

**МИНИСТЕРСТВО ОБЩЕГО И ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**Известия высших учебных заведений**

**РАДИОФИЗИКА**

**ежемесячный научно-технический журнал**

Издается с апреля 1958 г.

Том XLII № 6

Нижний Новгород

1999

**С о д е р ж а н и е**

|  |     |
|--|-----|
| Лесовой С. В., Тресков А. Т., Тресков Т. А. Аддитивно-корреляционный режим работы Сибирского солнечного радиотелескопа .....   | 503 |
| Воробьев В. В., Кан В. Фоновые флуктуации при радиопросвечивании ионосферы в эксперименте GPS-Microlab-1 .....   | 511 |
| Гумеров Р. И., <b>Капков В. Б.</b> , Комраков Г. П., Насыров А. М. Искусственное свечение ионосферы при кратковременном воздействии мощного радиоизлучения .....                           | 524 |
| Колдаев А. В., Мельничук Ю. В., Ошарин А. М., Троицкий А. В. Радиолокационно-радиометрическое определение водозапаса дождевых облаков с учетом многократного рассеяния .....               | 528 |
| Жидко Ю. М., Иванова Г. К. Исследование вариаций направления максимума обратного рассеяния трёхсантиметровых радиоволн морской поверхностью, вызванных изменениями направления ветра ..... | 535 |
| Балдин Е. Б., Коротков В. С. Метод электродинамического масштабного моделирования тросовых излучателей .....   | 543 |
| Гальченко Н. А., Зартаньян С. А. Разработка электродинамических методов расчёта печатных вибраторных антенн, использующих многослойные диэлектрические структуры .....                     | 551 |
| Кутищев С. Н., Михайлов Г. Д., Преображенский А. П. Эффективная поверхность рассеяния металлических полостей сложной формы с радиопоглощающими покрытиями .....                            | 561 |
| Рыскин Н. М., Титов В. Н. Исследование автомодуляционных режимов колебаний в релятивистской лампе обратной волны .....   | 566 |
| Божков В. Г., Геннеберг В. А., Дрягин Ю. А., Федосеев Л. И. Субмиллиметровый приёмник с монолитным балансным смесителем .....  | 573 |
| Малахов А. Н. Времена установления неравновесной концентрации и потока вещества в среде со стоком при произвольно меняющемся в пространстве коэффициенте диффузии .....                    | 581 |
| Якимов А. В. Могут ли подвижные дефекты вызвать $1/f$ шум в полупроводнике? .....  | 590 |

УДК 535.853.4

## АДДИТИВНО–КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ РЕЖИМ РАБОТЫ СИБИРСКОГО СОЛНЕЧНОГО РАДИОТЕЛЕСКОПА

*С. В. Лесовой, А. Т. Тресков, Т. А. Тресков*

Описан метод получения двумерного изображения за счёт вращения Земли при наблюдениях на крестообразном интерферометре, сохраняющий возможность регистрации одномерных распределений радиояркости для обеспечения высокого временного разрешения. Данный метод основан на последовательной регистрации сигналов от каждого из двух линейных интерферометров и их суммарного сигнала, корреляционный (двухмерный) сигнал получается в результате последующей обработки. Приведены данные совместных двух- и одномерных наблюдений на Сибирском солнечном радиотелескопе. Обсуждаются новые возможности радиотелескопа при исследовании нестационарных процессов на Солнце.

### ВВЕДЕНИЕ

Проектный метод получения двумерной диаграммы направленности (ДН) Сибирского солнечного радиотелескопа (ССРТ) традиционен и заключается в перемножении сигналов от двух сориентированных по направлениям север–юг (С–Ю) и восток–запад (В–З) интерферометров путём фазно-противофазной модуляции. Для получения двумерного изображения используется зависимость углового положения ДН от частоты [1, 2], образующаяся при этом веерно-лучевая ДН сканирует Солнце за счёт вращения Земли. Такой метод позволяет наблюдать активные области (АО) на Солнце с интервалом  $1 \div 10$  минут, что обусловлено скоростью вращения Земли и угловым расстоянием между веерами ДН.

В последние годы на ССРТ много времени уделяется исследованиям быстропротекающих процессов (БПП) в короне Солнца [3], характерные времена которых составляют  $0,01 \div 0,5$  с. Наблюдать БПП можно только в аддитивном (одномерном) режиме [4], в этом случае временное разрешение ограничивается возможностями регистрирующей аппаратуры и инерционностью поляризационных модуляторов антенной системы ССРТ.

Совмещение этих двух направлений исследований в штатном режиме для получения двумерного изображения невозможно, т.к. компенсация одномерных составляющих отклика интерферометра осуществляется аппаратно.

### 1. МЕТОДИКА

Для разрешения этого противоречия авторами был предложен и реализован следующий метод: компоненты сигнала, содержащего корреляционную составляющую, регистрировались независимо в разные моменты времени, а сам корреляционный сигнал получался в процессе обработки. Составляющими корреляционного сигнала являются нормы откликов каждого из ортогональных интерферометров ССРТ и норма отклика суммарного сигнала.

Рассмотрим работу такой схемы в приложении к двухэлементному интерферометру, изображенному на рис. 1. Мощность суммарного сигнала

$$P_{12} \propto \|U_1 + U_2\| = (U_1 + U_2) \cdot (U_1 + U_2)^* \propto P_1 + P_2 + 2P_c \cos(\varphi_1 - \varphi_2),$$

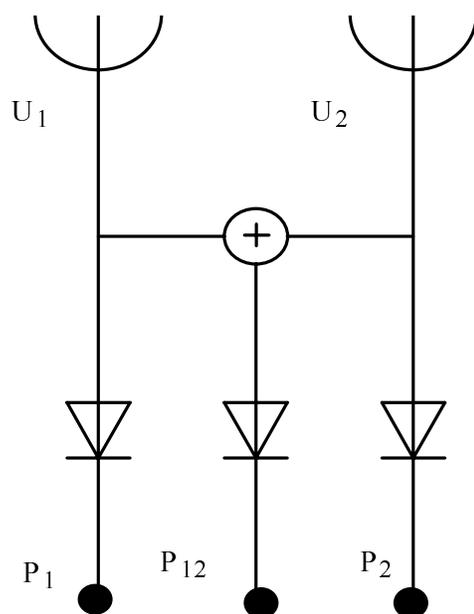


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая работу ССРТ в совмещённом режиме в применении к двухэлементному интерферометру.  $U_1, U_2$  — напряжения на выходах первой и второй антенн,  $P_1, P_2$  — мощности сигналов, принятых соответствующими антеннами,  $P_{12}$  — мощность суммарного сигнала.

где  $U_1, U_2$  — напряжения на выходах первой и второй антенн,  $P_1, P_2$  — мощность сигнала, принятых соответственно первой и второй антеннами,  $P_c \propto (U_1 U_2^* + U_2 U_1^*)$  — корреляционный сигнал,  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  — фазы сигналов, принятых соответственно первой и второй антеннами.

После вычитания аддитивных составляющих в выражении для  $P_{12}$  остаётся слагаемое, определяемое перекрёстным произведением сигналов от антенн от ортогонально ориентированных интерферометров с учётом фазы. Чувствительность такой схемы по сравнению с корреляционным интерферометром с переключением фазы в  $\sqrt{2}$  меньше из-за того, что компенсация аддитивной составляющей производится сигналом, содержащим шумовую компоненту, но не содержащим полезного (двухмерного сигнала). Такой потери чувствительности можно избежать, если вообще не проводить компенсацию аддитивной (постоянной) составляющей интерферометра, а извлекать корреляционный сигнал из суммарного сигнала фильтрацией с учётом того, что постоянная составляющая занимает вполне определённое место на спектральной плоскости полученного отклика.

Осуществляться такая регистрация может либо тремя отдельными приёмниками, либо одним, на вход которого последовательно подключаются вышеописанные источники сигнала. Наиболее подходящим для этих целей является акустооптический приёмник (АОП) ССРТ [3], т.к. он не столь чувствителен к времени коммутации сигнала в отличие от штатного многоканального приёмника. Более того, с 1993 г. АОП работает в режиме коммутации двух интерферометров [5] для регистрации двух аддитивных сигналов. Таким образом, адаптация АОП к совмещённому (аддитивно-корреляционному) режиму требовала наименьших усилий. Вопрос о трёх приёмниках не ставился в связи со стеснённым финансовым положением ССРТ.

Работа АОП в совмещённом режиме происходит следующим образом (рис. 2). На вход раздели-

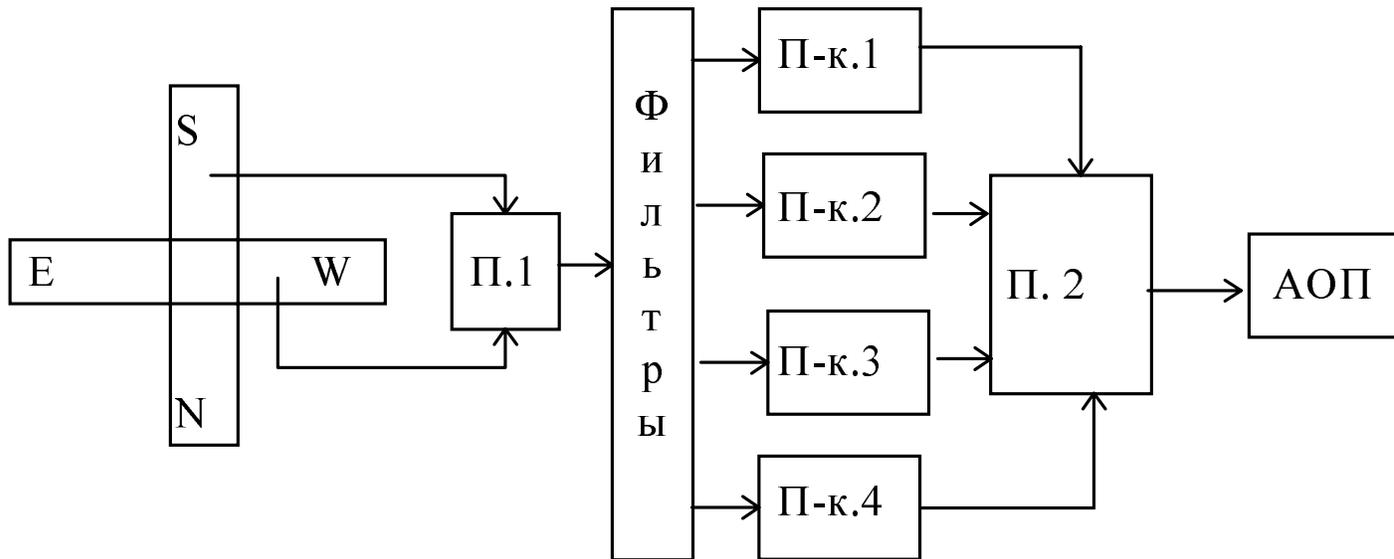


Рис. 2. Схема подключения АОП.

тельных фильтров через переключатель П.1 последовательно коммутируются сигналы с интерферометров, ориентированных в направлениях В–З и С–Ю, а также суммарный сигнал с интервалом времени 2 мс для каждой из поляризаций. Полоса частот АОП составляет четверть полосы ССРТ, поэтому АОП подключается к выходам преобразователей частоты через четырёхпозиционный коммутатор П.2, с помощью которого полоса ССРТ перекрывается за четыре периода переключения поляризации. Период модуляции поляризации ССРТ равен 14 мс, таким образом, за 56 мс АОП регистрирует два аддитивных и корреляционный сигнал. Это позволяет получать двухмерное изображение Солнца за счёт вращения Земли при сохранении высокого временного разрешения, необходимого для исследований БПП. Так как разделение аддитивных составляющих и суммарного сигнала производится в пределах каждого полупериода модуляции круговой поляризации, то измерения этих сигналов можно считать одновременными и такое разделение не вносит дополнительных искажений в получаемую информацию. Следует отметить, что коммутация сигналов ухудшает чувствительность приёмника. В данном случае чувствительность в  $\sqrt{7/2}$  меньше чувствительности схемы с тремя приёмниками. Но поскольку авторами преследовалась цель исследования вспыхивающих процессов на Солнце, во время которых сигналы достаточно велики, вопросы, связанные с чувствительностью приёмника, не представляются столь актуальными.

Полоса пропускания фидерного тракта ССРТ ограничена и составляет приблизительно 2% от рабочей частоты. По этой причине веер двухмерных лепестков ДН, располагающийся по кругу высот, не всегда перекрывает всё Солнце. Так как реализация вышеописанного метода направлена прежде всего на исследование динамики АО, построение двухмерных изображений должно производиться из условия получения максимального числа изображений АО на заданном интервале времени, а не из условия полного перекрытия диска Солнца веерно-лучевой ДН. Построение максимально возможного числа изображений АО достигается построением изображения для каждого прохождения веера диаграммы по диску Солнца. Полное изображение можно получить впоследствии соответствующим суммирова-

нием частичных изображений.

Угловое положение веера ДН в данный момент времени определяется соответствующими интерференционными порядками диаграмм интерферометров, ориентированных в направлениях В–З и С–Ю. Будем называть комбинацию двух порядков аддитивных интерферометров двумерным порядком, а исходные данные — множеством точек на плоскости частота–время  $(\nu, t)$ . В этом случае задачу построения изображения, соответствующего прохождению веера ДН по диску Солнца, можно сформулировать как преобразование координат исходного множества точек из системы координат  $(\nu, t)$ , определяемой соответствующим двумерным порядком, в координаты картинной плоскости  $(\xi, \eta)$ , координатные прямые которой являются касательными к параллели и меридиану экваториальной системы координат, проведённым через точку касания поверхности Солнца с небесной сферой.

Перевод  $(\nu, t)$  в угловую меру осуществляется вычислением углов  $(p, q)$  к базам интерферометров при соответствующем двумерном порядке, частоте и времени. При этом  $(p, q)$  представляют собой систему координат, связанную с ножевыми диаграммами интерферометров. Переход из  $(p, q)$  в  $(\xi, \eta)$  осуществляется обычным преобразованием аффинных координат с учётом того, что частотное сканирование даёт ковариантные компоненты вектора. С учётом этого обстоятельства имеем

$$\begin{pmatrix} \xi \\ \eta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \gamma_p & \cos \gamma_q \\ \sin \gamma_p & \sin \gamma_q \end{pmatrix} \cdot \frac{1}{\sin^2 \gamma} \cdot \begin{pmatrix} 1 & -\cos \gamma \\ -\cos \gamma & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} p \\ q \end{pmatrix},$$

$p = p_0 - \arccos\left(\frac{n_{ВЗ} - \delta\varphi_{ВЗ}}{d \cdot \nu/c}\right)$ ,  $q = q_0 - \arccos\left(\frac{n_{СЮ} - \delta\varphi_{СЮ}}{d \cdot \nu/c}\right)$ , где  $n_{ВЗ}$  и  $n_{СЮ}$  — интерференционные порядки соответствующих интерферометров,  $\delta\varphi_{ВЗ}$  и  $\delta\varphi_{СЮ}$  — линейный наклон в фазовом распределении сигналов соответствующих интерферометров,  $d$  — база ССРТ,  $c$  — скорость света,  $\nu$  — частота принимаемого сигнала,

$$\gamma_p = -\arctg(\tg h \cdot \sin \delta), \quad \gamma_q = -\arctg(-\sin \delta / \tg h + \cos \delta / (\sin h \cdot \tg \varphi)),$$

$$\gamma = \begin{cases} \gamma_p - \gamma_q, & h \leq 0 \\ \pi - \gamma_p + \gamma_q, & h \geq 0 \end{cases}$$

— углы между ножевыми диаграммами интерферометров и нормалью к траектории Солнца,  $h$  и  $\delta$  — часовой угол и склонение в экваториальной системе координат,  $\varphi$  — широта ССРТ.

## 2. НАБЛЮДЕНИЯ

С ноября 1995 г. наблюдения в совмещённом режиме проводятся на ССРТ регулярно. При этом при отсутствии всплесков изображение усредняется по 10 ÷ 15 прохождениям Солнца через диаграмму направленности ССРТ, что составляет по времени около 30 мин. Полученные данные показывают, что в этом случае уверенно регистрируются радиоисточники с потоком меньше 1 с.е.п.

На рис. 3 приведены изображения активной области NOAA 7978 по каналам правой (R) и левой (L) круговых поляризации во время вспышки 9 июля 1996. Уровни яркости в относительных единицах представлены изолиниями. Плотность штриховки, соответствующая определённой яркости, для изображений в правой и левой круговых поляризациях одинакова. На длине волны ССРТ (5,2 см) максимум потока излучения был достигнут в 0,9:11 UT и составил 605 с.е.п. Приведённые на рис. 3 изображения соответствуют стадии спада. Из рис. 3 хорошо видно, что всплеск имел несколько центров яркости. В таблице 1 приведены измеренные данные источников вспышки на момент времени 09:21:23 UT (момент прохождения веерно-лучевой ДН через средний источник), когда интегральный поток составлял 85 с.е.п. Размер ДН на этот момент составлял  $37'' \times 24''$ .

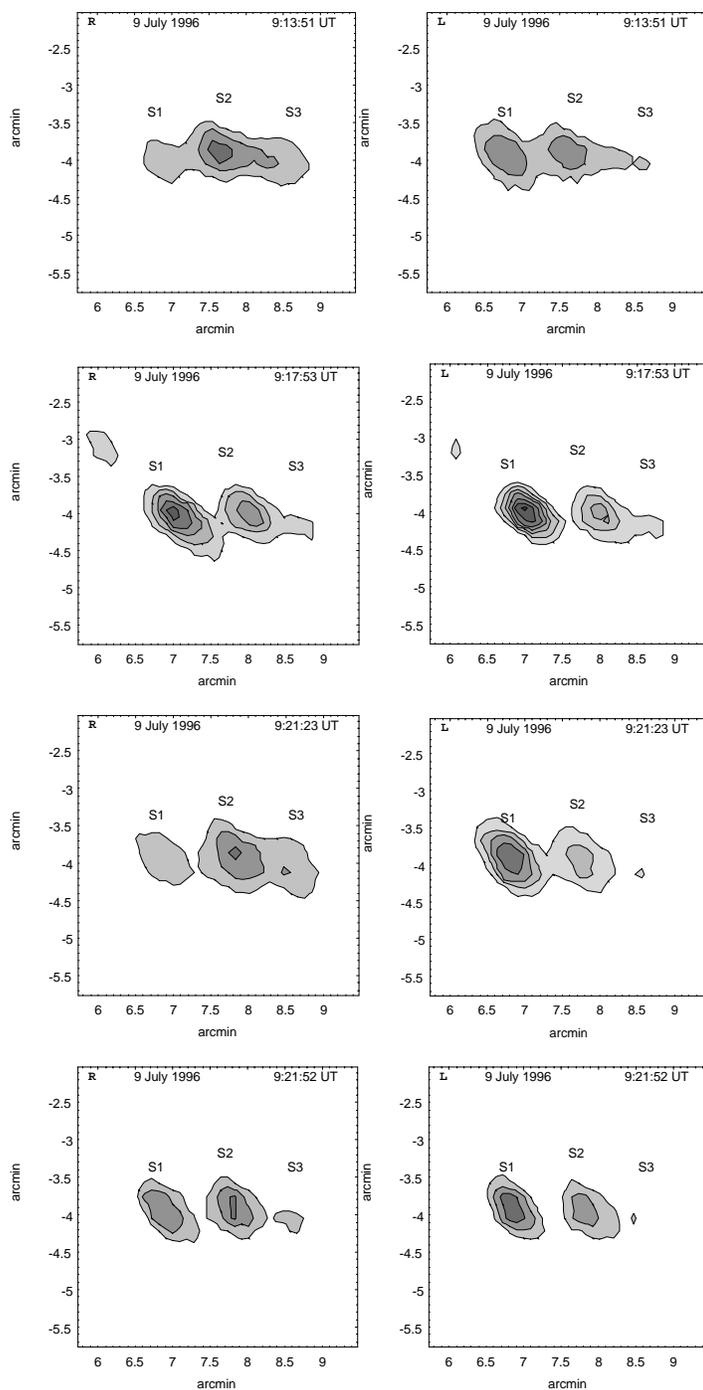


Рис. 3. Изображения, соответствующие стадии спада вспышки в активной области NOAA 7978.

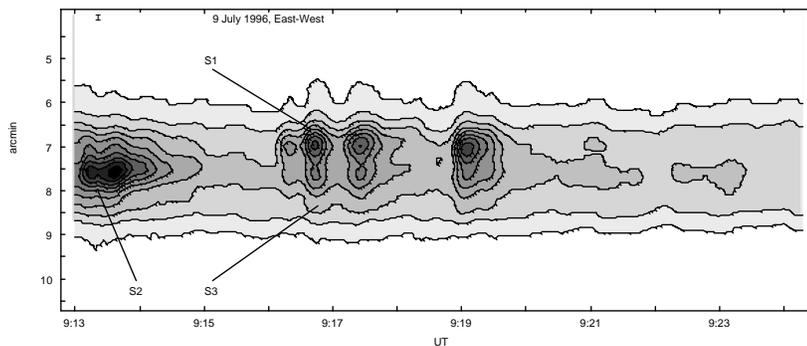


Рис. 4. Одномерное изображение стадии спада вспышки в АО NOAA 7978, временное разрешение 56 мс.

Т а б л и ц а 1

Параметры источников S1, S2, S3; 09:21:23 UT

| Параметр                 | S1               | S2               | S3               |
|--------------------------|------------------|------------------|------------------|
| поток [с.е.п.] .....     | 34               | 34               | 17               |
| T [K] .....              | $2.6 \cdot 10^7$ | $2.3 \cdot 10^7$ | $1.2 \cdot 10^7$ |
| видимый размер ["] ..... | 40 × 45          | 50 × 45          | 40 × 45          |
| степень поляризации [%]  | 46L              | 15RL             | 35R              |

На рис. 4 приведены одномерные распределения радиояркости, полученные на интерферометре, ориентированном в направлении В–З. По оси абсцисс отложено время, начиная с 0,9:13 UT, по оси ординат — угловое распределение радиояркости. Как видно из сопоставления рис. 3 и 4, последние два кадра всплеска (рис. 3), снятые с интервалом 29 с и приходящиеся на слабо изменяющуюся часть всплеска, свидетельствуют о значительных изменениях в отдельных источниках (значительно уменьшилась поляризация источника S1, уменьшилась яркость источника S3). На одномерных распределениях радиояркости в этот момент времени внутренней структуры уже не видно.

### ОБСУЖДЕНИЕ

При исследованиях пространственной структуры АО на Солнце и динамических процессов, происходящих в них, временного разрешения в двухмерном режиме оказывается достаточно вследствие медленности этих процессов. Наблюдения всплесочных явлений требуют значительно более высокого временного разрешения, которое обеспечивается регистрацией в одномерном режиме. Однако для длительных всплесков очень полезно иметь хотя бы отдельные двухмерные изображения, по которым наглядно видна структура источника всплеска и его положение относительно АО, что позволяет сделать более точные энергетические оценки.

В то же время регистрация на одном приёмнике одномерных распределений радиояркости параллельно с получением двухмерных изображений необходима для корректировки самих двухмерных изображений. Дело в том, что область всплеска может иметь значительные размеры, и, следовательно, двухмерное изображение будет искажено временными изменениями в ходе всплеска. В приведённых на рис. 3 изображениях всплеска время прохождения ДН по всей активной области составляет около 9 с (угловое расстояние между крайними источниками  $2,2'$ ), и при быстром изменении яркости искажения двухмерного изображения будут значительными. При условии монотонности изменения конфигурации источников всплесков и при наличии непрерывных измерений двух одномерных распределений

возможна разработка алгоритма восстановления двумерных изображений с необходимым временным разрешением.

Авторы выражают благодарность В. Г. Занданову за плодотворные обсуждения направлений исследований, после одного из которых и родилась идея совмещённого режима, В. В. Гречневу за помощь в оформлении работы, а также В. И. Васину, проведшему фазирование антенно-фидерного тракта ССРТ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 96–02–16648), Госкомитета по науке и технологиям (по разделу “Крупные установки”) и ГНЦ “Институт солнечно-земной физики”.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гельфрейх Г. Б., Корольков Д. В., Смольков Г. Я., Тресков Т. А. Результаты наблюдений и исследований в период МГСС. — М.: Наука, 1967. Вып. 4. С. 168.
2. Смольков Г. Я., Тресков Т. А., Криссинель Б. Б., Потапов Н. Н. Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. — М.: Наука, 1983. Вып. 64. С. 130.
3. Altyntsev A. T. et al. // *Astron. Astrophys.*, 1994. V. 287. P. 256.
4. Тресков Т. А. Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. — М.: Наука, 1983. Вып. 64. С. 188.
5. Altyntsev A. T. et al. // *Astrophys. J.*, 1996. V. 469. P. 976.

Институт солнечно-земной физики  
СО РАН, г. Иркутск

Поступила в редакцию  
16 декабря 1998 г.

#### A COMBINED ADDITIVE-CORRELATION OPERATION MODE OF THE SSRT

*S. V. Lesovoi, A. T. Treskov, and T. A. Treskov*

A method is considered of 2-dimensional (2-d) imaging at a cross-shaped interferometer ensuring simultaneously fast recording of 1-d profiles of radio brightness distribution across the object under study. Images are constructed due to the diurnal rotation of the Earth. In this method, the 2-d component of the response is reconstructed by off-line processing of the signals from each linear interferometer and their total response recorded alternately in observations. Data obtained in combined both 2-d and 1-d observations at the SSRT are given. New capabilities of the SSRT for the study of non-stationary solar processes are discussed.

## ФОНОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ПРИ РАДИОПРОСВЕЧЕНИИ ИОНОСФЕРЫ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ GPS – Microlab-1

*В. В. Воробьёв, В. Кан*

Исследуются спектры флуктуаций фазы и амплитуды радиосигналов, зарегистрированных в четырёх сеансах радиопросвечивания ионосферы на высотах 70–120 км, с целью выяснения источников этих флуктуаций. Сравнение статистических характеристик флуктуаций, измеренных на двух длинах волн, с теоретическими расчетами позволило сделать вывод о том, что только низкочастотная часть фоновых флуктуаций фазы имеет ионосферную природу, высокочастотные же флуктуации определяются шумами измерительной системы. Флуктуации амплитуды более информативны в высокочастотной области, так как обусловлены в основном ионосферными неоднородностями.

Обсуждаются возможности разделения составляющих амплитудных флуктуаций, вызываемых ионосферными неоднородностями и неоднородностями нейтральной атмосферы, при зондировании на высотах, где эти составляющие сравнимы по величине. Показано, что для этой цели непригодны дисперсионный метод и метод экстраполяции, которые используются для разделения регулярных ионосферной и атмосферной составляющих вариаций амплитуд и фаз радиосигналов.

### ВВЕДЕНИЕ

При зондировании атмосферы радиоизлучением системы навигационных спутников (GPS), принимаемым на спутнике Microlab-1, радиоволны на двух длинах волн  $\lambda_1 = 19,03$  см и  $\lambda_2 = 24,45$  см распространяются на протяжённой трассе длиной около 25000 км. На значительном участке трассы, проходящем на высотах приблизительно от 70 до 1000 км над поверхностью Земли, с протяженностью около 6000 км радиоволны подвержены воздействию неоднородностей электронной концентрации ионосферы, на более низких участках — воздействию неоднородностей нейтральной атмосферы. Неоднородности приводят к временным вариациям амплитуды и фазы радиосигнала. Кроме того, в измеренных вариациях присутствуют аппаратные шумы. В вариациях условно можно выделить регулярную и флуктуационную составляющие. В частности, если отсутствуют сильные всплески, наблюдаемые как в амплитудных, так и в фазовых вариациях при прохождении радиолучей через спорадические слои ионизации [1], регулярную составляющую можно определить как скользящее среднее по некоторому временному интервалу, а флуктуационную — как разность между измеренной и усредненной реализациями. Эту разность в дальнейшем будем называть фоновыми флуктуациями.

Для задачи зондирования нейтральной атмосферы необходимо разделить в фоновых флуктуациях ионосферную и атмосферную составляющие. При постановке эксперимента предполагалось, что такое разделение можно осуществить, измеряя вариации одновременно на двух длинах волн и используя приближённые дисперсионные соотношения для радиоволн в ионосфере и нейтральной атмосфере, согласно которым ионосферные составляющие фазовых вариаций обратно пропорциональны частотам излучения, в то время как атмосферные составляющие пропорциональны им. Аналогичные соотношения должны выполняться и между амплитудными вариациями на двух частотах, если горизонтальные размеры неоднородностей много больше, чем их размеры по вертикали. Реальные частотные соотношения между вариациями в силу ряда причин могут отличаться от указанных, что приводит к ограничениям применимости дисперсионного метода разделения ионосферной и атмосферной составляющих измеренных вариаций.

Целью данной работы является анализ экспериментальных спектров фазовых и амплитудных флуктуаций, вызываемых ионосферными неоднородностями, и сравнение соотношений между спектрами флуктуаций на двух длинах волн в локально-однородной турбулентной ионосфере.

## 1. МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ДАННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ Microlab-1

В данной работе исследуются вариации амплитуды и фазы радиосигналов при прохождении радиолучей на высотах от 70 до 120 км, где вклад неоднородностей нейтральной атмосферы пренебрежимо мал и вариации определяются только ионосферными неоднородностями и аппаратными шумами. Из имеющихся в нашем распоряжении данных 51 сеанса измерений, проведённых 21 октября 1995 года, были выбраны четыре, удовлетворяющие следующим условиям. Во-первых, выбирались реализации, в которых не были зарегистрированы спорадические слои  $E$ . Наличие спорадических слоёв  $E$  отчётливо проявляется как в фазовых, так и в амплитудных вариациях [1], в частности, в том, что обусловленные ими вариации радиосигналов явно не обладают свойствами локальной однородности, которое является необходимым при теоретической интерпретации. Во-вторых, не использовались реализации, в которых проявлялась нестабильность амплитудных каналов. Это определялось по корреляции низкочастотных вариаций амплитуды сигналов в двух каналах. Отсутствие корреляции в большинстве случаев регистрируется визуально, но иногда это выявляется в результате корреляционной обработки.

В трёх сеансах геометрия расположения спутников GPS и Microlab-1 была такова, что области зондирования находились в средних широтах, равных соответственно  $51^\circ S$  для № 033,  $56^\circ S$  для № 034 и  $56^\circ N$  для № 080. В сеансе № 176 область зондирования находилась в полярных широтах, на  $81^\circ S$ .

Доступные для широкого использования данные измерений на Microlab-1 на двух длинах волн представлены в виде зависящих от времени  $t$  значений амплитуд полей  $A(t)$  и разностей  $\Psi(t) = S(t) - L(t)$ , где  $S(t)$  — оптический путь между передатчиком и приёмником,  $L(t)$  — геометрическое расстояние между ними, причём полагается, что в момент начала измерений  $\Psi(t) = 0$ . Частота выборки данных составляет 50 Гц.

Вначале по измеренным зависимостям  $A(t)$  и  $\Psi(t)$  методом скользящего среднего с косинусоиальным окном вычислялись средняя амплитуда

$$\bar{A}(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} A(\tau) \left( 1 + \cos \left[ \frac{2\pi}{T}(t - \tau) \right] \right) d\tau \quad (1)$$

и по аналогичной формуле средний оптический путь  $\bar{\Psi}(t)$ . Здесь  $T$  — временной интервал усреднения, выбираемый нами так, чтобы соответствующий высотный интервал  $H = vT$  был приблизительно равен 10 км. Здесь  $v$  — перпендикулярная к радиолучу компонента скорости движения точки перигея луча. Для геометрии измерений GPS — Microlab-1 направление этой скорости было близко к вертикальному. Затем обрабатывались разности  $\Delta A = A(t) - \bar{A}(t)$  и  $\Delta \Psi(t) = \Psi(t) - \bar{\Psi}(t)$ , которые в дальнейшем будем называть соответственно вариациями амплитуды и вариациями оптического пути.

Характерные картины относительных вариаций интенсивности  $\Delta I/I$ , где  $I = A^2$ , и оптического пути  $\Delta \Psi$  для сеанса № 176 приведены на рис. 1а и 1б, на которых для наглядности эти вариации представлены в виде зависимости от высоты перигея луча  $Z$ . Высота перигея  $Z$  для каждого момента времени рассчитывалась по баллистическим данным. Кроме того, для удобства сравнения вариации на длине волны  $\lambda_2$  умножены на коэффициент  $Q^2 = (\lambda_1/\lambda_2)^2$  соответственно зависимости диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$  ионосферной плазмы от волнового числа  $k = 2\pi/\lambda$

$$\varepsilon = 1 - CN/k^2, \quad (2)$$

где  $N$  — концентрация электронов,  $C$  — постоянная.

Как видно из рисунков, на двух длинах волн наблюдается хорошая корреляция крупномасштабных вариаций как длины оптического пути, так и амплитуды. Мелкомасштабные вариации, особенно амплитудные, заметно декоррелированы.

Далее проводится спектральный анализ реализаций. С помощью быстрого преобразования Фурье рассчитывались взаимные спектры и автоспектры мощности  $F_\chi(k_1, k_1, f), F_\chi(k_2, k_2, f), F_\chi(k_1, k_2, f)$  флуктуаций логарифма амплитуды  $\chi = \ln(A/\bar{A})$ , спектры  $F_\varphi(k_1, k_1, f), F_\varphi(k_2, k_2, f)$  и  $F_\varphi(k_1, k_2, f)$  фазы  $\varphi = k\Psi$ , а также соответствующие им одномерные пространственные спектры  $F_\chi(p)$  и  $F_\varphi(p)$ , где  $f$  — частота,  $p = f/v, k_1 = 2\pi/\lambda_1, k_2 = 2\pi/\lambda_2$ . Периодограммы в расчётах спектральных мощностей усреднялись в спектральном окне с постоянной добротностью  $f/\Delta f$  равной двум. Величины относительных флуктуаций интенсивности на исследуемых высотах не превышают 15 %, т.е. эти флуктуации являются слабыми, и для интерпретации результатов измерений можно применять метод возмущений. Соответствующие одномерные взаимные спектры флуктуаций сферической волны на двух длинах волн при этом, как следует из известных соотношений теории распространения волн в локально однородной турбулентной среде [2], определяются выражениями

$$F_\chi(k_1, k_2, p_z) = \frac{\pi C^2}{2k_1 k_2} \int_0^L dx \int_{-\infty}^{\infty} dp_y \Phi_N(0, p_y, \frac{x}{L} p_z, x) \times \sin \left\{ \frac{x(L-x)}{2k_1 L} \left[ p_y^2 + \left( \frac{L}{x} p_z \right)^2 \right] \right\} \sin \left\{ \frac{x(L-x)}{2k_2 L} \left[ p_y^2 + \left( \frac{L}{x} p_z \right)^2 \right] \right\}, \quad (3)$$

$$F_\varphi(k_1, k_2, p_z) = \frac{\pi C^2}{2k_1 k_2} \int_0^L dx \int_{-\infty}^{\infty} dp_y \Phi_N(0, p_y, \frac{x}{L} p_z, x) \times \cos \left\{ \frac{x(L-x)}{2k_1 L} \left[ p_y^2 + \left( \frac{L}{x} p_z \right)^2 \right] \right\} \cos \left\{ \frac{x(L-x)}{2k_2 L} \left[ p_y^2 + \left( \frac{L}{x} p_z \right)^2 \right] \right\}, \quad (4)$$

где  $L$  обозначает, как и ранее, расстояние между передатчиком и приёмником,  $\Phi_N(p_x, p_y, p_z, x)$  трёхмерный спектр флуктуаций концентрации электронов, который является функцией координаты  $x$ . При этом выбрана декартова система координат  $(x, y, z)$ , в которой ось  $x$  направлена вдоль линии визирования, ось  $z$  — вдоль перпендикуляра к оси  $x$  в плоскости орбиты, по которой движется приёмник. Отметим, что сопряжённая координате  $z$  спектральная компонента  $p_z$  непрерывного преобразования Фурье связана с введённым ранее волновым числом  $p$  соотношением  $p_z = 2\pi p$ .

Наиболее просто рассчитываемой характеристикой флуктуаций является спектр мощности флуктуаций комплексной фазы (сумма автоспектров мощности фазовых и амплитудных флуктуаций)

$$G(k, p_z) = F_\varphi(k, k, p_z) + F_\chi(k, k, p_z) = \frac{\pi C^2}{2k^2} \int_0^L dx \int_{-\infty}^{\infty} dp_y \Phi_N(0, p_y, \frac{L}{x} p_z, x). \quad (5)$$

Отметим, что согласно (5) на функции  $G(k, p_z)$  не сказывается дифракция на неоднородностях.

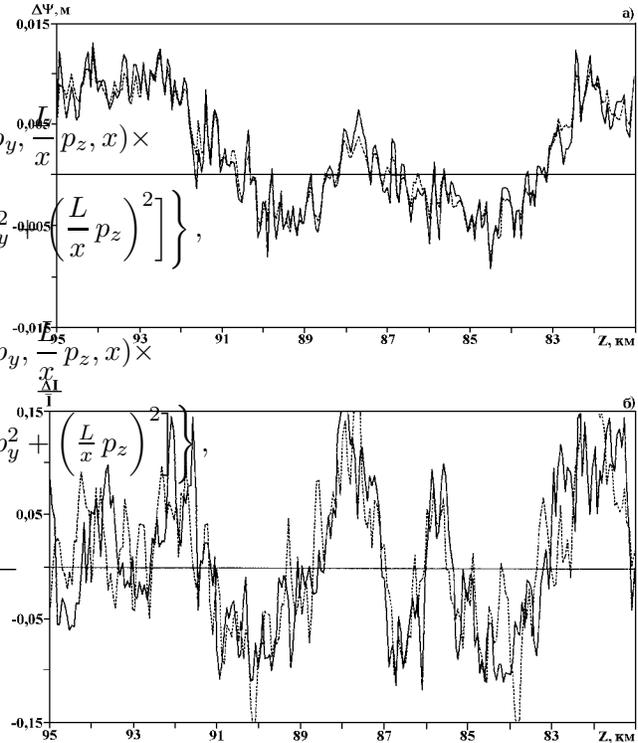


Рис. 1. Флуктуации оптического пути  $\Delta\Psi$  как функции высоты перигея луча  $Z$  (а) и относительные флуктуации интенсивности  $\Delta I/I$  (б) на двух длинах волн в сеансе № 176 (полярная область зондирования). Пунктирная линия соответствует длине волны 19,03 см, сплошная линия — длине волны 24,45 см.

