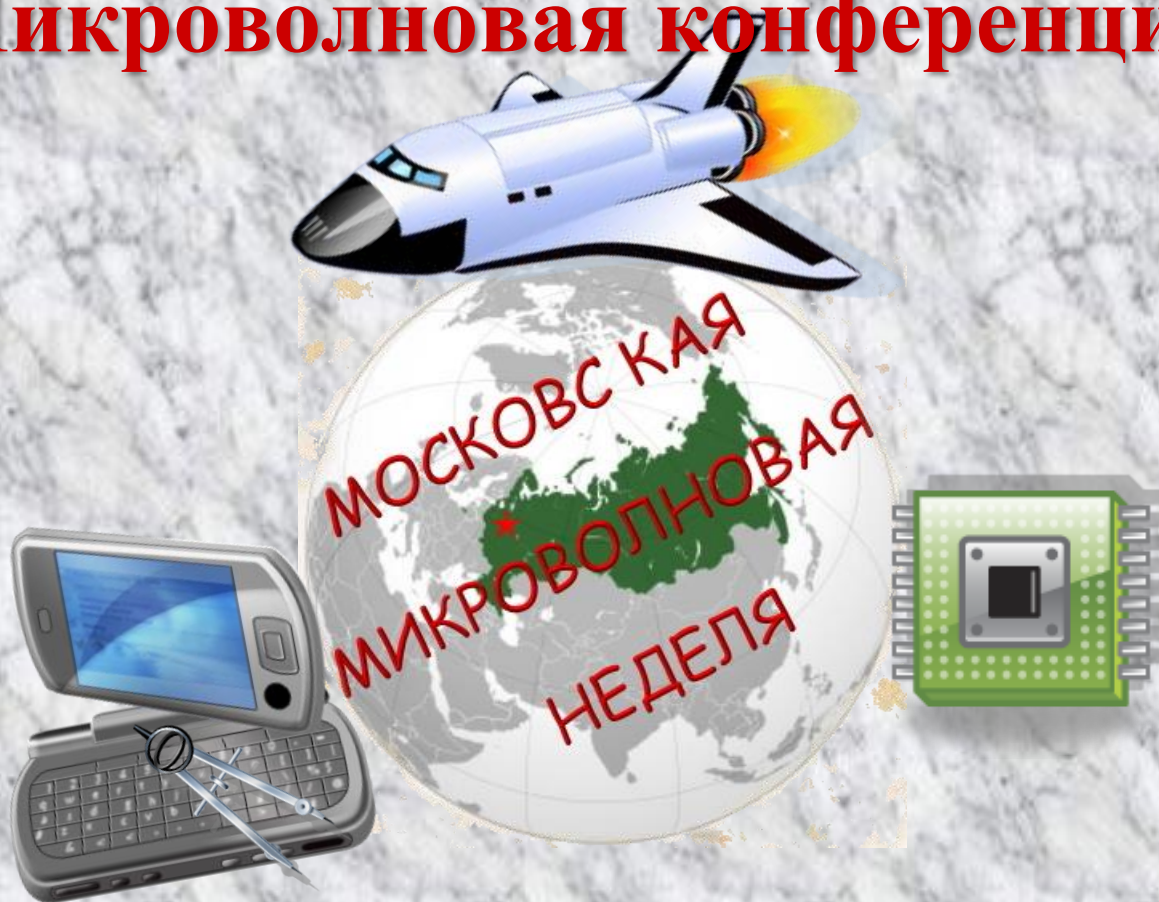


**РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК**



**Учреждение Российской академии наук  
ИНСТИТУТ РАДИОТЕХНИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ  
им. В.А.КОТЕЛЬНИКОВА РАН**

# **II Всероссийская Микроволновая конференция**



**26-28 ноября 2014 г.**

**ДОКЛАДЫ**

**МОСКВА – 2014г.**



РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
Учреждение Российской академии наук  
ИНСТИТУТ РАДИОТЕХНИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ  
им. В.А.КОТЕЛЬНИКОВА РАН

## II Всероссийская Микроволновая конференция<sup>1</sup>

26 - 28 ноября 2014 г., Москва

### ДОКЛАДЫ

#### Организаторы конференции:

- Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН
- Научный совет РАН по распространению радиоволн
- Российское научно-техническое общество радиотехники, электроники и связи им. А.С. Попова (РНТОРЭС им. А.С.Попова)
- MTT-ED Moscow Chapter IEEE

Информационная поддержка: [Журнал Радиоэлектроники](http://jre.cplire.ru/) <http://jre.cplire.ru/>

*Любая часть материалов может быть скопирована, воспроизведена либо использована каким-либо другим образом только с письменного согласия редакции JRE (Журнал Радиоэлектроники) либо авторов публикаций. При использовании материалов и/или результатов публикаций авторов для научной работы ссылка на материалы настоящей конференции является ОБЯЗАТЕЛЬНОЙ.*

©Издание JRE – ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, Москва 2014 г.

<sup>1</sup> при поддержке РФФИ (грант No. 14-07-20469 Г)

МОСКВА 2014

# II Всероссийская Микроволновая конференция

*Председатель программного комитета конференции*

*чл.-корр. РАН В.А. Черепенин*

*Председатель оргкомитета конференции*

*проф. В.А. Калошин*

*Зам. председателя оргкомитета*

*проф. В.П. Кошелец*

## **Программный комитет конференции:**

Бондарев Ю.С. (ЦНИРТИ им. А.И.Берга), Бугаев А.С. (МФТИ), Гуляев Ю.В. (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН), Денисов Г.Г. (ИПФ РАН), Калошин В.А. (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН), Левитан Б.А. (АО «Радиофизика»), Кошелев В.И. (ИСЭ СО РАН), Лагарьков А.Н. (ИТПЭ РАН), Куликов Г.В. (МИРЭА), Мирошникова И.Н. (МЭИ), Райкунов Г.Г. (ОАО «РКС»), Сухоруков А.П. (МГУ им. М.В.Ломоносова), Федоров И.Б. (МГТУ им. Баумана), Чаплыгин Ю.А. (МИЭТ), Шевцов В.А.(МАИ).

## **Организационный комитет конференции:**

Кисель В.Н. (ИТПЭ РАН), Колесов В.В. (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН), Кузнецов Ю.В. (МАИ), Панас А.И. (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН), Пожидаев В.Н. (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН), Самсонов Г.А. (РНТОРЭС им. Попова), Скобелев С.П. (АО «Радиофизика»), Скородумова Е.А. (МТУСИ), Хурматулин В.В. (ЦНИРТИ им. А.И.Берга), Черепенин В.А (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН), Юханов Ю.В. (ЮФУ)

## **Тематика конференции**

- Математическое моделирование электродинамических процессов
- Распространение и рассеяние электромагнитных волн
- Антенные системы и линии передачи
- Приемные устройства, генераторы, техника СВЧ, КВЧ и ТГц диапазонов волн.
- Новые материалы для радиоэлектроники
- Радиоизмерительные системы



## Математическая модель плоского спирального резонатора конечной длины

Малеева Н.А.<sup>1</sup>, Фистуль М.В.<sup>1,2</sup>, Абрамов Н.Н.<sup>1</sup>, Аверкин А.С.<sup>1</sup>, Карпов А.В.<sup>1</sup>, Журавель А.П.<sup>3</sup>,

Устинов А.В.<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup>Национальный Исследовательский Технологический Университет «МИСиС»

[m13@list.ru](mailto:m13@list.ru)

<sup>2</sup>Рурский Университет Бохум

<sup>3</sup>Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина Национальной академии наук Украины

<sup>4</sup>Технологический институт Карлсруэ

Мы предлагаем математическую модель, позволяющую аналитически вычислить резонансные частоты, распределение высокочастотных (ВЧ) токов собственных мод спирального резонатора, а также пространственное распределение магнитного ВЧ поля, создаваемого токами собственных мод. Для этого через функцию распределения тока в спирали были выражены компоненты электрического поля, к которым мы применили граничное условие для электрического поля на поверхности проводящей спирали. Далее, выразив компоненты электрического ВЧ поля через функцию распределения тока в спирали, мы получили интегро-дифференциальное уравнение, решив которое, мы нашли спектр резонансных частот, и функции распределения тока в спирали на этих частотах. Знание функции распределения ВЧ тока позволило также вычислить магнитное поле в дальней зоне.

### Введение

Впервые плоский спиральный резонатор был предложен Никола Тесла для «передачи электроэнергии через окружающую среду» [1] и применялся им в зрелищных экспериментах, изумлявших публику начала XX века. В ранних экспериментах по передаче высокочастотного тока на расстояние плоская спираль Архимеда использовалась в качестве вторичной обмотки высоковольтного трансформатора Тесла. Сейчас спиральные резонаторы продолжают широко использоваться как сверхкомпактные резонаторы, антенны, а также как мета-атомы для создания ВЧ метаматериалов [2–4]. Несмотря на широкое применение, аналитическое решение задачи о плоском резонаторе в виде спирали Архимеда конечной длины предлагается впервые [5].

### Электродинамика плоского спирального резонатора

Рассмотрим спираль, которая содержит  $N$  плотноупакованных витков. В полярных координатах уравнение спирали Архимеда можно записать следующим образом:

$$\rho(\varphi) = R_e (1 - \alpha\varphi), \quad (1)$$

где  $\varphi$  – полярный угол, изменяющийся от 0 до  $2\pi N$ ,  $\alpha$  – параметр, равный  $\frac{d}{2\pi R_0} = \frac{R_e}{2\pi N} \ll 1$

,  $R_e$  и  $R_i$  – соответственно внешний и внутренний радиусы спирали, а  $d$  – расстояние между соседними витками спирали. Схематически данная спираль изображена на рисунке 1.

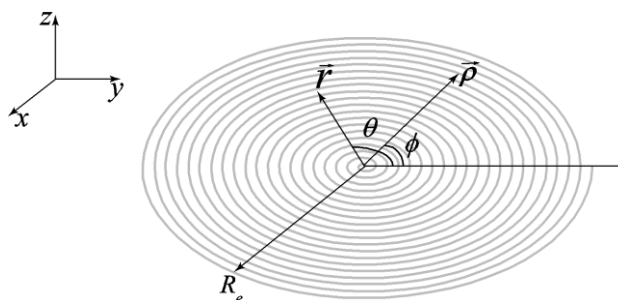


Рис. 1. Эскиз спирального резонатора с большим количеством витков. Полярные координаты  $\{\rho, \varphi\}$  задают положение точки на спирали, а  $\{r, \theta\}$  задают положение произвольной точки в плоскости спирали.  $R_e$  – внешний радиус спирали.

Перейдем теперь к изучению электродинамики тонкопленочного спирального резонатора. Метод, которым мы воспользуемся, аналогичен тому, что используется для описания бесконечной спиральной катушки [5]. Пренебрежем неоднородностью распределения тока внутри проволоки, образующей спираль, и следующим образом представим вектор-потенциал, зависящий от координаты и времени, в цилиндрических координатах:

$$\vec{A}(z, r, \theta) = e^{i\omega t} \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^r \frac{e^{-ikR}}{R} \psi(\rho) \vec{d}\rho, \quad (2)$$

где  $I$  – амплитудное значение тока, возбуждаемого в спирали,  $k$  – волновой вектор, равный  $\frac{\omega}{c}$ ,  $\vec{d}\rho$  – вектор вдоль спирали,  $\psi(\rho)$  – функция распределения тока по длине спирали, а  $R$  – расстояние между точкой с координатами  $(z, r, \theta)$  и точкой на спирали с координатами  $(0, \rho, \varphi)$ .

Электрические и магнитные поля связаны с вектор-потенциалом следующим образом:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{i\omega\epsilon_0\mu_0} \vec{\nabla}(\vec{\nabla}\vec{A}) - i\omega\vec{A}, \quad (3)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{1}{\mu_0} [\vec{\nabla} \times \vec{A}], \quad (4)$$

Для того, чтобы найти координатную зависимость вектор-потенциала, используем следующие геометрические соотношения:

$$d\rho_r = d\varphi [\rho \sin(\theta - \varphi) - R_e \alpha \cos(\theta - \varphi)], \quad (5)$$

$$d\rho_\theta = d\varphi [\rho \cos(\theta - \varphi) - R_e \alpha \sin(\theta - \varphi)], \quad (6)$$

Со своей стороны расстояние  $R$  может быть выражено так:

$$R = \sqrt{z^2 + D^2} = \sqrt{z^2 + r^2 + R_e^2 (1 - \alpha\varphi)^2 - 2rR_e (1 - \alpha\varphi) \cos(\varphi - \theta)}, \quad (7)$$

Также, используя хорошо известное представление:

$$\frac{e^{-ikR}}{R} = \int_0^\infty \frac{x dx}{4\pi \sqrt{x^2 - k^2}} J_0(Dx) e^{-\sqrt{x^2 - k^2}|z|}, \quad (8)$$

Используя соотношение

$$J_0(Dx) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im(\varphi-\theta)} J_m(xr) J_m[xR_e(1-\alpha\varphi)], \quad (9)$$

получим компоненты вектор-потенциала в следующем виде:

$$A_r = e^{i\omega t} \frac{\mu_0 I}{(4\pi)^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi N} d\varphi \psi(s) \frac{d\rho_r}{d\varphi} e^{im(\varphi-\theta)} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{x e^{-\sqrt{x^2-k^2}|z|} dx}{\sqrt{x^2-k^2}} J_m(xr) J_m[xR_e(1-\alpha\varphi)], \quad (10)$$

$$A_\theta = e^{i\omega t} \frac{\mu_0 I}{(4\pi)^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi N} d\varphi \psi(s) \frac{d\rho_\theta}{d\varphi} e^{im(\varphi-\theta)} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{x e^{-\sqrt{x^2-k^2}|z|} dx}{\sqrt{x^2-k^2}} J_m(xr) J_m[xR_e(1-\alpha\varphi)], \quad (11)$$

Принимая во внимание, что наибольший вклад дают слагаемые с  $m=\pm 1$ , упростим выражения (13) и (14):

$$A_r = e^{i\omega t} \frac{\mu_0 I}{(4\pi)^2} \int_{R_i}^{R_e} d\rho \psi(\rho) \int_0^{\infty} \frac{x e^{-\sqrt{x^2-k^2}|z|} dx}{\sqrt{x^2-k^2}} J_1(xr) J_1(x\rho), \quad (12)$$

$$A_\theta = e^{i\omega t} \frac{\mu_0 I}{(4\pi)^2} \int_{R_i}^{R_e} d\rho \frac{\rho \psi(\rho)}{R_e \alpha} \int_0^{\infty} \frac{x e^{-\sqrt{x^2-k^2}|z|} dx}{\sqrt{x^2-k^2}} J_1(xr) J_1(x\rho), \quad (13)$$

Для того, чтобы получить резонансные частоты, аналогично рассмотренному ранее случаю кольцевой плоской спирали [6] используем граничные условия, характерные для спирали, т.е. положим равной нулю тангенциальную компоненту электрического поля на поверхности спирали. Это условие может быть записано следующим образом:

$$R_e \alpha E_r + r E_\theta|_{z=0} = 0, \quad (14)$$

Используя (12) и (13), получим:

$$E_r = \frac{1}{i\omega \varepsilon_0 \mu_0} \frac{d}{dr} \left[ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r A_r) \right], \quad (15)$$

$$E_\theta = -i\omega A_\theta, \quad (16)$$

Для получения резонансных частот воспользуемся следующим приближением: волновой вектор  $k$  гораздо меньше обратного характерного размера неоднородности распределения тока  $\psi(\rho)$ , т.е.  $k \ll \frac{1}{R_e - R_i} \ll \frac{1}{R_e}$ . Кроме того, полагаем внутренний радиус спирали равным

нулю. В этом приближении компоненты вектор-потенциала в плоскости спирали можно записать следующим образом:

$$A_r|_{z=0} = e^{i\omega t} \frac{\mu_0 I}{(4\pi)^2} \int_0^{\infty} dz \int_0^{R_e} d\rho \psi(\rho) \frac{1}{r^2} \int_0^{\infty} dx e^{-\frac{xz}{r}} x J_1(x) J_1\left(x \frac{\rho}{r}\right), \quad (17)$$

$$A_\theta|_{z=0} = e^{i\omega t} \frac{\mu_0 I}{(4\pi)^2 R_e \alpha} \int_0^{\infty} dz \int_0^{R_e} d\rho \psi(\rho) \frac{\rho}{r^2} \int_0^{\infty} dx e^{-\frac{xz}{r}} x J_1(x) J_1\left(x \frac{\rho}{r}\right), \quad (18)$$

Ведем новые переменные  $\tau$  и  $\xi$ , т.о. что  $\rho = R_e e^{-\tau/r} = R_e e^{-\xi}$ . Тогда компоненты вектор-потенциала примут вид:

$$A_r|_{z=0} = e^{i\omega t} \frac{\mu_0 I}{(4\pi)^2 R_e} \int_0^{\infty} dz \int_0^{\infty} d\tau \psi(\tau) e^{\xi} K(\xi - \tau), \quad (19)$$

$$A_\theta|_{z=0} = e^{i\omega t} \frac{\mu_0 I}{(4\pi)^2 R_e \alpha_0} \int_0^\infty dz \int_0^\infty d\tau \psi(\tau) e^{\xi-\tau} K(\xi-\tau), \quad (20)$$

где через  $K(\xi-\tau) = e^{-(\tau-\xi)} \int_0^\infty dx e^{-\frac{x}{r}} x J_1(x) J_1(xe^{-(\tau-\xi)})$  обозначено ядро. В свою очередь,

компоненты электрического поля примут вид

$$E_r = \frac{I e^{i\omega t}}{i\omega \varepsilon_0 (4\pi)^2 R_e^3} \int_0^\infty dz \int_0^\infty d\tau \psi(\tau) e^{3\xi} (K_\xi''(\xi-\tau) + 2K_\xi'(\xi-\tau)), \quad (21)$$

$$E_\theta = -\frac{i\omega \mu_0 I e^{i\omega t}}{(4\pi)^2 R_e \alpha_0} \int_0^\infty dz \int_0^\infty d\tau \psi(\tau) e^{\xi-\tau} K(\xi-\tau), \quad (22)$$

Обратим внимание, что ядро имеет форму дельта-функции. Т.о.в локальном приближении граничное условие (14) может быть записано как

$$\int_0^\infty dz \left[ \psi'(0) e^{3\xi} K(\xi) + \int_{-\xi}^\infty du K(u) \left( e^{3\xi} \psi_\xi''(\xi) + 2e^{3\xi} \psi_\xi'(\xi) + \frac{\omega^2 R_e^2}{c^2 \alpha^2} e^{-u} e^{-\xi} \psi(u) \right) \right] = 0 \quad (23)$$

Введем новую переменную, равную квадрату нормированного радиуса спирали,  $v = \frac{r^2}{R_e^2} = e^{-2\xi}$ ,

в новых обозначениях уравнение (23) примет вид

$$-2 \frac{K(v)}{g_1(v)} \psi_v'(1) v^{-2} + 4\psi_v''(v) + \frac{\omega^2 R_e^2}{c^2 \alpha^2} \frac{g_2(v)}{g_1(v)} \psi(v) = 0, \quad (24)$$

где в новых обозначениях  $K(v) = R_e v \int_0^\infty dx J_1[\sqrt{v}x] J_1[x]$ ,  $g_1(v) = R_e v^{\frac{1}{2}} \int_{\sqrt{v}}^\infty du \int_0^\infty dx J_1[ux] J_1[x]$  и

$g_2(v) = R_e v^{\frac{1}{2}} \int_{\sqrt{v}}^\infty du u^{-1} \int_0^\infty dx J_1[ux] J_1[x]$ . С хорошей точностью отношение  $\frac{g_2(v)}{g_1(v)}$  может быть

положено равным единице. Решение уравнения (24) может быть получено следующим

образом: в первом приближении мы можем пренебречь отношением  $\frac{K(v)}{g_1(v)}$ . В этом случае,

уравнение (24) сильно упростится, и решением его будет  $\psi(v) = \sin\left(\frac{\omega R_e}{2c\alpha} v\right)$ . В связи с этим, в

дальнейшем приближении будем искать решение уравнения (24) в виде

$$\psi(v) = \sum_n A_n \sin(\pi n v). \quad (25)$$

Подставив выражение (25) в уравнение (26) получим

$$-2\pi\beta_m \sum_n A_n n (-1)^n - 2\pi^2 A_m m^2 + \frac{\omega^2 R_e^2}{2c^2 \alpha^2} A_m = 0, \quad (26)$$

где  $\beta_m = \int_0^1 dv \frac{K(v)}{g_1(v)} v^{-2} \sin \pi m v$ . Коэффициенты разложения (25) задаются следующим образом:



$$A_n = \frac{2\pi\beta_n}{-2\pi^2 n^2 + \frac{\omega^2 R_e^2}{2c^2 \alpha^2}} \sum_m (-1)^m A_m m. \quad (27)$$

Коэффициенты разложения вычисляются для каждой из резонансных мод. На рисунке 2 представлены полученные таким образом функции распределения тока для первых четырех резонансных мод.

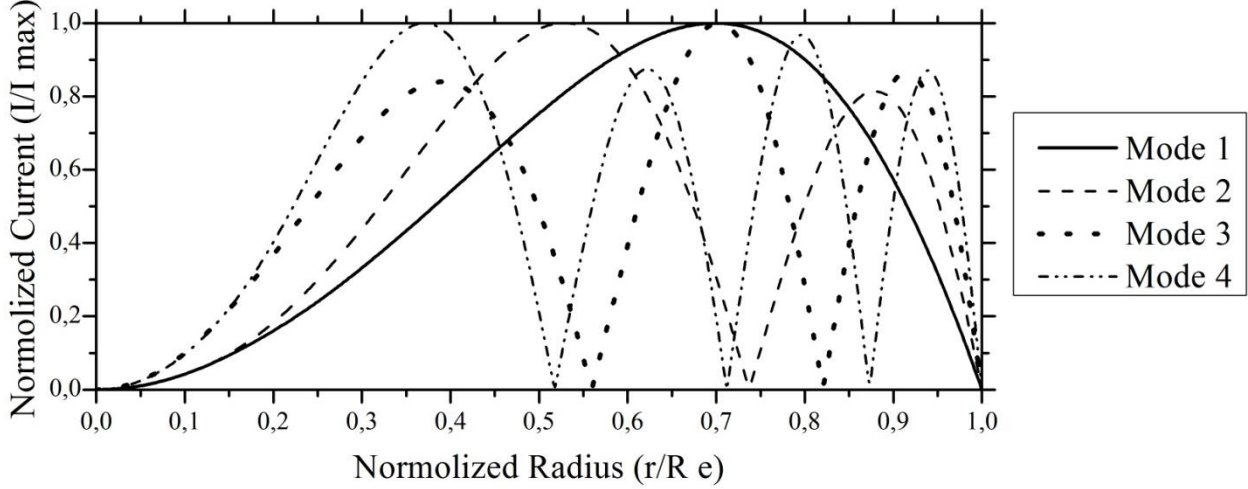


Рис. 2. Форма стоячих волн ВЧ тока на резонансных частотах спирали. Здесь представлен модуль нормированной функции распределения ВЧ тока ( $I/I_{\max}$ ) для первых четырех резонансных мод, т.е. решение уравнения (24), найденное в виде ряда (25).

Резонансные частоты находятся из следующего трансцендентного уравнения:

$$\pi = \sum_n \frac{(-1)^n n \beta_n}{-n^2 + \frac{\omega^2 R_e^2}{4\pi^2 c^2 \alpha^2}}. \quad (28)$$

Для того, чтобы вычислить магнитное поле токов, возникающих в спирали на резонансных частотах, мы рассмотрели спираль, как совокупность колец с током радиуса  $a$ . Ток, протекающий в каждом из колец задается в соответствии с функцией распределения тока в спирали  $\psi(a)$ . Т.о. компоненты магнитного поля могут быть записаны в цилиндрических координатах как [лл8]

$$B_\varphi = 0, \quad (29)$$

$$B_r = \int_0^{R_e} da \frac{\psi(a)}{c} \frac{2z}{r\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \left[ -K \left( \frac{\sqrt{4ar}}{\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \right) + \frac{a^2 + r^2 + z^2}{(a-r)^2 + z^2} E \left( \frac{\sqrt{4ar}}{\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \right) \right], \quad (30)$$

$$B_z = \int_0^{R_e} da \frac{\psi(a)}{c} \frac{2z}{r\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \left[ K \left( \frac{\sqrt{4ar}}{\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \right) + \frac{a^2 - r^2 - z^2}{(a-r)^2 + z^2} E \left( \frac{\sqrt{4ar}}{\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \right) \right], \quad (31)$$

где  $K \left( \frac{\sqrt{4ar}}{\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \right)$  и  $E \left( \frac{\sqrt{4ar}}{\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \right)$  – полные эллиптические интегралы первого рода.

### Заключение

В данной работе предложена аналитическая модель электродинамики плоского спирального резонатора конечной длины. Разработанная аналитическая модель позволила найти зависимость резонансных частот спирального резонатора от его геометрических размеров. Нами найдены функции распределения токов возбуждаемых в резонаторе на каждой из резонансных частот. Для первых четырех резонансных мод функции распределения токов представлены графически (Рис. 2). Как видно на Рис.2, максимумы стоячих волн ВЧ тока сдвинуты к периферии спирали. Также, нами получено пространственное распределение магнитного поля, возбуждаемого ВЧ токами на резонансных частотах спирального резонатора. В качестве продолжения работы, рассматривается возможность вычисления энергии взаимодействия спиральных резонаторов, и нахождение магнитной восприимчивости метаматериала на основе спиральных резонаторов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ по программе повышения конкурентоспособности НИТУ «МИСиС» среди ведущих мировых научно-образовательных центров (№К2-2014-025).

### ЛИТЕРАТУРА

1. No. 787,412. Patented April 18, 1905. United States Patent Office. Nikola Tesla, OF New York, N. Y. Art of transmitting electrical energy through the natural mediums. <http://lastbabylon.com/node/5713>
2. L. Schreider, X. Begaud, M. Soiron, B. Perpere and C. Renard, I Broadband Archimedean spiral antenna above a loaded electromagnetic bandgap substrate // ET Microw. Antennas Propag.1, (1), pp. 212216 (2007).
3. H. Nakano, R. Satake, and J. Yamauchi, Extremely low-profile, single-arm, wideband spiral antenna radiating a circularly polarized wave // IEEE Transactions On Antennas And Propagation, 58, No. 5 (2010).
4. M. Ricci, N. Orlo and S. M. Anlage, Superconducting metamaterials // Appl. Phys. Lett. 87, 034102 (2005).
5. Силин П.А., Сазонов В.П., Замедляющие системы – М.: Советское радио, 1966
6. N. Maleeva, M. V. Fistul, A. Karpov, A. P. Zhuravel, A. Averkin, P. Jung, and A. V. Ustinov, Electrodynamics of a ring-shaped spiral resonator // Journal of Appl. Phys. 115, 064910 (2014)
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Электродинамика сплошных сред – М.: Наука, 1982.

## Определение импеданса туннельного контакта с помощью микроволнового ближнепольного микроскопа атомарного разрешения

Королёв С.А., Резник А.Н.

*Институт физики микроструктур Российской академии наук  
[pesh@ipm.sci-nnov.ru](mailto:pesh@ipm.sci-nnov.ru), [reznik@ipm.sci-nnov.ru](mailto:reznik@ipm.sci-nnov.ru)*

*Предложен способ определения микроволнового импеданса туннельного контакта  $Z_t$  с помощью микроволнового ближнепольного микроскопа, работающего в туннельном режиме. В основе метода лежит развитая теория соответствующего устройства. Предполагается, что микроволновый ток между зондом и проводящим образцом протекает по двум параллельным каналам, характеризуемым импедансами зонда  $Z_p$  и туннельного контакта  $Z_t$ . Импеданс  $Z_p$  рассчитывается по разработанной методике. Определение импеданса  $Z_t$  производится по данным измерений резонансной частоты и добротности микроволнового ближнепольного микроскопа с использованием вычисленного значения  $Z_p$ . Апробация метода выполнена на основе экспериментальных данных, полученных Дж. Ли и др. [Appl. Phys. Lett. 97, 183111 (2010)] в частотном диапазоне 2.5 ГГц. Сопротивление контакта  $R_t(h)=\text{Re}Z_t(h)$ , как функция расстояния зонд-образец  $h$ , и аналогичное сопротивление, полученное на постоянном токе, демонстрируют качественно сходное поведение, но существенно отличаются как по величине, так и по характерному пространственному масштабу. Интерпретация наблюдавшихся микроволновых изображений атомной структуры образцов оказалась возможной при учёте индуктивной компоненты туннельного импеданса  $X_t=\text{Im}Z_t>0$ . Получено соотношение  $X_t/R_t=0.253$ .*

### Введение

Микроволновый ближнепольный микроскоп (МБПМ) позволяет с субмикронным разрешением исследовать материалы и приборы в диапазоне частот 1-10GHz, наиболее интересном для микро- и нанoeлектроники [1]. Разрешающая способность МБПМ  $\sim 100$  nm была продемонстрирована уже в конце 90-х [2]. В настоящее время разрешение типовых устройств доведено до 30-50nm за счет адаптации к микроволновым измерениям зондов, применяемых в атомно-силовой микроскопии [3, 4]. Процесс достаточно медленной эволюции МБПМ как прибора претерпел революционный скачок в 2010 г. после работы [5]<sup>1</sup>, где достигнута атомарная разрешающая способность ( $\sim 0.2 - 0.5$  nm). Был создан туннельный МБПМ (ТМБПМ), работающий по принципу сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) в режиме туннельного пробоя между игольчатым концом зонда и проводящим образцом. В данной работе построена электродинамическая модель ТМБПМ, учитывающая специфику соответствующего устройства. Взаимодействие между зондом и образцом характеризуется импедансом зонда  $Z_a$ . Интерпретация экспериментальных данных становится возможной благодаря введению в эквивалентную схему системы зонд-образец нового элемента – микроволнового импеданса туннельного контакта  $Z_t$ , который является одной из компонент импеданса  $Z_a$  и определяется с помощью развитой теории.

---

<sup>1</sup> Здесь и далее, где упоминаются, либо используются экспериментальные данные, имеются в виду результаты работы [5].

### Электродинамическая модель микроскопа

На рис. 1(а) схематически изображён ТМБПМ, который представляет собой коаксиальный четвертьволновый резонатор с проводящей иглой на конце центрального проводника. Эквивалентная цепь ТМБПМ показана на рис. 1(б). Для расчётов взяты следующие значения параметров резонатора: длины плеч резонатора –  $l = 0.5$  см,  $l_1 = 2.5$  см (такие значения длин обеспечивают резонансную частоту  $f_r \approx 2.5$  GHz), импеданс образующей резонатор коаксиальной линии –  $Z_l = 200$  Ohm, ее волновое число –  $k_l = (\omega/c)(1 + id)$ , где  $c$  – скорость света,  $\omega = 2\pi f$  – циклическая частота,  $d = 8.5 \cdot 10^{-4}$  – параметр затухания. Предполагается, что возбуждение и съём сигнала резонатора производятся локально в точках, отстоящих на расстояниях  $l$ ,  $l_1$  от концов резонатора. Индуктивные связи на рис. 1(а) характеризуются коэффициентами взаимной индукции  $m_1 = m_2 = m$  на схеме рис. 1(б). Волновой импеданс линий возбуждения и съёма сигнала –  $Z_0 = 50$  Ohm. Связь резонатора с этими линиями считалась слабой –  $\alpha = (\omega m / Z_0)^2 \ll 1$ . В отсутствие взаимодействия зонда с образцом параметр затухания  $d$  определяет добротность резонатора  $Q_L \approx 585$ . Влияние образца моделируется импедансом  $Z_a$ , который является результатом параллельного включения импедансов зонда  $Z_p$  и туннельного контакта  $Z_t$  (см. рис. 1(с)), т.е.  $Z_a = (Z_p Z_t) / (Z_p + Z_t)$ .

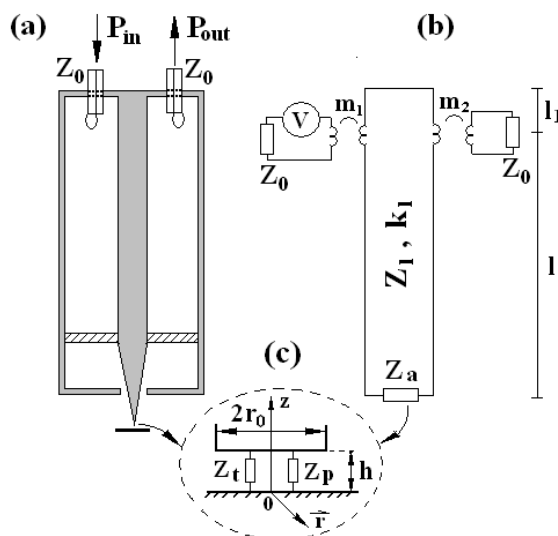


Рис. 1. (а) Схематическое изображение ТМБПМ. (б) Эквивалентная схема ТМБПМ. (с) Импедансы  $Z_p$ ,  $Z_t$ , моделирующие взаимодействие зонда с образцом на конце иглы с эффективным радиусом  $r_0$ .

Резонансная частота  $f_r$  и добротность  $Q_L$  ТМБПМ находятся из резонансной характеристики:

$$T(f) = \frac{\alpha^2}{\left| [Z_1(f) + Z_2(f)] / Z_0 + \alpha \right|^2}, \quad (1)$$

где  $T = P_{out} / P_{in}$  – коэффициент передачи ТМБПМ по мощности,

$$Z_1(f) = iZ_l \tan(k_l l), \quad (2a)$$

$$Z_2(f) = Z_l \frac{Z_a + iZ_t \tan(k_l l_1)}{iZ_a \tan(k_l l_1) + Z_t} \quad (2b)$$

– импедансы закороченного и нагруженного плеч резонатора. Наличие образца в зоне чувствительности зонда (как в режиме туннельного пробоя, так и в его отсутствие) приводит к изменению импеданса  $Z_a$ , а, следовательно, информативных параметров ТМБПМ –  $f_r$  и  $Q_L$ .

#### Емкостной импеданс зонда

Импеданс зонда  $Z_p$  – стандартная характеристика ТМБПМ, моделирующая взаимодействие зонда с образцом в отсутствие туннельного тока. К настоящему времени предложено несколько методик расчета  $Z_p$  [6–8]. Здесь используется антенная теория ТМБПМ [9] в ее квазистатическом пределе [10]. Теория [10] была модифицирована на случай коаксиального резонатора. Для частного случая, когда образец представляет собой однородное полупространство с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$  и в предположении равномерного распределения поверхностного заряда на конце зонда (диске радиуса  $r_0$ , как показано на рис. 1(с)), импеданс зонда равен:

$$Z_p = -i60 \int_0^\infty dx \left[ \frac{J_1(xr_0k_0)}{xr_0k_0} \right]^2 \sum_{n=1}^3 I_n(xhk_0) \quad (3)$$

Здесь импеданс выражен в Ohm,  $J_1(x)$  – функция Бесселя 1-го рода,  $k_0 = \omega/c$ ,

$$I_1(x) = |1 + \Gamma_0 e^{-2x}|^2, \quad I_2(x) = (1 + |\Gamma_0|^2 e^{-2x})(1 - e^{-2x}), \quad I_3(x) = (\varepsilon^*/|\varepsilon|^2) A^2 e^{-2x}, \quad \Gamma_0 = (1 - \varepsilon)/(1 + \varepsilon),$$

$A = (2\varepsilon)/(1 + \varepsilon)$ ,  $\varepsilon^*$  – величина комплексно сопряженная  $\varepsilon$ ;  $h$  – расстояние между зондом и образцом. Для исследовавшихся проводящих образцов в частотном диапазоне  $f \approx 2.5$  GHz имеем  $\varepsilon_1 \ll \varepsilon_2$ , причем  $\varepsilon_2 > 10^4$ . При этом из (3) получаем  $Z_p \approx -iX_p$  ( $X_p$  – вещественная величина). В этих условиях в отсутствие туннельного тока зонд является ёмкостной нагрузкой резонатора ТМБПМ ( $X_p > 0$ ), а образец можно считать идеальным проводником

$$(X_p(\varepsilon_2) \approx X_p(\varepsilon_2 \rightarrow \infty)).$$

Расчеты, выполненные при фиксированном значении радиуса зонда  $r_0 = const$ , дают значительно более крутую зависимость  $f_r(h)$  по сравнению с измерениями. Адекватная интерпретация экспериментальных данных возможна, если в расчетах полагать, что радиус  $r_0$  есть функция высоты  $h$ , т. е.  $r_0 = r_0(h)$ . Функция  $r_0(h)$  была получена нами по данным измерений  $f_r(h)$ . Зависимость эффективного размера зонда от высоты  $h$  уже отмечалась в ряде работ как по МБПМ [11], так и по СТМ [12] и объяснялась повышением концентрации заряда на острие зонда при его приближении к поверхности образца.

