизлучению Солнца. Они составили: ширина ДН на уровне -3 дБ в плоскости Н —  $8^\circ 18'$ , в плоскости Е —  $2^\circ 45'$ . Коммутация сигналов приемника и передатчика осуществляется с помощью двух циркуляторов и антенного переключателя, выполненного на  $p-i-n$ -диодах.

Предварительные каскады передающего устройства выполнены на полупроводниковых элементах, оконечные каскады ламповые. Питание оконечных каскадов передатчика осуществляется импульсным тиристорным модулятором. Импульсная мощность передатчика составляет 1,5 кВт.

Приемное устройство НА РЛС супергетеродинного типа с двойным преобразованием частоты со схемой временного автоматического регулирования усиления во входных каскадах, исключающей перегрузку приемного устройства зондирующим импульсом передатчика. Шумовая температура приемника — 240 К. Сигналы гетеродина и несущей частоты передающего устройства формируются из одного высокостабильного колебания путем прямого синтеза, что обеспечивает когерентность всей системы.

Необходимые управляющие сигналы для работы всех подсистем РЛС формируются программно-управляемым синхрогенератором.

Отраженный сигнал с выхода фазового детектора приемного устройства поступает на цифровую аппаратуру когерентного накопления, а затем в память ЭВМ, где осуществляется его первичная и вторичная обработка.

Рассмотрим результаты экспериментальных измерений. Использовался следующий режим зондирования:

Период повторения зондирующих импульсов, мкс	100
Разрешение по высоте, м	150
Кратность когерентного накопления	256
Зенитный угол наклона ДН	8°

Для отображения доплеровских вариаций отраженного сигнала от атмосферных неоднородностей и гидрометеоров данные представляются в координатах высота — время. Значения доплеровских частот для каждого высотного уровня, выводимые на монитор, кодируются шестью градациями яркости и образуют высотно-временное поле интенсивности доплеровских вариаций. На рис. 1 изображено типичное высотно-временное поле интенсивности доплеровских вариаций отраженного сигнала при зондировании ясного неба. Характерная особенность — наличие в диапазоне высот 0,6 ... 2,4 км модулированных во времени отражений практически на всех высотных уровнях. Причиной этого явления служит отражение от местных предметов, приходящее в точку приема по боковым лепесткам ДН. Кроме этого, наблюдаются области повышенной турбулентности типа термиков с временем существования 5 ... 10 мин и вертикальной мощностью 1...2 км.

Особый интерес представляет регистрация вертикального разреза грозы (рис. 2), полученная в результате измерений 01.07.96 (начало регистрации — 12.10 местного времени). Кратковременный дождь отмечался с 6-й и 23-й минут регистрации. Интенсивный ливневый дождь с грозой начал развиваться с 35-й минуты.

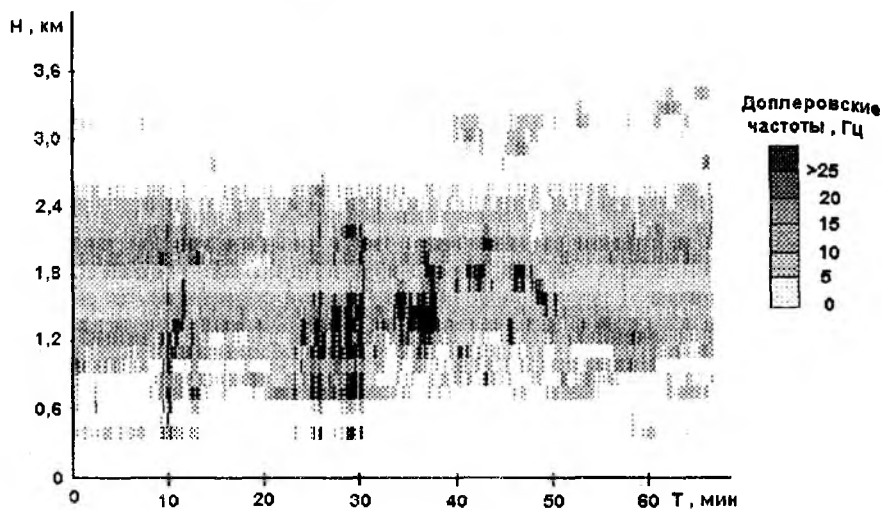


Рис. 1

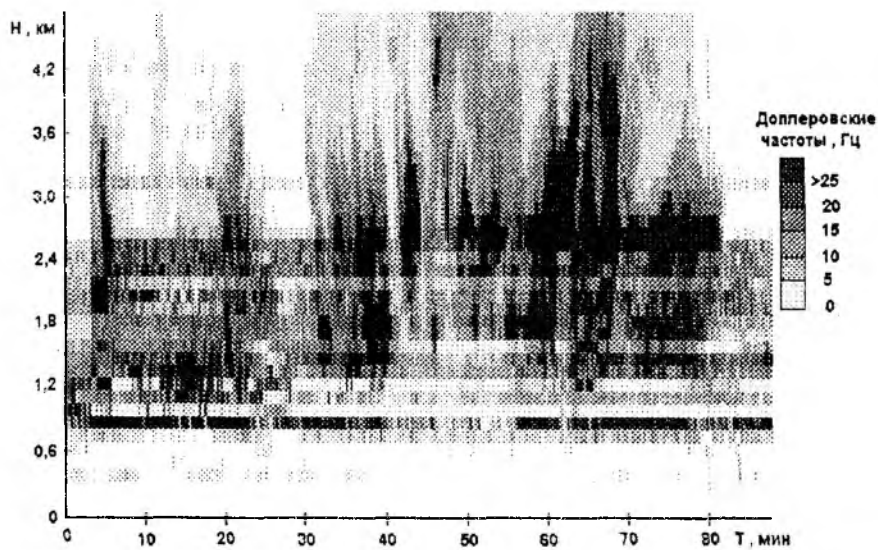


Рис. 2

Зафиксировано повышение верхней границы облачности, четко прорисовывается внутренняя структура грозового облака. Видны ядра повышенной турбулентной интенсивности и промежутки между ядрами интенсивности, которые, очевидно, вызваны мощными восходящими потоками воздуха. Верхняя граница облачности во время грозы превышала 4,8 км (установленный режим измерений не позволил точно определить эту границу).

Спектральный анализ реализаций сигналов, полученных во время ливневого дождя, выявил значительное расширение спектра отраженных сигналов и их сильную изрезанность. При таких условиях вертикальные движения капель дождя и воздушных потоков сильно искажают значения получаемых горизонтальных скоростей ветра, что служит помехой при интерпретации экспериментальных данных.

Экспериментальные измерения показали, что когерентные помехи, приходящие по боковым лепесткам ДН, являются основной трудностью при практическом использовании НА РЛС. Наряду с другими факторами это обстоятельство определяет выбор длины волны и место расположения антенных устройств РЛС. Наличие гидрометеоров в виде дождя представляет серьезную помеху при интерпретации результатов измерений горизонтальной составляющей скорости ветра. В таких условиях обязательны учет вертикальной скорости осадков и соответствующая коррекция горизонтальных составляющих.

**Список литературы:** 1. *Принципы построения автоматизированных систем метеорологического обеспечения авиации* / Под ред. Г.Г. Щукина. Л.: Гидрометеоздат, 1991. 357 с.  
2. *Атмосферна радіолокаційна станція пограничного шару* / Б.Л. Кащеев, В.М. Олейников, О.А. Соляник та ін. // Информ. бюл. Укр. астрон. асоц. 1996. № 9. С. 70 — 71.

*Харьковский государственный технический университет радиотехники*

*Поступила в редколлегию 18.09.98*

## РЕЗОНАНСНАЯ АНТЕННА ДЛЯ МЕТЕОРНОЙ СВЯЗИ

Составной частью любой системы радиосвязи является антенное устройство. Наиболее распространенным типом антенн метрового диапазона волн считаются вибраторные антенны типа "волновой канал". Это относится и к системам метеорной связи. При общей микроминиатюризации аппаратуры связи габаритные размеры антенных устройств остаются соизмеримыми с длиной волны, на которой работает радиоканал. Например, полуконтакт экспериментальной аппаратуры метеорной связи, разработанный в Проблемной НИЛ радиотехники Харьковского государственного технического университета радиоэлектроники (ХТУРЭ), имеет массу 2,5 кг и объем 3,6 дм<sup>3</sup> (исключая источники питания), а приемно-передающая антенна типа "волновой канал", рассчитанная на длину волны  $\lambda = 7$  м, занимает площадь  $4 \times 4 = 16$  м<sup>2</sup>.

Вместе с тем во многих странах с интенсивным междугородным движением автотранспортных средств все чаще для диспетчерских и контрольных целей используется метеорная связь, оптимальной длиной волны для которой является  $\lambda = 6 \dots 8$  м [1]. Поэтому одной из сложных задач при создании аппаратуры для мобильных средств связи считается создание компактных антенн, обеспечивающих направленность, требуемую при наклонном распространении радиоволн [1].

Существенная особенность систем метеорной связи состоит в том, что они работают на фиксированной частоте, а ширина полосы частот, занимаемой метеорным радиоканалом, редко превышает 20 кГц. Антенны же типа "волновой канал" обычно рассчитаны на пропускание полосы частот, соответствующей телевизионному радиоканалу, т.е. около 8 МГц. В связи с этим нами в качестве антенны для радиостанции метеорной связи использовано относительно узкополосное резонансное устройство. В качестве такого устройства выбрана укороченная рамочная антенна, состоящая из активного вибратора и рефлектора (тоже укороченной рамки).

Обычную рамочную антенну можно представить как два полуволновых вибратора, соединенных концами в местах пучности напряжения. Центральные части вибраторов удалены и заменены сосредоточенными индуктивностями с реактивным сопротивлением, равным емкостному сопротивлению оставшейся части вибраторов. Укорочение осуществлено на половину длины полуволновых вибраторов, т.е. оставшаяся их часть составила  $1/8 \lambda$ . Естественно, сопротивление излучения таких вибраторов невелико. Оно может быть примерно оценено по формуле [2]

$$R_{\Sigma} = 20 \left( \frac{2\pi}{\lambda} L \right)^4.$$

Определенное таким способом сопротивление излучения равно 7,6 Ом. Оно присутствует в обоих укороченных вибраторах, образующих рамку, поэтому полное сопротивление излучения всей укороченной рамки можно считать близким к 15 Ом. Реактивное сопротивление остающихся  $\lambda/8$  участков рамки оказалось примерно равным 350 Ом. Таким образом, добротность полученного резонансного излучателя (с учетом активных потерь)  $Q \approx 40 \dots 50$ , а это обеспечивает полосу пропускания антенны около 1 МГц. С учетом связи двух колебательных контуров, активного вибратора и рефлектора полоса пропускания антенны должна быть еще шире. Для обеспечения необходимых фазовых соотношений между токами активного вибратора и рефлектора их резонансные частоты разнесены: рефлектор расстроен в сторону более низких частот, активный вибратор — в сторону более высоких. Укороченные рамки разнесены на расстояние 0,75 м, т.е. на  $0,1 \lambda$ . Средние части витков всех четырех катушек индуктивности соединены с опорами рамок, т.е. заземлены, что способствует обеспечению симметрии в колебательных контурах антенны.

Габаритные размеры антенны получились  $1,32 \times 0,53 \times 0,75$  м, мачтой служит металлическая труба длиной до 3,5 м. Схема конструкции антенны показана на рис. 1, а снятая в эксперименте диаграмма направленности — на рис. 2.

Ширина главного лепестка на уровне 0,71 равна  $63^\circ$ , уровень задних лепестков не превышает 12 % от главного. Это не намного отличается от соответствующих параметров, например, пятиэлементного волнового канала.

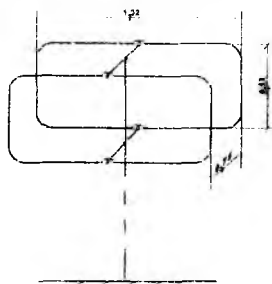


Рис. 1

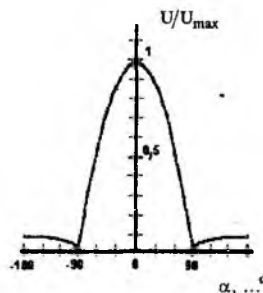


Рис. 2

Связь с 75-омным коаксиальным фидером индуктивная, она осуществлена с помощью витка связи на нижней катушке индуктивности ак-

тивного вибратора. Получен коэффициент стоячей волны в фидере  $K_c \approx 1,5$ .

Отмечено более сильное, чем у антенн типа "волновой канал", влияние окружающих предметов, что легко объяснимо резонансным характером процессов в рассматриваемой антенне (при добротности колебательных контуров  $Q \approx 40 \dots 50$ ).

Разработанная антенна будет использоваться в экспериментах по метеорной связи, в частности при связи с подвижными объектами. Такая антенна может быть применена и в других радиосистемах метрового диапазона волн, работающих на фиксированной частоте при ширине полосы, занимаемой сигналом, менее 1 МГц.

**Список литературы:** 1. Кащеев Б.Л., Бондарь Б.Г. Метеоры сегодня. К.: Техника, 1996. 196 с. 2. Айзенберг Г.З. Антенны ультракоротких волн. М.: Связьиздат, 1957. 700 с.

*Харьковский государственный технический  
университет радиозлектроники*

*Поступила в редколлегию 20.11.98*

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА МЕТЕОРНЫХ ТЕЛ ПО НЕБЕСНОЙ СФЕРЕ МЕТОДОМ ИМИТАЦИОННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Количество информации, передаваемой человечеством, неуклонно возрастает. И по-прежнему актуальна задача совершенствования существующих каналов передачи информации и получения новых каналов. Поэтому стоит вспомнить о незаслуженно забытом метеорном канале связи, который сочетает в себе следующие достоинства: полосу около 8 МГц, отсутствие "мертвой" зоны, затухание не более 160 дБ и дальность связи до 2500 км.

Недавно Международный союз коммуникаций (ITU) окончательно одобрил стандарт V.90, регламентирующий передачу данных по коммутируемым линиям со скоростью 56 кбит/с [1]. Полоса частот такого канала существенно меньше, чем у метеорного, — 3,1 кГц. При этом качество работы даже на местных коммутируемых линиях с использованием современных протоколов достаточно высокое и техническая скорость 33600 бит/с уже никого не удивляет. Исходя из перечисленного, можно утверждать, что возможности метеорного канала, несмотря на его прерывистость, далеко не исчерпаны.

Но для получения приемлемых характеристик канала необходимо иметь максимум информации о канале и эффективно его использовать. Прогнозировать параметры радиометеорного канала связи можно лишь тогда, когда известна плотность потока метеорных тел по небесной сфере [2].

Определение плотности потока метеорных тел по данным измерений представляет собой задачу интерпретации результатов измерений. В самом общем случае для ее решения нужно знать оператор прямой задачи радиолокации метеоров (по крайней мере, с точностью до вектора параметров) и уметь обратить его. Задача осложняется тем, что искомая плотность потока и оператор прямой задачи являются, строго говоря, неизвестными [2].

На процесс образования метеорного следа и формирования рассеянного им радиосигнала оказывает влияние множество факторов различной природы, которые принято объединять в группы. В данном случае целесообразно рассмотреть четыре групповых фактора:

1. **Астрономический ф.** Связан с вероятностью того, что орбита тела пересечет орбиту Земли, и обусловлен параметрами орбиты, скоростью, числом тел, движущихся по этой орбите, их распределением вдоль орбиты.

2. Физический  $\varphi_m$ . Определяется сложной зависимостью процесса образования следа от параметров тела (массы, плотности и скорости), высоты начала образования метеорного тела, вектора скорости Земли, параметров атмосферы на высоте образования следа.

3. Геометрический  $\varphi_c$ . Вызывается тем, что встреча тела с Землей происходит с разной вероятностью в различное время из-за того, что вектор скорости Земли постоянно меняет направление.

4. Аппаратурный  $\varphi_a$ . Его приходится учитывать при использовании любого средства измерения. В случае же использования радиотехнических средств этот фактор достаточно существен.

Воздействие факторов, приводящее к потере информации, показано на рис. 1, где отражено движение и преобразование информации в прямой задаче радиолокации.

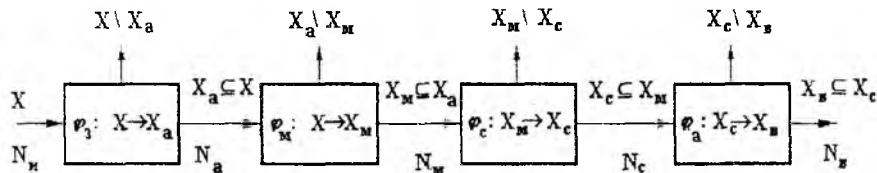


Рис. 1

Здесь множество  $X$ , содержащее  $N_n$  элементов, — объект исследования, а множество  $X_b$  содержит зарегистрированные элементы. Под воздействием каждого из факторов уменьшается число элементов множества  $X$ , которые доступны исследователю.

Математическое описание процессов движения метеорных тел и их взаимодействия с Землей как с объектом Солнечной системы, процессов взаимодействия метеорных тел с атмосферой, формирование рассеянного метеорным следом сигнала и его обработка радиотехнической системой и образуют функции "отбора" факторов. Имея аналитическое описание этих функций, можно получить вероятность регистрации элемента множества  $X$  с параметрами  $x_i$ :

$$P\{x_b\} = P\{x\} p_1 p_m p_c p_a,$$

где  $p_1, p_m, p_c, p_a$  — вероятности выполнения условий, при которых измерение только и возможно при учете влияния каждого из факторов. Таким образом, влияние каждого из факторов описывается его функцией "отбора"  $\varphi_i$  и вероятностью  $p_i$  [2]. Полное аналитическое описание этих процессов

здесь не приведено ввиду его большого объема. Оператор прямой задачи можно обратить, идентифицировав каждый из факторов, т.е. определив  $\varphi_i$  и  $p_i$  [2].

При рассмотрении задачи интерпретации результатов измерений моделирование, по-видимому, является единственным приемлемым методом ее решения [2]. Стохастический характер исследуемых процессов делает точное моделирование излишним и позволяет использовать статистические методы как при моделировании, так и при обработке его результатов.

Интерпретация проводится путем построения и минимизации функционала

$$\lambda(\theta) = \sum [u_i - F(\varphi_i(\theta))]^2, \quad (1)$$

где  $\theta$  — искомое решение (плотность потока метеорного вещества);  $F$  — оператор прямой задачи. В качестве экспериментального материала используются результаты измерения численности метеорных отражений как менее подверженные влиянию факторов.

Ввиду того что неизвестными (искомыми) являются как плотность потока метеорного вещества, так и интегральный фактор "отбора" (т.е. оператор  $F$ ), моделирование выполняется в два этапа.

1. Моделирование системы регистрации численности согласно оператору прямой задачи и нахождение модельных численностей метеорных отражений, в предположении, что искомая плотность потока по небесной сфере равномерна. Это позволяет получить оценку интегрального фактора избирательности.

2. Подгонка модели. Ее смысл заключается в таком перераспределении плотности потока метеорного вещества, чтобы, с учетом полученной оценки интегрального фактора избирательности, найденная (модельная) численность метеорных отражений совпала с экспериментальной. Второй этап может быть реализован, например, если считать небесную сферу состоящей из равновеликих неперекрывающихся площадок, в каждой из которых плотность потока одинакова. В этом случае подгонка модели сводится к решению системы алгебраических линейных уравнений.

Для того чтобы построить распределение плотности потока метеорных тел с массой  $M > 1$  мкг по гелиоцентрической небесной сфере, последняя разделяется на некоторое количество площадок, приблизительно равновеликих по значению телесного угла, и находится плотность потока метеорных частиц для каждой из них. При этом считается, что площадка попадает в область видимости, если видимым является ее центр. Под плотностью потока со всей сферы понимается количество тел с массами  $M > 1$  мкг, пересекающих нормальную площадку с площадью  $1 \text{ м}^2$  за  $1 \text{ с}$ , т.е.  $Q[\text{м}^2 \text{ с}^{-1} (4\pi \text{ ср})^{-1}]$  или для северной полусферы  $Q[\text{м}^2 \text{ с}^{-1} (2\pi \text{ ср})^{-1}]$ .

В качестве исходных данных используется известная информация о состоянии комплекса метеорных тел [2].

Имитационное моделирование было выполнено с помощью усовершенствованного пакета прикладных подпрограмм, разработанного в Проблемной научно-исследовательской лаборатории радиотехники (ПНИЛ РТ) Харьковского государственного технического университета радиоэлектроники для решения подобных задач. В пакете использована физическая модель образования метеорного следа, полученная В.Н. Лебединцом [3]. Данная модель более реалистично описывает происходящие в атмосфере процессы при образовании метеорного следа, учитывает торможение и дробление метеорного тела, его разогрев и деформацию. Моделирование может проводиться для метеорных тел различного состава (хондриты углестые, хондриты обыкновенные, каменные, комочки пыли). Выходными данными программы моделирования служили оценки интегральных факторов "отбора" для каждой из площадок на небесной сфере для 15-минутных интервалов.

После получения оценок интегрального фактора по небесной сфере выполнялась подгонка модели. Задача обработки и интерпретации результатов моделирования заключалась в таком перераспределении радиантов метеоров по небесной сфере, чтобы суточный ход модельных оценок "зарегистрированных" метеоров (тех, для которых модельные значения амплитуды отраженного сигнала превысили пороговый уровень регистрации приемного устройства) отвечал зарегистрированной численности в соответствующем интервале времени. Формально задача сводится к решению системы  $m$  линейных уравнений вида

$$N_j = \sum_{i=1}^n K_{ij} X_i, j = \overline{1, n}, j = \overline{1, m}, \quad (2)$$

где  $N_j$  — зарегистрированная численность метеоров в  $j$ -м интервале времени наблюдения;  $n$  — количество "больших" областей на небесной сфере, доступных наблюдению в  $j$ -м интервале времени;  $K_{ij}$  — оценки интегрального фактора, полученные при моделировании;  $X_i$  — плотность потока метеорных тел из  $i$ -й площадки на небесной сфере. Такая система называется плохо обусловленной и может быть решена только приближенно. Если учесть, что  $N_j$  и  $K_{ij}$  определяются с существенными погрешностями, а система (2) — плохо обусловленная, то задачу решения данной системы следует отнести, по Адамару, к классу некорректно поставленных задач, а значит, решение не единственно и неустойчиво [4].

В решаемой системе линейных алгебраических уравнений коэффициенты, свободные члены и искомые результаты — положительные числа. Если число

площадок  $n = 400$ , а число уравнений  $m = 96$  (круглосуточные наблюдения, интервал наблюдений равен 15 мин), то система является переопределенной и имеет бесконечно большое множество решений. В таком виде решаемая задача является задачей линейного программирования в случае, если соответствующий функционал линеен [5].

Область допустимых решений (2) в широком смысле определяется как множество всех  $X$  с положительными членами, удовлетворяющих (2). В качестве функционала, минимизация которого приводит к выбору решения из множества допустимых решений, можно выбрать функционал, определяющий степень гладкости возможного решения.

Для решения системы (2) было рассмотрено несколько методов.

Итерационный метод, предложенный в работе Ю.А. Пупышева и Л.Б. Шевченко, прост и логически понятен [6]. В нем используется тот факт, что коэффициенты, свободные члены и неизвестные — положительные числа. Достоинствами данного метода являются его простота и невозможность получения отрицательных решений, поскольку операции вычитания отсутствуют. К недостаткам метода необходимо отнести тот факт, что при достаточно широком множестве допустимых решений получаемое решение является приближенным. Показать аналитически сходимость, а

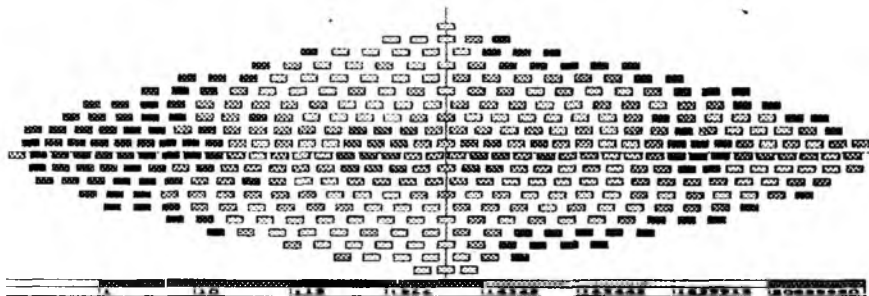


Рис. 2

также ее равномерность авторам метода не удалось.

Из методов решения задачи линейного программирования следует сразу же исключить методы полного перебора из-за невозможности решения задачи с помощью вычислительной техники настоящего времени и недалекого будущего за сколько-нибудь приемлемый интервал времени (число перебора равно  $R^{229-96}$ , где  $R$  — число уровней для каждой неизвестной). По этой же причине, а также по причине получения отрицательных решений, не удалось решить систему (2) методами псевдообращения, секущих плоскостей, последовательного улучшения и симплекс-методом.

Поэтому нами использовался метод Ю.А. Пупышева и Л.Б. Шевченко [6]. Результаты моделирования, т.е. полученные оценки плотности потока метеорных тел, показаны на рис. 2. Они использованы для составления прогноза трассы метеорной радиосвязи. Так, зная координаты пунктов на местности и имея модель распределения плотности потока метеорного вещества по небесной сфере, можно составить прогноз параметров метеорного канала связи. На рис. 3 дан прогноз суточного хода коэффициента заполнения.

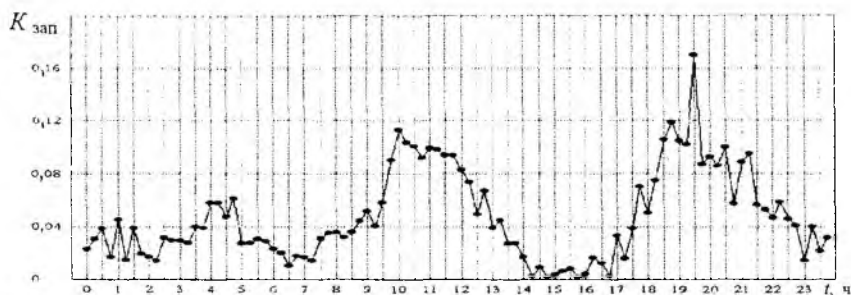


Рис 3

К достоинствам разработанной имитационной модели относятся: учет влияния всех факторов наблюдения (в рамках выбранной модели); использование при ее получении данных о регистрации численности, менее подверженных влиянию факторов наблюдения, чем данные измерения координат радиантов и параметров орбит. Описанная модель может служить достаточно надежным средством для обработки распределений экспериментально измеренных координат радиантов, прогнозирования трасс метеорного распространения радиоволн, оценки коэффициента заполнения, требуемых параметров аппаратуры систем передачи информации.

**Список литературы:** 1. *Новости* // Hard 'n' Soft M., 1998. № 10. С. 7. 2. *Волощук Ю.И., Кащеев Б.Л., Кручиненко В.Г.* Метеоры и метеорное вещество. К: Наук. думка, 1989. 296 с. 3. *Лебединец В.Н.* Пыль в верхней атмосфере. Метеоры. Л.: Гидрометеоздат, 1980. 247 с. 4. *Тихонов А.Н., Арсенин В.Я.* Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1974. 223 с. 5. *Турчак Л.И.* Основы численных методов. М.: Наука, 1987. 320 с. 6. *Пупышев Ю.А., Шевченко Л.Б.* Решение системы условных алгебраических уравнений высокого порядка, в которых коэффициенты, свободные члены и неизвестные — положительные числа // Метеор. распространение радиоволн. Казань, 1970. Вып. 7. С. 21 — 32.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 18.09.98

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДВУМЕРНОЙ ФУНКЦИИ ПО МАЛОЙ ВЫБОРКЕ МЕТОДОМ КОМПЬЮТЕРНОЙ ТОМОГРАФИИ

Рассмотрим задачу определения статистически значимой оценки двумерной функции по выборке малого объема применительно к проблемам радиотехники. Названная задача относится к задачам восстановления функциональной зависимости по эмпирическим данным. Для получения высокой значимости результата необходима достаточно представительная выборка. Но ее объем ограничивается условиями получения эмпирических данных и особенностями используемой специализированной радиотехнической системы. Нужно отметить, что размерность оказывает существенное влияние на требуемый объем выборки. Так, зависимость, связывающая заданную точность  $\varepsilon$  восстановления функции с вероятностью  $\eta$  уклонения, мерностью пространства  $n$  и требуемым объемом выборки  $N_{\text{треб}}$ , имеет вид [1]

$$N_{\text{треб}} = \frac{8n}{\varepsilon^2} \left( \ln \frac{8n}{\varepsilon^2} - \ln \frac{\eta}{4} \right).$$

Чтобы получить возможность определять значимый результат по выборке малого объема, приходится применять методы снижения размерности. Компьютерную томографию можно рассматривать как метод снижения размерности. Она позволяет восстанавливать двумерную функцию по выборкам малого объема, т.е. в случае, когда для получения статистически значимого результата другие методы использовать нельзя [1].

Нами исследованы метеорные потоки и ассоциации, зафиксированные в результате многолетних радиолокационных наблюдений в Проблемной научно-исследовательской лаборатории радиотехники Харьковского государственного технического университета радиоэлектроники (ПНИЛ РТ). Изучено свыше 260 тыс. орбит индивидуальных метеоров, из которых выделено 5160 потоков и ассоциаций. Выделение потоков и ассоциаций производилось с помощью многоступенчатой процедуры классификации, изложенной в [2].

Для удобства анализа структуры отдельного потока в ПНИЛ РТ было предложено считать сечение потока плоскостью, перпендикулярной к средней орбите потока в точке с заданной истинной аномалией средней орбиты потока. Орбиты потока, пересекая такую плоскость, образуют картину, которая рассматривалась нами как выборка из двумерной функции.

Восстановление производилось следующим образом. Определялись семейства интегралов от искомой функциональной зависимости. В результате размерность пространства снижалась, что упрощало решаемую задачу. Затем восстанавливалась функциональная зависимость по ее линейным интегралам, или, что то же самое, определялось семейство одномерных условных функций и по нему восстанавливалась двумерная функция [3]. Задача получения условных одномерных функций решалась как задача восстановления одномерной функции по статистическим данным методом минимизации среднего риска [3].

Процесс получения двумерной функции по ее условным плотностям — или, что то же самое, восстановление функции по ее интегралам — достаточно часто рассматривается в томографии (см., например, [4]). Ниже описано решение задачи томографическим методом. При решении учитывалось, что восстановление функции по ее интегралам с помощью томографического метода относится, по Адамару, к некорректно поставленным задачам [5]. Задача решена численным методом на ЭВМ.

Таким образом, нами получен алгоритм выявления структуры объекта по заданному набору эмпирических данных. С этой точки зрения данный алгоритм можно рассматривать как алгоритм фильтрации двумерного сигнала из шума при условии неполной априорной определенности [5].