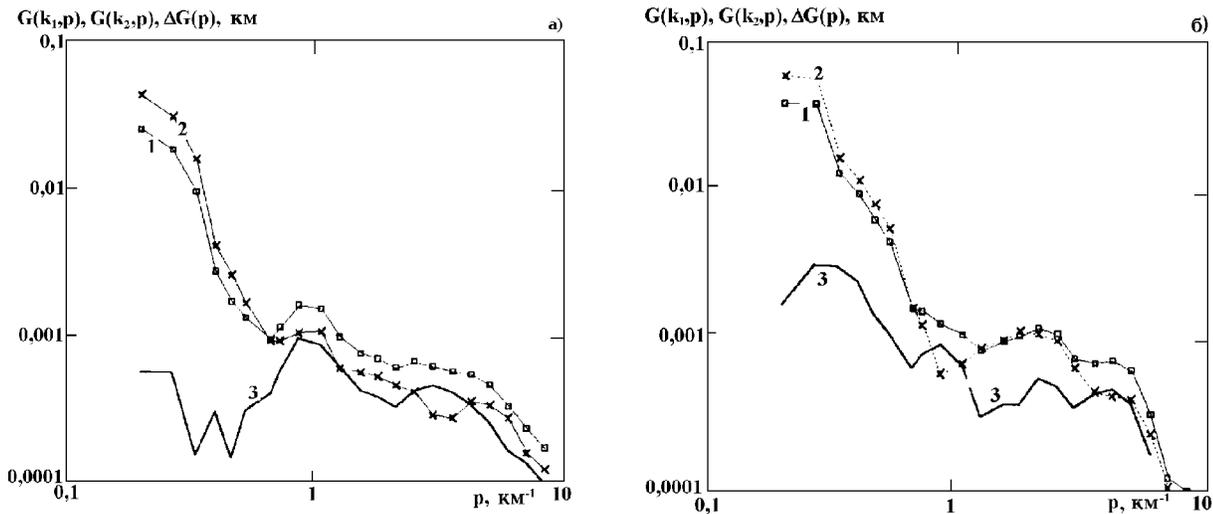


Рис. 2. Спектры флуктуаций комплексной фазы  $G(k_1, p_z)$  (кривая 1),  $G(k_2, p)$  (кривая 2) и модуля невязки дисперсионного соотношения  $\Delta G(p)$  (кривая 3) в сеансах наблюдений № 034 (рис. 2а) и № 176 (рис. 2б).

Следовательно, дисперсионное соотношение для этих функций  $G(k_1, p_z) = Q^2 G(k_2, p_z)$  для двух длин волн должно выполняться независимо от того, справедливо приближение геометрической оптики или нет. Поскольку протяжённость ионосферного участка при геометрии расположения спутников GPS и Microlab-1 не превышает 6000 км, в то время как длина  $L$  составляет около 25000 км, на функции  $G(k, p_z)$  слабо сказывается также положение турбулизованной области на трассе распространения.

## 2. СПЕКТРЫ МОЩНОСТИ ФЛУКТУАЦИЙ КОМПЛЕКСНОЙ ФАЗЫ

Спектры флуктуаций комплексных фаз для одной из среднеширотных и для полярных областей зондирования приведены на рис. 2а и 2б. На этих рисунках цифрой 1 обозначен спектр  $G$  на  $\lambda_1 = 19,03$  см, цифрой 2 — на  $\lambda_2 = 24,45$  см, цифрой 3 — модуль разности  $\Delta G(p) = G(k_1, p) - (k_2/k_1)^2 G(k_2, p)$ , которую в дальнейшем будем называть невязкой дисперсионного соотношения.

Если флуктуации комплексной фазы вызываются локально однородными флуктуациями диэлектрической проницаемости электронной компоненты, то согласно формулам (2) и (5) должны выполняться следующие соотношения  $G(k_1, p) < G(k_2, p)$  и  $\Delta G(p) = 0$ . Как видно из представленных рисунков, первое соотношение выполняется только в крупномасштабной части спектров при значениях волнового числа  $p$  меньших некоторой величины, которую обозначим через  $p_{\max}$ . В приведённых случаях  $p_{\max} = 0,7 \text{ км}^{-1}$ , в других обработанных реализациях эта величина варьировалась от  $0,5 \text{ км}^{-1}$  до  $1 \text{ км}^{-1}$ . Модуль невязки  $\Delta G(p)$  приблизительно в  $50 \div 100$  раз меньше амплитуд спектров флуктуаций комплексной фазы  $G(k_1, p)$  и  $G(k_2, p)$  при  $p = 0,2 \text{ км}^{-1}$  и сравним с ними в мелкомасштабной области при  $p > p_{\max}$ . Это позволяет сделать вывод, что вариации фазы в мелкомасштабной области в основном не ионосферного происхождения. Величины невязки с учетом её знака для всех обработанных сеансов приведены на рис. 3а. В области  $p > 0,8 \text{ км}^{-1}$  невязка положительна и варьируется в диапазоне  $(3 \div 8) \cdot 10^{-4} \text{ км}$ . В крупномасштабной части спектра невязка во всех сеансах, кроме сеанса № 176, является знакопеременной. На рис. 3б приведены спектральные флуктуации когерентности фазовых флуктуаций на двух длинах волн, определяемые как

$$R_\varphi(p) = \frac{F_\varphi(k_1, k_1, p)}{\sqrt{F_\varphi(k_1, k_2, p) F_\varphi(k_2, k_2, p)}}.$$

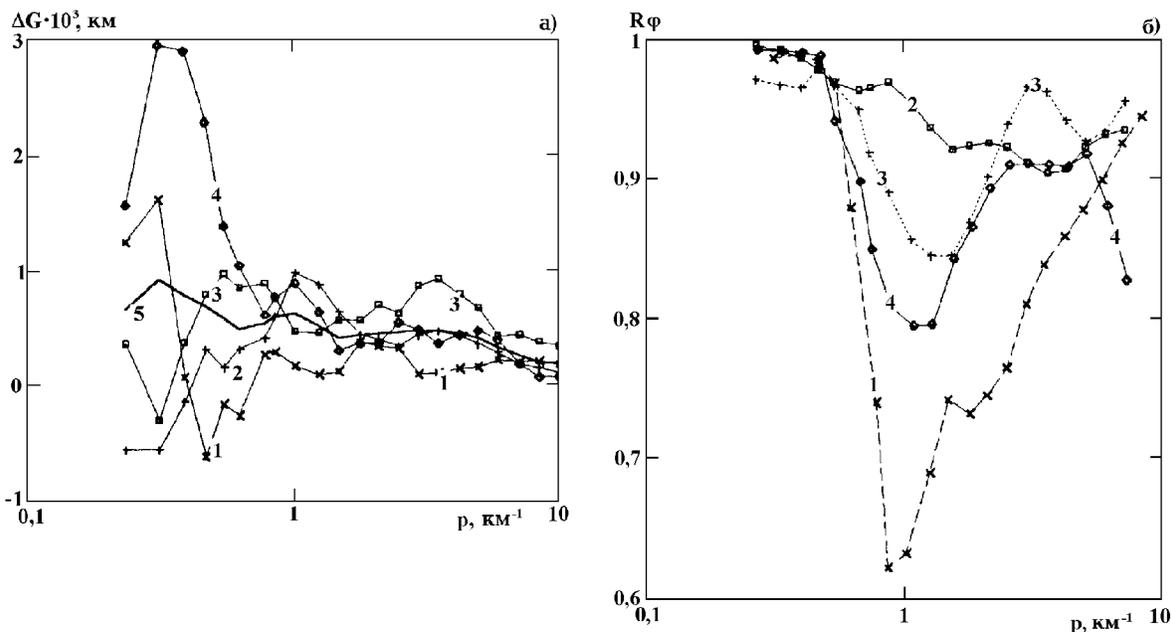


Рис. 3. Спектры невязки дисперсионного соотношения (рис. 3а) и спектральные функции когерентности флуктуаций фазы  $R_\varphi(p)$  (рис. 3б) в сеансах наблюдений № 33 (кривая 1), № 034 (кривая 2), № 080 (кривая 3) и № 176 (кривая 4). Кривая 5 на Рис. 3а — средний по четырем сеансам спектр невязки.

Из рис. 3б видно, что флуктуации на двух частотах хорошо коррелированы как в крупномасштабной, так и мелкомасштабной частях спектра. Корреляция крупномасштабных вариаций обусловлена тем, что они вызываются одними и теми же ионосферными неоднородностями. Высокая же степень корреляции в мелкомасштабной области позволяет предположить, что имеются аппаратные шумы, одинаковые в каналах измерений на длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . По-видимому, это в основном шумы, обусловленные ошибкой определения расстояния  $L$  между излучателем и приёмником. Если это так, то разность  $\delta G(p) = G(k_1, p) - (k_1/k_2)^2 G(k_2, p)$  должна была бы обратиться в нуль. Действительно, модуль этой функции при  $p > p_{max}$  оказывается приблизительно в 5 ÷ 10 раз меньше, чем  $G(k_1, p)$ .

Что касается невязки в крупномасштабной области спектра, то её знакопеременность позволяет заключить, что основным источником невязки является недостаточная обеспеченность статистики. Другие источники невязки, такие как ошибки определения расстояния или поправки к закону дисперсии (2), должны были бы приводить к ошибке постоянного знака.

### 3. СПЕКТРЫ МОЩНОСТИ ФЛУКТУАЦИЙ ЛОГАРИФМА АМПЛИТУДЫ

Спектры мощности флуктуаций логарифма амплитуды и модуля невязки

$$\Delta F_\chi(p) = F_\chi(k_1, k_1, p) - (k_2/k_1)^2 F_\chi(k_2, k_2, p)$$

представлены на рис. 4а и 4б. На рис. 5 приведены спектральные функции когерентности флуктуаций логарифма амплитуды на двух длинах волн

$$R_\chi(p) = \frac{F_\chi(k_1, k_2, p)}{\sqrt{F_\chi(k_1, k_1, p) F_\chi(k_2, k_2, p)}} \tag{6}$$

для всех обработанных сеансов.

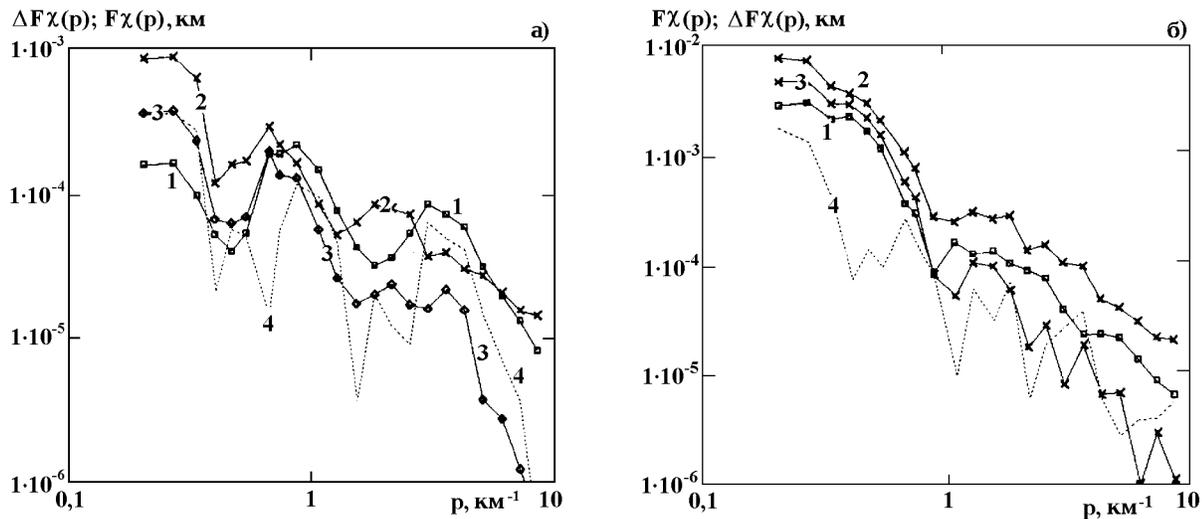


Рис. 4. Спектры флуктуаций логарифма амплитуды  $F_{\chi}(k_1, k_1, p)$  (кривая 1),  $F_{\chi}(k_2, k_2, p)$  (кривая 2),  $F_{\chi}(k_1, k_2, p)$  (кривая 3) и модуля невязки  $\Delta F_{\chi}(p)$  (кривая 4) в сеансах наблюдений № 034 (рис. 4а) и № 176 (рис. 4б).

Обратим внимание на следующие особенности поведения спектров. Во-первых, как видно из рис.5, для всех сеансов флуктуации амплитуды на длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  имеют высокую степень когерентности в крупномасштабной области. Когерентность резко уменьшается при значении волновых чисел порядка  $0,8 \div 1,1 \text{ км}^{-1}$  до значений порядка  $0,2 \div 0,5$  и осциллирует приблизительно в том же диапазоне в мелкомасштабной области спектра.

Во-вторых, отметим, что при зондировании полярной области интенсивность флуктуаций на длине волны  $\lambda_2$  во всей спектральной области выше, чем на  $\lambda_1$ , а в спектре зондирования отсутствует характерное для других случаев низкочастотное плато.

Эти особенности могут быть объяснены (по крайней мере качественно) в рамках статистического описания, что является аргументом в пользу правомерности его использования для интерпретации данных со слабо обеспеченной статистикой в крупномасштабной области спектра.

Для спектров мощности флуктуаций логарифма амплитуды существенное значение имеет зависимость спектра  $\Phi_N$  ионосферных неоднородностей от координаты  $x$ . Зависимость  $\Phi_N(x)$  в момент измерения неизвестна, поэтому соотношения между спектрами флуктуаций логарифма амплитуды на двух длинах волн не могут быть рассчитаны строго в отличие от соотношений между спектрами флуктуаций комплексной фазы, которые определяются интегралом от спектра  $\Phi_N$  по координате  $x$ . Тем не менее, некоторые качественные закономерности для амплитудных спектров, как показывает сравнение результатов расчетов для двух разных моделей распределения  $\Phi_N(x)$ , слабо зависят от этого распределения.

В качестве первой модели выберем модель фазового экрана, широко применяемую для интерпретации данных радиопросвечивания планетных атмосфер. В этой модели предполагается, что если на трассе распространения имеются неоднородности показателя преломления  $\Delta n(x, y, z)$ , их воздействие на радиоволну эквивалентно воздействию двумерного экрана, изменяющего фазу волны на величину  $\varphi_1(y, z) = k \int \Delta n(x, y, z) dx$ . Экран располагается на расстоянии  $L_1$  от излучателя и на расстоянии  $L_2$  от приёмника ( $L_1 + L_2 = L$ ). При этом трёхмерный пространственный спектр неоднородностей  $\Phi_N(k_1, k_2, p_x, p_y, p_z, x)$  и двумерный спектр мощности флуктуаций фазы на экране  $F_{1\varphi}(k_1, k_2, p_y, p_z)$

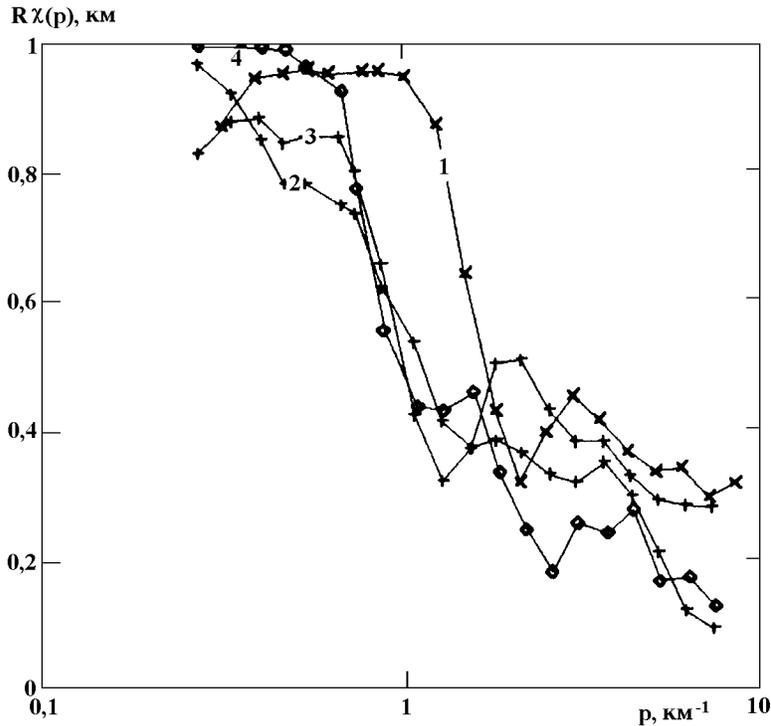


Рис. 5. Спектральные функции когерентности флуктуаций логарифма амплитуды  $R_\chi(p)$  в сеансах наблюдений № 033 (кривая 1), № 034 (кривая 2), № 080 (кривая 3) и № 176 (кривая 4).

связаны соотношением

$$\frac{\pi C^2}{2k_1 k_2} \Phi_N(k_1, k_2, p_x = 0, p_y, p_z, x) = F1_\varphi(k_1, k_2, p_y, p_z) \delta(x - L1). \tag{7}$$

Будем предполагать, что турбулизованная область симметрична относительно точки перигея луча, и поместим в этой точке фазовый экран. Из соотношений (3), учитывая (7), для взаимного спектра мощности флуктуаций логарифма амплитуды получим выражение

$$F_\chi(k_1, k_2, p_z, L) = \int_{-\infty}^{+\infty} dp_y F1_\varphi(k_1, k_2, p_y, qp_z) \sin\left(\frac{L2}{2k_1 q} [p_y^2 + q^2 p_z^2]\right) \sin\left(\frac{L2}{2k_2 q} [p_y^2 + q^2 p_z^2]\right), \tag{8}$$

где  $q = L/L1$ , и аналогичные формулы для автоспектров мощности на каждой из длин волн.

Известно, что ионосферная турбулентность не является локально изотропной, в пространственных спектрах часто наблюдается асимметрия, обусловленная влиянием геомагнитного поля [3–4]. Для того, чтобы понять, как асимметрия может сказаться на форме регистрируемых амплитудных спектров, по формулам (8) были рассчитаны одномерные пространственные спектры для степенного спектра флуктуаций фазы на фазовом экране

$$F1_\varphi(p_y, p_z) = A [p_y^2 + (\gamma p_z)^2]^{-\alpha}, \tag{9}$$

где  $A$  — постоянная,  $\gamma$  — коэффициент асимметрии (неоднородности изотропны при  $\gamma = 1$ , вытянуты вдоль оси  $y$  при  $\gamma < 1$  и вдоль оси  $z$  при  $\gamma > 1$ ).

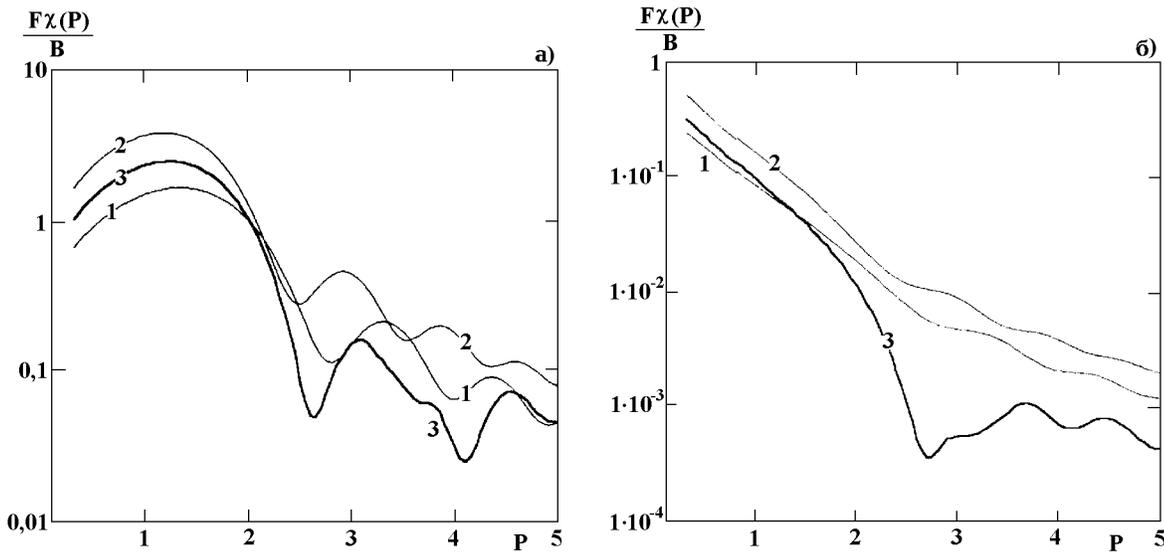


Рис. 6. Спектры флуктуации логарифма амплитуды за фазовым экраном  $F_\chi(k_1, k_1, P)$  (кривая 1),  $F_\chi(k_2, k_2, P)$  (кривая 2),  $F_\chi(k_1, k_2, P)$  (кривая 3), рассчитанные при значениях показателя спектра  $\alpha = 11/6$  и коэффициента асимметрии  $\gamma = 0,5$  (рис. 6а) и  $\gamma = 2$  (рис. 6б).

Отметим, что при степенном спектре флуктуаций показателя преломления (или фазы на фазовом экране) с показателем  $\alpha < 5/2$  одномерные спектры флуктуаций амплитуды ни при каких значениях волновых чисел не могут быть рассчитаны в приближении геометрической оптики, так как при замене синусов в подынтегральном выражении (8) на значения их аргументов, что соответствует этому приближению, интеграл расходится. На рис. 6а и 6б представлены рассчитанные по формулам (8) нормированные спектры  $F_\chi(k_1, k_1, P)/B$ ,  $F_\chi(k_2, k_2, P)/B$ ,  $F_\chi(k_1, k_2, P)/B$ , где  $B = A\sqrt{\pi}\frac{q}{2k_2^2}\left(\frac{L2}{qk_2}\right)^{\alpha-1/2}$

— нормировочный коэффициент,  $P = p_z\sqrt{\frac{qL2}{k_2}}$  — безразмерное волновое число. Спектры рассчитаны при значениях коэффициента асимметрии  $\gamma = 0,5$  и  $\gamma = 2$  и при показателе степени  $\alpha = 11/6$ . Взаимный спектр при  $P > 1$  представляет собой типичную картину биений. Чтобы сделать эту картину более наглядной и привести её в соответствие с экспериментальной, было проведено усреднение высокочастотной части спектров (при  $P > 1$ ) методом скользящего среднего по интервалу  $\Delta P = 0,5$ .

Отметим следующие особенности в поведении расчётных функций. При относительно малом значении параметра асимметрии  $\gamma = 0,5$  спектральные плотности флуктуаций достигают максимума при  $P \approx 1$ . При  $P > 1$  спектральные плотности флуктуаций испытывают заметные осцилляции, причём флуктуации на длине волны  $\lambda_1$  могут быть больше, чем на длине волны  $\lambda_2$ . Как показали расчёты, при  $\gamma \rightarrow 1$  в низкочастотной области имеется широкое плато, амплитуда осцилляций в высокочастотной области уменьшается. При  $\gamma = 2$ , как видно из рис. 6б, нет ни низкочастотного плато, ни пересечения расчётных спектральных плотностей флуктуаций на двух длинах волн. Эти особенности можно увидеть и при сравнении экспериментальных спектров зондирования для средних широт и для полярной области. Спектры для полярной области имеют вид, соответствующий расчётам при коэффициенте асимметрии  $\gamma > 1$ , т.е. при неоднородностях, преимущественно вытянутых вдоль оси  $z$ . Приблизительно параллельно оси  $z$  в полярной области направлено и магнитное поле.

Амплитудные спектры на каждой из длин волн, взаимные спектры и спектральная функция когерентности  $R_\chi(P)$ , определяемая формулой (6), в отличие от спектров комплексной фазы чувствитель-

ны к местоположению фазового экрана. Функция  $R_\chi(P)$ , в частности, при волновых числах  $P < 1$  практически постоянна, не зависит от коэффициента асимметрии и близка к единице:

$$R_\chi(P) \approx 1 - (\Delta/2)^{\alpha-1/2} \text{ при } P \rightarrow 0,$$

где  $\Delta = \lambda_2/\lambda_1 - 1$ .

Отличие  $R_\chi$  от единицы при  $P \rightarrow 0$  обусловлено влиянием дифракции, которое, как отмечалось, существенно при любых значениях волновых чисел. Эффективная ширина интервала интегрирования в (8) обратно пропорциональна радиусу первой зоны Френеля, разному для разных длин волн, что и приводит к небольшой декорреляции.

При  $P \approx 2$  функция  $R_\chi$  резко уменьшается. Координата первого минимума  $P_{\min}$  функции  $R_\chi(P)$ , как показывают расчеты, практически не зависит ни от коэффициента асимметрии  $\gamma$ , ни от показателя спектра  $\alpha$ . Так, при  $1/2 < \gamma < 2$  и  $4/3 < \alpha < 8/3$  эта координата меняется в пределах  $2,59 < P_{\min} < 2,65$ . Поэтому величину  $P_{\min}$  удобно использовать для оценок расстояния  $L2$  от приёмника до эффективного фазового экрана, которое определяется соотношениями

$$L2 = \frac{L}{1 + L/L0}, \quad L0 = k_2 \left( \frac{P_{\min}}{2\pi p_{\min}} \right)^2,$$

где  $p_{\min}$  — координата первого минимума экспериментальной зависимости спектральной функции когерентности  $R_\chi(p)$ .

Для выбранных реализаций рассчитанное по этим формулам расстояние  $L2$  равно 1300 км в сеансе № 033, 1700 км в сеансе № 034, 200 км в сеансе № 080 и 3200 км в сеансе № 176. Последняя из этих величин приблизительно равна расстоянию от приёмника до точки перигея (3100 км), другие меньше этого расстояния. Отсюда можно сделать вывод, что турбулизованные области расположены между приёмником и точкой перигея во всех четырёх сеансах, что представляется маловероятным. Возможной причиной некорректности этого вывода является применение для интерпретации модели фазового экрана.

В качестве других моделей при расчёте спектральных функций когерентности  $R_\chi$  использовались также модель с двумя фазовыми экранами (а) и (б), отстоящими от приёмника на расстояния, равные соответственно  $L2a$  и  $L2b = 3L2a$ , и модель с 10-ю фазовыми экранами, эквидистантно расположенными в том же интервале  $L2a \div L2b$ . Модель с 10-ю фазовыми экранами с достаточной точностью имитирует распространение в среде с однородной турбулентностью на рассматриваемом интервале, причём расчётные спектры в этом случае совпадают с теми, которые следуют из расчётов непосредственно по формулам (3) без использования метода фазовых экранов. Соотношение  $L2b = 3L2a$  выбрано из предположения, что турбулентность сосредоточена вблизи максимумов градиента средней концентрации электронов в слое  $F$ . На рис. 7 представлены результаты расчётов функции  $R_\chi(p)$  для этих случаев при значениях параметров  $\alpha = 11/6$ ,  $\gamma = 1$ .

Из рисунка видно, что сглаженная спектральная функция когерентности  $R_\chi(p)$  при наличии двух фазовых экранов слабо отличается от той, которая реализуется в среде с однородной турбулентностью. От функции когерентности при наличии одного фазового экрана они отличаются в основном положением минимума. Поэтому однозначного вывода о том, как распределена турбулентность на трассе, по зависимости функций когерентности от волнового числа сделать нельзя.

Отметим, что в предположении о степенном спектре флуктуаций концентрации не удаётся объяснить наличие минимумов спектров в окрестности  $p = 0,5 \text{ км}^{-1}$  в сеансе № 034. Расстояние от приёмника до турбулизованного слоя, который мог бы дать такой минимум в спектре амплитудных флуктуаций, должно составлять более 10000 км, что маловероятно. По-видимому, наличие этого минимума свидетельствует об отличии спектра флуктуаций концентрации электронов от степенного.

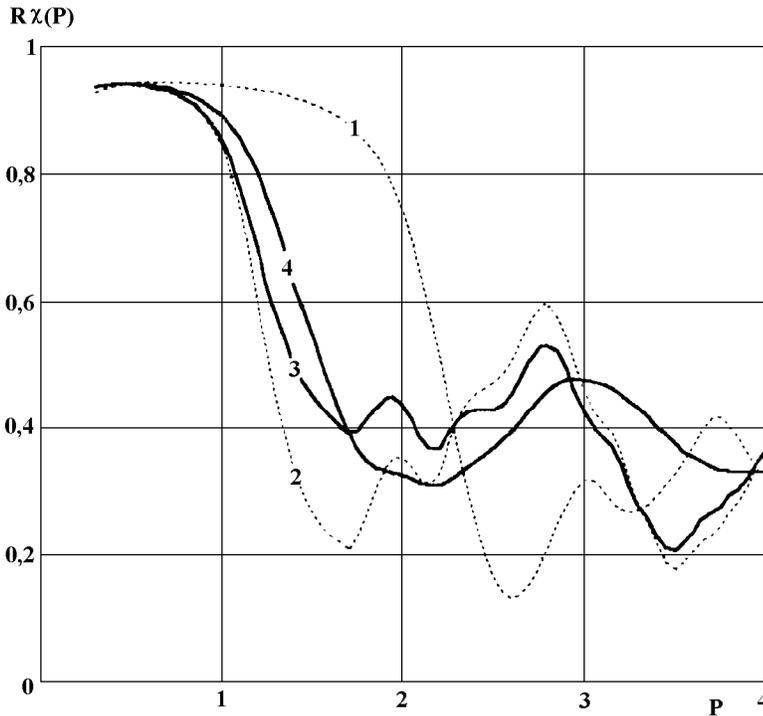


Рис. 7. Спектральные функции когерентности флуктуаций логарифма амплитуды  $R_\chi(p)$  за фазовым экраном (*a*), расположенным на расстоянии  $L2a$  от точки приёма (кривая 1), за фазовым экраном (*b*), расположенным на расстоянии  $L2b = 3L2a$  (кривая 2), за двумя этими экранами (кривая 3) и при однородной турбулентности на участке трассы между (*a*) и (*b*) (кривая 4).

В спектрах флуктуаций амплитуды в отличие от спектров флуктуаций фазы нет заметного вклада аппаратных шумов ни в низкочастотной, ни в высокочастотной областях (в некоторых реализациях наблюдаются низкочастотные, некоррелированные на двух длинах волн амплитудные вариации, вызванные нестабильностью приёмо-передающей аппаратуры, но такие реализации не обрабатывались). Поэтому спектры амплитудных флуктуаций могут быть использованы для восстановления параметров высокочастотной части спектров флуктуаций электронной концентрации при зондировании на высотах, где нет вклада в флуктуации неоднородностей нейтральной атмосферы. Однако в случае, когда атмосферная и ионосферная компоненты амплитудных флуктуаций сравнимы по величине, разделить их по данным измерений на двух частотах, по-видимому, нельзя. По крайней мере, с уверенностью можно утверждать, что для этого нельзя использовать соотношения

$$F_\chi^i(k_1, k_1, p) = (k_1/k_2)^2 F_\chi^i(k_2, k_2, p), \quad F_\chi^a(k_1, k_1, p) = (k_1/k_2)^2 F_\chi^a(k_2, k_2, p)$$

для ионосферной  $F_\chi^i$  и атмосферной  $F_\chi^a$  составляющих. Как видно из данных, представленных на рис. 4, невязка первого из этих соотношений порядка величины  $F_\chi^i$  при любых значениях волнового числа  $p$ . Это обусловлено некорректностью геометрических соотношений для амплитудных вариаций.

#### 4. ВЫСОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ

Регулярные (средние) вариации амплитуд и фаз, обусловленные ионосферными слоями, являются медленно убывающими функциями высоты перигея луча, если эта высота меньше, чем наименьшая из высот максимумов электронной концентрации (плавные зависимости, как показали результаты

обработки, наблюдаются и при наличии спорадических слоёв  $E$ , если перигей луча находится ниже высоты максимума этого слоя и удален от него более чем на 10 км). Это обстоятельство, обусловленное сферически-слоистым строением регулярной ионосферы, позволяет экстраполировать высотную зависимость величины регулярного ионосферного вклада, определённую на высотах  $60 \div 80$  км, на интервал высот перигея  $30 \div 60$  км, существенно уменьшая ошибку восстановления регулярных атмосферных вариаций в этом интервале высот. Если бы ионосферная турбулентность тоже обладала свойством однородности на сфере, т.е. её параметры были бы постоянными на заданной сферической поверхности, статистические характеристики фоновых флуктуаций были бы плавными функциями высоты перигея луча. Это, так же как для регулярных вариаций, дало бы возможность экстраполировать данные восстановления ионосферной составляющей спектров флуктуаций с высот, где вклад флуктуаций нейтральной атмосферы пренебрежимо мал, на те высоты, где он существенен.

Чтобы выяснить, как реально изменяются спектры флуктуаций при изменении высоты точки перигея, были проведены расчёты спектров при переменной высоте середины интервала обрабатываемой реализации. Результаты обработки показали, что при высотах перигея  $Z$  в интервале  $70 \div 120$  км интенсивность фоновых вариаций не имеет тенденции к уменьшению при уменьшении высоты  $Z$ . Спектральные мощности ионосферной составляющей флуктуаций амплитуды изменяются с высотой скорее случайным, чем регулярным образом, причём при изменении высоты перигея на 10 км (что соответствует смещению точки пересечения луча с поверхностью сферы на высоте в 200 км приблизительно на 50 км) спектральная мощность флуктуаций логарифма амплитуды может измениться в несколько раз. По этой причине невозможно исключить ионосферный вклад в спектр суммарных флуктуаций амплитуды на низких высотах зондирования с помощью экстраполяции высотной зависимости ионосферной составляющей спектра, определённой на больших высотах.

## ВЫВОДЫ

Статистическая интерпретация результатов спектральной обработки данных фоновых флуктуаций радиоизлучения на двух частотах системы GPS – Microlab-1 позволяет сделать следующие выводы.

1. Основным препятствием для получения информации о мелкомасштабной структуре ионосферных неоднородностей из фазовых измерений являются аппаратные шумы. Они же определяют и возможности разделения ионосферной и атмосферной составляющих вариаций фазы. Практически это разделение для масштабов меньших 1 км возможно только при высотах зондирования меньших  $20 \div 25$  км, когда шумовая составляющая флуктуаций фазы приблизительно на порядок меньше, чем атмосферная. Ионосферная составляющая вариаций с масштабами более двух километров обычно превышает шумовую. При этом корректно геометрооптическое описание, и ионосферный вклад хорошо исключается дисперсионным методом.

2. Мелкомасштабные вариации амплитуды не содержат явно выраженных аппаратных шумов. Экспериментальные характеристики спектров качественно согласуются с характеристиками, предсказываемыми статистической теорией дифракции радиоволн на ионосферной турбулентности. Существенное влияние дифракции, однако, не позволяет применить для разделения ионосферной и атмосферной составляющих геометрооптические дисперсионные соотношения. В отличие от спектральных плотностей флуктуаций комплексной фазы, ионосферные компоненты которых на двух длинах волн просто пропорциональны друг другу, соотношение между спектрами флуктуаций амплитуд зависит от распределения параметров интенсивности и спектра турбулентности на трассе распространения радиоволн. Вопрос о том, можно ли восстановить распределения этих параметров по измеренным спектрам, пока не решён.

Авторы признательны А. С. Гурвичу за обсуждение результатов и ценные замечания.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 97-02-16894 и 96-05-65112).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Воробьёв В. В., Гурвич А. С., Кан В., Соколовский С. В., Федорова О. В., Шмаков А. В. // Исследование Земли из космоса, 1997. № 4. С. 74.
2. Татарский В. В. Распространение волн в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1967.
3. Ерухимов Л. М., Косолапенко В. И., Лернер А. М., Мясников Е. Н. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1981. Т. 24. № 4. С. 524.
4. Гельберг М. Г. Неоднородности высокоширотной ионосферы. — Новосибирск: Наука, 1986.

Институт физики атмосферы  
им. А. Н. Обухова РАН, г. Москва,  
Россия

Поступила в редакцию  
3 августа 1998 г.

**BACKGROUND FLUCTUATIONS MEASURED BY THE RADIO SOUNDING OF THE IONOSPHERE IN THE  
GPS–Microlab-1 EXPERIMENT**

*V. V. Vorob'ev and V. Kan*

We analyze spectra of phase and amplitude fluctuations of the radio signals received in four sessions of radio sounding of the ionosphere at altitudes 70–120 km. Our study is aimed at determining the origin of these fluctuations. Comparison of the statistical properties of the fluctuations measured at two wavelengths with the theoretical calculations reveals that only the low-frequency fraction of the background fluctuations is of the ionospheric origin, while the high-frequency fluctuations are caused by the noise of the measurement system. The high-frequency fraction of the amplitude fluctuations is more informative since these fluctuations are caused mainly by the ionospheric irregularities.

We discuss the possibility of separation of the amplitude-fluctuation components originated due to the effect of the ionospheric irregularities and of the irregularities of the neutral atmosphere. The comparison is made for the case of sounding at altitudes where these components are comparable. We show that the dispersion and extrapolation methods, which are used to separate regular ionospheric and atmospheric components of amplitude and phase variations of radio signals, are inapplicable in this case.

## ИСКУССТВЕННОЕ СВЕЧЕНИЕ ИОНОСФЕРЫ ПРИ КРАТКОВРЕМЕННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

*Р. И. Гумеров, В. Б. Капков, Г. П. Комраков, А. М. Насыров*

Представлены результаты наблюдений искусственного свечения ионосферы при кратковременном воздействии мощной радиоволны. Обнаружено стимулированное излучение атомарного кислорода на длине волны 557,7 нм, вызванное возмущающим радиоимпульсом O-поляризации длительностью 5 мс.

Экспериментально установлено, что при воздействии на ионосферу мощным декаметровым радиоизлучением наблюдается изменение уровня свечения в линиях молекулярного и атомарного кислорода на длинах волн 1270 нм, 630 нм и 557,7 нм, связанное с излучением с низколежащих уровней  $O_2(1Ds)$ ,  $O(1D)$  и  $O(1S)$  [1, 2]. Энергии возбуждения этих уровней равны соответственно 0,98 эВ, 1,96 эВ и 4,17 эВ.

Причиной увеличения интенсивности свечения в этих линиях при воздействии на ионосферу волной O-поляризации считают генерацию ускоренных электронов, возбуждающих молекулы и атомы кислорода электронным ударом. При этом предполагается [3, 4], что надтепловые электроны ускоряются параметрически возбуждаемыми плазменными волнами, интенсивно генерируемыми вблизи области отражения мощной O-волны. В работе [5] теоретически показано, что ускорение электронов в ионосфере может существенно усиливаться вследствие упругих соударений электронов с нейтральными частицами, в результате чего электроны многократно пересекают область ускорения. В [6] на основе этого механизма рассчитаны интенсивности искусственного свечения ряда спектральных линий ионосферы с энергиями возбуждения в интервале 1,76 ÷ 18,71 эВ. В [7] теоретически показано, что в ионосфере может осуществляться режим стохастического ускорения электронов, обеспечивающий поток электронов с энергиями, достаточными для ионизации ионосферы при параметрическом нагреве. Оба упомянутых механизма развиваются за времена, соизмеримые с временем релаксации температуры электронов, равным примерно 5 ÷ 10 с в F-области ионосферы.

В ранее проведенных экспериментах из-за низкой чувствительности используемой светоприёмной аппаратуры (главным образом из-за малой апертуры оптических систем) удавалось обнаружить искусственное свечение лишь при длительном нагреве ионосферы и при больших временах интегрирования светового потока. Поэтому полученные в этих экспериментах данные не могут служить доказательством существования механизмов ускорения электронов на начальном этапе взаимодействия мощной радиоволны с ионосферой на временах порядка нескольких миллисекунд, соизмеримых с временами развития и релаксации возбуждаемых плазменных волн. В данной работе представлены результаты наблюдений искусственного свечения атомарного кислорода на длине волны 557,7 нм при длительности возмущающего ионосферу импульса 5 мс.

Наблюдения за изменением уровня свечения атмосферы при нагреве мощным радиоизлучением проводились 28 июля 1983 года в ночное время в Астрономической обсерватории им. В. П. Энгельгардта Казанского государственного университета. Модификация ионосферы осуществлялась с помощью мощного нагревного стенда "СУРА", расположенного в посёлке Васильсурск Нижегородской области. Нагревный передатчик удалён от места наблюдения к западу примерно на 200 км. Воздействие на ионосферу осуществлялось радиоволной обыкновенной поляризации на частоте  $f_n = 5105$  кГц. Длительности импульсов нагрева  $\tau_n$  равнялись 5 мс, 100 мс и 1 с, период следования импульсов  $T_n = 10$  с. Изменение длительности импульса нагрева осуществлялось через 20 минут. Диаграмма направленности нагревной антенны была ориентирована вертикально и имела ширину  $10^\circ$  в направлениях север-юг

и восток–запад. Эффективная мощность нагревного передатчика  $P_{\text{эфф}} = P_n T$ , где  $P_n$  — мощность передатчика,  $T$  — коэффициент усиления антенны, равнялась 300 МВт. Для регистрации оптического излучения использовался астрономический телескоп АЗТ-14 (рефлектор) с входной апертурой диаметром 0,5 метра и фокусным расстоянием 2,5 метра. Телескоп был установлен по азимуту на  $105^\circ$  и по зенитному расстоянию на  $35^\circ$ . В процессе эксперимента ориентация телескопа не изменялась.