#### Импеданс туннельного контакта

Сопротивление туннельного контакта  $R_t = \text{Re}(Z_t)$  ответственно за диссипативные потери, с которыми связано резкое уменьшение добротности резонатора  $Q_L$  при подводе зонда к образцу в режиме туннельного пробоя. В области  $0 \leq z \leq 6.5$  nm (координата  $z$  отсчитывается от минимальной высоты между зондом и образцом:  $z = h - h_{\min}$ ) адекватная интерпретация экспериментальных данных возможна при учете полученной зависимости  $r_0(h)$ , если микроволновое сопротивление туннельного контакта аппроксимировать функцией:

$$R_t(z) = R_0 \left( 1 + (z/z_0)^\alpha \right) \quad (4)$$

где  $R_0 = 7.7 \cdot 10^5$  Ohm,  $z_0 = 0.66$  nm,  $\alpha = 1.31$ . Туннельное сопротивление  $R_t^{dc}(z)$ , измеренное на постоянном токе, также описывается функцией (4) с параметрами  $R_0 = 11.6 \cdot 10^6$  Ohm,  $z_0 = 0.88$  nm,  $\alpha = 1.33$ . Заметим, что общепринятая экспоненциальная модель хорошо описывает

сопротивление  $R_t(z)$  при  $z \leq 2$  nm, тогда как в рассматриваемом более широком интервале  $z$  степенная функция (4) оказывается намного точнее. При  $z > 8$  nm сопротивление  $R_t \rightarrow \infty$  и не влияет на параметры ТМБПМ. Результаты расчета зависимостей  $\Delta f_r(z) = f_r(z) - f_r(0)$  и  $Q_L(z)$  по предложенной модели ТМБПМ с использованием полученной функции  $R_t(z)$  (4) представлены на рис. 2 вместе с соответствующими экспериментальными данными. Можно видеть очень хорошее согласие расчетов и измерений.

В другой серии экспериментов производилось сканирование поверхности образца при  $z = const$  и среднем туннельном токе, близком к максимальному. Наблюдалась квазипериодическая модуляция параметров  $R_t^{dc}$ ,  $f_r$  и  $Q_L$ , связанная с атомной структурой вещества. Естественно предположить, что полученные при помощи ТМБПМ изображения вызваны изменением микроволнового туннельного сопротивления  $R_t$  на атомных масштабах. Однако для интерпретации всей совокупности экспериментальных данных такое представление оказалось недостаточным. Адекватное объяснение стало возможным при учете индуктивной компоненты импеданса туннельного контакта, т.е.  $Z_t = R_t(1 + i\omega\tau)$ . Из экспериментальных данных мы получили  $\omega\tau \approx 0.253$ , т.е. индуктивная компонента  $X_t = \omega L_t$  определяет постоянную времени соответствующей L-R цепи  $\tau = L_t/R_t \sim 10^{-11}$  s. На рис. 3 приведены экспериментальные значения перепада  $R_t^{dc}$  при сканировании поверхности образца, а также результаты расчетов изменения микроволнового сопротивления  $R_t$ . Модуляция  $R_t$  атомной структурой вызывает вариации параметров  $f_r$  и  $Q_L$ , также показанные на рисунке 3. Отметим противофазную модуляцию этих параметров, представляющую собой весьма неожиданное явление. Прохождение зонда ТМБПМ над атомом сопровождается увеличением проводимости туннельного контакта. Это приводит к падению добротности ТМБПМ за счет роста омических потерь в контакте. Если рассматривать контакт как некоторое эквивалентное вещество, то такое изменение проводимости означает повышение его оптической плотности, что в предшествовавших исследованиях по ближнепольной микроскопии всегда вызывало понижение частоты  $f_r$ . Однако в рассматриваемых здесь экспериментах наблюдалась обратная картина, которая подтверждена результатами выполненного моделирования благодаря введению комплексного импеданса  $Z_t$  вышеназванного вида. При этом полученные значения перепадов  $f_r$  и  $Q_L$  (4.8kHz и 3.6 соответственно) оказались в приемлемом согласии с данными эксперимента. Напомним, что поправка  $\text{Im} Z_t$  не влияет на поведение высотных зависимостей  $f_r(z)$  и  $Q_L(z)$ , общий характер которых вполне предсказуем – увеличение высоты  $z$  сопровождается ростом как  $f_r$ , так и  $Q_L$  до некоторых величин, реализующихся в отсутствие ближнепольного и туннельного взаимодействия зонда с образцом (см. рис. 2).

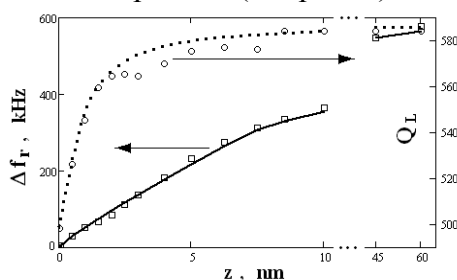


Рис. 2. Изменение резонансной частоты  $\Delta f_r$  (сплошная линия) и добротность  $Q_L$  (точечная линия) ТМБПМ, рассчитанные как функции расстояния  $z$ . Символами обозначены соответствующие экспериментальные значения.

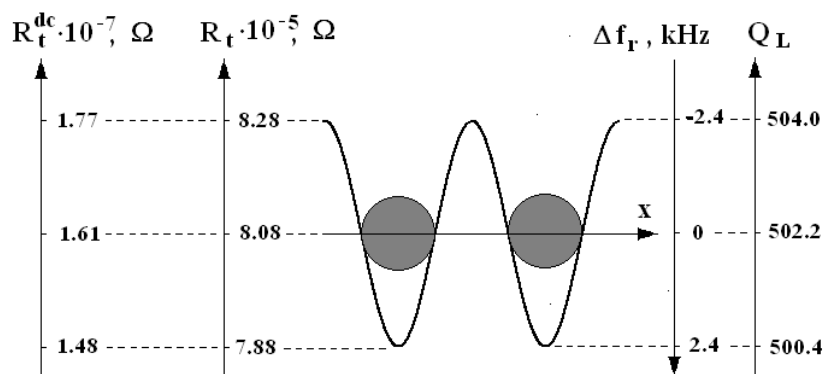


Рис. 3. Результаты сканирования поверхности образца. На осях отложены пиковые и средние значения параметров:  $R_t^{dc}$  – экспериментальные данные;  $R_t$  – значения туннельного сопротивления, использованные для расчета характеристик ТМБПМ;  $\Delta f_r$ ,  $Q_L$  – результаты моделирования соответствующих характеристик.

### Заключение

В настоящей работе дана количественная интерпретация экспериментальных данных, полученных с помощью нового устройства – туннельного МБПМ. Импеданс туннельного перехода  $Z_t$  является основным параметром, характеризующим взаимодействие зонда микроскопа с проводящим образцом. Мы продемонстрировали возможность определения импеданса  $Z_t$  из экспериментальных данных, используя развитую нами теорию ТМБПМ. Измеряемая высотная зависимость параметров  $f_r(z)$  и  $Q_L(z)$  позволяет определить микроволновое сопротивление контакта  $R_t$ , причем зависимость  $R_t(z)$  аппроксимируется степенной функцией (4). Наблюдавшаяся модуляция параметров  $f_r$  и  $Q_L$  атомной структурой вещества при сканировании поверхности образца на постоянной высоте правильно интерпретируется при учете индуктивной компоненты туннельного импеданса  $X_t$ .

### ЛИТЕРАТУРА

1. Imtiaz A., Wallis T.M., and Kabos P., Near-field scanning microwave microscopy: an emerging research tool for nanoscale metrology // IEEE Microwave Mag., vol. 15, issue 1, pp. 52-64, Jan./Feb. 2014.
2. Gao C., Wei T., Duever F., Lu Y., and Xiang X.-D., High spatial resolution quantitative microwave impedance microscopy by a scanning tip microwave near-field microscope // Appl. Phys. Lett., vol. 71, issue 13, pp. 1872-1874, Sept. 1997.
3. Huber H.P., Humer I., Hochleitner M., Fenner M., Moertelmaier M., Rankl C., Imtiaz A., Wallis T.M., Tanbakuchi H., Minterdorfer P., Kabos P., Smoliner J., Kopanski J.J., and Kienberger F., Calibrated nanoscale dopant profiling using a scanning microwave microscope // J. Appl. Phys., vol. 111, issue 1, pp. 014301:1-9, Jan. 2012.
4. Tselev A., Lavrik N.V., Vlassiuk I., Briggs D.P., Rutgers M., Proksch R., and Kalinin S.V., Near-field microwave scanning probe imaging of conductivity inhomogeneities in CVD graphene // Nanotechnology, vol. 23, no. 38, pp. 385706: 1-11, Sept. 2012.

5. Lee J., Long C.J., Yang H., Xiang X.-D., and Takeuchi I, Atomic resolution imaging at 2.5 GHz using near-field microwave microscopy // Appl. Phys. Lett., vol. 97, issue 18, pp. 183111:1-3, Nov. 2010.
6. Anlage S.M., Talanov V.V., and Schwartz A.R., Scanning probe microscopy: electrical and electromechanical phenomena at the nanoscale / edited by S. Kalinin and A Gruverman – New York: Springer Science, 2007.
7. Gao C., and Xiang X.-D., Quantitative microwave near-field microscopy of dielectric properties // Review Sci. Instrum., vol. 69, issue 11, pp. 3846-3851, Nov. 1998.
8. Imtiaz A., and Anlage S.M., Quantitative Effect of tip geometry on contrast and spatial resolution of the near-field microwave microscope // J. Appl. Phys., vol. 100, issue 4, pp. 044304:1-8, Aug. 2006.
9. Reznik A.N., and Yurasova N.V., Electrodynamics of microwave near-field probing: application to medical diagnostics // J. Appl. Phys., vol. 98, issue 11, pp. 114701:1-9, Dec. 2005.
10. Reznik A.N., Quasistatics and electrodynamics of near-field microwave microscope // J. Appl. Phys., vol. 115, no. 8, pp. 084501:1-8, Feb. 2014.
11. Reznik A.N., and Demidov E.V., Quantitative determination of sheet resistance of semiconducting films by microwave near-field probing // J. Appl. Phys., vol. 113, issue 9, pp. 094501:1-9, Mar. 2013.
12. Kurokawa S., and Sakai A., Gap dependence of the tip-sample capacitance // J. Appl. Phys., vol. 83, issue 12, pp. 7416-7423, June 1998.

## **О СТАБИЛЬНОСТИ ФАЗЫ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КОАКСИАЛЬНОЙ ЛАМПЫ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ**

*Тотьменинов Е.М., Климов А.И., Конев В.Ю., Ростов В.В., Степченко А.С., Цыганков Р.В.*

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сильноточной электроники Сибирского отделения Российской академии наук*

*Продемонстрирована стабильность фазы СВЧ-излучения коаксиальной релятивистской лампы обратной волны с модулирующим рефлектором (КРЛОВ-РМ) по отношению к фиксированному уровню напряжения на переднем фронте питающего высоковольтного импульса. При несущей частоте 1.3 GHz в серии из 50 последовательных импульсов стандартное отклонение фазы было не более 20 ps в течение всей длительности СВЧ-импульса, составлявшей около 80 ns.*

### **Введение**

Стабилизация фазы автогенераторов импульсом модулирующего напряжения (без применения внешнего синхронизирующего СВЧ-сигнала) открывает путь к созданию многоканальных систем, состоящих из однотипных устройств, возбуждаемых параллельно общим источником импульсного напряжения (рис. 1). В результате появляется возможность формирования излучения с высокой степенью направленности и нарастающей максимальной плотностью потока мощности пропорционально  $N^2$ , где  $N$  – число элементов системы.



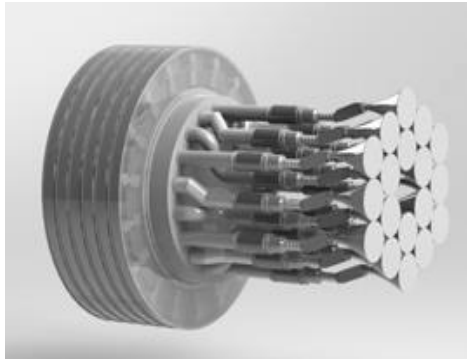


Рис. 1. Источник высоковольтных импульсов с многоканальной СВЧ-нагрузкой.

Впервые возможность получения стабильной от импульса к импульсу фазы СВЧ-излучения, достигаемая благодаря достаточно быстрому нарастанию напряжения  $U(t)$  на диоде, формирующем электронный пучок, была показана в работе [1] применительно к релятивистской лампе обратной волны (РЛОВ) с электродинамической системой на основе круглого гофрированного волновода, работавшей в режиме сверхизлучения на несущей частоте 3.7 GHz при относительно короткой длительности СВЧ-импульса, около 3 нс. Стабильность фазы излучения наблюдалась также в экспериментах с РЛОВ на несущих частотах 10 GHz [2,3] и 37 GHz [4,5]. Во всех указанных экспериментах применялись специальные устройства для обострения фронта импульса напряжения, чтобы удовлетворить теоретическому условию стабилизации фазы [5, 6]:

$$\tau_U \approx T / C, \quad (1)$$

где  $T$  – период высокочастотных колебаний,  $C = [eI_0Z/(2mc^2\gamma_0^3)]^{1/3}$  – обобщённый параметр Пирса. В последней формуле  $I_0$  – амплитуда тока электронного пучка,  $Z$  – его сопротивление связи с синхронной гармоникой рабочей волны,  $e$  и  $m$  – соответственно заряд и масса покоя электрона,  $\gamma_0$  – его релятивистский фактор, относящийся к амплитуде напряжения на диоде  $U_0$ . Временной параметр  $\tau_U$  определяется через максимальную производную на фронте импульса напряжения и его амплитуду:

$$\tau_U = U_0 / (\partial U / \partial t)_{\max}. \quad (2)$$

При выполнении (1) длительность нарастания тока пучка, определяемая аналогично (2), имеет заведомо меньшее значение [5]. Тогда спектральные компоненты от фронта тока имеют слабо изменяющиеся фазы в полосе взаимодействия [6]. Поэтому условие (1) необходимо, чтобы в отдельно взятом генераторе начальная фаза СВЧ-импульса была фиксированной,  $\varphi_{in} = \text{const}$ , от одного импульса к другому, а для параллельно возбуждаемых генераторов – в каждом импульсе. С учётом возможной девиации частоты  $\delta\omega$  ( $\omega$  – несущая круговая частота) в течение длительности  $\tau_m$  и от импульса к импульсу необходимо выполнить условия:

$$\delta\omega \cdot \tau_m \ll \pi, \quad \delta\varphi_{in} \ll \pi, \quad (3)$$

где  $\delta\varphi_{in}$  – нестабильность начальной фазы [5]. В силу релятивистской зависимости скорости электронов от их энергии при малых изменениях амплитуды импульса напряжения, ( $\delta U_0 / U_0 < 1\%$ ) условия (3) могут выполняться, если форма этого импульса достаточно стабильно воспроизводится.

Основной целью настоящей работы в отличие от [1–5] была проверка возможности стабилизации фазы СВЧ-колебаний в экспериментах с СВЧ-генератором диапазона 1–2 GHz, при длительности импульса СВЧ-излучения,  $\tau_m \approx 100 \cdot T$ , без обострения фронта импульса напряжения. Для диапазона частот 1–2 GHz представлялось целесообразным использовать конструкцию РЛОВ на основе коаксиальной замедляющей системы (ЗС) – КРЛОВ [7]. Это обусловлено малыми размерами электродинамической системы генератора ( $D / \lambda < 1$ ,

$L \approx 1.5 \lambda$ , где  $D$  и  $L$  – средний диаметр и длина ЗС, соответственно,  $\lambda$  – длина волны излучения) и коротким временем переходного процесса.

#### Экспериментальная часть

Эксперимент был выполнен с высокопоточным ускорителем электронов “СИНУС-500-106”. Длительность импульса напряжения 106 ns обеспечивалась за счёт использования в конструкции ускорителя комбинированной формирующей линии, состоящей из коаксиального и спирального участков [8]. Длительность фронта импульса напряжения была около 7 ns. Амплитуды напряжения на диоде и тока диода составляли около 300 kV и 3.6 kA, соответственно. Конструкция экспериментального макета генератора представлена на рис. 2. Отражение обратной волны и предварительная модуляция электронного потока осуществлялись в области модулирующего рефлектора. Сопротивление связи  $Z \approx 10 \text{ Ohm}$  [7]. Для вывода излучения использовался преобразователь ТЕМ-волны в волну  $TE_{11}$  круглого волновода, которая затем излучалась из рупора в открытое пространство. Радиосигнал принимался антенной в виде короткого электрического вибратора [9] и регистрировался осциллографом LeCroy WaveMaster 830Zi с рабочей полосой до 30 GHz.

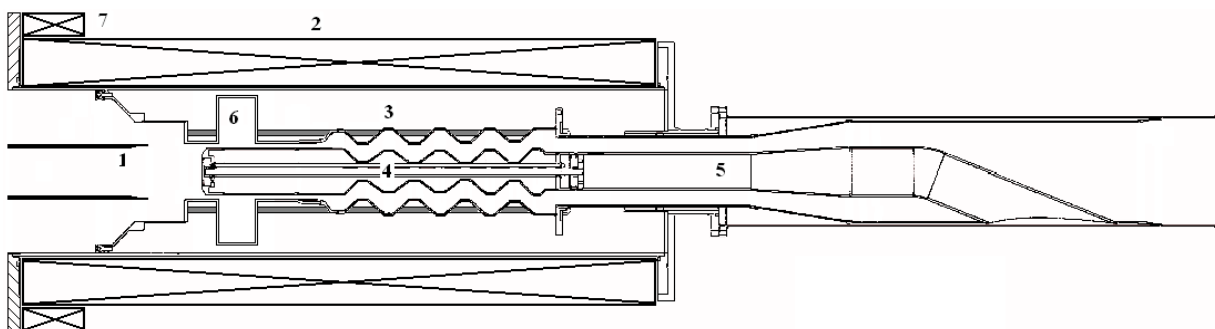


Рис. 2. Схема КРЛОВ-МР: 1 – кромочный взрывоэмиссионный катод и катододержатель, 2 – катушка магнитного поля, 3 и 4 – проводники ЗС, 5 – преобразователь типа волны из  $ТЕМ$  в волну  $ТЕ_{11}$  круглого волновода, 6 – модулирующий рефлектор, 7 – корректирующая катушка соленоида для увеличения длины однородного участка магнитного поля.

Типичные формы сигнала напряжения на диоде и радиосигнала представлены на рис. 3. Несущая частота была около 1.3 GHz. Вычисленное по осциллограмме  $U(t)$  значение  $\tau_U$  составляет 6.4 ns. Для вышеуказанных параметров генератора оценка параметра Пирса дает величину  $C \approx 0.2$  ( $T/C \approx 4 \text{ ns}$ ).

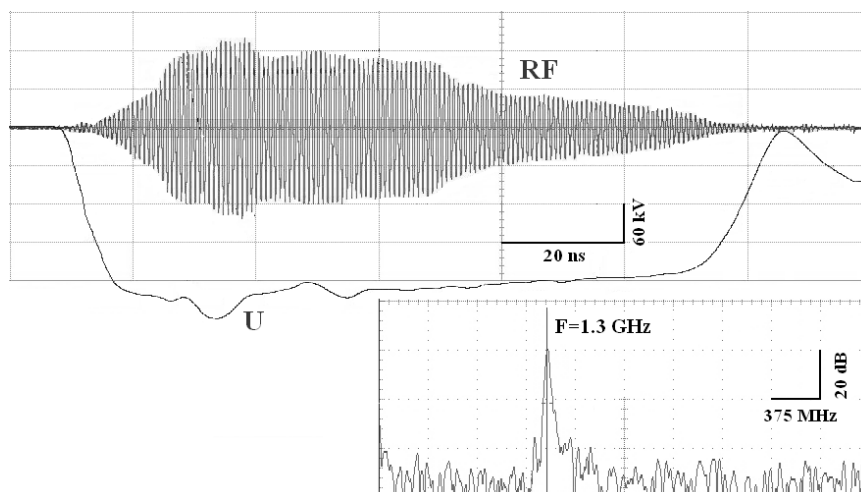


Рис. 3. Сигнал импульса высокого напряжения (U), радиосигнал (RF), и его спектр.

Падение амплитуды радиосигнала к концу импульса напряжения вероятно связано со следующими факторами. Аналогично работе [10] радиальное расширение катодной плазмы может приводить к ухудшению условий энергообмена электронного потока и электромагнитного поля (в течение импульса ток пучка возрастает, а напряжение в диоде падает), а также токопрохождения пучка вдоль пространства взаимодействия. Другая причина может быть связана с развитием взрывной электронной эмиссии на поверхности электродинамической структуры под влиянием интенсивных ВЧ-полей, которая приводит к подавлению или даже срыву генерации [11].

Способ измерения разброса фазы СВЧ-колебаний поясняется рис. 4.

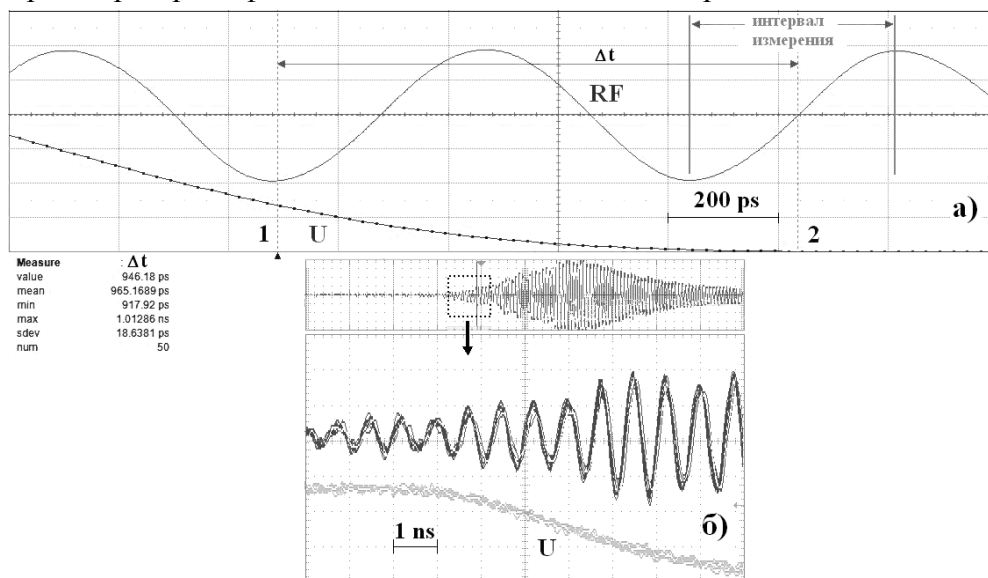


Рис. 4. Схема измерения разброса фазы (а) и десять наложенных осциллограмм радиосигналов (б).

Осциллограф запускался фронтом сигнала напряжения  $U(t)$ . Чувствительность запускающего канала устанавливалась на уровне 20 мВ/див при амплитуде сигнала  $\approx 1$  В. Такое искусственное «увеличение» крутизны фронта запускающего импульса приводит к снижению разброса момента запуска осциллографа. Затем, на фронте сигнала напряжения определялась точка (точка 1 на рис.4а), где производная  $U'(t)$  имеет максимум. Уровень запуска осциллографа устанавливался равным напряжению в точке 1 (приблизительно 500 мВ). На участке радиосигнала с постоянной амплитудой временная развертка

устанавливалась равной 200 ps/div, что позволяло наблюдать на экране около двух периодов СВЧ-колебаний. На данном участке выбирался интервал длительностью, равной половине периода колебаний, включающий в себя максимум, и минимум синусоиды, и определялась точка (точка 2 на рис.4а) пересечения синусоиды с нулевой линией. С использованием функции «Delay» измерялось время задержки  $\Delta t$  между точками 1 и 2. В серии из нескольких последовательных импульсов с помощью математического аппарата осциллографа вычислялось стандартное отклонение  $\delta(\Delta t)$  величины  $\Delta t$ , дающее значение стандартного отклонения  $\delta\varphi$  выбранной фазы  $\varphi$  СВЧ-колебания (точка 2) относительно точки запуска осциллографа (точка 1). Минимальное стандартное отклонение  $\delta(\Delta t)$  регистрировалось в том случае, когда рабочая полоса канала регистрации сигнала напряжения была 1 GHz, а канала регистрации СВЧ-сигнала – 3 GHz. Такие ограничения по полосам пропускания каналов снижали цифровой шум сигналов, и давали более достоверное значение величины  $\Delta t$ .

На рис. 4а представлен результат измерения  $\delta(\Delta t)$ , составивший около 19 ps для серии из 50 последовательных импульсов. При этом в процессе набора статистических данных значение  $\delta(\Delta t)$ , вычислявшееся по текущему количеству уже сделанных импульсов, не выходило за 20 ps. На рис. 4б представлен результат наложения начального участка десяти последовательных осциллограмм радиосигналов.

#### Заключение

Таким образом, показана возможность стабилизации фазы СВЧ-колебаний коаксиальной релятивистской лампы обратной волны в условиях, когда отсутствует обострение фронта импульса питающего напряжения. В выполненных экспериментах получена нестабильность фазы, характеризующаяся стандартным отклонением не более 20 ps для периода колебаний 770 ps (несущая частота –1.3 GHz). Авторы благодарны региональному центру коллективного пользования Томского научного центра СО РАН за возможность использования осциллографа LeCroy WaveMaster 830Zi. Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 14-08-00003\_а. Работа соответствует теме № 13.1.2 государственного задания ИСЭ СО РАН на 2014 год.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Афанасьев К.В., Быков Н.М., Губанов В.П., Ельчанинов А.А., Климов А.И., Коровин С.Д., Ростов В.В., Степченко А.С. // Письма в ЖТФ, Т. 32, В. 21, С. 23–28, 2006.
2. Гришин Д.М., Любутин С.К., Месяц Г.А., Ростов В.В., Рукин С.Н., Словицкий Б.Г., Тимошенков С.П., Ульмаскулов М.Р., Шарыпов К.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. // Письма в ЖТФ, Т. 34, В. 19, С. 14–20, 2008.
3. Ельчанинов А.А., Климов А.И., Ковальчук О.Б., Месяц Г.А., Пегель И.В., Романченко И.В., Ростов В.В., Шарыпов К.А., Яландин М.И. // ЖТФ, Т. 81, В. 1, С. 125–130, 2011.
4. Яландин М.И., Шунайлов С.А., Ульмаскулов М.Р., Шарыпов К.А., Шпак В.Г., Ростов В.В., Романченко И.В., Ельчанинов А.А., Климов А.И. // Письма в ЖТФ, Т. 38, В. 20, С. 8–14, 2012.
5. Ростов В.В., Ельчанинов А.А., Романченко И.В., Шунайлов С.А., Ульмаскулов М.Р., Шарыпов К.А., Шпак В.Г., Рукин С.Н., Яландин М.И. // Изв. вузов. Радиофизика, Т. 56, № 8–9, С. 525–543, 2013.
6. Rostov V.V., El'chaninov A.A.; Romanchenko I.V. Yalandin M.I. // Appl. Phys. Lett, v. 100, pp. 224102–224102-4, 2012.
7. Тотьменинов Е.М., Климов А.И., Конев В.Ю., Пегель И.В., Ростов В.В., Цыганков Р.В., Тараканов В.П. // Письма в ЖТФ, Т. 40, В. 4, С. 23–32, 2014.
8. Totmeninov E.M., Gunin A.V., Klimov A.I., Rostov V.V., Stepchenko A.S., Vykhodtsev P.V., Mahir A.H. // IEEE Transaction on Plasma Science, v. 40, no 6, part 1, pp. 1590–1593, 2012.
9. Klimov A.I., Konev V.Yu. // Proc. of the 15th Int. Symp. on High Current Electronics, Tomsk, Russia, pp. 434–436, 2008.

## Оптимизация структуры решеток СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ комбинированных антенн

Кошелев В.И., Плиско В.В.

Институт сильноточной электроники СО РАН  
koshchev@lhfe.hcei.tsc.ru

В работе приведены результаты экспериментальных исследований и численного моделирования энергетических характеристик (КСВН, отраженной энергии и диаграммы направленности) и эффективного потенциала излучения четырехэлементных решеток комбинированных антенн, возбуждаемых от одного генератора биполярных импульсов напряжения длительностью 1 нс через делитель мощности. Рассмотрены различные конфигурации четырехэлементных решеток 1x4, 4x1, 2x2. Для каждой конфигурации найдено оптимальное с точки зрения эффективного потенциала и минимизации размеров решетки расстояние между элементами решетки.

### Введение

Для решения ряда задач перспективно применение коротких ( $\sim 10^{-9}$  с) сверхширокополосных (СШП) электромагнитных импульсов. Увеличение эффективного потенциала излучения  $\Gamma E_p$ , где  $E_p$  – пиковая напряженность электрического поля на расстоянии  $r$  в дальней зоне возможно при создании систем на основе многоэлементных антенных решеток. Важной задачей при создании таких систем на основе комбинированных антенн является оптимизация структуры решетки по энергии и пиковой напряженности поля [1-4]. Ниже приведены результаты исследований различных вариантов четырехэлементных антенных решеток комбинированных антенн при синхронном возбуждении биполярным импульсом напряжения.

### Элемент решетки

В качестве элемента в исследуемых решетках использовалась комбинированная антенна (рис. 1), оптимизированная для излучения биполярных импульсов длительностью 1 нс и подробно описанная в [1, 2]. Антенна состоит из ТЕМ-рупора 1, активного магнитного диполя 2 и двух пассивных магнитных диполей 3.

Коэффициент стоячей волны по напряжению (КСВН) комбинированной антенны в полосе частот от 350 до 2000 МГц не превышает 3. При возбуждении биполярным импульсом длительностью 1 нс отраженная от входа антенны энергия  $W_{refl}$  составила 11% от энергии импульса генератора  $W_g$ . Ширина диаграммы направленности (ДН) по половинному уровню пиковой мощности составила  $\sim 90^\circ$  для плоскости  $H$  и  $\sim 100^\circ$  для плоскости  $E$ . Максимум ДН антенны в  $E$ -плоскости соответствует углу места  $\delta = 15^\circ$ , что обусловлено несимметричностью конструкции антенны в этой плоскости.

Измерения проводились с помощью приемной ТЕМ-антенны [5] и осциллографа LeCroy WaveMaster 830Zi с полосой до 30 ГГц.

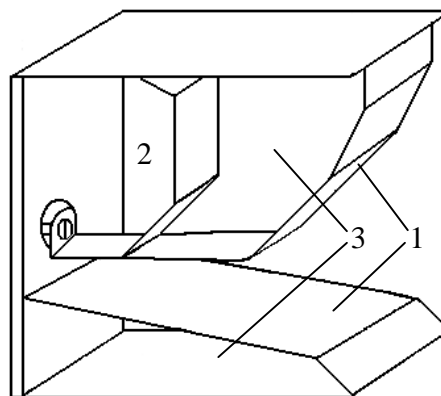


Рис. 1. Комбинированная антенна: 1 - ТЕМ-рупор, 2 - активный магнитный диполь, 3 - пассивные магнитные диполи.

### Геометрия решеток

На рис. 2 представлены схематические изображения горизонтальной (а) и вертикальной (б) линейных решеток. Стрелочками показана плоскость поляризации вектора  $\mathbf{E}$  излучаемого импульса,  $h$  – поперечный размер элемента, равный 15 см,  $d_h$  и  $d_v$  – расстояние между центрами элементов по горизонтали и вертикали соответственно. На рис. 3 представлены варианты прямоугольной  $2 \times 2$  решетки. Элементы закреплялись на диэлектрической пластине. В случае, когда  $d = h$ , элементы решетки гальванически связаны между собой.

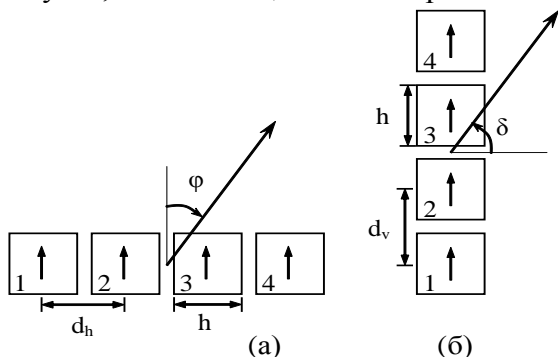


Рис. 2. Конфигурации исследуемых линейных решеток.

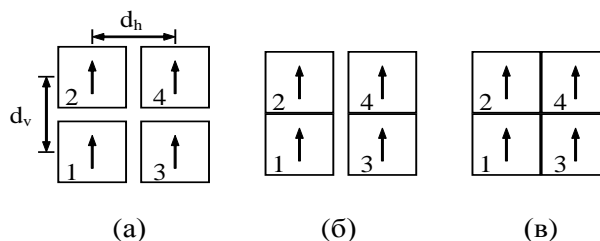


Рис. 3. Конфигурации исследуемых прямоугольных решеток.

### Отраженная энергия

Для измерения отраженной энергии на вход исследуемого элемента через согласованный ответвитель подавался биполярный импульс напряжения длительностью 1 нс. К остальным элементам подключались согласованные нагрузки. Кроме того, отраженная энергия вычислялась через КСВН и спектр возбуждающего импульса напряжения с помощью соотношения:

$$\frac{W_{ref}}{W_g} = \frac{\int U_g^2(f) \left( \frac{K_V(f) - 1}{K_V(f) + 1} \right)^2 df}{\int U_g^2(f) df},$$

где  $W_{ref}$  – отраженная энергия,  $W_g$  – энергия импульса генератора,  $U_g(f)$  – спектр импульса напряжения генератора,  $K_V$  – КСВН. Оцененная таким образом отраженная энергия для одиночной антенны составила 13%, что близко к результатам измерений (11%).

Первоначально были измерены и рассчитаны значения отраженной от элементов энергии для решеток выбранных конфигураций. В этих решетках с разомкнутыми элементами  $d = 1.2h$ , а в замкнутых  $d = h$ . На рис. 4 приведены зависимости отраженной энергии для вертикальной решетки (рис. 2 б). Кривые 1 и 2 получены в экспериментах с разомкнутой и замкнутой решеткой соответственно. Кривые 3 и 4 рассчитаны для разомкнутой и замкнутой решетки соответственно. Различие между отраженными энергиями, измеренными во временной области и рассчитанными с помощью КСВН и спектра импульса в частотной области, по-видимому, связано с малым временем измерений ( $\Delta t = 8$  нс) отраженного импульса. В вертикальной решетке измеренная суммарная отраженная энергия для варианта с  $d_v = h$  меньше, чем для варианта с  $d_v = 1.2h$ , на 17%. В расчетах суммарная

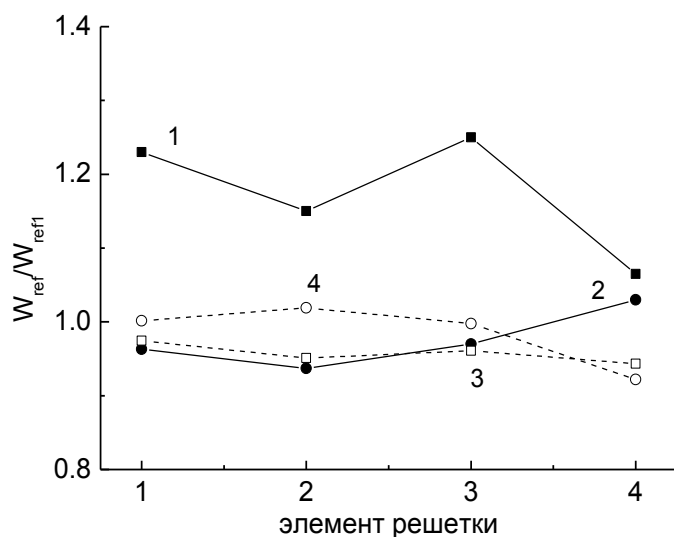


Рис. 4. Отношение отраженной энергии элемента в вертикальной решетке к отраженной энергии одиночной антенны.