Компьютерной томографией, как известно, называется аппаратная или программная реализация алгоритмов численного восстановления функции по ее линейным интегралам. Проблемы компьютерной томографии стали широко обсуждаться в начале 70-х гг., в частности в связи с рентгенодиагностикой [4]. Истории возникновения и развития томографии и ее использованию для решения различного рода задач посвящен ряд работ. Например, в [6] предложена методика восстановления двумерной плотности вероятности томографическим методом.

Преобразованием Радона ( $n$ -мерным) называется функционал, преобразующий функцию во множество ее линейных интегралов по гиперплоскостям [4]. Для пространства мерности  $n = 2$  имеем

$$f^*(s, \varphi) = \int_{\Theta} f(x, y) \delta(x \cos \varphi + y \sin \varphi - s) dx dy, \quad (1)$$

где  $f(x, y)$  — функция, заданная на  $R^2$ ;  $f^*(s, \theta)$  — ее радоновский образ, причем  $\theta = (\cos \varphi + \sin \varphi)$ ;  $\Theta$  — область задания функции  $f(x, y)$ ;  $\delta$  — функция Дирака.

Пусть функции  $F^*(\omega, \varphi)$  и  $F(\omega_1, \omega_2)$  — результаты преобразования Фурье от функций  $f^*(z)$  и  $f(x, y)$  соответственно, т.е. их спектры. Тогда согласно теореме о центральном сечении справедливо равенство [6; 8]:

$$F^*(\omega, \varphi) = F(\omega \cos \varphi, \omega \sin \varphi). \quad (2)$$

Основываясь на (2), можно утверждать, что если вычислить спектр от радоновского образа, то для каждого значения угла  $\varphi$  будет определено центральное сечение спектра функции  $f(x, y)$ . Изменяя  $\varphi$ , можно получить все возможные сечения спектра  $F(\omega_1, \omega_2)$  функции  $f(x, y)$  и затем перейти к функции  $f(x, y)$  [4; 6].

Один из классов алгоритмов реконструкции, т.е., обращения (1), реализует обратное преобразование Радона в том виде, в котором его получил Радон [4; 6]:

$$f(x, y) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi d\varphi \int_{-\infty}^{\infty} f^*(s, \varphi) q(x \cos \varphi + y \sin \varphi - s) ds, \quad (3)$$

где  $q$  имеет смысл импульсной характеристики фильтра с коэффициентом передачи  $K(\omega) = \pi|\omega|$ .

Выражение (3) и дает решение уравнения (1) относительно  $f(x, y)$ . Это решение в случае, если функция  $f^*(s, \varphi)$  непрерывная, гладкая и интегрируемая, существует и единственно. Алгоритмы этого класса называются алгоритмами свертки (внутренний интеграл в (3)) и обратной проекции.

Когда функция  $f^*(s, \varphi)$  задана приближенно, например:

$$f^* \ni (s, \varphi) = f^*(s, \varphi) + \xi, \quad (4)$$

где  $\xi$  — случайная величина, погрешность, получить точное решение для  $f(x, y)$ , решая (1), очевидно, невозможно, поскольку задача, по Адамару, является некорректно поставленной и решение будет неустойчиво [5].

Нужно получить функцию  $\tilde{f}(x, y)$ , в каком-то смысле близкую к  $f(x, y)$ , для чего необходима регуляризация выражения (3).

Для этого надо в рассмотренном алгоритме вместо импульсной функции  $q(s)$  использовать функцию  $q_\alpha(s)$  некоторого фильтра, позволяющую получить [4; 6]

$$\tilde{f}(x, y) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi d\varphi \int_{-\infty}^{\infty} f^*(s, \varphi) q_\alpha(x \cos \varphi + y \sin \varphi - s) ds; \quad (5)$$

$$\tilde{f}(x, y) \approx f(x, y); \quad (6)$$

$$q_\alpha(s) = \pi \int_{-\infty}^{\infty} |\omega| W_\alpha(|\omega|) \exp\{j2\pi\omega s\} d\omega, \quad (7)$$

где  $W_\alpha(|\omega|)$  — некоторая функция, зависящая от параметра  $\alpha$ .

Основная проблема — выработка критерия, по которому определяется, является ли  $\tilde{f}(x, y)$  близкой к  $f(x, y)$ . Если такой критерий сформулировать, задача сводится к определению класса функций, среди которых требуется отыскать функцию  $W_\alpha(|\omega|)$ , а затем определить параметр  $\alpha$ . На данном этапе находилось приближение  $\tilde{f}(x, y)$  к функции  $f(x, y)$  в смысле среднего квадратичного [6]. В качестве функции  $W_\alpha(|\omega|)$  в работе [7] рекомендуется использовать фильтр низких частот (ФНЧ), у которого частота среза определяется параметром  $\alpha$  и затухание в полосе непрозрачности происходит быстрее, чем возрастает  $\omega^s$ , где  $s \geq 4$ . При создании и проверке алгоритма в качестве функции  $W_\alpha(|\omega|)$  был выбран идеальный ФНЧ:

$$W_\alpha(|\omega|) = \begin{cases} 1, & \omega \leq \omega_p; \\ 0, & \omega > \omega_p, \end{cases} \quad (8)$$

где  $\omega_p$  — частота среза ФНЧ, определяемая через  $\alpha$ :  $\omega_p = \omega(\alpha)$ ,  $\alpha \in [0, 1]$ .

При  $\alpha = 0$  сигнал на выходе фильтра отсутствует, а при  $\alpha = 1$   $W_\alpha(|\omega|) \equiv 1$ .

Отладка программы и проверка ее работы осуществлялись на примере выборки размером 500 точек из двумерного нормального закона распределения с коэффициентом корреляции  $K = 0,9$ . Длина проекции (число дискрет или интервал группирования условного одномерного вариационного ряда) определялась по эмпирической формуле [3]

$$N_2 = 5 \text{Ln}(N_0), \quad (9)$$

после чего  $N_2$  заменяется близким числом вида  $2^P$ . График выборки показан на рис. 1.

Далее определялся набор проекций с помощью выполнения преобразования типа (1). Задавалось число проекций  $N_1 = 8$ .

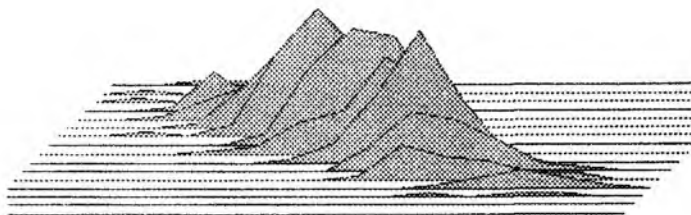


Рис. 1

После получения проекций можно восстанавливать искомую функцию, используя алгоритм фильтра и обратной проекции. Но качество восстанавливаемой функции улучшается с увеличением числа интервалов группирования. Однако, с другой стороны, с точки зрения статистической представительности интервал группирования не может быть выбран произвольно малым: желательно, чтобы число интервалов группирования не превышало оценки, полученной по (9). Поэтому необходимо вначале каким-то образом аппроксимировать проекции, после чего, используя аппроксимирующее выражение, можно увеличить число интервалов в проекции без ущерба для качества.

Если в качестве следующего шага реализовать процедуру обратного проектирования, то, как указывается в работе [9], результат будет представлять собой свертку искомой функции  $f(x, y)$  с функцией вида

$$q(x, y) = 1 / (x^2 + y^2)^{1/2}.$$

Поэтому выполнение фильтрации — необходимая операция.

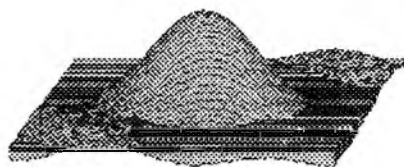


Рис. 2

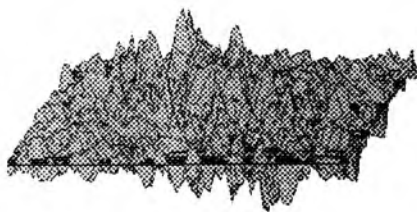


Рис. 3

Параметр фильтра  $\alpha$  существенно влияет на результат восстановления, что видно из графиков для отладочного примера с малым (рис. 2) и большим (рис. 3) значением параметра  $\alpha$ . Функция на рис. 2 слишком сглажена, не демонстрирует корреляции между переменными; на рис. 3 она практически разрушена шумом.

Для определения оптимального параметра фильтра строится функционал

$$\Psi(\alpha) = \left\| f^*(s, \theta) - f^{**}(s, \theta) \right\| + \alpha \left\| f^*(s, \theta) \right\|, \quad (10)$$

где  $f^*(s, \theta)$  — набор сглаженных проекций, радоновский образ;  
 $f^{**}(s, \theta)$  — проекции, полученные по искомой функции с помощью (1).  
Точка оптимума отыскивалась методом золотого сечения по выражению  
(10). Результат восстановления для оптимального параметра  $\alpha$  показан на рис. 4.

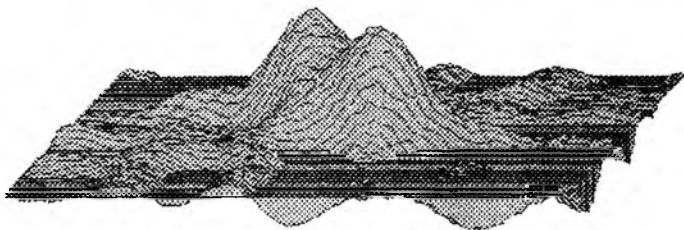


Рис. 4

Таким образом, получен алгоритм восстановления двумерной плотности вероятности по выборке. Снижение размерности позволяет добиться более высокой точности восстановления, чем при других методах (при тех же объемах выборки), что доказывает эффективность выбранного метода. Последний может рассматриваться как метод фильтрации двумерного сигнала из смеси с помехой при неизвестном виде сигнала и ограниченной информации о свойствах шума. Он может быть использован не только для проверки значимости существующей структуры потока, но и для проведения разведочного анализа.

**Список литературы:** 1. Вапник В.Н., Червоненкис А.Я. Теория распознавания образов. М.: Наука, 1984. 415 с. 2. Волощук Ю.И., Кащеев Б.Л., Подолька В.А. Метеорный комплекс вблизи орбиты Земли. 1. Методика выделения потоков и ассоциаций из выборки орбит индивидуальных метеоров большого объема // Астрон. вестн. 1995. Т. 29, № 5. С. 439 — 449. 3. Прикладная статистика. Ч. III. Классификация и снижение размерностей / Под ред. С.А. Айвазяна. М.: Финансы и статистика, 1989. 380 с. 4. Наттерер Ф. Математические аспекты компьютерной томографии: Пер. с англ. М.: Мир, 1990. 288 с. 5. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1974. 223 с. 6. Волощук Ю.И., Воргуль А.В. Восстановление функции плотности вероятности методом компьютерной томографии. Х., 1992. 20 с. Деп. в УкрИНТЭИ 15.01.93, № 442Ук93. 7. Тихонов А.Р., Арсенин В.Я., Тимонов А.А. Математические задачи компьютерной томографии. М.: Наука, 1987. 160 с.

Харьковский государственный технический  
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 18.09.98

**СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ДИСТАНЦИОННОГО  
ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРНОГО ПОГРАНИЧНОГО  
СЛОЯ С ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ  
(МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ, НАИБОЛЕЕ ВАЖНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ)**

В нижней части тропосферы — атмосферном пограничном слое (АПС) происходит обмен количеством движения, теплотой и влагой между свободной атмосферой и подстилающей поверхностью. Большое влияние на процессы в АПС оказывают рельеф земной поверхности, радиационные и микроклиматические условия, а также процессы синоптического масштаба. В результате структура АПС, высота которого колеблется от 100 м до 2 км, может быть весьма разнообразной. Этим объясняется тот факт, что для описания такого жизненно важного слоя пока не существует универсальной теории. Вот почему при решении любых задач, связанных с процессами в АПС, возрастает роль экспериментальных исследований, позволяющих установить его реальные физические характеристики.

Наиболее важными характеристиками АПС являются распределение по вертикали и горизонтали основных метеопараметров, или метеовеличин (температуры и влажности воздуха, скорости и направления ветра, давления), а также особенности турбулентности. Последняя порождает пространственные и временные пульсации всех метеовеличин. Знание пространственно-временного характера изменения метеопараметров, процессов в АПС дает возможность объективно оценивать опасность загрязнения окружающей среды, влияние турбулентности на распространение радиоволн, влияние ветрового сдвига нижних уровней на летательные аппараты при взлете и посадке и т.д. Для исследования АПС применяются как контактные (прямые) методы, так и неконтактные (косвенные).

Контактные методы связаны с необходимостью подъема метеодатчиков, для которого используются метеобашни и метеомачты, радиозонды, аэростаты, планеры, самолеты, другие летательные аппараты. Метеобашни представляют собой дорогостоящие уникальные сооружения. Они позволяют определять пространственно-временные изменения метеопараметров лишь до высоты, ограниченной вертикальными размерами башни (обычно не более 300 м). Метеобашни и метеомачты дают возможность анализировать изменения метеовеличин на небольших

высотах, причем только в районах их установки. В местах, где такие сооружения отсутствуют, состояние АПС оценивают с помощью радиозондов, или метеодатчиков, в качестве носителей которых применяют аэростаты, планеры, шары-пилоты и т.п.

Прямые методы измерения метеовеличин далеко не всегда удовлетворяют потребностям практики, поскольку полученные с помощью таких методов данные носят дискретный пространственно-временной характер, что объясняется, в первую очередь, большими финансовыми затратами.

Необходимость в мониторинге (непрерывном контроле) атмосферы в интересах экологии, радиосвязи, радиолокации, авиации привела к созданию дистанционных неконтактных методов зондирования атмосферы. К числу устройств, реализующих последние, относятся радары, содары, системы радиоакустического зондирования, лидары, радиометры и др. В основном дистанционное зондирование пограничного слоя осуществляется с помощью радаров, содаров и систем радиоакустического зондирования. Поэтому ниже дается обзор современного состояния именно этой техники и результатов, достигнутых с ее помощью.

## Радары

Использование радаров (радиолокаторов) для изучения атмосферы базируется на зависимости характеристик отраженного радиолокационного сигнала от состояния атмосферы. В импульсных радиолокаторах зондирующий импульс отражается от совокупности отражателей, заключенных в рассеивающем объеме, который ограничен пространственной протяженностью импульса и шириной диаграммы направленности радиолокатора. В качестве рассеивателей могут выступать "элементы" тех или иных метеобразований (дождь, облака, туманы, снег и т.п.). По статистическим характеристикам сигнала на выходе приемника радиолокатора можно судить о характере метеобразований [1]. В определенной мере можно сделать выводы и о распределении тех или иных метеопараметров (градиентах ветра, влажности и др.), а также об атмосферной турбулентности, порождающей отражения от "ясного неба" [2].

В последнее время в метеорологии широко используют доплеровские радиолокаторы для измерения профиля ветра. Их называют радиолокационными ветровыми профилометрами (РВП). Индивидуальные РВП или их сети почти при любой погоде обеспечивают непрерывные измерения, экономично и автоматически, с временным разрешением, необходимым для наблюдения за многими важными явлениями как синоптического масштаба, так и мезо- и меньших масштабов. РВП

позволяют измерять скорость ветра с погрешностью не более 1 м/с. Диапазон высот и разрешение обусловлены рабочей частотой и формой зондирующего сигнала. Выбор частотных диапазонов для РВП по просьбе Всемирной метеорологической организации (ВМО) взял на себя Международный союз коммуникаций (International Telecommunication Union — ITU). Его выводы таковы, что рабочие частоты для РВП должны быть следующими:

РВП с номинальными частотами, МГц:	Рабочие частоты, МГц:
50	40...80 (47...68)
400	440...450 (420...435; 438...450) 470...500
1000	904...928; 1235...1241; 1270...1295; 1300...1375

Цифры в скобках здесь соответствуют так называемым Общевропейским предложениям (European Common Proposal — ECP) [3].

Наиболее распространенные частоты, на которых сегодня работают РВП, близки к 50, 482, 915 и 1290 МГц. Для зондирования АПС применяют РВП с рабочей частотой не ниже 915 МГц, так как уже на частоте 500 МГц "мертвая зона" превышает 500 м, а разрешение по высоте, как правило, составляет не менее 150 м [4–6]. На практике же зачастую чрезвычайно важно знать ветровые характеристики на высотах ниже 500 м: например, в аэропортах — при решении задач взлета и посадки самолетов, в промышленных зонах — для исследования загрязнения воздуха в нижней части АПС [7]. Поэтому сегодняшние разработки направлены на уменьшение нижнего предела высоты и улучшение разрешающей способности. Примером может служить ветровой профилометр АПС NOAA (NP), работающий на частоте 915 МГц, — компактный мобильный радар, сконструированный для измерения ветра в нижней тропосфере с "мертвой зоной" не более 100 м и вертикальным разрешением до 60 м. Снижение "мертвой зоны" до 100 м и улучшение пространственного разрешения до 25 м достигается также за счет применения широкополосного радиолокатора метрового диапазона волн [8].

При исследовании АПС данные РВП применяются:

- в целях прогнозирования погоды (при использовании сетей РВП);
- для изучения динамической (пространственно-временной) структуры АПС;
- для обеспечения безопасности взлета и посадки самолетов, запуска и посадки космических аппаратов;

— в качестве входных данных при моделировании АПС.

РВП могут поставлять такую важную метеорологическую информацию, как высота конвективного слоя перемешивания, от которой в значительной степени зависит вертикальное распределение примеси [9]. С помощью РВП можно определять момент количества движения [10]. Они применяются для исследования озонового переноса в нижней тропосфере [11] и изучения гравитационных волн [12].

Среди проблем, с которыми сталкиваются сегодня пользователи РВП, ключевой остается обеспечение высококачественной обработки сигналов. Непрерывная эксплуатация различных РВП в течение ряда лет показала серьезные недостатки в этой области. Однако в последнее время здесь открылись новые возможности благодаря сравнительно дешевым мощным компьютерам.

Стоимость РВП, применяемых для изучения АПС (с рабочей частотой 900...1300 МГц), может составлять от 250 тыс. [13] до 2 млн долларов [14].

## Содары

Принцип действия содара, или акустического локатора, основан на высокой степени взаимодействия звука с атмосферой, при котором акустические волны рассеиваются на естественных температурных и ветровых неоднородностях, образованных атмосферной турбулентностью. Чувствительность показателя преломления к изменениям температуры, влажности и скорости ветра для акустических волн в нижней атмосфере на несколько порядков превышает чувствительность этого параметра для волн радио- и оптического диапазонов.

Начало "содарной эре" было положено работой А.М. Обухова, где показана возможность определения спектра турбулентности по рассеянию звуковых волн [15]. Эта теория экспериментально подтверждена М.А. Каллистратовой [16]. Позднее, в 50–60-е гг. в США разрабатывался метод акустического зондирования (АЗ), проводились первые эксперименты по изучению турбулентности в приземном слое и нижней тропосфере. Первый содар был создан в Австралии в 1968 году. В 70–80-е гг. велась разработка методики исследования АПС методом акустического зондирования, определялись оптимальные частоты и мощности зондирования, разрабатывались шумозащитные устройства. Был начат серийный выпуск содаров, с помощью которых проводились качественные наблюдения за динамикой и структурой турбулизированных слоев АПС. Разработана методика количественного определения

вертикальных профилей скорости ветра доплеровским содаром. Были сделаны попытки определения с помощью содара температуры воздуха по задержке во времени прихода отраженного сигнала от двух смежных слоев атмосферы. Однако выяснилось, что на точность получения данных о температуре таким способом большое влияние оказывают ветер, акустический шум, рефракция звука, турбулентность [17].

Период с конца 80-х гг. и до настоящего времени характеризуется переходом к серийному выпуску акустических локаторов многими зарубежными фирмами, такими, как "Ксонтечинк" (США), "РЕМТЕК" (Франция), "Аэровайронмент" (США), "Метек" (Германия), "Сцинтек" (США). Некоторым из этих фирм удалось реализовать новые подходы к созданию содаров — применить содарные фазированные антенные решетки (ФАР), многочастотное зондирование и т.п. Например, содар FAS64, выпускаемый фирмой "Сцинтек", является первым представителем новой серии содаров с плоской ФАР. Имея небольшие размеры, он обеспечивает измерение трехмерных профилей скорости ветра и структуры турбулентности в деталях, недостижимых ранее при использовании многих больших содаров. Диапазон высот зондирования — от 15 до 1000 м с разрешением, достигающим 5 м. Содар работает одновременно на нескольких частотах (до десяти). Сигналы всех частот принимаются и оцениваются одновременно, в результате чего увеличивается отношение сигнал-шум, уменьшается необходимое время усреднения, улучшается вертикальное разрешение. Описываемый содар способен излучать и принимать сигналы под девятью различными углами. Одномоментно запуск звуковой посылки здесь может происходить в двух противоположных направлениях (например, по и против направления ветра). С целью уменьшить акустическое загрязнение населенных районов, причиной которого является значительное боковое излучение акустической антенны содара, фирма "Сцинтек" выпустила так называемый шепчущий содар (FAS64-SH), который производит гораздо меньше шума. Благодаря применению новой методики затенения удалось обойтись без использования громоздких механических укрытий. Согласно этой методике излучаемые отдельными передатчиками сигналы подстраиваются по амплитуде таким образом, чтобы интерференция приводила к максимальной мощности в главном лепестке диаграммы направленности содара и минимальной — в боковых [18].

При изучении тонкой структуры АПС повышаются требования к разрешающей способности содаров. Улучшение ее возможно посредством повышения частоты зондирования. Поэтому в последние годы появляются мини-содары, работающие на частотах, достигающих 5 кГц. Примерами

их служат: BOKU mini-sodar с четырехлучевой антенной системой [19]; серийный AV SODAR 4000 с 32-элементной ФАР, с помощью которой формируются три ортогональных луча, необходимых для измерения трехмерного профиля ветра на высотах 15 ... 200 м с разрешением 5 м [20].

Стоимость серийных содаров зависит от их конфигурации и рабочей частоты и, по зарубежным данным, может составлять 100...300 тыс. долларов для аппаратуры, работающей на частоте 1,2 ... 2,5 кГц [21], и 50...150 тыс. долларов для мини-содаров.

В СССР работы по акустическому зондированию начались в середине 70-х годов [17]. Первый содар был создан в Институте радиотехники и электроники (ИРЭ) АН СССР (Москва). Достоинствами этого содара являлись, в частности, малая потребляемая мощность, высокое разрешение по времени и по высоте. К числу первых можно отнести также акустические локаторы Института оптики атмосферы (ИОА) Сибирского отделения АН СССР (Томск), Института физики атмосферы АН СССР (Москва).

Первым содаром в Украине был акустический локатор "ИВА", разработанный в Харьковском институте радиоэлектроники (ХИРЭ), ныне ХТУРЭ. Он позволил получить характеристики турбулентности с заданных высотных уровней [22].

После того как содар ИРЭ был передан в ХИРЭ и модернизирован, что позволило повысить его помехозащищенность, а также визуализировать направление вертикальных потоков, он был использован для мониторинга АПС над Черноморским побережьем, в Харьковской области и в Подмосковье [23].

Рассмотрим теперь наиболее важные результаты, полученные с помощью содаров.

Отметим, что уже первые содарные данные показали перспективность этой техники. Как предсказал еще в 1969 г. К. Литтл [24], содары могут применяться для решения многих задач. К ним относится измерение до высот 1500 м следующих параметров:

- вертикальных профилей скорости и направления ветра (ветрового сдвига нижнего уровня);
- вертикальных профилей влажности (с помощью системы, работающей на нескольких частотах);
- высоты и интенсивности температурных инверсий;
- трехмерного спектра температурной неоднородности (моностатическим содаром);
- трехмерного спектра поля турбулентных скоростей; турбулентных потоков теплоты, количества движения и давления водяного пара.

К. Литтл тогда же предположил, что содары позволят: "визуализировать" структуру атмосферы, вызывающей отражение, посредством акустической голографии; исследовать рассеяние звука капельками облаков и осадками; определить влияние турбулентности в АПС на распространение электро-магнитных волн, а также решать проблемы загрязнения воздуха.

Опыт эксплуатации содаров в течение тридцати лет подтвердил, в значительной мере, прогнозы К. Литтла. При этом выяснилось, что существует две области применения, где содар не имеет себе равных: а) исследование процессов турбулентного перемешивания в АПС; б) изучение полей ветра и других параметров АПС над сложной подстилающей поверхностью и в труднодоступных местах (в горах, в прибрежных районах, на полярных станциях, в пустынях, а также над городскими застройками) [25].

С помощью содаров исследовались различные типы инверсий, бризы, туманы и точечные когерентные структуры в прибрежной полосе Индийского океана [26–28]. Быстрый рост индустриализации привел к тому, что остро встал вопрос о загрязнении атмосферы. В связи с этим, например, в горных районах Индии проводятся содарные исследования метеорологических параметров, связанных с загрязнением воздуха [29].

В результате многолетних исследований с помощью содаров, установленных в нескольких точках Москвы, получен интересный статистический материал о температурных инверсиях над этим мегаполисом [30].

В течение некоторого времени с помощью содара осуществлялся мониторинг АПС в Алма-Ате и Кемерове. Результаты убедительно показали, что акустическое зондирование является мощным инструментом текущего мониторинга атмосферных инверсионных слоев над городами, позволяя выявить ситуации, когда концентрация вредных воздушных примесей может возрастать во много раз. Теперь не вызывает сомнений целесообразность создания на основе акустического локатора систем оперативного прогнозирования неблагоприятных экологических ситуаций в крупных промышленных центрах.

Интересные и разносторонние результаты были получены благодаря многолетнему акустическому мониторингу АПС на северо-западе Черноморского побережья. По ним можно судить о связанных со сложной береговой линией особенностях структуры АПС в этом районе при прохождении атмосферных фронтов, при бризах, туманах, грозах и других метеорологических явлениях [31]. Были проанализированы виды и повторяемость приподнятых инверсий, обусловленные различными

причинами: действием местных ветров, адвективными (с моря) и радиационными туманами, проходящими через пункт зондирования атмосферными фронтами. Значительное внимание также уделено точечным отражениям на регистрирующих устройствах содара, превышающим по мощности эхо-сигналы, обусловленные флуктуациями температуры и влажности. По результатам многочисленных экспериментов были сделаны попытки определить природу точечных когерентных структур, ответственных за такие отражения на регистраторах содаров. Другими словами, требуется знать, что же фиксируется: атмосферные неоднородности или попавшие в поле акустической антенны биологические объекты? Несмотря на то что необходимы дополнительные исследования, можно считать установленной связь появления в исследуемом районе точечных когерентных структур с метеорологической и синоптической ситуацией [32–36].

Предприняты попытки получения двумерной картины турбулентности в приземном слое с помощью томографии [37] и трехмерных спектров мощности турбулентности в АПС [38].

Чтобы получить информацию о сдвигах ветра в нижней части АПС для обеспечения безопасности при взлете и посадке самолетов, содары внедрялись в систему метеобслуживания аэропортов [17].

В ходе эксплуатации содаров обнаружились некоторые проблемы. В первую очередь, выявилась повышенная чувствительность содаров к окружающему шуму, в связи с чем многочисленные попытки использовать их в аэропортах оказались не столь результативными, как ожидалось ранее. По этой причине иногда содары заменяют радиолокационными ветровыми профилометрами [7], которые, однако, не дают такой подробной, как содарная, информации о сдвигах ветра в нижнем 200...300-метровом слое.

В связи с тем что проблема отношения сигнал-шум при акустическом зондировании не теряет остроты, было предложено большое количество методик обработки отраженного акустического сигнала. Но зачастую они, "убирая" шум, ведут к потере полезной информации и тем самым полностью перекрывают путь к изучению тонкой структуры АПС. Поэтому в настоящее время в акустическом зондировании переходят к применению радиолокационных методов обработки сигналов. Так, исследуется возможность использования излучаемых сигналов сложной формы [39–41]. Однако эти разработки находятся пока на стадии численного моделирования и еще не проверены в реальных атмосферных условиях.

## Системы радиоакустического зондирования

При радиоакустическом зондировании (РАЗ) в атмосферу излучаются акустические сигналы, которые создают неоднородности диэлектрической проницаемости воздуха. При облучении их радиоволнами часть волн от них отражается и через приемную радиоантенну попадает на вход приемника радиолокатора. Скорость распространения созданных звуком пространственных "решеток" в атмосфере зависит от температуры и скорости движения среды. Доплеровская частота принятых радиосигналов соответствует скорости распространения звуковой посылки. Поэтому по доплеровской частоте принятых радиоволн можно дистанционно, с поверхности земли восстановить профиль температуры воздуха.

Первые успешные измерения вертикального распределения температуры воздуха методом РАЗ атмосферы были осуществлены в 1969 г., когда Дж.Маршалл и др. (Стэнфордский университет, США) соединили источник звуковых волн (с частотой 85 Гц) и доплеровский радар, используемый для наблюдения за метеоритами. Успех первой системы РАЗ стимулировал в 70-е гг. развитие этого метода в нескольких странах (США, СССР, Италии, ФРГ, Швейцарии). Были разработаны радиоакустические системы разных конфигураций (моно- и бистатические), с различными формами электромагнитных и акустических сигналов (непрерывными и импульсными) и в разных диапазонах длин волн. Выбор того или иного диапазона, определяющий предельную дальность зондирования и пространственную разрешающую способность, зависит от конкретных геофизических задач. Так, созданные в США системы РАЗ на длинах радиоволн 8,1 и 0,68 м обеспечили удовлетворительную точность определения температуры на высотах 1400...3000 м и 200...1000 м соответственно [16]. Однако разрешающая способность этих систем РАЗ, отвечающая длине их рабочей волны, далека от удовлетворительной с точки зрения изучения тонкой структуры АПС.

Первая в СССР система РАЗ, функционирующая в дециметровом диапазоне, была разработана в ХИРЭ [42]. Позднее подобные системы были созданы в ИФА (длина волны 3 см) и в Воронежском заочном машиностроительном институте (ВЗМИ) совместно с ИФА (длина волны 30 см).

Остановимся подробнее на системе РАЗ ХИРЭ.

Авторы этой разработки поставили перед собой задачу исследовать возможности системы РАЗ по определению не только температурных профилей, но и профилей скорости и направления ветра, а также относительной влажности в нижней части АПС с разрешением 20...30 м. Было создано несколько методик определения скорости ветра по скорости

прохождения "отраженного пятна" через апертуру приемной радиоданной. По профилям температуры воздуха и скорости ветра вычислялись профили числа Ричардсона, позволившие количественно оценить стратификацию нижней части АПС. Предположение о возможности определения влажности воздуха было основано на различиях в зависимости интенсивности поглощения звука от влажности для двух разных частот (3,4 и 6,8 кГц). С этой целью система РАЗ была модернизирована для работы в двухчастотном режиме [43]. Сопоставление полученных с ее помощью данных о влажности с данными прямых (контактных) измерений показало, что в определенных метеорологических условиях результаты вполне согласуются. К сожалению, в связи с тяжелой экономической ситуацией в Украине дальнейшие работы по расширению возможностей определения влажности методом РАЗ пришлось прекратить. Тем не менее есть основания полагать, что дополнительная модернизация имеющейся системы и оснащение ее более мощным вычислительным устройством могут сделать реальным измерение влажности в нижней части АПС в широком диапазоне погодных условий.