В вечернее время суток из-за уменьшения электронной концентрации в  $F$ -области происходит увеличение высоты отражения мощной радиоволны и, следовательно, области её резонансного взаимодействия с ионосферой. Поэтому в процессе наблюдения возмущённая область “сканируется” относительно апертуры телескопа, в результате чего не во всех использованных режимах нагрева удалось зарегистрировать положительный эффект (изменение уровня свечения атмосферы).

Для снижения влияния фонового излучения (звёзды, засветка от наземных источников) в поле зрения телескопа была установлена 5' диафрагма и V-светофильтр ( $\lambda = 550 \pm 90$  нм) стандартной фотометрической системы UVV. Линейный размер фотометрируемой области ионосферы определялся диафрагмой и составлял примерно 300 м в диаметре. Параметры фильтра позволяли наблюдать излучение атомарного кислорода на длине волны 557,7 нм.

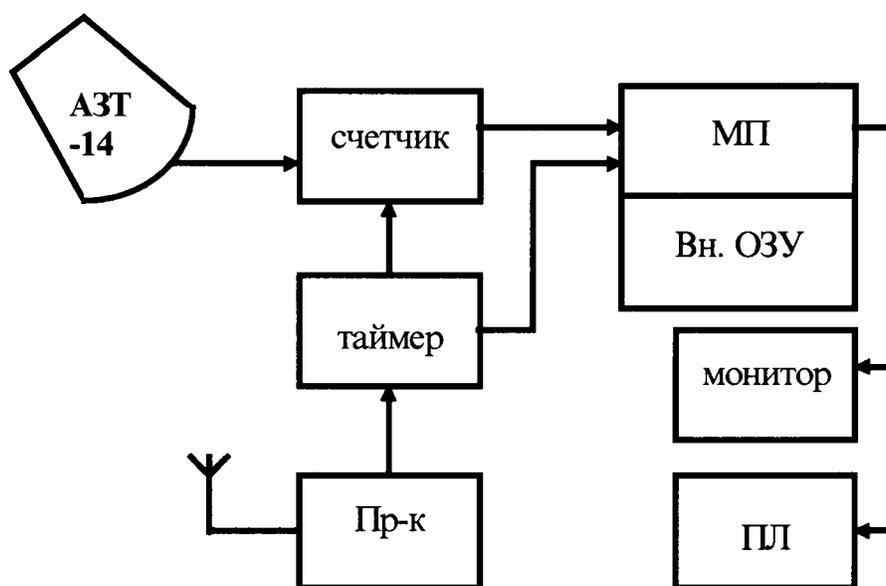


Рис. 1. Блок-схема аппаратуры фотометра.

Блок-схема светоприёмной и регистрирующей аппаратуры приведена на рис. 1. Показанный на схеме счётчик фотонов построен на базе фотоумножителя ФЭУ-79. Таймер, синхронизированный сигналами службы времени, задаёт начальный момент регистрации и время накопления (интегрирования) сигнала. Регистрация радиоизлучения нагревного передатчика осуществлялась стандартным КВ-радиоприёмником Р-250М2. Запись данных со счётчика фотонов производилась в оперативную память микропроцессора, обеспечивающего их просмотр на мониторе, первичную обработку и регистрацию на носителе. Интервал выборки и, соответственно, время накопления сигнала были установлены равными 100 мс.

Последовательность радиоимпульсов мощного нагревного передатчика была синхронизирована сигналами службы времени, т.е. импульс генерировался в 0-ю, 10-ю, 20-ю и т.д. секунду текущей минуты шкалы времени. Таким образом, момент воздействия радиоизлучения на ионосферу был опреде-

лён достаточно точно. Благодаря этому в канале регистрации оптического излучения использовалось суммирование сигналов по периодам повторения импульсов нагрева, что дало улучшение отношения сигнал/шум и уменьшение влияния случайных флуктуаций яркости неба. На рис. 2 приведена интегральная кривая фотоотсчётов, полученная при длительности нагревного импульса  $\tau_n = 5$  мс. Эффект проявился в увеличении интенсивности свечения, достигающего  $15 \div 20\%$  среднего уровня свечения в промежутках между нагревными импульсами. Характерным является небольшое снижение интенсивности свечения относительно среднего уровня на этапе релаксации эффекта с последующим восстановлением интенсивности до невозмущённого значения.



Рис. 2. Фотометрическая кривая области модификации.

Учитывая параметры телескопа и фотометрические характеристики светоприёмного тракта, многократно проверявшиеся при наблюдениях звёзд, можно оценить яркость стимулированного светового импульса, составляющую 11,7 звёздной величины. При наблюдении излучения атомарного кислорода через зелёный светофильтр V, т.е. на длине волны 557,7 нм, интенсивность добавочного свечения при воздействии радиоимпульсом длительностью 5 мс составила примерно 2 Релея.

Полученный результат может служить экспериментальным доказательством существования эффективного механизма ускорения электронов на начальной стадии взаимодействия мощного радиоизлучения с ионосферой, когда главную роль играют стрикционные эффекты, а тепловые явления ещё не успевают развиваться.

Работа выполнена при поддержке КЦ фундаментального естествознания Минобразования РФ, грант 97-0-8.1-16.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Haslett J. C., Megil L. R. // Radio Sci. 1974. V. 9. № 11. P. 1005.
2. Адейшвили Т. Т., Гуревич А. В., Ляхов С. Б. и др. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. № 6. С. 1298.
3. Perkins F. W., Kaw P. K. // J. Geoph. Res. 1971. V. 76. P. 282.
4. Feijer J. A. and Graham K. R. // Radio Sci. 1974. V. 9. P. 1081.
5. Васьков В. В., Гуревич А. В., Димант Я. С. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. Вып. 2. С. 536.
6. Васьков В. В., Милих Г. М. // Геомагнетизм и аэронавигация. 1983. Т. 23. № 2. С. 196.
7. Грач С. М., Митяков Н. А., Трахтенгерц В. Ю. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. № 6. С. 693.

Казанский государственный  
университет, Россия

Поступила в редакцию  
26 октября 1998 г.

**ARTIFICIAL LUMINESCENCE OF THE IONOSPHERE CAUSED BY THE SHORT-TERM INFLUENCE OF  
POWERFUL RF RADIATION**

*R. I. Gumerov, V. B. Karikov, G. P. Komrakov, and A. M. Nasyrov*

We present the results of the observations of artificial luminescence of the ionosphere due to the short-term influence of powerful radio wave. We detected the stimulated emission of atomic oxygen at the wavelength 557.7 nm caused by O-polarized heating radio pulse of the 5 ms duration.

## РАДИОЛОКАЦИОННО–РАДИОМЕТРИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВОДОЗАПАСА ДОЖДЕВЫХ ОБЛАКОВ С УЧЁТОМ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

*А. В. Колдаев<sup>1</sup>, Ю. В. Мельничук<sup>1</sup>, А. М. Ошарин<sup>2</sup>, А. В. Троицкий<sup>2</sup>*

В работе выполнены совместные радиометрические и радиолокационные определения интегральной водности мелкокапельной фракции дождевых облачных систем с учетом эффектов многократного рассеяния. Вклад дождя в излучение системы “облако–дождь” рассчитывался на основе векторного уравнения переноса излучения, позволяющего учесть все порядки многократного рассеяния на сферических каплях дождя в рамках модели статистически независимых частиц. Обнаружено, что максимум интегральной водности переохлажденной воды в облаках не совпадает с максимумом интенсивности осадков. Измерены характерные значения интегральной и удельной водности мелкокапельной фракции воды в облачных системах с осадками.

### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Сведения об интегральной водности (водозапасе) мелкокапельной фракции дождевых облаков представляют значительный интерес при исследованиях процессов осадкообразования и проблемы активных воздействий на дождевые облака с целью увеличения осадков. Переохлажденная мелкокапельная фракция, как правило, является основным источником образования и роста ледяных кристаллов в дождевом облаке, которые во время падения на землю тают, превращаясь в капли дождя. Определение водозапаса облаков без осадков, когда средние размеры капель составляют величину порядка 10 мкм и рассеянием можно пренебречь, осуществляется из радиометрических измерений поглощения микроволнового излучения в облачных каплях [1–3]. При наличии осадков в виде дождя (размеры капель около 1 мм и более) микроволновое излучение атмосферы испытывает не только поглощение, но и рассеяние. Причем вклад дождя в общее излучение в зависимости от интенсивности дождя  $R$  и его высоты  $h$  может превышать вклад от мелкокапельной фракции облака. Поэтому при измерении водозапаса мелкокапельной фракции дождевых облаков требуется учёт вклада дождя в общее радиоизлучение атмосферы. Этот вклад может быть рассчитан по измеренным независимым способом значениям интенсивности дождя  $R$  и его высоты  $h$ , а также распределению капель дождя по размерам  $N(d)$  ( $d$  — диаметр капли). Первые два параметра можно определить из радиолокационных измерений, а  $N(d)$  можно задать, исходя из известных распределений для различных типов дождей [4]. Определение водозапаса дождевых облаков путем совместных радиометрических и радиолокационных измерений выполнено в [5] на основе решения уравнения переноса микроволнового излучения в дожде [6]. Однако при рассмотрении ослабления в слое осадков (особенно интенсивных) необходимо дополнительно учитывать эффекты многократного рассеяния, угловое распределение рассеянного излучения и резонансное ослабление. Вопросы теории рассеяния радиоволн в осадках подробно рассмотрены в работах [6–8].

## 2. МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

В настоящей статье выполнены совместные радиометрические и радиолокационные измерения интегральной водности мелкокапельной фракции дождевых облаков с учетом эффектов многократного рассеяния. Вклад дождя в излучение системы “облако—дождь” рассчитывался на основе векторного уравнения переноса излучения

$$\cos \theta \frac{dI_\alpha(\theta, z)}{dz} = -kI_\alpha(\theta, z) + \sum_{\beta=v,h} \int_0^\pi [\alpha(\theta), \beta(\theta')] I_\beta(\theta', z) \sin \theta' d\theta' + J_\alpha(\theta, z), \quad (1)$$

позволяющего учесть все порядки многократного рассеяния на сферических каплях дождя в рамках модели статистически независимых частиц [9]. Здесь  $z$  — высота над поверхностью земли,  $\theta$  — зенитный угол ( $0 \leq \theta \leq \pi$ ), индексы  $\alpha, \beta$  принимают значения  $v, h$  и обозначают параметры вертикальной и горизонтальной поляризации излучения,  $J_\alpha(\theta, z)$  — вектор источника теплового излучения, компоненты которого для сферических частиц не зависят от поляризации и равны  $k_B k_{\text{пог}} T(z) / \lambda^2$ ,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $\lambda$  — длина волны принимаемого излучения,  $T(z)$  — высотное распределение термодинамической температуры в слое дождя,  $k_{\text{осл}}$  и  $k_{\text{пог}}$  — суммарные коэффициенты соответственно ослабления и поглощения в дожде и атмосфере,  $I_\alpha(\theta, z)$  — вектор интенсивности излучения. Достаточно громоздкое выражение для усреднённой по азимутальному углу фазовой матрицы  $[\alpha(\theta), \beta(\theta')]$  даётся в [9] и приводится нами в Приложении. Принятая модель не предполагает никаких ограничений на параметр  $x = \pi d / \lambda$  дождевых капель и позволяет корректно описать излучение той их части, которая попадает в режим рассеяния Ми.

Граничные условия задачи на верхней границе дождя  $z = h$  и на поверхности земли имеют следующий вид ( $0 \leq \theta \leq \pi/2$ ):

$$I_\alpha(\pi - \theta, z = h) = I^0(\pi - \theta, z = h) \quad (2)$$

$$I_\alpha(\theta, z = 0) = r_\alpha(\theta) I_\alpha(\pi - \theta, z = 0) + (1 - r_\alpha(\theta)) k_B T_0 / \lambda^2. \quad (3)$$

Здесь  $I^0(\pi - \theta, z = h)$  — обусловленное облаком и атмосферой угловое распределение нисходящей интенсивности излучения на верхней границе дождя,  $h$  — высота слоя дождя,  $r_\alpha(\theta)$  — коэффициент отражения соответствующей компоненты излучения (по мощности) на границе раздела атмосфера — поверхность земли,  $T_0$  — температура грунта. Значения коэффициентов отражения для насыщенного влагой грунта заимствовались из [10]. Реально допустимые ошибки в задании  $r_\alpha(\theta)$  и  $T_0$ , как показывают вычисления, практически не сказываются на результатах решения уравнения (1).

Уравнение (1) при известных из радиолокационных измерений значениях интенсивности и высоты дождя решалось следующим образом. Угловое распределение интенсивности нисходящего излучения  $I^0(\pi - \theta, z = h)$  в (2) находилось из выражения для яркостной температуры облака и атмосферы на верхней границе дождя

$$T_{\text{я}}(\pi - \theta, z = h) = T(1 - e^{-\tau / \cos \theta}), \quad (4)$$

где  $\theta$  — зенитный угол наблюдения,  $T_{\text{эфф}}$  — эффективная температура облака и атмосферы выше слоя дождя, т.е. выше уровня нулевой изотермы [11],  $\tau = \tau_w + \tau_{\text{H}_2\text{O}} + \tau_{\text{O}_2}$  — полное вертикальное поглощение выше слоя дождя, складывающееся из вертикального поглощения в облачных каплях  $\tau_w$ , водяном паре  $\tau_{\text{H}_2\text{O}}$  и кислороде  $\tau_{\text{O}_2}$ . Вертикальное поглощение в атмосферном водяном паре  $\tau_{\text{H}_2\text{O}}$  определялось из выражения

$$\tau_{\text{H}_2\text{O}} = \tau_{\text{H}_2\text{O}}(z = 0) \exp(-h/H_{\text{эфф}}), \quad (5)$$

полученного в предположении экспоненциальной зависимости коэффициента поглощения от высоты. В уравнении (5)  $H_{\text{эфф}} \approx 2$  км — эффективная высота распределения водяного пара,  $\tau_{\text{H}_2\text{O}}(z = 0)$  —

вертикальное поглощение в водяном паре на поверхности земли, которое определялось в эксперименте по стандартной методике (см. раздел 3). Величина поглощения в кислороде с достаточной степенью точности рассчитывается априорно из теории поглощения. Полагая исходное значение поглощения в облачных каплях  $\tau_w$  равным нулю, мы затем последовательно увеличивали его до тех пор, пока решение (1) для радиояркой температуры принимаемого у поверхности земли радиоизлучения системы “облако–дождь”  $T_\alpha(\pi - \theta, z = 0)$ , связанной с его интенсивностью выражением  $T_\alpha(\pi - \theta, z = 0) = \lambda^2 I_\alpha(\pi - \theta, z = 0)/k_B$ , не совпадало со значением, измеренным радиометром. По найденной таким образом величине  $\tau_w$  стандартным образом определяется водозапас облака  $w$  из выражения  $w = \tau_w/\gamma(T_{\text{обл}})$ , где  $\gamma(T_{\text{обл}})$  — удельный коэффициент поглощения в облачных каплях,  $T_{\text{обл}}$  — средняя температура облачных капель, значение которой задавалось априорно из радиолокационных данных о высоте верхней и нижней границы облака и среднего градиента температуры в атмосфере, причём нижняя граница облака считалась равной верхней границе дождя  $h$ . В качестве модели распределения капель дождя по размерам в зависимости от типа осадков использовалось либо распределение Джосса для грозы [12], либо Маршалла–Пальмера [13] для обычных дождей. Характерный диаметр капель в интенсивных дождях ( $R \sim 10 \div 15$  мм/час) для указанных распределений составляет величину около 2 мм. При этом параметр  $2\pi d|m|/\lambda \approx 3,8$ , где  $m$  — комплексный показатель преломления воды,  $\lambda = 8$  мм — длина волны наблюдения, существенно больше единицы, т.е. рассеяние носит резонансный характер.

При решении уравнения (1) мы использовали плоскостроистую модель атмосферы для расчёта вклада дождя в излучение системы “облако–дождь” и для задания углового распределения интенсивности нисходящего излучения от облака и атмосферы на верхней границе дождя (2). Проведённые исследования решения уравнения (1) показали, что более 50% вклада собственно облака в нисходящее излучение, обусловленное многократным рассеянием, вносит диапазон углов  $\pm 30^\circ$  от направления зондирования, что, по-видимому, обусловлено некоторой вытянутостью диаграммы рассеяния нисходящего излучения на дождевых каплях. При высоте дождя  $h \leq 1$  км и размере зоны осадков около 30 км (именно такие условия реализовывались в эксперименте) в конусе с углом раскрытия  $30^\circ$  дождь можно считать квазиоднородным, т.е. справедлива плоскостроистая модель. Для облака плоскостроистое приближение, вообще говоря, не выполняется. Однако оценки показывают, что реальные отличия от плоскостроистой модели приводят к ошибкам в определении водозапаса облака  $w$  не превышающим 5%.

### 3. АППАРАТУРА И ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследования интегральной водности мелкокапельной фракции дождевых облаков проводились в январе–марте 1996–1997 г. в Сирии. Аппаратура (метеолокатор и радиометр) располагались в 45 км на востоке от побережья Средиземного моря на высоте 1100 м, т.е. близко к уровню нулевой изотермы. Это привело к уменьшению толщины слоя осадков, дающих вклад в излучение, и, соответственно, к уменьшению ослабления излучения в них, что позволило осуществить радиометрические измерения в ливневых дождях. Значения приземной температуры воздуха во время экспериментов составляли  $4 \div 8^\circ\text{C}$ .

Радиолокационные измерения проводились с помощью автоматизированного комплекса сбора, обработки и представления радиолокационной информации (АКСОПРИ) [14] на базе двухволнового ( $\lambda = 3$  см и  $\lambda = 10$  см) метеолокатора МРЛ-3. Каждые 10 минут комплекс измерял пространственное распределение характеристик зоны осадков размером 200 на 200 км с разрешением 2 на 2 км: интенсивность осадков, высоту слоя дождя (“уровень таяния”), верхнюю границу облаков, скорость и направление переноса осадков.

Радиометрические измерения осуществлялись с помощью модуляционного радиометра на длине

волны  $\lambda = 8$  мм на вертикальной поляризации излучения. Выбор длины волны наблюдения определяется двумя причинами: возможно большей чувствительностью интенсивности излучения к содержанию мелкокапельной фракции воды в облаке и эффектом насыщения радиоярких температур вследствие большого ослабления в дожде. В условиях данного эксперимента длина волны  $\lambda = 8$  мм не приводила к эффектам насыщения при интенсивности дождя до 20 мм/час.

Приём радиоизлучения осуществлялся через радиопрозрачный защитный экран рупорной антенной с шириной диаграммы направленности  $8^\circ$  под зенитным углом  $45^\circ$ . Азимутальный угол наблюдения выбирался совпадающим с направлением ветра. Флуктуационная чувствительность радиометра  $\delta T$  составляла 0,15 К при постоянной времени интегрирования 1 с. Обычно при компьютерной обработке сигнала применялось 120 с усреднение. При средней скорости переноса зоны осадков около 40 км/час это соответствует пространственному усреднению с масштабом приблизительно 1300 м. Калибровка измеряемой яркостной температуры атмосферы проводилась каждый раз непосредственно перед и после зоны дождя и осуществлялась с помощью "чёрного" диска, находящегося в дальней зоне антенны и имеющего температуру окружающего воздуха  $T_0$  (задание уровня отсчёта), и внутреннего источника шума, прокалиброванного в масштабе яркостных температур на предварительном этапе (задание масштаба) [15]. Для определения поглощения в водяном паре  $\tau_{\text{H}_2\text{O}}(z = 0)$  осуществлялось измерение яркостной температуры ясной атмосферы  $T_{\text{Я}}(\pi - \pi/4, z = 0)$  перед зоной дождя и после неё. По измеренным значениям  $T_{\text{Я}}$  из выражения (5) с соответствующей заменой значения эффективной температуры  $T_{\text{эфф}}$  [11] определялось полное вертикальное поглощение  $\tau(z = 0) = \tau_{\text{H}_2\text{O}}(z = 0) + \tau_{\text{O}_2}(z = 0)$ , а затем, после вычитания априорно рассчитанного  $\tau_{\text{O}_2}(z = 0)$ , и  $\tau_{\text{H}_2\text{O}}(z = 0)$ . Найденное среднее значение поглощения  $\tau_{\text{H}_2\text{O}}(z = 0)$  и соответствующее интегральное содержание водяного пара между измерениями считалось неизменным. Однако даже если это положение и не выполняется, возможные вариации поглощения  $\delta\tau_{\text{H}_2\text{O}}(z = h)$  в слое выше дождя (а именно они и важны — см. (5)) пренебрежимо малы, т.к. абсолютное значение поглощения  $\tau_{\text{H}_2\text{O}}(z = h)$  в слое дождя мало. Оно примерно в 3 раза меньше, чем на уровне моря и составляет в экспериментах величину порядка 0,01.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

За время проведения измерений было зарегистрировано 12 случаев прохождения зон осадков через точку измерений, из них 7 случаев соответствовали прохождению центра этих зон. Высота верхней границы дождя  $h$  колебалась при этом в диапазоне от 800 до 1200 м, а средний горизонтальный размер зоны осадков составил приблизительно 30÷40 км. Результаты измерений пространственного распределения интегральной водности мелкокапельной фракции при прохождении центра зоны осадков через точку наблюдения представлены на рис. 1–3. Один из основных результатов заключается в том, что максимум водозапаса переохлаждённой мелкокапельной фракции воды в дождевых зонах (кривая  $W$ ) не совпадает с максимумом интенсивности осадков (кривая  $R$ ). Как правило, максимум водозапаса приходится на передний фронт зоны осадков и находится на расстоянии примерно 8÷12 км от максимума интенсивности осадков. Полученный результат качественно совпадает с результатами измерений переохлаждённой воды в зимних фронтальных облачных системах с осадками в виде сухого снега, когда поглощением и рассеянием в осадках можно пренебречь в силу их малости [16, 17]. Максимальное интегральное содержание переохлаждённой мелкокапельной фракции воды варьировалось от 1,6 кг/м<sup>2</sup> до 2,4 кг/м<sup>2</sup> при среднем водозапасе для всех дождевых зон 0,6 кг/м<sup>2</sup>. Если учесть, что средняя толщина облаков в исследованных зонах осадков составила величину порядка 5 км, и предположить, что распределение плотности капель с высотой не менялось, то максимальная удельная водность составит 0,32÷0,48 г/м<sup>3</sup>. Эти значения представляют собой минимальную оценку, т.к. верхняя граница облака определяется по радиолокационному отражению от кристаллической фазы облака, где

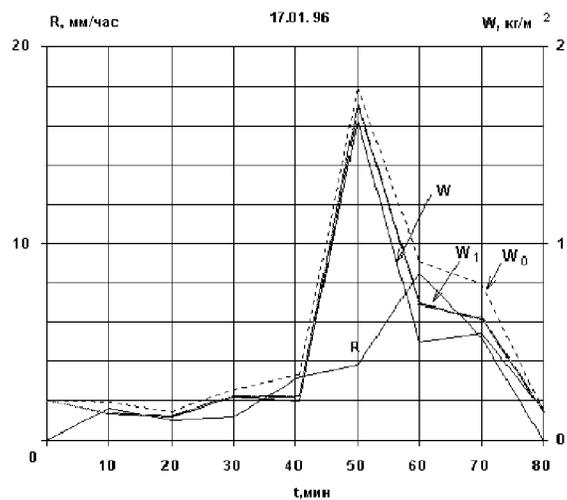


Рис. 1.

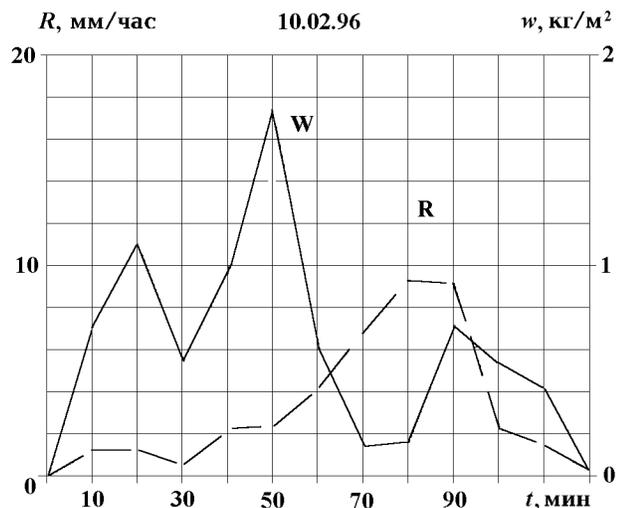


Рис. 2.

переохлаждённой воды может не быть.

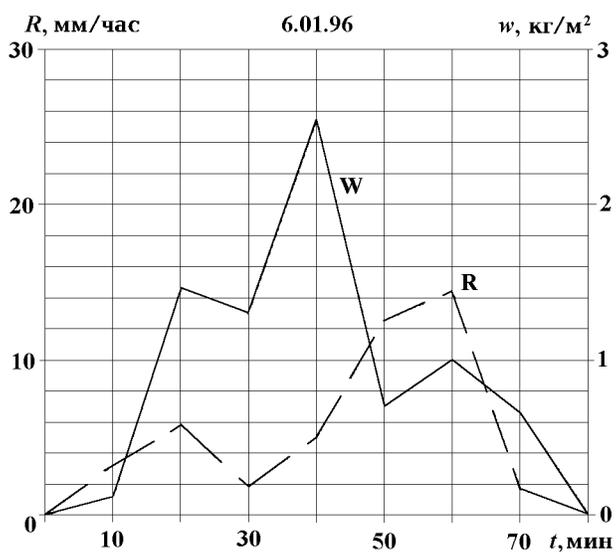


Рис. 3.

ошибке в определении водозапаса облаков около  $0,3 \text{ кг/м}^3$  при интенсивности дождя  $R=10 \text{ мм/час}$ . К ошибке такого же порядка приводит и использование различных видов распределений капель дождя по размерам.

Необходимо отметить, что учёт эффектов многократного рассеяния существенно влияет на результаты определения водозапаса мелкокапельной фракции в дождевых облаках. На рис. 1 приведён пример определения водозапаса в зоне осадков с учётом многократного рассеяния (кривая  $W$ ), в приближении однократного рассеяния (кривая  $W_1$ ) и без учёта рассеяния (кривая  $W_0$ ). В зависимости от интенсивности дождя  $R$  учёт эффектов многократного рассеяния может приводить к ошибке до 50% в определении водозапаса  $w$  при  $R \approx 5 \div 10 \text{ мм/час}$ , хотя вид пространственного распределения водозапаса остаётся при этом неизменным. Кроме этого, основными факторами, влияющими на точность определения водозапаса, являются высота слоя дождя  $h$  и вид распределения капель дождя по размерам  $N(d)$ . Ошибка в определении высоты дождя в 200 м приводит к

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Усреднённая по азимутальному углу фазовая матрица, входящая в (1), имеет следующий вид [9]:

$$[\nu(\theta), \nu(\theta')] = \left\langle \frac{8\pi}{k^2} \left| \sum \frac{a_n}{n(n+1)} s_n^0(\cos \theta) s_n^0(\cos \theta') \right|^2 \right\rangle + \left\langle \frac{16\pi}{k^2} \sum_{m=1}^{\infty} \left| \sum_{n=m}^{\infty} \frac{1}{n(n+1)} [a_n s_n^m(\cos \theta) s_n^m(\cos \theta') + b_n t_n^m(\cos \theta) t_n^m(\cos \theta')] \right|^2 \right\rangle, \quad (\text{П1})$$

$$[\nu(\theta), h(\theta')] = \left\langle \frac{16\pi}{k^2} \sum_{m=1}^{\infty} \left| \sum_{n=m}^{\infty} \frac{1}{n(n+1)} [a_n s_n^m(\cos \theta) t_n^m(\cos \theta') + b_n t_n^m(\cos \theta) s_n^m(\cos \theta')] \right|^2 \right\rangle, \quad (\text{П2})$$

$$[h(\theta), \nu(\theta')] = \left\langle \frac{16\pi}{k^2} \sum_{m=1}^{\infty} \left| \sum_{n=m}^{\infty} \frac{1}{n(n+1)} [a_n t_n^m(\cos \theta) s_n^m(\cos \theta') + b_n s_n^m(\cos \theta) t_n^m(\cos \theta')] \right|^2 \right\rangle, \quad (\text{П3})$$

$$[h(\theta), \nu(\theta')] = \left\langle \frac{8\pi}{k^2} \left| \sum \frac{b_n}{n(n+1)} s_n^0(\cos \theta) s_n^0(\cos \theta') \right|^2 \right\rangle + \left\langle \frac{16\pi}{k^2} \sum_{m=1}^{\infty} \left| \sum_{n=m}^{\infty} \frac{1}{n(n+1)} [a_n t_n^m(\cos \theta) t_n^m(\cos \theta') + b_n s_n^m(\cos \theta) s_n^m(\cos \theta')] \right|^2 \right\rangle, \quad (\text{П4})$$

где угловые скобки означают усреднение по распределению капель дождя по размерам,  $\theta'$  и  $\theta$  — зенитные углы, задающие направления падающего и рассеянного излучения,  $k$  — волновое число излучения,  $a_n$  и  $b_n$  — коэффициенты рассеяния плоской волны сферической частицей, фигурирующие в теории Ми, а  $s_n^m(\cos \theta)$  и  $t_n^m(\cos \theta)$  — угловые функции, рекуррентные соотношения для которых также приведены в [9].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Башаринов А. Е., Кутуза Б. Г. // Труды ГГО, 1968. Вып. 222. С. 100.
2. Горелик А. Г. и др. // Физика атмосферы и океана, 1973. Т. 9. № 9. С. 928.
3. Башаринов А. Е., Горелик А. Г., Калашников В. В., Кутуза Б. Г. // Физика атмосферы и океана, 1970. Т. 6. № 5. С. 526.
4. Дейрменджан Д. // Рассеяние электромагнитного излучения сферическими и полидисперсными частицами. — М.: Мир, 1971.
5. Горелик А. Г. и др. // Физика атмосферы и океана, 1973. Т. 9. № 5. С. 556.
6. Волчок Б. А., Черняк М. М. // Труды ГГО, 1968. Вып. 222. С. 83.
7. Рабинович Ю. И., Черняк М. М. // Труды ГГО, 1976. Вып. 371. С. 43.
8. Кутуза Б. Г., Петренко Б. З., Смирнов М. Т. // В кн. Радиометеорология — Л.: Гидрометеоздат, 1984. — С. 274.
9. Tsang L., Kong J. A., Shin R. T. // Theory of microwave remote sensing. — N.Y.: 1985.
10. Богородский В. В., Козлов А. И., Тучков Л. Т. // Радиотепловое излучение земных покровов. — Л.: Гидрометеоздат, 1977.
11. Кисляков А. Г. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1966. Т. 9. № 3. С. 451.
12. Joss J., Thams J. C., Waldvogel A. — In: Proc. Int. Conf. Cloud Physics, 1968. P. 369.

13. Marshall J. S., Palmer W. M. // J. Geophys. Res., 1948. V. 5. P. 165.
14. Мельничук Ю. В. и др. — В сб.: Тезисы 7-го Всесоюзного совещания по радиометеорологии. — Москва, 1986. С. 45.
15. Троицкий А. В. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1986. Т. 29. № 8. С. 876.
16. Koldaev A. V., Chernikov A. A., Melnickov Yu. V., Koloskov B. P., Troitsky A. V. — In: Proc. 12-th Intern. Conf. Clouds and Precip. — Zurich, Switzerland, 1996. P. 442.
17. Азаров А. С., Колдаев А. В., Миронов А. Ф. — В сб.: Труды Всесоюзного совещания по распространению УКВ и электромагнитной совместимости. — Улан-Уде, 1983.

<sup>1</sup> Центральная Аэрологическая  
Обсерватория, г. Долгопрудный,  
Московская обл., Россия

Поступила в редакцию  
21 декабря 1998 г.

<sup>2</sup> Научно-исследовательский  
радио-физический институт,  
г. Н.Новгород, Россия

#### **RADIOMETRIC–RADAR DETERMINATION OF THE WATER CONTENT OF RAIN CLOUDS TAKING INTO ACCOUNT THE EFFECT OF MULTIPLE SCATTERING**

*A. V. Koldaev, Yu. V. Mel'nitchouk, A. M. Osharin, and A. V. Troitsky*

We perform the combined radiometric and radar measurements of the integral water content of the small-drop fraction of rainy cloud systems taking the effect of multiple scattering into account. The contribution of the rain to the emission from the “cloud–rain” system is calculated using the vector equation of radiation transfer. This equation accounts for all orders of multiple scattering on spherical drops using the model of statistically independent particles. We found that the maximum of the integral content of the overcooled water in clouds does not correspond to the maximal intensity of the precipitation. We determined typical values of the integral and specific water contents of the small-drop water fraction in cloud systems with precipitation.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВАРИАЦИЙ НАПРАВЛЕНИЯ МАКСИМУМА ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ТРЁХСАНТИМЕТРОВЫХ РАДИОВОЛН МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ, ВЫЗВАННЫХ ИЗМЕНЕНИЯМИ НАПРАВЛЕНИЯ ВЕТРА

Ю. М. Жидко, Г. К. Иванова

Исследована корреляция минутных вариаций направления приповерхностного ветра и направления максимума диаграммы обратного рассеяния 3-см радиоволн морской поверхностью. Коэффициент корреляции вариаций направлений ветра, достигавших  $10 \div 20$  градусов, и максимума диаграммы обратного рассеяния изменялся от 0,52 для нефильтрованных сигналов до 0,83 при фильтрации частот выше  $1/60$  Гц. Время запаздывания отклика диаграммы рассеяния на вариации направления ветра составляло не более 20 с. Полученный результат свидетельствует о значительном вкладе мелкомасштабного ветрового волнения в формирование анизотропии рассеяния радиоволн морской поверхностью. Отсюда следует также, что временные вариации направления ветра наряду с вариациями модуля скорости определяют шумовой фон в тех случаях, когда объектом наблюдения является не ветер, а, например, слики, внутренние волны, течения и т.д.

### ВВЕДЕНИЕ

Интенсивность радиолокационного сигнала, отражённого от взволнованной морской поверхности, зависит от направления ветра над зондируемым участком поверхности. Это приводит к появлению связи между вариациями отражённого сигнала и направлением ветра. Вариации отражённого сигнала, вызванные ветром, оказываются информативными в случае, когда радиолокатор используется в качестве дистанционного измерителя направления ветра, и шумовым фоном, когда исследуются слики, течения, поверхностные проявления внутренних волн или объекты на морской поверхности или вблизи неё.

Настоящая работа посвящена изучению связи быстрых (лежащих в интервале периодов  $T$  от десятка секунд до десятка минут) вариаций направления ветра и направления максимума диаграммы отражённого от морской поверхности сигнала. Нижняя граница интервала обусловлена возможностями аппаратуры. Выбор верхней границы определялся условием  $T \ll T_c$ , где  $T_c$  — время квазистационарности морской поверхности. Для морского волнения  $T_c$  может меняться от десятка минут до нескольких часов [1].

Теоретическое определение связи между вариациями направлений ветра и максимума диаграммы обратного рассеяния затрудняется инерционностью морского волнения, причём инерционность низкочастотной части волнения на  $2 \div 3$  порядка выше высокочастотной. Наиболее простая ситуация имеет место в случае медленных вариаций, характерные времена которых превышают время  $T_c$ . В этом случае, достаточно хорошо изученном [2,3], направление максимума диаграммы обратного рассеяния совпадает с направлением ветра и, следовательно, вариации направления максимума диаграммы обратного рассеяния  $\psi_d(t)$  полностью совпадают с вариациями направления ветра  $\psi_v(t)$ .

При быстрых вариациях ( $T \ll T_c$ ), исследуемых в данной работе, связь между  $\psi_d(t)$  и  $\psi_v(t)$  имеет другой вид. В рамках двухмасштабной модели морской поверхности и в предположении, что периоды вариаций направления ветра превышают время установления резонансной ряби  $T_y$ , рассеяние радиоволн можно описать формулой [4]

$$P(\varphi, t) = q(\varphi, t)Q(\varphi, t), \quad (1)$$

где  $P(\varphi, t)$  — интенсивность отражённого сигнала,  $\varphi$  — угол облучения поверхности в азимутальной плоскости,  $t$  — время,  $q(\varphi, t)$  — угловое распределение резонансной ряби,  $Q(\varphi, t)$  — множитель,

учитывающий влияние уклонов крупномасштабной поверхности на величину отражённого сигнала. Множитель  $Q(\varphi, t)$  определяется длинноволновой частью спектра волнения, начиная с волны  $\varepsilon\lambda_p$ , где  $\varepsilon \sim 2 \div 3$ , а длина резонансной ряби  $\lambda_p$  находится из условия  $\lambda_p = \lambda/2 \cos \gamma$ , где  $\lambda$  — длина волны радиолокатора,  $\gamma$  — угол скольжения [4]. Экспериментальные данные, использованные в данной работе, получены для  $\lambda = 3,2$  см,  $\gamma = 5^\circ$ , следовательно,  $\lambda_p = 1,6$  см, а период резонансной ряби  $T_p$  в соответствии с дисперсионным уравнением [5] приблизительно равен 0,07 с. Если для оценки положить время установления ряби равным  $100T_p$ , то  $T_y \sim 7$  с. Зависимость множителя  $Q(\varphi, t)$  от угла  $\varphi$  в основном определяется сильноинерционной частью волнения, практически не реагирующей на минутные вариации направления ветра. Поэтому в первом приближении функция  $Q(\varphi, t)$  имеет максимум при  $\varphi = \varphi_0$ , где  $\varphi_0$  — среднее направление ветра при времени усреднения порядка  $T_c$ . Множитель  $q(\varphi, t)$  имеет максимум при  $\varphi = \varphi_0 + \psi_b(t)$ , поскольку максимум функции углового распределения ряби успевает установиться по направлению ветра. Нетрудно видеть, что при малых вариациях направления ветра ( $\psi \ll 90^\circ$ ) из (1) следует

$$\psi_d(t) \simeq \rho\psi(t), \quad (2)$$

где  $\rho = \frac{q''(\varphi_0)}{q''(\varphi_0) + Q''(\varphi_0)}$ ,  $q''(\varphi_0)$  и  $Q''(\varphi_0)$  — вторые производные по углу. Величина  $\rho$  характеризует относительный вклад резонансной ряби в формирование диаграммы обратного рассеяния.

К сожалению, вид функции углового распределения ряби не изучен. При численных расчётах диаграммы рассеяния анизотропией резонансной ряби, как правило, пренебрегают, хотя и имеются данные, противоречащие такому предположению. Так, расчёты авторов работы [6] дали в  $2 \div 3$  раза меньшие значения такой важной характеристики диаграммы, как отношение интенсивностей рассеяния вдоль и поперёк направления ветра по сравнению с экспериментом. Исследование связи между вариациями направления ветра и максимума диаграммы обратного рассеяния позволяет, как следует из формулы (2), установить количественный критерий вклада резонансной ряби в формирование диаграммы рассеяния и решить вопрос о возможности пренебрежения анизотропией резонансной ряби.