отраженная энергия для разомкнутой и замкнутой решетки примерно одинаковы. Зависимости отраженной энергии для горизонтальной решетки (рис.2 а) приведены на рис. 5. Кривые 1 и 2 получены в экспериментах с разомкнутой и замкнутой решеткой соответственно. Кривые 3 и 4 рассчитаны для разомкнутой и замкнутой решетки соответственно. Из рисунка следует, что для обоих вариантов решетки значительно увеличилась отраженная энергия внутренних элементов, что указывает на их взаимодействие в  $H$ -плоскости. В горизонтальной решетке измеренная суммарная отраженная энергия для разомкнутого и замкнутого вариантов близки. В расчетах суммарная отраженная энергия для разомкнутой решетки меньше, чем для замкнутой, на 3%.

Зависимости отраженной энергии для прямоугольных решеток  $2 \times 2$  (рис. 3), приведены на рис. 6. Кривые 1, 2 и 3 получены в экспериментах с решетками а, б и в (рис. 3) соответственно. Кривые 4, 5 и 6 рассчитаны для решеток а, б и в (рис. 3) соответственно. Измеренная суммарная отраженная энергия для варианта решетки, приведенного на рис. 3 б, меньше, чем для вариантов на рис. 3 а и рис. 3 в, на 4.5% и 10% соответственно. В расчетах суммарная отраженная энергия для варианта решетки на рис. 3 б меньше, чем для вариантов на рис. 3 а и рис. 3 в, на 2% и 10% соответственно. Таким образом, в прямоугольной решетке оптимальным по энергетической эффективности излучения является вариант, в котором в  $E$ -плоскости элементы соединены гальванически ( $d_v = h$ ), а в  $H$ -плоскости элементы разнесены ( $d_h = 1.2h$ ).

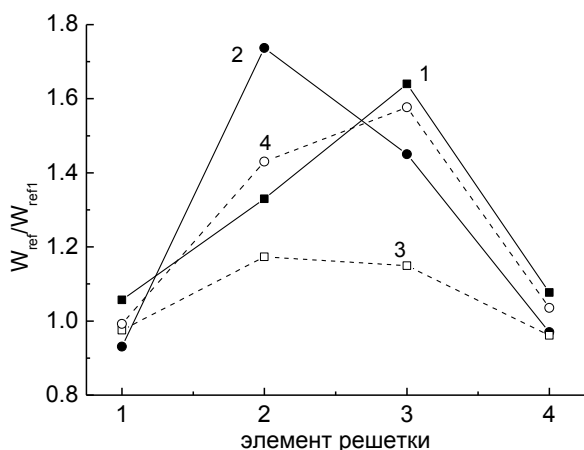


Рис. 5. Отношение отраженной энергии элемента в горизонтальной решетке к отраженной энергии одиночной антенны

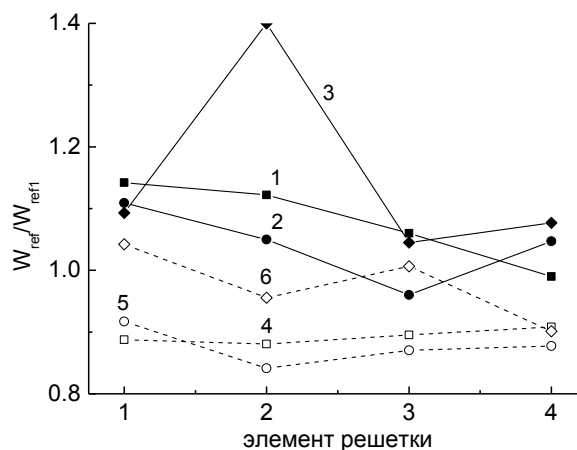


Рис. 6. Отношение отраженной энергии элемента в прямоугольной решетке к отраженной энергии одиночной антенны.

На рис. 7 приведены зависимости отраженной энергии от расстояния между элементами в горизонтальной решетке  $d_h/h$ . Кривые 1, 2, 3 и 4 соответствуют номерам элементов в решетке на рис. 2 а. Из рисунка следует, что с ростом расстояния между элементами энергия, отраженная от внутренних (2 и 3) элементов уменьшается. Энергия, отраженная от внешних

элементов (1 и 4), практически не зависит от расстояния между ними. Максимальный уровень отраженной энергии возникает при гальванической связи между элементами. Это хорошо заметно на графике по кривым для внутренних элементов. Резкий спад кривой при  $d_h=h$  соответствует размыканию элементов. Зависимости отраженной энергии от расстояния между элементами в прямоугольной решетке  $2 \times 2$  (вариант б, рис. 3) приведены на рис. 8. Кривые 1, 2, 3 и 4 соответствуют номерам элементов в решетке. Минимальный уровень отраженной энергии соответствует расстоянию между элементами равному  $d_h = (1.07-1.2)h$ . Также как и в предыдущем случае, максимальный уровень отраженной энергии возникает при гальванической связи между элементами.

#### Диаграммы направленности решеток

Было проведено моделирование формирования ДН решеток по пиковой мощности излучения. Использовались два метода: прямое сложение импульсов, излученных одиночной антенной с учетом изменения задержек и формы импульса от угла, и умножение ДН одиночной антенны на множитель решетки, рассчитанный для длины волны, соответствующей центральной частоте спектра импульса излучения.

На рис. 9 представлены ДН вертикальной решетки  $2 \times 1$  ( $d_v=h$ ) по пиковой мощности в  $E$ -плоскости, рассчитанные методом сложения импульсов (кривая 1) и с использованием множителя решетки (кривая 2), а также измеренные ДН решетки (кривая 3) и для сравнения ДН одиночной антенны (кривая 4). Видно, что в  $E$ -плоскости максимум ДН решетки (кривая 3) находится в пределах  $0-2.5^\circ$ , что соответствует угловому шагу измерений. Из расчетов следует, что максимум ДН решетки находится в пределах  $0-1^\circ$ . Отметим, что максимум ДН одиночной антенны соответствует углу  $\delta = 15^\circ$ .



На рис. 10 приведены ДН рассчитанные методом сложения импульсов (кривая 1) и с использованием множителя решетки (кривая 2), а также измеренная (кривая 3) ДН в  $E$ -плоскости для вертикальной решетки  $4 \times 1$  с  $d_v = h$  (рис. 2 б). Расчетные и измеренная ДН хорошо согласуются. При этом максимум ДН соответствует углу  $\delta = 0$ . Отсюда следует, что с увеличением числа элементов линейной решетке симметричность ДН возрастает. Из близости ДН, рассчитанных двумя методами, можно сделать вывод, что основным фактором, влияющим на симметрирование ДН, является множитель решетки. Следует отметить, что вследствие несимметричности ДН одиночной антенны напряженность поля в максимуме ДН решетки  $E_N$  с числом элементов  $N$  меньше произведения пиковой напряженности в максимуме ДН одиночной антенны ( $E_1$ ) на число элементов решетки ( $E_N < NE_1$ ).

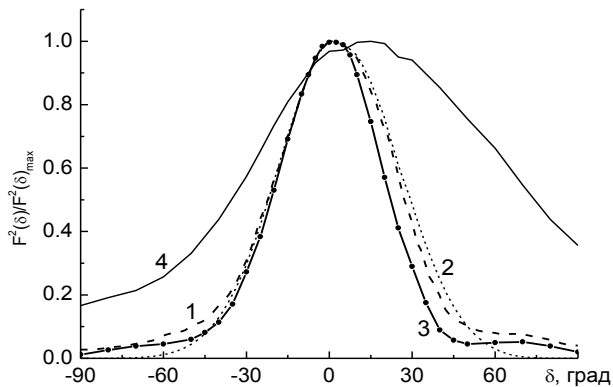


Рис. 9. Расчетные (1, 2) и измеренная (3) ДН вертикальной решетки  $2 \times 1$  по пиковой мощности в  $E$ -плоскости, а также ДН одиночной антенны (4).

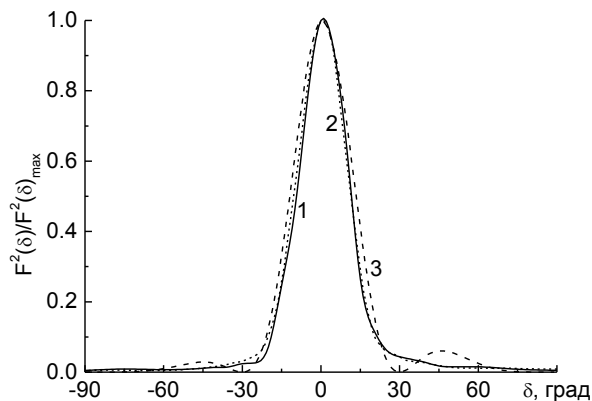


Рис. 10. Расчетные (1, 2) и измеренная (3) ДН вертикальной решетки  $4 \times 1$  по пиковой мощности в  $E$ -плоскости.

### Эффективный потенциал излучения

Были проведены сравнения значений эффективного потенциала излучения решеток различной конфигурации. Для вертикальной решетки с  $d_v = h$  и  $d_v = 1.2h$  эффективные потенциалы излучения примерно равны. Для

горизонтальной решетки с  $d_h = 1.2h$  эффективный потенциал излучения больше, чем для решетки с  $d_h = h$ , на 7%. Для прямоугольной решетки эффективный потенциал излучения для варианта, приведенного на рис. 3 б больше, чем для вариантов на рис. 3 а и рис. 3 в, на 2% и 5% соответственно.

Кривые зависимостей эффективного потенциала излучения от расстояния между элементами решеток 1x4 (рис. 2 а) и 2x2 (рис. 3 б) в  $H$ -плоскости приведены на рис. 11. Из рисунка видно, что сначала эффективный потенциал излучения растет с ростом расстояния между элементами решетки, а затем начинает уменьшаться. Для обеих решеток максимум эффективного потенциала излучения достигается при  $d_h = 1.5h$ . При расстоянии  $d_h > 2.4h$  слабое уменьшение эффективного потенциала излучения решетки 2x2 обусловлено влиянием ДН элемента решетки при расстоянии до приемной антенны 4 м.

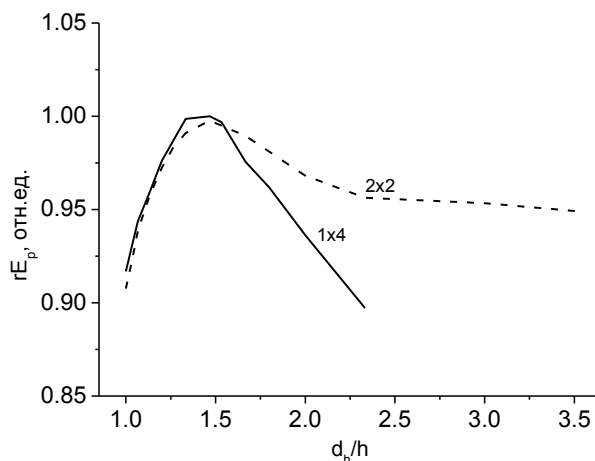


Рис. 11. Зависимость эффективного потенциала излучения от расстояния между элементами решеток в  $H$ -плоскости.

### Заключение

Проведены исследования различных вариантов построения четырехэлементных решеток. Эффективность решеток оценивалась по уровню отраженной энергии и значению эффективного потенциала излучения. Максимальное значение эффективного потенциала излучения достигается при  $d_h = 1.5h$ . Учитывая требование минимизации размеров, для рассмотренных решеток оптимальным является гальваническое соединение элементов в  $E$ -плоскости ( $d_v = h$ ) и их разнесение на расстояние  $d_h \approx 1.2h$  в  $H$ -плоскости. При этом эффективный потенциал излучения относительно максимального значения уменьшается на 2.5%.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Koshelev V.I., Buyanov Yu.I., Andreev Yu.A., Plisko V.V., Sukhushin K.N. // Proc. IEEE Pulsed Power Plasma Science Conf. 2001. – Las Vegas, June 17-22, 2001. – V. 2. P. 1661 – 1664.
2. Андреев Ю.А., Буянов Ю.И., Кошелев В.И. // РЭ. – 2005. – Т. 50. – № 5. – С. 585 – 594.
3. Koshelev V.I., Plisko V.V. // Proc. 14 Symp. on High Current Electronics. Tomsk, September 10-15, 2006. – Tomsk: Institute of High Current Electronics, 2006. – P. 413 – 416.
4. Кошелев В.И., Плиско В.В. // Изв. вузов. Физика. – 2012. – Т.55. – №9/2. – С. 33 –36.
5. Андреев Ю.А., Кошелев В.И., Плиско В.В. // V Всероссийская научно-техническая конференция «Радиолокация и радиосвязь». Москва, 21-25 ноября 2011 г.: Доклады. – М.: Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 2011. – С. 77 – 82.

## ПРИМЕНЕНИЕ ШЛЕЙФНЫХ СТРУКТУР В МНОГОКАНАЛЬНЫХ ПЕРЕКЛЮЧАЮЩИХ УСТРОЙСТВАХ СВЧ

Петров И.А.

ФГУП «ЦНИРТИ им. академика А.И. Берга»

e-mail: [petrov-sammos@yandex.ru](mailto:petrov-sammos@yandex.ru)

*В докладе рассматриваются основные принципы проектирования многоканальных СВЧ переключателей с полупроводниковыми элементами. Анализируются достоинства и недостатки различных схем переключателей. Показано, что применение шлейфных структур с короткозамкнутыми и разомкнутыми шлейфами, позволяет расширять диапазон рабочих частот, увеличивать уровни переключаемой мощности, уменьшать ослабление в открытых и увеличивать ослабление в закрытых каналах, уменьшать габариты.*

Управляющие устройства СВЧ диапазона с полупроводниковыми элементами (ПЭ) предназначены для управления амплитудой и фазой сигналов, переключения сигналов по различным каналам. На их основе строятся различные устройства: выключатели высокочастотные (ВВЧ), аттенюаторы электрически регулируемые (АЭР), многоканальные переключатели и переключающие матрицы, фазовращатели. Управляющим устройствам посвящено достаточно большое количество работ, но остановимся только на некоторых из, которые, по мнению автора, внесли определенный вклад в развитие теории и практической реализации данных устройств. Первые работы по управляющим устройствам появились в 50 – е годы 20 века [1], далее работы [2-5], из отечественных отметим работы [4-11]. Первоначально в управляющих устройствах применялись ПЭ не предназначенные для целей управления, это были диоды с р-п переходами, диоды Ганна, ЛПД и другие. В настоящее время в управляющих устройствах, в том числе многоканальных переключателях, в качестве ПЭ применяются р – i – n диоды и полевые транзисторы с затвором Шоттки. Эквивалентная схема бескорпусного р – i – n диода в открытом и закрытом состояниях представлены на рис. 1а и рис. 1б, соответственно, где:  $r_+$  и  $r_-$  резистивные сопротивления полупроводниковой структуры,  $C_i$  -емкость структуры [7].

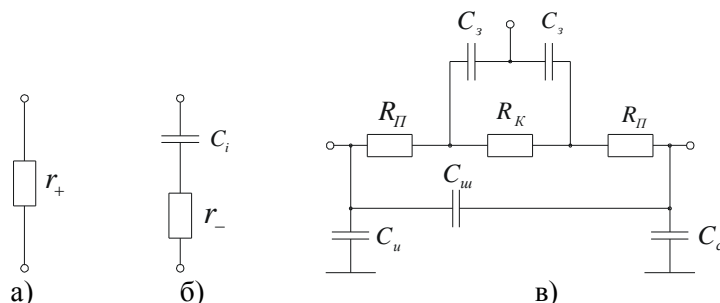


Рис. 1. Эквивалентные схемы бескорпусных ПЭ.

Эквивалентная схема полевого транзистора с затвором Шоттки, представленная на рис. 1в, более сложная [10, 11]. Но эта схема, в зависимости параллельно или последовательно транзистор включен в линию передачи, может быть пересчитана и приведена к эквивалентной схеме р – i – n диода. Поэтому,

именно схемы  $p-i-n$  диода будем использовать при анализе различных вариантов построения переключателей.

Из общей теории управляющих устройств [6, 7] известно, что независимо от того, последовательно или параллельно ПЭ включен в линию передачи, при «оптимизированном» включении ослабление, вносимое устройством в открытом и закрытом состояниях, связаны с параметрами полупроводниковой структуры следующим соотношением

$$\frac{\sqrt{L_3} - 1}{\sqrt{L_{\Pi}} - 1} = \frac{1}{(2\pi f)^2 C_i^2 r_+ r_-} = K_{\mathcal{E}}, \quad (1)$$

где  $L_{\Pi}$  - ослабление, вносимое переключателем устройством в открытом состоянии;

$L_3$  - ослабление, вносимое переключателем устройством в закрытом состоянии;

$f$  - рабочая частота устройства;

$K_{\mathcal{E}}$  - так называемое, качество полупроводникового элемента.

Соотношение (1) верно только для «оптимизированного» включения полупроводникового элемента в линию передачи, то есть, когда реактивные параметры полупроводникового элемента, тем или иным способом компенсированы соответствующими цепями согласования. Качество ПЭ характеризует его предельные возможности. Чем меньше  $C_i$ ,  $r_+$  и  $r_-$ , тем больше качество ПЭ на заданной частоте. Однако, требование уменьшения емкости, как правило, приводит к увеличению  $r_+$  и  $r_-$ , а следовательно,  $K_{\mathcal{E}}$  может и не увеличиваться. Уменьшение  $C_i$  уменьшает размеры ПЭ, тем самым снижает допустимую мощность рассеивания  $P_{\text{дон.рас.}}$ .

Многоканальные переключатели могут быть выполнены с последовательным, последовательно-параллельным и параллельным включением ПЭ в линию передачи. Каналы переключателя могут разветвляться как из одной точки, так и состоять из последовательно разветвляющихся переключательных групп [7, 8], в последнем случае они имеют более широкую полосу рабочих частот.

В работе [12] приводится пример проектирования переключателя с последовательным включением  $p-i-n$  диодов в линию передачи. Для подачи управляющих токов на диоды используются высокоомные четвертьволновые короткозамкнутые шлейфы, при этом рассматриваются три варианта. В первом варианте шлейфы подключаются традиционно, к 50 – омной линии передачи. В этом случае коэффициент перекрытия по диапазону частот, по уровню КСВН не более 1,5 равен 2. Во втором варианте применена структура с каскадным включением П – образных четырехполюсников с короткозамкнутыми шлейфами, коэффициент перекрытия увеличился до 3. В третьем варианте применены Т – образные четырехполюсники, коэффициент перекрытия увеличился до 5. Переключатели с последовательными ПЭ достаточно просто реализуются на полосковых линиях передачи, но основным недостатком является то, что развязка в закрытых каналах значительно уменьшается с ростом частоты. Так, если ПЭ имеет  $C_i = 0,1$  пФ, то на частоте 10 ГГц он дает развязку всего 5 дБ. Это объясняется тем, что такое включение не «оптимизированное» и соотношение (1) не выполняется.

На рис. 1 приведена эквивалентная схема переключателя 1x4, в котором первый канал открыт, а остальные закрыты. Каналы разветвляются с последовательным включением ПЭ.

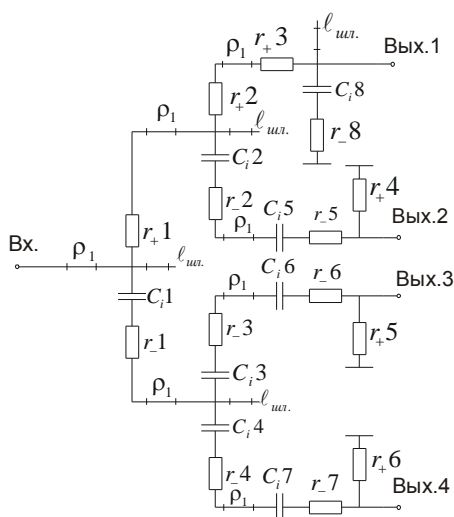


Рис. 2. Эквивалентная схема.

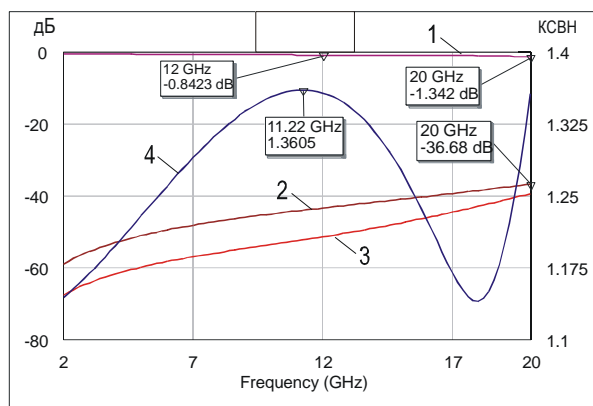


Рис. 3. Частотные характеристики переключателя.

На выходах, за вторым ПЭ после последнего разветвления, включены параллельные ПЭ. Входные емкостные проводимости закрытых каналов и параллельного ПЭ, подключенные к линии передачи открытого канала, значительно ограничивают верхнюю рабочую частоту. Для их компенсации, линии передачи переключателя выполнены в виде каскадного соединения четырехполосников с разомкнутыми шлейфами. Частотные свойства таких структур, как и структур с короткозамкнутыми шлейфами, подробно описаны в работе [13]. Точки разветвления каналов и точки подключения параллельных ПЭ выбираются в точках подключения разомкнутых шлейфов. Уменьшая длину шлейфов  $\ell_{шл}$ , подключенных в этих точках, можно выполнить условие  $C_{исх.шл.} = C_{ук.шл.} + C_{вх.зк}$ , т.е. суммарная емкость укороченного шлейфа и емкость закрытого канала (или параллельного диода) должна быть равна емкости шлейфа исходной структуры.

На рис. 3 приведены частотные характеристики такого переключателя, рассчитанные в диапазоне от 2 до 20 ГГц. Расчеты проводились для  $C_i = 0.12$  пФ,  $r_+ = r_- = 2$  Ом. Такие параметры имеет р - i - n диод 2A547A-3. Из приведенных характеристик видно, что ослабление в открытом канале не превышает 1,6 дБ, КСВН входа не более 1,4, развязка на частоте 20 ГГц не менее 36 дБ.

Рассмотрим переключатели с параллельным включением ПЭ. В работе [5], для компенсации параллельных ПЭ, предложено использовать полосовой фильтр с четвертьволновыми короткозамкнутыми шлейфами и связями В работе [6] такой фильтр был применен для создания р - i - n диодного переключателя. Переключатели на основе полосового фильтра реализуются на воздушно-полосковой линии передачи и часто применяются для переключения высоких (до сотен ватт) уровней мощности в непрерывном режиме. Для создания подобных переключателей можно использовать структуру, состоящую из каскадного соединения П - образных широкополосных четырехполосников с короткозамкнутыми шлейфами. Как показано в работе [13], коэффициент перекрытия по диапазону рабочих частот не будет превышать 2,2.

На рис. 4 приведена эквивалентная схема открытого канала переключателя 1x4 с параллельным включением ПЭ в линию передачи. Первый канал открыт остальные закрыты, два последних канала условно не показаны.

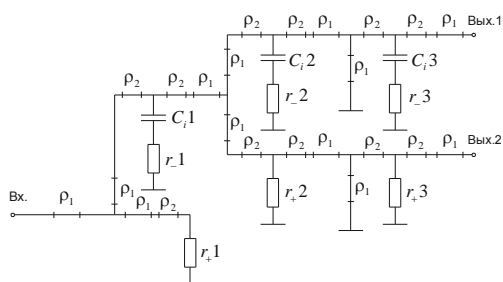


Рис. 4. Эквивалентная схема.

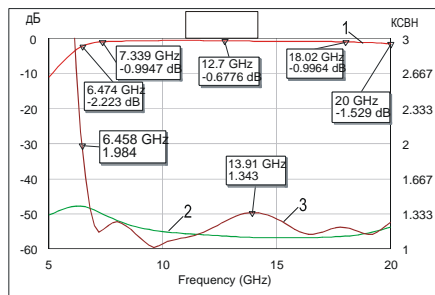
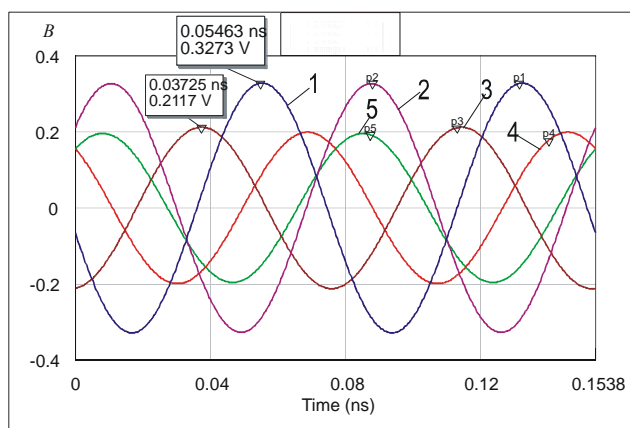


Рис. 5. Частотные характеристики переключателя.

В качестве исходной, здесь применена структура, состоящая из каскадного соединения Т – образных широкополосных четырехполюсников с короткозамкнутыми шлейфами [9, 13]. Коэффициент перекрытия по диапазону рабочих частот такого переключателя может достигать 3,5. Для расширения частотного диапазона нормированное волновое сопротивление отрезков, обозначенных  $\rho_1$  менее 0,8. Отрезки, обозначенные  $\rho_2$ , имеют нормированное волновое сопротивление более 1 и служат для компенсации емкостей ПЭ, подключенных к линии передачи открытого канала. На рис. 5 приведены частотные характеристики переключателя, рассчитанные от 5 до 20 ГГц. Расчеты проводились для ПЭ с параметрами:  $C_i = 0.2$  пФ,  $r_+ = r_- = 1.5$  Ом, допустимая мощность рассеивания  $P_{дон.рас.} = 2$  Вт. Примерно такие параметры имеет р – i – n диод 2A546A-5. В диапазоне от 6,5 до 18 ГГц КСВН входа переключателя не превышает 1,4, ослабления открытого канала менее 1 дБ, развязка соседнего канала более 50 дБ.

На рис. 6 приведены графики мгновенных напряжений на активных сопротивлениях диодов при СВЧ сигнале на входе мощностью 1 Вт на частоте 13 ГГц. Кривые 1 и 2 соответствуют напряжениям на резисторах  $r_+$  1 и  $r_+$  2, а кривые 3, 4 и 5 на резисторах  $r_-$  1,  $r_-$  2 и  $r_-$  3.

Рис. 6. Мгновенные значения напряжений на  $r_+$  и  $r_-$  1.

Максимальное мгновенное напряжение на сопротивлении  $r_+$  1 и равно 0,33 В. Аналогично можно определить напряжения на других частотах, например, 7 и 20 ГГц. Эти напряжения, соответственно, равны 0,55, и 0,44 В. Зная максимальные напряжения на сопротивлениях ПЭ, можно определить коэффициент  $\eta$ , характеризующий, какая часть от входной мощности рассеивается на сопротивлении. Этот коэффициент равен

$$\eta = P_{\text{расс.д.}} / P_{\text{вх.}} = U_{\text{макс.}}^2 / 2rP_{\text{вх.}}, \quad (2)$$

где,  $P_{\text{расс.д.}}$  - мощность, рассеиваемая на диоде,  $P_{\text{вх.}}$  - мощность на входе устройства,  $U_{\text{макс.}}$  - мгновенное максимальное значение напряжения на сопротивлении. Учитывая, что напряжения  $r_+$  1 получены при  $P_{\text{вх.}} = 1$  Вт, коэффициент  $\eta$  для частот 7, 13 и 20 ГГц будут, соответственно, равны 0,1, 0,036 и 0,065.

Зная коэффициент  $\eta$  и допустимую мощность рассеивания  $P_{\text{доп.рас.}}$  ПЭ, можно рассчитать допустимую мощность на входе переключателя по следующей формуле

$$P_{\text{вх.доп.}} = P_{\text{доп.рас.}} / \eta_{\text{макс.}} \quad (3)$$

Таким образом, допустима коммутируемая мощность на входе переключателя, на соответствующих частотах, равна 20, 55 и 31 Вт. Максимальную мощность переключатель коммутирует в центральной части рабочего диапазона, на краях диапазона коммутируемая мощность уменьшается, но даже на частоте 20 ГГц не менее 30 Вт.

### Заключение

1. Применение каскадных соединений четырехполюсников с разомкнутыми шлейфами в многоканальных переключателях с последовательным и последовательно-параллельным включением ПЭ, позволяет компенсировать емкостные проводимости закрытых каналов и параллельных ПЭ, подключенных к линии передачи открытого канала.

2. Каскадные соединения четырехполюсников с короткозамкнутыми шлейфами могут быть применены в качестве широкополосных и сверхширокополосных цепей смещения на ПЭ.

3. Каскадные соединения четырехполюсников с короткозамкнутыми шлейфами могут быть использованы для создания многоканальных широкополосных переключателей с параллельным включением ПЭ, способных переключать высокие уровни СВЧ мощности с минимальными потерями и высокой развязкой закрытых каналов..

### ЛИТЕРАТУРА

1. Armistead M.A., Spencer E.G. and Hatcher R.D. Microwave Semi-Conductor Switch. // Proc. IRE, vol. 44, p. 1875, December, 1956.
2. Carver R.V. Theory of TEM Diode Switching. // IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques., vol. MTT-9, 1961, № 3, pp.224-238.
4. Ficher R.F. Brodband Microwave Diode switches // IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques. 1965. v. MTT-13. № 5. P. 706-709.
5. White J.E., Mortenson K.E. Diode SRDT Switch at High Power With Octave Microwave Bandwid // IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques. 1968. v. MTT-16. № 1.
6. СВЧ устройства на полупроводниковых диодах. Проектирование и расчет. / Под ред. И.В. Мальского, Б.В. Сестрорецкого. М.: Сов. Радио, 1969.
7. Либерман Л.С., Сестрорецкий Б.В., Шпирт В.А., Якубень Л.Н. Полупроводниковые диоды для управления СВЧ мощностью. // Радиотехника, 1972, т.27, № 5.
8. Воробьевский Е.М. Многоканальный переключатель. / Авторское свидетельство, №451150, Н01р 1/10. Заявлено 06.04.1972. Опубликовано 25.11.1975, бюллетень №43.
9. Петров И.А. Многоканальный переключатель / Авторское свидетельство № 881902 Н01Р 1/15.. Приоритет от 06.09.1976. Опубликовано 15.11.1981, бюллетень № 42.
10. Чижов А.И., Орлов О.С. Расчет и анализ характеристик широкополосных дискретных фазовращателей. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1983. вып. 5. С. 13-16.
11. Орлов О.С., Чижов А.И., Фефелов А.Г., Прудовский В.И. Выключатели СВЧ на полевых транзисторах с затвором Шоттки. // Электронная техника. Сер. 1 «Электроника СВЧ», 1986, вып.3, с.50-54.
12. Лобанов Б.С., Петров И.А., Неганов В.А. Структурный синтез СВЧ устройств с использованием шлейфных четырехполюсников. Электронный журнал «Журнал радиоэлектроники». М., ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН. 2014, № 1. 15с. <http://jre.cplire.ru/jre/contents.html>.
13. Петров И.А. Частотные свойства реактивных симметричных четырехполюсников на основе шлейфных структур. Электронный журнал «Журнал радиоэлектроники». М., ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН. 2014, № 1. 21с. <http://jre.cplire.ru/jre/contents.html>

## Сверхпроводящие гетероструктуры на основе оксидов и халькогенидов.

**В.М.Скориков, А.Н.Калинкин**

Институт общей и неорганической химии им Н.С.Курнакова, ИОХ РАН (Москва)  
[lpcao@igic.ras.ru](mailto:lpcao@igic.ras.ru)

На основе гетероструктурной скирмионной модели сверхпроводимости (ГСМ) предлагаются перспективные сверхпроводящие гетероструктуры (ГС) с ферритом висмута  $\text{BiFeO}_3$  (BFO) в качестве электронного(дырочного) инжектора:  $1(\text{монослой})\text{-FeSe/BFO}$ ,  $1\text{-Sr}_{0.25}\text{Ti}_{0.75}\text{O}_3/\text{BFO}$  и др. (для ГС  $1\text{-FeSe/SrTiO}_3$  получена критическая температура  $T_c=109$  К). Скирмионные спиновые решетки в двумерном спин-поляризованном электронном газе (2DEG) обеспечивают не только магнетофононное спаривание и фазовую когерентность в ГС, но позволяют также объяснить изотопический эффект в Fe-содержащих высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) и оценить температурное поведение сопротивления как  $\rho \sim T^{4/3}$  (не ферми-жидкость). Сверхпроводящие ГС с полуметаллами и BFO позволят создать мощные СВЧ-транзисторы (HEMT) терагерцового диапазона для радаров с фазированной антенной решеткой (АФАР).

В настоящее время гетероструктуры (ГС) на основе GaN и GaAs широко используются в СВЧ-транзисторах (HEMT) для приемно-передающих модулей (ППМ) антенн с фазированной антенной решеткой (АФАР). Область применения мощных HEMT охватывает также сотовую связь, навигацию, картографирование с космических платформ и др. [1]. Фирма Cree(США) выпускает сейчас HEMT на GaN с  $W=0.5$  кВт и  $f=1.4$  ГГц. Переход на оксидные ГС позволит существенно увеличить мощность за счет роста более, чем на порядок плотности двумерного электронного газа (2DEG), т.е. до  $10^{14-15}$  см $^{-2}$ , см. Рис.1. [2]. Однако приблизиться к терагерцовому рубежу можно только резко увеличив подвижность носителей заряда в режиме сверхпроводящего канала.

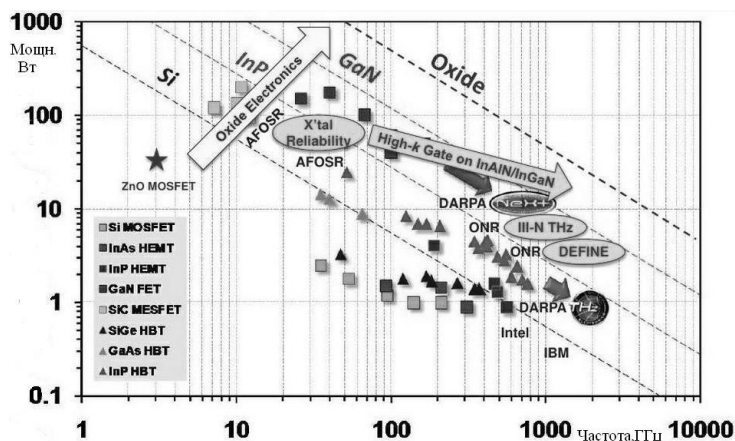


Рис.1. Зависимость мощность-частота для HEMT.



Состояние 2DEG сейчас получено на таких оксидных ГС как  $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$  (LAO/STO),  $\text{LaTiO}_3/\text{SrTiO}_3$ ,  $\text{GdAlO}_3/\text{SrTiO}_3$  и др. [3]. Отметим, что только на нескольких ГС получено состояние сверхпроводящего 2DEG. На структурах изолятор-изолятор  $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$  была достигнута критическая температура  $T_C \sim 0.3$  К [4], на ГС металл-изолятор  $\text{La}_{1.55}\text{Sr}_{0.45}\text{CuO}_4/\text{La}_2\text{CuO}_4$  получена  $T_C \sim 30$  К [5]. Есть данные о сверхпроводимости на контакте металл/оксид металла [6] и  $\text{CaCuO}_4/\text{SrTiO}_3$  с  $T = 100$  К [7]. На ГС с монопленками 1-FeSe на  $\text{SrTiO}_3$  с помощью отжига подложки  $\text{SrTiO}_3$  была получена критическая температура  $T_C \sim 109$  К [8,9], что является рекордом среди Fe-содержащих ВТСП. Такие ГС обладают высокими критическими токами  $J_C \sim 10^7$  А/см<sup>2</sup>.

Для целенаправленного поиска и синтеза материалов с высокой критической температурой  $T_C$  предлагается механизм ВТСП в ГС на основе спонтанной скирмионной решетки в спин-поляризованном 2DEG [10-13].