С помощью системы РАЗ можно по амплитуде отраженного радиосигнала сделать заключение о динамике АПС [44], а на базе корректных данных о температуре, скорости и направлении ветра и влажности определить коэффициент турбулентной диффузии по методике, описанной в [45]. Последнее, в свою очередь, полезно для оценки дисперсии примеси при загрязнении атмосферы. Одним из применений аппаратуры РАЗ является использование ее выходных данных в качестве входных при моделировании АПС.

На сегодняшний день наиболее успешно технику РАЗ используют для измерения профилей температуры до высот, обусловленных рабочей частотой акустического излучателя, входящего в ее состав [46]. Погрешность измерения температуры составляет 0,5...1 К.

Работы в области радиоакустического зондирования атмосферы сегодня в основном направлены: на повышение точности определения температуры [47-51]; совершенствование аппаратуры мобильных систем РАЗ [52-54]; повышение быстродействия и точности РАЗ путем применения новых форм звукового зондирующего излучения [55].

Стоимость коммерческих систем РАЗ, составными частями которых являются СВЧ-радиолокаторы и источники звука, складывается из стоимости радиолокаторов и затрат в размере 50...100 тыс. долларов на остальное оборудование. Здесь необходимо иметь в виду, что радиолокаторы, использующиеся в системах РАЗ атмосферы, отличаются от радаров, служащих ветровыми профилометрами, тем, что для работы

радиолокатора РАЗ требуется энергетический потенциал примерно на 40 дБ ниже, чем для работы РВП. Это объясняется когерентной структурой искусственно созданных неоднородностей диэлектрической проницаемости, в отличие от некогерентных отражателей радиоизлучения при работе РВП, в связи с чем последние должны иметь большую мощность и приемную антенну гораздо большей площади. Соответственно, системы РАЗ имеют преимущества перед РВП по стоимости.

### Комплексные системы

Каждый из перечисленных выше дистанционных методов зондирования АПС имеет те или иные ограничения. Поэтому целесообразно использовать комплексы аппаратуры, которые позволяли бы измерять одновременно несколько метеопараметров в широком диапазоне высот с достаточным разрешением и высокой точностью.

Например, при комплексировании содара с системой РАЗ данные о ветре, полученные с помощью содара, позволяют уточнить температурные данные, измеренные с помощью РАЗ. Значения последних определяются не только реальной температурой АПС, но и вертикальной составляющей ветра на высоте зондирования. В свою очередь, содарные данные о высоте инверсий могут уточняться по температурным профилям РАЗ [56].

Сегодня применяются комплексы, включающие в себя автономные системы РАЗ и ветровые профилометры (акустические или радиолокационные) [57], либо комплексы, в которых РАЗ атмосферы становится возможным в результате дооснащения РВП одним или несколькими источниками звука [58].

Для наиболее полного исследования АПС создают комплексы аппаратуры, в которых измерения проводятся в ряде частотных диапазонов и по разным методикам. В мире в настоящее время насчитывается несколько таких комплексных систем, включающих в себя контактную и неконтактную аппаратуру. В состав средств дистанционного неконтактного зондирования входят ветровые профилометры различных частот, системы РАЗ, содары, мини-содары, лидары, радиометры и спектрометры [59]. Одна из наиболее известных таких систем, находящаяся в Германии, получила название Линденбергская колонна. Она включает в себя следующие средства исследования атмосферы [60]: станцию радиозондирования (Vaisala RS-80); профилирующую систему на привязном баллоне (A.I.R. TMT-4a); ветровой профилометр АПС с системой РАЗ (LAP-3000, производства компании "Радиян"); трехантенный моностатический доплеровский содар (ECHO-1D); мини-

содар с фазированной решеткой (AV-4000, фирмы "Аэровайронмент"). С их помощью измеряются температурные и ветровые профили, по диапазону высот (от 15 до 1800 м или 5500 м) и по разрешению (от 5 до 200 м) дающие такую информацию о пограничном слое атмосферы, какую невозможно получить, используя только один из указанных методов. По содарным измерениям температурных флуктуаций и по измерениям (с помощью ветрового профилометра) флуктуаций ветра оцениваются высота пограничного слоя и высота зоны перемешивания.

Комплексные системы, подобные Линденбергской колонне, успешно используются также в Америке (NOAA), Австралии, Новой Зеландии. Например, в Новой Зеландии с помощью комплексной системы, включающей содар, мини-содар, систему РАЗ, дождевой профилометр и ультразвуковой спектрометр, оценивалось мезомасштабное влияние небольших возвышенностей на распределение ветра и осадков [61].

В странах СНГ в связи со сложной экономической ситуацией создание подобных комплексов весьма затруднено. Тем не менее здесь осуществляются новые подходы к комплексированию дистанционной аппаратуры. Например, совмещение приемопередающей радиоантенны с акустической в разрабатываемом в настоящее время содарно-радиоакустическом комплексе [62] делает последний сравнительно недорогим, весьма компактным и мобильным. С помощью такого комплекса, в частности, может быть значительно ослаблено влияние внешнего шума в расположении аэродрома на точность измерений.

## **Выводы**

Приведенный обзор современного состояния дистанционного зондирования АПС с поверхности земли показывает, что за последние 5–10 лет исследования в этой области заметно продвинулись вперед.

Применительно к развитию средств неконтактного зондирования наиболее интересными представляются новые подходы к созданию аппаратуры, а также работы, направленные на комплексирование систем и внедрение современных методов обработки сигналов с использованием мощной вычислительной техники.

Усовершенствование аппаратуры и методов обработки сигналов позволило, наряду с расширением географии исследований и более глубоким изучением "традиционных" параметров АПС (в частности, профилей температуры воздуха и вектора ветра), получить новые данные о структуре АПС. Это дву- и трехмерные характеристики турбулентности, момент количества движения, высота пограничного слоя и т.д.

Степень изученности разных метеовеличин, дающих представление о структуре АПС, весьма различна. Если задачи измерения температуры и вектора ветра можно считать в основном решенными, то остаются, в частности, проблемными:

— надежное измерение влажности акустическими и радиоакустическими методами;

— автоматизация содарного определения типа термической структуры и высоты слоя перемешивания АПС;

— выявление особенностей тонкой структуры АПС при различных метеоявлениях;

— выяснение природы локальных когерентных структур.

Необходимость в решении перечисленных задач, а также явное возрастание потребности в дистанционных методах изучения АПС (в связи с ухудшением экологической ситуации) делают дальнейшие исследования в этой области весьма актуальными.

Автор выражает признательность д-ру техн. наук Я.С. Шифрину и канд. техн. наук Ю.Н. Ульянову за ценные советы при подготовке данного обзора.

**Список литературы:** 1. *Atmospheric studies using collocated 915 and 2835 MHz profilers / W.L. Ecklund, C.R. Williams, P.E. Johnston et al. // Extended abstracts of PWS-97. Engelberg, Germany, 1997. P. 106-109.* 2. *Черников А.А. Радиолокационные отражения от ясного неба. Л.: Гидрометеоиздат, 1979. 148 с.* 3. *Welko B.-D. Frequency and sharing aspects of a wind profiler at 482 MHz and 1290 MHz // Extended abstracts of PWS-97. Engelberg, Germany, 1997. P. 43-48.* 4. *Czechovsky P., Schmidt G., Rüster R. The mobile SOUSY Doppler radar: technical design and first results // Radio Science. 1984. Vol. 19. P. 441-450.* 5. *Ikonen I. Interference test between a wind profiler and a radiosonde // Meteorol. Rundschau. 1990. Vol. 42, N 3-5. P. 155-157.* 6. *Winston H.A. Clear-air Doppler wind profiling radar // Vaisala News. 1990. Vol. 121. P. 12-16.* 7. *Winston H.A., Neuschaefer W. The use of boundary-layer wind profiling radars for airport terminal operations // Extended abstracts of PWS-97. Engelberg, Germany, 1997. P. 384.* 8. *A VHR boundary-layer radar: first results / R.A. Vincent, S. Dullaway, A. MacKinnon et al. // Extended abstracts of PWS-97, Engelberg, Germany, 1997. P. 85-92.* 9. *White A.B., Gottas D. The use of Doppler wind profilers for air pollution studies // Extended abstracts of PWS-97. Engelberg, Germany, 1997. P. 147-150.* 10. *Fluxes of heat and momentum measured with a boundary-layer wind profiler radar-radio acoustic sounding system / W.M. Angevine, S.K. Avwery, W.L. Ecklund, D.A. Carter // J. of Appl. Meteorol. 1993. Vol. 32. N 1. P. 73-80.* 11. *Bigler-Engler V.J., Wagner K.K. The use of data from 915 MHz profilers in forecasting and analysis of ozone episodes in San Diego, California // Extended abstracts of PWS-97. Engelberg, Germany, 1997. P. 66-71.* 12. *The MU radar with an active phased-array system. 1 - Antenna and power awplifiers, 2 - In house equipment / S. Fukao, T. Sato, T. Tsuda et al. // Radio Science, 1985. Vol. 20, N 6. P. 1155-1176.* 13. *A 1290 MHz profiler with RASS for monitoring wind and temperature in the boundary layer / D. Engelbart, H. Steinhagen, U. Görsdorf et al. // Contr. to Atmosf. Physics. 1996. Vol. 69/1. P. 63-80.* 14. *Peters G., Hasselmann D., Pang S. A new mobile 1,29 GHz wind and temperature profiler - Description and first measurements // The Third Intern. symp. on troposph. profil.: needs and technologies. Hamburg, 1994. P. 320-322.* 15. *Обухов А.М. Рассеяние звука в турбулентном потоке // Докл. АН СССР. 1941. Т. 30. С. 611.* 16. *Каллистратова М.А., Кон А.И. Радиоакустическое зондирование атмосферы. М.: Наука,*

1985. 197 с. 17. *Красенко Н.П.* Акустическое зондирование атмосферы. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1986. 144 с. 18. *Scintec sensors and systems. A new class of sodar. FAS64, FAS64-SH: High performance boundary layer profiler for wind speed and turbulence / Scintec, Atmosphärenmesstechnik AG, Germany.* S. a. 4 p. 19. *Mursh-Radlgruber E., Rengarajan G.* Aspects of high frequency acoustic sounding - examples from applications of the BOKU-minisodar // Proc. of ISARS'98. Vienna, Austria, 1998. P. 103-106. 20. *AV Sodar system, Minisodar / AeroVironment Inc., California, USA.* S. a. 4 p. 21. *Asimakopulos D.N., Helmis C.G.* Recent advances on atmospheric acoustic sounding // Intern. J. Rem. Sensing. 1994. Vol. 15, N 2. P. 223-233. 22. *Investigation of the atmosphere boundary layer with the sodar "IVA" / V.I. Aliokhin, V.V. Dorovsky, A.I. Ryzhenko, O.A. Tarasenko* // Proc. of ISARS'98. Vienna, Austria, 1998. P. 140-142. 23. *Максимова Н.Г.* Точечные ангел-эхо в акустике. Аппаратура и методика их исследования // Радиотехника. 1997. Вып. 101. С. 101-108. 24. *Little C.G.* Acoustic methods for the remote probing of the lower atmosphere // Proc. of IEEE. 1969. Vol. 57. P. 571-578. 25. *Kallistratova M.* Progress in the practical use of sodars in the atmospheric research and current problems // Proc. of ISARS'98. Vienna, Austria, 1998. P. 94. 26. *Singal S.P., Aggarwal S.K.* Sodar and radiosonde studies of thermal structure of the lower atmosphere at Delhi // Ind. J. of Radio and Space Physics, 1979. Vol. 8. P. 76-81. 27. *Purnachandra Rao M., Raghu Kumar A., Sree Rama Murthy J.* Sea breeze detection with acoustic radar // Ind. J. of Radio and Space Physics. 1981. Vol. 10. P. 176-181. 28. *Singal S.P.* Studies of sodar-observed dot echo structures // J. Atmosphere-ocean. 1985. Vol. 23. N 3. P. 304-312. 29. *Singal S.P., Kumar S.* Sodar studies of air pollution associated meteorological parameters in the hills of Assam, India // Proc. of ISARS'98. Vienna, Austria, 1998. P. 302-306. 30. *Локощенко М.А.* Акустическое зондирование приподнятых инверсий // Метеорология и гидрология. Обнинск, 1994. № 7. С. 24-37. 31. *Результаты совмещенного акустического и радиоакустического зондирования атмосферы на границе суша-море / Ю.Н. Ульянов, А.Ю. Панченко, Н.Г. Максимова и др.* // Исследование пограничного слоя атмосферы над сушей и океаном акустическими методами. М., 1990. Ч. 1. С. 47-54. (Препр. / АН СССР. Ин-т физики атмосферы; 7). 32. *Локальные неоднородности в устойчивом пограничном слое атмосферы по результатам акустического и радиоакустического зондирования в прибрежной зоне / Ю.Н. Ульянов, А.Ю. Панченко, В.А. Андрианов, Н.Г. Максимова* // 1992. 21 с. (Препр. / РАН. Ин-т радиотехники и электрон.; 7 (575)). 33. *Petenko I.V., Kallistratova M.A.* Dash echo structures as observed by acoustic sounding // Proc. of ISARS'96. Moscow, 1996. P. 6.109-6.14. 34. *Vetrov V.I., Ulyanov Yu.N.* A dot echo investigations with sodar and RASS techniques // Proc. of ISARS'96. Moscow, 1996. P. 6.115-6.120. 35. *Vetrov V.I., Ulyanov Yu.N., Prokopenko Yu.V.* The local atmospheric structures having abnormally strong sodar returns: some possible mechanism of its formation // Proc. of ISARS'96. Moscow, 1996. P. 6.83-6.88. 36. *Vetrov V.I., Ulyanov Yu.N., Bedin V.S.* Formation features and the fine structure of sodar dot-echoes // Proc. of ISARS'98, Vienna, Austria, 1998. P. 115-118. 37. *Ziemann A., Arnold K., Raabe A.* Acoustic tomography - a method for remote sensing of the atmospheric surface layer // Proc. of ISARS'98. Vienna, Austria, 1998. P. 29-32. 38. *Petenko I.V., Kallistratova M.A.* Wind turbulence measurements with a mono-bistatic sodar // Proc. of ISARS'96. Moscow, 1996. P. 3.55-3.60. 39. *Bradley S.S.* Use of coded waveforms for sodar systems // Proc. of ISARS'98. Vienna, Austria, 1998. P. 67-70. 40. *Wavelet filtering of sodar signals / J.R. Jordan, S.W. Abbott, B.D. Templeman, R.J. Lataitis* // Proc. of ISARS'98. Vienna, Austria, 1998. P. 71-77. 41. *Petenko I.V., Bezverkhni V.A.* Specific scales of the convective ABL derived from sodar data with the wavelet transform // Proc. of ISARS'98. Vienna, Austria, 1998. P. 247-250. 42. *Мобильная радиоакустическая система для определения основных метеорологических величин: Информ. листок. X: / С.И. Бабкин, Н.Г. Максимова, А.Ю. Панченко и др.* // Облтолиграфиздат, 1986. 2 с. 43. *Измерение влажности воздуха радиоакустическим зондированием атмосферы / С.И. Бабкин, Ю.Н. Ульянов, Н.Г. Максимова и др.* // 9-й Всесоюз. симп. по лазер. и акуст. зондированию атмосферы. Томск, 1991. С. 29 -- 36. 44. *Proshkin E.G.* Atmosphere boundary layer turbulence level estimation with radioacoustic sounding // Proc. of ISARS'98. Vienna, Austria, 1998. P. 187-191. 45. *Андрианов В.А., Панченко А.Ю.* Восстановление высотных

профилей метеопараметров по результатам акустического и радиоакустического зондирования // Исследование пограничного слоя атмосферы над сушей и океаном акустическими методами. М., 1990. Ч. 1. С. 34–38. (Препр. / АН СССР. Ин-т физики атмосферы; 7). 46. *Vogt S.* Advances in RASS since 1990 and practical application of RASS to air pollution and the ABL studies // Proc. of ISARS'96. Moscow, 1996. P. G.37–G.50. 47. *Görsdorf U.* The accuracy of temperature measurements with RASS // Extended abstracts of PWS-97. Engelberg, Germany, 1997. P. 231–234. 48. *Peters G., Angevine W.M.* On the correction of RASS-temperature errors due to turbulence // Beitr. Atmosph. 1996. Vol. 69, N 1. P. 81–96. 49. *Petenko I.V.* Improved estimation of RASS-measured temperature corrections // Proc. of ISARS'98. Vienna, Austria, 1998. P. 154–159. 50. *Görsdorf U., Petenko I.V.* Some results of experimental investigation of the RASS-measured temperature accuracy // Proc. of ISARS'98. Vienna, Austria, 1998. P. 71–77. 51. *Kartashov V., Korytsev I.* Optimal algorithms of signal processing in radio acoustic systems // Proc. of ISARS'98. Vienna, Austria, 1998. P. 107–109. 52. *Improvements of a decimetric RASS / P. Trivero, A. Marzorati, P. Marcacci et al.* // Proc. of ISARS'98. Vienna, Austria, 1998. P. 196–199. 53. *Akai Y., Kanzaki T.* The application of a mobile RASS to observation of an urban heat island // Proc. of ISARS'98. Vienna, Austria, 1998. P. 200–203. 54. *Ulyanov Y., Prokopenko Y., Vetrov V.* Potentialities of the monostatic inclined RASS system for PBL temperature and wind profiling // Proc. of ISARS'98. Vienna, Austria, 1998. P. 179–182. 55. *Ульянов Ю.Н., Прокопенко Ю.В., Максимова Н.Г.* Радиоакустическое зондирование с использованием звуковых одиночных импульсов // 2-я Междунар. конф. "Теория и техника передачи, приема и обработки информации": Тез. докл. X., 1996. Ч. 2. С. 53. 56. *Maksymova N., Ulyanov Y.* Research of sea breezes over Black sea northwest coast by means of acoustic and radioacoustic sounding // Proc. of ISARS'98. Vienna, Austria, 1998. P. 277–280. 57. *A small RASS – as an extension of a doppler sodar / G. Peters, H.J. Kirtzel, B. Fischer, T. Schlotfeldt* // Proc. of ISARS'96. Moscow, 1996. P. 3.7–3.11. 58. *Design and preliminary field test of a combined RF acoustic phased-array antenna for profiler operations / D.E. Wolfe, R.J. Lataitis, B.L. Weber et al.* // Extended abstracts of PWS-97. Engelberg, Germany, 1997. P. 151–154. 59. *On turbulence measurements with RADAR, RASS, SODAR and DIAL / G. Peters, L. Hirsch, B. Fischer et al.* // Extended abstracts of PWS-97. Engelberg, Germany, 1997. P. 195–197. 60. *Towards the "Lindenberg Column" – simultaneous measurements of vertical profiling systems / F. Beyrich, D. Engelbart, U. Görsdorf et al.* // Extended abstracts of PWS-97. Engelberg, Germany, 1997. P. 166–171. 61. *Bradley S.S., Taylor J.* Sodars, mini-sodars, RASS, rain profiler and ultrasonic spectrometer use in a mesoscale // Proc. of ISARS'98. Vienna, Austria, 1998. P. 167–170. 62. *Maksymova N.G., Ulyanov Yu.N., Prokopenko Yu.V.* Combined radio-acoustic antenna for the air field complex of acoustic and radioacoustic sounding of the atmosphere // Proc. of ICATT'97. Kyiv, 1997. P. 175–176.

Харьковский государственный технический  
 университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 13.10. 98



Координаторы Украинской национальной ассоциации «Антенны».

Слева направо: Я.С. Шифрин, президент НАА и Восточно-Украинского отделения IEEE; Н.Г. Максимова, ученый секретарь НАА и Восточно-Украинского отделения IEEE; А.И. Носич, организатор Восточно-Украинского отделения IEEE

## МОДЕЛЬ АВТОРЕГРЕССИИ ОДНОМОДОВЫХ И ДВУМОДОВЫХ СТАЦИОНАРНЫХ СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССОВ

Проведение метрологической аттестации ряда информационно-измерительных систем, в частности дистанционных бесконтактных акустических измерителей параметров движения нижних слоев атмосферы, непосредственно по стандартным схемам сравнительных испытаний с использованием образцовых мер или систем на сегодняшний день представляется практически неразрешимой задачей. Причинами являются отсутствие требуемых образцовых мер и систем и сложность реализации при современном уровне технологии.

В этой связи весьма перспективно использование в качестве образцовой меры имитационного сигнала с задаваемыми информационными параметрами, отражающими существенные свойства реального эхо-сигнала. В процессе испытаний необходимо обеспечить формирование сигнала с известными информационными параметрами по определенным алгоритмам, а затем получить оценки этих параметров по представительной выборке. Сравнение известных и оценочных параметров позволяет судить о качественных характеристиках измерительной системы и алгоритмов обработки сигнала.

Из статистической теории известно, что точность оценок параметров зависит от числа усреднений и, следовательно, длины выборки. Использование в качестве тестовых заранее подготовленных реализаций сигналов со значительным объемом выборок затруднено ввиду сложностей, связанных с хранением и систематизацией информации в компьютерах. Поэтому перспективны конструктивные методы получения информационных сигналов, в соответствии с которыми определяемый параметр задавался бы постоянным в генерируемой реализации, а сам сигнал представлял бы собой случайный процесс.

В системах акустического зондирования атмосферы основным информационным параметром является доплеровская частота отраженного сигнала. Поэтому тестовый случайный процесс должен характеризоваться заданными параметрами энергетического спектра — центральной частотой и шириной полосы по уровню половинной мощности. В ряде случаев для проверки работоспособности систем под воздействием помех со сложной формой энергетического спектра или же помех от нескольких источников

нужно иметь многомодовые информационные сигналы. Каждая мода или максимум в спектральной плотности мощности (СПМ) такого сигнала может характеризоваться своими центральной частотой и шириной полосы.

Для реализации указанных конструктивных методов необходимо установить аналитическую зависимость между параметрами модели авторегрессии (АР) и параметрами энергетического спектра.

Вначале рассмотрим возможности получения имитационных одномодовых случайных процессов. Для этого выявим связь между параметрами модели АР и указанными параметрами спектра. Используем модель АР второго порядка, поскольку она описывается обыкновенным дифференциальным уравнением второго порядка [1]

$$\ddot{X}(t) + 2h\dot{X}(t) + \omega_0^2 X(t) = a(t). \quad (1)$$

Здесь  $h$  — коэффициент демпфирования;  $\omega_0$  — собственная частота;  $a(t)$  — случайное воздействие типа белого шума.

Непрерывному дифференциальному уравнению (1) соответствует разностное уравнение авторегрессии [2]

$$X_t = \sum_{j=1}^p \Phi_j X_{t-j} + a_t, \quad (2)$$

где  $p$  — порядок АР модели;  $\Phi_j$  — коэффициенты АР;  $a_t$  — некоррелированные случайные отсчеты.

В ходе теоретических исследований получены соотношения, связывающие коэффициенты АР с параметрами энергетического спектра  $\Delta\omega$  и  $\omega_h$ :

$$\Phi_1 = 2e^{-\frac{\Delta\omega T}{2}} \cos \omega_h T; \quad \Phi_2 = -e^{-\Delta\omega T}. \quad (3)$$

Здесь  $T$  — частота дискретизации.

Максимум СПМ-процессов, сформированных с помощью формул (3), несколько смещен относительно задаваемой центральной полосы  $\omega_h$ , причем смещение существенно зависит от ширины полосы  $\Delta\omega_h$ . Чтобы устранить причину смещения, воспользуемся формулой для параметрического спектрального анализа [2]

$$|S(f)|^2 = \frac{\sigma_a^2}{\left| 1 - \sum_{i=1}^p \Phi_i \exp(-j2\pi f_i T) \right|^2}. \quad (4)$$

Продифференцировав (4) и получив максимум относительно  $\omega_m$ , запишем соотношение

$$\cos \omega_m T = \frac{\Phi_1(\Phi_2 - 1)}{4\Phi_2}. \quad (5)$$

Подставив в него формулы (3), выявим связь между задаваемой частотой корня характеристического уравнения  $\omega_h$  и частотой максимума СПМ  $\omega_m$ :

$$\cos \omega_m T = \frac{1}{2} \cos \omega_h T \left( e^{-\frac{\Delta\omega T}{2}} + e^{\frac{\Delta\omega T}{2}} \right), \quad (6)$$

или

$$\omega_m = \frac{1}{T} \left( \arccos \left( \frac{1}{2} \cos \omega_h T \left( e^{-\frac{\Delta\omega T}{2}} + e^{\frac{\Delta\omega T}{2}} \right) \right) \right). \quad (7)$$

Используя формулу (6), можно учесть смещение и избавиться от него при генерации случайных процессов с заданными параметрами спектра. Для этого (6) представим в виде

$$\cos \omega_h T = \frac{2 \cos \omega_m T}{e^{-\Delta\omega T/2} + e^{\Delta\omega T/2}}. \quad (8)$$

Задавшись частотой максимума СПМ  $\omega_m$  и используя (8), отыщем значение  $\cos \omega_h T$ , которое затем подставим в выражение (3). В результате найденные коэффициенты АР  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  будут соответствовать случайному процессу, имеющему максимум СПМ на задаваемой частоте  $\omega_m$ .

С помощью аналогичных рассуждений и уравнения авторегрессии четвертого порядка получены соотношения, связывающие коэффициенты АР с параметрами двумодового спектра:

$$\Phi_1 = 2e^{-\frac{\Delta\omega_1 T}{2}} \cos \omega_{h1} T + 2e^{-\frac{\Delta\omega_2 T}{2}} \cos \omega_{h2} T;$$

$$\Phi_2 = - \left[ e^{-\Delta\omega_1 T} + e^{-\Delta\omega_2 T} + 4e^{-\frac{T}{2}(\Delta\omega_1 + \Delta\omega_2)} \cos \omega_{h1} T \cos \omega_{h2} T \right]; \quad (9)$$

$$\Phi_3 = 2e^{-\frac{T}{2}(\Delta\omega_1 + 2\Delta\omega_2)} \cos \omega_{h1} T + 2e^{-\frac{T}{2}(2\Delta\omega_1 + \Delta\omega_2)} \cos \omega_{h2} T;$$

$$\Phi_4 = -e^{-T(\Delta\omega_1 + \Delta\omega_2)},$$

где  $\Delta\omega_1, \Delta\omega_2$  — ширины спектров первой и второй мод;  $\omega_{h1}, \omega_{h2}$  — частоты корней характеристического уравнения, соответствующие первой и второй модам.

На рис. 1 показана схема АР-генератора, с помощью которой можно сформировать случайные стационарные процессы с заданными параметрами спектра. Исходя из требуемых значений центральной частоты и ширины полосы СПМ, по формулам (3) или (9) находятся коэффициенты АР  $\Phi_i$ . Затем полученные значения используются в качестве параметров формирующего фильтра, входное воздействие которого  $a_t$  представляет собой некоррелированные отсчеты типа белого шума.

На рис. 2 дан график оценочной СПМ, построенной параметрическим методом, для следующих параметров двумодового спектра:  $f_1 = 20$  Гц,  $\Delta f_2 = 20$  Гц,  $f_2 = 60$  Гц,  $\Delta f_2 = 10$  Гц,  $f_{кв} = 200$  Гц. Коэффициенты АР, рассчитанные по формулам (9), имеют следующие значения:  $\Phi_1 = 0,65$ ,  $\Phi_2 = -0,64$ ,  $\Phi_3 = 0,58$ ,  $\Phi_4 = -0,39$ . Из вида графиков следует, что параметры модельного случайного процесса соответствуют задаваемым.

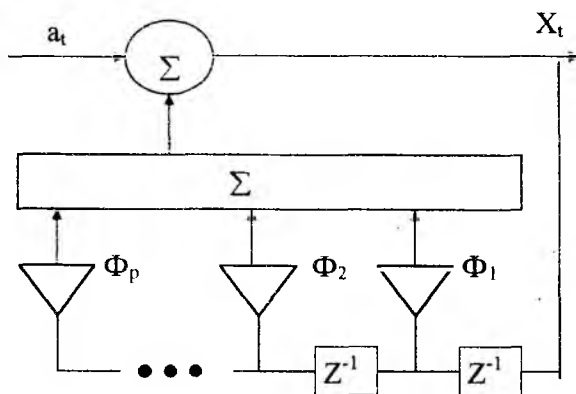


Рис. 1

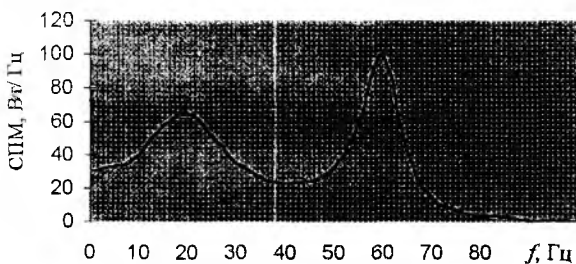


Рис. 2

Представленные результаты использованы для разработки и оптимизации систем шумоподавления в системах акустического зондирования атмосферы, для проведения метрологической аттестации, а также для проверки работоспособности и эффективности алгоритмов обработки сигналов, применяемых в этих системах.

**Список литературы:** 1. Бокс Дж., Дженкинс Г. Анализ временных рядов: Прогноз и управление: Пер. с англ. М.: Мир, 1974. 237 с. 2. Марпл С. (мл). Цифровой спектральный анализ и его приложения: Пер. с англ. М.: Мир, 1990. 584 с.

*Харьковский государственный технический университет радиозлектроники*

*Поступила в редколлегию 02.10.98*

Ю.Н. АГАФОНОВ, канд. техн. наук, В.И. АНТЮФЕЕВ, канд. техн. наук, В.Н. БЫКОВ, канд. техн. наук, В.Г. КУБАТА, канд. техн. наук

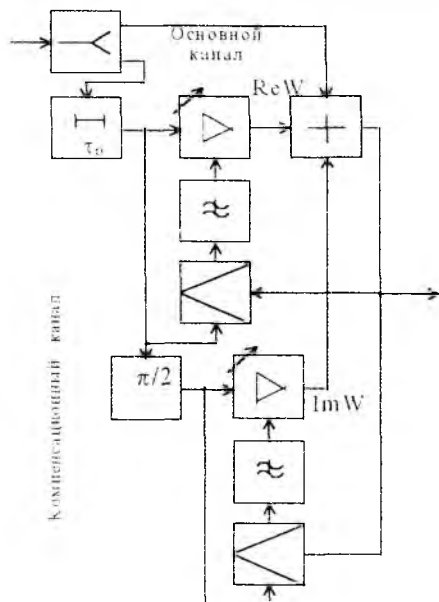
## АДАПТИВНЫЙ КОМПЕНСАТОР ПОМЕХ В ПРИЕМНИКАХ ШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ

Приемники широкополосных сигналов в силу своей специфики слабо защищены от воздействия помех. Следует отметить, что для широкополосной радиосвязи помехи практически любой природы всегда будут являться узкополосными.