Насколько нам известно из литературы, исследований воздействия высокочастотных вариаций направления ветра на отражённый сигнал ни теоретически, ни экспериментально не производилось. Это и побудило нас к выполнению работы, результаты которой изложены в настоящей статье. Исследование осуществлялось на основе записей сигнала судового радиолокатора, работавшего в режиме кругового обзора морской поверхности, полученных в Тихом океане [3]. Предварительные результаты исследований изложены в препринте [7].

## 1. ОПИСАНИЕ АППАРАТУРЫ, МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Антенна судового радиолокатора располагалась на высоте 22 м над уровнем моря. Ряд секторов обзора затенялся корабельными надстройками, однако незатенённая часть была достаточной для определения изменения направления максимума диаграммы обратного рассеяния.

Отражённый сигнал стробировался по дальности (ширина строба 200 нс) и записывался на ленту аналогового магнитофона. Синхронно записывались скорость и направление ветра, измеряемые прибором, расположенным вблизи антенны. Исходя из результатов работы [8], можно полагать, что ветер над отражающими участками морской поверхности близок по величине и направлению к ветру, измеряемому на судне.

Зона обзора радиолокатора располагалась на расстоянии от 150 до 600 м от борта судна. Ближняя граница зоны обзора определялась двумя факторами: возмущениями, вносимыми корпусом судна в поверхностное волнение, и затенениями корабельными надстройками значительных участков морской поверхности вблизи судна. В статье приведены результаты обработки данных зондирования с движущегося судна (скорость движения 12 узлов) по стробу дальности 270 м. Дальность 270 м обеспечивает

компромисс между стремлениями иметь большое отношение сигнал/шум на выходе приёмника локалатора и малое возмущение, вносимое судном в зондируемую область. Измерения с движущегося судна оказываются предпочтительнее измерений с дрейфующего судна в связи с меньшим уровнем возмущений, вносимых его корпусом в поверхностное волнение [3].

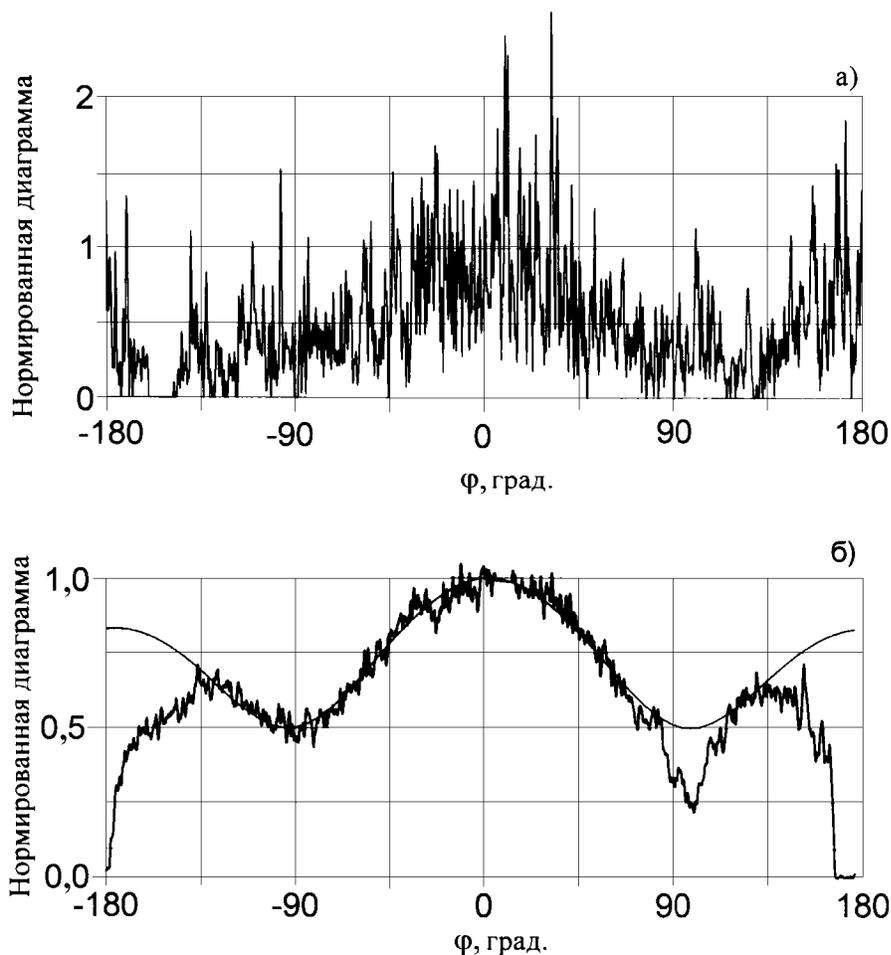


Рис. 1. Диаграммы обратного рассеяния: а) за 1 оборот; б) за 120 оборотов антенны (жирная линия) и её аппроксимация двумя гармониками ряда Фурье (тонкая)

Для выяснения интересующих нас вопросов было бы желательно проследить смещение максимума диаграммы обратного рассеяния  $F(\varphi)$  в случае скачкообразного изменения направления ветра при постоянной величине его скорости. Вариации приповерхностного океанского ветра весьма разнообразны, и можно ожидать, что в каком-то интервале времени они будут близки к желаемым. Исходя из этого, мы просмотрели запись 6-часовой реализации сигнала (отражённый сигнал, скорость и направление ветра). Из записи был выбран получасовой фрагмент с квазискачкообразным изменением направления ветра. Выбранный фрагмент и был в дальнейшем использован для обработки. Для этого фрагмента определялись направления максимумов диаграмм обратного рассеяния, построенных по каждому обороту антенны. Диаграмма, построенная по данным за один оборот, оказывается сильно изрезанной вследствие статистического характера сигнала и малого времени наблюдения. Одна из таких диаграмм, нормированная на максимум усреднённой диаграммы, приведена на рис. 1а (здесь и в дальнейшем диаграмма определена по полю). Для нахождения положения  $i$ -го максимума  $\varphi_{m_i}$  исполь-

зовался корреляционный анализ. Величина  $\varphi_{mi}$  находилась как сумма углов, определяющих положения максимума опорной диаграммы  $F_{оп}(\varphi)$ , и максимума коэффициента взаимной корреляции опорной диаграммы и диаграммы, определённой по  $i$ -му обороту антенны. В качестве опорной использовалась диаграмма, усредненная по 120 оборотам (см. рис. 1б).

Точность определения направления диаграммы зависит от точности поддержания неизменного курса судна и погрешностей нахождения максимумов функции корреляции. Погрешности судовождения составляли не более  $1^\circ$ . Погрешности нахождения максимумов функции корреляции можно оценить, исходя из следующих соображений. Функцию корреляции, найденную по экспериментальным данным за один оборот антенны, можно представить в виде некоторой плавной кривой с наложенными на неё мелкомасштабными флуктуациями. В качестве оценки погрешности нахождения положения максимума функции корреляции использовалась дисперсия разности положений максимального максимума и максимума на сглаженной кривой. Сглаживание осуществлялось путём аппроксимации функции корреляции полиномом шестой степени в интервале углов  $\pm 30^\circ$  относительно максимума. Корень квадратный из этой величины, определённой за весь интервал обработанных данных, равен  $1,2^\circ$ . Таким образом, точность определения направления диаграммы составляет приблизительно  $2 \div 3^\circ$ .

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

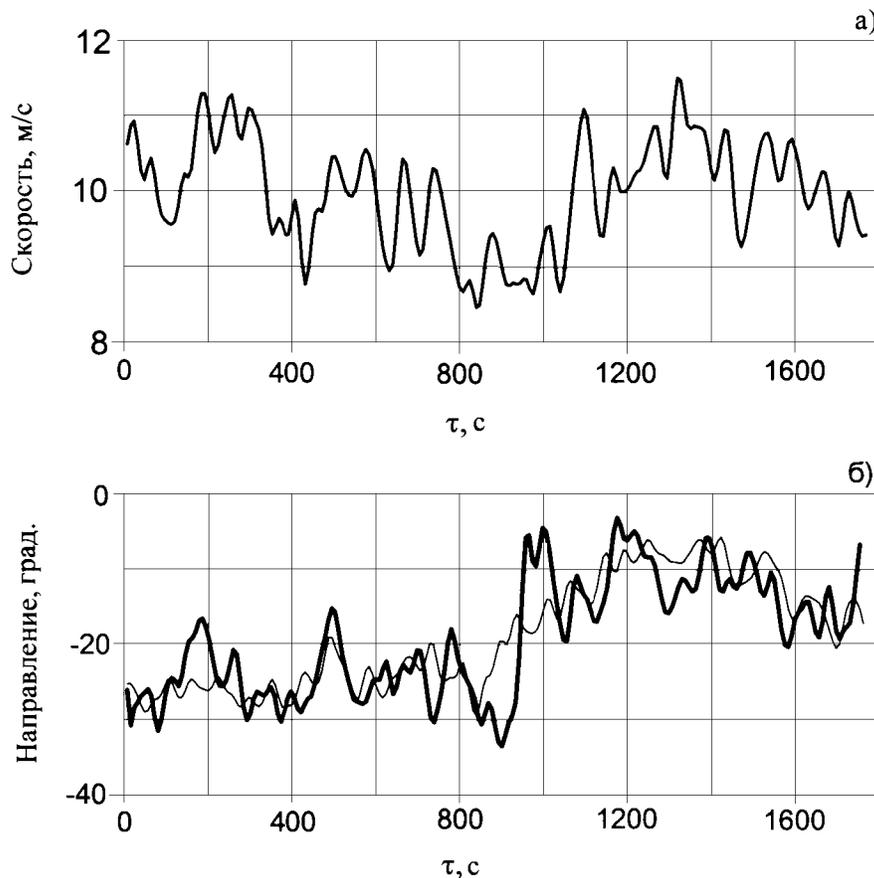


Рис. 2. Временные вариации скорости ветра (а) и направления максимума диаграммы обратного рассеяния и направления ветра, показанные соответственно жирной и тонкой линиями (б).

Средняя скорость ветра за время измерений в выбранном фрагменте записи сигнала была около 10 м/с (см. рис. 2а). Направление ветра относительно оси судна менялось от минус  $28^\circ$  до минус  $7^\circ$ . По характеру изменения направления ветра этот фрагмент можно разбить на три участка (см. рис. 2б). На первом (длительностью около 13 минут) среднее значение угла между ветром и осью судна равнялось минус  $25^\circ$ , вариации относительно среднего составляли  $\pm 4^\circ$ . На третьем (длительностью около 11 минут) среднее значение этого угла увеличилось до минус  $11^\circ$ . В промежутке между первым и третьим участками приблизительно за 5 минут направление ветра изменилось на  $14^\circ$ . Наличие такого квазиступенчатого изменения направления ветра, относительно большого по сравнению с точностью определения направления максимума диаграммы обратного рассеяния ( $2^\circ \div 3^\circ$ ), при мало меняющейся скорости ветра и явилось основным аргументом при выборе фрагмента. На рис. 2б приведено и направление максимума диаграммы обратного рассеяния в зависимости от времени. Нетрудно видеть, что направление максимума диаграммы отслеживает основные характерные черты изменения направления ветра: совпадают средние значения направления ветра и максимума диаграммы на каждом из отмеченных участков, визуально заметна корреляция и более мелкомасштабных вариаций.

На рис. 3 приведён коэффициент взаимной корреляции направлений ветра и максимума диаграммы рассеяния в зависимости от сдвига по времени  $\tau$ . Исходные зависимости направлений ветра и максимума диаграммы рассеяния от времени подвергались фильтрации: отсекались колебания с периодами меньше  $T$ . При  $T = 2$  с (отсутствует фильтрация) функция корреляции сильно изрезана. Основной максимум, равный приблизительно 0,52, достигается при  $\tau = 8$  с, однако справа

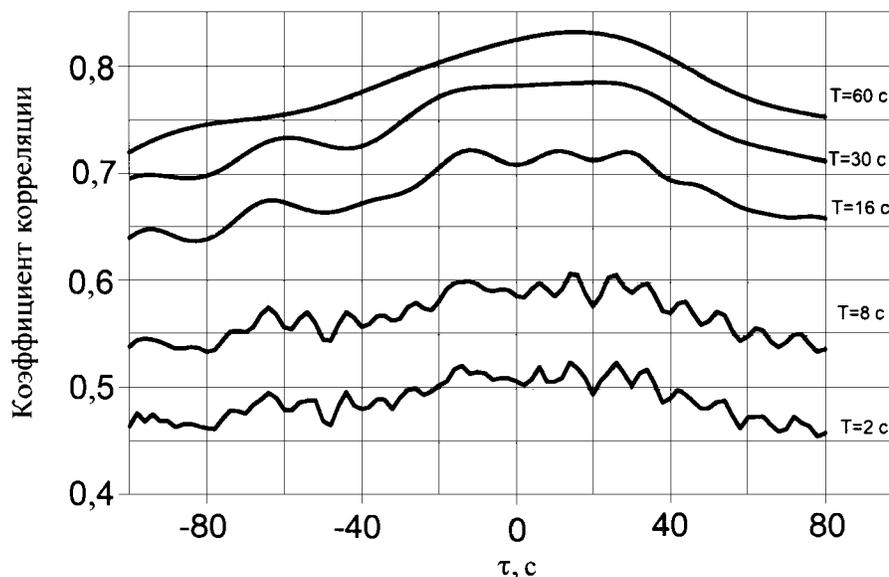


Рис. 3. Зависимость функции взаимной корреляции направлений ветра и максимума диаграммы обратного рассеяния от сдвига  $\tau$  по времени.  $T$  — верхняя граница полосы фильтрации.

и слева от него расположены по два максимума, близкие по величине к максимальному. Фильтрация приводит к увеличению максимального значения коэффициента корреляции от 0,61 при  $T = 8$  с до 0,83 при  $T = 60$  с. Одновременно уменьшаются флуктуации кривой. Это говорит о наличии в исследуемых сигналах высокочастотных вариаций, не связанных с вариациями ветра. При этом наиболее существенными представляются вариации, обусловленные пространственно-временной неоднородностью морской поверхности в зоне кольца, по которому определялась диаграмма: радиус кольца (270 м) соизмерим с длинами волн зыби и энергонесущих составляющих волнения (около 100 м). Следует также отметить влияние “рыскания” судна, погрешности измерителя направления ветра и расчёта направления максимума диаграммы.

Задержка на время около  $10 \div 20$  с отклика диаграммы обратного рассеяния на минутные вариации направления ветра хорошо соответствует времени установления резонансной ряби.

Результаты эксперимента показывают, что вариации направления максимума диаграммы рассеяния близки по величине к вариациям направления ветра. С учётом формулы (2) это позволяет сделать вывод о том, что резонансная рябь является существенно анизотропной.

Если объектом диагностики является не ветер, а, например, поверхностные проявления внутренних волн, вариации сигнала обратного рассеяния, вызванные вариациями направления ветра, являются шумом (будем называть его ветровым шумом). Оценим величину ветрового шума при зондировании морской поверхности в режиме бокового обзора. При нахождении оценки будем считать, что скорость ветра постоянна, а величины вариаций направления ветра и максимума диаграммы рассеяния полностью совпадают (такое предположение, вообще говоря, приводит к завышению оценки). При малых вариациях направления ветра интенсивность отражённого сигнала можно представить в виде

$$P(\varphi_a, \psi_B(t)) = P(\varphi_a, 0) + 2\psi(t)P(\varphi_a, 0)F'_\varphi(\varphi_a)/F(\varphi_a), \quad (3)$$

где  $\varphi_a$  — угол, определяющий положение максимума диаграммы направленности антенны относительно среднего направления ветра. Зависимость величины относительной крутизны диаграммы обратного рассеяния  $2F'_\varphi(\varphi_a)/F(\varphi_a)$  от угла зондирования  $\varphi_a$  приведена на рис. 4. При расчёте использовалась аппроксимация измеренной диаграммы рядом Фурье из двух гармоник (см. рис. 1б), предложенная Муром и др. [2]. Как видно из рис. 4, крутизна диаграммы, а следовательно, и ветровые шумы, существенно зависят от угла зондирования: по направлению и против направления ветра ( $\varphi_a = 180^\circ$  и  $\varphi_a = 0^\circ$ ) крутизна диаграммы равна нулю, а максимумы, равные 0,030 и 0,024, достигаются при  $\varphi_a$  равном  $74^\circ$  и  $286^\circ$  (на склонах лепестка диаграммы, направленного против ветра) и  $\varphi_a$  равном  $125^\circ$  и  $235^\circ$  (на склонах лепестка, направленного по ветру) соответственно.

При зондировании морской поверхности в режиме бокового обзора ветровые шумы проявляются в радиолокационном изображении (т.е. в координатах дальность—время) в виде чередующихся полос с повышенным и пониженным сечением обратного рассеяния. Контраст их радиоиображения  $K$ , т.е. отношение максимального сигнала обратного рассеяния к минимальному в соседних полосах, определяется диапазоном вариаций и диаграммой рассеяния. Если, например, вариации гармонические, то контраст всех полос одинаков и зависит от амплитуды вариации направления ветра  $\psi_0$ . На рис. 5 приведены графики зависимости  $K$  от  $\psi_0$  для нескольких значений угла  $\varphi$ . При  $\psi_0 = 10^\circ$  и зондировании в направлении  $\varphi = 74^\circ$  величина  $K$  достигает 1,8.

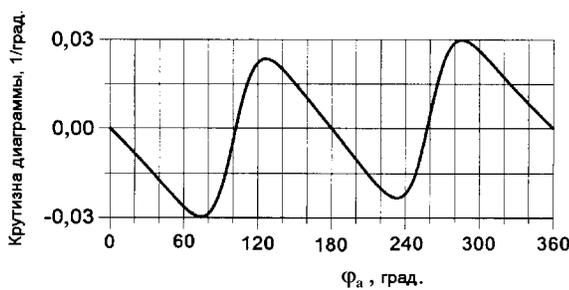


Рис. 4. Зависимость крутизны диаграммы обратного рассеяния от угла зондирования  $\varphi_a$ .

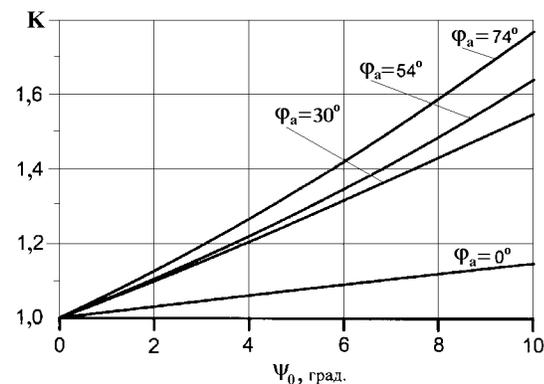


Рис. 5. Зависимость контраста радиоиображения  $K$  ветровых шумов от амплитуды вариаций направления ветра  $\psi_0$  для углов зондирования  $\varphi_a$ , равных  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $54^\circ$  и  $74^\circ$ .

В ряде случаев влияние ветровых шумов на точность радиолокационной диагностики может ока-

заться существенным, например, при изучении проявлений внутренних волн на поверхности, если контраст их радиоизображения меньше или одного порядка с контрастом квазигармонических ветровых шумов. Если вариации ветра неизвестны и отсутствует априорная информация о параметрах внутренних волн и вариациях направления ветра, то различить проявления внутренних волн и ветровых шумов в режиме бокового обзора невозможно.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследована корреляция минутных вариаций направлений приповерхностного ветра и максимума диаграммы обратного рассеяния 3-см радиоволн от морской поверхности. Изменения направления ветра отслеживаются диаграммой с запаздыванием не более 20 с, что свидетельствует об анизотропии резонансной ряби.

Наличие корреляции между минутными вариациями направлений ветра и максимума диаграммы обратного рассеяния открывает возможность дистанционного измерения минутных вариаций ветра с помощью радиолокатора. В тех случаях, когда объектом наблюдения является не ветер, а, например, суда, слики, проявления внутренних волн, течения и т.д., вариации сигнала, вызванные вариациями направления ветра, являются шумом, аналогичным тому, что появляется при вариациях модуля скорости ветра [9].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 97-02-17538).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Теоретические основы и методы расчета ветрового волнения. Под ред. И. Н. Давидана. — Л.: Гидрометеиздат, 1988.
2. Мур Р. К., Фен А. К. // ТИИЭР, 1979. Т. 30. № 11. С. 40.
3. Гуськов М. П., Жидко Ю. М., Родин В. В., Русакова И. А., Шихов О. А. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1988. Т. 31. № 11. С. 1318.
4. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. — М.: Наука, 1972.
5. Монин А. С., Красавицкий В. П. Явления на поверхности океана. — Л.: Гидрометеиздат, 1985.
6. Гуськов М. П., Жидко Ю. М., Иванова Г. К., Рябинин А. Г., Шихов О. А. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1990. Т. 33. № 9. С. 1013.
7. Жидко Ю. М., Иванова Г. К. Препринт ИПФ РАН., № 457. — Нижний Новгород, 1997.
8. Жидко Ю. М., Родин В. В., Каневский М. Б. // Изв. АН СССР. Сер. Физ. атм. и океана, 1983. № 3. С. 328.
9. Жидко Ю. М. // Изв. АН СССР. Сер. Физ. атм. и океана, 1982. Т. 18. № 12.

Институт прикладной физики РАН,  
Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию  
16 декабря 1998 г.

**ANALYSIS OF VARIATIONS OF THE MAIN LOBE OF THE PATTERN OF 3-CM RADIOWAVE BACKSCATTERING  
FROM THE SEA SURFACE DUE TO THE VARIATIONS OF WIND DIRECTION**

*Yu. M. Zhidko AND G. K. Ivanova*

We analyze correlation between minute variations of the wind direction near the sea surface and the direction of the main lobe of the pattern of 3-cm radio wave backscattering. Angular variations of the wind direction amount to 20–30°. The correlation coefficient between these variations and the direction of the main lobe of the backscattering varied from 0.52 in the case of nonfiltered signals to 0.83 in the case of frequency filtering above 1/60 Hz. The response of the scattering pattern delayed not more than 20 s relative to the variations of wind direction. The obtained result gives evidence for the significant effect of the short surface waves on anisotropy of the radio wave scattering by the sea surface. It means also that temporal variations of the direction of sea wind, in addition to the variation of the absolute value of the wind velocity, determine the noise background in the cases when slicks, internal waves, streams etc. are studied rather than the wind itself.

## МЕТОД ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОГО МАСШТАБНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ТРОСОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

*Е. Б. Балдин, В. С. Коротков*

Предложен метод электродинамического масштабного моделирования тросовых излучателей при большой величине коэффициента масштабирования. Получены соотношения между распределениями токов моделей тросовых антенн, имеющих разную проводимость. Приведены описание стенда масштабного моделирования тросовых антенн и методика исследования параметров тросовых антенн на стенде. Представлены данные измерений амплитудно-фазовых распределений (АФР) токов тросовых антенн различного типа.

Электромагнитное масштабное моделирование широко используется при разработке авиационных антенн и антенн, устанавливаемых на различные подвижные объекты. Масштабное моделирование авиационных антенн при соблюдении соотношений подобия [1] между масштабной моделью и антенной на самолете позволяет определить экспериментальным путём входные импедансы и характеристики излучения полномасштабных самолётных антенн на основной и ортогональной поляризациях, исследовать ряд характеристик, измерение которых затруднено на полномасштабных антеннах во время полета (например, АФР тока вдоль антенны), отработать функционирование измерительно-вычислительного бортового комплекса при отсутствии полномасштабной антенны.

При выполнении соотношений подобия по проводимости между исследуемой антенной и её масштабной моделью при коэффициенте масштабирования около 1000 возникает необходимость использования материала, имеющего проводимость, в 200 раз превышающую проводимость серебра, что определяет практическую неосуществимость точного электромагнитного масштабного моделирования антенн таким методом. Точное масштабное моделирование самолётных антенн может быть осуществлено с помощью метода, основанного на измерении параметров практически реализуемых масштабных моделей антенн и последующего преобразования измеренных данных к параметрам масштабных моделей, удовлетворяющих соотношениям подобия с полномасштабными антеннами.

В настоящей работе предлагается следующий способ экспериментального исследования параметров самолётных антенн методом масштабного моделирования. Вначале измеряется АФР тока вдоль масштабной модели тросовой антенны с параметрами, отличающимися от требуемых по соотношениям подобия. После этого из полученных данных при помощи точных соотношений находится АФР тока вдоль идеальной масштабной модели, позволяющей получить характеристики полномасштабной тросовой антенны.

Предлагаемый метод масштабного моделирования позволяет получить экспериментальным путём характеристики не только проволочных или тросовых излучателей, но и излучателей, которые могут быть представлены как совокупность проволочных антенн (например, зеркальные антенны или излучающие корпуса летательных аппаратов).

### 1. НЕКОТОРЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ

Предположим, что распределение тока  $I(z)$  вдоль прямолинейной тросовой антенны удовлетворяет интегральному уравнению вида [2]

$$\int_{L_1}^{L_2} I(z')G(z-z')dz' + \rho I(z) = V\delta(z), \quad (1)$$

где  $(L_2 - L_1)$  — длина антенны,  $\rho$  — погонный импеданс антенны,  $\delta(z)$  — безразмерная функция распределения напряжения вдоль троса,  $V$  — напряжение источника. В случае прямолинейного излучателя ядро  $G(z - z')$  определяется по формуле

$$G(z - z') = \frac{i}{4\pi\omega\varepsilon_0} \frac{\exp(-ikr)}{r^5} \left[ (1 + ikr)(2r^2 - 3a^2) + (kar)^2 \right].$$

Здесь  $a$  — радиус троса,  $r = \sqrt{a^2 + (z - z')^2}$ ,  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $k = \omega/c$  — волновое число,  $\omega$  — циклическая частота напряжения источника,  $c$  — скорость света. Запишем аналогичное (1) уравнение для антенны, имеющей отличающийся от  $\rho$  погонный импеданс  $\rho_0$  и распределение тока  $I_0(z)$ :

$$\int_{L_1}^{L_2} I_0(z')G(z-z')dz' + \rho_0 I_0(z) = V\delta(z). \quad (2)$$

Из уравнений (1) и (2) следует, что

$$\int_{L_1}^{L_2} I(z')G(z-z')dz' + \rho I(z) = \int_{L_1}^{L_2} I_0(z')G(z-z')dz' + \rho_0 I_0(z). \quad (3)$$

Соотношение (3) справедливо как в случае, когда  $\delta(z)$  — дельта-функция, так и в реализуемых на практике случаях, когда  $\delta(z)$  — некоторая функция, принимающая конечные значения на интервале от  $z = L_1$  до  $z = L_2$ .

Перепишем соотношение (3) в следующем виде:

$$I(z) = \frac{\rho_0 + g_0(z)}{\rho + g(z)} I_0(z), \quad (4)$$

где

$$g_0(z) = \int_{L_1}^{L_2} G(z-z') \frac{I_0(z')}{I_0(z)} dz', \quad (5)$$

$$g(z) = \int_{L_1}^{L_2} G(z-z') \frac{I(z')}{I(z)} dz'. \quad (6)$$

На основании того факта, что ядро  $G(z - z')$  имеет ярко выраженный резонансный характер [1], в нулевом приближении по  $z$  для функций  $g_0(z)$  и  $g(z)$  положим  $g_0(z) \approx s_0$  и  $g(z) \approx s$ , где  $s_0$  и  $s$  — некоторые константы. После этого для тока  $I(z)$  в нулевом приближении имеем

$$I(z) = \frac{\rho_0 + s_0}{\rho + s} I_0(z). \quad (7)$$

Подстановка (7) в (4)–(6) даёт для тока  $I(z)$  выражение

$$I(z) = \frac{\rho_0 + g_0(z)}{\rho + g_0(z)} I_0(z), \quad (8)$$

позволяющее определить распределение тока  $I(z)$  вдоль тросовой антенны, имеющей погонный импеданс  $\rho$ , по измеренному распределению тока  $I_0(z)$  вдоль антенны, имеющей погонный импеданс  $\rho_0$ .

В связи с тем, что на стенде масштабного моделирования тросовых антенн измерение компонент электромагнитного поля осуществляется на некотором расстоянии от модели тросовой антенны, рассмотрим соотношения, необходимые для определения распределения тока вдоль модели тросовой антенны из измеренных компонент электромагнитного поля антенны в ближней зоне.

В цилиндрической системе координат  $(R, \varphi, z)$  создаваемое тросовой антенной магнитное поле связано с распределением тока  $I(z)$  в антенне следующим соотношением [3]:

$$H(z, R) = \int_{L_1}^{L_2} G(z - z', R) I(z') dz', \quad (9)$$

где

$$G(z - z', R) = \frac{R}{4\pi} (1 + ikr) \frac{\exp(-ikr)}{r^3}.$$

Здесь  $r = \sqrt{R^2 + (z - z')^2}$ ,  $H(z, R)$  —  $\varphi$ -тая компонента магнитного поля. Предполагается, что антенна находится на оси  $z$  выбранной системы координат. Задачу о восстановлении тока  $I(z)$  по известному магнитному полю  $H(z, R)$  можно рассматривать как задачу о нахождении обратного интегрального оператора в соотношении (9).

В ближней зоне существуют методы определения тока [4], основанные на резонансном характере ядра  $G(z - z', R)$ . В этом случае между током и создаваемым им магнитным полем имеет место сравнительно простая связь  $I(z) = 2\pi R H(z, R)$ . Однако эта связь нарушается в окрестностях резких изгибов антенны и вблизи её концов. Кроме того, измерительный зонд, находясь в ближней зоне антенны, искажает искомое распределение тока.

Задача о нахождении тока по излучаемому им полю может быть сведена к решению интегрального уравнения Фредгольма первого рода. При этом можно получить приближённые решения, являющиеся результатом действия некоторого линейного оператора на вектор, представляющий собой данные, снятые с набора зондов, образующих решётку, либо данные, полученные при перемещении одного зонда [5, 6].

В работах [7–9] показано, что в качестве обратного оператора можно взять интегральный оператор с ядром, комплексно-сопряжённым исходному ядру  $G(z - z', R)$ , при этом восстановленное распределение тока  $J(z)$  в антенне можно получить из соотношения

$$J(z) = \int \alpha G^*(z - z', R) H(z', R) dz', \quad (10)$$

где  $\alpha$  — некоторая константа, определяемая из условия равенства магнитных полей, соответствующих токам  $I(z)$  и  $J(z)$ , а интегрирование ведётся по области измерения магнитного поля. Соотношение (10) справедливо как в волновой зоне, так и в зоне квазистатики.

В случае, когда исследуемая антенна находится достаточно близко к поверхности грунта, необходимо учитывать влияние грунта на распределение тока антенны. В приближении идеально проводящего грунта с плоской поверхностью рассеянное грунтом поле является полем зеркального отражения исследуемой антенны, относительно поверхности грунта. При этом распределение тока на зеркальном источнике равно взятому с противоположным знаком распределению тока исследуемой антенны. Слагаемое уравнения (1), содержащее интеграл, определяет распределение тангенциальной компоненты электрического поля на поверхности исследуемой антенны. Поэтому для учёта влияния идеально проводящего грунта достаточно вычесть из ядра  $G(z - z')$  в (1) величину, которая получается из выражения

$G(z - z')$  после замены  $r$  на  $\sqrt{4h^2 + (z - z')^2}$ , где  $h$  — расстояние от исследуемой антенны до поверхности грунта. Кроме того, при измерениях магнитного поля антенны следует учесть, что вблизи поверхности грунта магнитные поля зеркального изображения и исследуемой антенны равны и складываются синфазно

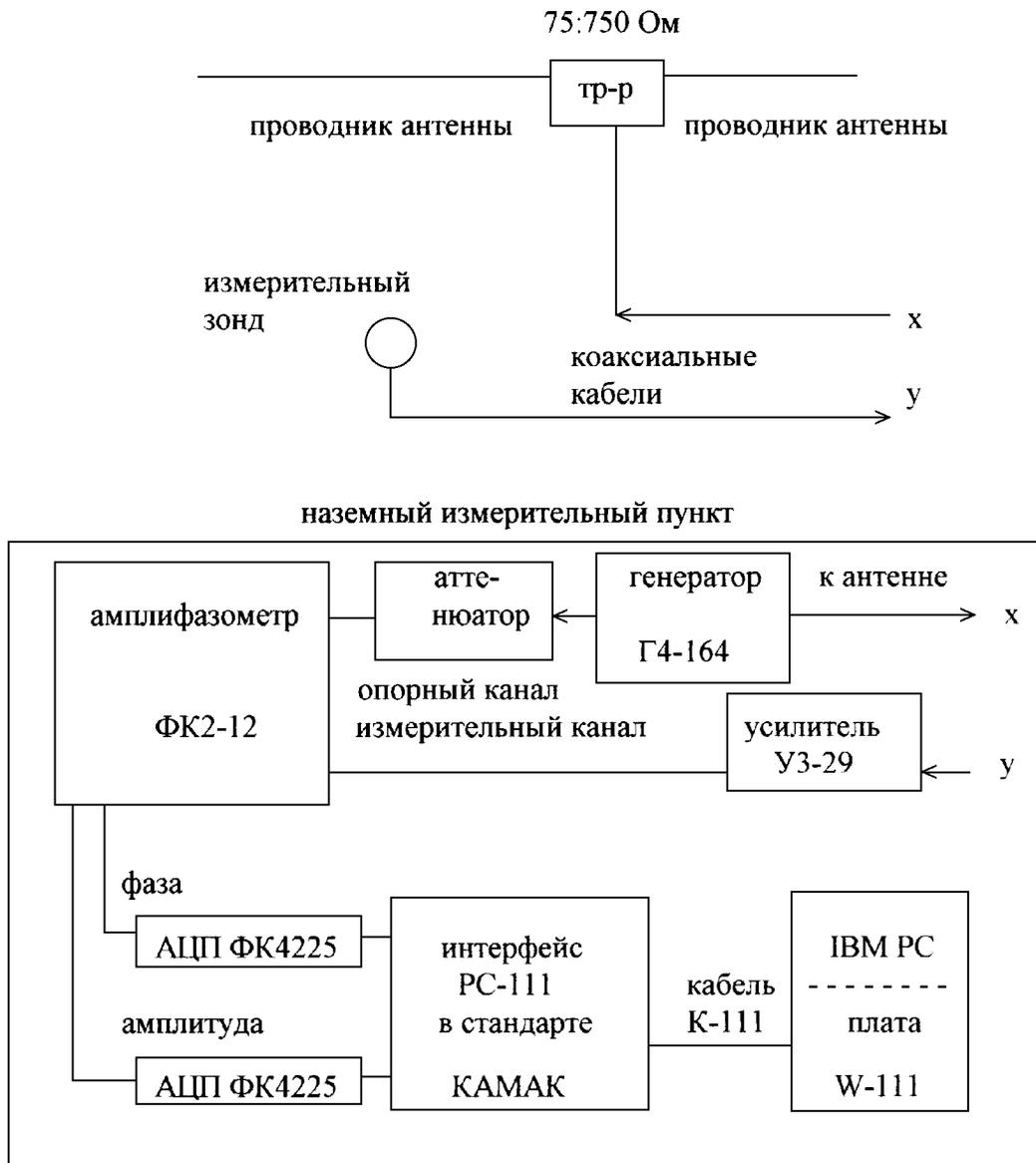


Рис. 1.

## 2. ОПИСАНИЕ СТЕНДА МАСШТАБНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ АВИАЦИОННЫХ АНТЕНН

Стенд масштабного моделирования проловочных самолётных антенн (см. блок-схему на рис.1) разработан для измерения характеристик устанавливаемых на движущиеся объекты тросовых антенн.

Натурные измерения характеристик таких антенн технически сложны и не всегда выполнимы [10]. Рабочий диапазон частот стенда  $5 \div 30$  МГц, модель антенны устанавливается на высоте  $h \leq 15$  м над плоской площадкой размерами 30 м на 30 м. Стенд обеспечивает измерение входного импеданса модели антенны, распределений тока и заряда вдоль антенны и распределения ближних полей на поверхности грунта под антенной в зависимости от частоты источника напряжения для разных профилей кривизны проводников, их взаимной ориентации, толщины, проводимости, наличия в них сосредоточенных неоднородностей, высоты подвеса модели и других факторов.

Наземная измерительная аппаратура стенда и модель антенны соединены коаксиальным кабелем для возбуждения антенны генератором напряжения через трансформатор импедансов  $75 : 750$  Ом. В состав наземной аппаратуры стенда входят генератор Г4–164, усилитель напряжения УЗ–29, амплифазометр ФК2–12, аппаратура в стандарте КАМАК, ЭВМ, электрический и магнитный зонды для измерения распределений заряда и тока вдоль проводников и коммутируемые датчики компонент полей на поверхности грунта под моделью. Усилитель напряжения служит для усиления сигнала зонда, поступающего затем в измерительный канал амплифазометра. Аппаратура в стандарте КАМАК необходима для связи ЭВМ с измерительной аппаратурой стенда и включает в себя вставляемую в ЭВМ плату W–111, интерфейс РС–111, который соединяется с платой W–111 кабелем К–111, и два аналого-цифровых преобразователя (АЦП) ФК4225. Один АЦП необходим для определения амплитуды измеряемого сигнала, другой — для определения фазы измеряемого сигнала.

Данные измерений полей на поверхности грунта являются первичной информацией для радиологических методов реконструкции тока вдоль проводников тросовых антенн. Сбор и обработка информации осуществляется с помощью персональной ЭВМ.

Конструкция системы подвеса антенны, изготовленная из диэлектрических материалов, обеспечивает изменение высоты подвеса в диапазоне  $1 \div 15$  м, требуемый криволинейный профиль проводников в вертикальной плоскости, аппроксимируемый ломаной линией, а также оперативную установку электрического и магнитного зондов на площадке под антенной.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На стенде масштабного моделирования были проведены эксперименты по измерению различных компонент электромагнитного поля тросовых излучателей. На рис. 2, 3 представлены результаты измерения амплитуды и фазы магнитного поля симметричных тросовых излучателей длиной 9 м. Излучатели размещены горизонтально на высотах 1 м (рис. 2) и 3 м (рис. 3). Длина волны составляла 18 м, т.е. излучатели находились в резонансе. Магнитное поле измерялось при помощи рамочного зонда вблизи земли вдоль проекции тросового излучателя на поверхность грунта в точках, расположенных с шагом 1 м. Расстояние от центральной точки, которая совпадает с проекцией точки подключения источника напряжения к излучателю, до крайних точек измерения составило 15 м. Измерения амплитуды и фазы магнитного поля в каждом случае проводились дважды, что позволило сделать вывод о достаточно точной повторяемости результатов измерений. На рисунках кроме экспериментальных результатов изображены данные теоретических расчётов (экспериментальные значения отмечены знаком "×", теоретические показаны сплошной линией).

Аналогичные измерения были проведены и для несимметричных (1 : 8) одно- (см. рис. 4) и двухтросовых (см. рис. 5) антенн, расположенных под углом  $10^\circ$  к горизонтали. Точка подключения источника напряжения к несимметричному излучателю, которая была смещена относительно геометрического центра излучателя (на рисунках) в область положительных значений расстояния  $z$ , находилась на высоте 3 м.