Спиновые скирмионные решетки были впервые предсказаны в магнетиках [14]. Но только недавно были обнаружены локальные скирмионные состояния в  $\text{MnSi}$  при  $T=26$  К и магнитном поле  $B=0.164$  Тл [15]. Затем скирмионные решетки были обнаружены в  $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$  при  $x=0.5$  и  $T=25$  К [16] и в  $\text{FeGe}$ . Спонтанная решетка (с размером скирмионов  $\sim 1$  нм) была открыта в моноатомной пленке Fe на  $\text{Ir}(111)$  при  $T = 11$  К [17]. Стабилизация скирмионов и скирмионных решеток обеспечивается взаимодействиями Дзялошинского-Мория (ДМ) [14], Рашба [18] и диполь-дипольным взаимодействием, характерным для пленок [19]. Наличие таких взаимодействий приводит к “скашиванию” электронных спинов и появлению хиральности (закрученности) скирмионов по или против часовой стрелке, см. Рис.2. (с разрешения С.Pfleiderer). Предложено использовать такие спиновые структуры в качестве элементов сверхплотной скирмионной памяти (SkyRAM) [20]. Однако скирмионные решетки могут оказаться важными также и для объяснения явления ВТСП в гетероструктурах.

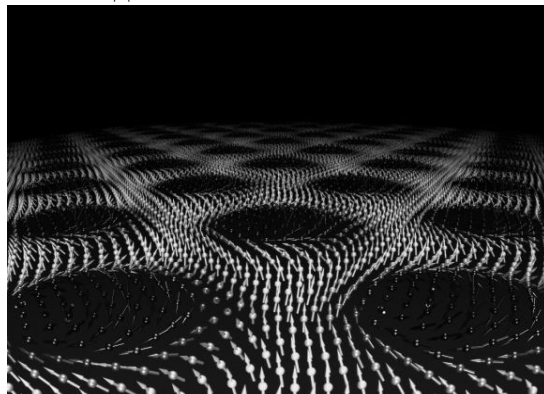


Рис.2. Скирмионная решетка.

Рассмотрим возможный механизм скирмионной сверхпроводимости на примере ГС LAO/STO. Здесь имеются чередующиеся нейтральные слои  $(\text{Sr}^{+2}\text{O}^{-2})^0, (\text{Ti}^{+4}\text{O}^{-2})^0$  в случае STO и заряженные слои  $(\text{La}^{+3}\text{O}^{-2})^+, (\text{Al}^{+3}\text{O}^{-2})^{-1}$  в случае LAO. Есть 2 варианта ГС с соседними слоями:  $(\text{TiO}_2)^0/(\text{LaO})^{+1}$  с электронным допированием и образованием 2DEG и  $(\text{SrO})^0/(\text{AlO}_2)^{-1}$  с дырочным допированием. Перенос заряда в соседние слои необходим для устранения зарядового дисбаланса, чтобы избежать, так называемой, “полярной катастрофы” [3]. Для случая  $(\text{TiO}_2)^0/(\text{LaO})^{+1}$  границы удалось обнаружить сверхпроводимость и ферромагнетизм 2DEG. Мы предполагаем, что в результате разрыва зон проводимости и зарядовой перестройки между слоем  $(\text{TiO}_2)^0$  и соседним слоем  $(\text{LaO})^{+1}$  образуется спин-поляризованный 2DEG со спонтанной скирмионной решеткой. Эта решетка формируется в ферромагнитном 2DEG антиферромагнитно-упорядоченными (АФМ) моментами ионов Ti, расположенными на расстоянии нескольких нм в соседнем слое  $\text{TiO}_2$ . В отличие от обычных

скирмионов, генерируемых однородным магнитным полем, эффективное магнитное поле ионов  $Ti$  напоминает “шахматное” поле, т.е. его направление перпендикулярно к гетерогранице и меняется в шахматном порядке. Это приводит к тому, что соседние скирмионы в 2DEG обладают разной хиральностью и взаимно притягиваются, т.к. спиновые вихри с одинаковой хиральностью отталкиваются [21] (в однородном магнитном поле), а с разной – притягиваются (в “шахматном” поле ионов  $Ti$ ). В силу кулоновского барьера образуется устойчивое состояние скирмионной пары, а затем формируется и вся скирмионная решетка. Коллективные колебания скирмионной решетки (магнетофононы) инициируются тепловыми колебаниями магнитных ионов  $Ti$ , находящимися в узлах кристаллической решетки, т.е. фононами. Безщелевые магнетофононы с дисперсией  $\omega(q) \sim q^{3/2}$  [22] описывает коллективные колебания спиновой скирмионной решетки и не связаны с 1-магннным обменом, т.е. с “переворотом” спина (*spin-flip*). Такой вид спектра характерен также для колебаний скирмионных решеток в случае эффекта Холла при учете кулоновского взаимодействия.

”Избыточные” электроны, не принимавшие участие в формировании скирмионной решетки, образуют “куперовские” пары за счет электрон-магнетофонного взаимодействия. Квазимагннные моды являются характерными частотами скирмионной решетки, а сам механизм притяжения электронов аналогичен фрелиховскому фононному. Хотя частоты колебаний обеих решеток (скирмионной и кристаллической) совпадают, однако, энергия возбуждения магнетофононов превышает фононную за счет бóльшей величины обменной константы взаимодействия  $J$ . При понижении температуры при  $T=T_C$  резко уменьшаются фазовые флуктуации параметра порядка и скирмионная решетка начинает обеспечивать когерентность состояний всех “куперовских” пар, т.е. образуется бозонный конденсат и возникает сверхпроводимость.

По аналогии с механизмом электронного спаривания в случае 1-фононного обмена низкотемпературной сверхпроводимости (НТСП) [23], для электрон-электронного эффективного взаимодействия  $V_{эф.}$  в 1-магнетофонном приближении имеем:

$$(1) \quad V_{эф.} = V_{обм} + V_{кул.}$$

$$(2) \quad V_{обм} = 2g^2 \hbar\omega_q / [(\xi_k - \xi_{k+q})^2 - \hbar\omega_q^2]$$

При достаточно больших значениях электрон-магнетофонной константы  $g$  ( $\omega_q$  – частота магнетофононов) и при одночастичных энергиях  $\xi_k \approx \xi_{k+q}$ , близких к уровню Ферми  $E_F$   $V_{обм} < 0$  и знаки кулоновского взаимодействия  $V_{кул.}$  и магнетофонного  $V_{обм}$  будут разными, т.е. возможно эффективное притяжение электронов. Для 1-магннных возбуждений, связанных с переворотом спина, всегда  $V_{обм} > 0$  и спаривание в однозонных моделях невозможно. В связи с этим отметим, что 1-магннные возбуждения невозможны в полуметаллах с достаточно большой величиной спиновой щели и в спин-поляризованном (ферромагнитном) 2DEG [24]. 2-магннные возбуждения в случае слабой связи малы и не вносят существенного вклада ни в спаривание, ни в транспортные свойства для однозонных моделей. Т.о., 2D-решетка из магнитных ионов  $Cu$  или  $Fe$  только инициирует (и дает изотоп-эффект с зависимостью  $1/\sqrt{m}$ ) коллективные магнетофонные возбуждения скирмионной решетки, образованной из спин-поляризованного 2DEG. Интегральное уравнение для сверхпроводящей щели  $\Delta(T)$  имеет в случае магнетофононов классический вид:

$$\Delta(T) = N(0)V \int dx \tanh[(\varepsilon/2T)] / (2\varepsilon^2)$$

(3)

В (3)  $\varepsilon = \sqrt{x^2 + \Delta(T)^2}$ ,  $N(0)$ -плотность электронных состояний на уровне Ферми. Из условия  $\Delta(T_C) = 0$  для s-спаривания, характерного для ГС 1-FeSe/SrTiO<sub>3</sub>, получаем критическую температуру  $T_C$ :

$$T_C = 1.14 \hbar\omega_q \exp[1/N(0)V]$$

(4)

Оценим зависимость от температуры величины удельного сопротивления  $\rho$  с помощью формулы Друде (в приближении малых частот):

$$\rho \sim (m_e^* / ne^2) / \tau \sim (m_e^* / ne^2) \langle n_{mf} \rangle$$

(5)

Т.к. среднее число магнетофононов в 2D-случае ( $\beta = 1/T$ ):  $\langle n_{mf} \rangle \sim \int dk \cdot k / [\exp(\beta k^{3/2}) - 1] = \beta^{-4/3} = T^{4/3}$ , то получаем  $\rho \sim T^{4/3}$  для низкой температуры. Т.о., не ферми-жидкостное поведение  $\rho$  для рассеяния на скирмионной решетке (в нормальной фазе) имеет сходство с поведением  $\rho \sim T$  в случае ВТСП. Отсутствие ферми-жидкостной квадратичной зависимости  $\rho \sim T^2$ , связанной с 1-магнонным рассеянием, может косвенно свидетельствовать о наличии спин-поляризованного 2DEG, в котором формируется скирмионная решетка. Такой спин-поляризованный 2DEG был обнаружен в случае ГС LAO/STO в виде ферромагнитного состояния на гетерогранице [3].

Отметим, что в ГС LAO/STO магнитные моменты ионов Ti относительно малы ( $\mu = 0.1 \mu_B$ ) и не могут обеспечить достаточную спиновую “жесткость” скирмионной решетки, что приводит к низкой критической температуре  $T_C = 0.3 \text{ K}$ .

Для сравнения заметим, что в ГС 1-FeSe/SrTiO<sub>3</sub> 2DEG образуется в монослое антиферромагнитного полуметалла FeSe с большим магнитным моментом  $\text{Fe}^{2+}$  ( $\mu = 3.3 \mu_B$ ). В локальной ГС:  $(\text{Fe}^{2+}\text{Se}^{2-})^0 / (\text{Ti}^{4+}\text{O}_2^{2-})^0$  перенос электронов в слой FeSe, где образуется 2DEG, происходит за счет отжига подложки SrTiO<sub>3</sub> с образованием вакансий по кислороду-доноров электронов. Постоянная скирмионной решетки в 1-FeSe/SrTiO<sub>3</sub> значительно меньше ( $d_{\text{Fe-Fe}} = 2.7 \text{ \AA}$ ), чем в LAO/STO ( $d_{\text{Ti-Ti}} = 3.91 \text{ \AA}$ ), что приводит к росту магнетофононной частоты и увеличению температуры перехода до  $T_C = 109 \text{ K}$  [9].

На основе скирмионной модели гетероструктурной сверхпроводимости (ГСМ) нами предлагаются следующие перспективные ГС с использованием мультиферроика BiFeO<sub>3</sub> (BFO) [25,26] (с рекордной поляризацией в пленках  $P = 150 \text{ мкК/см}^2$ ): **1-FeSe/BFO**, **1-Sr<sub>0.25</sub>Ti<sub>0.75</sub>RuO<sub>3</sub>/BFO** и **SrTiO<sub>3</sub>/1-SrRuO<sub>3</sub>/BFO**. В первой ГС для АФМ полуметаллической монокристаллической пленки FeSe используется сегнетоэлектрический инжектор электронов BFO с высокой пленочной поляризацией, что должно увеличить плотность 2DEG и повысить  $T_C$ . Во второй ГС необходимая полуметаллическая SrRuO<sub>3</sub> достигается с помощью 75%-го замещения Ru → Ti [27]. В третьей ГС для получения полуметаллического состояния предлагается использовать предсказанную в [28] спиновую поляризацию 2DEG на границе SrTiO<sub>3</sub>/SrRuO<sub>3</sub>. Скирмионную решетку в последних двух ГС могут образовать АФМ моменты ионов Fe<sup>3+</sup> из соседних слоев (FeO<sub>2</sub>) в BFO.

В семействе FeSe-содержащих ВТСП был синтезирован АФМ сверхпроводник  $\text{K}_{0.8+x}\text{Fe}_{1.6+y}\text{Se}_2$  с относительно высокой  $T_C \sim 30 \text{ K}$  [29]. Для него характерна блочная антиферромагнитная спиновая конфигурация – соседние блоки из 4-х моментов  $\text{Fe}^{2+}$  расположены в АФМ “шахматном” порядке (внутри блоков взаимодействие ферромагнитное). Магнитный момент каждого такого кластера составляет  $3.31 \mu_B \times 4 = 13.24 \mu_B$ , что может обеспечить достаточно большое локальное поле для формирования скирмионной решетки (по сравнению с полями отдельных ионов). В связи с этим предлагается ГС на основе BFO: **1-K<sub>0.8</sub>Fe<sub>1.6+y</sub>Se<sub>2</sub>/BFO** с упорядоченными вакансиями Fe в

слое FeSe. Размеры отдельных скирмионов в этом случае несколько возрастут, однако должна также возрасти и эффективная “жесткость” решетки за счет больших моментов кластеров. Это приведет к более энергичному электрон-магнетофонному взаимодействию  $g$ , а значит и к росту  $T_C$ . Величина запрещенной зоны  $E_g = 0.6$  эВ для недопированного  $K_{0.8}Fe_{1.6+y}Se_2$  ( $a=3.77$  Å), что обеспечит значительный разрыв зон проводимости для образования 2DEG. Электронное допирование в случае такой ГС обеспечивается не добавлением калия, а электронной инжекцией из подложки BFO. Открытым остается только вопрос о полуметалличности  $K_{0.8+x}Fe_{1.6+y}Se_2$ , однако известно, что сам FeSe является АФМ полуметаллом.

В случае Fe-содержащих пниктидов для исходной матрицы одного из них  $BaFe_2As_2$  был недавно предложен способ получения полуметаллической проводимости за счет частичной замены  $Fe \rightarrow Cr$  [30]. Учитывая почти полное совпадение перовскитовых решеток  $BaFe_{2-x}Cr_xAs_2$  ( $a=3.95$  Å) и BFO ( $a=3.96$  Å), предлагается перспективная ГС:  **$BaFe_{2-x}Cr_xAs_2/BFO$** , удовлетворяющая, в рамках скирмионной модели, всем требованиям для обнаружения ВТСП.

В работе [31] был выполнен расчет электронной структуры новых двойных перовскитов  $BiPbVRuO_6$  and  $BiPbVOsO_6$  с 2D-скомпенсированными моментами и показано, что они являются полуметаллическими соединениями. На их основе предлагаются 2 ГС:  **$BiPbVRuO_6/BFO$**  и  **$BiPbVOsO_6/BFO$** . Было выбрано более стабильное соединение с 4 типами кислородного окружения, т.н. [001]-фаза, с учетом того,  $6s^2$  электроны Bi и Pb участвуют в образовании связей Bi-O и Pb-O. Как известно, у BFO эти электроны Bi не участвуют в гибридизации и представляют уединенную пару, определяющую его высокие поляризационные свойства. Для этих фаз получены значения постоянных решеток  $a=5.63$  Å и  $a=5.65$  Å для  $BiPbVRuO_6$ , которые являются совместимыми со значением  $a=5.63$  Å для BFO в гексагональной установке, отвечающей направлению его максимальной поляризации по оси [111].

При синтезе сверхпроводящих ГС необходимо получить значительный разрыв зон проводимости  $\Delta E_C$  для генерации 2DEG и обеспечить его спиновую поляризацию, используя в качестве компонент АФМ полуметаллы типа FeSe, VSe и др. или проводя специальный зонный расчет. Для успешного синтеза ГС важна также когерентность кристаллических решеток, т.е. совпадение их постоянных.

В заключение отметим, что применение спин-поляризованного 2DEG и полуметаллов, вместе с электронными (дырочными) инжекторами типа BFO позволит создать перспективные сверхпроводящие ГС с высокими критическими температурами  $T_C$  и токами  $J_C$  для следующего поколения НЕМТ.

#### ЛИТЕРАТУРА:

1. Авраменко Р.Ф. Будущее открывается квантовым ключом/ М.: Химия. С.351. 2000.
2. Hwang J. GHz-THz Electronics. Presentation.2012.
3. Hwang, H.Y., Iwasa, Y., Kawasaki, M., et al. Emergent phenomena at oxide interfaces//Nat. Mater., vol. 11, pp. 103–113. 2012.
4. Reyren, N., Thiel, S., Cavaglia, A.D., et al. Superconducting interfaces between insulating oxides// Science, vol. 317, pp. 1196–1199. 2007.
5. Cozar, A., Logvenov, G., Kourkoutis, et al. High-temperature interface superconductivity between metallic and insulating copper oxides// Nature, vol. 455, pp. 782–785. 2008.
6. Sidorov N.S., Palnichenko A.V., Khasanov S.S. Superconductivity in the metallic oxidized magnesium interface //Solid State Commun., vol. 152, no. 6, pp. 443–445. 2011.
7. Di Castro, D., Salvato, M., Tebano, A., et al. Occurrence of a high-temperature superconducting phase in  $(CaCuO_2)_n/(SrTiO_3)_m$  superlattices// Phys. Rev. B., vol. 86, paper 134524. 2012.
8. Wang Q.-Y., Li Z., Zhang W.-H., et al. Interface Induced High Temperature Superconductivity in Single Unit-cell FeSe Films on  $SrTiO_3$  //Chin.Phys.Lett. vol.29. no.3. pp.037402. 2012.

9. Ge J.-F., Liu Z.-L., Liu C., et al. Superconductivity in single-layer films of FeSe with a transition temperature above 100 K // ArXiv.org: 1406.3435. 2014.
10. Калинин А.Н., Скориков В.М. Скирмионный механизм образования дырочной пары в ВТСП-купратах // Неорг. матер. Т.44. N 12. С.1483-1486. 2008.
11. Калинин А.Н., Скориков В.М. Сверхпроводящие гетероструктуры на основе оксидов и халькогенидов в НЕМТ-транзисторах АФАР // XX международная конференция "Радиолокация, навигация, связь". труды конф. Воронеж. 2014. т. III. С.1946-1951.
12. Скориков В.М., Калинин А.Н. Синтез сверхпроводящих гетероструктур для НЕМТ на основе скирмионной модели // Всероссийская конференция "РСПОВИ-2014". труды конф. Н.Новгород. 2014. С.131-134.
13. Kalinkin A.N., Skorikov V.M., Vasil'ev A.Ya. Application of bismuth ferrite  $\text{BiFeO}_3$  in heterostructures for HEMTs and high- $T_c$  materials // Inorg. Mater., vol.50, no. 12, pp.1257-1271. 2014.
14. Богданов А.Н., Яблонский Д.А. Термодинамически устойчивые «вихри» в магнитоупорядоченных кристаллах. Смешанное состояние магнетиков // ЖЭТФ. Т.95. № 1. С.178-182. 1989.
15. Muhlbauer S., Binz B., Joinetz F., et al. Skyrmion lattice in a chiral magnet // Science. vol. 323, pp.915–919. 2009.
16. Yu X.Z., Onose Y., Kanazawa N., et al. Real-time observation of a two-dimensional skyrmion crystal // Nature. vol.465, pp.901–904. 2010.
17. Heinze S., von Bergmann K., Menzel M., et al. Spontaneous atomic-scale magnetic skyrmion lattice in two dimensions // Natur. Phys. vol 7, pp.713–718. 2011.
18. Pyatakov A.P., Zvezdin A.K. Dzyaloshinskii-Moriya-type interaction and Lifshitz invariant in Rashba 2D electron gas systems // arXiv:1404.6741. 2014
19. Калинин А.Н., Скориков В.М., Кожбахтеев Е.М. и др. Стабилизация спиновых скирмионов в магнетиках и двумерном электронном газе // Неорг. матер. Т.49. № 12. С. 1300-1303. 2013.
20. Калинин А.Н., Скориков В.М. Скирмионные решетки в мультиферроике  $\text{BiFeO}_3$  // Неорг. матер. Т. 47. № 1. С. 69–73. 2011.
21. Lin S.-Z., Reichhardt C., Batista C.D., et al. Particle Model for Skyrmions in Metallic Chiral Magnets: Dynamics, Pinning and Creep // Phys.Rev.B. vol. 87, no.21. pp.214419(9). 2013.
22. Green A.S., Kogan I.I., Tsvelik A.M. Skyrmions in the Quantum Hall Effect at Finite Zeeman Coupling // Phys.Rev.B.vol.54, P.16838. 1996.
23. Schrieffer J.R. Theory of Superconductivity. Benjamin. N.Y. 1964.
24. Kubo K., Ohata N. A quantum theory of double exchange // J.Phys.Soc.Jpn.vol.33, pp.21-31.1972.
25. Калинин А.Н., Скориков В.М. Пленки и монокристаллы  $\text{BiFeO}_3$  как перспективный неорганический материал для спинтроники // Ж.неорг. химии. Т.55. С.1903 -1919. 2010.
26. Калинин А.Н., Кожбахтеев Е.М., Поляков А.Е., Скориков В.М. Применение феррита висмута  $\text{BiFeO}_3$  и титаната висмута  $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$  в сегнетоэлектрической памяти, фазовращателях ФАР и НЕМТ-транзисторах // Неорг. матер.Т.49. № 10. С.1113-1125. 2013.
27. Maiti K. Fabrication of Half Metallicity in a Ferromagnetic Metal // arXiv.org:0704.0321v1. 2007.
28. Verrisimo-Alves M., Garcia-Fernandes P., Bilc D.I., et al. Highly-Confined Spin-Polarized Two-Dimensional Electron Gas in  $\text{SrTiO}_3/\text{SrRuO}_3$  // arXiv.org: 1201.3036v1. 2012.
29. Guo, J., Jin, S., Wang, G., et al., Superconductivity in the iron selenide  $\text{K}_x\text{Fe}_2\text{Se}_2$  ( $0 \leq x \leq 1.0$ ) // Phys. Rev. B. vol. 82, paper 180520. 2010.
30. Hu S., Hu X. Half-Metallic Antiferromagnet  $\text{BaCrFeAs}_2$  // arXiv.org:1002.2018v2. 2010.
31. Weng K.-C., Wang Y.-K. Electronic structure of half-metal antiferromagnetism in double perovskite  $\text{BiPbVRuO}_6$  and  $\text{BiPbVO}_6$  // J.Phys.Soc.Jpn. vol. 83, paper 054715. 2014.

## МНОГОЧАСТОТНАЯ И ХАОТИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В МИКРОПОЛОСКОВОЙ АНТЕННЕ, ИНТЕГРИРОВАННОЙ С ПОЛЕВЫМ ТРАНЗИСТОРОМ

Любченко В.Е., Юневич Е.О., Калинин В.И., Котов В.Д., Радченко Д.Е., Телегин С.А.

*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН  
[lyubch@ire216.msk.su](mailto:lyubch@ire216.msk.su)*

*Интеграция активного устройства с антенной без промежуточных фидеров позволяет существенно улучшить массогабаритные характеристики твердотельных источников электромагнитного излучения СВЧ диапазона. В работе исследована нелинейная динамика микрополосковых антенн-генераторов на полевых транзисторах в одночастотном, многочастотном и хаотическом режимах. Экспериментально обнаружена генерация и излучение*

электромагнитных хаотических колебаний с непрерывным спектром в диапазоне частот от 6,4 до 6,6 ГГц.

### Введение

Создание простых и дешевых устройств сверхвысоких частот является одной из главных задач современной СВЧ электроники. Понятие «активная антенна» подразумевает непосредственную интеграцию активного элемента с антенной без использования промежуточных фидеров. Область применения таких устройств – датчики различных типов, элементы систем идентификации и связи [1]. Особый интерес представляют антенны-генераторы. В качестве активного элемента в них могут выступать как диоды, так и транзисторы. В последнее время предпочтение отдается полевым транзисторам, на которых удается получать генерацию с высокой эффективностью [2, 3]. В настоящей работе исследованы различные режимы генерации активной микрополосковой антенны логопериодического типа, интегрированной с полевым транзистором (HJ-FET с максимальной рабочей частотой 26 ГГц).

### Конструкция антенны-генератора

Автогенератор выполнен на основе микрополосковой технологии по схеме с общим истоком (рис. 1). В такой схеме исток транзистора замыкается непосредственно на металлизацию сквозь отверстие в диэлектрической подложке. Металлизация служит экраном и земляным контактом. Ранее, в работах [2, 4] авторами была получена стабильная одночастотная генерация в диапазоне до 20 ГГц при условии близости толщины диэлектрической подложки к четверти длины волны.

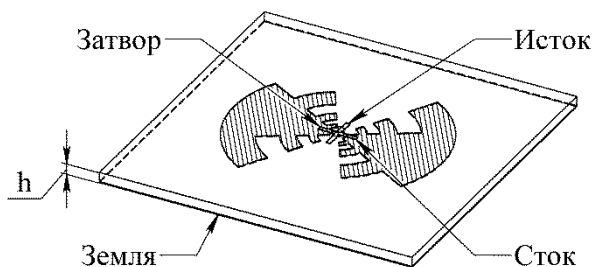


Рис. 1. Схема антенны-генератора.

Известно [5], что при значительном уходе от четвертьволновой толщины подложки генерация микрополосковых интегрированных антенн становится нестабильной. Для исследования нестабильного режима генерации было изготовлено несколько образцов антенн-генераторов с различными геометрическими размерами микрополосковой логопериодической антенны. В качестве диэлектрической подложки был выбран RO4350B с диэлектрической проницаемостью  $\sim 3,5$  и низким значением тангенса угла диэлектрических потерь. Расчетная частота генерации оценивалась исходя из модели логопериодической антенны, в которой каждый зубец представляет собой четвертьволновый резонатор:

$$f_n = \frac{c}{2(R_n + r_n) \alpha \sqrt{\epsilon_{eff}}}, \quad (3)$$

где  $r_n$  – внутренний радиус зубца,  $R_n$  – внешний радиус зубца,  $\epsilon_{eff}$  – эффективная диэлектрическая проницаемость,  $\alpha$  – угловой размер зубца. На практике, в большинстве случаев, наибольший зубец (наименьшая резонансная частота) логопериодической антенны задает частоту генерации, что связано с падением коэффициента усиления транзистора с ростом частоты.

### Режимы работы излучателя

При толщинах диэлектрической подложки от  $0,09\lambda$  до  $0,15\lambda$  наблюдалась, как и ранее [4], стабильная, одночастотная генерация. Исследование показало хорошее согласование аналитически полученных резонансных частот и частот генерации, полученных в ходе эксперимента (рис. 2). Возможно также управление частотой генерации за счет изменения напряжений смещения транзистора. Как правило, диапазон перестройки составляет не более 3%. Положительная обратная связь реализуется за счет наведения СВЧ поля в области затвора транзистора [4] (рис. 3).

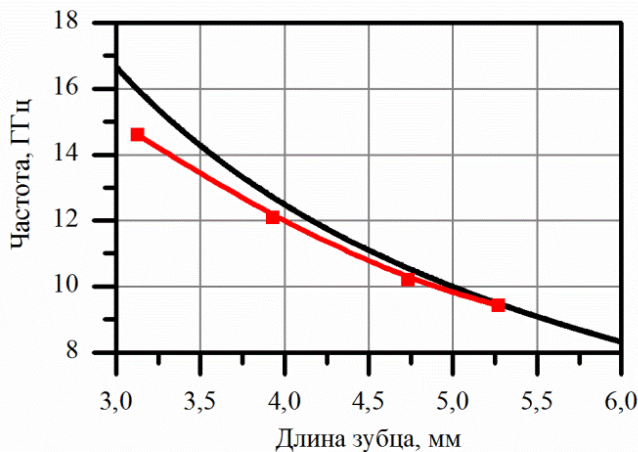


Рис. 2. Зависимость частоты генерации от длины наибольшего зубца. Сплошная кривая – четвертьволновая модель, точками – экспериментально полученные частоты генерации.

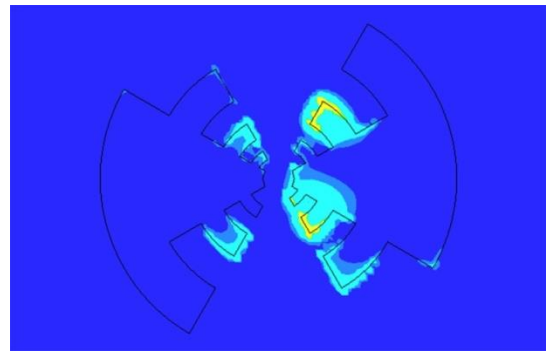


Рис. 3. Распределение плотности электрической энергии на поверхности антенны-генератора, полученное методом пространственной матрицы передающих линий (3D-TLM) [6]

При использовании более тонкой подложки относительно резонансной частоты (в эксперименте толщина диэлектрической подложки составила  $0,06\lambda$ ) одночастотная генерация отсутствует. При этом, на частоте близкой к расчетной наблюдается многочастотная генерация, которая по-видимому является спектром комбинационных частот с характерным интервалом 50 МГц между ними. За счет небольших изменений режимов питания транзистора генерацию удастся свести к хаотическим колебаниям. Такой переход наблюдается при уменьшении напряжения питания транзистора (уменьшении тока сток-исток). Динамика процесса представлена на рис. 4.

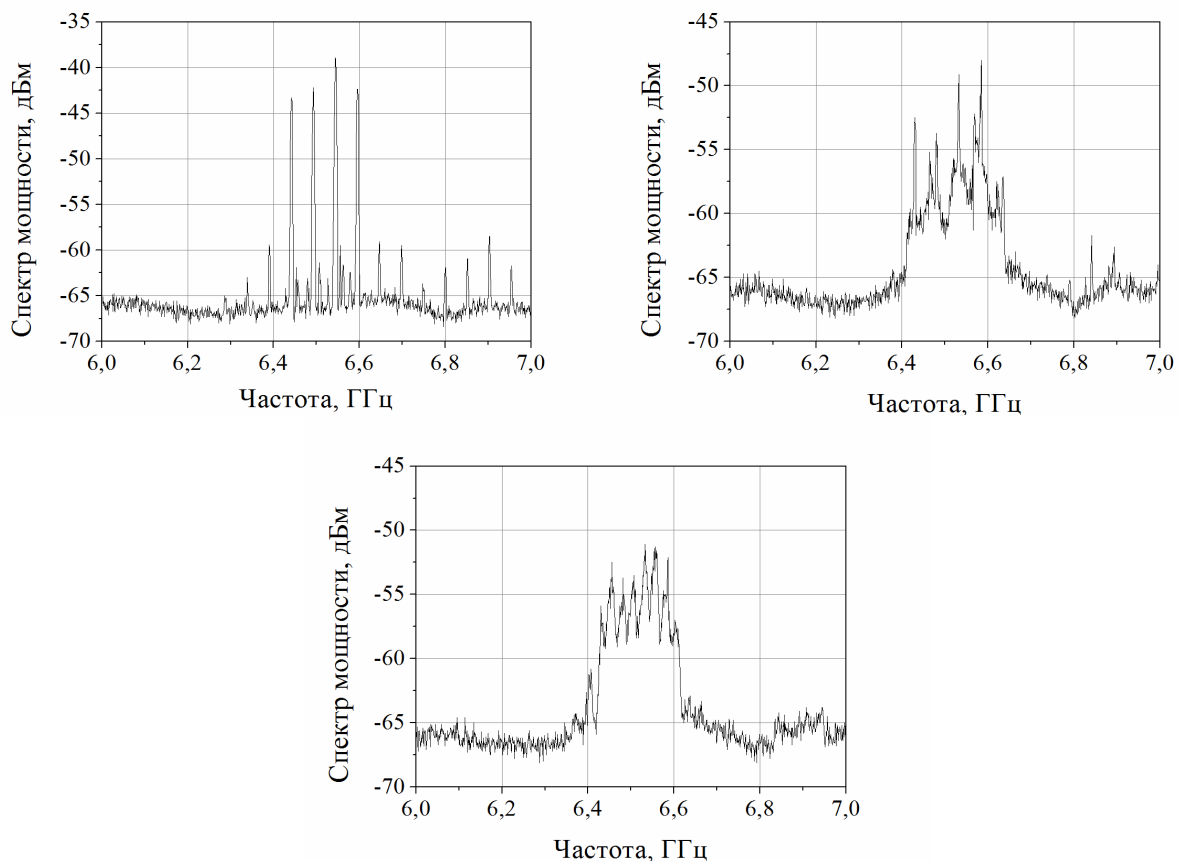


Рис. 4. Переход от многочастотной к хаотической генерации.

Ширина спектра хаотического сигнала составила 200 МГц (около 3% от центральной частоты). Автокорреляционная функция сигнала имеет небольшие всплески, что говорит о том, что он не является истинным хаотическим сигналом (рис. 5).

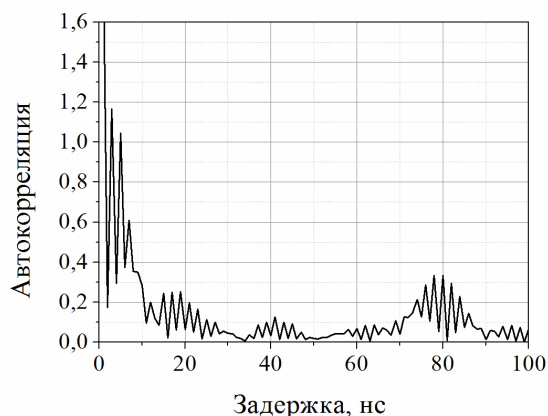


Рис. 5. Автокорреляционная функция хаотического сигнала.

Отличительной особенностью такого излучателя является простота, которая реализуется за счет использования только одного активного элемента – полевого транзистора и



микрорешетчатой антенны. Это определяет его малые размеры, вес и простоту конструкции, в отличие от известных СВЧ генераторов хаоса [7].

#### Выводы

Микрорешетчатая логопериодическая антенна, интегрированная с полевым транзистором может служить в качестве миниатюрного источника одночастотного, многочастотного или хаотического излучения СВЧ, а перспективе и КВЧ диапазона при соответствующем подборе толщины диэлектрической подложки. При толщине, близкой к четверти длины волны, наблюдается стабильная одночастотная генерация с частотой близкой к расчетной. При толщине подложки  $0,06\lambda$  получен хаотический сигнал с шириной полосы около 200 МГц.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Oliner A.A., Jackson D.R., Volakis J.L. Antenna Engineering Handbook //McGraw Hill. – 2007.
2. Любченко В.Е. и др. Генерация миллиметровых волн в логопериодической антенне, интегрированной с полевым транзистором //Известия высших учебных заведений. – 2009. – Т. 52. – №. 8. – С. 627-631.
3. York R.A., Martinez R.D., Compton R.C. Active patch antenna element for array applications //Electronics letters. – 1990. – Т. 26. – №. 7. – С. 494-495.
4. Любченко В.Е. и др. Генерация сверхвысокочастотных колебаний в логопериодической антенне, интегрированной с полевым транзистором //Радиотехника и электроника. – 2008. – Т. 53. – №. 11. – С. 1417-1419.
5. Murata M. et al. Active radiating butterfly antenna //Antennas and Propagation Society International Symposium, 1997. IEEE., 1997 Digest. – IEEE, 1997. – Т. 4. – С. 2464-2467.
6. Любченко В.Е. и др. Моделирование логопериодической печатной антенны методом пространственной матрицы передающих линий //Радиотехника и электроника. – 2013. – Т. 58. – №. 10. – С. 1044-1047.
7. Дмитриев А.С., Ефремова Е.В., Румянцев Н.В. Генератор микроволнового хаоса с плоской огибающей спектра мощности в диапазоне 3– 8 GHz //Письма в ЖТФ. – 2014. – Т. 40. – №. 2.

## Об электрическом управлении взаимностью прохождения микроволн в метаструктурах

Бутылкин В.С., Крафтмахер Г.А., Казанцев Ю.Н.

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал  
[vasebut@ms.ire.rssi.ru](mailto:vasebut@ms.ire.rssi.ru), [gkraft@ms.ire.rssi.ru](mailto:gkraft@ms.ire.rssi.ru), [yukazantsev@mail.ru](mailto:yukazantsev@mail.ru)

Исследована возможность электрического управления взаимностью распространения микроволн (вплоть до её инверсии) при использовании метаструктуры, содержащей ферритовую пластину и нагруженный варактором диполь. В отличие от традиционных методов изменение взаимности не требует перемагничивания феррита и достигается изменением постоянного электрического напряжения на варакторе, обеспечивающим переход частоты резонанса диполя через частоту ферромагнитного резонанса. В таких структурах эффект взаимности связан с различным поглощением ферритом волн, направление вращения магнитного поля которых совпадает с направлением прецессии магнитных моментов в феррите и противоположно ему. Эллиптически поляризованное вращающееся микроволновое магнитное поле формируется в окрестности диполя вследствие суперпозиции падающей и рассеянной волн. Инверсия взаимности обусловлена изменением направления вращения этого магнитного поля при перестройке собственной частоты

*резонансного элемента, что, в свою очередь, происходит из-за происходящего при этом изменения фаз рассеянной волны и тока в диполе.*

*Поскольку постоянная времени варакторов на порядки короче времени перемагничивания ферритов, результаты работы могут быть использованы в разработках быстроуправляемых невзаимных устройств для информационных систем, например, скоростных переключателей каналов «приём - передача».*

### **Введение**

Среди устройств, использующих ферриты, своё место уверенно заняли разнообразные переключатели, выключатели и модуляторы [1, 2]. Основной характеристикой этих устройств является время переключения. Традиционный способ переключения невзаимности в таких устройствах состоит во временной модуляции наложенного на феррит магнитостатического поля. При этом ограничение (снизу) времени переключения происходит не только из-за индуктивности катушки электромагнита, но и из-за инерционности процессов намагничивания и перемагничивания ферритов. По данным производителей микроволновых ферритовых развязок (Oriental Magnetics Co. LTD) это время лежит в пределах от 3 до 15 мкс [3]. При использовании для управления быстропереключающих диодов время включения составляет 1...5 нс (по свидетельству производителя диодов Future Electronics [4]).