В работе [1] приведен анализ метода компенсации сигнала узкополосной помехи пассивной цепью, которая представляет собой режкторный фильтр, включенный на входе линейной части широкополосного приемника. Такая цепь эффективно работает при совпадении центральной частоты спектра помехи с частотой режкции фильтра. Однако при отстройке частоты помехи необходимо перестраивать фильтр в целях максимального подавления мешающего воздействия.

Автоматическое подавление помехи с неизвестной частотой может быть обеспечено с помощью схемы компенсатора помех, в основу функционирования которого положена адаптивная весовая обработка сигналов. На выходе такого компенсатора образуется взвешенная сумма напряжений основного и компенсационного каналов, причем комплексные весовые коэффициенты подбираются так, что амплитуды сигнала помехи в обоих каналах равны, а фазы противоположны.

На рисунке представлена функциональная схема автокомпенсатора помех, в котором операция комплексного взвешивания реализована путем выполнения компенсационного канала из двух квадратурных подканалов. Фазы сигналов в подканалах сдвинуты на  $\pi/2$  с помощью фа-



возвращателя. Вещественная и мнимая части коэффициента  $W$  вырабатываются управляемыми усилителями. Последние управляются корреляторами, сравнивающими сигналы на входах подканалов с выходным сигналом сумматора.

Обозначим частотную характеристику приемника через  $H_0(f)$ . Тогда частотная характеристика канала с учетом автокомпенсатора примет вид

$$H(f) = H_0(f)[a - (1-a)W \exp(-j2\pi f\tau_0)], \quad (1)$$

где  $a, 1-a$  — коэффициенты деления мощности в основном и компенсационном каналах. В работе [2] показано, что оптимальный весовой коэффициент определяется выражением

$$W = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} S_p(f) |H_0(f)|^2 e^{j2\pi f\tau_0} df}{\int_{-\infty}^{\infty} S_p(f) |H_0(f)|^2 df}, \quad (2)$$

где  $S_p(f)$  — спектральная плотность мощности помехи.

Пусть частотная характеристика усилителя прямоугольна с центральной частотой  $f_0$  и шириной полосы  $\Delta f$ , а спектральные плотности мощности помехи и сигнала определяются выражениями

$$S_p(f) = kT_p \left[ \text{rect}(f + f_p, \Delta f_p) + \text{rect}(f - f_p, \Delta f_p) \right] / 2;$$

$$S_s(f) = kT_s \left[ \text{rect}(f + f_0, \Delta f) + \text{rect}(f - f_0, \Delta f) \right] / 2.$$

Здесь  $k$  — постоянная Больцмана;

$$\text{rect}(f, \Delta f) = \begin{cases} 1, & |f| \leq \Delta f/2; \\ 0, & |f| > \Delta f/2; \end{cases}$$

$f_p, \Delta f_p$  — центральная частота и ширина спектра помехи.

Тогда интегрирование соотношения (2) дает

$$W = -\exp(j2\pi f_p \tau_0) \text{sinc}(\pi \Delta f_p \tau_0), \quad (3)$$

где  $\text{sinc} x = \sin x/x$ . В результате подстановки (3) в (1) получим выражение для частотной характеристики канала

$$|H(f)|^2 = a^2 + (1-a)^2 \text{sinc}^2(\pi \Delta f_p \tau_0) -$$

$$- 2\mu(1-a) \text{sinc}(\pi \Delta f_p \tau_0) \cos 2\pi \tau_0 (f - f_p).$$

Использував приведенную в [1] методику оценки степени подавления помехи, запишем выражения для коэффициента подавления по-

мехи  $k_p = (P_{\text{вых}} / P_{\text{вх}})_p$  и коэффициента передачи сигнала

$k_s = (P_{\text{вых}} / P_{\text{вх}})_s$  в случае применения компенсатора:

$$k_p = a^2 + [(1-a)^2 - 2a(1-a)] \sin^2(\pi \Delta f \tau_o); \quad (4)$$

$$k_s = a^2 + (1-a)^2 \sin^2(\pi \Delta f \tau_o) - 2a(1-a) \sin(\pi \Delta f \tau_o) \sin(\pi \Delta f \tau_o). \quad (5)$$

Положим, как и в [1],  $\tau_o = m/\Delta f$  и найдем выигрыш в отношении сигнал-помеха на выходе и входе компенсатора, воспользовавшись выражениями (4), (5):

$$B(a) = \frac{k_p}{k_s} = 1 - 2b^2 \frac{a(1-a)}{a^2 + (1-a)^2 b^2}. \quad (6)$$

Здесь

$$b = \left| \sin(\pi m \Delta f_p / \Delta f) \right|; \quad (7)$$

$m$  – параметр задержки,  $m = 1, 2, \dots$

Необходимое условие минимума функции (6) представляет собой квадратное уравнение  $a^2(1-b^2) + 2ab^2 - b^2 = 0$ , решение которого имеет вид  $a_{\text{opt}} = b(\pm 1 - b)/(1 - b^2)$ . В силу (10)  $b \in [0, 1]$ , а значение  $a$  должно принадлежать интервалу  $[0, 1]$ . Поэтому, выбрав нужный корень, получим решение задачи минимизации функции  $B(a)$  в виде

$$a_{\text{opt}} = 1/(1 + 1/b); \quad B(a_{\text{opt}}) = 1 - b. \quad (8)$$

В условиях реальной помеховой обстановки значение параметра  $b$ , зависящего от отношения ширины спектров помехи и сигнала, неизвестно. Для узкополосной помехи справедливо соотношение

$$\pi m \Delta f_p / \Delta f \ll 1. \quad (9)$$

При его выполнении справедливы приближенные равенства  $b \approx 1$ ,  $a_{\text{opt}} \approx 1/2$  и

$$B(1/2) = (1 - b^2)/(1 + b^2).$$

Можно показать, что при выполнении условия (9)

$$B(a_{\text{opt}}) \approx B(1/2) \approx (\pi m \Delta f_p / \Delta f)^2 / 6,$$

т.е. вместо оптимального значения  $a$  можно брать значение  $a = 1/2$  без существенного проигрыша в степени подавления помехи.

Соответствующие выражения для коэффициента передачи полезного сигнала имеют вид

$$k_s(a_{\text{opt}}) = 2b^2/(1+b)^2; \quad k_s(1/2) = (1+b^2)/4,$$

и в обоих случаях при  $b \approx 1$  получаем  $k_s \approx 1/2$ .

Отметим, что предложенные формулы для определения выигрыша в отношении сигнал-помеха остаются справедливыми и при гауссовской аппроксимации спектра помехи

$$S_p(f) = kT_p \exp\left\{-\left[(f - f_p)/\Delta f_p\right]^2\right\},$$

если в них положить  $b = \exp\left[-\left(\pi m \Delta f_p / \Delta f\right)^2\right]$ .

Сравнив соотношение (9) работы [1] при совпадении частоты помехи с центральной частотой спектра сигнала ( $f_p = f_0$ ), на которую настроен режекторный фильтр, и выражение (8), можно видеть, что при выполнении условия (9) они совпадают.

Таким образом, применение схемы адаптивного компенсатора позволяет достичь максимального подавления помехи в любой точке полосы приема.

**Список литературы:** 1. *Подавление сосредоточенных помех в широкополосных приемниках шумовых сигналов* / В.И. Антофеев, В.Н. Быков, В.Г. Кубата и др. // *Радиотехника*. 1990. Вып. 93. С. 37 – 41. 2. *Адаптивная компенсация помех в каналах связи* / Ю.И. Лосев, А.Г. Бердников, Э.Ш. Гойхман, Б.Д. Сизов. М.: Радио и связь, 1988. 208 с.

*Харьковский военный университет*

*Поступила в редколлегию 22.04.98*

Л.А. МАРЧУК, канд. техн. наук, Л.А. ТИТАРЕНКО, канд. техн. наук,  
А.В. ЕФИМОВ

## СИНТЕЗ АЛГОРИТМОВ С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ ДЛЯ АДАПТИВНОГО ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗДЕЛЕНИЯ СИГНАЛОВ И ПОМЕХ

Известно, что адаптивные антенные решетки (ААР) могут применяться для разделения сигналов (сигналов и помех), приходящих с различных направлений. При этом, в отличие от традиционной схемы ( $N$  входов — 1 выход), такие ААР представляют собой следующую структуру:  $N$  входов —  $L$  ( $L < N$ ) выходов [1;2]. В общем случае алгоритм адаптивного пространственного разделения (АПР) можно выразить в виде двухэтапной процедуры. Она включает в себя: определение направлений прихода всех входных

сигналов; расчет  $L$  векторов весовых коэффициентов  $\vec{W}_j$ , каждый из которых определяет диаграмму направленности с нулями в направлениях прихода всех сигналов, за исключением  $j$ -го. Указанный подход, наряду с собственно разделением, позволяет обеспечить в каждом  $j$ -м канале максимизацию усиления полезного ( $j$ -го) сигнала. Однако двухэтапные процедуры АПР из-за отсутствия обратных связей чрезвычайно чувствительны к точности определения направлений прихода сигналов, расчета ВВК, что обуславливает жесткие требования к технической реализации диаграммообразующих схем.

Цель данной работы — синтез алгоритмов АПР с обратной связью (ОС).

Рассмотрим  $N$ -элементную линейную эквидистантную антенную решетку (АР), состоящую из идентичных антенных элементов (АЭ). Этой АР поставим в соответствие алгебраический полином степени  $N - 1$ :

$$F(z) = z^{N-1} + w_1 z^{N-2} + \dots + w_{N-2} z + w_{N-1}. \quad (1)$$

Здесь  $w_j$  ( $j = \overline{1, N-1}$ ) — коэффициенты полинома;  $z = e^{j\psi}$ , где

$\psi = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \Theta$ ;  $d$  — расстояние между антенными элементами;  $\Theta$  — угол прихода сигналов;  $\lambda$  — длина волны сигнала.

Согласно [2] алгоритм АПР можно записать в различном виде, применив:

1. Представление (1) в эквивалентной форме:

$$F(z) = (z - a_1)(z - a_2) \dots (z - a_{N-1}), \quad (2)$$

где  $a_j$  — корни полинома (1).

2. Исключение из (2)  $j$ -го корня путем деления на  $(z - a_j)$ :

$$F_j(z) = (z - a_1)(z - a_2) \dots (z - a_{j-1})(z - a_{j+1}) \dots (z - a_{N-1}). \quad (3)$$

3. Перевод (3) в аддитивную форму

$$F_j(z) = z^{N-2} + w_{1i} z^{N-3} + \dots + w_{N-3i} z + w_{N-2i} \quad (4)$$

и использование  $\vec{W}_j = [w_{1i}, \dots, w_{N-2i}]$  в качестве вектора весовых коэффициентов  $j$ -го канала.

Заметим, что коэффициенты полинома (4) с точностью до постоянно-го коэффициента совпадают с коэффициентами полинома  $(N - 2)$ -й степени, получающегося в результате дифференцирования (2) по  $a_j$ . Исходя из отмеченной аналогии, реализуем следующий подход к синтезу алгоритмов АПР: представим выходной сигнал  $N$ -элементной АР в виде функции корней полинома (2), сформируем выходные сигналы каждого из  $L$  каналов с помощью дифференцирования исходного полинома по соответствующим корням, а для нахождения собственно корней применим рекуррентные процедуры с ОС [3].

Для сокращения объема выкладок ограничимся случаем  $N = 3$  и перепишем полином (1) в виде

$$z^2 + pz + q, \quad (5)$$

где коэффициенты  $p$  и  $q$  можно рассматривать как весовые коэффициенты ААР, реализующей критерий минимума мощности выходного сигнала [3].

Используя соотношения, вытекающие из теоремы Виета, представим выходной сигнал трехэлементной АР в виде

$$\begin{aligned} y(p, q) &= x_1 + x_2 p + x_3 = x_1 + (-a_1 - a_2) x_2 + (a_1 a_2) x_3 = x_1 - a_1(x_2 - a_2 x_3) - a_2 x_2 \\ &= x_1 - a_2(x_2 - a_1 x_3) - a_2 x_2, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $x_1, x_2, x_3$  — суммарные сигналы на входах первого, второго и третьего АЭ.

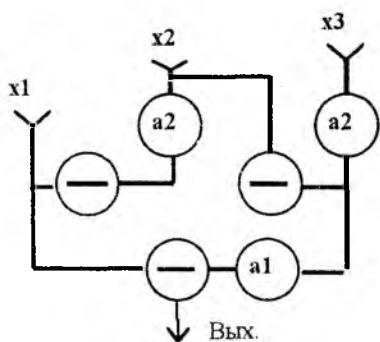


Рис. 1

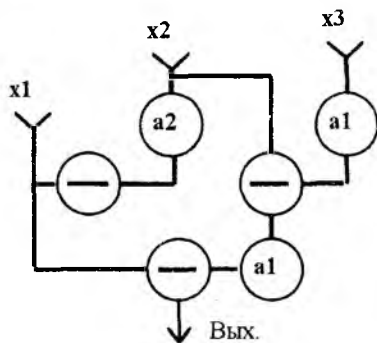


Рис. 2

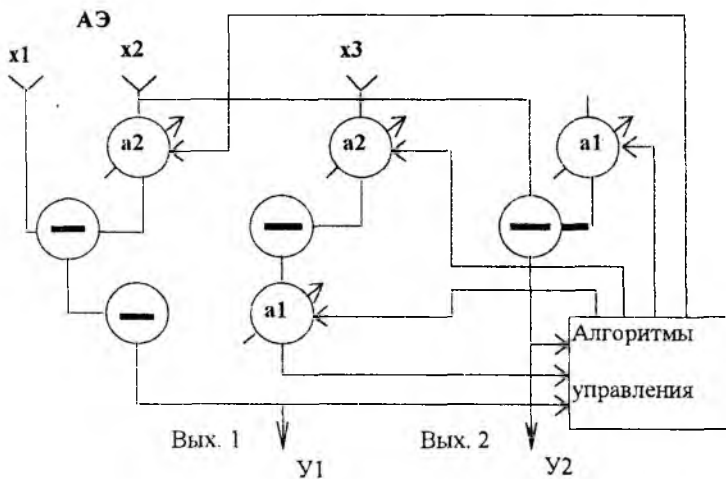


Рис. 3

Согласно (6) можно получить структурные схемы ААР, представленные на рис. 1, 2. Для синтеза алгоритмов расчета коэффициентов  $\alpha_1, \alpha_2$  сформируем оптимизационную задачу

$$\min_{a_1, a_2} \Phi(a_1, a_2); \quad \Phi(a_1, a_2) = E \left\{ \left( y^2(a_1 a_2) \right) \right\}, \quad (7)$$

где  $y(a_1, a_2)$  — суммарный выходной сигнал;  $E\{\cdot\}$  — знак математического ожидания. Для строгого решения задачи синтеза необходимо сначала

выполнить усреднение в (7), а затем продифференцировать полученное выражение. Однако для удобства реализации будем сразу ориентироваться на мгновенные отсчеты входных сигналов, т.е. перейдем к целевой функции  $\hat{\Phi}(a_1, a_2) = y^2(a_1, a_2)$ . Применяя для минимизации  $\hat{\Phi}(a_1, a_2)$  градиентный метод, запишем [3]

$$\begin{cases} a_1(k+1) = a_1(k) - \mu(k)y(k+1)(a_2(k)x_3(k+1) - x_2(k+1)); \\ a_2(k+1) = a_2(k) - \mu(k)y(k+1)(a_1(k)x_3(k+1) - x_2(k+1)), \end{cases} \quad (8)$$

где  $\mu(k)$  — шаговая постоянная.

Заметим, что множители  $(a_2x_3 - x_2)$ ,  $(a_1x_3 - x_2)$  фактически представляют собой выходные сигналы ААР, полученные на основе (1) — (4). Следовательно, (8) можно выразить в виде

$$\begin{cases} a_1(k+1) = a_1(k) - \mu(k)y(k+1)y_1(k+1); \\ a_2(k+1) = a_2(k) - \mu(k)y(k+1)y_2(k+1), \end{cases} \quad (9)$$

где  $y_1(k), y_2(k)$  — первый и второй выходные сигналы ААР.

Сходимость алгоритмов (8), (9) к решению задачи (7) можно доказать, основываясь на методе стохастической аппроксимации.

Исходя из (9) формируем структурную схему ААР с ОС на два выхода (рис. 3). В данной ААР используются ОС по обоим сигнальным выходам. Очевидно, что рассмотренный подход естественным образом обобщается для  $N$ -мерного случая и позволяет синтезировать алгоритм АГР и соответствующие структурные схемы ААР.

**Список литературы:** 1. *Shales M., Hackett J.R.* Adaptive arrays can be used to separate communication signal // IEEE Trans. on Aerospace and Electronic System. 1981. N 2. P. 234 — 246. 2. *Shan T.J., Kailath T.* Directional signal separation by adaptive array root-tracking algorithm // IEEE Proc. Intern. Conf. Acoustic Speech and Signal Process, Dallas, 1987. New York, 1987. Vol. 4. P. 53.8.1 — 53.8.4. 3. *Марчук Л.А.* Пространственно-временная обработка сигналов в линиях радиосвязи. Л.: Воен. акад. связи, 1991. 133 с.

*Харьковский государственный технический университет радиозлектроники*

*Поступила в редколлегию 27.03.98*

*Н.К. БЛИНОВА, А.В. ЖИРОНКИНА, канд. физ.-мат. наук,  
Л.П. ЯЦУК, д-р физ.-мат. наук*

## **ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СИСТЕМЫ X-ОБРАЗНЫХ ЩЕЛЕЙ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ С ПРОИЗВОЛЬНОЙ НАГРУЗКОЙ НА КОНЦЕ**

Одним из вариантов антенн, излучающих поле с вращающейся поляризацией, являются волноводно-щелевые антенны с излучателями в виде X-образных щелей в широкой стенке прямоугольного волновода. Результаты экспериментального и теоретического исследования таких щелей достаточно полно представлены в научной литературе. Фундаментальные положения теории приведены в [1]. В [2] подробно излагаются результаты экспериментальных исследований физических свойств X-щелей. В частности, было отмечено, что коэффициент эллиптичности  $r$  поля излучения резонансной щели оказывается заметно меньшим единицы ( $r \approx 0,7$ ), несмотря на то, что центр щели расположен в точке круговой поляризации вектора магнитного поля  $\vec{H}$ . В [3] это явление объясняется наличием внутренней взаимной связи плеч крестообразной щели. Выражения для собственных и взаимных проводимостей плеч X-образных щелей приведены здесь в приближении, согласно которому функция распределения электрического поля вдоль щели аппроксимируется одной полуволной синусоиды. В [4] алгоритм расчета параметров X-образной щели в этом же приближении дан с учетом конечной толщины стенки волновода. Толщина стенки учтена с помощью метода, изложенного в [5]. В [6] выражения для собственных и взаимных проводимостей произвольно расположенных узких щелей в волноводе и в полости, образованной щелью в стенке конечной толщины, имеются для любых номеров синусоидальных гармоник функции распределения поля вдоль щелей. Дальнейшие исследования посвящены изучению влияния отражений от конца волновода на коэффициент эллиптичности поля, излучаемого X-щелью. В [7] предложены формулы для внутренних собственных и взаимных проводимостей плеч X-щели в волноводе с отражающей нагрузкой. Показано, что подбором амплитуды и фазы коэффициента отражения  $\tilde{R}$  от нее можно добиться высокого значе-

ния коэффициента эллиптичности поля, излучаемого щелью. Приведено выражение для такого  $\tilde{R}$ . Возникает вопрос о возможности с помощью отражающей нагрузки настраивать многощелевую антенну для излучения ею поля с круговой поляризацией. Выяснению этого вопроса и посвящена настоящая работа.

Для расчета амплитудно-фазового распределения (АФР) напряжений в многоэлементной системе X-щелей выбрана методика, использованная ранее в [8] для расчета АФР вдоль линейки X-щелей в бесконечном волноводе со стенками нулевой толщины. Далее в [9] эта методика была обобщена для случая, когда стенки волновода имеют конечную толщину, а на его конце расположена нагрузка с произвольным коэффициентом отражения  $\tilde{R}$ . В [9] рассмотрены продольные щели. Построим аналогичную математическую модель для линейной системы X-образных щелей.

Рассмотрим систему, состоящую из  $N$  крестообразных щелей, прорезанных в широкой стенке прямоугольного волновода. Волновод возбуждается волной основного типа единичной амплитуды, бегущей в сторону  $z > 0$ . Ось  $z$  параллельна оси волновода,  $z = 0$  совпадает с центром первой щели,  $z = z_H$  определяет сечение волновода, в котором расположена отражающая нагрузка, характеризуемая коэффициентом отражения  $\tilde{R}$ . Необходимо найти АФР в этой системе щелей с учетом того, что в стенке конечной толщины каждая щель имеет две поверхности — обращенную к волноводу и ко внутреннему пространству. Ограничимся приближением, согласно которому электрическое поле в каждой щели аппроксимируется одной векторной функцией с неизвестным амплитудным коэффициентом  $V_{nm}$ . При соответствующей нормировке этот коэффициент приобретает смысл напряжения в пучности электрического поля между краями X-щели с номером  $n$  ( $n = 1, 2, \dots, N$ ) на ее поверхности с номером  $m$  ( $m = 1, 2, 3, 4$ , причем 1, 3 — номера внутренних, а 2, 4 — внешних поверхностей плеч X-щелей). Напряжения  $V_{nm}$  аналогично напряжениям в [8; 9] определяются как суммы напряжений последовательных приближений  $V_{nm}^{(v)}$  ( $v$  — номер приближения), которые на каждом шаге решения задачи находим методом наведенных магнитодвижущих сил (МДС) [1] из системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) четвертого порядка. Отметим, что в случае использования с самого начала метода наведенных МДС нужно было бы решать СЛАУ порядка  $4N$ . Запишем СЛАУ относительно  $V_{nm}^{(v)}$ :

$$\begin{aligned}
 V_{n,1}^{(v)}(Y_{11,n}^i + Y_{11,n}^v) + V_{n,2}^{(v)}Y_{12,n}^v + V_{n,3}^{(v)}Y_{13,n}^i &= A_n^{(v)}f_{n,1}^{(\pm 1)}; \\
 V_{n,1}^{(v)}Y_{21,n}^v + V_{n,2}^{(v)}(Y_{22,n}^e + Y_{22,n}^v) + V_{n,4}^{(v)}Y_{24,n}^e &= B_{2,n}^{(v,od)}; \\
 V_{n,1}^{(v)}Y_{31,n}^i + V_{n,3}^{(v)}(Y_{33,n}^i + Y_{34,n}^v) + V_{n,4}^{(v)}Y_{34,n}^v &= A_n^{(v)}f_{n,3}^{(\pm 1)}; \\
 V_{n,2}^{(v)}Y_{42,n}^e + V_{n,3}^{(v)}Y_{43,n}^v + V_{n,4}^{(v)}(Y_{44,n}^e + Y_{43,n}^v) &= B_{4,n}^{(v,od)},
 \end{aligned} \tag{1}$$

где

$$B_{2,n}^{(v,od)} = - \sum_{\substack{k=1 \\ k=(n+1)}}^{(n-1)} \left( \left( V_{k,2}^{(v)} + V_{k,2}^{(v-1)} \right) Y_{n,k\parallel}^{Hb} + \left( V_{k,4}^{(v)} + V_{k,4}^{(v-1)} \right) Y_{n,k\perp}^{Hb} \right);$$

$$- B_{4,n}^{(v,od)} = - \sum_{\substack{k=1 \\ k=(n-1)}}^{(n-1)} \left( \left( V_{k,2}^{(v)} + V_{k,2}^{(v-1)} \right) Y_{n,k\perp}^{Hb} + \left( V_{k,4}^{(v)} + V_{k,4}^{(v-1)} \right) Y_{n,k\parallel}^{Hb} \right);$$

двойные нижние и верхние индексы суммирования соответствуют приближениям разной четности: в верхних строчках — нечетным, в нижних — четным;  $Y_{mm',n}^{i(v,e)}$  — собственные (при  $m = m'$ ) и взаимные ( $m \neq m'$ ) проводимости поверхностей с номерами  $m$  и  $m'$  ( $m, m' = 1, 2, 3, 4$ ), принадлежащих плечам X-образного излучателя с порядковым номером  $n$ . Верхние индексы  $i, v, n$  отвечают областям пространства, в которых происходит взаимодействие указанных поверхностей ( $i$  — внутри волновода,  $v$  — в полости щели,  $e$  — во внешней области); индекс  $v$  — номер приближения;  $Y_{n,k\parallel}^{Hb}, Y_{n,k\perp}^{Hb}$  — взаимная проводимость по внешнему пространству параллельных и ортогональных друг другу плеч X-образных щелей с номерами  $k, n$ ;  $A_n^{(v)}$  — амплитуда волны основного типа, которая возбуждает в  $v$ -м приближении X-щель с номером  $n$ ;  $f_{n,m}^{(\pm 1)}$  — МДС на плечах  $n$ -й X-щели с номерами  $m = 1$  и  $m = 3$ , обусловленные волной единичной амплитуды, распространяющейся в сторону  $z > 0$  (знак + в верхнем индексе) и в сторону  $z < 0$  (знак —). Волна, возбуждающая  $n$ -ю X-щель в нечетном приближении, бежит к ней со стороны  $(n-1)$ -й щели, а в четном — со стороны  $(n+1)$ -й. Это учитывается двойными знаками в выражении для

амплитуды  $A_n^{(v)}$ :

$$A_n^{(v, od)} = \left[ A_{n\mp 1}^{(v)} - \left( V_{n\mp 1,1}^{(v)} + V_{n\mp 1,1}^{(v\pm 1)} \right) f_{n\mp 1,1}^{(\mp 1)} / N_1 - \right. \\ \left. - \left( V_{n\mp 1,3}^{(v)} + V_{n\mp 1,3}^{(v\pm 1)} \right) f_{n\mp 1,3}^{(\mp 1)} / N_1 \right] e^{-i\gamma d_n^{od}}, \quad (2)$$

где  $N_1 = 4P_0$  — учетверенная мощность, переносимая по волноводу волной основного типа единичной амплитуды; верхние знаки в индексах соответствуют нечетным приближениям (*od.*), а нижние — четным (*ev.*). В (2) учитывается, что  $A_n^{(v)}$  складывается из амплитуды волны, подошедшей к соседней X-щели, и амплитуд волн, возбужденных ее двумя плечами и распространяющихся в сторону  $n$ -й X-щели в направлении  $z > 0$  в нечетных приближениях и  $z < 0$  — в четных. Последняя щель с номером  $N$  в четном  $v$ -м приближении возбуждается волной нечетного  $(v-1)$ -го приближения, отраженной от нагрузки. Амплитуда  $A_H^{(v-1)}$  падающей на нагрузку волны может быть найдена из того варианта формулы (2), который соответствует нечетному приближению. При этом следует в двойных знаках выбирать верхние, в верхних индексах надо  $v$  заменить на  $v-1$ , в нижних  $(n-1)$  — на  $N$ , в экспоненте  $d_n$  — на  $z_0$  (расстояние от последней щели до нагрузки). Амплитуда  $A_N^{(v)}$  волны, отраженной от нагрузки и возбуждающей последнюю щель, связана с  $A_H^{(v-1)}$  соотношением

$$A_N^{(v)} = A_H^{(v-1)} \tilde{R} e^{-i\gamma z_0}, \quad (3)$$

где  $\tilde{R}$  — коэффициент отражения от нагрузки.

Выразим  $A_N^{(v)}$  для четного  $v$  более подробно:

$$A_N^{(v)} = \left[ A_N^{(v-1)} - \left( V_{N,1}^{(v-1)} + V_{N,1}^{(v-2)} \right) f_{N,1}^{(+1)} / N_1 - \right. \\ \left. - \left( V_{N,3}^{(v-1)} + V_{N,3}^{(v-2)} \right) f_{N,3}^{(+1)} / N_1 \right] \tilde{R} e^{-i2\gamma z_0}. \quad (4)$$

В этом соотношении индекс  $v$  принимает четные значения  $v = 2, 4, 6, \dots$

При  $v = 2$  следует положить

$$V_{N,1}^{(0)} = V_{N,3}^{(0)} = 0.$$

Результирующие напряжения  $V_{n,m}$  на каждой из четырех поверхностей Х-щели с номером  $n$  определяются как сумма напряжений всех четных и нечетных последовательных приближений:

$$V_{n,m} = \sum_{v=1}^M V_{n,m}^{(v)}, \quad m=1, \dots, 4. \quad (5)$$

Число  $M$  учитываемых приближений в каждом конкретном случае надо подбирать путем численного эксперимента. Обычно 10 — 12 приближений бывает достаточно для системы одинарных щелей. В случае использования Х-образных щелей число  $M$  уменьшается. Напряжения  $V_{n,m=1,3}$  необходимы для определения внутренних характеристик системы щелей: коэффициентов отражения на входе, коэффициентов стоячей волны (КСВ), коэффициентов прохождения волны за щели ( $z > 0$ ), передачи мощности во внешний объем. Напряжения  $V_{n,m=2,4}$  нужны для расчета диаграммы направленности и поляризационной диаграммы, если внешним объемом является свободное полупространство.

Приведем полученное нами выражение для поля  $\vec{E}$ , излучаемого системой  $N$  произвольно расположенных щелей в полупространство, ограниченное идеально проводящей бесконечной плоскостью:

$$\vec{E} = \frac{ik}{4\pi} \frac{e^{-ikr}}{r} \sum_{n=1}^N \sum_{l=1}^{S_m} V_{ns} e^{ika_{0n}} F(\vartheta_n, \theta, \varphi) \times \\ \times \frac{\sin(ka_{1n} d_n/2)}{ka_{1n} d_n/2} \times \frac{2\chi_{ns}}{\chi_{ns}^2 - k^2 a_{2n}^2} \times \frac{1}{2} \left[ e^{-ikl_n a_{2n}} - (-1)^s e^{ikl_n a_{2n}} \right]. \quad (6)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\chi_{ns} = s\pi/(2l_n); \quad a_{0n} = y_{0n} \sin \theta \sin \varphi + z_{0n} \cos \theta; \\ a_{1n} = \sin \vartheta_n \cos \theta + \cos \vartheta_n \sin \theta \sin \varphi; \quad a_{2n} = \cos \vartheta_n \cos \theta - \sin \vartheta_n \sin \theta \sin \varphi; \\ \vec{F}(\vartheta_n, \theta, \varphi) = \vec{\varphi}^0 (\sin \theta \cos \vartheta_n + \cos \theta \sin \vartheta_n \sin \varphi) - \vec{\theta}^0 \cos \varphi \sin \vartheta_n.$$

Выражение (6) позволяет рассчитать диаграмму направленности по компонентам или по полному полю, а также найти поляризационное отно-

шение  $\dot{p} = E_0/E\varphi$ , с помощью которого по формулам из [10] определяется коэффициент эллиптичности поля, излучаемого в любом направлении. Приведем полученные нами формулы для расчета коэффициентов отражения, прохождения и излучения для линейки, состоящей из  $N$  X-щелей в волноводе с отражающей нагрузкой на конце.