Среднее квадратичное отклонение измерений распределения амплитуды магнитного поля, создаваемого симметричным тросовым излучателем, находящимся на высоте 1 м, составило менее 8%

от максимального значения амплитуды магнитного поля, а в среднем 3% по всем точкам наблюдения. Соответствующие величины для распределения фазы не превысили  $18^\circ$  и  $5^\circ$ . Погрешности экспери-

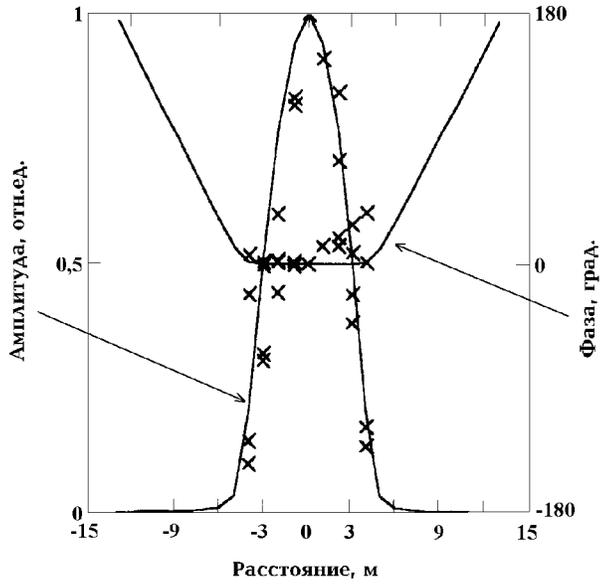


Рис. 2.

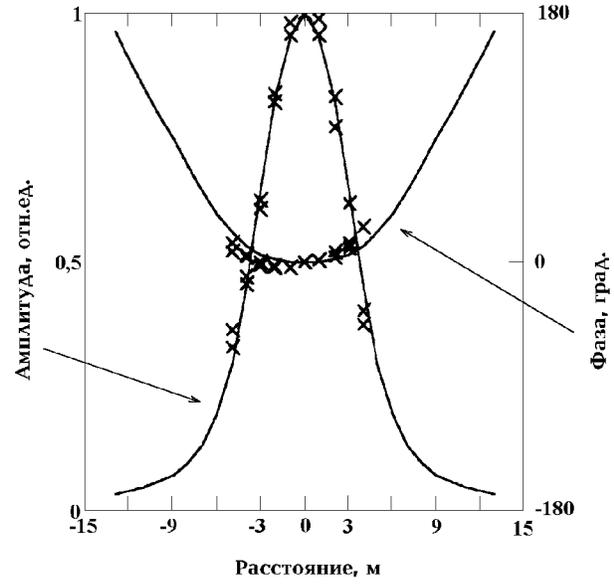


Рис. 3.

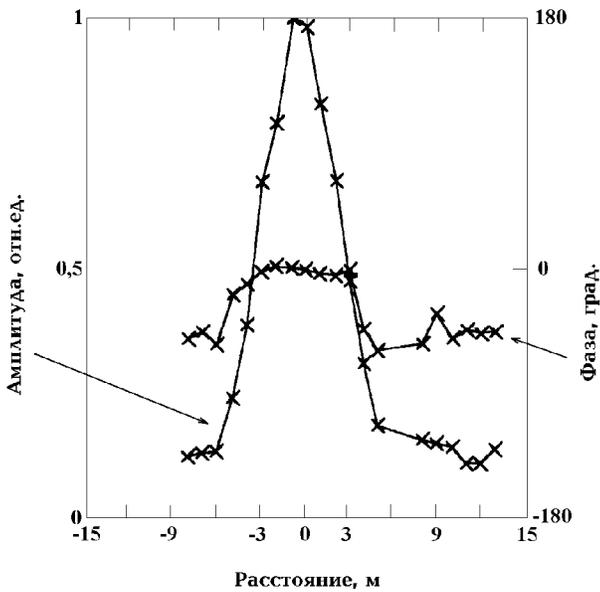


Рис. 4.

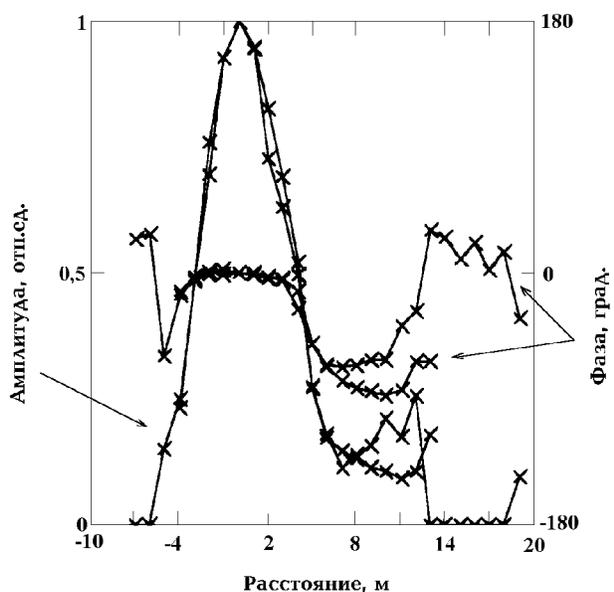


Рис. 5.

ментальных измерений по сравнению с теоретическими расчётами составили для амплитуды поля менее 25% от максимального значения амплитуды (в среднем 9,5% по всем точкам наблюдения), для фазы поля — менее  $17^\circ$  (в среднем  $8^\circ$ ), среднее квадратичное отклонение измерений амплитуды магнитного поля, создаваемого таким же излучателем, но находящимся на высоте 3 м, составило менее 3% от максимума (в среднем 2%), среднее квадратичное отклонение измерений фазы — соответственно  $3^\circ$  и  $1^\circ$ . Погрешности для амплитуды составили не более 6,6% (в среднем 2,4%), для фазы — соответственно не более  $14^\circ$  и  $6^\circ$ .

Среднее квадратичное отклонение измерений распределения амплитуды магнитного поля, созда-

ваемого односторонней антенной, составило не более 7,5% от максимального значения амплитуды (в среднем 3,2% по всем точкам наблюдения). Среднее квадратичное отклонение измерений распределения фазы магнитного поля данной антенны составило  $11^\circ$  (в среднем  $4^\circ$ ). Аналогичные величины средних квадратичных отклонений для измерений распределения амплитуды магнитного поля двухсторонней антенны составили менее 9% от максимального значения амплитуды (в среднем 2,5%), для измерений распределения фазы магнитного поля — соответственно  $23^\circ$  и  $8^\circ$ .

Сравнение рис. 2 и рис. 3 показывает, что отклонение теоретического распределения поля от измеренного становится больше при уменьшении расстояния между моделью тросовой антенны и рамочным зондом. Увеличение расхождения между теоретическим и измеренным распределениями можно объяснить увеличением неравномерности распределения поля в пределах области, занимаемой рамочной антенной, при уменьшении расстояния между исследуемой антенной и рамочным зондом.

Для экспериментальной проверки полученного соотношения (8) на стенде масштабного моделирования были проведены измерения параметров тросовых антенн, изготовленных из нихрома и меди, имеющих отличающуюся в 100 раз удельную проводимость. После этого из параметров антенны, изготовленных из нихрома, были вычислены параметры антенн, изготовленных из меди.

На рис. 6 представлены распределения амплитуды и фазы тока медного симметричного тросового излучателя, рассчитанные двумя способами. Первый способ (сплошная линия) заключался в восста-

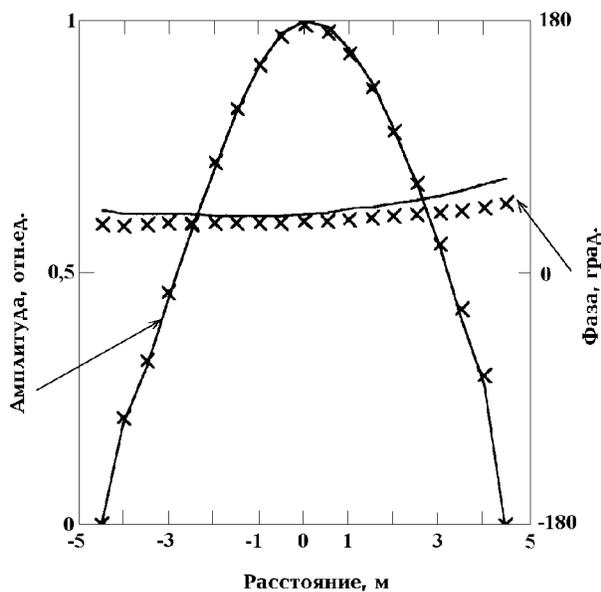


Рис. 6.

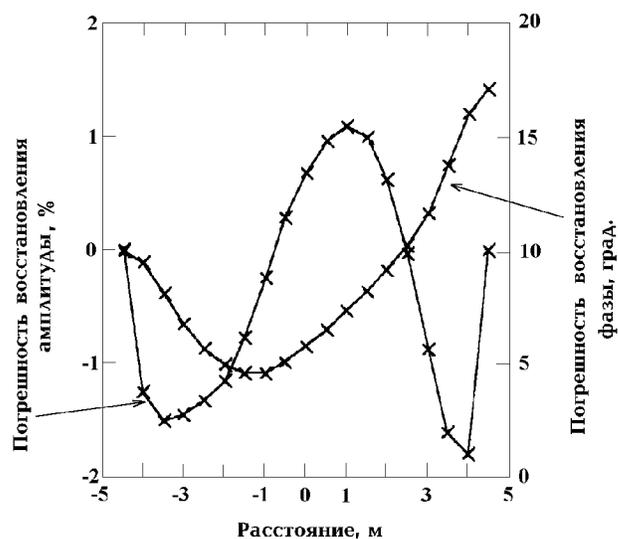


Рис. 7.

новлении АФР тока медного симметричного излучателя по АФР тока аналогичного нихромового излучателя (АФР тока нихромового излучателя вычислялся по результатам измерений магнитного поля нихромового излучателя с использованием (10), а затем в соответствии с (8) находилось АФР тока медного излучателя). Второй способ заключался в вычислении АФР тока медного тросового излучателя из результатов непосредственных измерений магнитного поля медного излучателя при помощи (10) (измеренные значения тока медного излучателя отмечены знаками "x"). Как медный, так и нихромовый излучатели имели диаметр 0,5 мм, длину 9 м и были установлены горизонтально на высоте 1,5 м над поверхностью грунта.

На рис. 7 приведены относительная погрешность восстановления амплитуды тока, которая составила менее 2% от максимального значения тока, а также абсолютная погрешность восстановления фазы тока, которая не превышает  $18^\circ$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Кинг Р., Смит Г., Антенны в материальных средах. — М.: Мир, 1984.
2. Dokuchaev V.P., — In: Proc. XXVII Scientific Conference on Antenna Theory and Technology. Moscow, 23–25 August, 1994. — P. 295.
3. Айзенберг Г. З., Коротковолновые антенны. — М.: Связьиздат, 1962.
4. Egashira S., Tagushi M., Sakitani A. // IEEE Trans., 1988. V. AP-36 № 7. P. 918.
5. Захарьев Л. Н., Леманский А. А., Турчин В. И. и др. Методы измерения характеристик антенн СВЧ, под ред. Н. М. Цейтлина. — М.: Радио и связь, 1985.
6. Гармаш В. Н., Ефименко К. Э. // Радиотехника и электроника, 1993. Т. 38. № 1. С. 25.
7. Коротков В. С. // Известия ВУЗов. Радиофизика, 1983. Т. 26. № 9. С. 1114.
8. Korotkov V. S. — In: Proc. XXVII Scientific Conference on Antenna Theory and Technology. Moscow, 23–25 August, 1994. — P. 396.
9. Korotkov V. S., Baldin E. V. — In: Fourth International Symposium on Antennas and EM Theory. Xi'an, China, 19–22 August, 1997.
10. Baldin E. V., Korotkov V. S., Eryshev E. B., Bychkov V. V. — In: Proc. XXVII Scientific Conference on Antenna Theory and Technology. Moscow, 23–25 August, 1994. — P. 434.

Научно-производственное  
предприятие “Полёт”,  
г. Н.Новгород, Россия

Поступила в редакцию  
7 мая 1998 г.

## THE METHOD FOR ELECTRODYNAMICAL MODELING OF WIRE ANTENNAS

*E. V. Baldin and V. S. Korotkov*

We propose the method for electrodynamic modeling of wire antennas that can be used at large values of the scaling factor. We obtain the relations among the current distributions in the wire-antenna models that have different conductivity. We describe the facility for the modeling of wire antennas and the technique for studying the parameters of wire antennas using this facility. We present the measurement data on amplitude–phase distributions of the currents in wire antennas of different types.

## РАЗРАБОТКА ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ МЕТОДОВ РАСЧЁТА ПЕЧАТНЫХ ВИБРАТОРНЫХ АНТЕНН, ИСПОЛЬЗУЮЩИХ МНОГОСЛОЙНЫЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ

*Н. А. Гальченко, С. А. Вартамян*

Получено решение электродинамической задачи по расчёту основных характеристик печатного вибраторного излучателя, расположенного в многослойной диэлектрической структуре без потерь: входного сопротивления, диаграммы направленности, коэффициента направленного действия.

В настоящее время разработчики антенной техники и специалисты в области радиосвязи проявляют значительный интерес к исследованию характеристик и разработке печатных антенн [1–7]. Отличительные особенности печатных антенн — малые размеры и масса, технологичность, высокая воспроизводимость при серийном изготовлении — делают весьма перспективным использование их на летательных аппаратах, таких как самолёты, ракеты, искусственные спутники Земли [1]. Антенны с диэлектрическим покрытием успешно могут применяться для решения задач обеспечения электромагнитной совместимости и уменьшения радиолокационного сечения [2].

Целью настоящей работы является создание электродинамического метода расчёта основных электрических характеристик печатного вибраторного излучателя, расположенного в многослойной диэлектрической структуре (МДС) без потерь — основного элемента логопериодических вибраторных антенн. В основу метода положено использование тензорной функции Грина (ТФГ), полученной разложением поля по собственным модам соответствующего гипотетического волновода [8, 9].

1. Хотя предложенный подход применим для любого количества слоёв, в работе рассмотрение ограничивается пятислойной средой (рис. 1). Изображённая на этом рисунке МДС симметрична относительно плоскости  $y = 0$ . В соответствии с [8, 9] рассматриваемая структура заменяется гипотетической волноведущей системой (ВС), показанной на рис. 2.

Электромагнитное поле в МДС определяем через электрические и магнитные потенциалы соотношениями

$$\begin{aligned} {}^{(1)}\vec{E}_i &= -j\omega\mu_i {}^{(1)}\vec{A}_i + \frac{1}{j\omega\varepsilon_i} \Delta {}^{(1)}\vec{A}_i \\ {}^{(1)}\vec{H}_i &= \nabla \times {}^{(1)}\vec{A}_i \end{aligned} \quad (1a)$$

для электрических волн и соотношениями

$$\begin{aligned} {}^{(2)}\vec{E}_i &= -\nabla \times {}^{(2)}\vec{A}_i, \\ {}^{(2)}\vec{H}_i &= -j\omega\varepsilon_i {}^{(2)}\vec{A}_i + \frac{1}{j\omega\mu_i} \Delta {}^{(2)}\vec{A}_i \end{aligned} \quad (16)$$

для магнитных волн. Здесь и в дальнейшем используемые обозначения и терминология соответствуют принятым в работе [8].

В силу симметрии задачи возбуждения электромагнитных волн в рассматриваемой структуре учитываются поля, определяемые только следующими сочетаниями индексов “о” и “е”:

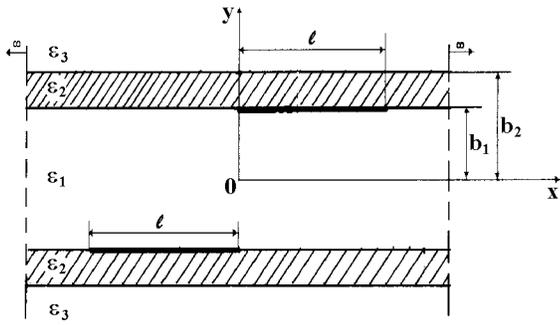


Рис. 1. Печатный вибратор в МДС, в которой  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$  — действительные диэлектрические проницаемости.

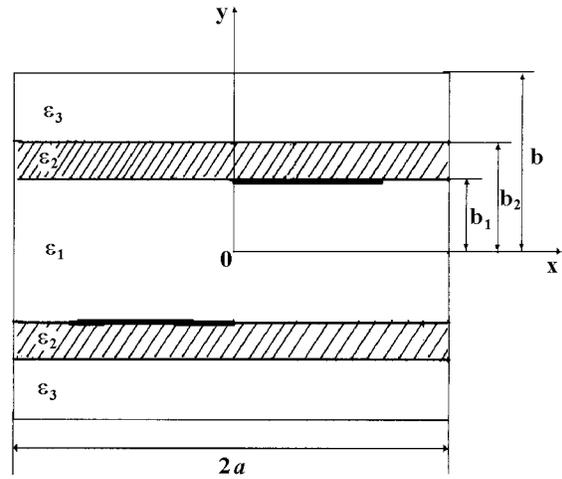


Рис. 2. Печатный вибратор в гипотетическом волноводе.

$\alpha^{(v)} \vec{A}^e$ ,  $v = 1, 2$ . Индекс "о" в дальнейшем опускается. Парциальные значения векторного потенциала  ${}^{(1)}A_{\mu y}^e$  при  $y > 0$  определяются выражениями [8]

$${}^{(1)}A_{yi}^e = \sin(r_m x) {}^{(1)}Y_{\mu i}^e(y), \quad (2)$$

где

$${}^{(1)}Y_{\mu 1}^e(y) = \sin(q_{\mu 1}^e y),$$

$${}^{(1)}Y_{\mu 2}^e(y) = {}^{(1)}D_{\mu 21}^e \sin(q_{\mu 2}^e y) + {}^{(1)}D_{\mu 22}^e \cos(q_{\mu 2}^e y),$$

$${}^{(1)}Y_{\mu 3}^e = {}^{(1)}Y_{\mu 2}^e(b_2) e^{-\hat{q}_{\mu 3}^e (y - b_2)}$$

— поверхностные волны;

$${}^{(1)}Y_{t3}^e = \frac{1}{2} {}^{(1)}Y_{t2}^e(b_2) \left[ (1 - j {}^{(1)}M^e) e^{-j q_{t3}^e (y - b_2)} + (1 + j {}^{(1)}M^e) e^{+j q_{t3}^e (y - b_2)} \right],$$

$${}^{(1)}M^e = \frac{1}{\varepsilon_2} \frac{{}^{(1)}Y_{t2}^e(b_2)}{q_{t3}^e {}^{(1)}Y_{t2}^e(b_2)}$$

— пространственные (псевдоповерхностные) волны [10, 11];

$${}^{(1)}D_{\mu 21}^e = \sin(q_{\mu 2}^e b_1) \sin(q_{\mu 1}^e b_1) + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \frac{q_{\mu 1}^e}{q_{\mu 2}^e} \cos(q_{\mu 2}^e b_1) \cos(q_{\mu 1}^e b_1),$$

$${}^{(1)}D_{\mu 22}^e = \cos(q_{\mu 2}^e b_1) \sin(q_{\mu 1}^e b_1) - \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \frac{q_{\mu 1}^e}{q_{\mu 2}^e} \sin(q_{\mu 2}^e b_1) \cos(q_{\mu 1}^e b_1);$$

$$(q_{\mu i}^e)^2 = k_i^2 - ({}^{(1)}\chi_{\mu}^e)^2, \quad ({}^{(1)}\gamma_{m\mu}^e)^2 = ({}^{(1)}\chi_{\mu}^e)^2 - r_m^2, \quad (\hat{q}_{\mu i}^e)^2 = -(q_{\mu i}^e)^2,$$

$k_i = k \sqrt{\varepsilon_i \mu_i}$ ,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $\lambda$  — длина волны излучения в вакууме,  ${}^{(1)}\chi_{\mu}^e$  — корни трансцендентного уравнения

$${}^{(1)}Y_{\mu 2}^e(b_2) = -\varepsilon_2 \hat{q}_{\mu 2}^e {}^{(1)}Y_{\mu 2}^e(b_2).$$

Аналогичные выражения легко получить и для векторного потенциала  $^{(2)}A_y$ .

2. При выводе интегрального уравнения для тонких электрических вибраторов (рис. 2) используется модель бесконечно малого зазора [12], справедливая для вибраторов с  $W/2l < 0,06$ , где  $W$  — ширина вибратора,  $l$  — полудлина вибратора [13, 14]; напряжения  $+\frac{V_0}{2}$  и  $-\frac{V_0}{2}$  между соответствующим плечом вибратора и электрической стенкой в плоскости  $x = 0$  при  $y = \pm b_1$  считаются известными. Объёмная плотность электрического тока вибратора  $\vec{j}^e = \vec{i}_x j_x^e$ , где  $\vec{i}_x$  — единичный вектор в направлении оси  $x$  определяется выражением

$$j_x^e = \frac{1}{W} I(x, z) \delta(\pm y \mp b_1), \tag{3}$$

где

$$I(x, z) = \sum_{\nu=1}^J I_\nu \Psi_\nu(x) \varphi(z),$$

$\Psi_\nu(x) = \frac{\cos[(2\nu - 1)\pi x]}{2l}$  — базисные функции,  $\varphi(z)$  — функции, обозначающие зависимость плотности тока от координаты  $z$ ,  $I_\nu$  — постоянные коэффициенты,  $J$  — число базисных функций, используемых в разложении. В качестве граничного условия для распределения тока выберем обращение тока в ноль на краю вибратора (при  $x = l$ ). В дальнейшем для упрощения изложения общей идеи предложенного метода полагаем  $\varphi(z) = 1$ . Учёт особенности поведения поля на ребре вибратора, при  $z = \pm W/2$ , используется только при анализе сходимости метода. Вектор электрического поля в рассматриваемой ВС определяется через возбуждающий ток  $\vec{j}^e$  и тензоры Грина выражением

$$\vec{E}(r) = \int_{V'} \bar{G}^{11}(r, r') \vec{j}^e(r') dv', \tag{4}$$

где  $r$  — точка наблюдения,  $r'$  — точка источника,

$$\bar{G}^{11}(r, r') = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 G_{ij}^{11} \vec{l}_i \vec{l}_j,$$

$\vec{l}_i \vec{l}_j$  — диадное произведение единичных векторов. Элементы матрицы  $G^{11}$  определяются следующими соотношениями:

$$G_{ij}^{11} = -\frac{1}{2\pi} \sum_{v=1}^2 \left[ \sum_{\mu=1}^{\infty} \int_0^{\infty} {}^{(v)}\hat{E}_{iu\mu}^{\pm}(r) {}^{(v)}\hat{E}_{ju\mu}^{\mp}(r') du + \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} {}^{(v)}\hat{E}_{iut}^{\pm}(r) {}^{(v)}\hat{E}_{jut}^{\mp}(r') dudt \right] - \frac{1}{j\omega\epsilon} \delta(r - r') \delta_{3i} \delta_{3j}. \tag{5}$$

Здесь  $\vec{E}_\mu^{\pm} = (\vec{e}_{\tau,\mu} \pm \vec{e}_{z,m}) e^{\mp j\gamma_\mu z}$ ,  $\vec{e}_{\tau,\alpha}$  и  $\vec{e}_{z,\alpha}$  — выражения соответственно для поперечных и продольной составляющих электрического поля, определяемые соотношениями (1), (2); верхний знак соответствует случаю  $r > r'$ , нижний знак — случаю  $r < r'$ ; индексы  $i, j$  принимают значения 1, 2, 3 и обозначают номер компоненты по координатным осям (1 соответствует проекции на ось  $x$ , 2 — на ось  $y$ , 3 — на ось  $z$ ;  $\mu$  — номер типа поверхностной волны, который является двойным и записывается в виде  $m, \mu$  или  $m, s$ ; индексы, характеризующие симметрию волн и номер области МДС, опущены;  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера;

$${}^{(v)}\hat{E}_{iu\mu} = \frac{{}^{(v)}E_{iu\mu}}{({}^{(v)}J_{u\mu}), \quad {}^{(v)}J_{u\mu}^2 = {}^{(v)}N_\mu = \int_S [\vec{E}_{u\mu}^-, \vec{H}_{u\mu}^+] \vec{l}_z ds$$

и

$${}^{(v)}\hat{E}_{iut} = \frac{{}^{(v)}E_{iut}}{{}^{(v)}J_{ut}}, \quad {}^{(v)}J_{ut}^2 = {}^{(v)}N_t = \int_S [\vec{E}_{ut}^-, \vec{H}_{ut}^+] \vec{l}_z ds$$

— нормированные значения соответствующих компонент поля. При этом в первом и во втором слагаемых в правой части выражения (5) для элементов матрицы  $\overline{\overline{G}}^{11}$  норма  ${}^{(v)}N$  заменяется соответственно на  $\dot{N}$  и  $\ddot{N}$ , определяемые соотношениями [8]

$${}^{(v)}N_{u\mu} = a^{(v)}\dot{N}_{u\mu}, \quad {}^{(v)}N_{ut} = ab^{(v)}\ddot{N}_{ut} \equiv ab^{(v)}\dot{N}_{ut}.$$

Используя методику расчёта возбуждения вибратора сторонним напряжением  $V_0$  [12], из условия обращения касательной к поверхности вибратора составляющей электрического поля  $E_x$  (4) в нуль получим интегральное уравнение. Решая его методом Галеркина, приходим к следующей системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) для определения неизвестных коэффициентов  $I_\nu$  в разложении (3):

$$\sum_{\nu=1}^J I_\nu \int_S \int_{S'} G_{11}^{11}(x, b_1, z; x', b_1, z') \Psi_\nu(x') \Psi_n(x) ds ds' = -\frac{V_0 W^2}{2}, \quad (6)$$

где  $n = 1, 2, \dots, J$ , а интегрирование ведется по плоскости вибратора. Подставляя (5) в (6), преобразуем полученную СЛАУ к виду

$$\frac{1}{\pi} \sum_{\nu=1}^J I_\nu \sum_{v=1}^2 \left[ \int_0^\infty \sum_{\mu=1}^\infty {}^{(v)}\Phi_{n\nu}^d(u, \mu) du + \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \int_0^\infty {}^{(v)}\Phi_{n\nu}(u, t) dudt \right] = -V_0 W^2, \quad (7)$$

где  $n = 1, 2, \dots, J$ ,

$${}^{(v)}\Phi_{n\nu}^d(u, \mu) = - \int_S \int_{S'} {}^{(v)}\hat{E}_{xu\mu}^\pm(r_1) {}^{(v)}\hat{E}_{xu\mu}^\mp(r'_1) \Psi_\nu(x') \Psi_n(x) ds ds';$$

выражения для  ${}^{(v)}\Phi_{n\nu}(u, t)$  получаются из  ${}^{(v)}\Phi_{n\nu}^d(u, \mu)$  заменой  $q_{\mu i}^e$  и  $\eta_{\mu i}^e$  на  $\sqrt{t^2 + k^2(\varepsilon_i - 1)}$ ,  ${}^{(v)}\gamma_{u\mu}^e$  — на  $\gamma_{ut}^e = \sqrt{k^2 - u^2 - t^2}$ ;  $r_1$  и  $r'_1$  — соответствующие значения  $r$  и  $r'$  на поверхности вибратора (при  $y = b_1$  и  $y' = b_1$ ).

Вычисление матричных элементов в (7) в общем случае сводится к двойному интегрированию по  $u$  и  $t$  функций, имеющих особенности типа полюсов и точек ветвления. Переход к полярным координатам, позволяющий исключить особенность функций относительно параметра  $u$ , сводит матричное уравнение (7) к выражению

$$\frac{1}{\pi} \sum_{\nu=1}^J \sum_{v=1}^2 I_\nu \left[ \sum_{\mu=1}^\infty {}^{(v)}F_{n\nu}(\mu) + \frac{1}{\pi} {}^{(v)}T_{n\nu} \right] = V_0 W^2, \quad (8)$$

где

$${}^{(v)}F_{n\nu}(\mu) = {}^{(v)}\chi_\mu \left[ \int_0^{\pi/2} {}^{(v)}\Phi_{n\nu}^d({}^{(v)}\chi_\mu \cos \varphi, \mu) \sin \varphi d\varphi + \int_0^\infty {}^{(v)}\Phi_{n\nu}^d({}^{(v)}\chi_\mu \operatorname{ch} \varphi, \mu) \operatorname{sh} \varphi d\varphi \right],$$

$${}^{(v)}T_{n\nu} = \frac{k^2}{2} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} {}^{(v)}\Phi_{n\nu}(k \sin \theta \cos \varphi, k \sin \theta \sin \varphi) \sin 2\theta d\theta d\varphi + {}^{(v)}I_{n\nu},$$

$${}^{(v)}I_{n\nu} = \frac{k^2}{2} \int_0^{\pi/2} \int_0^\infty {}^{(v)}\Phi_{n\nu}(k \operatorname{ch} \theta \cos \varphi, k \operatorname{ch} \theta \sin \varphi) \operatorname{sh} 2\theta d\theta d\varphi.$$

Подынтегральная функция выражения  ${}^{(v)}I_{n\nu}$  содержит особые точки типа полюсов. Интегрируя в комплексной плоскости с помощью теории вычетов, можно преобразовать выражение для  ${}^{(v)}I_{n\nu}$  к виду:

$${}^{(v)}I_{n\nu} = \frac{1}{2} \int_0^\pi {}^{(v)}J_{n\nu}(\varphi) d\varphi, \tag{9}$$

где

$${}^{(v)}J_{n\nu}(\varphi) = \int_1^\infty \frac{{}^{(v)}\tilde{\Phi}_{n\nu}(kx \cos \varphi, kx \sin \varphi) - {}^{(v)}\tilde{\Phi}_{n\nu}(k\sqrt{x^2 - 1}, k)}{1 - x^2 \sin^2 \varphi} x dx,$$

$${}^{(v)}\tilde{\Phi}_{n\nu}(x, y) = {}^{(v)}\Phi_{n\nu}(x, y)(k^2 - y^2).$$

Полученное выражение для  ${}^{(v)}I_{n\nu}$  представляет собой интеграл от быстро убывающей функции, не имеющей особых точек. Для используемого разложения плотности электрического тока вибратора по базисным функциям в форме (3) интегралы по  $s$  и  $s'$  в (7) сводятся к простым замкнутым выражениям, содержащим элементарные функции, поэтому численное решение СЛАУ (8) с учётом соотношения (9) не вызывает затруднений.

3. При бесконечно протяжённой МДС мощность, излучаемая печатным вибратором, определяется мощностью, переходящей в пространственные волны. При наличии диэлектрических пластин поле вибратора имеет сложный векторный характер и расчёт диаграммы направленности (ДН) через соответствующие компоненты электрического поля довольно трудоёмок [15].

Решение задачи существенно упрощается при использовании известного в антенной технике метода определения ДН устройства через поперечные компоненты векторных потенциалов в сферической системе координат [16]. Значение результирующих векторных потенциалов  ${}^{(v)}A^\Sigma$ , соответствующих пространственным волнам, определяется через парциальные векторные потенциалы  ${}^{(v)}A(r)$  соотношением [8]

$${}^{(v)}\vec{A}^{\Sigma\pm} = -\frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty \int_0^\infty \int_{V'} {}^{(v)}\vec{A}_{ut}^\pm(r) \vec{j}^e(r') {}^{(v)}\vec{E}_{ut}^\mp(r') dv' dudt. \tag{10}$$

Для вычисления поля в дальней зоне перейдём в сферическую систему координат  $(x = r \cos \varphi \sin \theta, y = r \sin \varphi \sin \theta, z = r \cos \theta)$  и преобразуем соотношение (10) к виду  $(z > z')$

$${}^{(v)}\vec{A}^\Sigma(\theta, \varphi) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} {}^{(v)}f(u, t) e^{-jR(u \sin \theta \cos \varphi + t \sin \theta \sin \varphi + \gamma_{ut} \cos \theta)} dudt. \tag{11}$$

Подынтегральная функция  ${}^{(v)}f(u, t)$  легко определяется из выражений (1), (3) и (10). Значение векторных потенциалов  ${}^{(v)}\vec{A}^\Sigma$  в плоскости  $E(\varphi = 0)$  определяется выражением  ${}^{(v)}A_{yE}^\Sigma(\theta) = {}^{(v)}A_y^\Sigma(\theta, 0)$ , а в плоскости  $H(\varphi = \frac{\pi}{2})$  — выражением  ${}^{(v)}A_{yH}^\Sigma(\theta) = {}^{(v)}A_y^\Sigma(\theta, \frac{\pi}{2})$ .

Применяя метод перевала к вычислению интегралов при больших значениях  $r$  (в дальней зоне), получим:

$${}^{(v)}A_y^\Sigma(\theta, 0) = j2\pi k \frac{e^{-jkr}}{r} {}^{(v)}f(k \sin \theta, 0) \cos \theta, \quad {}^{(v)}A_y^\Sigma\left(\theta, \frac{\pi}{2}\right) = j2\pi k \frac{e^{-jkr}}{r} {}^{(v)}f(0, k \sin \theta) \cos \theta. \tag{12}$$

Используя (12) для определения поля пространственных волн в дальней зоне в главных плоскостях, получим следующие результаты. В плоскости  $E$  ( $\varphi = 0$ ) поле описывается выражением

$$F_E(\theta) = \frac{|E_E(\theta)|}{|E_E(\theta_1)|}, \quad (13a)$$

в плоскости  $H$  ( $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ) — выражением

$$F_H(\theta) = \frac{|E_H(\theta)|}{|E_H(\theta_2)|}, \quad (13б)$$

где

$$|E_E(\theta)| = k \cos \theta \sqrt{|W_0^{(1)} A_y^\Sigma(\theta, 0)|^2 + |(2) A_y^\Sigma(\theta, 0)|^2},$$

$$|E_H(\theta)| = k \sqrt{|W_0^{(1)} A_y^\Sigma(\theta, \frac{\pi}{2})|^2 + |(2) A_y^\Sigma(\theta, \frac{\pi}{2})|^2},$$

$W_0$  — волновое сопротивление среды,  $\theta_1$  и  $\theta_2$  — направления максимального излучения соответственно в плоскостях  $E$  и  $H$ .

В тех случаях, когда не требуется полное описание поля в заданной области, для определения ДН используется другой подход [10], модификация которого применительно к нашей задаче заключается в следующем. Запишем билинейный функционал

$$Y = -\frac{1}{V_0^2} \int_S \int_{S'} \vec{j}^e(r) \overline{\overline{G}}^{11}(r, r') \vec{j}^e(r') ds ds', \quad (14)$$

который имеет размерность и физический смысл проводимости вибратора. Активная часть проводимости трактуется как результат интегрирования вектора Умова—Пойтинга на большом расстоянии от источника. Учитывая квази плоский характер волн в дальней зоне, можно непосредственно из (14) получить выражения для ДН пространственных и поверхностных волн. Для пространственных волн ДН имеет вид

$$|F(\theta, \varphi)|^2 = \frac{\sum_{v=1}^2 |(v) E(\theta, \varphi)|^2}{\sum_{v=1}^2 |(v) E(\theta_1, \varphi_1)|^2}, \quad (15)$$

где

$$|(v) E(\theta, \varphi)|^2 = \operatorname{Re} \frac{1}{W^2} \sum_{n=1}^J \sum_{\nu=1}^J I_\nu I_n \sum_{v=1}^2 (v) \Phi_{n\nu}(k \sin \theta \cos \varphi, k \sin \theta \sin \varphi) \cos \theta,$$

Для поверхностных волн ДН имеет вид

$$|F(\varphi)|^2 = \frac{\sum_{v=1}^2 |(v) E(\varphi)|^2}{\sum_{v=1}^2 |(v) E(\varphi_2)|^2},$$

где

$$|(v) E(\varphi)|^2 = \operatorname{Re} \frac{1}{W^2} \sum_{n=1}^J \sum_{\nu=1}^J I_\nu I_n \sum_{v=1}^2 \sum_{\mu=1}^{\infty} (v) \chi_\mu (v) \Phi_{n\nu}^d (v) \chi_\mu \cos \varphi, \mu \sin \varphi.$$

Здесь  $\theta_1$ ,  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  — направления максимального излучения соответственно для пространственных и поверхностных волн.

Коэффициент направленного действия (КНД) вибратора известным образом [15] определяется через КНД вибратора в главных плоскостях  $D_E$  ( $\varphi = 0$ ) и  $D_H$  ( $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ) на основе соотношений (13), (15).

Билинейный функционал (14) может быть использован для определения входной проводимости (сопротивления) вибратора. Для этого подставим выражения (3) для  $\vec{j}^e$  и (5) для  $\vec{G}^{11}$  в (14) и получим

$$Z_{\text{вх}} = \frac{1}{2} \frac{V_0^2}{P}, \quad (16)$$

где

$$P = -\frac{1}{2\pi} \frac{1}{W^2} \sum_{n=1}^J \sum_{\nu=1}^J I_\nu I_n \sum_{v=1}^2 \left[ \sum_{\mu=1}^{\infty} {}^{(v)}F_{n\nu}(\mu) + \frac{1}{\pi} {}^{(v)}T_{n\nu} \right].$$

Наряду с формулой (16) при определении входного сопротивления излучателя может быть использовано более простое соотношение

$$Z_{\text{вх}} = \frac{V_0}{\sum_{\nu=1}^{\infty} I_\nu}. \quad (17)$$

Важной характеристикой антенн с диэлектрическим покрытием является доля всей подводимой мощности, переносимая поверхностной волной [10, 17]. Данная величина может быть охарактеризована параметром [10]

$$\tau = \frac{\text{Re} \sum_{n=1}^J \sum_{\nu=1}^J I_\nu I_n \sum_{v=1}^2 \sum_{\mu=1}^{\infty} {}^{(v)}F_{n\nu}(\mu)}{\text{Re} \sum_{n=1}^J \sum_{\nu=1}^J I_\nu I_n \sum_{v=1}^2 \left[ \sum_{\mu=1}^{\infty} {}^{(v)}F_{n\nu}(\mu) + \frac{1}{\pi} {}^{(v)}T_{n\nu} \right]}. \quad (18)$$

4. Полученные формулы позволяют вычислить распределение тока по вибратору, входное сопротивление и характеристики излучения вибратора - ДН, КНД, отношение мощности поверхностной волны к всей подводимой мощности (параметр  $\tau$ ) — в предположении, что диэлектрические пластины МДС являются бесконечно протяжёнными.

Результаты расчёта в  $H$ -плоскости ДН пространственных волн полуволнового вибратора, расположенного на однослойной экранированной подложке с  $\varepsilon_1 = 2,4$ ,  $b_1 = 0,2\lambda$ ,  $W = 0,028\lambda$  при  $\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 1$  (штриховая линия на рис. 3), рассматриваемого в качестве тестовой модели, хорошо совпадают с результатами расчёта ДН аналогичной структуры, полученными в [10] (отмечены на рис. 3 маркерами). Некоторое расхождение результатов вызвано тем, что в [10] использовано приближение заданного тока.

Расчёты характеристик рассматриваемой структуры (рис. 1) проводились для полуволнового вибратора с параметрами  $b_2 = b_1 = 0,2$  см,  $W/l = 0,1$ ,  $\lambda = 40$  см. Сходимость метода при расчёте входного сопротивления вибратора для значений  $b_1 = 0,0125\lambda$ ,  $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$ ,  $\varepsilon_2 = 3,0$  иллюстрируется таблицей 1. Число базисных функций в (3), обеспечивающее погрешность расчёта характеристики излучателя меньше 1% с учётом и без учёта особенности поведения поля на ребре вибратора практически совпадает. Требуемое достаточно небольшое число базисных функций ( $J \leq 10$ ) в разложении (3) объясняется тем, что особенность поведения тока на ребре тонкого вибратора заметной роли не играет, а выбранный базис хорошо учитывает поведение гладкой части распределения тока. Этот вывод подтверждается тем фактом, что широко используемое при расчёте вибраторных микрополосковых

Таблица 1

| J      | 1     | 3     | 5     | 7     | 9     | 10    |
|--------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| R, Ом  | 105,5 | 112,3 | 112,3 | 111,9 | 111,3 | 111,0 |
| -X, Ом | 22,9  | 33,1  | 37,1  | 39,7  | 41,7  | 41,9  |

антенн приближение заданного тока обеспечивает приемлемую точность расчёта антенных характеристик [10].