Производители ферритовых циркуляторов, сравнивая постоянные времени для ферритов и рпн-диодов, подтверждают, что диоды обладают лучшими скоростными характеристиками [5]. Недавно интенсивное развитие получили исследования в области гетероструктур «ферромагнетик-сегнетоэлектрик» [6-8] и мультиферроиков, обладающих ферромагнитными и ферроэлектрическими свойствами [9]. Однако, для переключаемых развязок, основанных на невзаимности, обеспеченной гиротропными средами, способа электрического управления в настоящий момент нет.

В представляемой работе рассматривается электрическое управление знаком невзаимности прохождения микроволн в метаструктурах, содержащих наряду с ферритом проводящие резонансные элементы (диполи, разомкнутые кольца и др.), нагруженные варакторами, или решетки и цепочки из них. В последнее время нагруженные варакторами разомкнутые кольца широко стали применяться для электрически перестраиваемых микроволновых фильтров [10, 11] и в исследованиях нелинейных явлений [12-14].

### **ФМР и невзаимность в метаструктурах**

Уже первые наблюдения [15] распространения микроволн в структурах с поперечно намагниченным ферритом и цепочкой дважды разомкнутых металлических колец обнаружили, что эффект невзаимного поглощения СВЧ-излучения ферритом при возбуждении ферромагнитного резонанса (ФМР), физической основы многих невзаимных устройств, по-новому проявляет себя при сочетании феррита с резонансными проводящими элементами. Так, невзаимность обнаруживается при размещении ферритовой пластины такой структуры в осевой плоскости волновода, а не на расстоянии  $\lambda/8$  от боковой стенки, как это имеет место [1, 2] в случае феррита без резонансных элементов. Микроволновая невзаимность наблюдается также в структурах рассматриваемого типа и в отсутствие волноводов [16].

Экспериментами [17-19] выявлены две частотные полосы невзаимного прохождения излучения, одна – в области ФМР, другая связана с резонансом элементов (РЭ). Замечено, что при перестройке частоты ФМР (посредством изменения тока в электромагните) через частоту РЭ знак невзаимности меняется на противоположный. Пространственная перестановка между собой феррита и решетки (цепочки) резонансных элементов также приводила к инверсии невзаимности. В [18-20] выполнены теоретические исследования, где решетка резонансных киральных элементов моделировалась слоем бианизотропной среды. При этом

использовались эффективные параметры (тензоры киральности, диэлектрической и магнитной проницаемостей) бианизотропного метаматериала, найденные в [21-23]. В этих работах удалось связать наблюдаемые эффекты с наличием и особенностями поведения микроволнового магнитного поля в зависимости от соотношения между частотами излучения, РЭ и ФМР, от взаимного расположения феррита и решетки, а также от величины и направления внешнего магнитостатического поля. Впоследствии [24, 25], в метаструктурах, содержащих резонансные элементы (диполь типа «баттерфляй», дважды разомкнутое кольцо) с разрывами, в которые впаивались варакторы, была обнаружена зависимость частотных полос невязимного прохождения как от статического магнитного поля, так и от постоянного электрического напряжения. Ниже теоретически исследуется поведение магнитного поля СВЧ-излучения в окрестности диполя, возбуждаемого падающей на него плоской волной, обсуждается его влияние на невязимость поглощения излучения ферритом и электрическое управление невязимностью.

**Поведение микроволнового магнитного поля вблизи диполя, возбуждаемого плоской волной**

Рассмотрим расположенный вдоль оси  $\vec{z}$  в начале координат (рис. 1) осциллятор из последовательно соединенных электрической емкости  $C$  и полной индуктивности  $L$ . Частота осциллятора  $\omega_0 = (LC)^{-1/2}$ , сопротивление  $R$ , длина  $l \ll \lambda$ . Пусть на него падает вдоль оси  $\vec{y}$  электромагнитная волна  $\vec{E}^{\text{inc}} = \text{Re}\{\vec{e}_z E_z^{\text{inc}} \exp(i\omega t)\}$ ,  $\vec{H}^{\text{inc}} = \text{Re}\{\vec{e}_x H_x^{\text{inc}} \exp(i\omega t)\}$ .

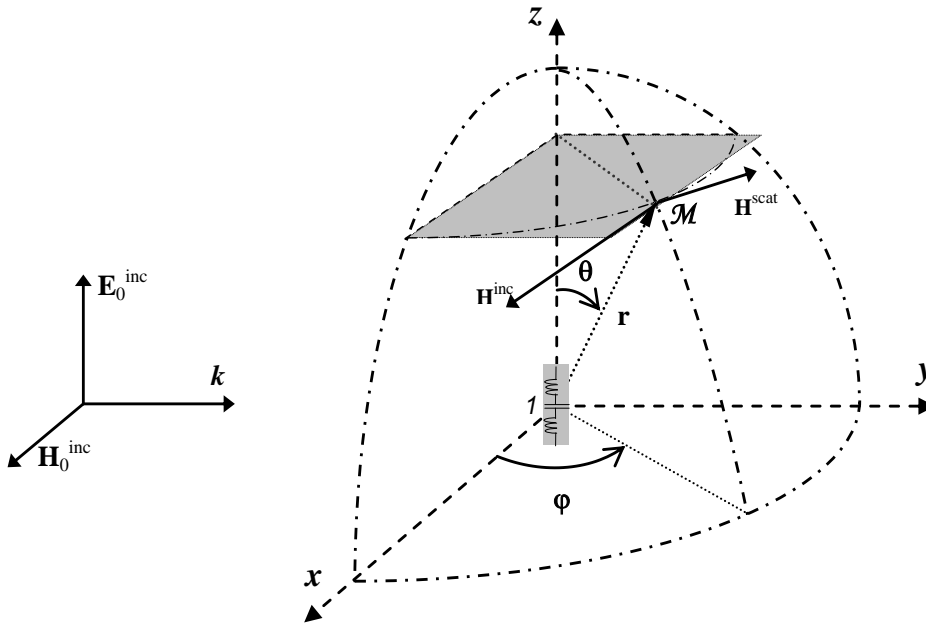


Рис. 1. Расположение эквивалентного осциллятора  $l$  в декартовой и сферической системах координат и магнитные поля падающей ( $\mathbf{H}^{\text{inc}}$ ) и рассеянной ( $\mathbf{H}^{\text{scat}}$ ) волн в произвольной точке  $\mathcal{M}$ .  $\mathbf{E}_0^{\text{inc}}$  и  $\mathbf{H}_0^{\text{inc}}$  – электрическое и магнитное поля падающей волны,  $\mathbf{k}$  – ее волновой вектор. Комплексные амплитуды электрического и магнитного полей волны пропорциональны  $\exp(-iky)$ , где  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\vec{e}_j$  – орты системы координат. Амплитуда магнитного поля на входе  $H_{x0}^{\text{inc}}$ , волновое сопротивление  $Z_0 = E_z^{\text{inc}}/H_x^{\text{inc}}$ . Под действием приложенной к осциллятору разности потенциалов  $V = E_{z0}^{\text{inc}} l$  в нем индуцируется ток

$$\vec{I} = \text{Re} \left\{ \vec{e}_z H_{x0}^{\text{inc}} l (Z_0/Z) \exp[i(\omega t + \alpha)] \right\} = \text{Re} \left\{ \vec{e}_z I_z \exp[i\omega t] \right\}. \quad (1)$$

Здесь  $\alpha = \arctan \left[ (1 - \omega^2/\omega_0^2) / \omega RC \right]$  - отличие фазы комплексной амплитуды тока от фазы падающей волны на осцилляторе, изменяющееся от  $\pi/2$  на частотах, меньших частоты  $\omega_0$ , до  $-\pi/2$  на частотах  $\omega \gg \omega_0$ ;  $Z = \sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}$  - эффективное сопротивление осциллятора.

Ток (1) возбуждает рассеянную волну с магнитным полем, у которого проекции комплексных амплитуд в сферических координатах есть [26]

$$H_\varphi^{\text{scat}} = \frac{I_z l}{4\pi r^2} (1 + ikr) \exp[-ikr] \sin \theta, \quad H_\theta^{\text{scat}} = H_r^{\text{scat}} = 0. \quad (2)$$

Декартовские проекции комплексных амплитуд полного магнитного СВЧ-поля равны

$$H_x = H_{x0}^{\text{inc}} \exp(-ikr \sin \theta \sin \varphi) - H_{x0}^{\text{inc}} \frac{Z_0 l^2 (1 + ikr)}{4\pi Z r^2} \exp[i(\alpha - kr)] \sin \theta \sin \varphi;$$

$$H_y = H_{x0}^{\text{inc}} \frac{Z_0 l^2 (1 + ikr)}{4\pi Z r^2} \sin \theta \cos \varphi \exp[i(\alpha - kr)]; \quad H_z = 0. \quad (3)$$

Отсюда видно, что так как взаимно перпендикулярные проекции имеют различные величины и фазы, конец вектора полного  $H$ -поля движется по эллиптическим траекториям, причем направление его вращения зависит от соотношения между фазами проекций.

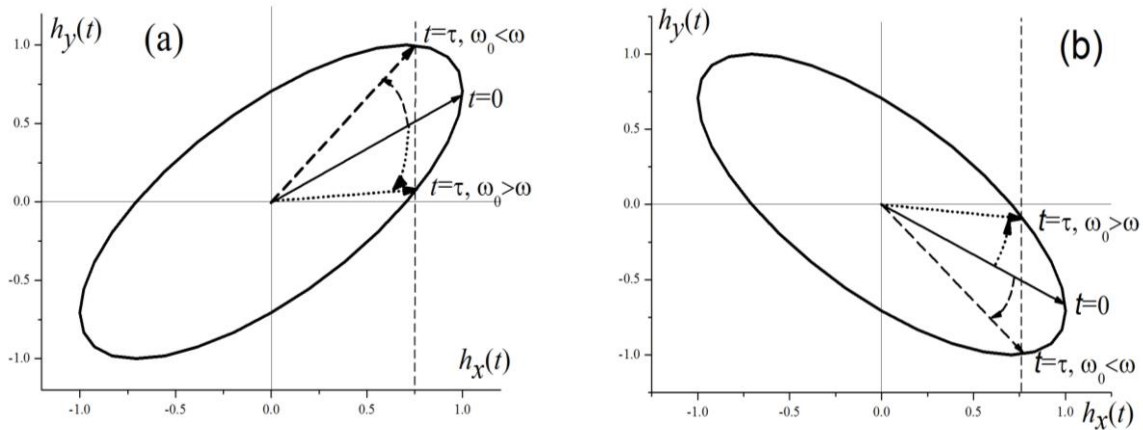


Рис.2. Поляризация нормированного суммарного магнитного поля  $\vec{h}(t)$  излучения в точках  $\mathcal{M}$  (а) и  $\mathcal{M}'$  (б). Прямые стрелки изображают суммарное поле в моменты времени  $t=0$  (сплошные) и  $t=\tau < \pi/2\omega$  (штриховые и пунктирные). Изогнутые стрелки указывают направление вращения магнитного поля. Штриховые линии соответствуют случаю  $\omega_0 < \omega$ , пунктирные – случаю  $\omega_0 > \omega$ . Эллипсы – траектории, описываемые концами векторов магнитного поля

Рассмотрим две точки,  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{M}'$ , расположенные на пересечении «экваториальной» ( $\theta = \pi/2$ ) и входной ( $y=0$ ) плоскостей симметрично относительно диполя на расстоянии  $a \ll \lambda$  от него. В этих точках нормированное магнитное СВЧ-поле имеет вид

$$\vec{h}(t) = \vec{\mathbf{H}}/H_{x0}^{\text{inc}} = \vec{e}_x h_x(t) + \vec{e}_y h_y(t) \approx \vec{e}_x h_x \cos \omega t \pm \vec{e}_y h_y \cos(\omega t + \alpha) \quad (4)$$

(«+» относится к точке  $\mathbf{M}$  с  $x=a$ , «-» - к точке  $\mathbf{M}'$  с  $x = -a$ ). Амплитуды проекций равны  $h_x = 1$ ,

$h_y = \frac{Z_0 l^2}{4\pi Z a^2}$ . На рис. 2 представлено поведение магнитного поля  $\vec{h}(t)$  при  $h_y=1$ ,  $\alpha = \pm \frac{\pi}{4}$ .

### Заключение

В точке  $M$  (справа от диполя) магнитное поле вращается против часовой стрелки на частотах выше резонансной частоты осциллятора и по часовой стрелке на частотах ниже этой частоты. При переходе в точку  $M'$  направление вращения магнитного поля меняется. В ферритовом образце, размещённом около диполя (например, вблизи точки  $M$ ), возникает эллиптически поляризованное магнитное поле, направление вращения которого меняется 1) при перестройке частоты диполя (например, изменением емкости варактора при изменении приложенного к нему напряжения обратного смещения) и 2) при перемене взаимного расположения диполя и феррита (переносе его к точке  $M'$ ). Последнему эквивалентно изменение направления движения подаваемого сигнала. В случае неизменного направления внешнего магнитостатического поля ( $\uparrow\uparrow z$ ) это приведет к перемене знака не взаимности прохождения СВЧ-волн через такую структуру.

Эти выводы согласуются с результатами нашего экспериментального исследования структуры, содержащей ферритовую пластину и диполь типа «бабочка», нагруженный варактором МА46Н120 [27]. Эти результаты будут представлены при презентации доклада. Можно ожидать, что эффект не взаимности прохождения излучения будет накапливаться при построении решетки диполей с варакторами, расположенной в направлении распространения падающей волны (моделируется последовательно расположенными эквивалентными осцилляторами). В таком случае характеристики переключения не взаимности будут более контрастными.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Микаэлян А.Л. Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. – М., Л.: Госэнергоиздат, 1963.
2. Лакс Б., Батон К. Сверхвысокочастотные ферриты и ферритмагнетики. – М.: «Мир», 1965.
3. Oriental Magnetics Co. LTD. “Microwave Ferrite Products”, URL: <http://www.magnet-china.com/microwave-ferrite-products.html> (дата обращения: 10.10.2014 ).
4. Future Electronics, URL: <http://www.futureelectronics.com/en/diodes/switching-diodes.aspx> (дата обращения: 10.10.2014 ).
5. Bodger Billings, Tony Edridge, Ferrite Circulator Switches and Their Applications. // *Microwave J.*, November 1, 2003.
6. A.B. Ustinov, G. Srinivasan, Subterahertz excitations and magnetoelectric effects in hexaferrite-piezoelectric bilayers. // *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, p. 142503, 2008, <http://dx.doi.org/10.1063/1.2996585>.
7. Young-Yeal Song, Jaydip Das, Pavol Krivosik, Nan Mo, and Carl E. Patton. Electric field tunable 60 GHz ferromagnetic resonance response in barium ferrite-barium strontium titanate multiferroic heterostructures. // *Appl. Phys. Lett.* 2009. Vol. 94. P. 182505, <http://dx.doi.org/10.1063/1.3131042>.
8. Y.K. Fetisov, G. Srinivasan, Electric field tuning characteristics of a ferrite-piezoelectric microwave resonator. // *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, No 14, p. 143503, 2006.
9. А.П. Пятаков, А.К. Звездин, Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики. // *УФН*. 2012. Т. 182. № 6. С. 593 - 620.
10. I. Gil, J. Garcia-Garcia, J. Bonache, F. Martin, M. Sorolla and R. Marques, Varactor-loaded split ring resonators for tunable notch filters at microwave frequencies. // *Electron. Lett.* vol. 40, p. 1347-1348, Oct. 2004.

11. Alper Genc and Reyhan Baktur, A tunable bandpass filter based on varactor loaded split-ring resonators. // *Microwave and Optical Lett.*, vol. 51, No 10, P. 2394-2396, October 2009. <http://dx.doi.org: 10.1002/mop.2464>.
12. Иля V. Shadrivov, Pure nonlinear optical activity in metamaterials. // *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, 041911, 2012, <http://dx.doi.org: 10.1063/1.4739849>.
13. Alec Rose, Da Huang, and David R. Smith, Demonstration of nonlinear magnetoelectric coupling in metamaterials. // *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, 051103, 2012, <http://dx.doi.org: 10.1063/1.4738774>.
14. Polina V. Kapitanova, Alexey P. Slobozhnyuk, Иля V. Shadrivov, Pavel A. Belov, and Yuri S. Kivshar, Competing nonlinearities with metamaterials. // *Appl. Phys. Lett.* vol. 101, 231904, 2012, <http://dx.doi.org: 10.1063/1.4768945>.
15. Бутылкин В.С., Крафтмахер Г.А. Гигантский невзаимный эффект при взаимодействии ферромагнитного и кирального резонансов. // *Письма в ЖТФ*: 2006, Т.32, №17, С. 88-94.
16. Бутылкин В.С., Крафтмахер Г.А. Невзаимное прохождение микроволн в метаструктурах с поперечно намагниченной и решеткой резонансных элементов. // *Письма в ЖТФ*. 2007, Т. 33, вып. 20, С. 11 – 20.
17. В.С. Бутылкин, Г.А. Крафтмахер. Невзаимные эффекты при распространении микроволн в структуре «ферритовая пластина-решетка резонансных элементов» в волноводе. // *Радиотехника и электроника*. Т. 54. № 7. С. 816 – 823. 2009.
18. В.С. Бутылкин, Г.А. Крафтмахер, В.П. Мальцев. Поверхностные волны, направляемые пластиной из бианизотропного резонансного метаматериала. // *Радиотехника и электроника*. Т. 54. № 10. С. 1184 – 1195. 2009.
19. G.A. Kraftmakher and V.S. Butylkin. Nonreciprocal amplitude-frequency resonant response of metasandwiches “ferrite plate – grating of resonant elements. // *European Physical Journal, Applied Physics*, v. 49, 33004, 2010.
20. В.С. Бутылкин, Г.А. Крафтмахер, В.П. Мальцев. Невзаимность прохождения микроволн вдоль бианизотропно-ферритовой метаструктуры. // *Радиотехника и электроника*. Т.58 . №6. С. .600 -607. 2013. DOI: 10.1134/S1064226913060041
21. Бутылкин В.С., Крафтмахер Г.А. «Левая» композиционная среда на основе волноведущих структур с бианизотропным заполнением. *Радиотехника и электроника*, Т.51, №5, С. 518-532, 2006.
22. Бутылкин В.С., Крафтмахер Г.А. Области пропускания бианизотропного и волноводно-бианизотропного метаматериалов на основе планарных двойных разомкнутых колец. // *Радиотехника и электроника*, Т.53, №1, С. 5-1, 2008.
23. Бутылкин В.С., Крафтмахер Г.А. Влияние киральности на существование обратных волн в метаматериалах из резонансных планарных киральных элементов. *Радиотехника и электроника*, Т.53, №7, С. 800 – 808, 2008.
24. Г.А. Крафтмахер, В.С. Бутылкин, Ю.Н.Казанцев. Электрически управляемые частотные полосы невзаимного прохождения микроволн в метаструктурах. // *Письма в ЖТФ*, т. 39, вып.11 , с. 21 -28, 2013.
25. G.A.Kraftmakher, V.S. Butylkin, Yu. N. Kazantsev. Electrically tunable nonreciprocity of microwave transmission through “ferrite – varactor loaded resonant element” planar metastructure. // *Phys. Status Solidi C.*, 11, № 5-6, 1033-10-38, 2014. Doi: 10.1002/pssc.20130056
26. Неганов В.А., Осипов О.В., Раевский С.Б., Яровой Г.П. Электродинамика и распространение радиоволн. - М.: «Радиотехника», 2007.
27. G.A. Kraftmakher, V.S. Butylkin, Yu.N. Kazantsev. Sign reversal of the nonreciprocity of microwave propagation in a “ferrite + varactor-loaded dipole” metastructure without reversal of the

magnetization direction, // Proceedings of META' 2014, 26P-Poster Session-II, №77, Kopenhagen, Denmark, 25-30 Aug 2014, 8-th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwave and Optics.

## ГЕНЕРАТОРЫ ХАОТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ, УСТОЙЧИВЫЕ К ЭКСТРЕМАЛЬНЫМ УСЛОВИЯМ ЭКСПЛУАТАЦИИ

Рассадин А. Э.

НРО НТОРЭС им. А. С. Попова  
[brat\\_ras@list.ru](mailto:brat_ras@list.ru)

*При эксплуатации генераторов низкочастотных хаотических электромагнитных колебаний в экстремальных условиях, таких как радиация или повышенная температура, их параметры могут со временем уходить из области генерации стохастических колебаний в область периодических движений. В докладе описаны низкочастотные генераторы хаоса нового, механоэлектродинамического типа, представляющие собой кельтские камни или рок-н-роллеры, изготовленные из ферромагнетика или сегнетоэлектрика, не обладающие описанными выше недостатками. Также обсуждена возможность трансформации хаотических механических колебаний в электрические с помощью волн Гуляева-Блюстейна.*

В настоящее время очень актуальной является задача создания элементов радиоэлектроники, устойчивых к воздействию экстремальных условий эксплуатации, а именно, радиации или повышенной температуры [1]. В связи с расширением круга задач, решаемых радиотехническими методами [2], в перечень таких элементов попадают и генераторы хаоса — устройства, электромагнитные колебания в котором хотя и описываются детерминированными уравнениями, но внешне неотличимы от случайного процесса. Однако генераторы хаоса, выполненные на твёрдотельных нелинейных элементах [2, 3], неустойчивы к воздействию радиации: при большой поглощённой дозе их вольтамперные характеристики существенно меняются [4], и, следовательно, их параметры могут со временем уходить из области генерации стохастических колебаний в область периодических движений, разрушая тем самым сплошной спектр выходного процесса. Создание же радиационностойких изделий полупроводниковой электроники требует разработки методов моделирования и оптимизации конструктивно-технологических и схмотехнических решений, создания и эксплуатации контрольно-измерительного и испытательного оборудования для изучения воздействия ионизирующих излучений и оценки радиационной стойкости изделий по результатам испытаний на радиационных моделирующих установках и т. д. [4]. Аналогичные сложности возникают и в ходе эксплуатации генераторов хаоса при повышенной температуре, когда диапазон её изменения таков (сотни градусов), что обычные схмотехнические методы термокомпенсации параметров генератора перестают работать. Тем не менее, все эти дорогостоящие процедуры и сложности можно обойти, рассмотрев генераторы хаоса принципиально иного, механоэлектродинамического типа, впервые предложенные в докладе [5].

Рабочими телами этих генераторов являются особые неголономные механические системы, интенсивно изучаемые в последнее время [6, 7], а именно, рок-н-роллер (РР) и кельтский камень (КК). РР — это динамически несимметричный шар радиуса  $R$  со смещённым центром масс [6]. КК — это массивное твёрдое тело в форме эллиптического параболоида [7]:

$$F(\vec{r}) \equiv \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{x_1^2}{a_1} + \frac{x_2^2}{a_2} \right) - (x_3 + h) = 0, \quad (1)$$

где  $h$  — высота расположенного на оси параболоида центра масс КК,  $a_{1,2}$  — главные радиусы кривизны в вершине параболоида.



Назовём РР и КК и механическими элементами генератора (МЭГ) (рис. 1).

Далее, будем считать, что МЭГ массы  $m$  катится без проскальзывания в однородном поле тяжести напряжённостью  $g$  по горизонтальной плоскости.

Тогда в рамках метода д'Аламбера уравнения Эйлера для МЭГ выглядят следующим образом:

$$m \cdot \dot{\vec{v}} + m \cdot [\vec{\omega}, \vec{v}] = -m \cdot g \cdot \vec{\gamma} + \vec{N}, \quad (2)$$

$$(\hat{I}\dot{\vec{\omega}}) + [\vec{\omega}, \hat{I}\vec{\omega}] = [\vec{r}, \vec{N}], \quad (3)$$

где точка над вектором обозначает дифференцирование по времени,  $\vec{\omega}$  — угловая скорость вращения МЭГ,  $\vec{v}$  — линейная скорость центра масс МЭГ,  $\hat{I}$  — тензор инерции МЭГ,  $\vec{N}$  — сила реакции горизонтальной плоскости,  $\vec{r}$  — радиус-вектор, соединяющий центр масс МЭГ с его точкой контакта с горизонтальной плоскостью [6, 7].

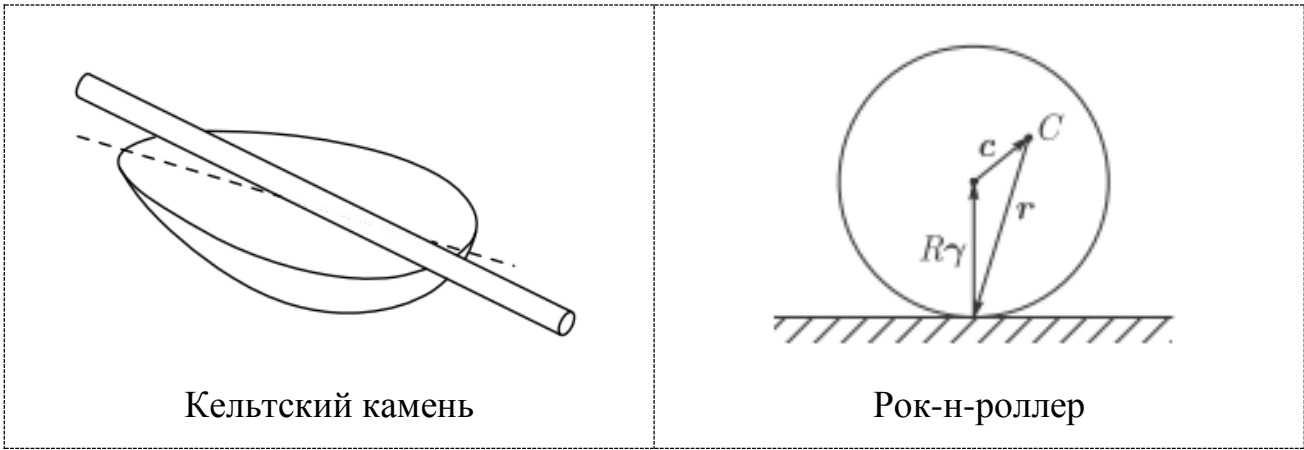


Рис.1. Механические элементы генератора

Входящий в (2) единичный вектор  $\vec{\gamma}$  нормали к МЭГ в точке контакта для КК выражается через форму его поверхности (1):

$$\vec{\gamma} = -\nabla F(\vec{r}) / |\nabla F(\vec{r})|, \quad (4)$$

а для РР — через вектор смещения центра масс шара  $\vec{a}$  согласно:

$$\vec{r} = -R \cdot \vec{\gamma} - \vec{a}. \quad (5)$$

В обоих случаях он подчиняется следующему динамическому уравнению [6, 7]:

$$\dot{\vec{\gamma}} = [\vec{\gamma}, \vec{\omega}]. \quad (6)$$

Используя неголономную связь

$$\vec{v} + [\vec{\omega}, \vec{r}] = 0, \quad (7)$$

выражающую условие отсутствия скольжения МЭГ в точке контакта с горизонтальной плоскостью (а для РР ещё и неголономную связь

$$\vec{\omega} \cdot \vec{\gamma} = 0, \quad (8)$$

означающую отсутствие верчения шара вокруг вертикальной оси), получим из двух уравнений (2) и (3) одно уравнение для момента импульса МЭГ относительно точки контакта:

$$\vec{L} = \hat{I}\dot{\vec{\omega}} + m \cdot [\vec{r}, [\vec{\omega}, \vec{r}]]. \quad (9)$$

Для КК оно имеет следующий вид [7]:

$$\dot{\vec{L}} = [\vec{L}, \vec{\omega}] + m \cdot [\dot{\vec{r}}, [\vec{\omega}, \vec{r}]] + m \cdot g \cdot [\vec{r}, \vec{\gamma}], \quad (10)$$

а уравнение на  $\vec{L}$  для РР [6] не приводится здесь ввиду его громоздкости.

Благодаря тому, что система уравнений движения КК (6) и (10) имеет два интеграла, то в переменных Андуайе-Депри с помощью трёхмерного отображения Пуанкаре можно провести её подробное исследование [7]. Оказывается, эта динамическая система в широком диапазоне параметров обладает свойством развитого детерминированного хаоса, а именно, она имеет и непрерывные спектры Фурье физических величин, и положительный показатель Ляпунова, и дробную размерность возникающего в процессе её эволюции странного аттрактора [7]. Для РР ситуация ещё более упрощается: благодаря наличию дополнительного интеграла (8) отображение Пуанкаре в этих переменных становится двумерным [6]. Однако и в этом случае в пространстве параметров имеются области хаотической динамики [6].

В статьях [6, 7] МЭГ всегда рассматривались в неявном предположении, что с точки зрения электродинамики сплошных сред материал, из которого они изготовлены, является обычным диэлектриком. Однако если материал МЭГ обладает свойством спонтанной поляризации (электрической или магнитной), то возможно излучение МЭГ электромагнитных волн.

Пусть МЭГ изготовлен из ферромагнетика с постоянным вектором намагниченности  $\vec{M}_0$ . Тогда в системе отсчёта, связанной с центром масс МЭГ, он обладает постоянным магнитным моментом (ММ):

$$\vec{\mu}_0 = \vec{M}_0 \cdot V, \quad (11)$$

где  $V$  — объём МЭГ.

Однако в неподвижной системе отсчёта, связанной с горизонтальной плоскостью, по которой движется МЭГ, его ММ уже зависит от времени и подчиняется следующему уравнению:

$$\dot{\vec{\mu}} = [\vec{\omega}, \vec{\mu}]. \quad (12)$$

Если же МЭГ изготовлен из сегнетоэлектрика с постоянным вектором поляризации  $\vec{P}_0$ , то в системе отсчёта, связанной с центром масс МЭГ, он обладает постоянным дипольным моментом (ДМ):

$$\vec{d}_0 = \vec{P}_0 \cdot V. \quad (13)$$

Однако в неподвижной системе отсчёта, связанной с горизонтальной плоскостью, по которой движется МЭГ, его ДМ уже зависит от времени и подчиняется следующему уравнению:

$$\dot{\vec{d}} = [\vec{\omega}, \vec{d}]. \quad (14)$$

Из уравнений (12) и (14) следует, что динамика векторов ММ МЭГ  $\vec{\mu}(t)$  и ДМ МЭГ  $\vec{d}(t)$  полностью определяется динамикой вектора угловой скорости МЭГ  $\vec{\omega}(t)$ . В частности, если динамика  $\vec{\omega}(t)$  — хаотическая, то и динамика ММ  $\vec{\mu}(t)$  или ДМ МЭГ  $\vec{d}(t)$  — также хаотическая.

Оценивая характерную частоту движений МЭГ как  $\omega_0 \cong \sqrt{g/l}$ , где  $l$  — характерный линейный размер МЭГ, приходим к выводу, что для МЭГ разумных размеров напряжённости излучённого им электромагнитного поля определяется известными выражениями для ближней зоны [8] ( $\vec{R}_0$  — радиус-вектор точки наблюдения поля в неподвижной системе отсчёта):

$$\vec{E}(\vec{R}_0, t) = -\frac{1}{c} \cdot \text{rot} \frac{\dot{\vec{\mu}}(t - R_0/c)}{R_0}, \quad \vec{H}(\vec{R}_0, t) = \text{rotrot} \frac{\vec{\mu}(t - R_0/c)}{R_0} \quad (15)$$

— для ферромагнитного МЭГ (случай магнито-дипольного излучения), и

$$\vec{E}(\vec{R}_0, t) = \text{rotrot} \frac{\vec{d}(t - R_0/c)}{R_0}, \quad \vec{H}(\vec{R}_0, t) = \frac{1}{c} \cdot \text{rot} \frac{\dot{\vec{d}}(t - R_0/c)}{R_0} \quad (16)$$

— для сегнетоэлектрического МЭГ (случай дипольного излучения).

Из формул (15) и (16) видно, что если динамика ММ или ДМ МЭГ — хаотическая, то и излучаемые им поля  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  — тоже хаотические.

В частности, поскольку в нашем случае всегда  $c \cdot \sqrt{l/g} \gg R_0$  (расстояния малы по сравнению с длиной волны), то временные спектры полей (15) и (16) соответственно равны ( $\vec{n} = \vec{R}_0/R_0$ ) [8]:

$$\vec{E}(\vec{R}_0, \Omega) = 0, \quad \vec{H}(\vec{R}_0, \Omega) = \frac{1}{R_0^3} \cdot \{3 \cdot \vec{n} \cdot (\vec{\mu}(\Omega) \cdot \vec{n}) - \vec{\mu}(\Omega)\} \quad (17)$$

— для ферромагнитного МЭГ (спектр электрического поля в этом приближении отсутствует), и

$$\vec{E}(\vec{R}_0, \Omega) = \frac{1}{R_0^3} \cdot \{3 \cdot \vec{n} \cdot (\vec{d}(\Omega) \cdot \vec{n}) - \vec{d}(\Omega)\}, \quad \vec{H}(\vec{R}_0, \Omega) = 0 \quad (18)$$

— для сегнетоэлектрического МЭГ (спектр магнитного поля в этом приближении отсутствует).

Отсюда следует, что если спектр ММ  $\vec{\mu}(\Omega)$  или ДМ  $\vec{d}(\Omega)$  — непрерывен, то и временной спектр электромагнитного поля также непрерывен в каждой точке  $\vec{R}_0$ . Аккумулировав это излучение, поместив МЭГ в металлический кожух с низкочастотным разъёмом, мы и получим генератор хаоса, сигнал от которого дальше можно переносить на высокую частоту, усиливать и. т. д.

Оценим по порядку величины отношение сигнал/шум (signal to noise ratio) для такого генератора, для определённости считая МЭГ сделанным из ферромагнетика. Согласно общим правилам

$$SNR \sim \frac{H^2}{N_0 \cdot \Delta f}, \quad (19)$$

где  $N_0$  — спектральная плотность мощности шума в полосе частот  $\Delta f$ , а  $H$  — амплитуда напряжённости магнитного поля.

Далее, если  $L_0$  — характерный линейный размер металлического кожуха, то, используя формулы (11) и (15), получим оценку для  $H$ :

$$H \sim \frac{\mu_0}{R_0^3} \sim \frac{M_0 \cdot V}{L_0^3}. \quad (20)$$

Оценивая ширину полосы частот шума характерной собственной частотой МЭГ  $\omega_0$ , получим следующее значение величины отношения сигнал/шум:

$$SNR \sim \frac{M_0^2 \cdot V^2}{N_0 \cdot L_0^6} \cdot \sqrt{\frac{l}{g}}. \quad (21)$$

Если излучаемая одним МЭГ мощность недостаточна, например, для преодоления уровня естественных шумов, то можно использовать ансамбль из  $n$  одинаковых МЭГ.

В силу принципа суперпозиции для ферромагнитных МЭГ полное магнитное поле:

$$\vec{H} = \sum_{k=1}^n \vec{H}_k, \quad (22)$$

поэтому для временного среднего квадрата поля (22) получим:

$$\langle \vec{H}^2 \rangle = \sum_{k=1}^n \langle \vec{H}_k^2 \rangle + \sum_{k \neq l} \langle \vec{H}_k \cdot \vec{H}_l \rangle. \quad (23)$$

Поскольку при движении каждого из этих  $n$  МЭГ в режиме динамического хаоса напряжённости  $\vec{H}_k$  магнитного поля, создаваемые различными МЭГ, некоррелированы, то при  $k \neq l$ :

$$\langle \vec{H}_k \cdot \vec{H}_l \rangle = \langle \vec{H}_k \rangle \cdot \langle \vec{H}_l \rangle \quad (24)$$

Далее, из формулы (15) следует, что для каждого МЭГ создаваемое им магнитное поле  $\vec{H}_k$  является линейной комбинацией  $\vec{\mu}_k$ ,  $\dot{\vec{\mu}}_k$  и  $\ddot{\vec{\mu}}_k$  (явное выражение не приводится здесь из-за его громоздкости). Но в силу того, что каждый из МЭГ  $\vec{\mu}_k$  подчиняется уравнению вида (12), то при хаотических угловых частотах  $\vec{\omega}_k(t)$  вращения МЭГ:

$$\langle \vec{\mu}_k \rangle = 0, \quad \langle \dot{\vec{\mu}}_k \rangle = 0, \quad \langle \ddot{\vec{\mu}}_k \rangle = 0, \quad (25)$$

следовательно,

$$\langle \vec{H}_k \rangle = 0, \quad (26)$$

и, соответственно,

$$\langle \vec{H}^2 \rangle \approx n \cdot \langle \vec{H}_1^2 \rangle. \quad (27)$$

Таким образом, из формулы (27) следует, что применением ансамбля из  $n$  одинаковых МЭГ можно повысить отношение сигнал/шум в генераторе хаоса этого вида примерно в  $n$  раз.