Коэффициент отражения на входе эквидистантной линейки, состоящей из  $N$  крестообразных щелей, представим как сумму амплитуд волн, бегущих в сторону  $z < 0$ , отраженных от нагрузки и возбужденных всеми щелями. Напряжения на них определяются суммой (5). Напряжения  $V_{n,m}^{(v)}$  различных приближений находим из СЛАУ (1):

$$\dot{I}_1 = \text{Re}^{-2i\gamma(d(N-1)+z_0)} - \frac{1}{4P_0} \left( \sum_{n=1}^N (V_{n,1} f_{n,1}^{(+1)} + V_{n,3} f_{n,3}^{(+1)}) \right) \times e^{-i\gamma(n-1)d} + \\ + \dot{R} \sum_{n=1}^N (V_{n,1} f_{n,1}^{(-1)} + V_{n,3} f_{n,3}^{(-1)}) \times e^{-2i\gamma[(N-n)d+z_0]} \times e^{-i\gamma(n-1)d}, \quad (7)$$

где  $d$  — расстояние между центрами соседних X-образных щелей;  $z_0$  — расстояние от центра последней X-щели до нагрузки;  $P_0$  — мощность волны  $H_{10}$  единичной амплитуды, переносимой через поперечное сечение бесконечного волновода.

Коэффициент прохождения по мощности для такой линейки рассчитывали по формуле

$$|\partial_{12}|^2 = \left| 1 - \frac{1}{4P_0} \sum_{n=1}^N (V_{n,1} f_{n,1}^{(-1)} + V_{n,3} f_{n,3}^{(-1)}) e^{i\gamma d(n-1)} \right|^2 (1 - |R|^2). \quad (8)$$

Коэффициент излучения системы определяли из уравнения баланса мощности

$$|S_{\Sigma}|^2 = 1 - |\partial_1|^2 - |\partial_{12}|^2. \quad (9)$$

Целью расчетных исследований было получение ответов на такие вопросы:

1. Можно ли с помощью отражающей нагрузки добиться высокого значения коэффициента эллиптичности поля, излучаемого системой X-образных щелей?

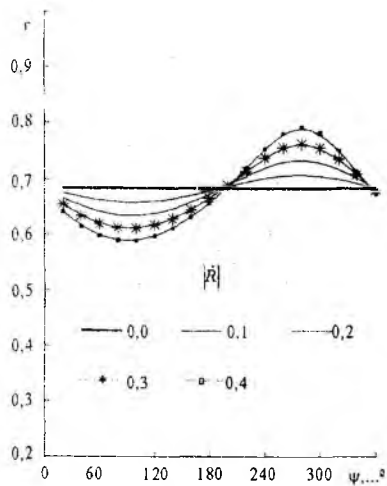
2. При настройке на круговую поляризацию что происходит с коэффициентом отражения на входе антенны и ее коэффициентом излучения?

3. Насколько критичен выбор точки расположения центров X-образных щелей для поляризации излучаемого поля, согласования антенны с фидерным трактом и уровня ее коэффициента полезного действия (КПД)?

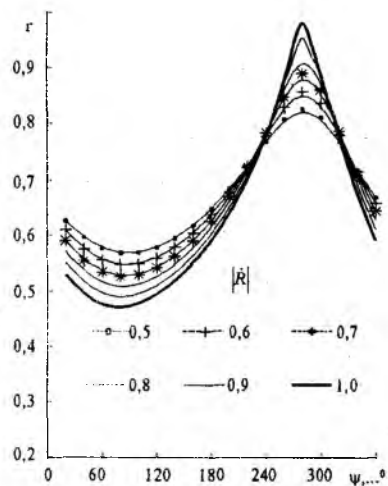
Для тестовых расчетов была выбрана система, состоящая из пяти Х-образных щелей в широкой стенке стандартного прямоугольного волновода  $23 \times 10$  мм, расположенных на расстояниях длины волны в волноводе  $\lambda_g$  друг от друга. Первая серия расчетов проведена на центральной частоте  $f_0$  рабочего диапазона волновода ( $f_0 = 9375$  МГц). Центры щелей расположены вдоль одной линии, параллельной оси волновода и смещенной от узкой стенки на расстояние  $x_0 = 6,1$  мм, достаточное для того, чтобы резонансная на частоте  $f_0$  щель не выходила за пределы широкой стенки волновода. Длины щелей  $L_n$  ( $n = 1, 2, \dots, 5$ ) в линейке выбирались таким образом, чтобы обеспечивалось амплитудное распределение, спадающее к краям примерно по закону косинуса.

Отметим, что, по нашим расчетам, одиночная Х-щель в бесконечном волноводе, резонирующая на выбранной частоте  $f_0$ , имеет длину  $L = 15,68$  мм при ширине  $d = 1,5$  мм. Рассчитанная нами частотная зависимость коэффициента излучения такой щели с графической погрешностью совпадает с экспериментальной зависимостью, приведенной в [2] для Х-щели, резонирующей на той же частоте. Расчетное значение коэффициента эллиптичности поля, излучаемого этой щелью на резонансной частоте,  $r \approx 0,64$ . Коэффициент эллиптичности поля, излучаемого выбранной многощелевой системой в волноводе с идеально согласованной нагрузкой ( $|\dot{R}| = 0$ ), несколько выше, чем у одиночной щели:  $r \approx 0,68$ . Очевидно, это объясняется благотворным влиянием взаимодействия щелей в системе. Кроме того, в системе присутствуют щели нерезонансной длины, излучающие поле с более высоким коэффициентом эллиптичности, чем резонансная Х-щель. КСВ на входе такой системы щелей равен 1,64. С появлением отражающей нагрузки в конце волновода  $r$  и КСВ изменяются.

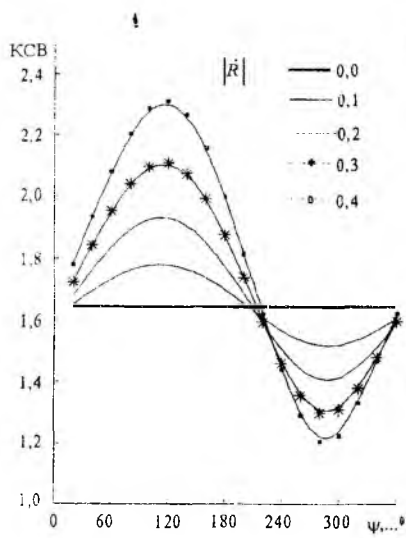
Рассмотрим результаты расчета коэффициента эллиптичности  $r$  и КСВ на входе антенны в том случае, когда в конце волновода стоит отражающая нагрузка. Расчеты проведены в зависимости от фазы  $\psi$  коэффициента отражения  $\dot{R}$  для разных значений его модуля:  $|\dot{R}| = 0 \dots 0,4$  (рис. 1, а, в) и  $|\dot{R}| = 0,5 \dots 1,0$  (рис. 1, б, г). Из рис. 1 видно, что решающую роль в рассматриваемом процессе играет фаза коэффициента отражения. В зависимости от нее коэффициент эллиптичности  $r$  может как увеличиваться



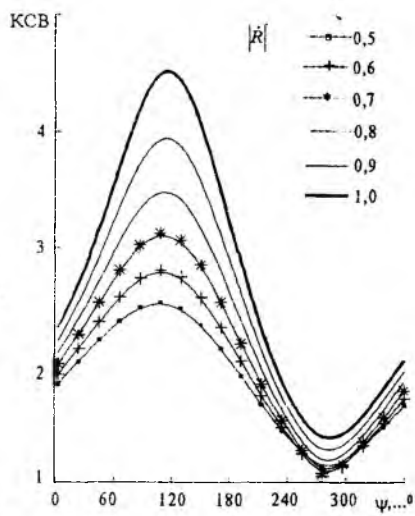
a



б



в



г

Рис. 1

(при  $\psi = 280^\circ$ ), так и уменьшаться (при  $\psi \approx 70^\circ$ ). В системе X-образных щелей, которые сами по себе являются более или менее согласованными, до нагрузки доходит малая доля входной мощности. Поэтому эффективность настройки на круговую поляризацию растет с увеличением  $|\dot{R}|$ . Так, при  $\psi = 280^\circ$  коэффициент эллиптичности монотонно возрастает в пределах  $0,82 \leq r \leq 0,96$  при изменении  $|\dot{R}|$  в пределах  $0,6 \leq |\dot{R}| \leq 0,9$ . Однако наилучшее согласование на входе системы X-образных щелей наблюдается в области значений  $0,4 \leq |\dot{R}| \leq 0,8$ , где КСВ  $\leq 1,2$ . Подчеркнем, что коэффициент излучения системы щелей  $|S_\Sigma|^2$  при такой настройке с помощью отражающей нагрузки тоже увеличивается до значения  $|S_\Sigma|^2 = 0,979$  при  $|\dot{R}| = 0,9$  по сравнению с аналогичным показателем для бесконечного волновода ( $|S_\Sigma|_\infty^2 = 0,89$ ). Следовательно, КПД антенны не снижается при настройке ее на круговую поляризацию с помощью отражающей нагрузки.

В случае, когда в конце линейки стоит короткозамыкающий поршень ( $|\dot{R}| = 1$ ), подбором фазы за счет его перемещения удастся добиться  $r \approx 0,98$  при КСВ = 1,36 и  $|S_\Sigma|^2 = 0,976$ .

Интересно проанализировать допуск на расположение центра щели относительно точки поляризационного детектора, в которой  $\arg f_1^{(1)} = \pi/4$ . Размещение центра щели в этой точке в гипотетическом случае отсутствия взаимной связи между плечами X-щели обеспечивало бы излучение ею поля с круговой поляризацией. Из-за взаимной связи плеч X-щели коэффициент эллиптичности  $r$ , вместо единицы, принимает значение  $r = 0,64$ . Смещение центра щели  $x_0$  в сторону оси широкой стенки позволяет несколько увеличить коэффициент эллиптичности (примерно до  $r_{\max} = 0,73$  при  $x_0 = 7,5$  мм). Однако с увеличением  $x_0$  возрастает коэффициент отражения от X-щели и уменьшается излучаемая ею мощность (рис. 2).

Но, как видно из рис. 2, вблизи точки поляризационного детектора это изменение  $|r|$  и  $|S_\Sigma|^2$  происходит медленно и вплоть до  $x_0 = 6,5$  мм оказывается практически не заметным, а  $r$  даже возрастает. Поэтому нет

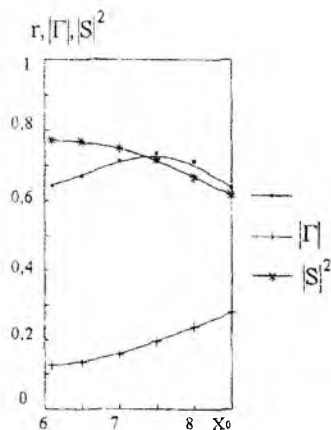


Рис. 2

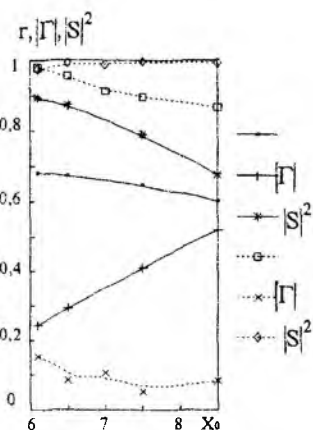


Рис. 3

необходимости при прорезании одиночных щелей жестко придерживаться точки поляризационного детектора.

На примере расчета  $r$  для системы из пяти X-щелей выяснилось, что многощелевая система еще менее критична к положениям  $x_0$  центров щелей. Как оказалось в результате расчетов, высокого коэффициента эллиптичности при высоком КПД удастся добиться с помощью короткозамыкающего поршня при любом положении центров щелей в пределах  $6,1 \leq x_0 \leq 8,5$  мм. Это хорошо видно на рис. 3, где представлены максимально возможные значения  $r$  при данном  $x_0$  на оси абсцисс и соответствующие им значения  $|S_\Sigma|^2$  и  $|\Gamma|$  для щелей в бесконечном волноводе (сплошные линии) и в волноводе с короткозамыкающим поршнем (пунктирные линии). В бесконечном волноводе отсутствует возможность настройки антенны на круговую поляризацию, и с увеличением  $x_0$  в пределах от 6,1 до 8,5 мм ее характеристики существенно ухудшаются: коэффициенты эллиптичности и излучения падают; особенно сильно, более чем в 2 раза по полю (или в 4 по мощности), возрастает коэффициент отражения — он превосходит значение  $|\Gamma| = 0,5$ , тогда как при наличии поршня почти везде удастся достичь  $|\Gamma| < 0,1$ . Полученные результаты опровергают сложившееся представление о том, что X-щели следует прорезать только в бесконечном волноводе.

Исследовалось влияние малых изменений длин щелей на  $r$ ,  $|S_{\Sigma}|^2$  и  $|\Gamma|$  с точки зрения установления допусков на изготовление. В рассматриваемую систему входили щели такой длины: 12; 14; 15; 15,68 мм. Установлено, что изменение длин на  $\pm 0,1$  мм практически не изменяет расчетных коэффициентов эллиптичности, излучения и КСВ на входе антенны. Интересно было также проследить, насколько полученные результаты устойчивы к малым изменениям частоты. В рассмотренном случае (при наличии 5 щелей) наиболее высокого коэффициента эллиптичности удавалось добиться с помощью короткозамыкающего поршня ( $|\dot{R}| = 1$ ). Однако чувствительность к изменению фазы отраженного сигнала в этом случае оказывается наибольшей: чем больше  $|\dot{R}|$ , тем быстрее изменяется  $r(\psi)$  в области своего максимального значения. Эта закономерность должна проявляться и при изменении частоты, с которым тесно связано изменение фазы отраженного сигнала. Рассмотрим таблицу значений  $r$ , КСВ и  $|S_{\Sigma}|^2$  для разных  $|\dot{R}|$  на центральной частоте  $f_0$  и при изменении ее на  $\pm 1\%$  ( $f_+ = f_0 + 0,01f_0$ ;  $f_- = f_0 - 0,01f_0$ ).

Действительно, при изменении частоты согласование на входе системы с увеличением  $|\dot{R}|$  заметно ухудшается, при этом КПД системы изменяется незначительно. Это свидетельствует о том, что при настройке антенны на круговую поляризацию с помощью отражающей нагрузки следует выбирать оптимальный вариант: проигрывая немного в уровне коэффициента эллиптичности  $r$ , надо обеспечивать большую стабильность полученного результата настройки по отношению к частоте. В приведенном примере в качестве оптимального можно выбрать вариант, когда  $|\dot{R}| = 0,8$ .

$ \dot{R} $	$r$			КСВ			$ S_{\Sigma} ^2$		
	$f_0$	$f_+$	$f_-$	$f_0$	$f_+$	$f_-$	$f_0$	$f_+$	$f_-$
0,6	0,82	0,78	0,95	1,05	1,20	1,20	0,97	0,98	0,95
0,7	0,88	0,80	0,96	1,07	1,19	1,29	0,98	0,98	0,95
0,8	0,92	0,84	0,93	1,15	1,22	1,42	0,98	0,98	0,95
0,9	0,96	0,86	0,89	1,25	1,26	1,55	0,98	0,98	0,94
1,0	0,98	0,89	0,85	1,36	1,34	1,71	0,98	0,98	0,93

Таким образом, результаты исследований доказывают, что оконечная нагрузка с регулируемой амплитудой и фазой коэффициента отражения может быть использована в целях настройки системы крестообразных щелей для излучения ею поля с поляризацией, близкой к круговой.

**Список литературы:** 1. *Фельд Я.Н., Бененсон Л.С.* Антенно-фидерные устройства: В 2 ч. М.: Воен.-воздуш. инж. акад. им. Н.Е. Жуковского, 1959. Ч. 2. 551 с. 2. *Simmons A.J.* Circularly polarized slot radiators // IRE Trans. 1957. Vol. AP-5, N 1. P. 31 — 36. 3. *Яцук Л.П., Жиронкина А.В., Катрич В.А.* Возбуждение прямоугольного волновода наклонной и крестообразной щелями // Антенны. 1975. Вып. 22. С. 46 — 60. 4. *Яцук Л.П., Катрич В.А.* Учет конечной толщины стенки волновода при расчете параметров крестообразной щели // Вестн. Харьк. ун-та. 1975. № 130: Радиоп физика и электрон. Вып. 4. С. 52 — 56. 5. *Панченко Б.А.* Дифракция электромагнитной волны на плоском экране конечной толщины с регулярно расположенными отверстиями // Радиотехника. 1967. Т. 13, № 4. С. 719 — 722. 6. *Жиронкина А.В., Яцук Л.П., Катрич В.А.* Сдвоенная щель как элемент связи электродинамических объемов // Радиотехника. М., 1993. № 1. С. 56 — 63. 7. 8. *Яцук Л.П.* Х-образная щель в волноводе с отражающей нагрузкой на конце // Радиотехника. 1997. Вып. 102. С. 47 — 54. 8. *Яцук Л.П., Катрич В.О., Жиронкина Г.В.* Розрахунок одномірної хвильоводно-щілинної антенної ґратки кругової та еліптичної поляризації з урахуванням взаємного впливу випромінювачів // Вісн. Харьк. ун-ту. 1973. № 92: Радиофизика. Вып. 2. С. 32 — 36. 9. *Яцук Л.П., Блинова Н.К., Жиронкина А.В.* Математическая модель линейной системы щелей в волноводе с произвольной отражающей нагрузкой // Радиотехника. М., 1992. № 7 — 8. С. 73 — 78. 10. *Шубарин Ю.В., Горобец Н.Н.* Поляризационная диаграмма антенн сверхвысоких частот с раскрытом сложной формы // Радиотехника и электрон. 1966. Т. 11, № 1. С. 193 — 200.

*Харьковский государственный  
университет*

*Поступила в редколлегию 18.01.98*

## ІОННІ КОЛИВАННЯ В ПРИЛАДАХ ЗІ СХРЕЩЕНИМИ ПОЛЯМИ

Відомо, що шумові коливання, які генеруються в приладах зі схрещеними полями, заповнюють широку смугу частот. Механізм виникнення та підтримки цих коливань, що запропоновано в [1], можна прийняти як робочу гіпотезу.

Усі класи приладів зі схрещеними полями працюють у режимі обмеження просторовим зарядом, тому в просторі взаємодії таких приладів існує мінімум потенціалу. Наявність мінімум потенціалу призводить до виникнення не тільки іонно-релаксаційних коливань, але й іонно-плазмових коливань, котрі породжують шум у діапазоні кільканадцяти десятків мегагерц.

Крім того, заряджені частинки, що знаходяться в просторі взаємодії між катодом та анодом, обертаються під дією зовнішнього магнітного поля, породжуючи шум у діапазоні кількох сотень мегагерц.

Розширення шумового спектра приладів зі схрещеними полями взагалі й магнетронів зокрема за межі згаданого вище діапазону частот відбувається завдяки інтєрмодуляційній взаємодії між іонно-релаксаційними, іонно-плазмовими коливаннями та коливаннями, що виникають через обертальний рух заряджених частинок [2].

Отже, в магнетронах можна розглядати механізми виникнення та підтримки таких бічних коливань, що зумовлені наявністю іонів залишкових газів: іонно-релаксаційних, іонно-плазмових, іонно-гібридних.

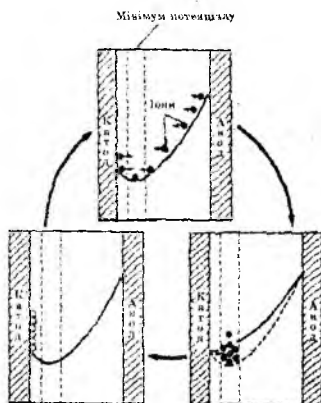
Для теоретичного розгляду механізмів перелічених коливань застосуємо модуляційну модель, котра базується на радіотехнічному підході. Для правильного використання цієї моделі необхідно знати амплітуди та частоти коливань, котрі взаємодіятимуть. Визначимо ці параметри для кожного із згаданих механізмів.

### Іонно-релаксаційні коливання

Розглянемо низькочастотні коливання, які виникають при релаксаційному механізмі збудження, що зумовлено періодичним скиданням іонів, котрі накопичено в потенційній ямі, в бік електроду з меншим потенціалом.

Механізм виникнення та підтримки цих коливань полягає ось у чому [1]. Електрони, які емітуються з катода, формують область мінімуму потенціалу біля катода.

Іони, які виникають у результаті зіткнень електронів з молекулами залишкових газів, рухаються до області мінімуму потенціалу в околі катода (верхній фрагмент рисунка). Іони, що виникають через зіткнення електронів з молекулами залишкових газів, дрейфують до області мінімуму потенціалу. Накопичення іонів в останній призводить до зменшення цього мінімуму (нижній правий фрагмент) і переміщення іонів до катода (нижній лівий фрагмент). Після досягнення іонами катода відбувається відновлення первісного розподілу потенціалу. Цей механізм збуджує іонно-релаксацийні коливання, які породжують шум у діапазоні нижче кількох мегагерц.



Для іонно-релаксацийних коливань час нейтралізації заряду  $t$  іонізованого газу відбивається таким виразом [2]:

$$t = 1/n_c,$$

де  $n_c$  — імовірність іонізації.

Відповідно, частота іонно-релаксацийних коливань

$$f_r = 1/t = n_c. \quad (1)$$

Імовірність іонізації  $n_c$  двоатомної молекули газу одним електроном зображується таким чином:

$$n_c = 2 n s v, \quad (2)$$

де  $n$  — концентрація молекул газу;  $s$  — перетин іонізації газу електронами;  $v$  — швидкість електронів.

Співвідношення між тиском газу в магнетроні  $p$  та концентрацією  $n$  визначається формулою

$$n = p/kT, \quad (3)$$

де  $T$  — температура газу.

Перетин іонізації  $s$  газу електронами подається таким виразом [3]:

$$s = 16,85 \cdot 10^{-18} (b/x^2) (x/w) \ln(w/x), \quad (4)$$

де  $b$  — стала, яка визначається сортом газу;  $x$  — енергія іонізації газу, eВ;  $w$  — енергія електронів, що падають.

Як вже згадувалося, вважаємо, що режим роботи магнетрона статичний. У цьому режимі електрони обертаються навкруг катода з постійною швидкістю

$$v = w_H s r_c (1 - 1/s^2)/2, \quad (5)$$

де  $s = r/r_c$ ;  $r_c$  — радіус катода магнетрона.

Таким чином, з урахуванням виразів (1) — (5) частота іонно-релаксаційних коливань

$$f_r = 16,85 \cdot 10^{-18} \left( \frac{b}{x^2} \right) \frac{x \omega_H p}{w k T} s r_c \left( 1 - \frac{1}{s^2} \right) \ln \frac{w}{x}. \quad (6)$$

З (6) випливає, що для визначення частоти іонно-релаксаційних коливань у магнетроні необхідно визначити положення мінімуму потенціалу  $s$ . Як згадано вище, крім частоти необхідно знати амплітуду коливань, котру в першому наближенні будемо вважати рівною за значенням мінімуму потенціалу.

Аби визначити амплітуди цього процесу, необхідно дослідити залежність амплітуди іонно-релаксаційних коливань, тобто прикатодний мінімум потенціалу, від тиску залишкових газів. Для цього скористаємося методом, який запропоновано в [4] для площинного діода.

Розглянемо електронний потік у циліндричному магнетронному діоді як ідеальний газ. Тоді рівняння руху в статичному режимі можна записати у вигляді

$$n \frac{d^2 r}{dt^2} - nr \left( \frac{d\phi}{dt} \right)^2 = n\eta \frac{U_a}{\ln s_a} \frac{1}{r} + n\eta \frac{dU}{dr} - m\eta Br \frac{d\phi}{dt} - \frac{1}{m} \frac{dp}{dr}; \quad (7)$$

$$m \frac{d}{dt} \left( r^2 \frac{d\phi}{dt} \right) = eBr \frac{dr}{dt}, \quad (8)$$

де  $n$  — збурена концентрація заряджених частинок;  $\hbar = e/m$  — питомий заряд частинки;  $U_a$  — потенціал анода;  $B$  — індукція сталого магнітного поля.

З (10) дістанемо

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\omega_H}{2} \left( 1 - \frac{1}{s^2} \right).$$

Позначивши

$$\Phi(s) = \frac{eU_a}{r_c \ln s_a} \frac{1}{s} + m r_c s \left( \frac{d\phi}{dt} \right)^2 - e r_c B s \frac{d\phi}{dt}$$

й врахувавши рівняння безперервності  $2peIrvn = I$ , з (7) матимемо

$$\frac{eU}{kT} = \frac{m}{kT} \delta^2 \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_0^2} \right) + \ln \frac{n}{n_0} + \frac{1}{kT} \int \Phi(s) ds, \quad (9)$$

де  $d = I_a / 2peIrv_a$ ;  $n_0$  — не збурена концентрація заряджених частинок.

За статичної рівноваги електронного газу в магнетроні функція розподілу електронів [5]

$$f = n_0 \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left( - \frac{\frac{1}{2} m v^2 + eU}{kT} \right),$$

а концентрація заряджених частинок визначається функцією

$$n = n_0 \int_0^\infty f dv = n_0 \exp \left( - \frac{eU}{kT} \right).$$

Підставивши здобутий вираз у (9), отримаємо:

$$\frac{2eU}{kT} = \frac{m}{kT} \delta^2 \left( e^{\frac{2eU}{kT}} - 1 \right) + \frac{1}{kT} \int \Phi(s) ds, \quad (10)$$

Відомо, що в точці мінімуму похідна функції дорівнює нулю.

Продиференціювавши (10), запишемо

$$\frac{2e}{kT} \frac{dU}{ds} = \frac{2em}{(kT)^2} \frac{\delta^2}{n_0^2} e^{\frac{2eU}{kT}} \frac{dU}{ds} + \frac{1}{kT} \Phi(s).$$

Отже, в точці мінімуму функція  $\Phi(s)$  повинна дорівнювати нулю, тобто

$$\frac{eU_a}{r_c \ln s_a} \frac{1}{s^2} + \frac{m\omega_H^2}{4} \left( 1 - \frac{1}{s^2} \right)^2 - \frac{eB\omega_H}{2} \left( 1 - \frac{1}{s^2} \right) = 0.$$

Здобувши корінь цього рівняння, можна визначити положення мінімуму потенціалу, а його значення буде коренем рівняння

$$\frac{2eU_{\min}}{kT} = \frac{m}{kT} \frac{\delta^2}{n_0^2} \left( e^{\frac{2eU_{\min}}{kT}} - 1 \right).$$

Концентрація  $n_0$  пов'язана з тиском виразом (3), тому рівняння, з якого знаходиться мінімум потенціалу, перетворюється в таке:

$$U_{\min} = \frac{m}{2e} \left( \frac{dkT}{p} \right)^2 \left[ \exp \left( \frac{2eU_{\min}}{kT} \right) - 1 \right].$$

На базі теоретичних міркувань, які наведено вище, розраховано залежності амплітуд та частот іонно-релаксаційних коливань від геометричних розмірів магнетронів, тиску, сорту та температури залишкових газів, а також від електричного та магнітного полів.

### Іонно-плазмові коливання

Нааявність у магнетроні некомпенсованого просторового заряду призводить до виникнення електростатичних коливань, які називаються плазмовими. При плазмових коливаннях спостерігається обмін енергією між електричним полем та кінетичною енергією частинок. Однак плазмові коливання мають локальний характер, вони не розповсюджуються й не утворюють хвиль. Це твердження стосується необмеженої плазми. Проте в плазмі електронних приладів розповсюдження хвиль, що утворюються, можливе завдяки існуванню крайових полів. Отже, плазмові коливання, що утворюються в магнетроні, мають впливати на вихідний сигнал.

Обмін енергією між електричним полем і кінетичною енергією частинок спричиняє періодичний рух останніх, подібний до коливань під дією пружної сили. При цьому роль своєрідної пружної сили грає напруженість поля об'ємного заряду  $E$ , яка виникає завдяки різниці концентрацій додатних та від'ємних зарядів.

Частоту й амплітуду іонно-плазмових коливань можна визначити з такої системи рівнянь:

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{en}{e_0}; \quad (11)$$

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e}{m_i} \vec{E}; \quad (12)$$

$$\frac{dn}{dt} + n_0 \operatorname{div} \vec{v} = 0, \quad (13)$$

де  $e$  — заряд частинки;  $e_0$  — діелектрична стала;  $m$ , — маса іона.

З системи рівнянь (11) — (13) легко можна отримати рівняння коливань густини об'ємного заряду

$$\frac{d^2 n}{dt^2} + \frac{n_0 e^2}{m_i \epsilon_0} n = 0,$$

розв'язання якого дає зміну густини об'ємного заряду в часі:

$$n = n_0 \cos \omega_p t, \quad (14)$$

де  $\omega_p = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{m_i \epsilon_0}}$  — колова частота плазмових коливань.

Амплітуду іонно-плазмових коливань визначимо з рівняння (13), підставивши в нього вираз (14):

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{en_0}{\epsilon_0} \cos \omega_p t. \quad (15)$$

Оскільки нас цікавить амплітуда напруги електричного поля, котре створюється іонами, перепишемо рівняння (15) у вигляді

$$\Delta U = \frac{en_0}{\epsilon_0} \cos \omega_p t. \quad (16)$$

Для статичного режиму роботи магнетрона рівняння (18) з урахуванням циліндричності системи, що розглядається, перепишеться у вигляді

$$\frac{d^2 U}{ds^2} + \frac{1}{s} \frac{dU}{ds} = \frac{en_0}{\epsilon_0} r_c^2 \cos \omega_p t \quad (17)$$

з межовими умовами

$$U(s_a) = U(1) = 0,$$

де  $s_a$  — безрозмірний радіус анода.

Розв'язанням рівняння (17) з урахуванням межових умов буде

$$U = \frac{en_0}{4\epsilon_0} r_c^2 \cos \omega_p t \left( \frac{s_a^2 - 1}{\ln s_a} \ln s_a - s^2 + 1 \right),$$

або, якщо врахувати (5),

$$U = \frac{ep}{4\epsilon_0 k T} r_c^2 \left( \frac{s_a^2 - 1}{\ln s_a} \ln s - s^2 + 1 \right) \cos \sqrt{\frac{pe^2}{\epsilon_0 k T m_i}} t. \quad (18)$$

З аналізу виразу (18) випливає, що амплітуда іонно-плазмових коливань залежить від геометричних розмірів системи і від радіуса, щодо якого розглядаються ці коливання. Крім того, амплітуда іонно-плазмових коливань прямо пропорційна тиску залишкових газів у приладі й обернено пропорційна їх температурі.

Частота іонно-плазмових коливань залежить від тиску і від сорту газу. Причому, якщо газ багатокомпонентний, кожний сорт газу має свої амплітуди та частоти іонно-плазмових коливань, що залежать від парціального тиску.

Попередня оцінка амплітуд та частот іонно-плазмових коливань

для однокомпонентної плазми показала, що при зміні тиску залишкових газів у магнетронах від 1,3 мкПа до 130 мПа амплітуда цих коливань зростає від тисячних часток вольт до кільканадцяти вольт, а частота — від сотень кілогерц до сотень мегагерц.