Значение активной  $R$  (сплошные линии на рис. 4) и реактивной  $-X$  (пунктирные линии на рис. 4) составляющих входного сопротивления полу-волнового вибратора, полученные по формулам (16) и (17), при  $J \geq 5$  практически совпадают. Провал в ДН вибратора, рассчитанной по формуле (13) для  $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$ ,  $\varepsilon_2 = 6$ ,  $b_1 = 0,0125\lambda$  (сплошная линия на рис. 3), в плоскости  $H$  до нуля при  $\theta = 0$  и равенство нулю поля излучения этой волны в плоскости  $y = 0$  — следствия допущенной при построении электродинамической модели идеализации, согласно которой МДС считается бесконечно протяжённой по всем направлениям, включая и продольную ось — направление распространения электромагнитной волны. Расчёты показывают, что 30 ÷ 40% возбуждаемой мощности переносится поверхностными волнами (рис. 5). Более 95% этой мощности сконцентрировано в МДС. Поэтому первый шаг в уточнении электродинамической модели излучателя обуслов-

лен необходимостью учёта влияния конечных размеров МДС вдоль продольной оси  $z$  (т.е. учёт влияния рассеяния поверхностных волн) на входное сопротивление и характеристики излучения. Разработка данной модели требует решения задачи дифракции поверхностных волн на полубесконечной МДС.

Предложенный метод расчёта основных электрических характеристик печатных вибраторных антенн, использующих МДС, легко обобщается на случай других конструкций излучателя, а также на случай произвольной системы вибраторных излучателей в антенной решётке.

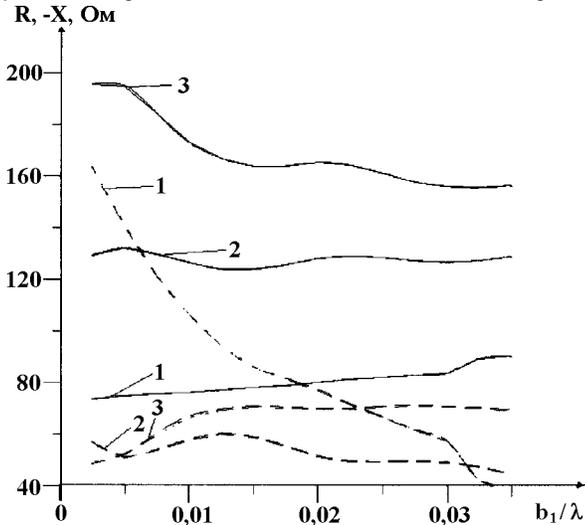


Рис. 4. Зависимость входного сопротивления полу-волнового вибратора от параметров диэлектрической подложки при  $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$ . Кривая 1 соответствует  $\varepsilon_2 = 1$ , кривая 2 —  $\varepsilon_2 = 3$ , кривая 3 —  $\varepsilon_2 = 6$ .

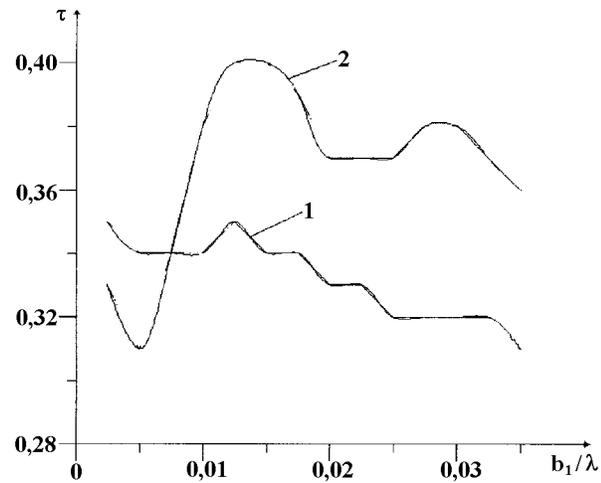


Рис. 5. Зависимость коэффициента  $\tau$  от параметров МДС при  $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$ . Кривая 1 соответствует  $\varepsilon_2 = 3$ , кривая 2 —  $\varepsilon_2 = 6$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Проблемы антенной техники. Под. Ред. С. Д. Бахраха и Д. И. Воскресенского. — М.: Радио и связь, 1989. — 368 с.
2. Henderson A., Abdelagig A. A., James J. R. // Electron. Letters, 1992. V. 28. № 15. P. 1465.
3. Bokhari S. A., et. all // IEEE Trans., 1995. V. AP-43. № 2. P. 188.
4. Bokhari S. A., et. all // IEEE Trans., 1996. V. AP-44. № 11. P. 1521.
5. Michalski K. A., Mosig J. R. // IEEE Trans., 1997. V. AP-45. № 3. P. 508.
6. Pozar D. H., Targonski S. D., Syrigus H. D. // IEEE Trans., 1997. V. AP-45. № 2. P. 287.
7. Jin R., Qiu Y. // IEEE Trans., 1997. V. AP-45. № 2. P. 216.
8. Гальченко Н. А. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1999. Т. 42. № 5. С. 459.
9. Гальченко Н. А. — В сб.: Доклады III Международной научно-технической конференции “Антенно-фидерные устройства, системы и средства радиосвязи— Воронеж, 1997. Т. 1. С. 56.
10. Панченко Б. А., Нефёдов Е. И. Микрополосковые антенны. — М.: Радио и связь, 1986. — 145 с.
11. Вайнштейн Л. А., Маненков А. Б. — В сб.: Лекции по электродинамике СВЧ и радиофизике. — Саратов: СГУ, кн. 1, 1986. С. 141.
12. Wolter J. // IEEE Trans., 1970. V. AP-18. № 6. P. 734.
13. Вайнштейн Л. А., Фок В. А. // ЖТФ., 1967. Т. 37. № 7. С. 1189.
14. Яцкевич В. А., Каршакевич С. Ф. // Изв. ВУЗов. Радиоэлектроника, 1981. Т. 24. № 2. С. 66.
15. Вартаньян С. А., Волошин В. А., Гальченко Н. А., Щербинин В. И. — В сб.: Доклады III Международной научно-технической конференции “Антенно-фидерные устройства, системы и средства радиосвязи— Воронеж, 1997. Т. 1. С. 35.
16. Марков Г. Т., Сазонов Д. М. Антенны. — М.: Энергия, 1975.— 528 с.
17. Красюк В. Н. Антенны СВЧ с диэлектрическими покрытиями. — Л.: Судостроение, 1986. — 163 с.

Ростовский государственный  
университет, г.Ростов-на-Дону,  
Россия

Поступила в редакцию  
23 марта 1998 г.

**DEVELOPMENT OF ELECTRODYNAMICAL METHODS FOR CALCULATION OF THE CHARACTERISTICS OF  
PRINTED DIPOLE ANTENNAS DESIGNED ON THE BASIS OF MULTILAYER DIELECTRIC STRUCTURES**

*N. A. Gal'chenko, S. A. Vartanyan*

We obtain the solution of electrodynamic problem on calculation of basic characteristics (input resistance, angular pattern, and directivity) of a vibrator located in the multilayer dielectric structure without losses.

## ЭФФЕКТИВНАЯ ПОВЕРХНОСТЬ РАССЕЯНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛОСТЕЙ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ С РАДИОПОГЛОЩАЮЩИМИ ПОКРЫТИЯМИ

*С. Н. Кутищев, Г. Д. Михайлов, А. П. Преображенский*

Проведено моделирование рассеяния электромагнитных волн на двумерной полости сложной формы методом интегральных уравнений. Рассчитаны угловые зависимости моностатической эффективной поверхности рассеяния (ЭПР) полости как с применением, так и без применения радиопоглощающих покрытий. Проанализированы пути уменьшения ЭПР полостей при различном расположении поглощающих покрытий внутри полости.

### ВВЕДЕНИЕ

В последнее время большое внимание уделяется изучению рассеяния электромагнитных волн на полостях [1]. Актуальность проводимых работ обусловлена необходимостью определения радиолокационных характеристик (эффективной поверхности рассеяния (ЭПР) и др.) полостей, входящих в состав различных объектов техники, и необходимостью уменьшения уровня вторичного электромагнитного излучения от таких объектов. Как правило, полости имеют сложную форму, поэтому оценка их характеристик рассеяния может быть проведена лишь на основе численных методов [1, 2]. Изучение механизма рассеяния электромагнитных волн полостями с учётом применения радиопоглощающих материалов и покрытий позволит разрабатывать эффективные средства уменьшения их радиолокационной заметности.

Цель работы — математическое моделирование рассеяния электромагнитных волн на двумерных металлических полостях сложной формы, расчёт угловых зависимостей моностатической ЭПР полости как с применением, так и без применения радиопоглощающих покрытий.

К настоящему времени было разработано достаточно большое количество численных методов, которые могут применяться при моделировании рассеяния электромагнитных волн на полостях различных форм и поперечных сечений [1]. В ранее опубликованных работах обсуждалась возможность использования гранично—интегрального модального (ГИМ) метода [3, 4] для расчёта характеристик рассеяния двумерных полостей сложной формы. На основе сравнительного анализа расчётных и экспериментальных данных было установлено, что данный метод может быть использован для расчёта ЭПР полостей в небольшом секторе углов падения плоской электромагнитной волны относительно нормали к апертуре полости. Это связано с тем, что при математическом моделировании в рамках данного метода из рассмотрения исключались эффекты рассеяния электромагнитных волн на краях полости и на её внешней поверхности. В связи с этим возникает необходимость применения других, более строгих методов решения.

Одним из таких методов, активно используемых в современной научной литературе, является метод интегральных уравнений [2]. Отметим, что данный метод ранее в основном применялся для расчета ЭПР замкнутых цилиндрических структур резонансного размера [5]. Однако математическая модель и алгоритм численного решения, разработанные на основе метода интегральных уравнений, в значительной степени универсальны и могут использоваться для решения широкого круга электродинамических задач, в том числе и для моделирования рассеяния электромагнитных волн на полых структурах (двумерных полостях).

В данной работе на основе метода интегральных уравнений была разработана методика расчёта ЭПР идеально проводящей полости сложной формы как с применением, так и без применения радиопоглощающих покрытий, наносимых на различные участки внутренней поверхности полости. Данный подход весьма актуален с практической и теоретической точек зрения. В практическом отношении он позволяет осуществлять строгий расчёт ЭПР полостей сложной формы для любых углов наблюдения (при этом учитывается отражение электромагнитных волн от внешней поверхности полости) и определять пути снижения радиолокационной заметности полостей за счёт использования радиопоглощающих покрытий. Теоретическая новизна предлагаемого подхода заключается в применении метода интегральных уравнений для строгого расчёта радиолокационных характеристик (ЭПР и др.) широкого класса двумерных полостей с радиопоглощающими покрытиями.

## 1. МЕТОДИКА

Рассмотрим рассеяние плоской электромагнитной  $E$ -волны с частотой  $\omega$  на двумерной металлической полости сложной формы (рис. 1). Методика расчёта ЭПР полости состоит из следующих основных этапов.

1. Записывается интегральное уравнение для электрического тока  $J_z(r)$  [6] из граничных условий на поверхности идеально проводящей полости

$$\begin{aligned} J_z(u_2) + 2 \int_{\ell} J_z(u'_2) \left[ i\omega\varepsilon G \cos(\theta - \theta_s) Z(u'_2) + \frac{Z(u'_2)}{i\omega\mu} + \frac{\partial G}{\partial u_{1p}} \right] dl = \\ = -2 \int_{\ell_s} \left[ j^{es} \frac{\partial G}{\partial u_{1p}} + j^{ms} \left( i\omega\varepsilon G \cos(\theta - \theta_s) + \frac{1}{i\omega\mu} \frac{\partial^2 G}{\partial u_2 \partial u_{2p}} \right) \right] dl_s, \end{aligned} \quad (1)$$

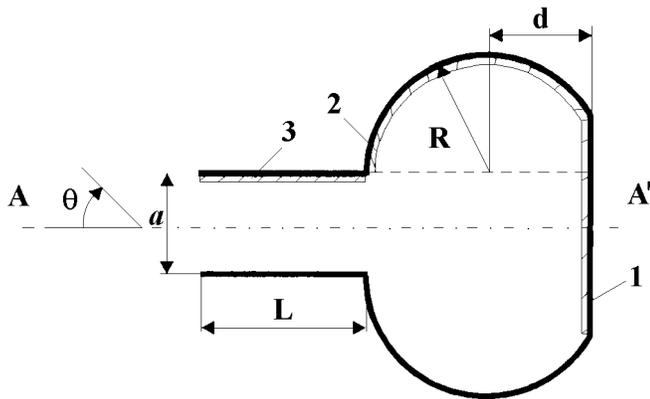


Рис. 1.

где  $G = \frac{1}{4\pi} H_0^2(kr)$  — двумерная функция Грина для свободного пространства,  $H_0$  — функция Ганкеля I-го рода,  $\ell$  и  $\ell_s$  — контуры интегрирования для искомого и сторонних токов,  $j^{es}$  и  $j^{ms}$  — плотности сторонних электрических и магнитных токов,  $\theta$  и  $\theta_s$  — соответственно угол падения волны и угол точки на контуре интегрирования по сторонним токам, отсчитываемые от нормали к апертуре полости (см. рис. 1),  $u_2$  и  $u'_2$  — координаты точки определения тока и точки на контуре интегрирования  $\ell_s$ ,  $\partial G/\partial u_{1p}$  и  $\partial G/\partial u_{2p}$  — производные функции Грина соответственно по нормали и по касательной на контуре  $\ell_s$ ,  $\partial G/\partial u_2$  — производная функции Грина по нормали к поверхности полости в точке определения тока,  $Z(u'_2)$  — значение поверхностного импеданса на контуре  $\ell$ ,  $\varepsilon$  и  $\mu$  — действительные электрическая и магнитная проницаемости пространства вне полости,  $k$  — волновое число.

2. Находятся электрические токи  $J_z(r)$  на поверхности полости в результате решения интегрального уравнения (1) методом моментов [2].

3. Рассчитывается ЭПР полости по рассеянному электромагнитному полю, связанному с найденными электрическими токами  $J_z(r)$  следующим образом [2]:

$$H(\theta_r) = \exp(-ikr) \sqrt{\frac{k}{2\pi r}} \int_{\ell} J_z(r') \exp(ikr' \cos(\theta_r)) dr', \quad (2)$$

где  $H(\theta_r)$  — амплитуда магнитного поля рассеянной волны,  $\theta_r$  — угол наблюдения, равный углу падения  $\theta$ ,  $r$  — радиус-вектор точки наблюдения в дальней зоне. Поясним выбор интегрального уравнения в виде (1). Для моделирования рассеяния электромагнитных волн на двумерных телах различной конфигурации применяются уравнения Фредгольма первого и второго рода. Исследования [2, 6] показали, что уравнения Фредгольма первого рода для электрического поля целесообразно использовать при анализе бесконечно тонких экранов и тонких проводников, в остальных случаях предпочтительнее использовать уравнения Фредгольма второго рода, что и было сделано в данной работе. Эти уравнения могут применяться при исследовании тел с любым поверхностным импедансом, и при их использовании возникает меньше проблем, связанных со сходимостью численного решения задачи [2, 6].

Проведем краткую характеристику рассмотренной выше методики.

1. Методика позволяет легко реализовать на ЭВМ алгоритм численного решения рассматриваемой электродинамической задачи.

2. Методика является достаточно универсальной, так как она дает возможность рассчитывать ЭПР широкого класса двумерных металлических полостей сложной формы с радиопоглощающими покрытиями, нанесенными на любом участке внутренней поверхности полости.

3. Методика дает строгое решение задачи рассеяния электромагнитных волн на двумерных металлических полостях сложной формы и, как следствие этого, позволяет численно рассчитывать ЭПР полостей для любых углов наблюдения с любой заданной точностью.

## 2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЁТОВ

На основе вышеизложенной методики был разработан алгоритм численного решения рассматриваемой задачи и составлена соответствующая компьютерная программа. Ниже в качестве примера приведены результаты расчета ЭПР полости, изображена на рис. 1, с размерами  $L = 2\lambda$ ,  $a = 1,8\lambda$ ,  $R = \lambda$ ,  $d = 0,5\lambda$  и толщиной стенок  $0,1\lambda$ , где  $\lambda$  — длина волны излучения. Шаг дискретизации в методе моментов выбирался равным  $0,1\lambda$ . Наблюдалась хорошая сходимость численного решения задачи. Время расчёта ЭПР на IBM Pentium—166 не превышало 5 минут.

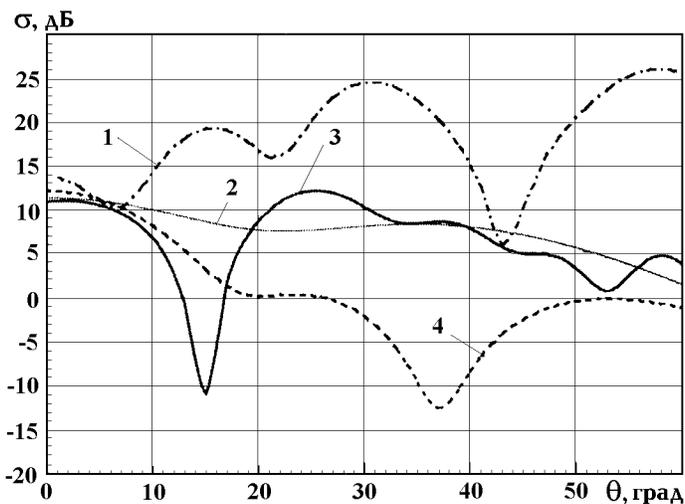


Рис. 2.

На рис. 2 приведены результаты расчёта угловых зависимостей ЭПР  $\sigma$  вышеуказанной полости сложной формы по предлагаемой методике (кривая 1) и ГИМ методом (кривая 2), а также полости П-образного поперечного сечения с шириной  $a$  и длиной  $L + R + d$ , показанной на рис. 1 пунктиром по предложенной методике (кривая 3) и ГИМ методом (кривая 4) для случая рассеяния  $E$ -волны. Из

графиков следует, что при малых углах наблюдения основной вклад в ЭПР полости простой формы даёт отражение от внутренней поверхности полости. Но уже начиная с  $15^\circ$  различие результатов метода интегральных уравнений и ГИМ метода начинает превышать 5 дБ. Это связано с тем, что при таких углах наблюдения существенное влияние на расчёт ЭПР полости оказывает отражение от её внешней стенки. Для полости сложной формы отражение от её внешней поверхности начинает оказывать заметное влияние на поведение характеристик рассеяния полости при ещё меньших углах наблюдения. Это подтверждается ходом кривых 1 и 2 на рис. 2.

В настоящее время актуальной проблемой является исследование возможности и эффективности применения радиопоглощающих материалов и покрытий с целью уменьшения радиолокационной заметности полостей [1, 7]. В рамках рассмотренной методики можно вычислять ЭПР полости с учётом нанесения на её стенки радиопоглощающих покрытий.

В качестве примера использования радиопоглощающих покрытий для уменьшения ЭПР полостей приведём основные результаты расчёта ЭПР полости, изображённой на рис. 1, на участок 1, 2 или 3 (см. рис. 1) идеально проводящей стенки которой был нанесён слой радиопоглощающего материала Eccosorb LS-80. Толщина слоя материала  $d_r = 0,075\lambda$ , комплексная диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_r = 14 - i18,2$ , магнитная проницаемость  $\mu_r = 1$ . В данном случае в (1) используются импедансные граничные условия Леонтовича [6] с поверхностным импедансом

$$Z = W \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} \operatorname{th}(\sqrt{\varepsilon_r \mu_r} k d_r), \quad (3)$$

где  $W$  — импеданс свободного пространства.

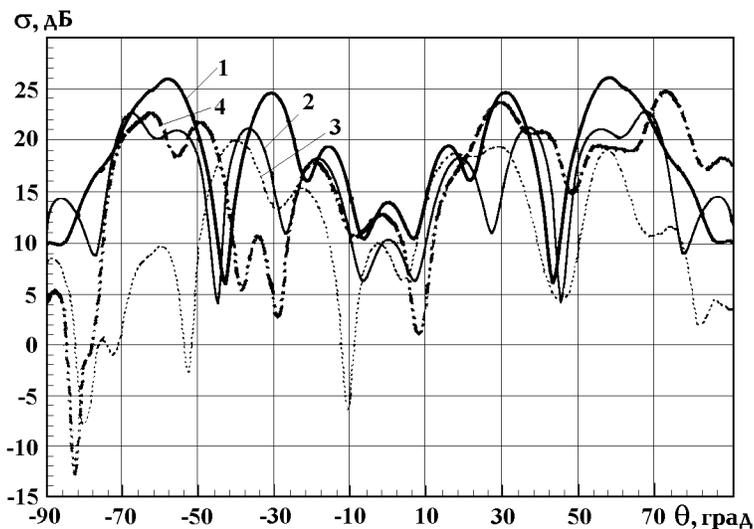


Рис. 3.

соображений можно предположить, что таким участком является участок 2 на внутренней поверхности полости. В результате моделирования рассеяния электромагнитных волн на полости с радиопоглощающим покрытием было установлено, что наше предположение было верным. Из анализа рис. 3 видно, что нанесение радиопоглощающего покрытия на этот участок позволяет снизить ЭПР полости в секторе углов наблюдения от  $-20^\circ$  до  $20^\circ$  на 5 дБ по сравнению со случаем, когда радиопоглощающее покрытие отсутствует.

Кривые 3, 4 (рис. 3) представляют угловые зависимости ЭПР полости при несимметричном расположении радиопоглощающего покрытия относительно оси симметрии  $AA'$  полости. Данный случай интересен по следующим причинам. Во-первых, он ведет к нарушению симметрии в угловой зависи-

На рис. 3 приведены результаты расчёта угловых зависимостей ЭПР полости сложной формы без радиопоглощающего материала (кривая 1) и с радиопоглощающим материалом на участке 1 (кривая 2), на участке 2 (кривая 3) и на участке 3 (кривая 4). Вследствие сложной формы полости внутри её поверхности происходит многократное переотражение электромагнитных волн. Поэтому с целью эффективного уменьшения вторичного излучения от полостей необходимо помещать радиопоглощающие покрытия на тот участок поверхности полости, на котором таких переотражений происходит максимальное число. В данном случае из общих

мости ЭПР. Во—вторых, этот случай даёт возможность исследовать уменьшение ЭПР в определённом интересующем нас секторе углов наблюдения.

Отметим, что процедура вычисления ЭПР полости сложной формы, основанная на методе интегральных уравнений, не зависит от формы оконечной нагрузки и расположения радиопоглощающего покрытия внутри полости в отличие от методов, изложенных в работах [3, 4, 7], где расчёт возможен лишь когда радиопоглощающее покрытие располагается на задней стенке полости.

Из вышеизложенного следует, что предложенная методика может использоваться для расчёта ЭПР двумерных металлических полостей сложной формы, содержащих радиопоглощающие покрытия. Методика позволяет оценивать эффективность применения радиопоглощающих покрытий для уменьшения радиолокационной заметности современных объектов техники, содержащих полости сложной конфигурации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кутищев С. Н., Михайлов Г. Д., Преображенский А. П. // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники, 1998. № 10. С. 26.
2. Митра Р. Вычислительные методы в электродинамике. — М.: Мир, 1977. — 486 с.
3. Михайлов Г. Д., Кутищев С. Н. // Радиотехника, 1996. № 6. С. 106.
4. Ling H. // IEEE Trans., 1990. V. AP-38. № 9. P. 1413.
5. Васильев Е. Н. Возбуждение тел вращения. — М.: Радио и связь, 1987. — 272 с.
6. Инспекторов Э. М. Численный анализ электромагнитного возбуждения проводящих тел. — Мн.: Университетское, 1987. — 177 с.
7. Михайлов Г. Д., Кутищев С. Н. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1997. Т. 40. № 5, С. 652.

5 ЦНИИИ МО РФ г. Воронеж,  
Россия

Поступила в редакцию  
20 ноября 1998 г.

#### EFFECTIVE SCATTERING AREA OF METAL CAVITIES WITH RADIO-ABSORBING COVERAGE

*S. N. Kutishchev, G. D. Mikhailov, and A. P. Preobrazhensky*

Scattering of electromagnetic waves on two-dimensional, complex-shape cavity is modeled using the method of integral equations. Angular dependence of monostatic effective scattering area (ESA) of the cavity with and without radio absorbing coverage is calculated. Possibilities to reduce ESAs at various allocation of absorbing coverage in cavity are analyzed.

## ИССЛЕДОВАНИЕ АВТОМОДУЛЯЦИОННЫХ РЕЖИМОВ КОЛЕБАНИЙ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЛАМПЕ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ

*Н. М. Рыскин, В. Н. Титов*

Представлены результаты численного моделирования нелинейной динамики релятивистской лампы обратной волны (ЛОВ) в широком диапазоне параметров. Подробно исследован процесс возникновения автомодуляции. Обнаружено, что граница автомодуляции на плоскости параметров имеет сложный вид, что обусловлено конкуренцией двух различных динамических режимов, приводящих к неустойчивости одночастотных стационарных колебаний. Показано, что переход к хаосу через последовательность бифуркаций удвоения периода, характерный для нерелятивистской ЛОВ, наблюдается только при малых значениях релятивистского фактора  $\gamma_0$ , тогда как при больших  $\gamma_0$  доминирует переход через перемежаемость.

Лампы обратной волны (ЛОВ) с высокоэнергетическими релятивистскими электронными пучками являются одними из наиболее перспективных мощных источников электромагнитного излучения в сантиметровом и длинноволновой части миллиметрового диапазона. При проектировании подобных устройств важную роль играет численное моделирование нелинейных нестационарных процессов. С одной стороны, оно необходимо для определения условий устойчивости стационарного режима монохроматических колебаний. Кроме того, в последнее время самостоятельное значение приобрело изучение сложных автоколебательных режимов в связи с потребностью в создании мощных источников шумоподобного сигнала с управляемыми характеристиками.

Впервые исследование нелинейной динамики релятивистской ЛОВ было проведено в работах [1, 2], где было показано, что при достаточно больших значениях бифуркационного параметра, пропорционального току электронного пучка, одночастотный режим становится неустойчивым и амплитуда выходного сигнала начинает осциллировать около стационарного уровня. Это явление, получившее название автомодуляции, обусловлено, во-первых, запаздывающим характером внутренней обратной связи, т.е. распределённым характером системы, а во-вторых — перегруппировкой пучка в сильном поле, т.е. амплитудной нелинейностью. Было обнаружено, что порог автомодуляции (т.е. значение бифуркационного параметра, при котором возникает неустойчивость) уменьшается с ростом релятивистского фактора  $\gamma_0$ . По мере увеличения тока пучка происходит переход к хаотическим колебаниям, характеризующимся сплошным спектром. Следует, однако, заметить что в [1, 2] использовалось ультра-релятивистское приближение ( $\gamma_0^2 \gg 1$ ), которое обычно несправедливо для реальных устройств.

С тех пор, несмотря на появление ряда работ, посвящённых моделированию нелинейных нестационарных процессов в релятивистской ЛОВ (см., например, [3, 4, 5]), полная картина сложной динамики остаётся невыясненной. В последнее время были проведены исследования простейшей однопараметрической модели ЛОВ, выявившие сложную последовательность смены различных автоколебательных режимов с несколькими переходами “порядок—хаос” и “хаос—порядок” по различным сценариям [6, 7]. Возобновлены и экспериментальные исследования автомодуляционных режимов релятивистских карсинотронов [8]. В последней работе сообщалось о возможности создания эффективного генератора хаотических сигналов на основе слабoreлятивистской ЛОВ с мощностью порядка 100 кВт. Поэтому представляет интерес подробное изучение сложной динамики ЛОВ с учетом релятивистских эффектов.

В данной работе представлены результаты численного анализа системы уравнений, рассматриваемой в большинстве работ последнего времени по моделированию нелинейной динамики релятивистской ЛОВ (см., например, [3, 4, 8]) и описывающей нестационарное взаимодействие релятивистского

электронного пучка с обратной электромагнитной волной:

$$\frac{\partial^2 \theta_\alpha}{\partial \xi^2} = -L^2 \gamma_0^3 \left[ \left( 1 + \frac{1}{2\pi N} \frac{\partial \theta_\alpha}{\partial \xi} \right)^2 - \beta_0^2 \right] \operatorname{Re} (F e^{i\theta_\alpha}), \quad (1)$$

$$\frac{\partial F}{\partial \tau} - \frac{\partial F}{\partial \xi} = -\frac{L}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta_\alpha} d\alpha \quad (2)$$

с граничными и начальными условиями

$$\begin{aligned} \theta_\alpha|_{\xi=0} &= \alpha, & \frac{\partial \theta_\alpha}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} &= 0, \\ F|_{\xi=1} &= 0, & F(\tau=0) &= F^0(\xi). \end{aligned} \quad (3)$$

В уравнениях (1)–(3)  $\theta_\alpha$  — фаза электрона относительно волны,  $\alpha \in [0; 2\pi]$  — начальная фаза,  $\xi = x/l$  и  $\tau = \frac{t - x/v_0}{l/v_0 + l/v_g}$  — безразмерные координата и время,  $l$  — длина пространства взаимодействия,  $v_0$  — начальная скорость электронов,  $v_g$  — групповая скорость волны на частоте  $\Omega$ , для которой имеет место синхронизм пучка и обратной пространственной гармоники,  $F$  — комплексная амплитуда поля волны, нормированная на  $2\Omega m_0 v_0 \gamma_0 C^2 / e$ , где  $e$  и  $m_0$  — соответственно заряд и масса покоя электрона. Данная система имеет три управляющих параметра: электрическую длину пространства взаимодействия  $N = \Omega / 2\pi v_0$ , релятивистский фактор  $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$ , где  $\beta_0 = v_0 / c$ ,  $c$  — скорость света, и пропорциональный току пучка параметр  $L = 2\pi CN / \gamma_0$ , где  $C = (eI_0 K / 2m_0 v_0^2)^{1/3}$  — обыч-

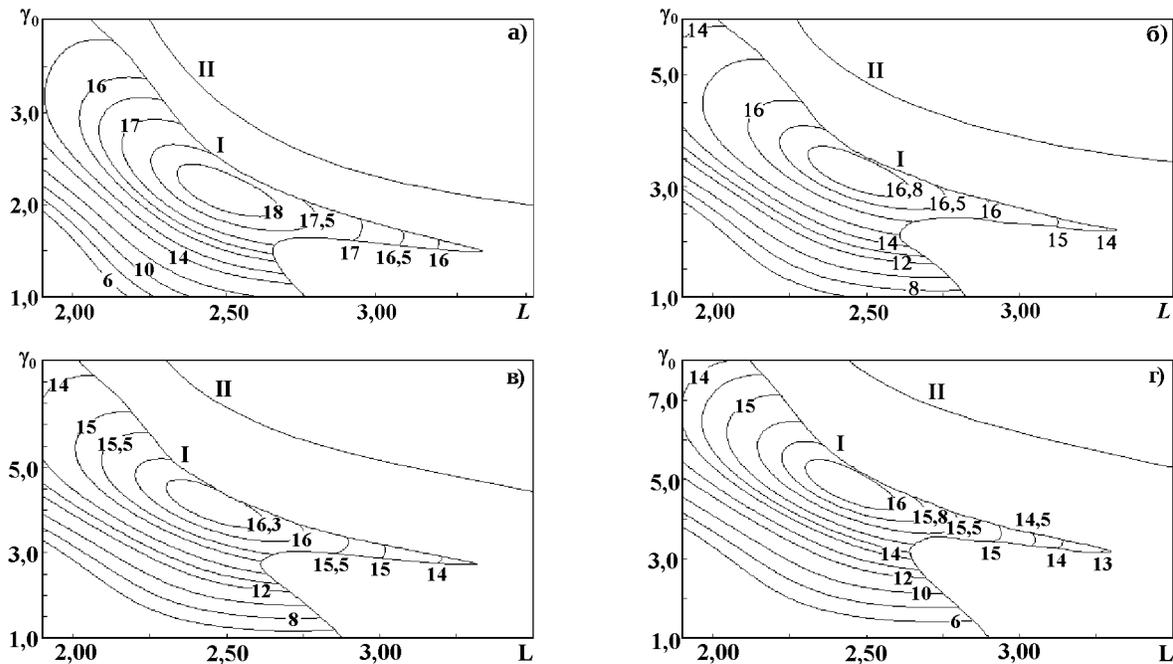


Рис. 1. Граница возникновения автомодуляции (линия I) на плоскости параметров  $(L, \gamma_0)$  при  $N$  равном 5 (а), 10 (б), 15 (в) и 20 (z). В области устойчивого стационарного режима на рисунке нанесены линии равного КПД. Линия II — граница области, в которой имеет место поворот частиц.

ный (нерелятивистский) параметр усиления Пирса,  $I_0$  — постоянный ток пучка,  $K$  — сопротивление

связи. Прежде всего было исследовано возникновение автомодуляции, т.е. процесс потери устойчивости одночастотным режимом. Было обнаружено, что зависимость порога автомодуляции от  $\gamma_0$  носит значительно более сложный характер, чем предполагалось ранее [1, 2]. Результаты численного моделирования приведены на рис. 1, где представлена граница возникновения автомодуляции (линия I) на плоскости параметров ( $L, \gamma_0$ ) при  $N$  равном 5 (рис. 1а), 10 (рис. 1б), 15 (рис. 1в) и 20 (рис. 1г). В области устойчивого стационарного режима на рисунке нанесены линии равного КПД. Видно, что при любых значениях  $N$  можно обеспечить достаточно эффективную одночастотную генерацию с КПД порядка  $17 \div 18\%$ , что находится в хорошем соответствии с результатами стационарной теории [1, 9]. Линия II ограничивает область, в которой имеет место поворот частиц и исходные уравнения (1)–(3) неприменимы. В области параметров между линиями I и II реализуются режимы периодической, квазипериодической и хаотической автомодуляции.

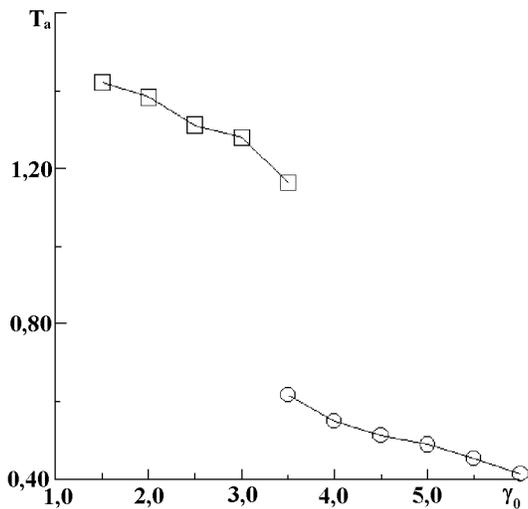


Рис. 2. Зависимость периода автомодуляции  $T_a$  от  $\gamma_0$  вблизи порога неустойчивости при  $N = 20$  (справа от линии I на рис. 1г)

На рис. 1 хорошо видны две области, где порог неустойчивости монотонно падает с ростом  $\gamma_0$ . Эти области естественно назвать слабо- и ультрарелятивистской. Между ними на линии I имеется характерный “кюв”, заходящий далеко вглубь области автомодуляции. Существуют и такие значения  $\gamma_0$ , при которых по мере увеличения  $L$  стационарный режим и режим автомодуляции дважды сменяют друг друга (например  $\gamma_0 \approx 1,5$  на рис. 1а). Таким образом, режим достаточно эффективных одночастотных колебаний может быть реализован в области существенно больших  $L$ , чем в случае нерелятивистской ЛОВ.

Интересно, что за порогом возникновения автомодуляции в слабо- и ультрарелятивистской областях реализуются два принципиально различных автоколебательных режима, отличающиеся как пространственно-временными распределениями поля и тока, так и частотами автомодуляции (в ультрарелятивистском режиме частота примерно в два раза больше). Это хорошо видно на рис. 2, где приведены значения периода автомодуляции  $T_a$  при различных  $\gamma_0$  в тех точках, где стационарный режим теряет устойчивость ( $N = 20$ ). В нерелятивистском пределе  $T_a \approx 1,5$ , что согласуется с известными результатами [1, 2]. Напомним, что при используемой нами нормировке переменных время выражено в единицах  $l/v_0 + l/v_g$ , равных времени распространения возмущений по цепи внутренней обратной связи.

Качественно различаются и временные реализации амплитуды выходного сигнала  $F_0 = |F(\xi = 0; \tau)|$  в процессе установления колебаний. На рис. 3 приведены зависимости  $F_0(\tau)$  для  $N = 20$  ниже ( $\gamma_0 = 3,0, L = 2,75$ ) и выше ( $\gamma_0 = 4,0, L = 2,9$ ) “кюва” на рис. 1г. В первом случае зависимость имеет вид равномерно затухающих осцилляций, во втором переходный процесс гораздо короче и носит более сложный, нерегулярный характер. Более того, существенно отличаются пространственные распределения амплитуды высокочастотного поля и первой гармоники сгруппированного тока в стационарном режиме вблизи порога автомодуляции, типичные зависимости которых приведены на рис. 4 ( $\gamma_0 = 3,0, L = 2,5, N = 20$  и  $\gamma_0 = 4,0, L = 2,7, N = 20$ ). В первом случае имеется лишь одна область, в которой зависимость  $F(\xi)$  выпукла. Когда этот режим с увеличением  $L$  теряет устойчивость и возникает автомодуляция, за время прохода излучения от коллекторного конца к пушечному успевает сформироваться лишь один локальный максимум поля. Во втором случае таких областей две, так что формируются два максимума.

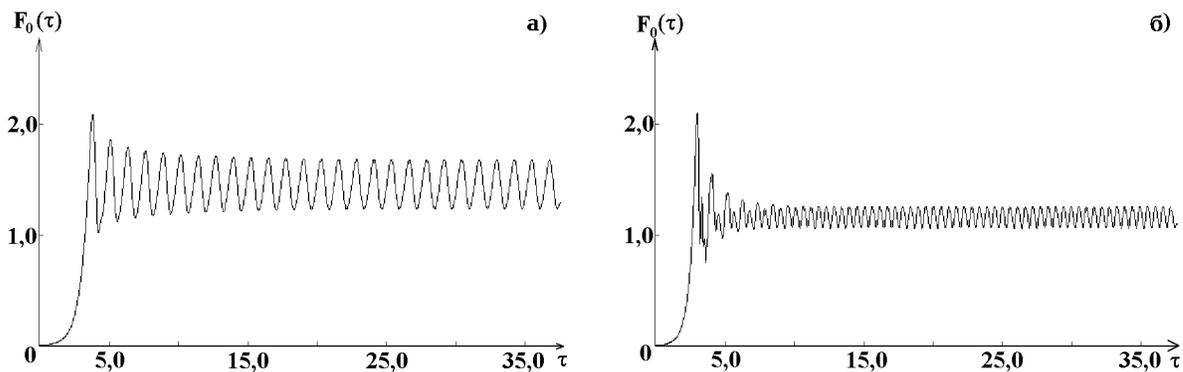


Рис. 3. Зависимости амплитуды выходного сигнала от времени в двух различных автомодуляционных режимах: (а)  $\gamma_0 = 3, L = 2,75, N = 20$ ; (б)  $\gamma_0 = 4, L = 2,9, N = 20$ .