Наконец, из проведённого выше анализа вытекает общий метод построения генераторов хаоса механоэлектродинамического типа, заключающийся в введении в механическую систему,

демонстрирующую хаотическое поведение, элемента из ферромагнетика или сегнетоэлектрика, повторяющего динамику этой системы.

В частности, можно заставить излучать хаотические электромагнитные волны механическую реализацию осциллятора Уеды, описанную в [3], сделав из ферромагнетика или сегнетоэлектрика хаотически колеблющуюся массу (рис. 2). С другой стороны, с помощью этой системы хаотический электрический сигнал можно получить и другим способом, трансформировав с помощью пьезоэлектрика безразмерную координату осциллятора  $x$ , подчиняющуюся уравнению [3]

$$\ddot{x} + \dot{x} + x^3 = A \cdot \sin(\Omega \cdot t), \quad (28)$$

в волну Гуляева-Блюстейна [9].

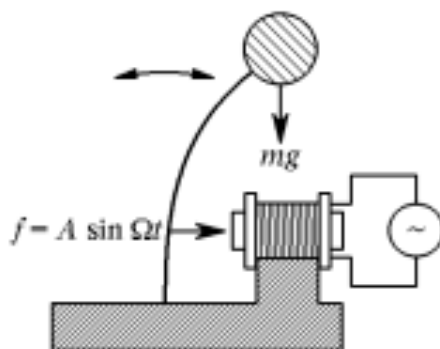


Рис. 2. Осциллятор Уеды

Дальнейшей перспективой этого исследования является создание действующих макетов описанных в этом докладе устройств.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мордкович А.С., Леонов А. В., Пажин Д. М., Павлюк М. И. Новые микроэлектронные интеллектуальные сенсоры с повышенной надёжностью в экстремальных условиях эксплуатации (радиация, температура) // I Российско-белорусская научно-техническая конференция “Элементная база отечественной радиоэлектроники”, посвящённая 110-ю со дня рождения О. В. Лосева / Под ред. А. Э. Рассадина: труды конф., – Н. Новгород.: НИЖЕГОРОДСКАЯ РАДИОЛАБОРАТОРИЯ, 2013. – Том II, С.21–23.
2. Дмитриев А. С., Панас А. И., Старков С. О. Динамический хаос. Новые носители информации для систем связи. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002.
3. Кузнецов С. П. Динамический хаос. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001.
4. Богатырёв Ю. В., Коршунов Ф. П., Грабчиков С. С., Ластовский С. Б., Турцевич А. С., Шведов С. В., Белоус А. И. Радиационностойкие КМОП интегральные элементы и схемы // I Российско-белорусская научно-техническая конференция “Элементная база отечественной радиоэлектроники”, посвящённая 110-ю со дня рождения О. В. Лосева / Под ред. А. Э. Рассадина: труды конф., – Н. Новгород.: НИЖЕГОРОДСКАЯ РАДИОЛАБОРАТОРИЯ, 2013. – Том I, С.53–57.
5. Рассадина А. Э. Генераторы хаотических электромагнитных колебаний механоэлектродинамического типа // IV Всероссийская конференция (с международным участием) “Радиоэлектронные средства получения, обработки и визуализации информации”: труды конф., – Н. Новгород: 2014. – С.105–107.
6. Казаков А. О. Феномены хаотической динамики в задаче о качении рок-н-роллера без верчения // Нелинейная динамика. 2013. Т. 9. № 2. С. 309–325.
7. Гонченко А. С., Гонченко С. В., Казаков А. О. О некоторых новых аспектах хаотической динамики «кельтского камня» // Нелинейная динамика. 2012. Т. 8. № 3. С. 507–518.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. — М.: Наука, 1988. — (Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика, т. II).
9. Gulyaev Yu. V. // Phys. Lett. A 29 187 (1969).

## Логопериодическая активная антенна, интегрированная с волноводом на диэлектрической подложке

Телегин С.А., Любченко В.Е., Юневич Е.О., Радченко Д.Е., Калинин В.И., Котов В.Д.

*Фрязинский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института Радиотехники и Электроники им. В. А. Котельникова РАН.*

*[telegins@bk.ru](mailto:telegins@bk.ru), [lyubch@ire216.msk.su](mailto:lyubch@ire216.msk.su), [yunevich@ms.ire.rssi.ru](mailto:yunevich@ms.ire.rssi.ru), [dm.radchenko@gmail.com](mailto:dm.radchenko@gmail.com)*

*Исследуется возможность эффективного вывода мощности излучения активной логопериодической антенны-генератора на полевом транзисторе в волновод на диэлектрической подложке - Substrate Integrated Waveguide (SIW). Рассматривается конструкция, позволяющая вывести мощность от активной логопериодической антенны, работающей на частоте 15ГГц, в планарный волновод, реализованный на материале RO4350В. Предложенная конструкция моделируется с помощью метода пространственной матрицы передающих линий. Проводится расчет распределения плотности энергии электромагнитного поля в диэлектрике. Результаты расчетов сравниваются с данными экспериментов по измерению мощности излучения для реальных конструкций активных антенн.*

### Введение

Активные микрополосковые антенны-генераторы (АГ) являются перспективным направлением развития маломощных источников микроволнового излучения [1-3]. Основными преимуществами таких излучателей являются их компактность, отсутствие потерь в промежуточных фидерах и возможность объединения в многоэлементные матрицы с целью суммирования мощностей и создания активных фазированных антенных решеток (АФАР).

В работах [1-3] показана возможность эффективной генерации волн СВЧ-диапазона и излучения их в свободное пространство активными логопериодическими АГ, в том числе в матричных структурах. Существует ряд практических приложений, где может быть полезна конструкция активной интегрированной антенны, с выводом мощности не в открытое пространство, а диэлектрическую подложку. Потребность в таких конструкциях связана также с тем, что с повышением частоты излучения широко используются волноводы, основанные на использовании диэлектриков. Они обладают малыми размерами и легко реализуются в промышленном производстве. В последнее время большое внимание привлекает планарная конструкция – волновод, интегрированный в диэлектрическую подложку - Substrate Integrated Waveguide (SIW).

В настоящей работе показана возможность интеграции активной логопериодической антенны на полевом транзисторе с волноводом типа SIW и эффективного вывода излучения в данный волновод.

Используемый тип волновода представляет собой линию передачи, образованную двумя параллельными металлическими слоями, нанесенными на диэлектрическую подложку, соединенные двумя рядами металлизированных отверстий, которые обеспечивают электрическое соединение слоев [4]. Преимуществами таких волноводов являются: большая передаваемая мощность, малые потери, полностью экранированная структура, малые размеры и вес, низкая стоимость производства. Одно из главных достоинств данной технологии –

возможность интегрировать все компоненты на одной подложке, включая пассивные компоненты, активные элементы и антенны [5]. Это особенно важно при переходе в миллиметровый диапазон волн.

Интегрированные в подложку волноводы, как и металлические, имеют ограничения по полосе пропускания и минимальным размерам. На рис. 1 изображены основные параметры интегрированного волновода:  $s$  – шаг отверстий,  $d$  – их диаметр,  $h$  – толщина подложки,  $w$  – ширина волновода (при малых  $s$  и  $d$  за нее можно принять в первом приближении расстояние между центрами двух рядов отверстий),  $\epsilon_r$  – относительная диэлектрическая проницаемость подложки.

Ширина волновода напрямую связана с предельной частотой, но по сравнению с полым металлическим волноводом она меньше в  $\sqrt{\epsilon_r}$  раз:

$$w = a / \sqrt{\epsilon_r}, \quad (1)$$

где  $a$  – ширина полого металлического волновода.

Зависимость предельной частоты от ширины волновода имеет вид:

$$f_c = \frac{c}{w\sqrt{\epsilon_r}} \quad (2)$$

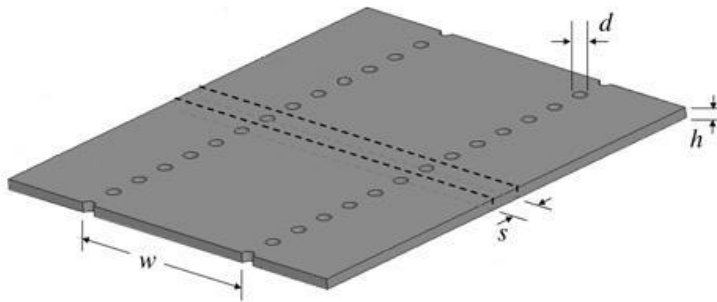


Рис. 1. Основные геометрические размеры волновода.

Диаметр отверстий и расстояние между ними должны выбираться так, чтобы обеспечить отсутствие утечки излучения между ними. Чем меньше будут данные размеры, тем меньше будет утечка излучения, однако для оптимизации производства не стоит выбирать количество отверстий, приходящееся на минимальную предельную длину волны, более 20-ти [6]. Помимо этого, для того, чтобы структуры можно было реально изготовить, должно соблюдаться условие  $s > d$ . Поскольку данный волновод является периодической структурой, то в нем возможно возникновение эффектов частотной селективности. Для предотвращения связанных с этим явлений в рабочей полосе частот волновода необходимо соблюдать условие:

$$s < \frac{\lambda_c}{4} \quad (3)$$

### Конструкция активной антенны

Для оценки эффективности вывода мощности излучения от активной антенны с помощью

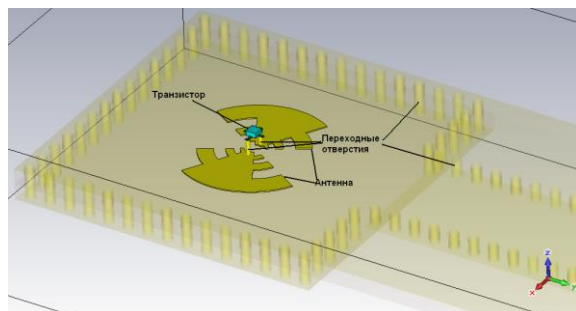


Рис. 2. Конструкция активной антенны, интегрированной с волноводом на подложке.

описанного выше волновода исследована следующая конструкция. На диэлектрической подложке размещается логопериодический излучатель с одной стороны, а также реализуется конструкция интегрированного волновода с заданными частотными параметрами (рис. 2). В настоящей работе изучался волновод с основной модой на частоте 15 ГГц для возможности сравнения с результатами для типовых антенн из работ [1-3]. С другой стороны данная подложка полностью металлизирована. На стороне металлизации также располагается активный элемент – транзистор, выводы которого связаны с лепестками антенны через переходные металлизированные отверстия. Над областью излучателя монтируется еще один слой диэлектрика, металлизированный с одной стороны. Оба слоя металлизации получившейся конструкции соединяются переходными металлизированными отверстиями по периметру, кроме места подключения волновода.

Таким образом, антенна оказывается помещенной в закрытый резонатор, к которому подключен волновод. Преимущества резонатора также заключаются в том, что с его помощью можно осуществлять управление обратной связью генератора на транзисторе, а также обеспечить необходимое повышение коэффициента взаимной связи в случае использования матрицы из активных антенн для получения когерентного излучения.

Расчет распределения поля в предполагаемой конструкции генератора производился при помощи эквивалентной модели, изображенной на рис.3. Для проведения моделирования применялся широко распространенный метод пространственной матрицы передающих линий

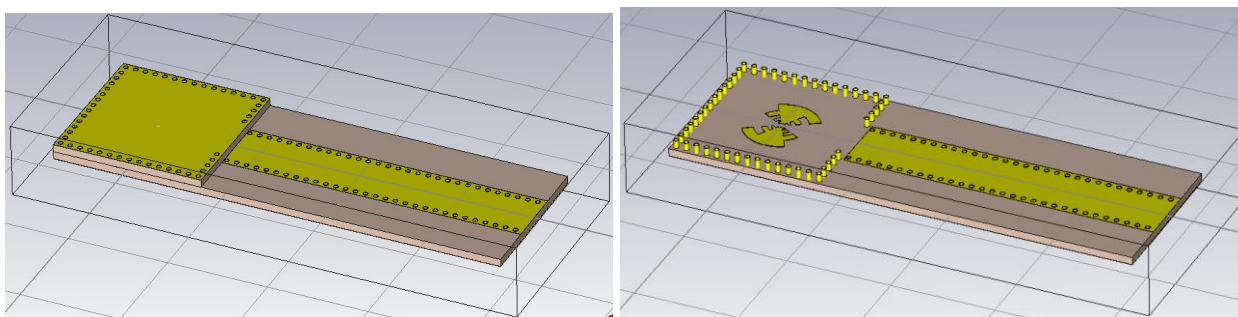


Рис. 3. Активная логопериодическая антенна, интегрированная с планарным волноводом.

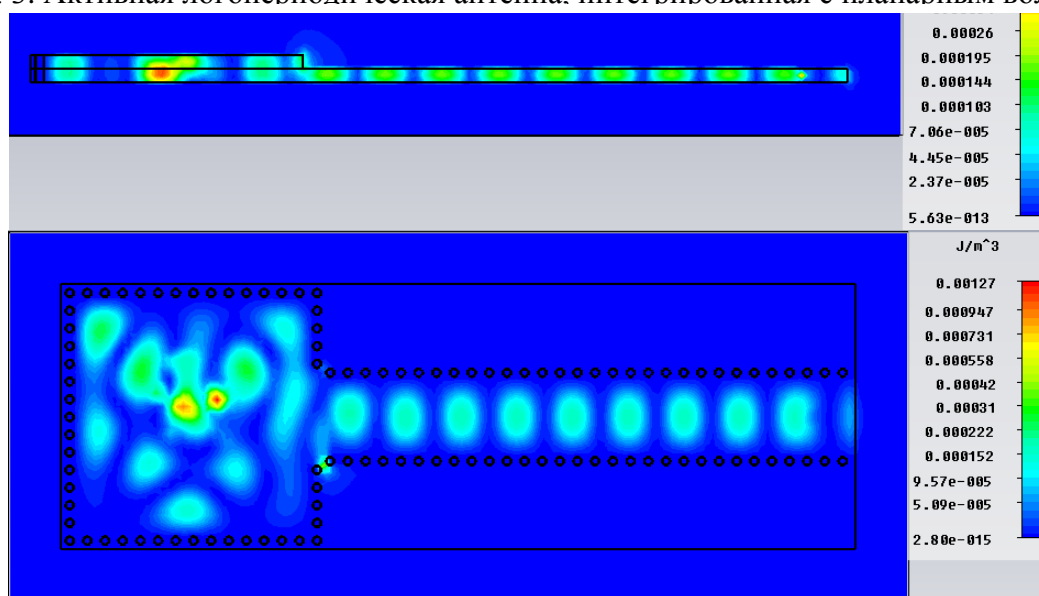


Рис. 4. Распределение плотности энергии от единичной антенны-генератора.



(3D-TLM) [7]. Для данной модели использовались следующие характеристики. Материал диэлектрика – Rogers 4350В ( $\epsilon=3.66$ ), толщина обоих слоев диэлектрика – 1.5мм, расстояние между рядами отверстий – 10мм, диаметр отверстий – 1мм, расстояние между центрами соседних отверстий – 2мм. В качестве излучателя использовалась логопериодическая антенна с внешним радиусом 7мм. Угол раствора антенны равняется  $120^\circ$ , область металлизации -  $60^\circ$ , период антенны (отношение длин соседних зубцов) -  $\sqrt{2}$ . Вместо транзистора использовались 2 дискретные порта, имитирующие соединения сток-исток и затвор-исток. Из полученных в результате компьютерного моделирования данных (рис. 4) видно, что на частоте 15ГГц (основная мода для волновода) значительная часть энергии излучения отводится в волновод.

### Эффективность вывода мощности излучения

Для экспериментальной проверки возможности вывода мощности через интегрированный в

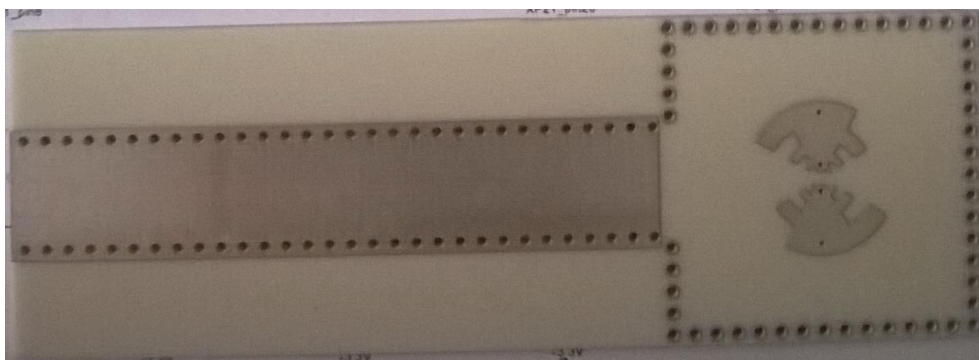


Рис. 5. Активная антенна с выводом излучения в планарный волновод.

подложку волновод была изготовлена конструкция, соответствующая модели на рис. 3. На рис. 5 представлена фотография образца активной антенны, интегрированной с планарным волноводом. Для оценки мощности излучения, выводимой через диэлектрический волновод, на конце волновода был сделан скошенный срез, позволяющий совместить его с полым металлическим волноводом. Измеренная мощность излучения в полном металлическом волноводе составила порядка 600 мкВт, что сравнимо с мощностью, излучаемой данной антенной в открытое пространство. Таким образом, результаты эксперимента показывают возможность использования активных антенн в планарных структурах для вывода мощности в диэлектрическую подложку.

Используемая в данной работе геометрия резонатора и планарного волновода, а также их сопряжение могут быть в дальнейшем оптимизированы для обеспечения наибольшей эффективности вывода мощности в волновод на диэлектрической подложке. Заметим, что наличие металлизации по обе стороны от активной антенны является необходимым условием для гашения основной части излучения в свободное пространство и эффективного вывода мощности в волновод. На рис. 6 представлено распределение плотности электромагнитной энергии в плоскости продольной оси конструкции в отсутствие металлизации с одной стороны антенны.

Из рисунка видно, что в данном случае основная часть энергии излучается в свободное пространство, а не в планарный волновод. Сигнал, излучаемый в диэлектрик, может при этом использоваться для контроля режима работы генератора.

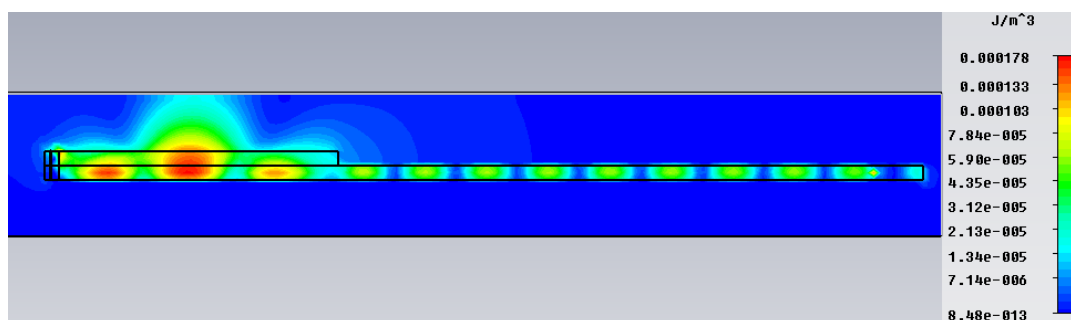


Рис. 6. Распределение плотности энергии в открытом резонаторе.

В образующемся между пластинами резонаторе можно также расположить несколько планарных излучателей, обеспечив таким образом эффективное суммирование мощностей генераторов и вывод генерируемой мощности в планарный волновод. Для расчета распределения плотности энергии в случае нескольких излучателей на подложке были расположены 4 логопериодических излучателя с внешним радиусом 5 мм. Остальные размеры конструкции остались неизменными.

Результаты расчета распределения плотности электромагнитной энергии показывают, что в данном случае также происходит эффективный отвод излучаемой мощности в планарный волновод на диэлектрической подложке (рис. 7).

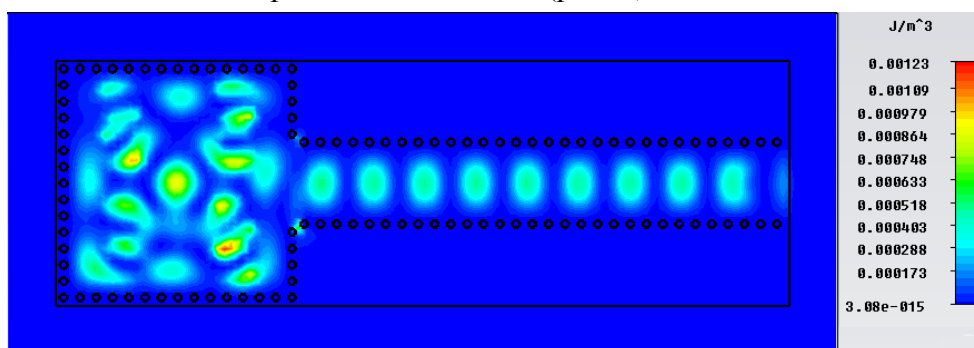


Рис. 7. Распределение плотности энергии при 4-х генераторах.

### Выводы

Активная логопериодическая антенна-генератор на полевом транзисторе, интегрированная с волноводом на подложке может обеспечивать эффективный вывод излучения в диэлектрик. Данное решение позволяет интегрировать микрополосковые активные антенны, в том числе в виде многоэлементных антенных решеток, в многофункциональные радиоэлектронные модули. При этом наличие дополнительного металлического отражателя также повышает коэффициент обратной связи в случае одиночной антенны и взаимной связи в многоэлементных решетках, увеличивая при этом эффективность генерации и суммирования мощностей источников излучения.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е.Любченко, В.Д. Котов, Е.О. Юневич . Активная микрополосковая антенна с диодом Ганна // Известия ВУЗов, Радиофизика. — 2003. — Т. 46, № 8 — 9. — С.799 — 803.
2. Любченко, В. Е., Юневич, Е. О., Калинин, В. И., Котов, В. Д., Радченко, Д. Е., Телегин, С. А, “Генерация микроволнового излучения активными антеннами на полевых транзисторах в условиях синхронизации внешним сигналом,” Радиотехника и электроника, 2013, Том 58, N 10, с. 1044-1047.
3. Любченко, В. Е., Юневич, Е. О., Калинин, В. И., Котов, В. Д., Радченко, Д. Е., Телегин, С. А, “Генерация микроволнового излучения активными антеннами на полевых транзисторах в квазиоптическом резонаторе,” Радиотехника и электроника, 2013, Том 58, N 12, с. 1192-1196.
4. M. Bozzi, L. Perregini, K. Wu; P. Arcioni, “Current and Future Research Trends in Substrate Integrated Waveguide Technology,” *Radioengineering*, 2009, Vol. 18 Issue 2, pp. 201-209.
5. M. Bozzi, A. Georgiadis, and K. Wu, "Review of Substrate Integrated Waveguide (SIW) Circuits and Antennas," *IET Microwaves, Antennas and Propagation*, 2011, Vol. 5, No. 8, pp. 909–920.
6. H. Kumar, R. Jadhav, and S. Ranade, “A review on substrate integrated waveguide and its microstrip interconnect,” *Journal of Electronics and Communication Engineering*, 2010, vol. 3, no. 5, pp. 36–40.
7. C. Christopoulos. *The Transmission-Line Modeling Method TLM*. New York: IEEE Press, 1995.

## **Аппаратно-программный комплекс для автоматизированного исследования гексаферритовых гирромагнитных материалов и устройств в шестимиллиметровом диапазоне**

**Колодин П.С., Фланден В.С., Поллак Б.П.**

*Национальный исследовательский университет «МЭИ»  
[DerKrieg@rambler.ru](mailto:DerKrieg@rambler.ru), [bossbosskama3@mail.ru](mailto:bossbosskama3@mail.ru), [naryazankubp@mail.ru](mailto:naryazankubp@mail.ru).*

*Доклад посвящен разработке аппаратно-программного комплекса для автоматизированного исследования гексаферритовых гирромагнитных материалов и устройств в диапазоне крайне высоких частот (в интервале с центральной длиной волны 6 мм). Представлено описание аппаратной части и программного обеспечения комплекса, позволяющего провести исследование гексаферритовых гирромагнитных материалов и устройств в сочетании методов автоматизированного физического эксперимента и компьютерного моделирования. Приведены результаты испытания комплекса на примере исследования резонансных параметров образца из гексаферритового материала марки 05СЧА4В. На основе анализа полученных результатов сделаны выводы об эффективности применения комплекса для исследования гексаферритовых гирромагнитных материалов и устройств в миллиметровом диапазоне.*

### **Введение**

Перспективы, которые открывает применение радиоволн миллиметрового диапазона для повышения обороноспособности и развития различных отраслей народного хозяйства, актуализируют задачу освоения диапазона крайне высоких частот (КВЧ) в нашей стране. Достоинства и возможность применения миллиметровых волн в наземной и космической радиосвязи для создания сверхскоростных [1] или скрытных линий, в радиолокации и метрологии для повышения разрешающей способности и снижения габаритов радиоизмерительных устройств, в медицине для возможности управления биологическими процессами на уровне межклеточного взаимодействия [2] хорошо известны. В настоящее время при создании устройств КВЧ для радиолокационной аппаратуры, систем радиосвязи и медицинских приборов широкое распространение получили гексаферритовые гирромагнитные материалы. В наши дни существует большое количество различных материалов, отличающихся по своим магнитным характеристикам, и продолжают появляться новые. Поскольку параметры конечной продукции во многом зависят от свойств используемых материалов, для возможности создания устройства с требуемыми техническими характеристиками необходимо знать (а в случае применения новых материалов – уметь определять) их основные магнитные параметры. Исследование гексаферритовых гирромагнитных материалов является одним из традиционных направлений работы научно-исследовательской лаборатории гирромагнитной радиоэлектроники (НИЛ ГИР) НИУ «МЭИ». Некоторое время назад для повышения эффективности работы здесь было начато создание автоматизированного исследовательского комплекса [3]. В настоящем докладе сообщается о создании комплекса, предназначенного для исследования гексаферритовых гирромагнитных материалов и устройств в шестимиллиметровом диапазоне.

### Основополагающие идеи комплекса

Идеологической основой при создании комплекса являлся подход, почти два десятилетия развиваемый на кафедре основ радиотехники МЭИ и получивший название метода экспериментально корректируемых математических моделей (ЭКММ) [4]. Данный метод, сочетающий в себе основные этапы современного подхода к исследовательской работе, заключается в исследовании радиотехнического объекта путем сопоставления результатов физического эксперимента и математического моделирования и последующего уточнения (коррекции) параметров модели на основе экспериментальных данных. Изначально метод ЭКММ был реализован в учебной генераторно-измерительной системе, предназначенной для исследования радиотехнических цепей и сигналов. Благодаря компьютерной автоматизации физического эксперимента и сочетанию измерений с математическим моделированием, генераторно-измерительная система позволяет повысить эффективность исследовательской работы по сравнению с традиционным подходом [5]. Поэтому разработка комплекса, предназначенного для исследования гексаферритовых гирромагнитных материалов и устройств, велась по тем же канонам, по которым в свое время создавалась учебная система. В связи с этим в процессе разработки комплекса можно выделить три основных этапа: автоматизацию физического эксперимента, разработку компьютерной модели гексаферритового гирромагнитного материала и интеграцию эксперимента и моделирования. Рассмотрим эти этапы более подробно.

### Автоматизация физического эксперимента

Как известно, физический эксперимент в миллиметровом диапазоне весьма сложен и трудоемок, поэтому его автоматизация является первым и наиболее очевидным шагом на пути к повышению эффективности исследовательской работы. В данном случае физический эксперимент заключается в измерении полевых резонансных характеристик образца гексаферритового гирромагнитного материала в форме тонкой пластины, помещенного в металлический волновод.

Поскольку компьютерная автоматизация подразумевает непосредственное участие персонального компьютера в процессе измерений, в составе аппаратной части комплекса можно выделить установку для измерения полевых характеристик, персональный компьютер и устройство, выполняющее роль связующего звена между ними. Схема аппаратной части представлена на рис. 1.

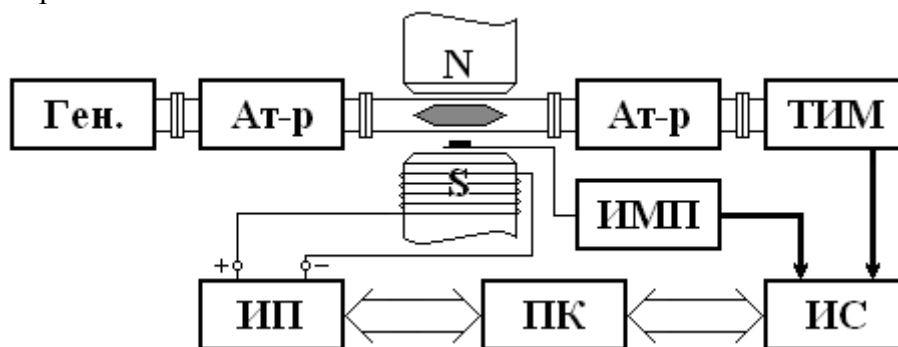


Рис. 1. Схема аппаратной части комплекса (Ген. – генератор; Ат-р – аттенюатор; ТИМ – термисторный измеритель мощности; ИП – источник питания постоянного тока; ПК – персональный компьютер; ИС – измерительный стенд; ИМП – измеритель магнитного поля).

Генератор Г4-141 предназначен для формирования гармонического КВЧ-колебания в диапазоне частот от 37,50 до 53,57 ГГц.

Аттенюаторы предназначены для развязки составных частей тракта: один из них гасит волну, отраженную от гексаферритовой пластины и бегущую обратно на генератор, второй гасит волну, отраженную от болометрической головки измерителя мощности.

Термисторный измеритель мощности МЗ-22А предназначен для измерения уровня мощности колебания, прошедшего через металлический волновод с пластиной. В процессе работы на специальном разъеме прибора формируется постоянное напряжение, пропорциональное измеренной мощности. На рис. 2 представлен график зависимости этого напряжения от показаний прибора.

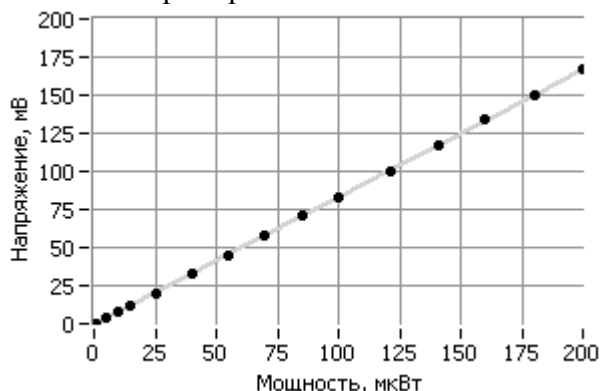


Рис. 2. Зависимость напряжения на выходе измерителя МЗ-22А от показаний прибора.

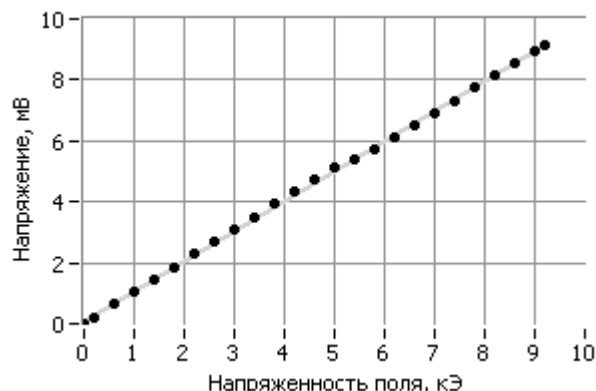


Рис. 3. Зависимость напряжения на выходе измерителя ЭМ2-14 от показаний прибора.

Для возможности восстановления показаний прибора во время компьютерной обработки при любом измеренном напряжении эта зависимость аппроксимирована линейной функцией, график которой представлен на рис. 2 сплошной линией.

Источник питания постоянного тока предназначен для регулировки напряжения на обмотке электромагнита и, как следствие, изменения напряженности магнитного поля, воздействующего на гексаферритовую пластину. В установке используется источник питания с дистанционным управлением APS-7612L компании «Актаком», позволяющий плавно регулировать выходное напряжение в пределах от 0 до 60 В с шагом 10 мВ.

Электромагнит, представленный на рис. 1 двумя полюсами, предназначен для создания постоянного магнитного поля, влияющего на электродинамические параметры образца гирромагнитного материала. Поскольку магнитное поле в зазоре между полюсами зависит от силы тока, протекающего в обмотке электромагнита, изменение выходного напряжения источника питания позволяет управлять напряженностью созданного магнитного поля.

Измеритель магнитного поля, в качестве которого используется прибор ЭМ2-14, предназначен для измерения напряженности магнитного поля в зазоре электромагнита.

Датчик прибора помещен в зазор между полюсами магнита около дальней от образца узкой стенки и закреплен на штативе. В процессе измерений на специальном выходе прибора формируется постоянное напряжение, пропорциональное напряженности магнитного поля. На рис. 3 представлен график зависимости этого напряжения от показаний прибора. Для возможности восстановления показаний прибора во время компьютерной обработки при любом измеренном напряжении эта зависимость аппроксимирована линейной функцией, график которой на рис. 3 представлен сплошной линией.

Измерительный стенд предназначен для измерения, оцифровки и передачи в компьютер сигналов, поступающих с приборов МЗ-22А и ЭМ2-14 и несущих информацию о мощности КВЧ-колебания и напряженности постоянного магнитного поля. В качестве измерительного стенда используется лабораторная станция «Elvis II» компании National Instruments. Несмотря на внушительный список возможностей станции, в нашем случае она используется в качестве

синхронного двухканального измерителя напряжения. Обладая 16-разрядным АЦП, при пределах измерения  $\pm 10,5$  В станция обеспечивает возможность измерения напряжения с шагом квантования порядка 305 мкВ. Соединение станции и компьютера осуществляется шиной USB.

Персональный компьютер предназначен для автоматизации процесса измерения: при помощи специально разработанного программного обеспечения он позволяет дистанционно управлять напряжением на выходе источника питания, осуществлять считывание и обработку измеренных сигналов и накапливать экспериментальные данные. При необходимости программное обеспечение позволяет провести эксперимент при ручном управлении источником питания, сохраняя при этом автоматизацию процессов измерения, обработки и накопления данных.

### **Компьютерное моделирование**

Основой для разработки компьютерной модели гексаферритового гироманитного материала стали физические представления и математические модели, впервые сформулированные в классических работах Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица [6], Ч. Киттеля [7], Э. К. Стонера и Э. П. Вольфарта [8], М. Т. Вейсса, Э. Шлеманна [9] и др. и обобщенные впоследствии в работах сотрудников НИЛ ГИР. Однако компьютерная реализация этих представлений осуществлялась с применением метода имитационного моделирования, что позволило создать компьютерную модель, обобщающую существующую теорию ферромагнитного резонанса [10] на случай произвольно ориентированного и произвольно намагниченного материала с произвольным качеством текстуры [11].

Обобщенная компьютерная модель позволяет рассчитывать основные электродинамические параметры гироманитного материала – тензоры магнитной восприимчивости и магнитной проницаемости – при произвольных значениях параметров, отвечающих за напряженность внешнего поля, качество текстуры и пространственную ориентацию материала. Таким образом, компьютерная модель, входящая в состав расчетной части программного обеспечения комплекса, предоставляет исследователю практически полную свободу и позволяет при расчетах регулировать как индивидуальные параметры частиц (поле анизотропии, намагниченность насыщения, ширину полосы резонансной характеристики), так и параметры материала в целом (качество текстуры, разброс значений поля анизотропии, пространственную ориентацию материала).