Таким чином, аналіз, який проведено, свідчить, що у будь-якому ЕВП НВЧ М-типу існують іонно-плазмові коливання іонів залишкових газів. Вираз (18) дає можливість оцінити амплітуду та частоту цих коливань, а при визначених умовах за експериментальними даними оцінити тиск залишкових газів усередині приладу, що досліджується.

### Іонно-гібридні коливання

Наявність у магнетроні магнітного поля, що є перпендикулярним до електричного, призводить до виникнення поперемоторної лоренцевої сили, напрямок якої нормальний до напрямку векторів індукції магнітного поля  $\vec{B}$  та швидкості  $\vec{v}$ . Під дією цієї сили заряджена частинка набуває обертального руху з кутовою швидкістю, котра дорівнює частоті іонно-циклотронних коливань  $\omega_H = \frac{e_i}{m_i} B$ .

Частоту та амплітуду іонно-гібридних коливань можна визначити за допомогою системи рівнянь, яка відрізняється від системи рівнянь (11) — (13) рівнянням руху

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{e}{m} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (19)$$

Із системи рівнянь (11), (13), (19) з урахуванням виразу (5) легко можна отримати рівняння коливань густини об'ємного заряду, розв'язання якого показує, як і у випадку іонно-плазмових коливань, змінення густини об'ємного заряду в часі:  $n = n_0 \cos \omega_{UH} t$ , де  $\omega_{UH}^2 = \omega_p^2 + \omega_H^2$  — гібридна частота.

Звідси видно, що наявність магнітного поля, яке є перпендикулярним до електричного, призводить до виникнення коливань з частотою, що відрізняється як від плазмової, так і від циклотронної й називається іонно-гібридною. Амплітуда іонно-гібридних коливань описується виразом (18).

Таким чином, відомі частота й амплітуда надають можливість розрахувати взаємодію цих коливань з іншими.

## Взаємодія коливань

Простір взаємодії магнетрона є дуже нелінійним середовищем, тому всі коливання, що існують в ньому, взаємодіють між собою. Взаємодія має модуляційний характер [6].

**Амплітудна модуляція.** Така модуляція є найпростішим і дуже розповсюдженим способом закладення інформації у високочастотне коливання. Обвідна амплітуда несучого коливання змінюється за законом, що збігається зі зміною високочастотного сигналу, який передають, а частота високочастотного коливання підтримується незмінною. Отже, амплітудно-модульований сигнал описується виразом [7]

$$U(t) = U_0 \sin \omega t + 0,5 U_0 M \sin(\omega + W)t + 0,5 U_0 M \sin(\omega - W)t,$$

де  $U_0$  — амплітуда високочастотного коливання з частотою  $\omega$ ;  $W$  — частота низькочастотного коливання;  $M = \frac{U_{LF}}{U_0}$  — коефіцієнт амплітудної модуляції,  $M \leq 1$ .

**Частотна модуляція.** Якщо коливання взаємодіють таким чином, що частота високочастотного коливання не залишається незмінною, а змінюється за законом низькочастотного коливання, то має місце частотна модуляція. Частотно-модульований сигнал при тональній модуляції описується виразом [7]

$$U(t) = U_0 J_0(m) \sin \omega t + U_0 \sum_{n=1}^{\infty} J_n(m) \sin(\omega + n\Omega)t + \\ + U_0 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_n(m) \sin(\omega - n\Omega)t,$$

де  $m$  — індекс частотної модуляції.

Максимальний індекс паразитної частотної модуляції можна визначити як  $m = \arcsin \frac{U_{LF}}{U_0}$ .

**Взаємодія коливань з близькими частотами.** Взаємодія коливань, що мають близькі частоти, призводить до виникнення у вихідному спектрі магнетрона коливань на комбінаційних частотах. Розглянемо дію на нелінійний пристрій, яким є магнетрон, бігармонічного коливання

$$U(t) = U_1 \cos \omega_1 t + U_2 \cos \omega_2 t. \quad (20)$$

У техніці широко розповсюджена апроксимація характеристик приладів відносно простими функціями, що лише наближено відбивають дійсні характеристики.

Вибір оптимальної апроксимації залежить від вигляду нелінійної характеристики, а також режиму роботи нелінійного приладу. Одним з найрозповсюдженіших способів є апроксимація поліномом. Запишемо апроксимуючий поліном у вигляді

$$i(U) = a_0(U) + a_1 U + a_2 U^2 + a_3 U^3 + \dots \quad (21)$$

Підстановка (20) у вираз (21) приводить до таких результатів:

$$\begin{aligned} i(U) = & a_0(U) + \frac{a_2}{2} (U_1^2 + U_2^2) + \frac{3a_4}{8} (U_1^4 + 4U_1^2 U_2^2 + U_2^4) + \dots \\ & \dots + (a_1 U_1 + \frac{3a_3 U_1^3}{4} + \frac{3a_3 U_1 U_2^2}{2} + \dots) \cos \omega_1 t + \\ & + (a_1 U_2 + \frac{3a_3 U_2^3}{4} + \frac{3a_3 U_1^2 U_2}{2} + \dots) \cos \omega_2 t + \\ & + (a_2 U_1 U_2 + \frac{3a_4 U_1^3 U_2}{2} + \frac{3a_4 U_1 U_2^3}{2} + \dots) \cos(\omega_1 + \omega_2) t + \\ & + (a_2 U_1 U_2 + \frac{3a_4 U_1^3 U_2}{2} + \frac{3a_4 U_1 U_2^3}{2} + \dots) \cos(\omega_1 - \omega_2) t + \dots \end{aligned}$$

Продовжуючи подібний аналіз для більш високих ступенів полінома (22), можна довести, що під час дії на нелінійний пристрій бігармонічного коливання у спектрі коливань на виході нелінійного приладу можуть бути коливання на таких частотах:  $\omega = 0$  — стала складова;  $\omega = n \omega_1$  при  $n = 1, 2, \dots, k$  — гармоніки частоти  $\omega_1$ ;  $\omega = n \omega_2$  при  $n = 1, 2, \dots, k$  — гармоніки частоти  $\omega_2$ ;  $\omega = |n \omega_1 m \omega_2|$  при  $n = 1, 2, \dots, k, m = 1, 2, \dots, k, k \geq n + m$  — комбінаційні частоти.

Таким чином, маючи вирази для амплітуд та частот іонних коливань, можна розрахувати амплітудно-частотний спектр іонного коливання, що зумовлене наведеними вище механізмами, а також результуючий спектр взаємодії цих коливань з іншими типами коливань, котрі існують у приладах зі схрещеними полями.

**Список літератури:** 1. Saito H., Kume M., Kawaguchi T. Improvement of performance of magnetron for microwave oven // Toshiba Rev. 1982. Vol. 37, N 9. P. 768 — 771. 2. Experimental study of noise generated by magnetrons for microwave ovens / K. Yamamoto, T. Kuronuma, T. Koinuma, N. Tashiro // J. of Microwave Power. 1981. Vol. 16, N 3 — 4. P. 271 — 276. 3. Plasma Engineering / M. Okada. Tokyo: Nikkan kogyo Shinbun Co. Ltd, 1965. 186 p. 4. Бахрах Л.Э. К теории плоского диода // ЖТФ. 1976. Т. 46, № 7. С. 1569 — 1571. 5. Sachs H.M. Electromagnetic compatibility measurements // Electronic Industries. 1965. N 7. P. 106 — 110. 6. Ashley J.R., Searles C.B., Palka F.M. The measurement of oscillator noise at microwave frequencies // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. 1967. Vol. MTT-16, N 9. P. 735 — 760. 7. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы: 2-е изд., перераб. и доп. М.: Сов. радио, 1971. 672 с.

*А.Ю. ПАНЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук, Ю.Е. ГОРДИЕНКО,  
д-р физ.-мат. наук, Р.С. ФАР*

## **ПРИБЛИЖЕНИЕ ЗАДАННОГО ПОЛЯ В ЗАДАЧАХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК РЕЗОНАТОРНЫХ СВЧ-ДАТЧИКОВ АПЕРТУРНОГО ТИПА**

СВЧ-датчики апертурного типа обеспечивают решение широкого круга задач неразрушающего контроля, диагностики сред, материалов и объектов. К достоинствам этих датчиков относятся простота применения и универсальность. Однако эффективность их использования определяется строгостью решения электродинамической задачи, связывающей электромагнитные параметры исследуемого объекта и выходные характеристики измерительного преобразователя. Даже при простой геометрии датчика задача может оказаться весьма сложной — как на стадии выбора путей решения и допускаемых приближений, так и при численной реализации полученных алгоритмов.

В данной работе рассматривается датчик в виде открытого конца коаксиала в бесконечном экране. Решение задачи определения характеристик такого датчика при изменении параметров окружающей среды получено ранее [1] с использованием электростатического приближения. Точность предложенного решения может удовлетворять только в случае проектирования измерителей с датчиками малых размеров. Общее решение с учетом волновых свойств поля позволит распространить методику на широкий класс приборов для измерения параметров слоистых сред, снизить методическую погрешность, расширить диапазон измерений.

В основу волнового подхода положено решение задачи об эквивалентном сопротивлении нагруженной апертуры. Один из путей решения этой задачи предполагает использование приближения заданного поля. Далее рассматриваются два варианта применения такого приближения, которые являются последовательными этапами на пути к строгому решению. На первом этапе область, в которой поле задано, определена в виде поверхности, находящейся в плоскости экрана, в конце коаксиальной линии. Решение получено с использованием функций Грина для уравнений Максвелла в цилиндрической системе координат [2]. Со стороны, противоположной апертуре, полупроводник может быть открыт или замкнут металлической поверхностью, которая одновременно выполняет роль прижима. Образец может быть многослойным, при этом границы раздела

параллельны плоскости экрана. Распределение азимутальной составляющей магнитного поля на поверхности, в которой расположена измерительная апертура, можно установить, используя следующую методику. Для тангенциальной составляющей магнитного поля над и под  $m$ -й границей раздела на основании [2] можно записать следующие соотношения:

$$H_{\varphi}(r, z_{m+0}) = -j\omega \tilde{\varepsilon}_m \int_0^{\infty} J_1(\omega r) J_1(\omega r') \frac{\omega r'}{\gamma_m} \times \\ \times [E_r(r', z_m) \operatorname{cth}(\gamma_m \Delta z_m) - E_r(r', z_{m+1}) \operatorname{sch}(\gamma_m \Delta z_m)] dr' d\omega; \quad (1)$$

$$H_{\varphi}(r, z_{m-0}) = -j\omega \tilde{\varepsilon}_{m-1} \int_0^{\infty} J_1(\omega r) J_1(\omega r') \frac{\omega r'}{\gamma_{m-1}} \times \\ \times [E_r(r', z_{m-1}) \operatorname{sch}(\gamma_{m-1} \Delta z_{m-1}) - E_r(r', z_m) \operatorname{cth}(\gamma_{m-1} \Delta z_{m-1})] dr' d\omega. \quad (2)$$

Здесь  $\gamma_m = \sqrt{\omega^2 - \tilde{\varepsilon}_m k_0^2}$ , где  $k_0$  — постоянная распространения в свободном пространстве;  $\omega$  — круговая частота;  $\tilde{\varepsilon}_m$  — абсолютная диэлектрическая проницаемость  $m$ -го слоя;  $E_r(r, z_m)$  — распределение радиальной составляющей электрического поля на границе раздела;  $\Delta z_m$  — толщина  $m$ -го слоя.

Приравняв тангенциальные составляющие на границе раздела, можно получить рекуррентное соотношение для сомножителей  $R_m$ , связывающих  $E_r(r, z_m)$  с  $E_r(r, z_{m-1})$ :

$$R_m = \frac{\frac{\tilde{\varepsilon}_{m-1}}{\gamma_{m-1}} \operatorname{sch}(\gamma_{m-1} \Delta z_{m-1})}{\frac{\tilde{\varepsilon}_{m-1}}{\gamma_{m-1}} \operatorname{cth}(\gamma_{m-1} \Delta z_{m-1}) + \frac{\tilde{\varepsilon}_m}{\gamma_m} [\operatorname{cth}(\gamma_m \Delta z_m) - \operatorname{sch}(\gamma_m \Delta z_m) R_{m+1}]} \quad (3)$$

Для последнего слоя в случае использования образца, замкнутого металлом,  $H_{\varphi}$  имеет вид

$$H_{\varphi}(r, z_{M+0}) = -j\omega \tilde{\varepsilon}_M \int_0^{\infty} J_1(\omega r) J_1(\omega r') \frac{\omega r'}{\gamma_M} \times \\ \times E_r(r', z_M) \operatorname{cth}(\gamma_M \Delta z_M) dr' d\omega. \quad (4)$$

Тогда для последнего слоя  $R_{M+1} = \operatorname{cth}(\gamma_M \Delta z_M)$ .

В случае использования открытого образца толщина последнего слоя стремится к бесконечности и котангенс в этом выражении становится равным единице. Тогда  $R_{M+1} = 1$ .

По заданному полю  $E_r(r)$  в апертуре на основании (4) можно определить поле  $H_\varphi(r)$  как

$$H_\varphi(r) = -j\omega\tilde{\epsilon}_1 \int_0^{r_2} \int_0^{r_1} J_1(\omega r) J_1(\omega r') \frac{\omega r'}{\gamma_1} \times \\ \times E_r(r') [\operatorname{cth}(\gamma_1 \Delta z_1) - \operatorname{sch}(\gamma_1 \Delta z_1) R_1] dr' d\omega. \quad (5)$$

где  $r_1$  — радиус внутреннего штыря;  $r_2$  — радиус отверстия.

Метод заданного поля предполагает произвольный выбор функции его распределения в некоторой области. Правильность этого выбора, при прочих равных условиях, определяет качество решения задачи. Распределение радиальной составляющей электрического поля в апертуре при данной геометрии датчика можно задать таким же, как и распределение поля в бесконечной коаксиальной линии при возбуждении ТЕМ-волны:

$$E_r(r) = U_0 / r. \quad (6)$$

Измерительная цепь, преобразующая воздействие исследуемого образца в электрические параметры, реагирует на интегральные характеристики датчика. Поэтому необходимо осуществить переход от распределений полей к эквивалентной нагрузке, характеризующей датчик. Найти ее значение можно двумя способами. Первый из них связан с использованием энергетических характеристик поля в апертуре. Мощность, излучаемая в апертуру, определяется интегралом от вектора Пойнтинга по ее поверхности. С другой стороны, мощность в цепях с сосредоточенными параметрами можно установить из известного отношения квадрата напряжения к сопротивлению. Приравняв между собой эти мощности, можно найти выражение для определения эквивалентного сопротивления, которое вызывает в коаксиальной линии тот же эффект, что и измерительная апертура с присоединенным исследуемым образцом:

$$X_n = \frac{U_k^2}{2 \int_S \dot{E}_r \dot{H}_\varphi dS}, \quad (7)$$

где  $U_k$  — напряжение в конце коаксиальной линии.

Эквивалентное сопротивление будет носить емкостный характер. На основании (5) – (7) получаем окончательное выражение для определения эквивалентного значения комплексной емкости:

$$\bar{C}_n = -\frac{2\pi\epsilon_0}{\ln^2(r_2/r_1)} \int_0^{\infty} \int_{\eta}^{r_2} [J_0(\pi r_1) - J_0(\pi r_2)] \frac{J_1(\pi r')}{\gamma_1} \times \\ \times [\operatorname{cth}(\gamma_1 \Delta z_1) - \operatorname{sch}(\gamma_1 \Delta z_1) R_1] dr' d\pi. \quad (8)$$

Второй способ определения эквивалентных сосредоточенных параметров заключается в разбиении апертуры на элементарные участки, установлении на каждом из них эквивалентного сопротивления и интегрировании сопротивлений по всей апертуре. В данной задаче элементарными участками апертуры удобно считать бесконечно тонкие концентрические кольца. Эквивалентное сопротивление каждого кольца

$$dx = dU/I_{\tau}, \quad (9)$$

где  $I_{\tau}$  — эквивалентная сила тока.

Для систем с аксиальной симметрией

$$I_{\tau} = 2\pi r H_{\varphi}. \quad (10)$$

Тогда эквивалентное сопротивление открытого конца коаксиала составляет:

$$X = \int_{\eta}^{r_2} \frac{U_0}{r} \frac{dr}{2\pi r H_{\varphi}(r)}. \quad (11)$$

Численные расчеты показали, что значения результирующего сопротивления, полученные по формулам (7) и (11), различаются лишь в третьем – пятом знаках мантииссы. Такое фактическое совпадение подтверждает физическую обоснованность применения обоих подходов и позволяет в данной задаче, не проводя дальнейших исследований в этом направлении, ограничиться полученной точностью определения эквивалентных интегральных параметров датчиков по известным распределениям полей.

При использовании электростатического подхода и волнового расхождения между вычисленными значениями нагрузки, вносимой датчиком в коаксиал, получаются значительно большими. Дальнейшие расчеты проводились для конкретного датчика, используемого в реальной разработке. Обобщение результатов расчета в целях разработки алгоритмов оптимизации является темой специальных исследований, а в данной работе рассматривается только различие результатов для разных методов расчета эквивалентных параметров датчиков и измерительных цепей. Датчик имел

следующие параметры: внутренний диаметр коаксиала  $r_1 = 0,45$  мм, наружный —  $r_2 = 0,75$  мм, рабочая частота  $f_0 = 1600$  МГц. Для такой апертуры, излучающей в свободное пространство, вносимая емкость при расчете с использованием электростатического приближения равна  $0,015$  пФ. Для волнового подхода с заданием поля согласно (6) емкость составляет  $0,023$  пФ. Физически такое различие объяснимо. Волновой подход учитывает накопление энергии не только в электрическом поле, но и в магнитном, а ток может растекаться по поверхности экрана на расстояния порядка длины волны, что значительно больше размеров отверстия.

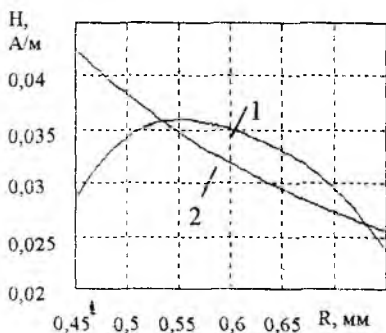


Рис. 1

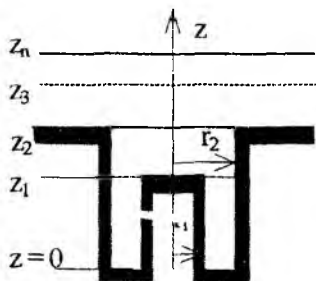


Рис. 2

На рис. 1 представлены напряженность магнитного поля (кривая 1), рассчитанная согласно (5), и распределение  $H_\phi$  (кривая 2) в плоскости экрана для идеализированного случая, при котором считается, что распределение поля в коаксиале такое же, как и при отсутствии возмущений, нагрузка соответствует интегральному значению полученной емкости ( $0,023$  пФ), а возбуждающее электрическое поле одинаково. Изменение магнитного поля указывает на то, что электрическое поле в апертуре, формируемое источниками в глубине коаксиала, должно существенно отличаться от невозмущенного поля. Приближение заданного поля становится тем более точным, чем более точно соответствие реальному полю в выбранном сечении. В коаксиале малых размеров, где без затухания может распространяться только ТЕМ-волна, электрическое поле можно задать как поле в невозмущенной линии, причем сечение нужно выбирать на некотором расстоянии от открытого конца. Чем больше это расстояние, тем большее ослабление имеют высшие типы волн и тем точнее заданное поле соответствует реальному. При таком подходе изменяется конфигурация области, в которой необходимо искать решение, что приводит к значитель-

ному усложнению аналитической и особенно численной его части. На рис. 2 представлена схема частичных областей для рассматриваемого случая.

Наличие короткого волноводного участка (область между  $z_1$  и  $z_2$ ) обусловлено следующим. Для определения эквивалентной емкости в реальных измерителях обычно используется резонаторный метод с подключением емкости открытого конца в цепь коаксиального резонатора. В этом случае при измерении образцов с большими потерями желательно наличие зазора между измеряемым образцом и апертурой. Отсутствие зазора при больших значениях удельной проводимости образца приводит к существенным изменениям резонансной частоты, так как резонатор переходит из четвертьволнового в полуволновой режим. Технически сложно обеспечить точное значение ширины зазора. Избавиться от этих трудностей можно, установив центральный стержень в глубине отверстия, на некотором расстоянии от поверхности апертуры. Тогда в процессе измерений образец должен плотно прилегать к поверхности экрана.

Выражения для магнитного поля в плоскости апертуры в соответствии с (1) можно записать так:

$$H_{\varphi}(r, z_{2+0}) = -j\omega \tilde{\varepsilon}_{a3} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} J_1(\varpi r) J_1(\varpi r') \frac{\varpi r'}{\gamma_3} \times \\ \times [E_r(r', z_2) \operatorname{cth}(\gamma_3 \Delta z_3) - E_r(r', z_3) \operatorname{csh}(\gamma_3 \Delta z_3)] dr' d\varpi; \quad (12)$$

$$H_{\varphi}(r, z_{2-0}) = -j\omega \tilde{\varepsilon}_{a2} \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{r_2} J_1(k_{n2} r) J_1(k_{n2} r') \frac{r'}{\lambda_{n2} \gamma_2} \times \\ \times [E_r(r', z_1) \operatorname{csh}(\gamma_2 \Delta z_2) - E_r(r', z_2) \operatorname{cth}(\gamma_2 \Delta z_2)] dr', \quad (13)$$

где  $k_{n2}$  — собственные значения для волноводной области;  $\lambda_{n2}$  — нормы собственных функций для волноводной области.

Функция  $E_r(r, z_3)$  согласно (3) выражается через  $E_r(r, z_2)$  умножением на  $R_1$ . Тогда в (12) верхний предел в интеграле по  $r'$  может быть заменен на  $r_2$ . Приравнявая после этого (12) и (13) и дифференцируя их по  $r_2$ , получаем:

$$E_r(r, z_2) = \frac{S_4}{S_5 + S_6 / \tilde{\varepsilon}_2} E_r(r, z_1). \quad (14)$$

Здесь  $S_6 = \int_0^{\infty} J_1(\varpi r) J_1(\varpi r') \frac{\varpi \tilde{\varepsilon}_3}{\gamma_3} [\operatorname{cth}(\gamma_3 \Delta z_3) - \operatorname{sch}(\gamma_3 \Delta z_3) R_1] d\varpi$ ;

$$S_4 = \sum_{n=1}^{\infty} J_1(k_n r) J_1(k_n r') \frac{\text{sch}(\gamma_2 \Delta z_2)}{\lambda_{n2} \gamma_2}; S_5 = \sum_{n=1}^{\infty} J_1(k_n r) J_1(k_n r') \frac{\text{cth}(\gamma_2 \Delta z_2)}{\lambda_{n2} \gamma_2}.$$

Выражения для магнитной составляющей над и под плоскостью среза центрального стержня имеют вид

$$H_{\varphi}(r, z_{1+0}) = -j\omega \tilde{\varepsilon}_{a2} \sum_{n=1}^{\infty} \int_{r_1}^{r_2} J_1(k_{n2} r) J_1(k_{n2} r') \frac{r'}{\lambda_{n2} \gamma_2} \times \\ \times [E_r(r', z_1) \text{cth}(\gamma_2 \Delta z_2) - E_r(r', z_2) \text{sch}(\gamma_2 \Delta z_2)] dr'; \quad (15)$$

$$H_{\varphi}(r, z_{1-0}) = -j\omega \tilde{\varepsilon}_{a1} \sum_{n=0}^{\infty} \int_{r_1}^{r_2} \frac{\partial}{\partial r} \chi_n(r) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_n(r') \frac{r'}{k_{n1}^2 \lambda_{n1} \gamma_1} \times \\ \times [E_r(r', 0) \text{sch}(\gamma_1 \Delta z_1) - E_r(r', z_1) \text{cth}(\gamma_1 \Delta z_1)] dr', \quad (16)$$

где  $\chi_n(r) = N_0(k_{n1} r_1) J_0(k_{n1} r) - J_0(k_{n1} r_1) N_0(k_{n1} r)$ ,  $n \neq 0$ ;  $k_{n1}$  — собственные значения для коаксиальной области.

Решение для  $n=0$  учитывает ТЕМ-волну в коаксиале. Собственная функция для него построена согласно [3]. Подставив  $E_r(r', z_2)$  в (15) через  $E_r(r', z_1)$ , можно нижний предел интегрирования ограничить  $r_1$ . Приравнявая (15) и (16), получаем выражение для электрического поля в плоскости среза через заданное поле:

$$E_r(r, z_1) = \frac{S_1}{S_2 + S_3/\tilde{\varepsilon}_1} E_r(r, 0), \quad (17)$$

где

$$S_3 = \tilde{\varepsilon}_2 \left( S_5 - \frac{S_4^2}{S_5 - S_6/\tilde{\varepsilon}_2} \right); S_2 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\partial}{\partial r} \chi_n(r) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_n(r') \frac{\text{cth}(\gamma_1 \Delta z_1)}{k_{n1}^2 \lambda_{n1} \gamma_1}; \\ S_1 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\partial}{\partial r} \chi_n(r) \frac{\partial}{\partial r'} \chi_n(r') \frac{\text{csh}(\gamma_1 \Delta z_1)}{k_{n1}^2 \lambda_{n1} \gamma_1}.$$

Окончательное распределение магнитного поля в выбранной плоскости имеет вид

$$H_{\varphi}(r, 0) = -j\omega \tilde{\varepsilon}_{a1} \int_{r_1}^{r_2} E_r(r', 0) r' \left[ S_2 - \frac{S_1^2}{S_2 + S_3/\tilde{\varepsilon}_1} \right] dr'. \quad (18)$$

На рис. 3 отражено нормированное распределение поля  $H_\phi$ , рассчитанное с использованием (18) для ряда значений  $z_1$ , при тех же размерах коаксиала, что и выше, и при отсутствии волноводной области. В таблице для каждой кривой представлены значения  $z_1$ , полученное значение эквивалентной емкости и максимальное относительное отклонение амплитуды поля по сравнению с распределением в бесконечном коаксиале.

Изменение расчетного значения емкости показывает зависимость метода заданного поля от того, насколько удачно выбрана область, в которой поле считается известным.

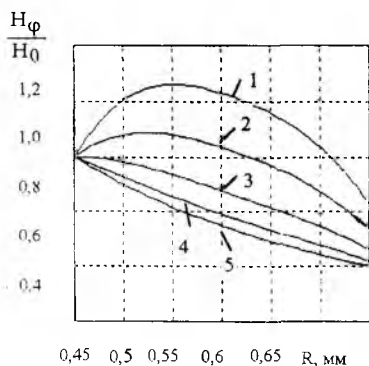


Рис. 3

Но- мер кри- вой	Размер $z_1$ , мм	Эквива- лентная емкость $C_{эв}$ , пФ	Откло- нение ампли- туды, %
1	0	0,02341	66
2	0,1	0,02343	38
3	0,4	0,02348	18
4	1,5	0,02390	6

Более строгое электродинамическое решение в данном случае учитывает как уменьшение заряда, скапливающегося на центральном стержне, так и увеличение заряда, растекающегося по поверхности экрана. Для рассматриваемой конфигурации датчика, у которого радиус центрального стержня соизмерим с расстоянием до наружного проводника, эти изменения компенсируют друг друга и в сумме не приводят к значительным изменениям эквивалентной емкости. Асимметрия токов уменьшается за счет емкости самого коаксиала, поэтому она обратно пропорциональна расстоянию до сечения заданного поля. Различие распределений магнитного поля и поля в бесконечном коаксиале зависит от глубины расположения плоскости заданного поля и уменьшается с ее увеличением. В целом такой подход позволяет более строго описать реальное распределение полей.

Расчет вносимой емкости для различных вариантов датчиков производился в предположении, что измеряемыми объектами являются кремниевые пластины, имеющие разную степень легирования и, соответствен-

но, разную проводимость. Значение действительной части диэлектрической проницаемости фиксировано ( $\epsilon' = 12$ ), мнимая часть изменяется в широком диапазоне. Толщина пластины считается достаточной для полного поглощения волны, отраженной от задней стенки.

На рис. 4 приведены графики изменения действительной и мнимой частей вносимой емкости для датчика, у которого волноводная область (см. рис. 2) отсутствует и пластина плотно прилегает к поверхности измерителя. Сплошными линиями показаны результаты расчета по методу заданного поля, штриховыми – по электростатическому методу. Действительная часть эквивалентной емкости, рассчитанной по методу заданного поля, при увеличении проводимости ( $\text{tg } \delta > 1$ ) падает, что соответствует закороченному образцу, для которого характер эквивалентной нагрузки меняется от емкостного к индуктивному. Такое поведение отвечает физическим представлениям. Расчет производился для случаев, когда поле задавалось на поверхности экрана и на глубине 1,5 мм. Различия между расчетными данными для этих двух случаев невелико, и в данном масштабе кривые практически совпадают. Тем самым подтверждается правильность выбора размеров коаксиальной линии. Электростатический подход не учитывает изменения знака реактивности нагрузки при приближении свойств образца к металлу, действительная часть емкости остается постоянной. Мнимая часть расчетного значения емкости для волнового и электростатического подходов линейно связана с потерями в образце. Соответствующие графики в полулогарифмических координатах изображаются экспоненциальными функциями и отличаются друг от друга незначительно. На рис. 4 и последующих специально не выделяются графики мнимой и действительной частей, так как их поведение существенно различно и их легко вычленишь, а для наглядности более важно изобразить графики в едином поле.

На рис. 5 представлено изменение емкости датчика, имеющего волноводный участок длиной 0,05 мм. Изменение действительной части и максимум мнимой находятся вблизи значений  $\text{tg } \delta = 1$ . На рис. 6 отражены результаты расчетов для датчика без волноводного участка и для образца, расположенного на 0,03 мм от экрана.

Действительная часть эквивалентной емкости для больших значений проводимости образца определяется расстоянием между торцом центрального стержня и образцом. Расчет производился при условии, что длина волноводного участка больше, чем ширина воздушного зазора, поскольку необходимо оценить эффективность вычислительной процедуры для расчета датчиков сложной конфигурации. Поэтому изменение емкости для случая, отображенного на рис. 6, больше, чем на рис. 5. Однако на практике, с учетом сложностей изготовления прижима, стабильную длину волноводно-

го участка обеспечить проще, чем постоянную ширину зазора. Расчет по электростатическому методу для случая, представленного на рис. 5, производился с учетом последовательной емкости, образованной торцом центрального стержня и образцом.

Результаты расчетов для датчика с волноводной областью и для образца, расположенного на 0,03 мм от экрана, показаны на рис. 7.

Сравнив результаты расчетов, можно сделать вывод о том, что наиболее эффективным является датчик с волноводной областью и с плотным прижимом образца (см. рис. 5). Соприкосновение образца с центральным стержнем исключает возможность измерения для образцов с высокой проводимостью. Наличие воздушного зазора между образцом и датчиком (см. рис. 6, 7) уменьшает чувствительность и усложняет устройство прижима.