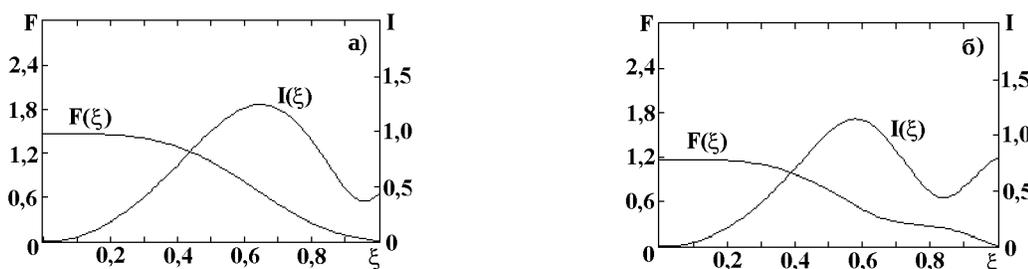


Рис. 4. Пространственные распределения амплитуд высокочастотного поля и первой гармоники сгруппированного тока в стационарном режиме вблизи порога автомодуляции: (а)  $\gamma_0 = 3, L = 2,5, N = 20$ ; (б)  $\gamma_0 = 4, L = 2,7, N = 20$ .

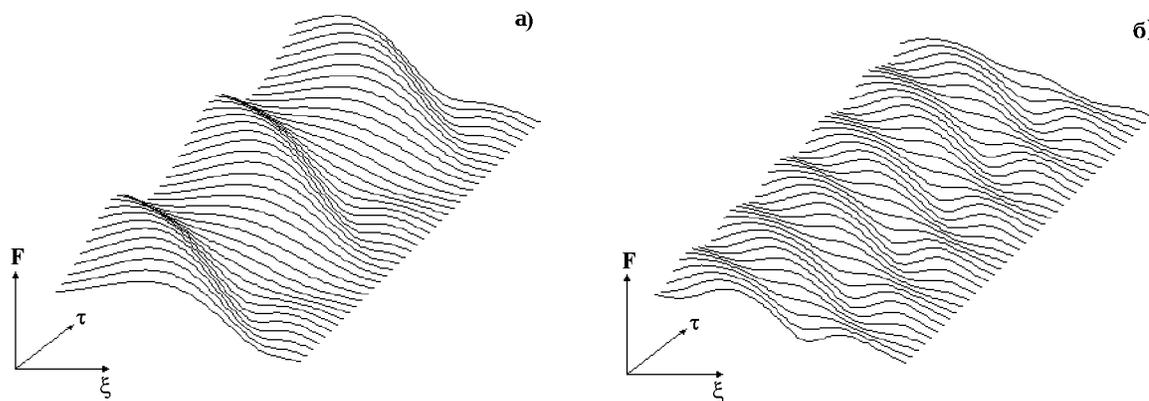


Рис. 5. Пространственно-временные распределения амплитуды высокочастотного поля в различных автомодуляционных режимах при тех же параметрах, что и на рис. 3а, б.

При этом и частота автомодуляции оказывается примерно в два раза выше. Это наглядно иллюстрирует рис. 5, где представлены пространственно-временные распределения полей в автомодуляционных режимах при тех же параметрах, что и на рис. 3.

Таким образом, можно утверждать, что имеют место два принципиально различных динамических

режима, приводящих к неустойчивости одночастотной генерации. Конкуренция этих двух режимов и приводит к возникновению “клюва” на линии границы возникновения автомодуляции (рис. 1). Подобная ситуация, по-видимому, является достаточно типичной для многопараметрических моделей распределённых электронно-волновых автоколебательных систем. Так, похожий вид имеет граница автомодуляции на плоскости параметров  $(A, \mu)$  для гирорезонансного генератора со встречной волной [10]. Здесь  $A$  — параметр взаимодействия, аналогичный параметру  $L$ ,  $\mu$  — параметр неизохронности. Согласно результатам, представленным в [10], на границе автомодуляции имеется несколько “клювов”, по разные стороны от которых переход к автомодуляции происходит из режимов с различными пространственными распределениями амплитуд.

Особый интерес представляет вопрос о сценарии перехода к хаосу в релятивистской лампе обратной волны. Численное моделирование показало, что, подобно нерелятивистской ЛОВ, при увеличении параметра  $L$  наблюдается сложная последовательность чередования регулярных и хаотических режимов, заканчивающаяся рождением так называемого высокоразмерного хаотического аттрактора, для которого на проекции фазового портрета уже не удастся выявить какую-либо крупномасштабную структуру. Подобные режимы типичны для распределённых автоколебательных систем и характеризуются возбуждением большого числа степеней свободы. Во всех случаях наблюдался переход к высокоразмерному хаосу через перемежаемость. При этом временные реализации процессов в окрестности критического значения бифуркационного параметра  $L_c$  состоят из участков, соответствующих регулярному движению, прерываемых турбулентными всплесками. Длительность всплесков растёт по мере приближения к критическому значению по закону  $(L_c - L)^{-1/2}$ .

Полная картина нелинейной динамики пока остаётся невыясненной, поскольку исходная система уравнений является трёхпараметрической и для её анализа требуется слишком большой объём расчётов. Можно, однако, утверждать, что переход к хаосу через последовательность бифуркаций удвоения периода, обнаруженный в [6, 7] для нерелятивистской ЛОВ, характерен для малых  $\gamma_0$ . На рис. 6а приведен фрагмент бифуркационной диаграммы, на которой отложены положения максимумов ам-

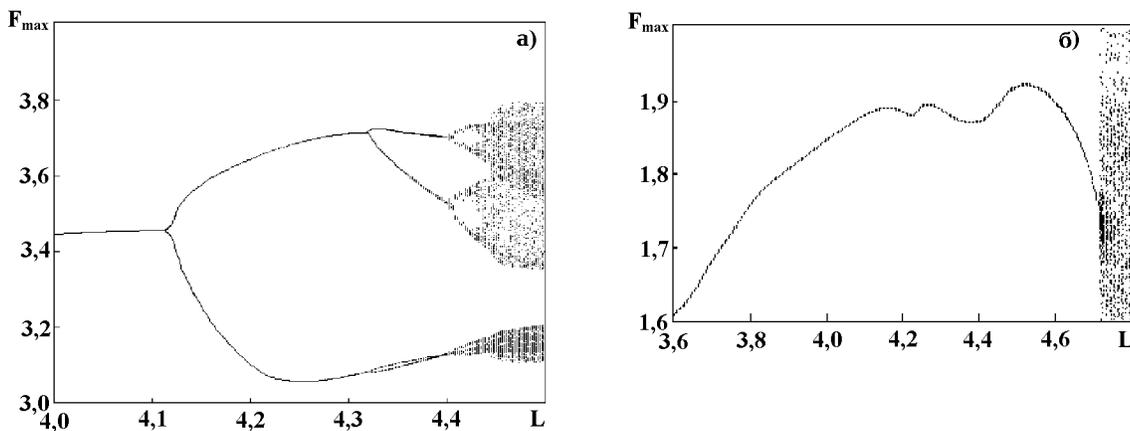


Рис. 6. Фрагменты бифуркационных диаграмм при различных  $\gamma_0$  и  $N = 20$ : (а)  $\gamma_0 = 1,4$  — переход к хаосу через последовательность бифуркаций удвоения периода; (б)  $\gamma_0 = 3,0$  — переход к хаосу через перемежаемость при  $L \approx 4,66$ .

плитуды  $F_0(\tau)$  в зависимости от  $L$  при  $\gamma_0 = 1,4$ ,  $N = 20$ . На бифуркационной диаграмме хорошо видна последовательность удвоений. При дальнейшем увеличении  $L$  динамика качественно согласуется с результатами, полученными для однопараметрической модели [6, 7]: хаотическая автомодуляция сменяется квазипериодической, а затем возникает высокоразмерный аттрактор.

В то же время при больших  $\gamma_0$  удвоения периода автомодуляции, как правило, не наблюдаются.

Это видно на рис. 6б, где построена бифуркационная диаграмма при  $\gamma_0 = 3,0$ ,  $N = 20$ . По мере увеличения  $L$  реализуются периодические и квазипериодические автомодуляционные режимы, завершающиеся переходом к высокоразмерному хаотическому аттрактору через перемежаемость при  $L \approx 4,66$ .

Таким образом, характерное для слабoreлятивистской ЛОВ многократное чередование регулярных и хаотических режимов позволяет осуществить генерацию хаотических колебаний при существенно меньших  $L$ , чем это предполагалось ранее [1, 2]. В ультрарелятивистском случае подобная возможность отсутствует.

Авторы благодарны Д. И. Трубецкову за внимание к работе и полезные замечания, а также И. С. Кулагину и Ю. В. Новожиловой за обсуждение результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 98–02–16541).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург Н. С., Кузнецов С. П., Федосеева Т. Н. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1978. Т. 21. № 7. С. 1037.
2. Гинзбург Н. С., Кузнецов С. П. // В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. — Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 101.
3. Островский А. О., Ткач Ю. В. // Письма в ЖТФ, 1991. Т. 17. № 18. С. 10.
4. Levush V., Antonsen T. M., Bromborsky A., Lou W. R., Carmel Y. // Phys. Fluids B, 1992. V. 4. № 7. P. 2293.
5. Пегель И. В. // Изв. ВУЗов. Физика, 1996. Т. 39. № 12. С. 62.
6. Рыскин Н. М., Титов В. Н., Трубецков Д. И. // ДАН, 1998. Т. 358. № 5. С. 620.
7. Рыскин Н. М., Титов В. Н. // Изв. ВУЗов. Прикладная нелинейная динамика, 1998. Т. 6. № 1. С. 75.
8. Гинзбург Н. С., Зайцев Н. И., Иляков Е. В. и др. // Письма в ЖТФ, 1998. Т. 24. № 20. С. 66.
9. Ковалев Н. Ф., Петрухина В. И., Сморгонский А. В. // Радиотехника и электроника, 1975. Т. 20. № 7. С. 1547.
10. Трубецков Д. И., Четвериков А. П. // Изв. ВУЗов. Прикладная нелинейная динамика, 1994. Т. 2. № 5. С. 9.

Высший колледж прикладных наук,  
Саратовский государственный  
университет  
г. Саратов, Россия

Поступила в редакцию  
8 декабря 1998 г.

**STUDY OF SELF-MODULATION OSCILLATORY REGIMES IN THE RELATIVISTIC BACKWARD-WAVE OSCILLATOR***N. M. Ryskin, V. N. Titov*

We present the results of the numerical simulation of nonlinear dynamics in relativistic backward-wave oscillator (BWO) in a wide range of parameters. A comprehensive study of the onset of self-modulation is carried out. It is found that the curve representing the self-modulation threshold on the parameter plane has complex shape. This is stipulated by the competition of two different dynamical regimes leading to the instability of single-frequency stationary oscillations. It is shown that the scenario of the transition to chaos through period doubling bifurcations, which arise in nonrelativistic BWO, exists only for low values of the relativistic factor  $\gamma_0$ , while the transition through intermittency dominates at large  $\gamma_0$ .

## СУБМИЛЛИМЕТРОВЫЙ ПРИЁМНИК С МОНОЛИТНЫМ БАЛАНСНЫМ СМЕСИТЕЛЕМ

*В. Г. Божков<sup>2</sup>, В. А. Геннеберг<sup>2</sup>, Ю. А. Дрягин<sup>1</sup>, Л. И. Федосеев<sup>1</sup>*

Описывается устройство супергетеродинного приёмника с монолитным балансным смесителем на входе, а также методика и результаты измерений параметров приёмника и смесителя в диапазоне 287–365 ГГц. В середине диапазона двухполосная температура шума приёмника составляет  $1500 \pm 50$  К, а потери преобразования смесителя и его двухполосная температура шума соответственно  $10 \pm 0,5$  дБ и  $1250 \pm 50$  К. Проводится сопоставление с другими типами неохлаждаемых смесителей и приёмников.

### ВВЕДЕНИЕ

В коротковолновой части миллиметрового диапазона и особенно в субмиллиметровом диапазоне длин волн практически отсутствуют усилители высокой частоты. Поэтому в большинстве случаев приёмные устройства на этих длинах волн начинаются со смесителя. Рекордной чувствительностью среди таких приборов на частотах до 0,7 ТГц обладают приёмники со смесителями на основе SIS-контактов (сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник) [1, 2], требующие охлаждения до температуры жидкого гелия. Однако в ряде случаев (например в солнечных и атмосферных исследованиях) применение весьма дорогих и сложных приёмников не всегда оправдано. В таких случаях в качестве нелинейных элементов смесителей обычно используются диоды с барьером Шоттки (ДБШ). При этом смесители на базе субмикронных сотовых структур ДБШ даже на частоте 4,75 ТГц без охлаждения обеспечивают шумовую температуру приёмника около 70000 К [3].

Что касается попыток применения планарных ДБШ [4] и тем более монолитных интегральных схем в субмиллиметровых смесителях [5], то число таких разработок невелико. Вместе с тем, наряду с продвижением в рассматриваемый диапазон классических волноводных смесителей на планарных диодах [4], уже уверенно наметились, по крайней мере, два направления создания смесителей методами интегральной технологии. Это разработка устройств типа смесителей с радиооптическим входом [6], широко используемых в системах многолучевого приёма (см., например, [7]) и особенно с SIS-смесителями, а также разработка монолитных балансных смесителей волноводного типа, но с отдельными входами принимаемого и гетеродинного излучений в [8–10].

Хотя смесители с радиооптическим входом безусловно более технологичны, но для их использования в приёмнике (как и в случае классических одноходовых волноводных смесителей) требуется ещё и диплексер — дополнительное устройство для подачи в тракт смесителя излучения из антенного тракта и из тракта гетеродина, а также для фильтрации шумов гетеродина. Обычно диплексеры субмиллиметрового диапазона представляют собой квазиоптические варианты схем интерферометров Цендера–Маха [11], Кона [3] или Мартина–Паплита [4]. Все они являются весьма громоздкими по сравнению с самим смесителем (особенно в случае многолучевых приёмников) и отнюдь не дешёвыми. В связи со сказанным понятен интерес к разработке и использованию малогабаритных монолитных балансных (т.е. осуществляющих ещё и подавление шума гетеродина) смесителей с отдельными сигнальным и гетеродинным входами.

Ниже в разделе 1 даётся краткое описание особенностей разработанного приёмника именно с таким смесителем, в разделе 2 описан сам смеситель, в разделе 3 приведены методика измерений параметров приёмника и смесителя, а также полученные результаты, в разделе 4 — обсуждение полученных результатов и сравнение с данными других авторов. Выводы сформулированы в заключении.

## 1. КОНСТРУКТИВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПРИЁМНИКА ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН $0,82 \div 1,045$ мм

Приёмник предназначен для работы в составе двухдиапазонного радиометрического комплекса для исследования солнечного излучения и излучения окружающей среды одновременно в двух окнах прозрачности атмосферы, центрированных к длинам волн 1,3 мм и 0,87 мм. Основу СВЧ-части комплекса составляет радиометр [12] — обтюраторный модулятор, переключатель которого в одном из режимов работы позволяет поочередно подавать излучение от антенны к двум облучателям, состыкованным с соответствующими приёмниками.

Описываемый приёмник представляет собой супергетеродин без преселектора, т.е. с его помощью может осуществляться приём одновременно по основному и зеркальному каналам. Его СВЧ-блок включает в себя двухходовый балансный смеситель, гетеродин и усилитель промежуточной частоты (УПЧ) с квадратичным детектором.

Принимаемое излучение поступает непосредственно на сигнальный вход балансного смесителя с монолитной интегральной схемой (для краткости будем называть его монолитным балансным смесителем — МБС). На второй его вход подаётся излучение гетеродина.

В качестве гетеродина используется лампа обратной волны (ЛОВ) типа ОВ–65, размещённая в малогабаритной самарий-кобальтовой магнитной системе с фокусировкой магнитного поля [13]. Благодаря такой системе магнитное поле величиной 0,65 Т создаётся непосредственно в месте расположения замедляющей системы ЛОВ при зазоре между полюсами 32 мм и массе магнита вместе с юстировочным устройством ЛОВ всего лишь около 3 кг. Излучение с выходного фланца ОВ–65 через плавный переход от прямоугольного волновода сечением 1,2 мм на 2,4 мм к круглому диаметром 2 мм подаётся прямо на гетеродинный вход монолитного балансного смесителя. Диаметр сигнального входа МБС также 2 мм.

УПЧ имеет шумовую температуру около 60 К и укомплектован дополнительным фильтром, пропускающим полосу частот от 740 до 840 МГц к квадратичному детектору.

Так как в приёмнике не использованы селективные элементы, его перестройка в пределах  $287 \div 365$  ГГц осуществляется только лишь изменением единственного параметра — напряжения на катоде ЛОВ.

## 2. МОНОЛИТНЫЙ БАЛАНСНЫЙ СМЕСИТЕЛЬ

В основу разработки смесителя субмиллиметрового диапазона положена базовая конструкция, отработанная в процессе создания смесителей 3-х, 2-х и 1,5-миллиметрового диапазонов длин волн [8–10]. Как и эти смесители, описываемый состоит из двух полукорпусов, которые в сборе имеют вид утолщённого до 10 мм стандартного волноводного фланца. С противоположных его сторон (см. рис. 1) по рупорно-волноводным переходам 1 и 2 к монолитной интегральной схеме смесителя 4, размещённой между полукорпусами вдоль оси волновода 3 сечением 0,7 мм на 0,53 мм, подаётся принимаемое излучение и излучение гетеродина. Диаметры входных апертур сигнального и гетеродинного входов, как уже упоминалось выше, равны 2 мм и являются “сверхразмерными” для рабочей длины волны, благодаря чему существенно снижаются потери на стыках с антенным и гетеродинным трактами. Вывод промежуточной частоты с микросхемы и подача напряжения смещения на диоды осуществляются через два коаксиальных разъёма 5 и 6. Монолитная интегральная схема балансного смесителя (см. рис. 2) практически повторяет подробно описанную в [10] интегральную схему балансного смесителя 1,5-миллиметрового диапазона и отличается от последней только размерами (1,4 мм на 0,9 мм без выводов). Поэтому лишь напомним, что принимаемое излучение с выхода рупорно-волноводного перехода подаётся на последовательно включенную пару диодов 1 через четвертьволновый отрезок волноводно-щелевой линии 2, обеспечивающий согласование сигнального входа с импедансом диодов в достаточно широкой полосе частот. С противоположной стороны излучение гетеродина через

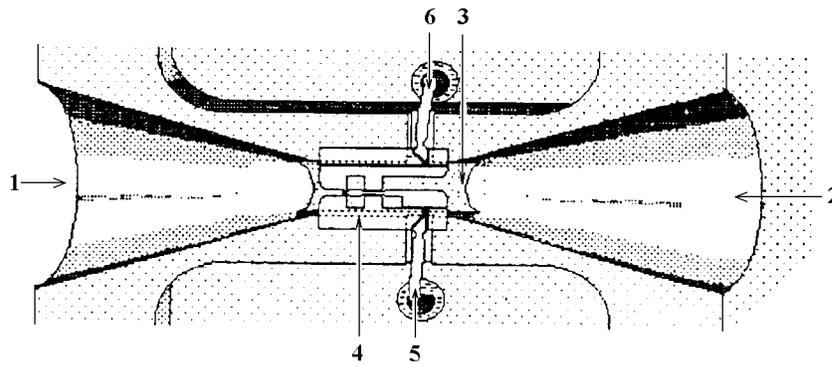


Рис. 1.

волноводно-щелевой переход 3 и отрезок волноводно-полосковой линии 5, преобразующих волноводную моду  $TE_{01}$  в волну квази-ТЕМ типа, по отрезкам копланарной 4 и волноводно-полосковых линий 5 подаётся к средней точке вышеупомянутой пары последовательно включённых диодов. Диоды оказываются подключёнными параллельно и противофазно по отношению к излучению гетеродина, тогда как по отношению к принимаемому излучению — последовательно и синфазно. Это обеспечивает балансные свойства смесителя и высокую (благодаря идентичности диодов) развязку между каналами сигнала и гетеродина.

Монолитная интегральная микросхема смесителя изготовлена на основе арсенид-галлиевой структуры  $i-n^+-n$ -типа по технологии диодов с балочными выводами [14]. Размер выпрямляющих контактов ДБШ при этом не превышает 1,5 мкм, сопротивление растекания составляет  $10 \div 15$  Ом, а показатель неидеальности — не более 1,2.

### 3. МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ ПРИЁМНИКА И СМЕСИТЕЛЯ

Измерения параметров приёмника и смесителя велись в режиме приёма одновременно по прямому и зеркальному каналам. Обработка результатов проводилась в предположении, что смеситель имеет одинаковые потери преобразования по обоим каналам, а частотная характеристика каждого из них определяется только частотной характеристикой УПЧ.

Двухполосная температура шума приёмника  $T_{\text{пр}}^{\text{DSB}}$  и температура шума УПЧ, необходимые для вычисления потерь преобразования  $L$  и двухполосной температуры шума смесителя  $T_{\text{см}}^{\text{DSB}}$ , определялись аналогично [10] методом тепловой калибровки. Для нахождения  $T_{\text{пр}}^{\text{DSB}}$  перед входом приёмника (сигнальным входом смесителя) поочередно размещались две согласованные нагрузки, одна из которых находилась при комнатной температуре, а другая — при температуре кипящего азота. Размеры нагрузок были выбраны такими, чтобы рабочие поверхности их вспененного поглотителя с запасом перекрывали диаграмму направленности раскрыва рупора сигнального входа смесителя. Для тепловой калибровки УПЧ коаксиальная согласованная нагрузка при комнатной температуре подсоединялась к входу УПЧ, а затем охлаждалась кипящим азотом. При проведении всех этих операций уровень выходного сигнала квадратичного детектора фиксировался с помощью цифрового вольтметра. Дальнейшая обработка данных велась по известным соотношениям (см., например, [10]).

Полученные зависимости двухполосной температуры шума приёмника  $T_{\text{пр}}^{\text{DSB}}$ , потерь преобразования  $L$  и двухполосной температуры шума смесителя  $T_{\text{см}}^{\text{DSB}}$  от частоты гетеродина приведены на рис. 3. Во время измерений суммарный ток смесителя (ток внешнего смещения плюс выпрямленный ток, обу-

словленный излучением гетеродина) стабилизировался на уровне 1,2 мА, сопротивление растекания каждого из диодов МБС равнялось 11 Ом.

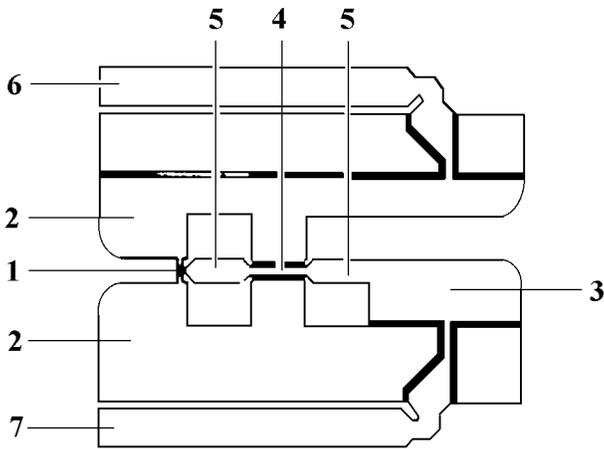


Рис. 2.

Как видно из рис. 3, в середине диапазона электронной перестройки частоты гетеродина 287 ÷ 365 ГГц имеет место минимум двухполосной температуры шума приёмника

$$T_{\text{пр}}^{\text{DSB}} = 1500 \text{ К} \pm 50 \text{ К}.$$

На низкочастотной и высокочастотной границах диапазона перестройки  $T_{\text{пр}}^{\text{DSB}}$  возрастает соответственно до 2600 К и 1700 К. Двухполосная температура шума смесителя в этих же точках диапазона составляет 2100 К и 1460 К, а минимальное её значение равно

$$T_{\text{см}}^{\text{DSB}} = 1200 \text{ К} \pm 50 \text{ К}.$$

Потери же преобразования  $L$  почти не изменяются (или даже медленно падают) в широком диапазоне частот от 304 до 365 ГГц, составляя

$$L = 10 \text{ дБ} \pm 0,5 \text{ дБ}.$$

Различие в частотном ходе  $T_{\text{см}}^{\text{DSB}}$  и  $L$ , вероятно, объясняется тем, что вблизи границ диапазона перестройки нарушаются балансные свойства смесителя, что приводит к уменьшению глубины подавления шума гетеродина. Тот факт, что потери преобразования хоть и незначительно, но все же уменьшаются с ростом частоты, говорит о том, что смеситель ещё не полностью оптимизирован.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Прежде чем переходить к сравнению характеристик описанного приёмника и смесителя с характеристиками приёмников других типов, отметим следующее. Минимум шумовой температуры разработанного широкодиапазонного приёмника приходится как раз на область минимального поглощения в первом субмиллиметровом окне прозрачности атмосферы, а значения потерь преобразования и двухполосной температуры смесителя совпадают с оценками, сделанными в [11] на основании экстраполяции данных измерений этих характеристик базовой конструкции балансного смесителя с монолитной интегральной схемой в 3-х, 2-х и 1,5-миллиметровом диапазонах длин волн.

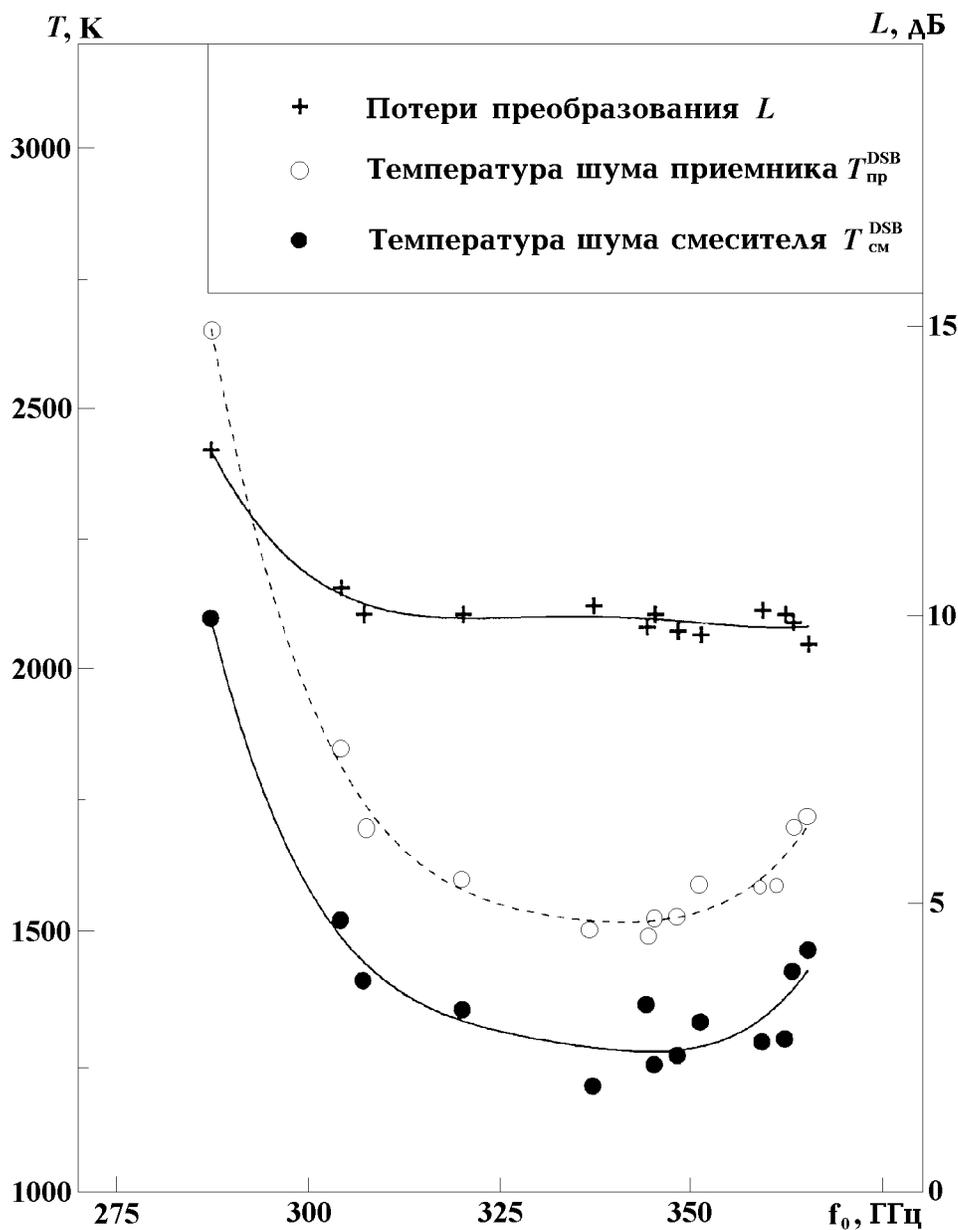


Рис. 3.

В таблице 1 для работающих при комнатной температуре приёмников со смесителями различной конструкции, изготовленных по различной технологии, но с примерно одинаковыми размерами контактов ДБШ, приведены значения двухполосной шумовой температуры приёмника  $T_{\text{пр}}^{\text{DSB}}$  и его смесителя  $T_{\text{см}}^{\text{DSB}}$ , а также потерь преобразования  $L$ . В случае волноводных смесителей данные приведены для частот гетеродина  $f_0$  равных 345 ГГц и 348 ГГц, что соответствует минимуму поглощения в первом субмиллиметровом окне прозрачности атмосферы. В случае одного из лучших монолитных смесителей с радиооптическим входом — при  $f_0 = 258$  ГГц (данными вблизи частоты 345 ГГц для такого рода смесителей мы не располагаем). Здесь же приведён относительный диапазон перестройки приёмника  $\Delta f/f_0$ . Подчёркнём, что в случае описываемого приёмника этот диапазон перекрывается только путём электронной перестройки гетеродина, тогда как в остальных случаях необходимо кроме гетеродина механически перестраивать как сам смеситель, так и диплексер.

Т а б л и ц а 1

| Тип смесителя                    | Радиооптический | Волноводный |  |                        |          |          |
|----------------------------------|-----------------|-------------|--|------------------------|----------|----------|
|                                  |                 | Двухходовый |  | Одновходовый с поршнем |          |          |
|                                  |                 | Монолитный  |  | Планарный              | Сотовый  |          |
| $f_0$ , ГГц                      | 258 [6]         | 345         |  | 345 [4]                | 345 [15] | 348 [16] |
| $T_{\text{пр}}^{\text{DBS}}$ , К | 2250            | 1500+50     |  | 1800                   |          | 1450     |
| $L$ , дБ                         | 11              | 10+0,5      |  | 9,5                    | 8,8      |          |
| $T_{\text{см}}^{\text{DBS}}$ , К | 1600            | 1250±50     |  | 1370                   | 900      |          |
| $\Delta f/f_0$ , %               |                 | 20          |  | 18,5                   | 20       |          |

Как видно из таблицы 1, приёмник с радиооптическим входом, несмотря на отличие его рабочей частоты от частот приёмников со смесителями волноводного типа, всё ещё по всем параметрам заметно уступает последним, хотя это отставание уже не столь разительно, как отмечалось в [7], и по всей вероятности, вскоре будет ликвидировано.

Что касается самих приёмников со смесителями волноводного типа, то по части потерь преобразования и температуры шума смесителя здесь первенствуют приборы на базе ДБШ сотовой структуры. Это, по-видимому, связано прежде всего с тем, что при одинаковых размерах контакта ДБШ паразитная ёмкость подложки сотовой структуры относительно перпендикулярной подложке иглы смесителя мала по сравнению с барьерной ёмкостью диода, тогда как в случае планарной (монолитной) конструкции паразитная ёмкость параллельного подложке анодного вывода ДБШ соизмерима с барьерной. Заметим, что в описываемом смесителе эта ёмкость уменьшена в  $1,5 \div 2$  раза благодаря тому, что анодные выводы диодов интегральной схемы изолированы от подложки воздушным зазором, а их длина и ширина уменьшена почти в 1,5 раза по сравнению с ранее разработанными [9, 10]. Благодаря же отсутствию необходимости использовать диплексер температура шума описываемого приёмника оказалась ниже температуры шума приёмника со смесителем на планарном ДБШ [4] и практически сравнялась с температурой шума неохлаждаемого варианта приёмника [16], в котором использован смеситель на ДБШ сотовой структуры. При этом рассмотренный приёмник выгодно отличается от обоих возможностью только электронной перестройки в том же диапазоне частот.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработка монолитного балансного смесителя с двумя сверхразмерными входами позволила создать широкодиапазонный супергетеродин для работы в первом субмиллиметровом окне прозрачности атмосферы, не уступающий по чувствительности лучшим неохлаждаемым приёмникам на базе и планарных, и сотовых структур ДБШ, но превосходящий их в части осуществления чисто электронной перестройки в широком диапазоне длин волн.

В результате ряда усовершенствований диапазон использования базовой конструкции монолитной интегральной схемы смесителя распространяется в настоящее время на интервал частот  $78 \div 365$  ГГц, который перекрывается четырьмя типоразмерами смесителей. Экстраполяция минимумов частотных зависимостей потерь преобразования и двухполосной температуры смесителя из [8–10] и из данной работы позволяет прогнозировать возможность достижения с помощью упомянутой конструкции монолитного балансного смесителя с  $L = 15$  дБ и  $T_{\text{см}}^{\text{DSB}} = 2500$  К в диапазоне  $600 \div 800$  ГГц.

Авторы приносят благодарность Межведомственной научно-технической программе “Физика микроволн” и Российскому фонду фундаментальных исследований (проект No. 96–02–17468) за частичное финансирование работ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Rozanov B. A., Rozanov S. B. — In: Third International Kharkov Symposium “Physics and Engineering of Millimeter and Submillimeter Waves”: MSMW’98 Symposium Proc. — Kharkov, Ukraine, 1998. V. 1. P. 104.
2. Вдовин В. Ф., Зинченко И. И. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1998. Т. 41. №. 11. С. 1424.
3. Hübers H.-W., Röser H. P., Schwaab G. W. — In: Proc. 30-th ESIAB Symp. “Submillimetre and Far-Infrared Space Instrumentation”. — The Netherlands, ESA SP-388, 1996. P. 159.
4. Newman T., Bishop W. L., Kwong T. Ng, Weinreb S. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn. 1991. V. 39. № 12. P. 1964.
5. Божков В. Г., Воронов В. Н., Геннеберг В. А. и др. — В кн.: I Украинский симп. “Физика и техника миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн”: Тезисы докладов, Харьков, 1991. Часть I. С. 221.
6. Gerhart S. S., Rebeiz G. M. // IEEE Trans. Microwave Theory Techn., 1994. V. 42. № 12. P. 2504.
7. Забытов Ю. М., Лебский Ю. В. Федосеев Л. И. и др. // Радиотехника и электроника, 1993. Т. 38. № 12. С. 2240.
8. Божков В. Г., Геннеберг В. А., Куркан К. И. и др. // Электронная промышленность, 1993. № 9. С. 88.
9. Божков В. Г., Вдовин В. Ф., Воронов В. Н. и др. // Радиотехника и электроника, 1992. Т. 37. № 4. С. 736.
10. Божков В. Г., Геннеберг В. А., Романовская В. Н. и др. // Радиотехника и электроника, 1996. Т. 41. № 7. С. 876.
11. Федосеев Л. И., Куликов Ю. Ю. // Радиотехника и электроника, 1971. Т. 16. № 4. С. 554.
12. Федосеев Л. И., Швецов А. А. — В кн.: XXVI радиоастрономическая конф.: Тезисы докладов, С.-Петербург, 1995. — С. 349.
13. Капитонов В. Е. Метод синтеза оптимальных магнитных систем. — Препринт № 256. ИРЭ АН УССР, Харьков, 1984.
14. Божков В. Г., Вилисова В. В., Куркан К. И. и др. // Электронная промышленность, 1993. № 9. С. 82.
15. Woestenburg E. E. M., Nieuwenhuis L. // Electron. Lett., 1986. V. 22. № 24. Н. 1305.
16. Erixon N. R. — In: Eighth Intern. Conf. on Infrared and Millimeter Waves. Conference Digest. IEEE Catalog № 83-81469. — N.Y., 1983. P. M 6.7.

<sup>1</sup> Институт прикладной физики  
РАН,

г. Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Государственное  
научно-производственное  
предприятие “НИИПП”,  
г. Томск, Россия

Поступила в редакцию  
22 декабря 1998 г.

**SUBMILLIMETER-WAVE RECEIVER WITH BALANCE MONOLITHIC INTEGRATED MIXER**

*V. G. Bozhkov, V. A. Genneberg, Yu. A. Dryagin, and L. I. Fedoseev*

We describe the design of the superheterodyne receiver with balance monolithic integrated mixer, as well as the technique and results of measurements of the receiver and mixer parameters in frequency range 287–365 GHz. In the middle of this range, double sideband noise temperature of the receiver is equal to (1500+50) K, while mixer double sideband noise temperature and conversion loss equal (1250+50) K and (10+0.5) dB, respectively. The comparison with mixer and receivers of other types is made.

# ВРЕМЕНА УСТАНОВЛЕНИЯ НЕРАВНОВЕСНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ И ПОТОКА ВЕЩЕСТВА В СРЕДЕ СО СТОКОМ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНО МЕНЯЮЩЕМСЯ В ПРОСТРАНСТВЕ КОЭФФИЦИЕНТЕ ДИФФУЗИИ

*А. Н. Малахов*

На основании ранее предложенного метода отыскания временных характеристик нестационарной диффузии в одномерной среде определены времена установления стационарной неравновесной концентрации и потока вещества в среде со стоком при произвольно изменяющемся в пространстве коэффициенте диффузии. Показано, что внутри среды поток устанавливается быстрее концентрации. Рассмотрены конкретные примеры.

## ВВЕДЕНИЕ

Статья является продолжением и дальнейшим развитием работы [1], где был предложен новый метод нахождения временных характеристик нестационарной диффузии и найдены времена установления равновесной концентрации. В данной работе рассматривается одномерная ограниченная среда с изменяющимся в пространстве коэффициентом диффузии и со стоком, приводящим к существованию направленного потока вещества и к формированию стационарного, но неравновесного профиля концентрации. Находятся и исследуются времена установления концентрации и потока вещества, как в общем случае произвольно меняющегося в пространстве коэффициента диффузии, так и при некоторых его модельных распределениях.

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

1. Пусть в одномерной ограниченной области  $0 \leq x \leq L$  имеется среда с поглощающей стенкой (сток) на одной её границе ( $x = L$ ) и с заданной постоянной концентрацией вещества  $C(0, t) = C_0 = \text{const}$  на другой границе ( $x = 0$ ). Коэффициент диффузии в среде  $D(x)$  не обращается в нуль и является произвольной конечной функцией координаты. Известно, что наличие стока на краю среды ( $x = L$ ) приводит к нулевому значению концентрации вещества  $C(L, t)$  в этой точке для любых моментов времени (см., например, [2]). Начальное значение концентрации вещества  $C(x, 0)$  в среде полагаем всюду равным нулю, кроме точки  $x = 0$ , где концентрация постоянна и равна  $C_0$ . С течением времени в среде установится неравновесное, но стационарное распределение концентрации  $C(x, \infty) = C(x)$  с  $C(0) = C_0$  и  $C(L) = 0$  и постоянное значение потока вещества от точки  $x = 0$  к поглощающей границе  $x = L$  (рис. 1). Требуется отыскать стационарное распределение концентрации, установившееся значение потока и, главное, времена их установления в любой точке среды при произвольной функции  $D(x)$ .