### **Интеграция физического эксперимента и компьютерного моделирования**

Разработанная компьютерная модель позволяет рассчитывать тензорные параметры материала, что, однако, еще не означает возможность сопоставления результатов моделирования с результатами физического эксперимента. Дело в том, что при физическом эксперименте измеряются характеристики не самого образца гексаферритового материала, а волноводного тракта с ним. Поэтому сопоставление результатов эксперимента и моделирования невозможно без связи электродинамических параметров материала с измеряемыми параметрами волноводного тракта.

При разработке программного обеспечения для расчета коэффициента прохождения отрезка прямоугольного металлического волновода с гексаферритовым гироманитным материалом была использована электродинамическая модель, предложенная Б. Лаксом и К. Баттоном в [12]. Компьютерная реализация такой модели и интеграция расчетной части программного обеспечения с измерительной частью позволили наблюдать при исследованиях расчетную и измеренную характеристики на одном графике. Такое сопоставление имеет принципиальное

значение для исследовательской работы, поскольку позволяет определять параметры исследуемого объекта путем совмещения расчетной и измеренной характеристик. Для проверки эффективности такого подхода были проведены исследования гексаферритовых пластин из материала марки 05СЧА4В, предоставленных НИИ «Феррит-Домен». На рис. 4 представлены полевые резонансные характеристики одной из пластин, измеренные на нескольких частотах.

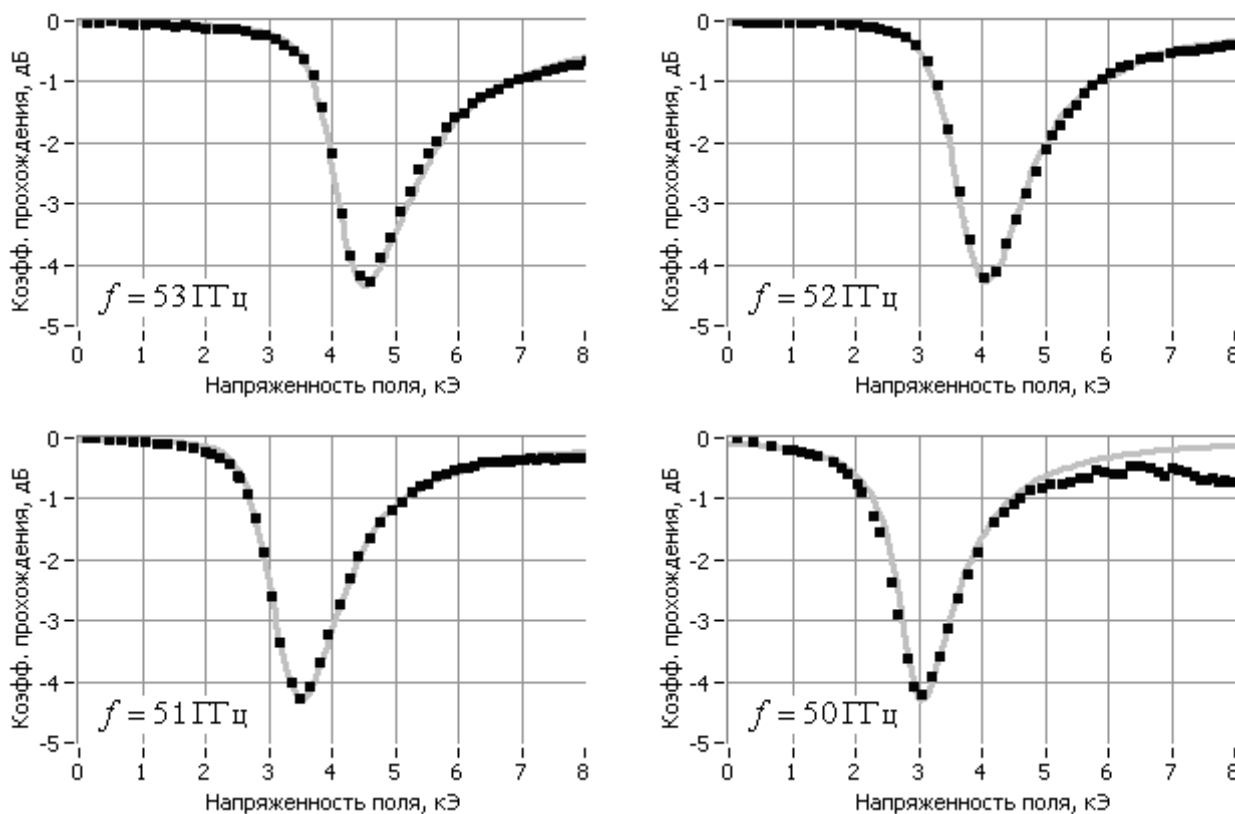


Рис. 4. Сопоставление результатов физического эксперимента и моделирования для пластины из материала 05СЧА4В.

На основе этих результатов был проведен подбор параметров модели материала, обеспечивающих хорошую аппроксимацию экспериментальных данных; результаты расчета на каждом графике рис. 4 показаны сплошной линией.

Как видно, при неизменных параметрах материала расчетная характеристика достаточно хорошо аппроксимирует экспериментальные данные в окрестности резонанса. Это позволяет сделать вывод об эквивалентности модели реальному объекту и дает основания считать текущие параметры модели параметрами реального объекта. Поскольку в модель материала изначально закладывались именно те параметры, которые обычно интересуют исследователя (например, поле анизотропии), то успешно выполненная аппроксимация автоматически означает определение искомых параметров.

Представленные на рис. 4 расчетные характеристики построены для материала, обладающего полем анизотропии  $H_A = 15,00$  кЭ. Это значение хорошо согласуется с результатами независимых исследований, которые можно найти в [13].

#### Заключение

Таким образом, в НИЛ ГИР создан аппаратно-программный комплекс, предназначенный для автоматизированного исследования гексаферритовых гироманнитных материалов и устройств в шестимиллиметровом диапазоне. Комплекс позволяет проводить автоматизированное

измерение полевых характеристик гиромангнитных материалов и устройств, выполнять расчет коэффициента прохождения волноводного тракта с гиромангнитным включением при произвольных параметрах материала и сопоставлять результаты для коррекции параметров модели на основе экспериментальных данных.

Авторы выражают благодарность И. С. Пучкову и К. Ю. Кожевникову за активное участие в работе над аппаратной частью комплекса, а также НИИ «Феррит-Домен» в целом и В. И. Ивановой в частности за предоставление образцов гексаферритового материала для испытаний комплекса.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Писарев Ю. Гигабитные радиорелейные станции диапазона 80 ГГц // Журнал сетевых решений/Телеком. 2012. № 3. URL: <http://www.osp.ru/telecom/2012/03/13014193/> (дата обращения: 08.05.2014).
2. Девятков Н. Д., Голант М. Б., Бецкий О. В. Миллиметровые волны и их роль в процессах жизнедеятельности. М.: Радио и связь, 1991. 168 с.
3. Раков А. В. Программная реализация математической модели гексаферритового гиромангнитного резонатора // Сб. трудов XVII Междунар. конф. «Магнетизм, дальнее и ближнее спин-спиновое взаимодействие». М.: ПЛАНТИ, 2009. С. 315–320.
4. Точилин Д. А. Многофункциональный комплекс для исследования электрических цепей и сигналов с использованием метода экспериментально корректируемых математических моделей // Сб. трудов XIII Междунар. конф. по спиновой электронике и гировекторной электродинамике. М.: МЭИ, 2004. С. 532–537.
5. Учебно-лабораторный комплекс для автоматизированного исследования электрических цепей и сигналов / Б. П. Поллак, Л. И. Пейч, Ю. К. Смирнов, Д. А. Точилин, П. С. Колодин // Вестник МЭИ. 2013. № 5. С. 93–97.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел // Собр. тр. Л. Д. Ландау / Под ред. Е. М. Лифшица. М.: Наука, 1969. Т. 1. С. 128–143.
7. Kittel C. On the theory of ferromagnetic resonance absorption // Phys. Rev. 1948. V. 73. P. 155–161.
8. Stoner E. C., Wohlfarth E. P. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys // Phil. Trans. R. Soc. A. 1948. № 240 (826). P. 599–642.
9. Schloemann E., Jones R. V. Ferromagnetic resonance in polycrystalline ferrites with hexagonal crystal structure // J. Appl. Phys. 1959. V. 30. 177S–178S.
10. Pollak B. P., Hanamirow A. E., Korneew I. W. Mono- und polykristalline hexagonale Ferrite als Materialien fuer Resonanzrichtungen in der Mikrowellentechnik // Nachrichtentechnik Elektronik. 1976. V. 26. N. 7. S. 245–250.
11. Колодин П. С., Поллак Б. П., Раков А. В. Имитационная компьютерная модель гиромангнитного материала на основе частиц гексаферрита // Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. 2014. № 3. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/mar14/6/text.pdf> (дата обращения: 03.04.2014).
12. Лакс Б., Баттон К. Сверхвысокочастотные ферриты и ферримангнетики / Пер. с англ.; под ред. А. Г. Гуревича. М.: Мир, 1965. 675 с.
13. Сайт ОАО «Завод Магнетон». URL: [http://www.magneton.ru/cat.php?id=122#main\\_top](http://www.magneton.ru/cat.php?id=122#main_top) (дата обращения: 10.10.2014).



## ТРОПОСФЕРНАЯ ЗЕНИТНАЯ ЗАДЕРЖКА ПО GPS ИЗМЕРЕНИЯМ НА СТАНЦИЯХ БАЙКАЛЬСКОГО РЕГИОНА

Дембелов М.Г., Башкуев Ю.Б.

Институт физического материаловедения СО РАН  
[mdembelov@yandex.ru](mailto:mdembelov@yandex.ru)

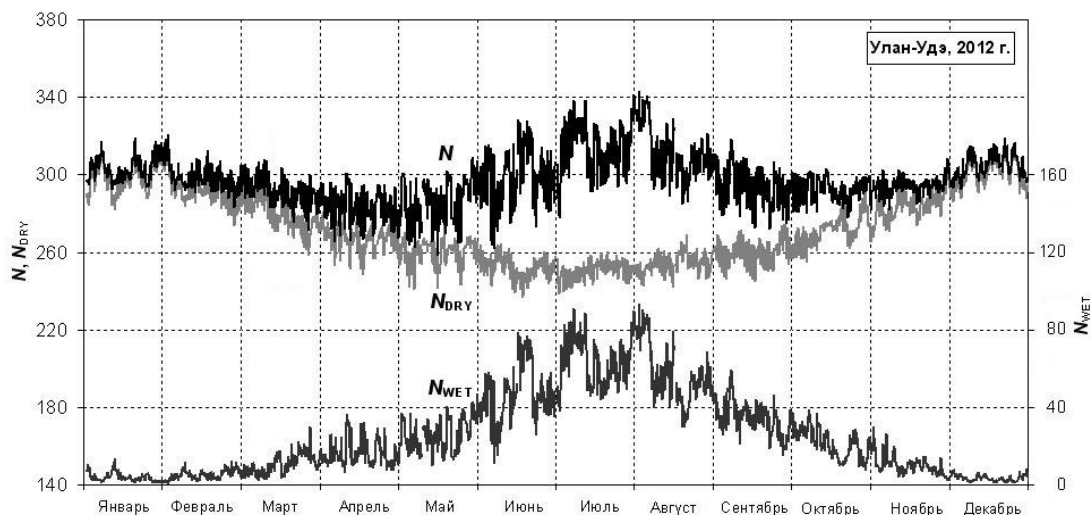
*Рассмотрены значения полной тропосферной зенитной задержки (ZTD), выявленные при обработке GPS данных на сети постоянно действующих станций, расположенных в районе оз. Байкал. Полная тропосферная зенитная задержка является суммой гидростатической (ZHD) и «влажной» (ZWD) компонент. Выполнено сравнение компонент ZWD, полученных разными способами над пунктами измерений IRKT и ULAZ с использованием метеорологических данных. Предложено использовать методику точной оценки ZTD для целей метеорологии.*

### Введение

Полная тропосферная зенитная задержка (ZTD) является одной из наиболее существенных поправок, которые учитываются при высокоточных геодезических расчетах по GPS данным с помощью программного комплекса GAMIT [1]. Индекс рефракции радиоволн в тропосфере в основном определяется температурой ( $T$ ), атмосферным давлением ( $p$ ) и упругостью водяного пара ( $e$ ). Распространение дециметровых радиоволн в глобальной системе позиционирования GPS подвергается рефракции в тропосфере. Годовая вариация температуры в Байкальском регионе достигает высоких значений, разность средних температур июля и января может превышать 60 градусов. В Забайкалье средняя температура в январе составляет около  $-25^{\circ}\text{C}$ . Количество осадков, выпадающих в среднем в год, составляет около 250 мм. В теплый период выпадает наибольшее количество осадков. На рис. 1. показан годовой ход индекса рефракции тропосферы ( $N$ ), а также его сухой ( $N_{DRY}$ ) и влажной ( $N_{WET}$ ) компонент для г. Улан-Удэ за 2012 г.

Используя методики точной оценки ZTD, возможно ее применение для атмосферных и климатологических приложений. Водяной пар играет существенную роль в атмосферных процессах, это наиболее переменный из всех параметров тропосферы, который вносит наибольший вклад в парниковый эффект. Распределение водяного пара тесно связано с распределением облаков и дождевых осадков. Параметр ZWD выделяется из полной задержки ZTD, он определяется текущими свойствами тропосферы над каждым GPS приемником. ZWD практически пропорциональна количеству влагозапаса облаков над GPS пунктом, возникает возможность метеорологам использовать GPS сети для дистанционного зондирования атмосферы.

Цель работы – обосновать методику использования точной оценки ZTD для приложений в метеорологии.

Рис. 1. Годовой ход  $N$ ,  $N_{DRY}$  и  $N_{WET}$  над пунктом Улан-Удэ в 2012 г.

### Тропосферная зенитная задержка

Подобно индексу рефракции параметр ZTD также является суммой «сухой» (гидростатической) (ZHD) и «влажной» (ZWD) составляющих. Полная задержка пути сигнала от GPS спутника до приемной антенны (ZTD) равна разности геометрического расстояния от реального пути сигнала в атмосфере:  $ZTD = \int_{\text{Атмосф}} n(h)dh - \int_{\text{Вакуум}} dh$ , где  $n$  – коэффициент

преломления атмосферы,  $h$  – высота вертикального интегрирования. Полная зенитная задержка как и ее компоненты могут быть получены посредством интегрирования по вертикальному профилю соответствующих индексов рефракции и записаны в виде [2]:

$$ZTD = ZHD + ZWD = 2 \cdot 10^{-7} (N_{DRY} h_D + N_{WET} h_W). \quad (1)$$

Здесь  $h_D = 40136 + 148,72t$  – эффективная высота гидростатической компоненты, м;  $t$  – температура в месте приема,  $^{\circ}\text{C}$ ;  $h_W$  – максимальная высота над уровнем моря, где может присутствовать водяной пар, т.е. это высота тропосферы.

Формула (1) связывает индексы рефракции для сухого воздуха и водяного пара с параметрами ZHD и ZWD соответственно. В настоящее время для расчета параметров ZHD и ZWD по метеорологическим данным наиболее распространенной является модель Саастамоинена [3, 4]:

$$ZHD = \frac{0,002277 p}{f(\varphi, h_s)}; \quad ZWD = \frac{0,002277 e}{f(\varphi, h_s)} \left( \frac{1255}{T} + 0,05 \right). \quad (2)$$

Здесь  $T$  – температура в месте приема, К;  $f(\varphi, h_s) = 1 - 0,00266 \cos 2\varphi - 0,00028 h_s$ , где  $\varphi$  – географическая широта расположения приемника в градусах;  $h_s$  – высота приемника над уровнем моря, км. Для всех пунктов Байкальского региона знаменатель  $f(\varphi, h_s)$  в соотношениях (2) равен приблизительно 1,00054, и в расчетах ZHD и ZWD его не учитывают, поэтому им можно пренебречь. При моделировании по формуле (1) гидростатической задержки ZHD учитываются температура и атмосферное давление в пункте приема, тогда как при расчете по формуле (2) практически учитывается только атмосферное давление, что значительно упрощает определение параметра ZWD непосредственно по GPS измерениям.

Помимо формул (2) для ZHD и ZWD часто используются формулы Хопфильда [5]:

$$ZHD = (0,623/T + 0,0023)p; \quad ZWD = (555,7 + 1,792 \cdot 10^{-4} \cdot \exp[(T - 273,15)/22,9]) \frac{e}{T}. \quad (3)$$

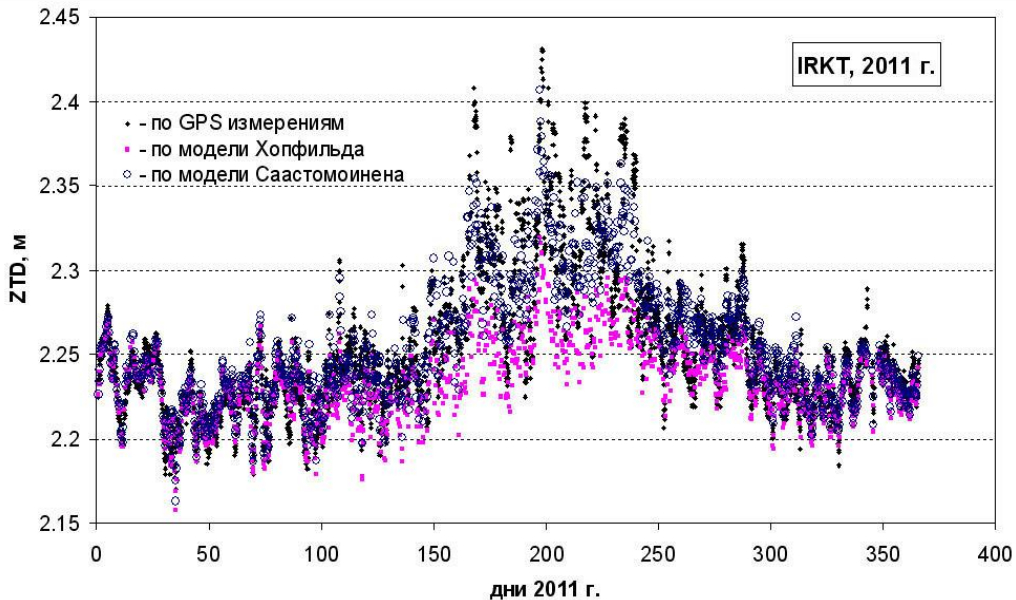


Рис. 2. Годовой ход полной тропосферных зенитных задержек ZTD, полученных по GPS измерениям и по моделям Хопфильда и Саастомоинена для станции IRKT (Иркутск) в 2011 г. На рис. 2. показаны сравнительные годовые графики полной тропосферной задержки, полученной по GPS измерениям и по формулам (2) и (3) для пункта IRKT в 2011 г. Отметим, что расчеты по модели Саастомоинена лучше соответствуют значениям ZTD, измеренным на GPS пункте. Коэффициент взаимной корреляции составил 0,95.

В теплое время года наблюдается падение атмосферного давления и относительно высокое влагосодержание воздуха. В теплое время изменения ZTD должны в основном определяться упругостью водяного пара в тропосфере. На рис. 3а показано сравнение изменений значений упругости водяного пара и значений ZTD в пункте ULAZ с 10 апреля (100-й день) по 27 октября (300-й день) 2012 г. Коэффициент взаимной корреляции данных по  $e$  и ZTD в этом примере составил 0,87. В зимнее время года имеет место повышение атмосферного давления и сильное понижение температуры воздуха. Уровень влагосодержания воздуха зимой сильно понижается, значение  $e$  приближается к нулю. В это время поведение ZTD определяется изменением приземного атмосферного давления. На рис. 3б также выявляется высокая степень взаимной корреляции рядов данных по  $p$  и ZTD (коэф. корр.=0,92) с 1 января (1-й день) по 10 апреля (100-й день) 2012 г.

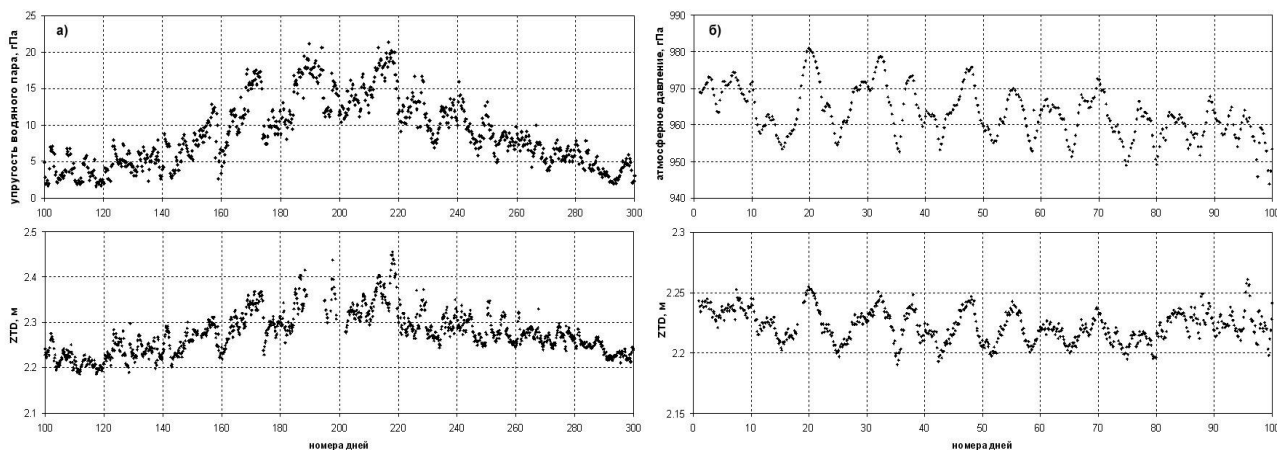


Рис. 3. Сравнительные графики корреляции тропосферной задержки ZTD: а) в теплое время года с упругостью водяного пара; б) в холодное время года с атмосферным давлением.

Используя формулу (2), можно по данным атмосферного давления довольно точно определить параметры ZHD и ZWD. Параметр ZWD выделяется из полной задержки ZTD вычитанием гидростатической задержки ZHD. Кроме соотношений (2) и (3) для определения ZHD в теплое время года можно использовать модель MOPS [6], которая вообще не учитывает никаких метеорологических данных. Данный метод учитывает лишь высоту приемной антенны над уровнем моря, географические долготу и широту, и номер дня года. На рис. 4 показаны сравнительные графики выявленных значений ZWD по данным GPS измерений с использованием формулы (2) и по модели MOPS в пункте наблюдения ИРКТ в теплый промежуток времени в 2011 г.

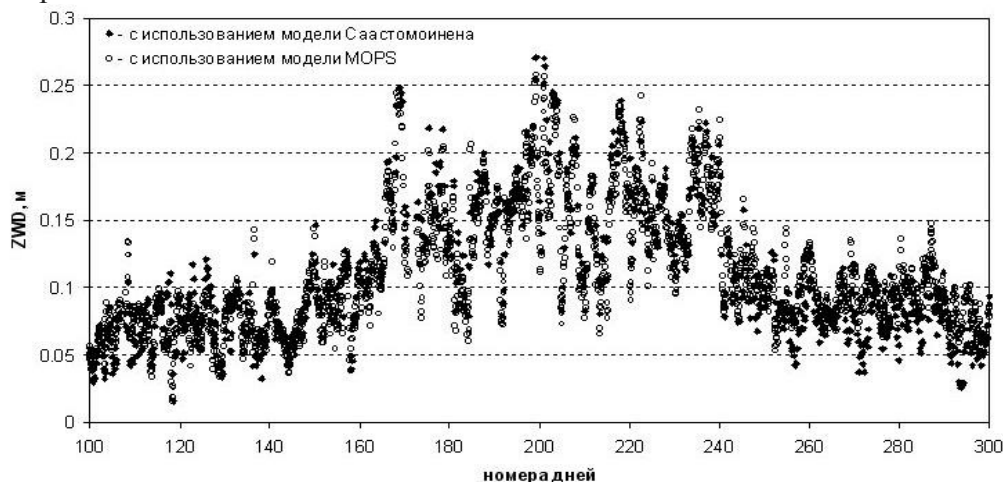


Рис. 4. Сравнительные графики ZWD, полученные по формуле (2) и по модели MOPS.

Хорошее совпадение уровней ZWD по модели Саастомоинена и по модели MOPS подтверждает возможность в летнее время года выявлять влажную тропосферную задержку из GPS данных без использования метеоданных. Количество водяного пара в атмосфере над данной точкой земной поверхности, как правило, определяется в виде вертикально интегрированной массы водяного пара в расчете на единицу площади или в виде высоты, эквивалентной колонке жидкой воды. В первом случае речь идет о суммарном водяном паре (IWV), если определяется масса пара на единицу площади. Во втором случае - об осаждаемой воде (PW), м.  $PW = IWV/\rho$ , где  $\rho$  - плотность воды. ZWD практически пропорциональна

уровню влагозапаса облаков над GPS пунктом, данный факт дает возможность метеорологам использовать GPS сети для дистанционного зондирования атмосферы.

IWV связан с ZWD соотношением [4]:  $ZWD = 10^{-6} \frac{k_2}{T_m} R_w IWV$ , где  $k_2 = 3,73 \cdot 10^5$  -

рефракционная константа,  $K^2/\text{мбар}$ ;  $R_w \approx 4,6$  - газовая постоянная для водяного пара,  $\text{Дж} \cdot \text{К}^{-1} \cdot \text{кг}^{-1}$ ;  $T_m$  - средневзвешенная температура над пунктом приема, которая находится по эмпирической формуле [4]:  $T_m = 70,2 + 0,72 \cdot T$ . На рис. 5 приведены временные ряды измеренных значений ZTD и PW для пункта ULAZ в 2012 г. Здесь же приведены уровни количества осадков, выпавших в течение 6 предыдущих часов. Как видно на рис. 5, высокие интенсивности осадков сопровождаются увеличением уровней ZTD и PW, которые пропорциональны влагосодержанию в тропосфере. Отметим, что увеличение значений ZTD и PW не всегда связано с увеличением осадков. Причина в том, что высокие уровни ZTD, особенно в летнее время года, означают высокое влагосодержание в тропосфере, которое может выпасть в виде осадков, но степень насыщения паров еще недостаточная.

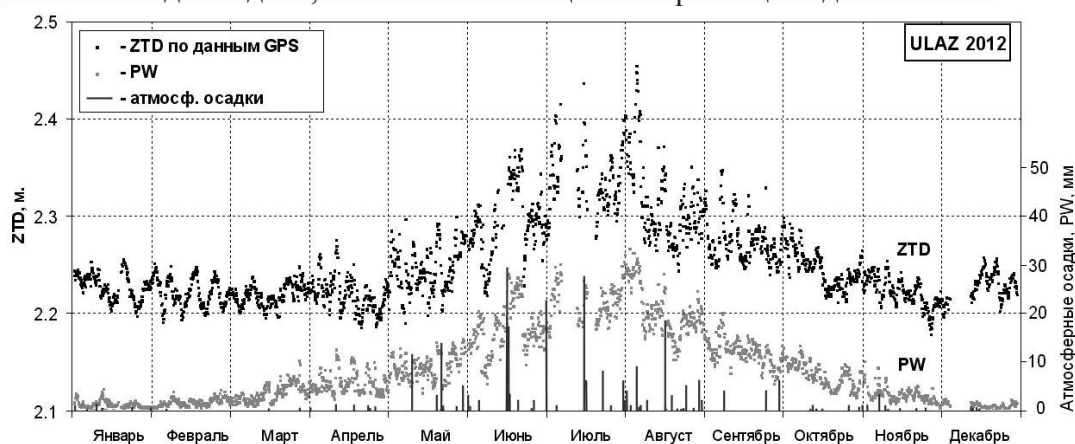


Рис. 5. Временные ряды ZTD и PW для пункта GPS измерений ULAZ и уровень осадков.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лухнев А.В., Саньков В.А., Мирошниченко А.И., и др. Современные деформации земной коры в области сочленения сегментов рифтов центральной части Байкальской рифтовой системы по данным GPS геодезии // Геология и геофизика. 2013. Т. 54, - № 11.
2. Davis J., Herring T.A., Shapiro I.I., Rogers A.E.E., Elgered G. Geodesy by radio interferometry: effects of atmospheric modeling errors on the estimates on baseline lengths // Radio Science, vol. 20, no. 6, P. 1593-1607. 1985.
3. Elgered, G., Davis J. L., Herring T. A., Shapiro I. I. Geodesy by radio interferometry: Water vapor radiometry for estimation of the wet delay // J. of Geoph. Res. vol. 96, P. 6541-6555. 1991.
4. Bevis M., Businger S., Herring T., Rocken C., Anthes R.A. Ware R.H. GPS meteorology: remote sensing of atmospheric water vapor using the global positioning system // J. of Geoph. Res. vol. 97, no d14, P. 15787-15801. 1992.
5. Hopfield H. S. Two quartic tropospheric refractivity profile for correcting satellite data // J. of Geoph. Res. vol. 74, no 18, P. 4487-4499. 1969.

6. MOPS (1998) Minimum operational performance standards for Global Positioning System/wide area augmentation system airborne equipment. Technical report. Document No. RTCA/DO-229A, June 8, 1998.

## Моделирование распространения радиоволн над слоистой средой «диэлектрик на проводнике» на частотах работы систем сотовой связи, WiFi и спутникового позиционирования

**Башкуев Ю.Б., Дембелов М.Г., Ангархаева Л.Х.**

*Институт физического материаловедения СО РАН*  
[mdembelov@yandex.ru](mailto:mdembelov@yandex.ru)

*Рассматриваются поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ), возбуждаемые на средах с сильно-индуктивным поверхностным импедансом (слоистая структура типа "диэлектрик на проводнике"). Представлены результаты численного моделирования распространения дециметровых радиоволн над плоской сильно-индуктивной поверхностью. Численное моделирование для частот 900, 1800, 2300, 1575.42 и 1227.6 МГц показало появление поверхностной электромагнитной волны над структурой «диэлектрик на проводнике».*

### Введение

В настоящее время продолжают исследования по распространению радиоволн над неоднородными средами. Существенное влияние на процесс распространения имеет модель среды, которая изменяется по глубине земной структуры. Основные исследования по этой теме выполнены Д. Уайтом [1] и Г.И. Макаровым [2]. Неоднородные по глубине структуры могут характеризоваться сильноиндуктивными импедансами, над которыми на некоторых расстояниях от источника уровень поля может быть больше уровня поля над идеально проводящей поверхностью. По результатам моделирования поверхностного импеданса тонкой трехслойной среды «диэлектрик на ферромагнитном основании» в диапазоне частот от 1 Гц до 10 ГГц установлено, что двухслойная пленка диэлектрика «грунтовка-краска» толщиной 0.5 мм смещает фазу импеданса в сильно-сильно-индуктивную область уже на частотах от 100 Гц и выше (рис. 2а). Модуль импеданса во всем частотном диапазоне удовлетворяет импедансным граничным условиям. Фаза импеданса показывает, что в классе слоистых природных и искусственных сред существуют среды с предельно возможными по фазе импеданса значениями сильно-индуктивного импеданса, близкого к  $-90^\circ$ .

### Функция ослабления над плоской поверхностью

Функция ослабления поля земной волны над плоской поверхностью называется функцией Зоммерфельда или нормальной функцией ослабления. Она вводится относительно бесконечно проводящей поверхности и записывается в виде [2]:

$$W(SR) = 1 + 2\sqrt{SR}e^{-SR} \int_{\sqrt{SR}}^{+\infty} \exp(-z^2) dz. \quad (1)$$

Функция ослабления  $W$  зависит от численного расстояния  $SR$ , где  $R$  – расстояние от источника до приемника,  $S = ik\delta^2 / 2$ ,  $\delta$  - приведенный поверхностный импеданс всей трассы,  $k$  – волновое число в вакууме,  $|\delta^2| \ll 1$  – условие применимости поверхностного импеданса.

Для расчета функции ослабления по формуле (1) используются разложения по прямым или обратным степеням численного расстояния  $SR$ . Для разложения по прямым степеням удобно представить интеграл в (1) в виде разности двух членов с пределами интегрирования от 0 до

$+i\infty$  и от 0 до  $\sqrt{SR}$ . В результате разложения по прямым степеням функция ослабления представляется в виде:

$$W(SR) = 1 + i\sqrt{\pi SR}e^{-SR} - 2e^{-SR} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(SR)^{n+1}}{n!(2n+1)}. \quad (2)$$

А в результате разложения по обратным степеням функция ослабления представляется в виде:

$$W(SR) = \begin{cases} -\sum_{n=1}^N \frac{(2n-1)!!}{(2SR)^n}, & \text{Im } \sqrt{S} > 0, \\ 2i\sqrt{\pi SR}e^{-SR} - \sum_{n=1}^N \frac{(2n-1)!!}{(2SR)^n}, & \text{Im } \sqrt{S} < 0. \end{cases} \quad (3)$$

В выражении (2) разложение в ряд хорошо сходится при любых конечных значениях численного расстояния. При расчетах эту формулу удобно использовать при условии  $0 < |SR| < 10$ . При  $|SR| \geq 10$  для расчетов функции ослабления удобно использовать асимптотическое разложение по обратным степеням численного расстояния  $SR$  (3). Здесь в зависимости от типа поверхностного импеданса расчет проводится по верхней или нижней формуле. На практике суммирование в выражении (3) производится только убывающих по модулю членов ряда и ограничивается номером, который обеспечивает максимально возможную точность вычисления. Как показывают многочисленные расчеты, при условии  $|SR| \geq 10$  достаточным для суммирования оказывается 8 или 9 членов ряда.

В выражении (3) присутствует член  $W_{\text{нос}} = 2i\sqrt{\pi SR}e^{-SR}$ , который соответствует поверхностной волне, присутствующей при сильно индуктивных значениях поверхностного импеданса ( $\arg \delta < -45^\circ$ ). Отметим, что у дифракционной формулы В.А. Фока для сферической поверхности при сильно индуктивных импедансах существует один номер нормальной волны, который соответствует поверхностной волне [2]. При подстановке асимптотики в соответствующий член в ряде нормальных волн получается выражение совпадающее с приведенной выше поверхностной волной с точностью до множителя  $\sqrt{\sin \theta / \theta}$ , где  $\theta$  – угловое расстояние от источника до приемника.

Составленная компьютерная программа по формулам (2) и (3) позволяет проводить расчеты функции ослабления в широком частотном диапазоне (от 10 кГц до 1 ГГц). В качестве примера на рис. 2 приведены графики модуля функции ослабления для частоты 10 МГц при фиксированном значении модуля поверхностного импеданса, равного 0.09, и разных сильно индуктивных значений фазы импеданса ( $-70^\circ, -75^\circ, -80^\circ, -85^\circ$ ).

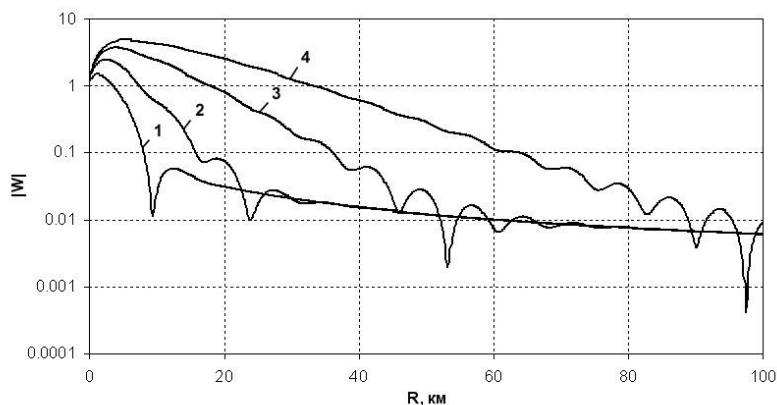


Рис. 1. Графики модуля функции ослабления для разных значений фазы импеданса: 1 –  $-70^\circ$ ; 2 –  $-75^\circ$ ; 3 –  $-80^\circ$ ; 4 –  $-85^\circ$



гр.

**Моделирование над средой «диэлектрик на проводнике»**

На основании экспериментально доказанного факта существования поверхностной электромагнитной волны [3] и принципа электромагнитного подобия теоретически обосновано существование поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ) над структурой «диэлектрик на проводнике» в дециметровом диапазоне радиоволн. Распространение радиоволн над такими структурами будет иметь особенность, обусловленную появлением ПЭВ. Численное моделирование для частот сотовой сети 900 МГц и 1800 МГц, а также частоты WiFi 2300 МГц показало появление ПЭВ над структурой «диэлектрик на проводнике». На рис. 2б и 3 представлены расчетные значения модуля функции ослабления поля  $|W|$  и уровня поля  $E_v$  над плоской сильно-индуктивной поверхностью «диэлектрик на ферромагнитном основании» для мощности излучателя 1 Вт.