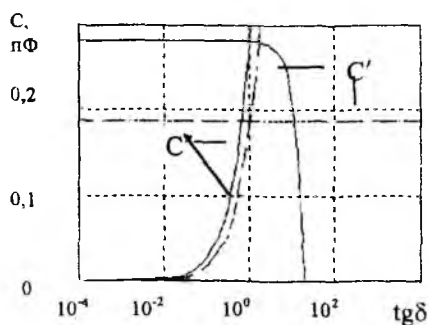


Рис. 4

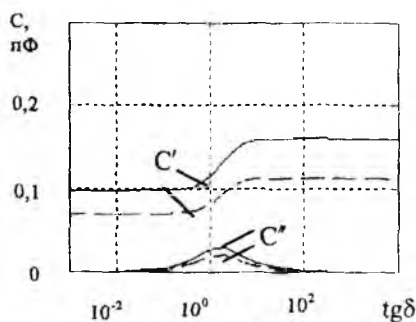


Рис. 5

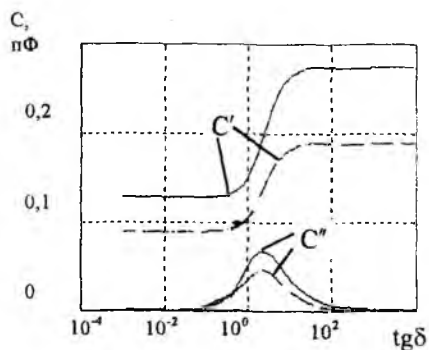


Рис. 6

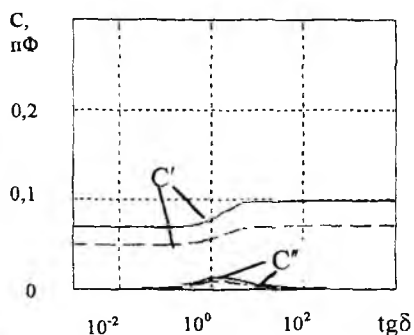


Рис. 7

Расчет изменения резонансной частоты и добротности проведен для коаксиального резонатора, имеющего такие размеры, мм: длина – 35, диаметр – 27,5, диаметр центрального стержня – 3,85, толщина стенки, в которой расположено отверстие связи, – 3. Чтобы исключить трудности численного решения строгой электродинамической задачи для пространства внутри резонатора, его параметры рассчитывались на основании соотношений для длинных линий. Такой подход учитывает основные физические явления и при простоте вычислений дает достаточно точные значения. Резонансная частота ненагруженного резонатора – 1620 МГц, добротность – 820. На рис. 8 показаны графики изменения резонансной частоты и добротности при изменении проводимости однослойного образца, который плотно прилегает к датчику, имеющему волноводную область.

Сплошными и штриховыми линиями обозначены результаты расчета с использованием волнового и электростатического подходов соответственно. Изменение резонансной частоты и минимальные значения добротности находятся в области, где  $\text{tg } \delta$  близок к единице. Изменение добротности резонатора при малых и больших проводимостях образца показывает, что диапазон измерений непосредственно зависит от собственной добротности резонатора.

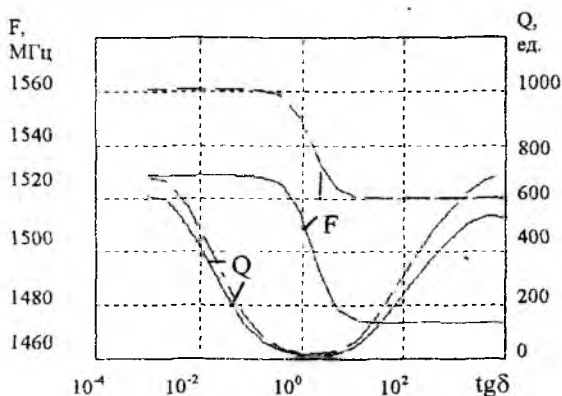


Рис. 8

**Список литературы:** 1. СВЧ-резонаторный метод измерения удельного сопротивления и толщины эпитаксиальных пленок / Г.Н. Данилов, М.В. Детинко, Ю.В. Медведев, А.Д. Свирякина // Электрон. техника. Сер. Электрон. СВЧ. 1982. Вып. 6(342). С. 16 — 19. 2. Панченко Б.В. Тензорные функции Грина уравнений Максвелла для цилиндрических областей // Радиотехника. 1970. Вып. 15. С. 82 — 91. 3. Chen-To Tai. Dyadic Green's functions for a coaxial line // IEEE Trans. of Antennas and Propagation. 1983. Vol. Ap-31, N2. P. 355 — 358.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 13.10.98

*И.А. СУХОИВАНОВ, канд. техн. наук, В.В. ЛЫСАК,  
С.О. МАРТЫНЕНКО*

## **ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ МНОГОСЛОЙНЫХ КРС-ЛАЗЕРОВ**

Создание и эксплуатация новых широкополосных систем, таких как мультимедиа, видеоконференций, ИНТЕРНЕТ, определяют переход к использованию сверхскоростных оптоволоконных систем передачи информации. С применением лазеров на основе четверных соединений скорость передачи данных повысилась; кроме этого, снизился уровень вносимых помех и возросла критическая мощность. Одномодовые лазеры на основе GaInAsP применяются в системах связи со скоростью передачи данных до 8 Гбит/с [1]. Разработка лазеров с квантоворазмерной структурой (КРС) открывает новые возможности для создания широкополосных оптоволоконных систем. Данные лазеры обладают чрезвычайно широкой полосой модуляции, которая в малосигнальной области достигает 40 ГГц.

При исследовании КРС-лазеров чаще всего рассматривают лазер с одним квантовым слоем [2; 3]. Однако эффективность таких лазеров ниже из-за малого объема активного слоя. Для увеличения эффективности применяется многослойная квантовая структура, которой должна соответствовать более сложная математическая модель.

В данной работе представлены две модели: для лазера с одним квантовым слоем с учетом параметров безызлучательной рекомбинации для квантового слоя и зоны ограничения, а также расширенная модель для многослойного КРС-лазера. Динамическая модель КРС-лазеров состоит из трех и более дифференциальных уравнений, каждое из которых отражает динамику изменения количества носителей в каждом конкретном слое.

Рассмотрим сначала систему дифференциальных уравнений, применяющуюся при анализе лазеров с одним квантоворазмерным (КР) слоем. Такая система включает в себя четыре уравнения, которые следует записать с учетом дальнейшего ее распространения на многослойные КРС-лазеры. Поскольку для многослойного КРС-лазера зона ограничения (ЗО) должна быть разделена достаточно широкой областью, состоящей из КР-слоев и разделяющих их барьеров, то целесообразно для базовой однослойной модели отдельно записать области ограничения справа и слева от КР-слоя [4], а также учесть их взаимодействие. Тогда однослойную модель можно представить следующим образом:

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{\eta_i I}{qV_s} - \frac{N_1}{\tau_s} - \frac{N_1}{\tau_{ns}(N_1)} + \frac{N_1}{\tau_e} \left( \frac{V_w}{V_s} \right) + \xi \frac{N_1}{\tau_s}; \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_w}{dt} = & (1-\xi) \frac{N_1}{\tau_s} \frac{V_s}{V_w} + (1-\xi) \frac{N_2}{\tau_s} \frac{V_s}{V_w} - \\ & - \frac{2N_w}{\tau_e} - \frac{N_w}{\tau_n(N_w)} - \frac{\Gamma_w v_g g(N_1) S}{1 + \varepsilon \Gamma_w S}; \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{N_2}{\tau_s} - \frac{N_2}{\tau_{ns}(N_2)} + \frac{N_1}{\tau_e} \left( \frac{V_w}{V_s} \right) + \xi \frac{N_1}{\tau_s}; \quad (3)$$

$$\frac{dS}{dt} = \frac{\Gamma_w v_g g(N_1) S}{(1 + \varepsilon \Gamma_w S)} - \frac{S}{\tau_p} + \beta \frac{N_1}{\tau_n(N_1)}. \quad (4)$$

Здесь  $N_1, N_2, N_w$  — плотности носителей в ЗО, зоне вноса и в квантовом слое;  $S$  — плотность фотонов;  $I$  — сила тока инжекции;  $q$  — заряд электрона;  $V_s$  — объем ЗО;  $\tau_s$  — время пролета носителей через ЗО;  $\tau_e$  — время освобождения носителей заряда;  $\xi$  — коэффициент утечки;  $\Gamma_w$  — фактор оптического ограничения;  $g(N)$  — усиление, зависящее от плотности носителей;  $V_w$  — объем КР-слоя;  $\tau_p$  — время жизни фотона;  $\varepsilon$  — фактор нелинейности;  $\beta$  — фактор спонтанной эмиссии;  $\eta_i$  — внутренняя квантовая эффективность;  $v_g$  — групповая скорость;  $\tau_{ns}, \tau_n$  — рекомбинационное время жизни носителей в ЗО и квантовом слое,

$$\tau_{ns}(N) = (A_s + B_s N + C_s N^2)^{-1}; \quad \tau_n(N) = (A_w + B_w N + C_w N^2)^{-1},$$

где  $A_s, B_s, C_s, A_w, B_w, C_w$  — коэффициенты мономолекулярной, бимолекулярной и Оже-рекомбинаций в ЗО и КР-зоне соответственно.

Используем в качестве модели усиления линейную модель  $g(N) = g_0(N - N_0)$ , где  $N$  — плотность носителей в КР-зоне;  $N_0$  — пороговая плотность носителей;  $g_0$  — дифференциальный коэффициент усиления.

Модель (1) — (4) одно-слойного КРС-лазера можно расширить для лазеров с многослойной КР-структурой. Схематическое изображение переноса носителей представлено на рис. 1. Модель содержит  $M+3$  дифференциальных уравнений, где  $M$  —

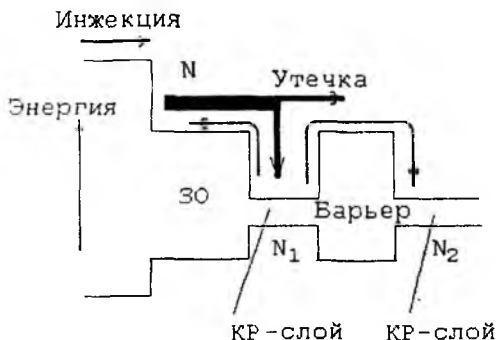


Рис. 1

количество КР-слоев в моделируемом лазере:

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{\eta I}{qV_S} - \frac{N_1}{\tau_s} - \frac{N_1}{\tau_{ns}(N_1)} + \frac{N_{w1} V_w}{\tau_e V_s} + \xi \frac{N_2}{\tau_s}; \quad (5)$$

$$\frac{dN_{w1}}{dt} = (1 - \xi) \frac{N_1 V_s}{\tau_s V_w} - \frac{N_{w1} - N_{w2}}{\tau_s} - \frac{N_{w1}}{\tau_e} - \frac{N_{w1}}{\tau_n(N_{w1})} - M\Gamma_w v_g \frac{g(N_{w1})}{1 + \epsilon\Gamma S} S; \quad (6)$$

$$\frac{dN_{wi}}{dt} = \frac{N_{wi-1} - N_{wi}}{\tau_c} - \frac{N_{wi} - N_{wi+1}}{\tau_c} - \frac{N_{wi}}{\tau_n(N_{wi})} - M\Gamma_w v_g \frac{g(N_i)}{1 + \epsilon\Gamma S} S; \quad (7)$$

$$\frac{dN_{wM}}{dt} = (1 - \xi) \frac{N_2 V_s}{\tau_s V_w} + \frac{N_{wM-1} - N_{wM}}{\tau_c} - \frac{N_{wM}}{\tau_e} - \frac{N_{wM}}{\tau_n(N_{wM})} - M\Gamma_w v_g \frac{g(N_{w1})}{1 + \epsilon\Gamma S} S; \quad (8)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{N_2}{\tau_s} - \frac{N_2}{\tau_{ns}(N_2)} + \frac{N_{wM} V_w}{\tau_e V_s} + \xi \frac{N_1}{\tau_s}; \quad (9)$$

$$\frac{dS}{dt} = \sum_{i=1}^M \frac{\Gamma_w v_g g (N_{wi}) S}{1 + \varepsilon \Gamma S} - \frac{S}{\tau_p} + \frac{\beta}{M} \sum_{i=1}^M \frac{N_{wi}}{\tau_n(N_{wi})}. \quad (10)$$

Здесь  $\Gamma$  — общий фактор оптического ограничения, который может быть рассчитан по формуле  $\Gamma = M \Gamma_w$ ;  $\tau_c$  — время пролета носителей через барьер;  $N_{wi}, N_{wM}$  — плотности носителей в  $i$ -м и последнем КР-слоях. Достоинствами модели (5) — (10) являются высокая скорость счета при реализации на ЭВМ и универсальность: модель пригодна для структур с любым количеством КР-слоев.

Модель (5) — (10) реализована с помощью математического пакета Matlab. Она позволила получить полный набор динамических характеристик. Из рис. 2 видно, что с возрастанием силы тока накачки уменьшаются время задержки и время релаксационных колебаний, а также увеличивается число фотонов. С увеличением числа КР-слоев уменьшается сила порогового тока: она составляет 8; 2; 1,2; 1,1 мА для одно-, двух-, трех- и четырехслойных КРС-лазеров соответственно.

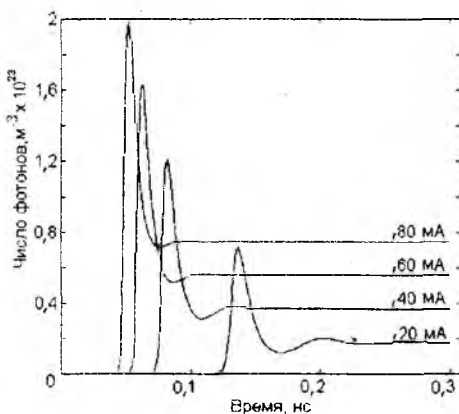


Рис. 2

Полученные алгоритмы включены в состав разрабатываемого пакета САПР моделирования полупроводниковых лазеров.

**Список литературы:** 1. *Физика полупроводниковых лазеров*: Пер. с яп. / Под ред. Х. Такумы. М.: Мир, 1989. 310 с. 2. McDonald D., O'Dowd R.F. Comparison of two- and free level rate equations in the modelling of quantum well lasers // *IEEE J. Quantum Electronics*. 1995. Vol. 31. P. 1927 — 1934. 3. Tessler N., Esenstein G. Modelling carrier dynamics and small-signal modulation response in quantum well lasers // *Optical and Quantum Electronics*. 1994. Vol. 26. P. 767 — 787. 4. *A time-domain model for high-speed quantum-well lasers including carrier transport effects* / L.V.T. Nguyen, A.J. Lowery, P.C.R. Gurney, D. Novak // *IEEE J. of sel. topics in quantum electronics*. 1995. Vol. 2. P. 494 — 502.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 30.07.97

## ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПОЛУЧЕНИЯ ВАКУУМНО-ПЛОТНЫХ СОЕДИНЕНИЙ ИЗДЕЛИЙ РАДИОЭЛЕКТРОННЫХ МОДУЛЕЙ ДИФфуЗИОННОЙ СВАРКОЙ В ВАКУУМЕ

Для вакуумно-плотного соединения изделий радиоэлектронных модулей (РЭМ), в том числе керамических толстопленочных плат с металлическими рамками, применяется пайка припоями ПСр15, ПСрОС 3-58 и др. Герметичность паяных соединений в основном соответствует требуемой ( $5 \cdot 10^{-5}$  л·мкм/с). Однако их стойкость к термическим воздействиям явно недостаточна из-за низких температур плавления припоев (ПСр 1,5 — 265 °С; ПСрОС 3-58 — 183 °С). В связи с этим необходимо изыскать новый способ получения вакуумно-плотных и термически стойких соединений керамических плат с металлическими рамками. Одним из перспективных является способ диффузионной сварки (ДС).

ДС — высокопроизводительный метод обработки изделий. Технологические процессы на его основе легко поддаются автоматизации. ДС позволяет соединять за один прием сотни и тысячи деталей, полученных штамповкой, прокаткой или прессованием в сложные узлы и конструкции при высоком коэффициенте использования материалов.

При ДС в вакууме не требуются дорогостоящие припои, электроды, флюсы, защитные газы; отпадает последующая механическая обработка, так как нет окалины и шлака, что исключает потерю металла; масса конструкции не увеличивается, что неизбежно при пайке, других видах сварки и склеивании; детали не коробятся, свойства металла в зоне соединения не изменяются; сварка производится при невысоких температурах и давлениях; повышается качество изделий и увеличивается срок их службы.

Существующие способы сварки условно делят на две группы: сварку плавлением и сварку давлением (без оплавления). ДС — разновидность сварки давлением — происходит за счет взаимной диффузии атомов соединяемых частей через поверхность стыка как в твердом, так иногда и в жидком состоянии (если применяется расплавляющийся промежуточный слой). Соединяемые поверхности после приложения сжимающего давления сближаются на расстояние действия межатомных сил. Если процесс диффузионного соединения протекает при наличии жидкой фазы, то решающую роль в формировании соединения играет давление сжатия, которое должно быть достаточным для выдавливания прослойки из зазора.

Сварку проводят в специальных сварочных установках. При ДС образование соединения обусловлено действием трех основных параметров, за которыми необходимо осуществлять тщательный контроль. Это — температура, давление, время сварки.

ДС обычно выполняется в вакууме 100 ... 1 мПа, но иногда в качестве среды используют бескислотную атмосферу инертного газа (сухой аргон либо гелий с точкой росы ниже  $-57^{\circ}\text{C}$ ), водород или различные газовые смеси.

Так как для успешного соединения необходим хороший поверхностный контакт соединяемых материалов, сопрягаемые поверхности должны быть достаточно гладкими и плотно прилегать друг к другу. Мягкие металлы, которые легко деформируются при небольших давлениях, требуют подготовки соединяемых поверхностей перед сваркой до шероховатости  $Rz = 80 \dots 40$  мкм. Это — алюминий, магний, олово, золото. Твердые материалы — твердые сплавы, тугоплавкие металлы, жаропрочные сплавы, инструментальные стали и неметаллические материалы — нуждаются в особом внимании к обработке соединяемых поверхностей. Поверхность твердых материалов должна быть обработана до шероховатости  $Rz = 2,5$  мкм и выше. Желательно использовать также мягкие промежуточные слои из пластинчатых материалов, легко поддающихся деформации.

Одно из наиболее важных преимуществ ДС — высокое качество сварных соединений. Это единственный известный способ, обеспечивающий металлическому и неметаллическому соединению сохранение основных свойств, присущих монолитным материалам. При правильно выбранном режиме (температуре, давлении и времени сварки) материал стыка и прилегающих к нему зон имеет прочность и пластичность, соответствующие свойствам материала во всем объеме. При сварке в вакууме поверхность деталей не только предохраняется от дальнейшего загрязнения, например окисления, но и очищается в результате процессов диссоциации, возгонки или растворения оксидов и диффузии их в глубь материала. В результате этого в стыке отсутствуют непровары, поры, оксидные включения, трещины — холодные и горячие поры, выгорание легирующих элементов, коробление и т.п. В деталях, изготовленных ДС, обычно наблюдается постоянство таких качеств соединений как временное сопротивление разрыву, угол загиба, ударная вязкость, вакуумная плотность. Полученные соединения по прочности, пластичности, плотности, коррозионной стойкости отвечают требованиям, предъявляемым к различным ответственным конструкциям.

Основные параметры ДС — температура, давление, вакуум и время сварки — легко программируются. Как правило, все оборудование для ДС представляет собой полуавтоматы с минимальным использованием ручного труда, либо автоматы, работа которых протекает практически без участия человека. Высокая степень механизации и автоматизации установок для ДС в сочетании с гигиеничностью процесса существенно облегчают процесс труда по сравнению с традиционными видами сварки.

Возможность применения ДС до последнего времени ограничивалась низким коэффициентом использования рабочего объема камеры периодического действия. Для преодоления этого недостатка разработаны новые установки для ДС изделий — многокамерные (роторного типа), непрерывного действия с шлюзованием изделий, со специальными загрузочными бункерами.

Гигиеничность обусловлена отсутствием ультрафиолетового излучения, вредных газовых выделений, горячих брызг металла и металлодисперсной пыли [1].

При диффузном соединении материалов с различными механическими и физико-химическими свойствами для получения качественного соединения целесообразно в месте контакта между ними вводить промежуточный слой из другого материала. Научно обоснованное и технологически целесообразное использование промежуточных прокладок при ДС в вакууме (ДСВ) чрезвычайно расширяет возможности и область применения этого способа. В зависимости от соединяемой композиции промежуточная прокладка (слой) может выполнять несколько функций. При соединении разнородных материалов с различными термическими коэффициентами линейного расширения (ТКЛР) в процессе остывания деталей в зоне стыка возникают остаточные напряжения — тем большие, чем значительнее разница ТКЛР. В этом случае применяют прокладки из материалов, имеющих промежуточный ТКЛР и высокие пластические свойства, что способствует релаксации возникающих напряжений. Хорошие результаты могли бы дать вставки, состоящие из слоев материалов с плавным изменением ТКЛР по высоте пакета. В настоящее время разработан способ получения многослойных пакетов с помощью ДСВ.

При соединении многокомпонентных материалов, взаимно нерастворимых в твердом состоянии, целесообразно вводить прокладки, облегчающие развитие процессов диффузионного объемного взаимодействия в месте их контакта. Как правило, основным требованием к таким прокладкам является способность к образованию твердых растворов с обоими соединительными материалами. Барьерные прокладки вводятся с целью ограничить или вообще исключить развитие объемного воздействия материалов, склонных к образованию интерметаллидов и других хрупких фаз. Для барьерных прокладок предпочтительно выбирать материалы, у которых скорость диффузии в соединяемые материалы выше, чем встречные потоки диффузии в прокладку. Это позволяет при высокотемпературном нагреве соединения более длительное время сохранять буферные свойства прокладок. Прокладки могут применяться и при соединении материалов, в зоне контакта которых хрупкие слои не образуются. В этом случае они необходимы для ускорения развития фактического контакта поверхностей, образования металлических связей и интенсификации диффузионных про-

цессов. Достаточно эффективно применение промежуточных прокладок в соединениях, для которых недопустима остаточная микропластическая деформация.

Возможности описанного способа соединения практически не ограничены. Однако на практике необходимо создать оптимальные условия для реализации качественного диффузионного соединения [1].

ДС керамики с металлом применяют в основном для торцовых спаев. Процесс осуществляется следующим образом. Свариваемые детали в местах сварки подвергают механической обработке. Металлические детали обрабатывают до получения параметра шероховатости  $Rz = 1,6$  мкм. Затем детали отжигают в вакууме 13 МПа (медь, ковар, железоникелевый сплав 42Н — в сухом водороде). Для очистки поверхности металлокерамические детали подвергают травлению, а во время сварки обезжиривают ацетоном или спиртом. Поверхности керамических деталей в местах сварки обязательно шлифуют [3].

После подготовки свариваемых поверхностей собранные металлокерамические узлы помещают в рабочую камеру, где их нагревают до 750...1300 °С. По достижении заданной температуры узлы подвергают сжатию так, чтобы удельная нагрузка составляла 4,90...19,6 МПа. Время выдержки под нагрузкой в зависимости от соединения материалов изменяется в пределах 2...60 мин, после чего температура снижается, а при 200...250 °С нагрузка снимается. Характеристики материалов, применяемых для получения вакуумно-плотных соединений способом ДСВ, содержится в таблице, составленной на основе данных [3].

Характеристики	Титан BT-1	Ковар 29 НК	АМц	Керамика
Коэффициент термического линейного расширения (КТЛР) $\alpha \cdot 10^6, 1/^\circ\text{C}$	9,7	4,5... 5,2	23...25	7,5 ... 5
Относительное удлинение, %	25	—	5	—
Предел прочности, МПа: при растяжении	380... 500	—	80	—
при статическом изгибе	—	—	—	32000
Температура плавления, °С	1720	—	750	—

Параметрами, определяющими процесс сварки, являются температура нагрева изделий, давление, время сварки и среда, в которой производят сварку.

Процесс сварки необходимо начинать при установившихся значениях параметров режимов сварки. Именно на данной стадии происходят основные процессы, влияющие на качество сварного соединения. Целесообраз-

но в процессе сварки вести регистрацию всех параметров режима, что особенно важно при отработке и проверке режима сварки.

Соединения керамики с металлом, выполненные ДС, обладают заметными преимуществами по сравнению с соединениями, выполненными пайкой. В частности, достигаются:

- более высокая рабочая температура металлокерамических узлов;
- способность выдерживать многократные нагревы в вакууме без потери вакуумной плотности (более 15 термоударов) в цикле  $20 \rightarrow 600 \rightarrow 20 \text{ } ^\circ\text{C}$ ;
- большая прочность соединений (примерно в 1,5 раза выше прочности паяных соединений);
- более высокие изоляционные свойства узлов [2].

Работоспособность сварных конструкций определяется формой дефектов. Наиболее характерными дефектами при ДС являются непровары, трещины, чрезмерная объемная деформация, слипание, смещение.

Причины непроваров:

- неправильная конструкция сварных деталей;
- непродуманная установка деталей в сварочной камере;
- неправильная конструкция сборочного приспособления;
- некачественная подготовка свариваемых поверхностей;
- нарушение режима сварки, т.е. отклонения от требуемых температуры нагрева, сжимающего усилия, времени сварки, состава газовой среды сварочной камеры.

Макро- и микротрещины приводят к попаданию внутрь зоны соединений загрязнений, к появлению разрушающих напряжений и распространению трещин. Трещины вызываются:

- чрезмерными скоростями нагрева и охлаждения, сжимающими усилиями и температурами нагрева;
- неправильной конструкцией свариваемых деталей;
- неправильной конфигурацией свариваемых поверхностей;
- резким различием коэффициентов теплового расширения соединяемых материалов.

Остаточная деформация обуславливается значительным усилием сжатия, при котором превышает предел текучести свариваемых материалов.

Слипание проявляется при соединении деталей без достаточно глубокого взаимного проникновения свариваемых металлов и возможно в результате грубых отклонений от режима сварки.

Смещение возникает из-за неправильной конструкции сборочного приспособления или неточной установки свариваемых деталей в этом приспособлении.

Одни и те же причины могут вызывать различные по характеру дефекты, и возможно появление сразу нескольких видов дефектов. При этом существенно снижаются качество соединения и сварного изделия в целом. К каждому изделию предъявляется ряд эксплуатационных требований в отношении качества сварного соединения, и наличия небольших дефектов в общем случае недостаточно для забраковки изделия. Вместе с тем выявление даже минимальных дефектов соединения даст возможность более качественно обрабатывать режим сварки [1].

Таким образом, накопленный опыт позволяет утверждать:

1. При ДС получаются вакуумно-плотные соединения более термически стойкие, чем при пайке.
2. Для ДС необходимо лишь время для обеспечения плотного контакта и определенной степени развития процессов диффузии.
3. Наиболее приемлемо соединение посредством ДС материалов (однородных и разнородных) с близкими коэффициентами термического линейного расширения.
4. Соединения после ДС получаются неразъемные с очень высокой вибрационной стойкостью.
5. При ДС не наблюдаются загрязнение атмосферы и излучение.
6. Можно совмещать ДС с термической обработкой соединяемых деталей.

Список литературы: 1. *Казаков Н.Ф.* Диффузионная сварка материалов. М.: Машиностроение, 1981. 332 с. 2. *Конюшков Г.В., Копылов Ю.Н.* Диффузионная сварка в электронике. М.: Энергия, 1974. 167 с. 3. *Кудрявцев И.В.* Материалы в машиностроении: В 3 т. М.: Машиностроение, 1967. Т.1. 274 с.

*Харьковский научно-исследовательский  
технологический институт приборостроения*

*Поступила в редколлегию 18.11.98*



Яков Соломонович Шифрин.

Доктор технических наук. Соросовский профессор. Заслуженный деятель науки и техники Украины. Лауреат премии им. А.С. Попова за работы в области статистической теории антенн, внесшие фундаментальный вклад в теорию и технику антенн.

Лауреат конкурса Министерства образования СССР на лучшую научную работу (1988 г.). Автор книги "Антенны" — учебника ряда вузов СНГ. Почетный академик Академии наук прикладной радиоэлектроники, член редколлегий четырех научных периодических изданий, включая всеукраинский научно-технический сборник "Радиотехника".

С 1956 по 1980 г. — начальник кафедры в Военно-инженерной радиотехнической академии им. Л.А. Говорова.

С 1991 по 1996 г. — зав. кафедрой технической электродинамики и антенн (ТЭА) ХТУРЭ. Автор 10 монографий и более чем 250 научных работ. Подготовил 11 докторов наук, свыше 40 кандидатов наук. Организатор, член программных комитетов и приглашенный докладчик многих международных конференций, проходивших в Украине, России, Японии, США, Великобритании, ФРГ, Хорватии, Франции, Польше, Турции, Израиле. С 1996 г. — Senior Member Международного общества инженеров по электронике и радиоэлектронике (IEEE).

В ноябре 1998 г. присуждено почетное звание IEEE Fellow за фундаментальный вклад в теорию и технологию антенн.

Президент IEEE Джозеф Бордонна (Joseph Bordogna) в письме от 23.11.98 сообщил:

Dear Prof. Shifrin:

Recognizing the achievements of its members is an important part of the mission of the IEEE. Each year, following a rigorous evaluation procedure, the IEEE Fellow Committee recommends a select group of recipients for one of the Institute's most prestigious

honors, election to IEEE Fellow. Less than one in a thousand members of the IEEE will receive this honor in 1999.

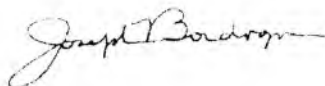
It is my great pleasure therefore, to inform you that the Board of Directors, at its meeting on 15 November 1998, elected you a Fellow of The Institute of Electrical and Electronics Engineers, effective 1 January 1999, with the following citation:

«For fundamental contributions to antenna theory and technology».

The enclosed IEEE Fellow pin may be worn by you as of 1 January 1999. It is a visible recognition of your election to the highest grade of membership in the IEEE.

Congratulations on this most important achievement.

Sincerely,

A handwritten signature in cursive script, reading "Joseph Bordogna".

Joseph Bordogna  
IEEE President

Сокращения названий периодических изданий  
в пристатейных списках литературы

ЖТФ — Журн. техн. физики

IEEE — Inst. of Electrical and Electronics Eng.

IRE — Inst. of Radio Eng.