2. Как известно, концентрация  $C(x, t)$  удовлетворяет уравнению диффузии

$$\frac{\partial C(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ D(x) \frac{\partial C(x, t)}{\partial x} \right] = -\frac{\partial G(x, t)}{\partial x}, \quad (1)$$

*А. Н. Малахов*

где

$$G(x, t) = -D(x) \frac{\partial C(x, t)}{\partial x} \quad (2)$$

есть поток вещества. В нашем случае уравнение диффузии дополняется следующими начальным и граничными условиями

$$C(x, 0) = 0 \text{ при } 0 < x \leq L, \quad C(0, t) = C_0, \quad C(L, t) = 0.$$

Поскольку коэффициент диффузии  $D(x)$  полагается произвольной функцией координаты, решение уравнения (1), вообще говоря, неизвестно. Тем не менее, используя подход, изложенный в [1], поставленная задача может быть успешно решена. Согласно [1] определим времена установления стационарного распределения концентрации  $C(\ell) = C(\ell, \infty)$  и потока  $G_0 = G(\ell, \infty)$  в произвольной точке  $x = \ell$  среды ( $0 < \ell \leq L$ ) как

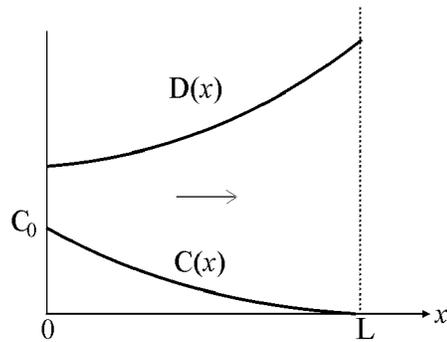


Рис. 1.

$$\theta_c(\ell) = \int_0^{\infty} [C(\ell, \infty) - C(\ell, t)] dt / C(\ell, \infty), \quad (3)$$

$$\theta_g(\ell) = \int_0^{\infty} [G(\ell, \infty) - G(\ell, t)] dt / G(\ell, \infty). \quad (4)$$

Эти определения подразумевают, что и концентрация, и поток с течением времени достаточно быстро монотонно возрастают от нулевых значений до установившихся [1].

3. Не представляет никакого труда найти установившиеся стационарные значения концентрации  $C(x)$  и потока  $G_0$ . Из (1) и (2) следует, что

$$\frac{d}{dx} \left[ D(x) \frac{dC(x)}{dx} \right] = 0, \quad G_0 = -D(x) \frac{dC(x)}{dx}. \quad (5)$$

Отсюда находим

$$C(x) = \int_0^x \frac{A_1 du}{D(u)} + A_2, \quad G_0 = -A_1,$$

где  $A_1, A_2$  — произвольные постоянные. Используя приведённые выше граничные условия, получаем для  $0 < x \leq L$

$$C(x) = G_0 \int_x^L \frac{du}{D(u)}, \quad G_0 = C_0 / \int_0^L \frac{du}{D(u)} = \text{const}. \quad (6)$$

4. Для нахождения времени установления используем, следуя [1], преобразование Лапласа от концентрации и потока вещества:

$$Y(x, s) = \int_0^{\infty} C(x, t) e^{-st} dt, \quad \hat{G}(x, s) = \int_0^{\infty} G(x, t) e^{-st} dt. \quad (7)$$

В этом случае времена установления (3) и (4) примут вид

$$\theta_c(\ell) = \lim_{s \rightarrow 0} \frac{C(\ell) - sY(\ell, s)}{sC(\ell)}, \quad (8)$$

$$\theta_g(\ell) = \lim_{s \rightarrow 0} \frac{G_0 - s\hat{G}(\ell, s)}{sG_0}, \tag{9}$$

а исходные уравнения диффузии преобразуются для  $0 < x \leq L$  в

$$\frac{d}{dx} \left[ D(x) \frac{dY(x, s)}{dx} \right] - sY(x, s) = 0, \quad \hat{G}(x, s) = -D(x) \frac{dY(x, s)}{dx}. \tag{10}$$

Разлагая умноженные на  $s$  искомые функции (7) в степенные ряды

$$\begin{aligned} sY(x, s) = Z(x, s) &= Z_0(x) + sZ_1(x) + s^2Z_2(x) + \dots, \\ s\hat{G}(x, s) = H(x, s) &= H_0(x) + sH_1(x) + s^2H_2(x) + \dots \end{aligned} \tag{11}$$

и учитывая, что на основании предельных теорем теории преобразования Лапласа

$$\begin{aligned} \lim_{s \rightarrow 0} sY(x, s) &= C(x, \infty) = C(x) = Z_0(x), \\ \lim_{s \rightarrow 0} s\hat{G}(x, s) &= G(x, \infty) = G_0 = H_0(x), \end{aligned}$$

находим для времен установления (8), (9) следующие соотношения:

$$\theta_c(\ell) = -\frac{Z_1(\ell)}{C(\ell)}, \quad \theta_g(\ell) = -\frac{H_1(\ell)}{G_0}. \tag{12}$$

При этом для функций  $Z_k(x)$  и  $H_k(x)$ ,  $k = 0, 1, 2, \dots$  при подстановке (11) в (10) получаются простые дифференциальные уравнения, которые следует решать с учётом граничных условий.

**2. РАСЧЁТ ВРЕМЕН УСТАНОВЛЕНИЯ ДЛЯ ПРОИЗВОЛЬНОГО ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ДИФФУЗИИ**

1. Подставляя (11) в (10) и учитывая, что  $Z_0(x) = C(x)$  и  $H_0(x) = G_0$ , находим уравнения для  $Z_k(x)$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \left[ D(x) \frac{dZ_0(x)}{dx} \right] &= 0, \\ \frac{d}{dx} \left[ D(x) \frac{dZ_1(x)}{dx} \right] &= Z_0(x), \\ \frac{d}{dx} \left[ D(x) \frac{dZ_2(x)}{dx} \right] &= Z_1(x), \\ &\dots \end{aligned} \tag{13}$$

и для  $H_k(x)$

$$\begin{aligned} H_0(x) &= -D(x) \frac{dZ_0(x)}{dx}, \\ H_1(x) &= -D(x) \frac{dZ_1(x)}{dx}, \\ H_2(x) &= -D(x) \frac{dZ_2(x)}{dx}, \\ &\dots \end{aligned} \tag{14}$$

Уравнения для установившихся значений  $Z_0(x) = C(x)$  и  $H_0 = G_0$  уже рассмотрены ранее (см. (5)). Отыщем теперь функции  $Z_1(x)$  и  $H_1(x)$ , согласно (12) определяющие времена установления распределения концентрации и потока вещества. Граничные условия  $C(0, t) = C_0$  и  $C(L, t) = 0$  приводят к следующим граничным условиям для функций  $Z_k(x)$ :  $Z_0(0) = C_0$ ,  $Z_0(L) = 0$ ;  $Z_k(0) = 0$ ,  $Z_k(L) = 0$  для всех  $k \geq 1$ . Поэтому следует сначала отыскать из второго уравнения (13) функцию  $Z_1(x)$ , а затем с помощью второго уравнения (14) найти  $H_1(x)$ .

2. Решая второе уравнение (13), находим

$$Z_1(x) = \int_0^x \frac{dv}{D(v)} \int_0^v Z_0(u) du + \int_0^x \frac{B_1 dv}{D(v)} + B_2,$$

где  $B_1, B_2$  — произвольные постоянные. Определяя  $B_1, B_2$  из условий  $Z_1(0) = Z_1(L) = 0$ , находим

$$Z_1(x) = \int_0^x \frac{dv}{D(v)} \int_0^v Z_0(u) du - \frac{G_0}{C_0} \int_0^L \frac{dv}{D(v)} \int_0^v Z_0(u) du \cdot \int_0^x \frac{dv}{D(v)}. \quad (15)$$

Отсюда с помощью (14) определяем

$$H_1(x) = - \int_0^x Z_0(u) du + \frac{G_0}{C_0} \int_0^L \frac{dv}{D(v)} \int_0^v Z_0(u) du. \quad (16)$$

Меняя порядок интегрирования в двойных интегралах и преобразовывая полученные выражения согласно (12), приходим к следующим выражениям для времён установления концентрации и потока вещества в точке  $x = \ell$  среды ( $0 < \ell \leq L$ ) при произвольной зависимости коэффициента диффузии от координаты:

$$\theta_c(\ell) = \theta(L) - \int_{\ell}^L \frac{v dv}{D(v)} \left[ \int_{\ell}^v \frac{du}{D(u)} - \int_v^L \frac{du}{D(u)} \right] / \int_{\ell}^L \frac{du}{D(u)}, \quad (17)$$

$$\theta_g(\ell) = \theta(L) - \int_{\ell}^L \frac{(v - \ell) dv}{D(v)}, \quad (18)$$

где

$$\theta(L) = \int_0^L \frac{v dv}{D(v)} \left[ \int_0^v \frac{du}{D(u)} - \int_v^L \frac{du}{D(u)} \right] / \int_0^L \frac{du}{D(u)}. \quad (19)$$

3. Таким образом, хотя в произвольной точке среды времена установления концентрации и потока вещества являются различными, они совпадают на поглощающей границе ( $x = L$ ), поскольку учитывают интегральные эффекты по всей протяжённости среды. Вместе с этим, поскольку при  $0 < \ell < L$  возможно появление немонотонности в процессе стремления концентрации и потока к их установившимся значениям, представляется наиболее разумным определять времена установления концентрации и потока именно в граничной точке  $x = L$ , в которой, как можно показать, времена установления максимальны.

4. Исследуем теперь некоторые общие свойства выражений (17)–(19) для времён установления.

Не представляет труда найти разность времён установления концентрации и потока. Из (17) и (18) следует

$$\theta_c(\ell) - \theta_g(\ell) = 2 \int_{\ell}^L \frac{(v - \ell) dv}{D(v)} \int_v^L \frac{du}{D(u)} / \int_{\ell}^L \frac{du}{D(u)}. \quad (20)$$

Легко видеть, что правая часть выражения (20) при произвольной зависимости коэффициента диффузии от координаты и при  $0 < \ell < L$  всегда больше нуля. Таким образом, поток во внутренних точках среды устанавливается быстрее, чем концентрация.

Далее заметим, что можно ввести средний коэффициент диффузии  $D_{\text{ср}}$ , определённый соотношением

$$\frac{1}{D_{\text{ср}}} = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{du}{D(u)}, \quad (21)$$

которое усредняет обратное значение коэффициента диффузии по всей длине рассматриваемой среды. Если коэффициент диффузии постоянен и равен  $D(x) = D_0$ , то  $D_{\text{ср}} = D_0$ .

Из второй формулы (6) следует, что

$$G_0 = C_0 D_{\text{ср}} / L, \quad (22)$$

то есть стационарный поток определяется именно средним значением коэффициента диффузии.

Рассмотрим теперь наряду с "прямой" диффузией от точки  $x = 0$  (где задано постоянное значение концентрации  $C_0$ ) к точке  $x = L$  (где значение концентрации равно нулю) "обратную" диффузию  $C^{\text{обр}}(L-x)$  для среды с тем же коэффициентом диффузии  $D(x)$ , идущую от точки  $x = L$ , где теперь мы полагаем постоянным значение концентрации  $C_0$  до точки  $x = 0$ , где теперь  $C(0, t) = 0$  (см. рис. 2). Чтобы получить стационарные значения концентрации и потока, а также времена их установления в случае обратной диффузии достаточно во всех полученных выше формулах заменить  $D(x)$  на  $D(L-x)$ .

Прежде всего отметим, что стационарный поток как при прямой, так и при обратной диффузии неизменен, поскольку согласно (21) сохраняется среднее значение коэффициента диффузии

$$\frac{1}{L} \int_0^L \frac{du}{D(L-u)} = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{dv}{D(v)},$$

которое и определяет стационарный поток (22).

Что касается стационарного распределения концентрации, то оно, разумеется, изменится при обратной диффузии. Если стационарное распределение концентрации при обратной диффузии обозначить  $C^{\text{обр}}(x)$ , то из первой формулы (6) следует, что

$$C^{\text{обр}}(x) = G_0 \int_x^L \frac{du}{D(L-x)} = C_0 - G_0 \int_{L-x}^L \frac{dy}{D(y)}.$$

Таким образом (см. рис. 3),

$$C^{\text{обр}}(x) + C(L-x) = C^{\text{обр}}(L-x) + C(x) = C_0. \quad (23)$$

Соотношение (23) даёт возможность, зная стационарное распределение концентрации при прямой диффузии, определить стационарную концентрацию при обратной диффузии, и наоборот.

Обращаясь к временам установления стационарной концентрации и потока, из (19) заменой переменных и порядка интегрирования можно получить, что максимальное время установления является одинаковым как при прямой диффузии, так и при обратной. Этот факт достаточно нетривиален,

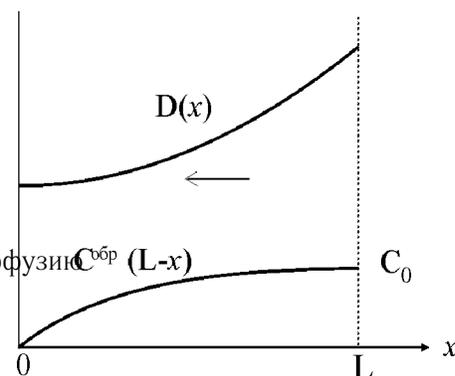


Рис. 2.

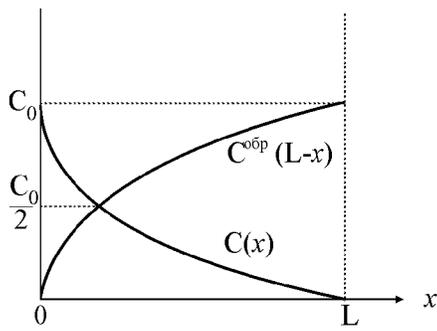


Рис. 3.

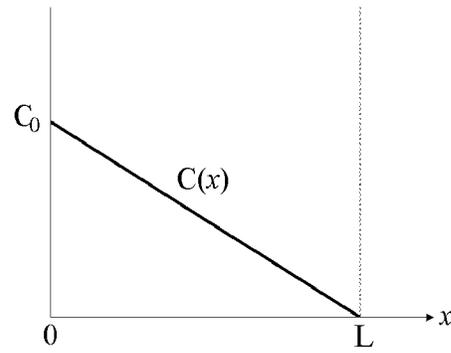


Рис. 4.

поскольку профили коэффициента диффузии и стационарной концентрации при переходе от прямой диффузии к обратной меняются в общем случае достаточно существенно.

Равенство максимальных времён установления при прямой и обратной диффузии отражает известное свойство взаимности, существующее в линейных средах, распространяя его не только на установившиеся значения величин, но и на времена их установления (см. [1]).

### 3. ПРИМЕРЫ

1. Согласно (6), в простейшем случае постоянного коэффициента диффузии  $D(x) = D_0$ , установившаяся концентрация и поток вещества равны (см. рис. 4)

$$C(x) = C_0 \left(1 - \frac{x}{L}\right), \quad G_0 = \frac{C_0 D_0}{L}.$$

Из (17)–(19) находим времена установления концентрации и потока

$$\begin{aligned} \theta_c(\ell) &= \theta(\ell) \left[1 - (1 - \ell/L)^2\right], \\ \theta_g(\ell) &= \theta(\ell) \left[1 - 3(1 - \ell/L)^2\right], \end{aligned} \tag{24}$$

где  $\theta(L) = \frac{L^2}{6D_0}$ . Как видно из (24), времена установления концентрации и потока в точке  $x = \ell$  среды действительно различны. В работе [3] обнаружено, что для случая  $D(x) = D_0$  монотонность возрастания со временем функций  $C(\ell, t)$  и  $G(\ell, t)$ , предполагавшаяся при выводе формул (17) и (18), реализуется при условии  $\ell \geq L/2$ . Полагая  $\ell/L = 1/2$ , из (24) находим

$$\theta_c(L/2) = \frac{3}{4} \cdot \frac{L^2}{6D_0}, \quad \theta_g(L/2) = \frac{1}{4} \cdot \frac{L^2}{6D_0}.$$

Таким образом, в середине однородного образца поток вещества устанавливается в три раза быстрее, чем концентрация.

2. В качестве второго примера рассмотрим двуслойную среду с коэффициентом диффузии

$$D(x) = \begin{cases} D_1, & 0 \leq x < x_1, \\ D_2, & x_1 < x \leq L. \end{cases}$$

Согласно (6) установившаяся концентрация (см. рис. 5)

$$C(x) = \begin{cases} C_0 \left[ 1 - \frac{x}{L} \frac{D_{\text{cp}}}{D_1} \right], & x \leq x_1, \\ C_0 \left[ 1 - \frac{x}{L} \right] \frac{D_{\text{cp}}}{D_2}, & x_1 < x \leq L, \end{cases} \quad (25)$$

где  $D_{\text{cp}}$  — определяемое соотношением (21) среднее значение коэффициента диффузии, для двухслойной среды равно

$$1/D_{\text{cp}} = \left[ \frac{\alpha}{D_1} + \frac{(1-\alpha)}{D_2} \right]. \quad (26)$$

Здесь  $\alpha = x_1/L$  — пространственная доля первого слоя. При этом стационарный поток равен  $G_0 = \frac{C_0 D_{\text{cp}}}{L}$ .

Из (19) можно найти следующее значение времени установления стационарной концентрации и потока в точке  $x = L$ :

$$\theta(L) = \frac{L^2 D_{\text{cp}}}{6 D_1 D_2} \left[ \frac{D_2}{D_1} \alpha^3 + \frac{D_1}{D_2} (1-\alpha)^3 + 3\alpha(1-\alpha) \right]. \quad (27)$$

Отметим инвариантность этой формулы по отношению к одновременной замене  $D_1$  и  $\alpha$  на  $D_2$  и  $(1-\alpha)$ , что подтверждает в рассматриваемом случае двухслойной среды равенство максимальных времен установления стационарной концентрации и потока вещества при прямой и обратной диффузии.

Если рассмотреть теперь значения времён установления во внутренней точке среды, например, в середине второго слоя, когда  $\ell = L(1+\alpha)/2$ , то из (17) и (18) нетрудно найти

$$\begin{aligned} \theta_c \left( \frac{L}{2} (1+\alpha) \right) &= \theta(L) - \frac{L^2}{24 D_2} (1-\alpha)^2, \\ \theta_g \left( \frac{L}{2} (1+\alpha) \right) &= \theta(L) - \frac{L^2}{8 D_2} (1-\alpha)^2. \end{aligned} \quad (28)$$

Следовательно,

$$\theta_c \left( \frac{L}{2} (1+\alpha) \right) - \theta_g \left( \frac{L}{2} (1+\alpha) \right) = \frac{L^2}{12 D_2} (1-\alpha)^2 > 0$$

в полном соответствии с (20).

Таким образом, пример двухслойной среды также показывает, что внутри среды время установления потока меньше, чем время установления стационарной концентрации.

3. В качестве третьего примера возьмем непрерывно меняющийся в пространстве коэффициент диффузии  $D(x) = D_0 e^{kx}$ . Его среднее значение согласно (21), равно

$$D_{\text{cp}} = \frac{D_0 \gamma}{1 - e^{-\gamma}}, \quad (29)$$

где  $\gamma = kL$ . При  $\gamma \ll 1$ , когда функция  $D(x)$  во всей среде близка к  $D_0$ ,  $D_{\text{cp}} \approx D_0$ . При  $\gamma \gg 1$   $D_{\text{cp}} \approx D_0 \gamma$ .

Из (6) определяется стационарная концентрация

$$C(x) = C_0 \left[ e^{-\gamma(x/L)} - e^{-\gamma} \right] / [1 - e^{-\gamma}], \quad (30)$$

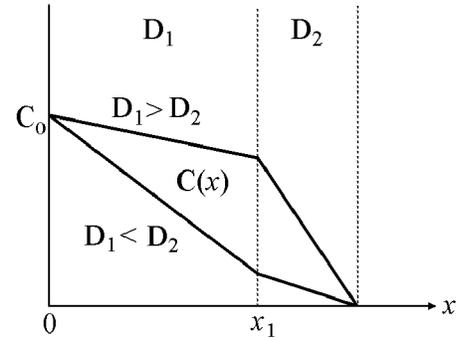


Рис. 5.

стационарный поток равен

$$G_0 = C_0 D_{\text{ср}} / L = \frac{C_0 D_0 \gamma}{L(1 - e^{-\gamma})}. \quad (31)$$

Профиль стационарной концентрации для разных  $\gamma$  показан на рис. 6. Согласно (19) максимальное время установления стационарной концентрации и потока равно

$$\theta(L) = \frac{L^2}{2D_0\gamma^2} \frac{1 - 2\gamma e^{-\gamma} - e^{-2\gamma}}{1 - e^{-\gamma}} = \frac{L^2}{2D_0\gamma^2} \frac{1 - 2\gamma(D_0/D_L) - (D_0/D_L)^2}{1 - D_0/D_L}, \quad (32)$$

где  $D_L = D_0 e^\gamma = D(L)$ . Нетрудно проверить, что при  $\gamma \ll 1$  формула (32), приводит к  $\theta(L) = L^2/6D_0$  (см. первый пример). При  $\gamma \gg 1$  время установления  $\theta(L) = L^2/2D_0\gamma^2$  становится малым. Это связано с тем, что при  $\gamma \gg 1$  коэффициент диффузии быстро растёт с координатой, при этом диффундирующее вещество достаточно быстро “выносится” в поглощающую границу и остаётся лишь сравнительно тонкий слой практически неравной нулю концентрации с толщиной порядка  $L/\gamma$  вблизи начала координат (см. рис. 6). Стационарный профиль концентрации устанавливается тем быстрее, чем больше  $\gamma$ .

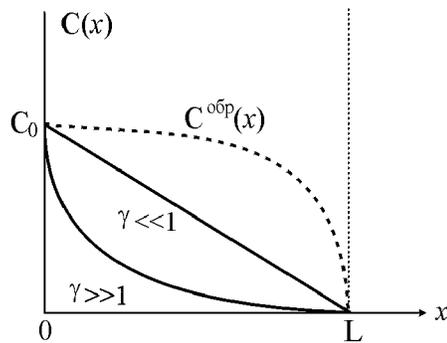


Рис. 6.

Чтобы рассмотреть обратную диффузию, следует взять коэффициент диффузии равным  $D(L-x) = D_0 e^{k(L-x)} = D_L e^{-kx}$ , т. е. заменить в полученных выше формулах (29)–(32)  $D_0$  на  $D_L$  и  $\gamma$  на  $-\gamma$ . В результате, как легко проверить, значения среднего коэффициента диффузии, установившегося потока и максимального времени установления стационарной концентрации и потока не изменяются, а стационарное распределение концентрации принимает вид

$$C^{\text{обр}}(x) = C_0 \frac{1 - e^{-\gamma(1-x/L)}}{1 - e^{-\gamma}}, \quad (33)$$

изображённый на рис. 6 пунктиром для  $\gamma \gg 1$ . Легко проверить, что найденные стационарные профили концентрации (30) и (31) при прямой и обратной диффузии удовлетворяют соотношению (23).

Данная работа поддержана грантом КЦФЕ, грантом Минобразования (проект № 3877) и грантом РФФИ (проект № 96–15–96718).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Малахов А. Н. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1997. Т. 40. № 7. С. 886.
2. Малахов А. Н., Младенцев А. Л. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1995. Т. 38. № 1–2. С. 56.
3. Саичева Н. А. Анализ скоростей диффузии в некоторых ограниченных одномерных, двумерных и трёхмерных средах: Дипломная работа. — Н. Новгород: ННГУ, радиофак, 1996.

Нижегородский государственный  
университет  
им. Н. И. Лобачевского,  
г. Н.Новгород, Россия

Поступила в редакцию  
4 декабря 1998 г.

**RELAXATION RATES OF NONEQUILIBRIUM CONCENTRATION AND FLOW OF A SUBSTANCE IN MEDIUM WITH SINK AND ARBITRARY SPACE-VARYING DIFFUSION COEFFICIENT**

*A. N. Malakhov*

We determine the relaxation rates of stationary nonequilibrium concentration and flow of a substance in medium with sink and arbitrary space-varying diffusion coefficient. The results are obtained using the method that was previously proposed by the author to determine temporal characteristics of nonstationary diffusion in inhomogeneous medium. It is shown that the flow inside the medium relaxates to the steady-state faster than the concentration. Some specific examples are analyzed.

## МОГУТ ЛИ ДЕФЕКТЫ ВЫЗВАТЬ $1/f$ ШУМ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ?

*А. В. Якимов*

Обсуждаются два альтернативных подхода, связывающие фликкерный ( $1/f$ ) шум в полупроводниках с флуктуациями подвижности носителей тока. Согласно первому подходу  $1/f$  шум ассоциируется с флуктуациями рассеяния носителей тока на акустических колебаниях решётки. Во втором подходе причиной шума считаются флуктуации сечения рассеяния подвижных дефектов. Проанализированы экспериментальные данные, свидетельствующие в пользу первого подхода. Показано, что для объяснения существующих данных в рамках модели флуктуаций сечения рассеяния подвижных дефектов необходимо существование не выявленного ранее эффекта: увеличение степени легирования при изготовлении полупроводника должно приводить к пропорциональному уменьшению концентрации подвижных дефектов, ответственных за возникновение  $1/f$  шума.

### ВВЕДЕНИЕ

До настоящего времени ведутся дискуссии о природе фликкерного ( $1/f$ ) шума в полупроводниках. Широкое распространение получил подход, согласно которому данный шум вызван флуктуациями процесса рассеяния носителей тока на акустических колебаниях решётки (см., например, [1]).

В то же время существует альтернативный подход, связывающий  $1/f$  шум с двухуровневыми системами [2]. В приложении к полупроводникам подобные системы могут ассоциироваться с подвижными точечными дефектами. Данный подход позволил объяснить многие известные данные по  $1/f$  шуму [3,4]. Однако новые эксперименты [5] и их трактовка [6] в рамках модели [1] привели к необходимости пересмотра модели подвижных дефектов.

В настоящей статье показано, что для объяснения экспериментальных данных [5] в рамках модели подвижных точечных дефектов необходимо доказать, что увеличение степени легирования полупроводника приводит к уменьшению числа подвижных точечных дефектов. На данный момент надёжные экспериментальные данные о существовании такого эффекта, по-видимому, отсутствуют.

### 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Спектр  $1/f$  шума полупроводниковых образцов удобно описывать с помощью эмпирической формулы Хоухе – Клайнпеннина – Фандамме [1]

$$\frac{S_R(f)}{R^2} = \frac{\alpha}{Nf}, \quad \alpha = \left(\frac{\mu}{\mu_L}\right)^2 \alpha_0. \quad (1)$$

Здесь  $R$  — сопротивление образца, обладающее абсолютными флуктуациями со спектром  $S_R(f)$ . Таким образом, соотношение (1) определяет спектр  $S_R(f)/R^2$  относительных флуктуаций сопротивления образца. В это соотношение входят всего два параметра, характеризующие образец:  $N = nV$  — полное число носителей тока, определяемое их концентрацией  $n$  и объёмом образца  $V$ , и параметр Хоухе  $\alpha$ . Параметр  $\alpha$ , в свою очередь, определяется через полную подвижность  $\mu$  носителей тока и компоненту  $\mu_L$  полной подвижности, характеризующую рассеяние на акустических колебаниях решётки. Параметр  $\alpha_0$  имеет феноменологический характер, обычно его величина считается примерно равной  $10^{-3}$ , хотя в экспериментах могут наблюдаться и другие значения.

Типичные экспериментальные данные, подтверждающие справедливость соотношения (1), можно взять из работы [5], где приведены результаты исследования  $1/f$  шума в GaAs пленках с электронным типом проводимости, выращенных методом молекулярной лучевой эпитаксии. Измерения производились при комнатной температуре с четырьмя типами пленок, легированных кремнием, концентрация  $n_I$  легирующей примеси в которых составляла соответственно  $2, 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $1, 0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $1, 0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и  $1, 0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Различие в концентрации электронов  $n$  в образцах достигало почти трёх порядков. В то же время полная подвижность носителей тока  $\mu$  изменялась примерно в два раза, а параметр Хоухе  $\alpha$  — примерно в четыре раза, в соответствии с зависимостью вида  $\mu^2$ , приведённой в (1). При этом получено значение  $\alpha_0 \approx 7, 6 \cdot 10^{-4}$  при  $\mu_L = 8500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Основной результат, следующий из (1), заключается в пропорциональности параметра Хоухе квадрату полной подвижности носителей тока:  $\alpha \propto \mu^2$ . На основании этой пропорциональности делается вывод о том, что флуктуации сопротивления обусловлены флуктуациями  $\delta\mu_L$  рассеяния носителей тока на акустических колебаниях решётки [6]. При этом приводятся рассуждения, суть которых излагается ниже.

## 2. МОДЕЛЬ ФЛУКТУАЦИЙ ПОДВИЖНОСТИ

Примем во внимание, что удельное сопротивление образца  $\rho$  следующим образом связано с полной подвижностью носителей тока и их концентрацией:  $\rho = 1/(q_e n \mu)$ , где  $q_e$  — заряд электрона. В дополнение, следуя модели  $\delta\mu$ -шума [1], считаем, что концентрация носителей тока  $n$  не флуктуирует. В результате обнаружим, что спектр относительных флуктуаций сопротивления совпадает со спектром относительных флуктуаций полной подвижности, то есть соотношение (1) принимает следующий вид:

$$\frac{S_R(f)}{R^2} = \frac{S_\mu(f)}{\mu^2} = \left(\frac{\mu}{\mu_L}\right)^2 \frac{\alpha_0}{Nf} . \quad (2)$$

Здесь  $S_\mu(f)$  — спектр абсолютных флуктуаций полной подвижности носителей тока. Таким образом, задача сводится к отысканию спектра  $S_\mu(f)/\mu^2$  относительных флуктуаций полной подвижности.

Учтём, что в полупроводнике действуют разные механизмы рассеяния. Выделим из них два: рассеяние на акустических колебаниях решётки ( $\mu_L + \delta\mu_L$ ) и рассеяние на примесях ( $\mu_I + \delta\mu_I$ ). Допустим, что оба механизма могут быть подвержены флуктуациям. Вклад остальных (не флуктуирующих) механизмов объединим в компоненте  $\mu_R$ . Найдём полную флуктуирующую подвижность ( $\mu + \delta\mu$ ), пользуясь правилом Маттиссена:

$$1/(\mu + \delta\mu) = 1/(\mu_L + \delta\mu_L) + 1/(\mu_I + \delta\mu_I) + 1/\mu_R . \quad (3)$$

Предположим, что введённые флуктуации являются малыми, т.е.

$$\langle \delta\mu_L/\mu_L \rangle^2, \langle \delta\mu_I/\mu_I \rangle^2 \ll 1 .$$

Отсюда, линеаризуя (3), получим следующее соотношение, определяющее абсолютные флуктуации  $\delta\mu$  полной подвижности:

$$\delta\mu/\mu = (\mu/\mu_L) \cdot (\delta\mu_L/\mu_L) + (\mu/\mu_I) \cdot (\delta\mu_I/\mu_I) . \quad (4)$$

Допустим, что спектры относительных флуктуаций различных компонент подвижности не зависят ни от концентрации носителей тока  $n$ , ни от полной подвижности  $\mu$ . Иначе говоря, введём параметры  $\alpha_L$  и  $\alpha_I$ , определяющие, по аналогии с соотношением (1), спектры относительных флуктуаций соответствующих компонент подвижности. В этом случае соотношение (4) приводит к следующему выражению для спектра относительных флуктуаций полной подвижности:

$$\frac{S_\mu(f)}{\mu^2} = \left(\frac{\mu}{\mu_L}\right)^2 \frac{\alpha_L}{Nf} + \left(\frac{\mu}{\mu_I}\right)^2 \frac{\alpha_I}{Nf} .$$

Сравнивая полученный результат с соотношением (3), приходим к следующему очевидному выводу [6]. Причиной экспериментально наблюдаемых флуктуаций полной подвижности могут являться только флуктуации  $\delta\mu_L$ , связанные с рассеянием на акустических колебаниях решетки, т.е.  $\alpha_L = \alpha_0$ . Модель флуктуаций  $\delta\mu_I$  примесного рассеяния противоречит экспериментальным данным [5], поэтому  $\alpha_I = 0$ .

Выясним, при каких условиях можно объяснить экспериментальные данные [5] флуктуациями сечения рассеяния дефектов.

### 3. ИСТОЧНИК ФЛУКТУАЦИЙ — ПОДВИЖНЫЕ ДЕФЕКТЫ

Рассмотрим правило Маттиссена (3) с иной точки зрения. Для этого учтём, что в полупроводнике могут присутствовать разные дефекты, в том числе легирующие примеси и подвижные, неконтролируемые обычными методами дефекты. Атомы легирующей примеси считаются “вмороженными” в кристаллическую решетку вследствие высокой энергии активации диффузии. Подвижные дефекты диффундируют по кристаллической решётке образца, изменяя при этом своё сечение рассеяния и возмущая таким образом полную подвижность, определяющую сопротивление образца (см. [3]).

Обозначим флуктуирующую компоненту подвижности, обусловленную подвижными дефектами, через  $\mu_F + \delta\mu_F$ . Вклад остальных компонент, не являющихся источниками флуктуаций, объединим общей (но не полной) подвижностью  $\mu_0$ . Теперь правило Маттиссена (3) может быть представлено следующим образом:

$$1/(\mu + \delta\mu) = 1/\mu_0 + 1/(\mu_F + \delta\mu_F) .$$

В этом случае вместо (4) получим иное выражение, определяющее флуктуации полной подвижности носителей тока:

$$\delta\mu/\mu = (\mu/\mu_F) \cdot (\delta\mu_F/\mu_F) .$$

Переводя это соотношение на язык спектров, придём к следующей модификации соотношения (2):

$$\frac{S_R(f)}{R^2} = \frac{S_\mu(f)}{\mu^2} = \left(\frac{\mu}{\mu_F}\right)^2 \frac{S_{\mu F}(f)}{\mu_F^2} .$$

Здесь  $S_{\mu F}(f)$  — спектр абсолютных флуктуаций компоненты подвижности, обусловленной рассеянием на подвижных дефектах. Для того, чтобы привести это соотношение в согласие с эмпирической формулой (1), следует допустить, что феноменологический параметр  $\alpha_0$  имеет вид

$$\alpha_0 = nV \left(\frac{\mu}{\mu_F}\right)^2 \frac{S_{\mu F}(f)}{\mu_F^2} .$$

Считается, что данный параметр имеет практически фиксированную величину.

Теперь возникает главный вопрос: какой тип дефектов может быть ответственен за возникновение  $1/f$  шума в полупроводниках? При этом следует помнить и о нерешённой до сих пор проблеме обоснования самого вида такого спектра.

### 4. МОДЕЛЬ ДВУХУРОВНЕВЫХ СИСТЕМ

Следуя [2], допустим, что  $1/f$  шум вызван двухуровневыми системами (ДУС), которые, в свою очередь [3], обусловлены точечными (подвижными) дефектами в полупроводнике. В этом случае соотношение (2) с учётом соотношения (8) работы [3] принимает следующий вид:

$$\frac{S_\mu(f)}{\mu^2} = \left(\frac{\mu}{\mu_F}\right)^2 \frac{\langle\delta\sigma^2\rangle}{\sigma^2} \frac{1}{n_F V \ln(f_H/f_L)} \frac{1}{f} . \quad (5)$$

Здесь  $\mu_F$  — компонента полной подвижности  $\mu$ , обусловленная рассеянием на ДУС. Через  $\langle \delta\sigma^2 \rangle$  обозначена дисперсия изменения сечения рассеяния  $\sigma$  единичного дефекта вследствие изменения его состояния (переключения состояния ассоциирующей с ним ДУС). Концентрация ДУС (подвижных дефектов) обозначена через  $n_F$ . Спектр (5) имеет вид  $1/f$  в ограниченном, хотя и сколь угодно широком, диапазоне частот  $[f_L, f_H]$ . На низких частотах ( $f \ll f_L$ ) спектр переходит в плато, на высоких частотах ( $f \gg f_H$ ) он принимает вид  $1/f^2$ .

Для дальнейшего анализа переведем соотношение (5) на язык феноменологического параметра  $\alpha_0$ . Используя для этой цели (2), получим

$$\alpha_0 = \left( \frac{\mu_L}{\mu_F} \right)^2 \frac{n}{n_F} \frac{\langle \delta\sigma^2 \rangle}{\sigma^2} \frac{1}{\ln(f_H/f_L)}. \quad (6)$$

Представленный результат удобен для обсуждения экспериментальных данных и выполнения численных оценок.

Для простоты не будем различать концентрации носителей тока и легирующей примеси, то есть примем  $n = n_I$ . Кроме того, примем приближённо величину компоненты подвижности, обусловленной рассеянием на подвижных дефектах, обратно пропорциональной концентрации этих дефектов:  $\mu_F = b/n_F$ . В этом случае условие [6] постоянства параметра  $\alpha_0$  с учётом (6) примет вид

$$n \cdot n_F \approx \text{const}.$$

Приведённое соотношение представляется неожиданным. Оно означает, что увеличение концентрации легирующей примеси при изготовлении образца должно приводить к уменьшению концентрации подвижных дефектов.

По-видимому, такой эффект может иметь место, например, вследствие образования комплексов дефектов (см. [7]). Однако для его выявления требуются дополнительные исследования.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализирован эффект пропорциональности параметра Хоухе, описывающего спектр  $1/f$  шума в полупроводнике, квадрату полной подвижности носителей тока. Для объяснения этого эффекта ранее было принято использовать модель флуктуаций процесса рассеяния носителей тока на акустических колебаниях кристаллической решётки.

Рассмотрена альтернативная модель, объясняющая возникновение  $1/f$  шума наличием подвижных дефектов в полупроводнике. Показано, что данная модель применима только в том случае, когда увеличение концентрации легирующей примеси в образце приводит к уменьшению концентрации подвижных дефектов, ответственных за возникновение шума.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 96–15–96718.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Hooge F. N., Kleinpenning T. G. M., Vandamme L. K. J. // Reports on Progress in Physics, 1981. V. 44. № 3. P. 479.
2. Коган Ш. М. // УФН, 1985. Т. 145. № 2. С. 285.
3. Orlov V. B., Yakimov A. V. // Physica B, 1990. V. 162. P. 13.
4. Орлов В. Б., Якимов А. В. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1990. Т. 33. № 2. С. 196.
5. Ren L., Leys M. R. // Physica B, 1991. V. 172. P. 319.

6. Hooge F. N. // Proc. 1st Int. Conf. Unsolved Problems of Noise in Physics, Biology, Electronic Technology and Information Technology. Ed. Ch. R. Doering, L. B. Kiss, M. F. Shlesinger. World Scientific Publishing Co. 1997. P. 57.
7. Ланно М., Бургуен Ж. Точечные дефекты в полупроводниках. Теория / Пер. с англ. — М.: Мир, 1984.

Нижегородский государственный  
университет, г. Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию  
8 декабря 1998 г.

#### WHETHER MOBILE DEFECTS CAN CAUSE THE $1/f$ NOISE IN A SEMICONDUCTOR?

*A. V. Yakimov*

Two alternative approaches explaining the  $1/f$  noise in semiconductors by the noise in the mobility of the current carriers are discussed. According to the first approach, the  $1/f$  noise is associated with the noise in the scattering of the carriers on acoustic phonons of the lattice. In the second one, the noise in the scattering cross-section of the mobile defects is considered as the source of the  $1/f$  noise. The experimental data proving the first approach are analyzed. It is shown that, to explain the existing data by the model of the noise in the scattering cross-section of the mobile defects, a novel effect should exist. Namely, manufacturing of the semiconductor with the increased degree of doping should result in the proportional decrease of the concentration of the mobile defects responsible for the generation of the  $1/f$  noise.