## СОДЕРЖАНИЕ

<i>Лучанинов А.И., Шокало В.М., Коновальцев А.А.</i> Численные исследования параметров приемно-выпрямительных элементов крупноапертурных ректенн .....	3
<i>Лихограй В.Г.</i> Оптимизация системы передачи энергии, состоящей из двух круглых апертурных антенн, при флуктуациях возбуждающего поля передающей антенны .....	12
<i>Олейников В.Н., Соляник О.А., Карабанов А.Г.</i> Низкопотенциальная атмосферная РЛС вертикального зондирования .....	24
<i>Бондарь Б.Г., Кащеев Б.Л.</i> Резонансная антенна для метеорной связи .....	28
<i>Воргуль А.В.</i> Определение плотности потока метеорных тел по небесной сфере методом имитационного моделирования .....	31
<i>Воргуль А.В.</i> Определение двумерной функции по малой выборке методом компьютерной томографии .....	37
<i>Максимова Н.Г.</i> Современное состояние дистанционного зондирования атмосферного пограничного слоя с поверхности Земли (методы исследования, наиболее важные результаты) ...	43
<i>Корецкий Э.А.</i> Модель авторегрессии одномодовых и двумодовых стационарных случайных процессов .....	59
<i>Агафонов Ю.Н., Антюфеев В.И., Быков В.Н., Кубата В.Г.</i> Адаптивный компенсатор помех в приемниках широкополосных сигналов .....	64
<i>Марчук Л.А., Титаренко Л.А., Ефимов А.В.</i> Синтез алгоритмов с обратной связью для адаптивного пространственного разделения сигналов и помех .....	68
<i>Блинова Н.К., Жиронкина А.В., Яцук Л.П.</i> Поляризационные свойства и энергетические параметры системы Х-образных щелей в прямоугольном волноводе с произвольной нагрузкой на конце .....	72
<i>Нікітенко О.М.</i> Іонні коливання в приладах зі схрещеними полями .....	84
<i>Панченко А.Ю., Гордиенко Ю.Е., Фар Р.С.</i> Приближение заданного поля в задачах определения характеристик резонаторных СВЧ-датчиков апертурного типа .....	93

<i>Сухоиванов И.А., Лысак В.В., Мартыненко С.О.</i> Численная модель многослойных КРС-лазеров .....	104
<i>Котух В.Г.</i> Технологические основы получения вакуумно-плотных соединений изделий радиоэлектронных модулей диффузионной сваркой в вакууме .....	108
<i>Поздравление Я.С. Шифрину</i> .....	114
Сокращения названий периодических изданий в пристатейных списках литературы .....	116

## CONTENTS

<i>Luchaninov A.I., Shokalo V.M., Konovaltsev A.A.</i> Numerical researches of large aperture rectenna receiving-rectifying elements parameters .....	3
<i>Lykhograi V.G.</i> Optimization of a power transmission system consisting of two round aperture antennas with fluctuations of the transmitting antenna exciting field .....	12
<i>Oleynikov V.N., Solyanik O.A., Karabanov A.G.</i> Low-potential atmospheric vertical sounding radar .....	24
<i>Bondar B.G., Kashcheev B.L.</i> The resonans antenna for meteor-burst communication .....	28
<i>Vorgul A.V.</i> Estimation of stream density of meteor bodies on the celestial sphere by the simulation modeling method .....	31
<i>Vorgul A.V.</i> Definition of two-dimensional function by a small sample with the simulation modeling method .....	37
<i>Maksimova N.G.</i> State-of-the-art of ground based remote sounding the atmospheric boundary layer (ABL) (methods of investigation, the most important results) .....	43
<i>Koretskiy E.A.</i> Autoregression model of one-mode and two-mode stochastic stationary processes .....	59
<i>Agafonov Y.N., Antyufeev V.I., Bykov V.N., Kubata V.G.</i> Jamming adaptive compensator in broad-band signal receivers .....	64
<i>Marchuk L.A., Titarenko L.A., Yefimov A.V.</i> Synthesis of algorithms with feed-back for adaptive spatial separation of signals and interferences .....	68
<i>Blinova N.K., Zhironkina A.V., Yatsuk L.P.</i> Polarization properties and energetic parameters of X-like slot systems with an arbitrary end loading .....	72
<i>Nikitenko O.M.</i> Ion oscillations in crossed-field devices .....	84
<i>Panchenko A.Yu., Gordienko Yu.E., Far R.C.</i> Present field approximation in the problems of determining characteristics of the aperture type resonant microwave transducers .....	93
<i>Sukhoivanov I.A., Lysak V.V., Martynenko S.O.</i> Numerical model for MQW-lasers .....	104
<i>Kotukh V.G.</i> Technological basis of producing vacuum-tight joints of items in radio electronic modules by diffusion welding in vacuum .....	108
<i>Congratulation for J.S. Shifrin</i> .....	114
Abbreviations of periodicals titles in references .....	116

ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ

**РАДІОТЕХНІКА**

Випуск 107

Російською мовою

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

**РАДИОТЕХНИКА**

Выпуск 107

Редактор *Г.О. Романець*

Виконавці комп'ютерної верстки: *Л.Д. Васильченко, О.Б. Ісаєва,  
О.А. Дрокін*

Підписано до друку з оригіналу-макета 20.10.98. Формат 60×84/16.  
Папір офсет. Друк офсет. Умов. друк. арк. 7,8. Умов. фарбо-відб. 8,05.  
Обл.-вид. арк. 7,0. Тираж 300 пр. Зам. № 21 . Ціна договір.

Харківський державний технічний університет радіоелектроніки (ХТУРЕ).

Україна, 310726 Харків, просп. Леніна, 14.

Оригінал-макет підготовлено і збірник надруковано у видавництві ХТУРЕ.

Україна, 310726 Харків, просп. Леніна, 14.

УДК 662.396.67:621.314.6

**Численные исследования параметров приемно-выпрямительных элементов крупноапертурных ректенн** / А.И. Лучанинов, В.М. Шокало, А.А. Коновальцев // Радиотехника. Всеукр. міжвед. науч.-техн. зб. 1998. Вип. 107. С. 3 — 11.

Приведены результаты численных исследований энергетических характеристик приемно-выпрямительных элементов (ПВЭ) в составе крупноапертурных ректенных решеток, возбуждаемых равноамплитудно. Представлены зависимости характеристик ПВЭ как элемента бесконечной периодической антенной решетки с нелинейными элементами от параметров решетки. Описано влияние степени нелинейности характеристик диодов Шоттки на параметры ПВЭ. Даны сравнительные оценки параметров ПВЭ на современных диодах Шоттки. Предложены практические рекомендации по построению ПВЭ.

Табл. 4. Ил. 4. Библиогр.: 6 назв.

УДК 662.396.67:621.314.6

**Чисельні дослідження параметрів приймально-випрямних елементів великоапертурних ректен** / А.І. Лучанинов, В.М. Шокало, А.О. Коновальцев // Радиотехника. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 107. С. 3 — 11.

Наведено результати чисельних досліджень енергетичних характеристик приймально-випрямних елементів (ПВЕ) у складі великоапертурних ректенних решіток, збуджуваних рівноамплітудно. Показано залежності характеристик ПВЕ як елемента нескінченної періодичної антенної решітки з нелінійними елементами від параметрів решітки. Описано вплив ступеня нелінійності характеристик діодів Шоттки на параметри ПВЕ. Подано порівняльні оцінки параметрів ПВЕ на сучасних діодах Шоттки. Запропоновано практичні рекомендації щодо побудови ПВЕ.

Табл. 4. Іл. 4. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 662.396.67:621.314.6

**Numerical researches of large aperture rectenna receiving-rectifying elements parameters** / A.I. Luchaninov, V.M. Shokalo, A.A. Konovaltsev // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 107. P. 3 — 11.

The results of numerical researches of power characteristics of receiving-rectifying elements (RRE), being a part of large aperture rectenna arrays equal-amplitude excited, are presented. The dependence of the characteristics of RRE as an element of an infinite periodic antenna array with non-linear elements on the parameters of the array is investigated numerically. The influence of Schottky diodes characteristics non-linearity degree on the RRE parameters is described. The comparative evaluation of the RRE parameters with modern Schottky diodes is outlined. The practical recommendations for RRE construction are offered.

4 tab. 4 fig. Ref.: 6 items.

**Оптимизация системы передачи энергии, состоящей из двух круглых апертурных антенн, при флуктуациях возбуждающего поля передающей антенны / В.Г. Лихограй // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 107. С. 12 — 23.**

Описана оптимизация амплитудно-фазового распределения передающей антенны по критерию максимума среднего КПД для системы передачи энергии с оконечным устройством в виде направленной антенны. Показано, что оптимальное распределение поля возбуждения передающей антенны при определенных значениях флуктуаций амплитуды и фазы обуславливает вид амплитудного распределения поля приемной антенны, при котором обеспечивается максимальный средний КПД. Сопоставлены условия работы систем передачи энергии с разными приемными антеннами в целях достижения высшей эффективности.

Ил. 7. Библиогр.: 12 назв.

**Оптимізація системи передавання енергії, яка складається з двох круглих апертурних антен, за наявності флуктуацій збуджуючого поля передавальної антени / В.Г. Лихограй // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вып. 107. С. 12 — 23.**

Описано оптимізацію амплітудно-фазового розподілу передавальної антени за критерієм максимуму середнього ККД для системи передавання енергії з кінцевим пристроєм у вигляді спрямованої антени. Доведено, що оптимальний розподіл поля збудження передавальної антени за певних значень флуктуацій амплітуди і фази зумовлює вигляд амплітудного розподілу поля приймальної антени, при якому забезпечується максимальний середній ККД. Зіставлено умови роботи систем передавання енергії з різними приймальними антенами з метою одержання найвищої ефективності.

Іл. 7. Бібліогр.: 12 назв.

**Optimization of a power transmission system consisting of two round aperture antennas with fluctuations of the transmitting antenna exciting field / V.G. Lykhograi // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 107. P. 12 — 23.**

Optimization of the transmitting antenna amplitude and phase distributions over the efficiency mean maximum criterion for a power transmission system with the terminal in the form of the directional antenna is described. It is shown that the optimum distribution of the transmitting antenna exciting field with the known values of amplitude and phase fluctuations determines a type of the receiving antenna field amplitude distribution offering the maximum mean efficiency. The operating conditions of the power transmission systems with different terminal antennas are compared in an effort to gain the highest efficiency.

7 fig. Ref.: 12 items.

**Низкопотенциальная атмосферная РЛС вертикального зондирования** / В.Н. Олейников, О.А. Соляник, А.Г. Карабанов // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 107. С. 24 — 27.

Описаны структура и основные параметры низкопотенциальной РЛС вертикального зондирования атмосферы дециметрового диапазона. Рассмотрены результаты экспериментальных сеансов зондирования, представленные в виде висотно-временных полей доплеровских вариаций отраженного сигнала. Проанализированы особенности данных, полученных при ясном небе и во время ливневых осадков — при прохождении грозового облака через точку наблюдения. Показана необходимость учета вертикальной составляющей скорости атмосферных движений при измерениях горизонтальных скоростей в случае наличия осадков.

Ил. 2. Библиогр.: 2 назв.

**Низькопотенціална РЛС вертикального зондування** / В.Н. Олейников, О.А. Соляник, А.Г. Карабанов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 107. С. 24 — 27.

Описано структуру та основні параметри низькопотенціальної РЛС вертикального зондування атмосфери дециметрового діапазону. Розглянуто результати експериментальних сеансів зондування, які подано у вигляді висотно-часових полів доплерівських варіацій відбитого сигналу. Проаналізовано особливості даних, що отримано за умов ясного неба і під час зливових опадів — при проходженні грозової хмари через точку спостереження. Доведено необхідність урахування вертикальної складової швидкості атмосферних рухів під час вимірювань горизонтальних швидкостей у разі наявності опадів.

Іл. 2. Бібліогр.: 2 назви.

**Low-potential atmospheric vertical sounding radar** / V.N. Oleynikov, O.A. Solyanik, A.G. Karabanov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 107. P. 24 — 27.

The structure and main parameters of the low-potential vertical sounding radar in UHF-band are outlined. The experimental sounding sessions results presented as altitude-temporal fields of the reflected signal Doppler variations are considered. The peculiarities of the data obtained both in conditions of clear sky and showers, when the thunder cloud passed through the observation point, are analyzed. The necessity to include the vertical component of atmospheric motions velocity when measuring the horizontal velocities, if precipitations occurs, is shown.

2 fig. Ref.: 2 items.

УДК 621.371

**Резонансная антенна для метеорной связи / Б.Г. Бондарь, Б.Л. Кащеев // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 107. С. 28 — 30.**

На основании анализа параметров радиометеорного канала связи обоснована возможность использования в нем относительно узкополосного антенного устройства. Приведены параметры разработанной резонансной антенны в виде двух укороченных рамочных вибраторов.

Ил. 2. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.371

**Резонансна антена для метеорного зв'язку / Б.Г. Бондар, Б.Л. Кащеев // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 107. С. 28 — 30.**

На базі аналізу параметрів радіометеорного каналу зв'язку обґрунтовано можливість використання в ньому відносно вузькосмугового антенного пристрою. Наведено параметри розробленої резонансної антени у вигляді двох укорочених рамочних вібраторів.

Іл. 2. Бібліогр.: 2 назви.

UDC 621. 371

**The resonans antenna for meteor-burst communication / B.G. Bondar, B.L. Kashcheev // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 107. P. 28 — 30.**

The possibility to use a relatively narrow-band antenna device in the radio-meteor communication channel is substantiated on the basis of this channel parameters analysis. The parameters of the developed resonant antenna in the form of two shortened loop antennas are shown.

2 fig. Ref.: 2 items.

УДК 521.75

**Определение плотности потока метеорных тел по небесной сфере методом имитационного моделирования / А.В. Воргуль // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 107. С. 31— 36.**

Рассмотрена задача интерпретации данных, полученных в результате косвенных измерений. Описано решение плохо обусловленной системы линейных уравнений с большим числом неизвестных. Приведены результаты моделирования, включая прогноз суточного хода коэффициента заполнения метеорного канала.

Ил. 3. Библиогр.: 6 назв.

УДК 521.75

**Визначення густини потоку метеорних тіл по небесній сфері методом імітаційного моделювання / О.В. Воргуль // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 107. С. 31 — 36.**

Розглянуто задачу інтерпретації даних, що одержані під час посередніх вимірювань. Описано розв'язання недообумовленої системи лінійних рівнянь з великою кількістю невідомих. Наведено результати моделювання, включаючи прогноз добового змінювання коефіцієнта заповнення метеорного каналу.

Ил. 3. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 521.75

**Estimation of stream density of meteor bodies on the celestial sphere by the simulation modeling method / A.V. Vorgul // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 107. P. 31 — 36.**

The problem of interpreting the data obtained in consequence of indirect measurements is considered. Solution of improperly stipulated system of linear equations in numerous unknowns is described. Simulation results including prediction of the diurnal variation in the meteor channel filling coefficient are presented.

3 fig. Ref.: 6 items.

УДК 519.85

**Определение двумерной функции по малой выборке методом компьютерной томографии** / А.В. Воргуль // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 107. С. 37 — 42.

Изложен метод восстановления двумерной функции по выборке малого объема. Этот метод по сравнению с аналогичными позволяет достичь большей значимости. Описан алгоритм с адаптивной процедурой выбора параметра регуляризации.

Ил. 4. Библиогр.: 7 назв.

УДК 519.85

**Визначення двовимірної функції за вибіркою малого об'єму методом комп'ютерної томографії** / О.В. Воргуль // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 107. С. 37 — 42.

Викладено метод відновлення двовимірної функції за вибіркою малого об'єму. Цей метод порівняно з аналогічними дозволяє досягти більшої значущості. Описано алгоритм із адаптивною процедурою вибору параметра регуляризації.

Іл. 4. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 519.85

**Definition of two-dimensional function by a small sample with the simulation modeling method** / A.V. Vorgul // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 107. P. 37 — 42.

Method of two-dimensional function restoration by a small sample is outlined. This method makes it possible to achieve more significance as compared to the similar ones. The algorithm with an adaptive procedure of regularization parameter selection is described.

4 fig. Ref.: 7 items.

УДК 551.510.522:551.396

**Современное состояние дистанционного зондирования атмосферного пограничного слоя с поверхности Земли (методы исследования, наиболее важные результаты) / Н.Г. Максимова // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 107. С. 43 — 57.**

Дан обзор основных дистанционных неконтактных методов исследования атмосферного пограничного слоя (АПС) с поверхности Земли и наиболее важных результатов, достигнутых в этой области. Основное внимание уделено радио- и акустическим методам зондирования АПС.

Библиогр.: 62 назв.

УДК 551.510.522:551.396

**Сучасний стан дистанційного зондування атмосферного пограничного шару з поверхні Землі (методи дослідження, найважливіші результати) / Н.Г. Максимова // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 107. С. 43 — 57.**

Подано огляд основних дистанційних неконтактних методів дослідження атмосферного пограничного шару (АПШ) з поверхні Землі та найважливіших результатів, досягнутих у цій галузі. Основну увагу приділено радіо- та акустичним методам зондування АПШ.

Бібліогр.: 62 назви.

UDC 551.510.522:551.396

**State-of-the-art of ground based remote sounding the atmospheric boundary layer (ABL) (methods of investigation, the most important results) / N.G. Maksimova // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 107. P. 43 — 57.**

The major remote non-contact ground-based methods of the atmospheric boundary layer (ABL) research as well as the most important results achieved by now in this field are reviewed in the paper. The main attention is paid to radio and acoustic methods of ABL sounding.

Ref.: 62 items.

УДК 519.216:551.5

**Модель авторегрессии одномодовых и двумодовых стационарных случайных процессов** / Э.А. Корецкий // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 107. С. 59 — 63.

Предложены модели авторегрессии второго и четвертого порядков для формирования случайных стационарных процессов из заданными параметрами энергетического спектра. Представлены аналитические соотношения, связывающие коэффициенты авторегрессии с параметрами спектральной плотности мощности. Приведены результаты моделирования на ПЭВМ.

Ил. 2. Библиогр.: 2 назв.

УДК 519.216:551.5

**Модель авторегресії одномодових та двомодових випадкових стаціонарних процесів** / Е.А. Корецький // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 107. С. 59 — 63.

Запропоновано моделі авторегресії другого та четвертого порядків для формування випадкових стаціонарних процесів із заданими параметрами енергетичного спектра. Подано аналітичні залежності, які пов'язують коефіцієнти авторегресії з параметрами спектральної густини потужності. Наведено результати моделювання на ПЕОМ.

Ил. 2. Бібліогр.: 2 назви.

UDC 519.216:551.5

**Autoregression model of one-mode and two-mode stochastic stationary processes** / E.A. Koretskiy // Radiotekhnika All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 107. P. 59 — 63.

The second and fourth order autoregression models for the stochastic stationary formation processes with the defined parameters of power spectrum are offered. Analytical relations connecting autoregression coefficients with parameters of power spectral density are outlined. The results of computer simulation are given.

2 fig. Ref.: 2 items.

**Адаптивный компенсатор помех в приемниках широкополосных сигналов** / Ю.Н. Агафонов, В.И. Антюфеев, В.Н. Быков, В.Г. Кубата // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып 107. С. 64 — 67.

Предложено выражение для выигрыша в отношении сигнал-помеха на выходе адаптивного компенсатора узкополосных помех, включающего в себя делитель мощности, линию задержки и сумматор. Показано, что в общем случае оптимальный относительно указанного выигрыша коэффициент разветвления мощностей сигналов основного и компенсационного каналов зависит от соотношения ширин спектров помехи и сигнала, а при узкополосной помехе оптимальный коэффициент близок к 0,5.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

**Адаптивний компенсатор завад у приймачах широкосмугових сигналів** / Ю.М. Агафонов, В.І. Антюфеев, В.Н. Биков, В.Г. Кубата // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 107. С. 64 — 67.

Запропоновано вираз для виграну у відношенні сигнал-завада на виході адаптивного компенсатора вузькосмугових завад, який містить подільник потужності, лінію затримки та суматор. Доведено, що в загальному випадку оптимальний щодо означеного виграну коефіцієнт розподілу потужностей сигналів основного і компенсаційного каналів залежить від співвідношення ширин спектрів завади й сигналу, а під час дії вузькосмугової завади оптимальний коефіцієнт наближається до 0,5.

Ил. 1. Бібліогр.: 2 назви.

**Jamming adaptive compensator in broad-band signal receivers** / Y.N. Agafonov, V.I. Antyufeev, V.N. Bykov, V.G. Kubata // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 107. P. 64 — 67.

An expression for gain in the signal-jamming ratio at the output of narrow-band jamming adaptive compensator, based on the power-divider, delay line and adder is offered. It is shown that generally the coefficient of the signals splitting power of the main and compensation channels, optimal relative to the above gain, depends on the spectrum width of jamming-to- signal ratio, and in the case of narrow-band jamming the optimal coefficient is close to 0,5.

1 fig. Ref.: 2 items.

УДК 621.396.2

**Синтез алгоритмов с обратной связью для адаптивного пространственного разделения сигналов и помех** / Л.А. Марчук, Л.А. Титаренко, А.В. Ефимов // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 107. С. 68 — 71.

Рассмотрены алгоритмы адаптивного пространственного разделения сигналов и помех для антенных решеток с  $N$  входами и  $L$  ( $L < N$ ) выходами, которые позволяют разделить направления прихода всех входных сигналов и максимально выделить необходимый. Введение обратной связи дает возможность существенно снизить требования к точности определения направления прихода сигнала.

Ил. 3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.2

**Синтез алгоритмів із зворотним зв'язком для адаптивного просторового розділення сигналів і завад** / Л.А. Марчук, Л.О. Титаренко, А.В. Єфімов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 107. С. 68 — 71.

Розглянуто алгоритми адаптивного просторового розділення сигналів і завад для антенних решіток із  $N$  входами та  $L$  ( $L < N$ ) виходами, які дозволяють розділити напрямки приходу всіх вхідних сигналів та максимально виділити необхідний. Введення зворотного зв'язку дає можливість суттєво знизити вимоги до точності визначення напрямку приходу сигналу.

Іл. 3. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.396.2

**Synthesis of algorithms with feed-back for adaptive spatial separation of signals and interferences** / L.A. Marchuk, L.A. Titarenko, A.V. Yefimov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 107. С. 68 — 71.

The algorithms of adaptive spatial separation of signals and interferences for antenna arrays with  $N$  number of inputs and  $L$  ( $L < N$ ) number of outputs are considered. The algorithms allow to separate the directions of arrival of all input signals and to specify more precisely the necessary one. The introduction of a feed-back allows to lower essentially the requirements to accuracy of definition of the signal arrival direction.

3 fig. Ref.: 3 items.

**Поляризаційні властивості та енергетичні параметри системи Х-подібних щілин у прямокутному хвилеводі з довільним навантаженням на кінці** / Н.К. Блинова, А.В. Жиронкіна, Л.П. Яцук // Радіотехніка. Всеукр. міжвед. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 107. С. 72 — 83.

Розглянуто систему Х-подібних щілин у широкій стінці прямокутного хвилеводу з довільним навантаженням на кінці. Оцінено напруги на щілинах з урахуванням взаємодії щілин за внутрішнім і зовнішнім простором, товщини стінки хвилеводу та довільного навантаження на його кінці. Проаналізовано коефіцієнт еліптичності поля, коефіцієнт стоячої хвилі та коефіцієнт випромінювання. Доведено, що за допомогою відбиваючого навантаження можна одержати близький до одиниці коефіцієнт еліптичності при хорошому согласуванні і високій ефективності випромінювання антени.

Табл. 1. Ил. 3. Библиогр.: 10 назв.

**Polarization properties and energetic parameters of X-like slot systems with an arbitrary end loading** / N.K. Blimova, A.V. Zhironkina, L.P. Yatsuk // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 107. P. 72 — 83.

The system of X-like slots in a broad wall of a rectangular waveguide with an arbitrary loading at the end is considered. The voltages on slots are found taking into account slots mutual coupling over inner and outer space, waveguide walls thickness and arbitrary end loading. The axis coefficient of elliptically polarized field radiated from slot system, input standing wave and radiation coefficients are analyzed. It is shown that with the help of end loading it is possible to attain the near circular polarization of the field radiated, good matching and high efficiency of the radiating antenna.

Tabl. 1. Il. 3. Bibliogr.: 10 nazv.

**Polarization properties and energetic parameters of X-like slot systems with an arbitrary end loading** / N.K. Blimova, A.V. Zhironkina, L.P. Yatsuk // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 107. P. 72 — 83.

The system of X-like slots in a broad wall of a rectangular waveguide with an arbitrary loading at the end is considered. The voltages on slots are found taking into account slots mutual coupling over inner and outer space, waveguide walls thickness and arbitrary end loading. The axis coefficient of elliptically polarized field radiated from slot system, input standing wave and radiation coefficients are analyzed. It is shown that with the help of end loading it is possible to attain the near circular polarization of the field radiated, good matching and high efficiency of the radiating antenna.

1 tab. 3 fig. Ref.: 10 items.

УДК 621.385

**Ионные колебания в приборах со скрещенными полями** / А.Н. Никитенко // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 107. С. 84—92. На укр. яз.

Приведено теоретическое описание механизмов возбуждения и поддержания ионных колебаний, существующих из-за наличия остаточной атмосферы в приборах со скрещенными полями. Оценены амплитуды и частоты ионно-релаксационных, ионно-плазменных и ионно-гибридных колебаний, а также их взаимодействия, что позволяет построить низкочастотный выходной спектр приборов со скрещенными полями.

Ил. 1. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.385

**Іонні коливання в приладах зі скрещеними полями** / О.М. Нікітенко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 107. С. 84—92. Укр. мовою.

Подано теоретичний опис механізмів збудження та підтримки іонних коливань, які існують через наявність залишкової атмосфери в приладах зі скрещеними полями. Оцінено амплітуди та частоти іонно-релаксаційних, іонно-плазмових та іонно-гібридних коливань, а також їхні взаємодії, що дозволяє побудувати низькочастотний вихідний спектр приладів зі скрещеними полями.

Іл. 1. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 621.385

**Ion oscillations in crossed-field devices** / O. M. Nikitenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 107. P. 84—92. In Ukr.

Theoretical description of excitation and support mechanisms of ion oscillations, existing due to residual atmosphere in crossed-field devices, is presented. Amplitudes and frequencies of ion-relaxation, ion-plasma and ion-hybrid oscillations and their interaction are estimated making it possible to build low frequency output spectrum of the crossed-field devices.

1 fig. Ref.: 7 items.

**Приближение заданного поля в задачах определения характеристик резонаторных СВЧ-датчиков апертурного типа / А.Ю. Панченко, Ю.Е. Гордиенко, Р.С. Фар // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 107. С. 93 — 103.**

Представлено развитие волнового подхода к решению электродинамических задач определения параметров СВЧ-датчиков апертурного типа. Ранее использовался электростатический подход, дававший удовлетворительные результаты лишь для случая малых апертур. Электродинамический подход позволяет уточнить решение и распространить его на апертуры, соизмеримые с длиной волны.

Табл. 1. Ил. 8. Библиогр.: 3 назв.

**Наближення заданого поля в задачах визначення характеристик резонаторних НВЧ-датчиків апертурного типу / О.Ю. Панченко, Ю.О. Гордиенко, Р.С. Фар // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 107. С. 93 — 103.**

Подано розвиток хвильового підходу до розв'язання електродинамічних задач визначення параметрів НВЧ-датчиків апертурного типу. Раніше використовувалася електростатичний підхід, що давав задовільні результати лише для випадку малих апертур. Електродинамічний підхід дозволяє уточнити розв'язок і поширити його на апертури, розміри яких сумірні з довжиною хвилі.

Табл. 1. Іл. 8. Бібліогр.: 3 назви.

**Present field approximation in the problems of determining characteristics of the aperture type resonant microwave transducers / A.Yu. Panchenko, Yu.E. Gordienko, R.C. Far // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 107. P. 93 — 103.**

Development of the wave approach to the solution of electrodynamic problems of the aperture type microwave transducers parameters determination is presented. Earlier the electrostatic approach giving satisfactory results only for the case of small aperture was used. The electrodynamic approach allows to precise the solution and to extend it to the apertures commensurable with a wave length.

1 tab. 8 fig. Ref.: 3 items.

УДК 681.7.069

**Численная модель многослойных КРС-лазеров** / И.А. Сухоиванов, В.В. Лысак, С.О. Мартыненко // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 107. С. 104 — 107.

Представлена численная модель одно- и многослойных квантоворазмерных лазеров, в которой учтено влияние эффектов безызлучательной рекомбинации. Модель включена в программный пакет по моделированию динамических характеристик полупроводниковых лазерных диодов для волоконно-оптических систем связи.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 681.7.069

**Чисельна модель багат шарових КРС-лазерів** / І.А. Сухоїванов, В.В. Лисак, С.О. Мартиненко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 107. С. 104 — 107.

Подано чисельну модель одно- і багат шарових квантоворозмірних лазерів, в якій враховано вплив ефектів безвипромінювальної рекомбінації. Модель включено до програмного пакета для моделювання динамічних характеристик напівпровідникових лазерних діодів для волоконно-оптичних систем зв'язку.

Іл. 2. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 681.7.069

**Numerical model for MQW-lasers** / I.A. Sukhoivanov, V.V. Lysak, S.O. Martynenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 107. P. 104 — 107.

The numerical model for one and multilayer quantumwell lasers taking into account the effects of a nonradiating recombination is presented. The given model is included in the software package for modeling the dynamic characteristics of semiconducting laser diodes for fibre-optical communication systems.

2 fig. Ref.: 4 items.

**Технологические основы получения вакуумно-плотных соединений изделий радиоэлектронных модулей диффузионной сваркой в вакууме / В.Г. Котух // Радиотехника. Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 1998. Вип. 107. С. 108 — 113.**

Изложены результаты теоретических исследований процесса получения вакуумно-плотных соединений диффузионной сваркой в вакууме. Описаны существующие способы сварки, определены основные параметры, подверженные тщательному контролю. Дана технологическая концепция диффузионного соединения материалов с различными механическими и физико-химическими свойствами, в том числе керамики с металлом. Проанализированы наиболее характерные дефекты, возникающие при диффузионной сварке.

Табл. 1. Библиогр.: 3 назв.

**Технологічні основи одержання вакуумно-щільних з'єднань виробів радіоелектронних модулів дифузійним зварюванням у вакуумі / В.Г. Котух // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 107. С. 108 — 113.**

Викладено результати теоретичних досліджень процесу одержання вакуумно-щільних з'єднань дифузійним зварюванням у вакуумі. Описано існуючі способи зварювання, визначено основні параметри, які підлягають ретельному контролю. Подано технологічну концепцію дифузійного з'єднання матеріалів із різними механічними й фізико-хімічними властивостями, в тому числі кераміки з металом. Проаналізовано найбільш характерні дефекти, що виникають при дифузійному зварюванні.

Табл. 1. Бібліогр.: 3 назви.

**Technological basis of producing vacuum-tight joints of items in radio electronic modules by diffusion welding in vacuum / V.G. Kotukh // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 107. P. 108 — 113.**

Results of theoretical investigations into the process of producing vacuum-tight joints by diffusion welding in vacuum are presented. Currently available welding methods are described, the main parameters being subjected to close control are defined. Technological concept of diffusion joint of materials with different mechanical and physical and chemical properties including ceramics with metals is given. The most characteristic defects arising in the process of diffusion welding are analyzed.

1 tab. Ref.: 3 items.