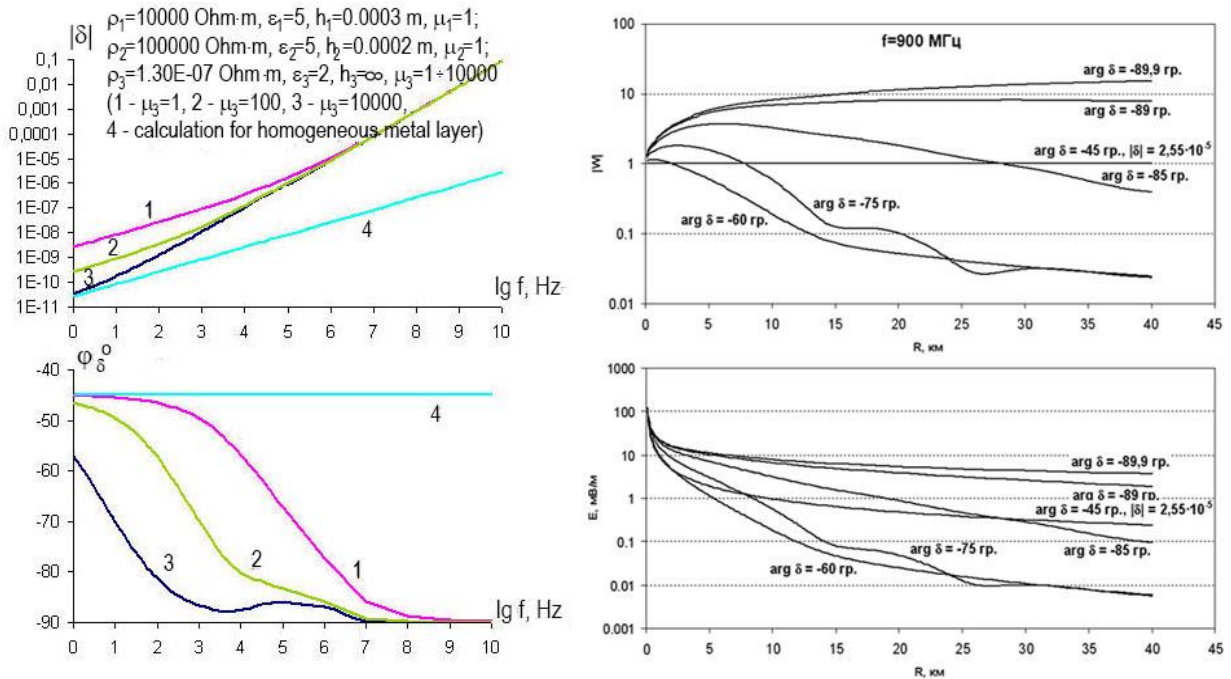


Рис. 2. Частотные зависимости модуля и фазы приведенного поверхностного импеданса трехслойной среды «диэлектрик на ферромагнитном основании» (а); Расчетные значения модуля функции ослабления поля  $|W|$  и уровня поля  $E$  над плоской сильно-индуктивной поверхностью «диэлектрик на ферромагнитном основании» на частоте 900 МГц. Мощность излучателя 1 Вт (б).

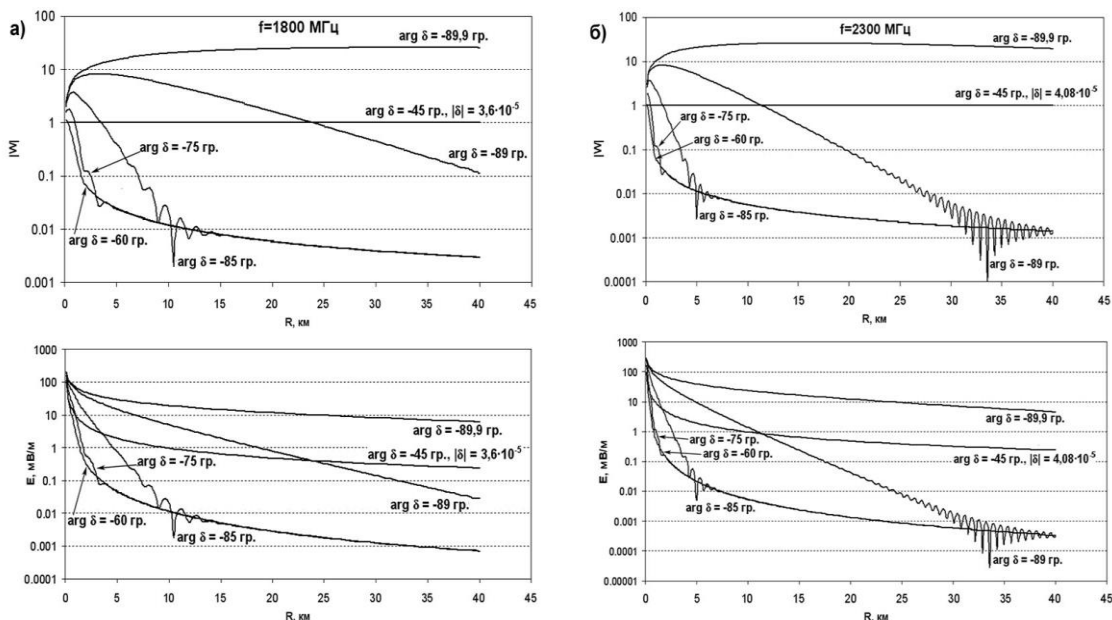


Рис. 3. Расчетные значения модуля функции ослабления поля  $|W|$  и уровня поля  $E$  над плоской сильно-индуктивной поверхностью «диэлектрик на ферромагнитном основании» на частотах 1800 МГц (а) и 2300 МГц (б).

Из графиков видно, что на слоистых средах с сильно-индуктивным поверхностным импедансом можно достигать большого, чисто электродинамического по своей природе, усиления электромагнитного поля (на рис. 2б и 3 усиление более 10 раз относительно бесконечно проводящей плоскости на расстоянии 10 км). Отмечена сильная зависимость усиления поля и дальности распространения ПЭВ от фазы импеданса. Так, при фазе импеданса  $-85^\circ$  и частоте 900 МГц усиление поля достигает 3,7 раза на расстоянии 6 км, а при фазе  $-75^\circ$  оно уменьшается до 1,8 раз на расстоянии 2,6 км.

В практическом плане этот эффект может иметь место при распространении электромагнитных волн в системах сотовой связи (GSM и CDMA) диапазонов 900 и 1800 МГц над реальными структурами «слой краски на стальном листе».

#### Заключение

Необходимо провести дополнительные эксперименты и предложить новые технические решения, основанные на эффекте появления поверхностной волны для радиосистем УВЧ-СВЧ диапазонов. Необходимо разработать методы измерения комплексной величины поверхностного импеданса в ОВЧ-СВЧ диапазонах радиоволн [4].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-19-01079) в Институте физического материаловедения СО РАН.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Wait J.R. Electromagnetic waves in stratified media. - New York: Pergamon Press Inc., 1962.
2. Макаров Г.И., Новиков В.В., Рыбачек С.Т. Распространение электромагнитных волн над земной поверхностью. -М.: Наука, 1991.
3. Башкуев Ю.Б., Хаптанов В.Б., Дембелов М.Г. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. - Вып. 3.
4. Трунин М.Р. Поверхностный импеданс монокристаллов ВТСП в микроволновом диапазоне // УФН. 1998. Т. 168. - № 9.

## Экспериментальное исследование 263 ГГц гиротрона для спектроскопии и диагностики различных сред

Цветков А.И.<sup>1</sup>, Морозкин М.В.<sup>1</sup>, Фокин А.П.<sup>1</sup>, Холопцев В.В.<sup>1</sup>, Глявин М.Ю.<sup>1,2</sup>,  
Малыгин В.И.<sup>1</sup>, Лубяко Л.В.<sup>1</sup>, Денисов Г.Г.<sup>1,2</sup>, Куфтин А.Н.<sup>1</sup>, Запевалов В.Е.<sup>1,2</sup>, Седов А.С.<sup>1</sup>,  
Соколов Е.В.<sup>2</sup>, Чирков А.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики РАН

[tsvetkov@appl.sci-nnov.ru](mailto:tsvetkov@appl.sci-nnov.ru)

<sup>2</sup> ЗАО НПП «Гиком»

*В статье приведены результаты экспериментальных исследований созданного в ИПФ РАН совместно с ЗАО НПП «Гиком» гиротрона с частотой 263 ГГц для микроволновой спектроскопии, работающего на первой гармонике гирочастоты. В ходе экспериментов была достигнута выходная мощность свыше 1 кВт с КПД около 17% в непрерывном режиме генерации. В работе представлены данные о мощности в различных режимах работы гиротрона, спектр излучения и изменение частоты генерации в зависимости от тока электронного пучка и температуры хладагента резонатора, параметры узконаправленного волнового пучка сформированного встроенным квазиоптическим преобразователем излучения.*

### Введение

Ряд научно-технических задач, таких как диагностика плотной плазмы, спектроскопия высокого разрешения, медицинские приложения и другие, диктуют необходимость создания источников когерентного СВЧ излучения диапазона частот порядка 200 – 600 ГГц с достаточно высокой выходной мощностью 0,1 – 1 кВт как в импульсном, так и в непрерывном режиме генерации.

Перспективным генератором для указанных приложений представляется гиротрон [1, 2], на несколько порядков превосходящий по мощности традиционные вакуумные лампы обратной волны и полупроводниковые источники [3], и имеющий стоимость, габариты и рабочие напряжения значительно ниже, чем у лазеров на свободных электронах [4]. Только за последние годы мировым научным сообществом создана серия импульсных [5–8] и непрерывных [9–11] гиротронов субмиллиметрового диапазона

Для спектроскопии и диагностики различных сред ИПФ РАН совместно с ЗАО НПП "Гиком" был разработан и изготовлен отпаянный вариант лампы со встроенным квазиоптическим преобразователем рабочей моды в узконаправленный волновой пучок, обеспечивающий генерацию на частоте 263,1 ГГц в непрерывном режиме с мощностью до 1 кВт на основной гармонике гирочастоты. В работе приводятся результаты экспериментального исследования данного гиротрона.

### Описание гиротронного комплекса

Как известно, необходимым условием для реализации циклотронного резонанса электронов с собственным колебанием объемного резонатора в терагерцовом диапазоне является создание магнитных полей высокой интенсивности. Прибор установлен в сверхпроводящий "сухой" соленоид (на основе жидкого гелия) компании Jastec, Inc. (Япония) [12], обеспечивающий напряженность магнитного поля до 10 Т в теплом отверстии диаметром 100 мм. Такая

магнитная система позволяет реализовать генерацию на указанной частоте на основной гармонике гирочастоты.

Частота генерации рассматриваемого гиротрона составляет 263,1 ГГц. Расчетное значение выходной мощности достигало 1 кВт в непрерывном режиме генерации при катодном напряжении 15 кВ и силе тока электронного пучка 0,4 А. Оптимизация электродинамической системы и расчет мощности и КПД генерации проводились при помощи самосогласованных нестационарных кодов, разработанных в ИПФ РАН. Гиротрон изготовлен ЗАО НПП "Гиком". Эмиттер магнетронно-инжекторной пушки прибора изготовлен из LaB<sub>6</sub>. Пушка имеет триодную структуру, однако в качестве исходного предусматривался диодный режим, с анодом, электрически закороченным с корпусом и имеющим земляной потенциал. В качестве рабочей была выбрана мода TE<sub>5,3</sub>, обладающая приемлемым фактором возбуждения при заданном рабочем токе. Радиус однородного участка резонатора  $R_c$  составляет 2,54 мм. Радиус встраля электронного пучка в резонатор  $R_b$  составляет 0,96 мм в соответствии с первым максимумом фактора возбуждения рабочей моды TE<sub>5,3</sub>. Длина однородного участка резонатора 20 мм.

Дополнительная катушка подмагничивания, установленная в области катода, может использоваться для корректировки параметров электронного пучка. Квазиоптический преобразователь рабочей моды в узконаправленный волновой пучок состоит из волноводного среза, параболического зеркала и четырех корректирующих зеркал. Глубина гофрировки поверхности зеркал составляет около 0,1 мм, что должно обеспечивать приемлемую точность изготовления. Выходное излучение выводится через вакуумное окно из нитрида бора (BN) в горизонтальном направлении. Диаметр окна составляет 32 мм. Отработанный электронный пучок высаживается на поверхность коллектора конической формы, обеспечивающей приемлемую тепловую нагрузку даже при погрешностях в юстировке прибора. Прибор может работать как в импульсном, так и в непрерывном режиме генерации.

#### Измерения выходной мощности

Выходная мощность  $P$  измерялась с помощью калориметра, установленного непосредственно за выходным окном. Была измерена зависимость выходной мощности от напряженности магнитного поля  $B$  в резонаторе. На рис. 1 представлена зависимость мощности в окрестности рабочей моды TE<sub>5,3</sub>. Величина магнитного поля основного магнита может перестраиваться с шагом около  $10^{-3}$  Т. Катодное напряжение составляло 15 кВ. Выходная мощность достигала своего максимального значения свыше 1 кВт (при токе электронного пучка  $I = 0,4$  А) при напряженности магнитного поля около 9,605 Т. КПД составил около 17%. Выходная мощность уменьшается примерно в 2 раза при увеличении магнитного поля на 0,04 Т. Вообще говоря, полученная мощность избыточна для спектроскопических приложений, в которых требуется мощность около 10 Вт. В этой связи перспективным представляется режим генерации при напряжении 14 кВ и очень малом токе 0,02 А (КПД около 3%) в котором была получено требуемое для спектроскопии значение.

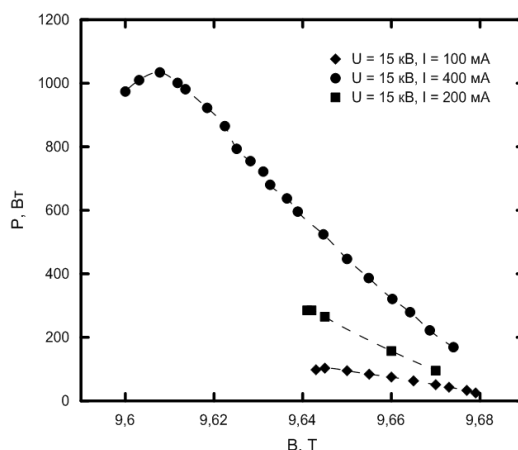


Рис. 1. Зависимость мощности генерации  $P$  от напряженности магнитного поля  $B$  при различных значениях тока пучка  $I$  и ускоряющего напряжения  $U$ .

### Измерения частоты генерации

Описываемый гиротрон имеет систему водяного охлаждения резонатора, температура которого поддерживалась с помощью чиллера (холодильной машины) с точностью  $0,5\text{ }^\circ\text{C}$ . Измерения частоты проводились следующим образом. Небольшая часть излучения через ответвитель подавалась на гармонический смеситель, где смешивалась с высокостабильным сигналом внешнего гетеродина, имеющего частоту  $f_{LO}$ . Сигнал, поступающий из смесителя на промежуточной частоте  $f_{IF}$ , подавался на анализатор спектра Rohde&Schwarz. Затем частота генерации  $f$  определялась как сумма  $nf_{LO} + f_{IF}$ , где  $n$  - номер гармоники. На рис. 2(а) представлены экспериментальные зависимости частоты генерации  $f$  от тока электронного пучка  $I$  при различных значениях ускоряющего напряжения  $U$  и температуры резонатора  $T$  при фиксированном магнитном поле  $B = 9,67\text{ Т}$ .

Таким образом величина перестройки частоты при изменении температуры составила около  $4\text{ МГц}/^\circ\text{C}$ , а при изменении катодного напряжения – около  $33\text{ МГц}/\text{кВ}$ . Ширина спектра  $\Delta f$  составила около  $0,5\text{ МГц}$  ( $\Delta f/f \sim 10^{-6}$ ). На рис. 2(б) представлен снимок экрана анализатора спектра при проведении указанных измерений.

При интенсивности магнитного поля около  $9,3\text{ Т}$  была получена генерация с мощностью около  $10\text{ Вт}$  на частоте  $502,1\text{ ГГц}$ , что соответствует генерации моды  $TE_{10,5}$  на второй гармонике гирочастоты.

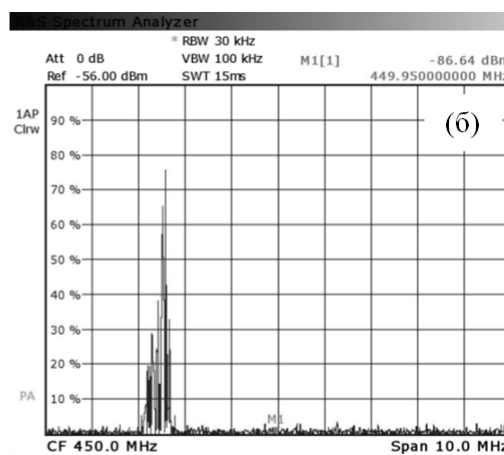
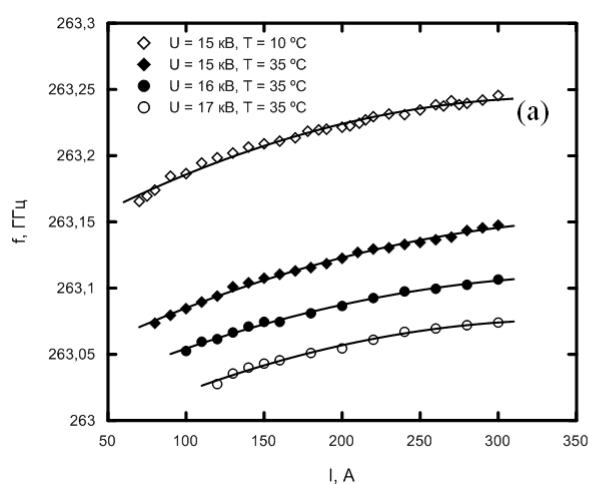


Рис.2. Зависимость частоты генерации  $f$  от тока электронного пучка  $I$  при различных значениях ускоряющего напряжения  $U$  и температуры резонатора  $T$  ( $B = 9,67$  Т) (левый рисунок) и изображение спектра сигнала на экране анализатора (справа).

### Измерение распределения мощности СВЧ излучения в выходном пучке гиротрона

Измерение распределения мощности СВЧ излучения гиротрона проводилось в нескольких сечениях при распространении волнового пучка гиротрона в свободном пространстве по тепловизионной методике [12]. Схема измерений приведена на рис. 3.

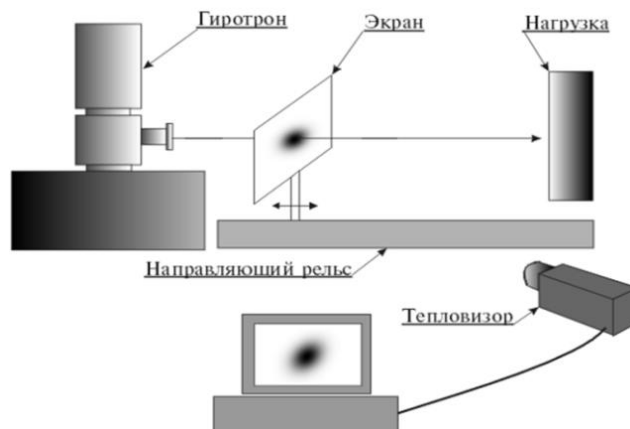


Рис. 3. Схема измерений распределения мощности выходного СВЧ излучения гиротрона с помощью инфракрасной камеры.

Для измерений использовалась инфракрасная камера “VarioScan 3021 ST”, имеющая высокое разрешение по температуре  $0,03$  °С, что позволяет иметь динамический диапазон измеряемых данных не менее 30 дБ. Распределение температуры на диэлектрическом экране соответствует проходящему сквозь экран распределению мощности выходного СВЧ излучения гиротрона [13]. Измерения проводились в нескольких сечениях, что позволяет восстановить распределение фазы [14,15]. Присущую обратным задачам некорректность в данном случае можно контролировать, используя очевидный критерий: полученное решение должно подчиняться волновому уравнению [15] – поперечные амплитудные распределения реконструированного поля должны совпадать, с точностью до экспериментальных погрешностей, с измеренными амплитудными распределениями в произвольных контрольных сечениях, не используемых в процедуре реконструкции.

Измеренные распределения амплитуды поля в поперечных сечениях волнового пучка гиротрона представлены на рис. 4. На этом же рисунке приводятся реконструированные распределения фазы в этих сечениях, обеспечивающие взаимную трансформацию измеренных амплитудных распределений вследствие дифракции с эффективностью более 98%. Как показывает анализ, содержание волны  $TEM_{00}$  в реконструированном волновом пучке составляет 93 %. Восстановив фазовое распределение в поперечных сечениях, и, зная амплитудные распределения волнового пучка, можно получить информацию обо всей трехмерной структуре поля, т.к. теперь поле в любой точке пространства может быть рассчитано с помощью метода Кирхгофа [15], прежде всего на входе зеркальной системы (двухзеркального квазиоптического фильтра) согласования с линией передачи.

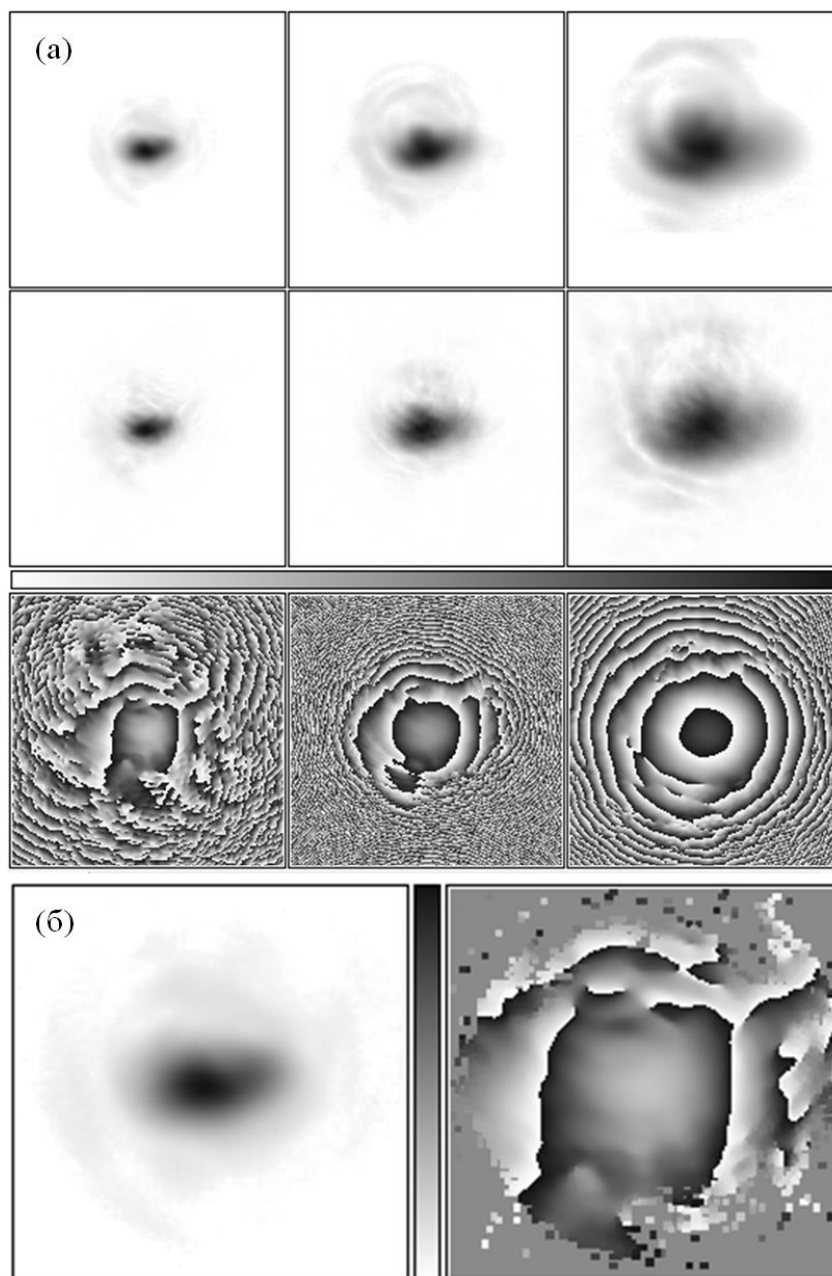


Рис.4. Измеренные распределения амплитуды поля в поперечных сечениях волнового пучка на различных дистанциях от окна гиротрона (237 мм, 387 мм и 687 мм) (рисунок (а) верхний ряд), реконструированные распределения амплитуды (рисунок (а) средний ряд) и фазы (рисунок (а) нижний ряд) в этих сечениях. Апертура – 200 мм×200 мм. Распределения амплитуды и реконструированной фазы СВЧ излучения на расстоянии  $Z = 237$  мм от выходного окна гиротрона (б) Содержание моды  $TE_{m0}$  93%.

#### Заключение

В результате выполненных работ создан гиротрон, существенно превосходящий по мощности зарубежные аналоги [9, 10]. Достигнута устойчивая одномодовая генерация на первой и второй гармониках гирочастоты, в том числе при малых рабочих токах пучка, что существенно упрощает требования к источникам питания. Показана возможность подстройки частоты при изменении температуры резонатора или рабочего напряжения. Полное совпадение расчетных и экспериментальных значений мощности и частоты генерации

свидетельствует о правильности технологических решений, использованных в процессе изготовления прибора и позволяет рассчитывать на успешную реализацию следующего варианта – гиротрона на второй гармонике с рабочей частотой 527 ГГц, экспериментальное исследование которого планируется в 2015 году.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. N. I. Zaytsev, T. B. Pankratova, M. I. Petelin, and V.A. Flyagin, *Radio. Eng. Electron Phys.* 19, 95 (1974).
2. G.S. Nusinovich, *Introduction to the Physics of Gyrotrons*. Baltimore, MD: Johns Hopkins Univ. Press, 2004.
3. J. H. Booske, *Phys. of Plasmas*, vol. 15, N5, 055502 (2008).
4. Z. Huang, K.-J. Kim SLAC-PUB-12262 (2006).
5. T.Idehara, S.Mitsudo, S.Sabchevski, M.Glyavin, I.Ogawa . Gyrotron FU series – current status of development and applications. *Int. J. Vacuum*, 62, issue 2-3, pp.123-132, 2001
6. Glyavin M. Yu., Luchinin A. G., Golubiatnikov G. Yu. // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V.100. №1. P.015101.
7. Bratman V.L., Kalynov Yu.K., Manuilov V.N. // *Phys. Rev. Lett.* 2009.V.102. №24. P. 245101.
8. M.Yu.Glyavin, A.G.Luchinin, G.S.Nusinovich, J.Rodgers, D.G.Kashyn, C.A.Romero-Talamas, R.Pu A 670 GHz gyrotron with record power and efficiency, *Applied Physics Letters*, 101, 153503 (1-4), 2012
9. Booske J. H., Dobbs R. J., Joye C. D. et al. // *IEEE Trans.* 2011. V.TST-1. №1. P.54.
10. Idehara T., Sabchevski S.P.// *J. Infrared, Millimeter and Terahertz Waves.* 2012. V. 33. №7. P.667.
11. Венедиктов Н.П., Дубров В.В., Запевалов В.Е. и др. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2010. Т.53. №4. С.260.
12. Cryogen-free Magnet product // Jastec Japan Superconductor Technology, Inc. URL: [http://www.jastec-inc.com/e\\_products\\_nmr/detail24.html](http://www.jastec-inc.com/e_products_nmr/detail24.html) (дата обращения: 24.10.2014)
13. Kuznetsov S.O. and Malygin V.I. Determination of gyrotron wavebeam parameters // *Int. J. of Infrared and Millimeter Waves.* 1991. V. 12, № 11. P.1241-1252.
14. Chirkov A.V., Denisov G.G., Aleksandrov N.L. 3D wavebeam field reconstruction from intensity measurements in a few cross sections // *Optics Communications.* Vol. 115 (1995), pp. 449-452.
15. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. *Теория волн.* - М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1979, - 384 с.



## Стабильность и эмиссионные свойства композитных структур на основе УНТ и графена

Глухова О.Е., Колесникова А.С., Шмыгин Д.С.

Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского  
[shmygin.dmitriy@gmail.com](mailto:shmygin.dmitriy@gmail.com).

*В работе исследовались эмиссионные свойства композитов, созданных на основе углеродных нанотрубок (УНТ) и графена. Были найдены значения энтальпии, рассчитаны эмиссионные свойства композитов при различных геометрических параметрах, таких как длина УНТ в составе композитов, диаметр. В отдельных случаях изменялось и расстояние между УНТ. Теоретическое исследование эмиссионных свойств показало, что при определенных параметрах композиты могут обладать лучшими характеристиками, чем УНТ. Также исследовались свойства композита в электрическом поле.*

### Введение

Углеродные наноструктуры, (нанотрубки (УНТ) и графен, а также их модификации) являются перспективным материалом нанoeлектроники [1,2]. На базе УНТ создаются сверхплоские дисплеи с высоким разрешением [3], нанотранзисторы, нанопокрyтия и т.д. УНТ – перспективный материал эмиссионной электроники.

Однако с использованием УНТ связаны некоторые сложности, одна из них – деформация и разрушение нанотрубок в сильных внешних электрических полях и при локальном разогреве. Разрушение эмиттеров приводит к снижению яркости свечения и сокращению срока работы созданных на их основе устройств. Из этого следует актуальность следующей задачи: поиск новых и более оптимальных материалов для эмиссионной электроники. Таким новым материалом могут оказаться композиты на основе УНТ и графена, поскольку процесс эмиссии осуществляется с края графенового листа, который обладает толщиной в один атом.

### Методы

Изучение композитов велось несколькими методами. Энергетическая выгодность рассчитывалась с использованием модифицированного эмпирического метода Бреннера [4] (REBO) ввиду размеров изучаемой структуры, в состав которой входило до нескольких десятков тысяч атомов. Метод также позволяет получить довольно точную качественную картину при невысокой погрешности (~10%). Эмиссионные свойства были исследованы методом сильной связи, который позволяет их рассчитать для протяженных структур, полученных трансляцией небольшой ячейки.

REBO использует потенциал Терсоффа. Метод адаптирован для расчета углеродных структур и модифицирован добавлением Ван-дер-ваальсового взаимодействия и торсионного угла.

Выражение для полной энергии выглядит следующим образом:

$$E_{tot} = E_b + E_{tors} + E_{v-d-w}, \quad (1)$$

где  $E_b$  – часть энергии, отвечающая непосредственно за химическую связь между атомами,  $E_{tors}$  – за торсионное взаимодействие,  $E_{v-d-w}$  – за Ван-дер-ваальсово.

В квантово-химическом методе сильной связи используется другой подход: строится Гамильтониан системы, диагонализуется, а на основании полученных термов строится электронный

спектр, по которому вычисляются электронные свойства, в том числе потенциал ионизации и энергетическая щель.

### Исследование энергетической выгоды композитов

Исследование энергетической выгоды проводилось для простых соединений из одной трубки и двух листов при различных параметрах трубок (изменялись длины и диаметры трубок), а также для большого композита, состоящего из нескольких десятков УНТ и нескольких графеновых листов.

Места соединения трубок и листов (рис. 1) выглядят следующим образом:

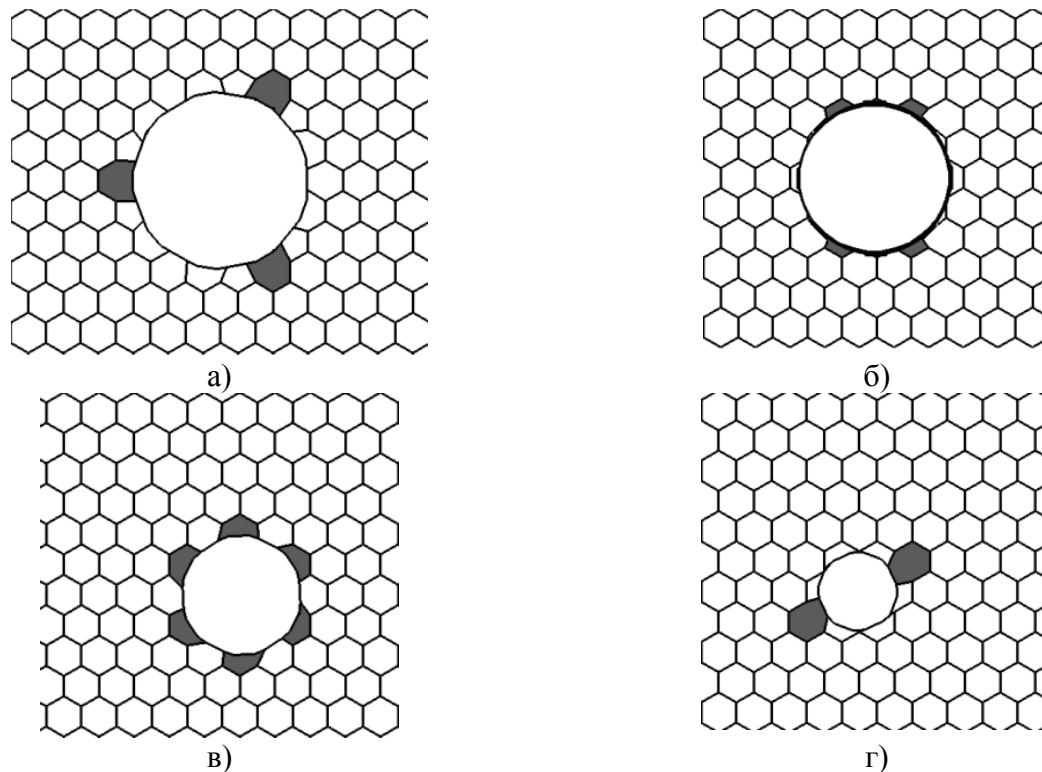


Рис. 1. Места соединения УНТ с графеновыми листами для трубок со следующими диаметрами: 12.12 Å (а), 10.76 Å (б), 8.01 Å (в), 5.24 Å (г).

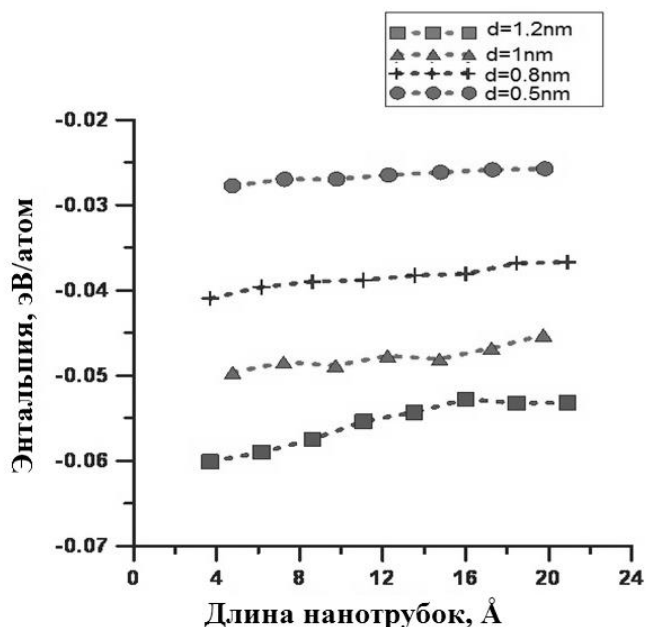


Рис. 2. График зависимости энтальпии от длины и диаметра нанотрубок.

В ходе исследования стабильности композитов было выяснено, что наиболее энергетически выгодны соединения, в которых диаметр трубок – наибольший из рассматриваемых. Тем не менее, стабильными являлись все рассмотренные конструкции. Композит, состоящий из множества УНТ и листов, также является стабильным с энтальпией - 0.446 эВ/атом.

### Исследование эмиссионных свойств композитов

Исследование энтальпии проводилось в рамках полуэмпирического метода сильной связи. После построения моделей композитов, аналогичных представленным на рис. 3., были созданы на их основе ячейки (рис. 4.), которые, в свою очередь, стали основой протяженной структуры.

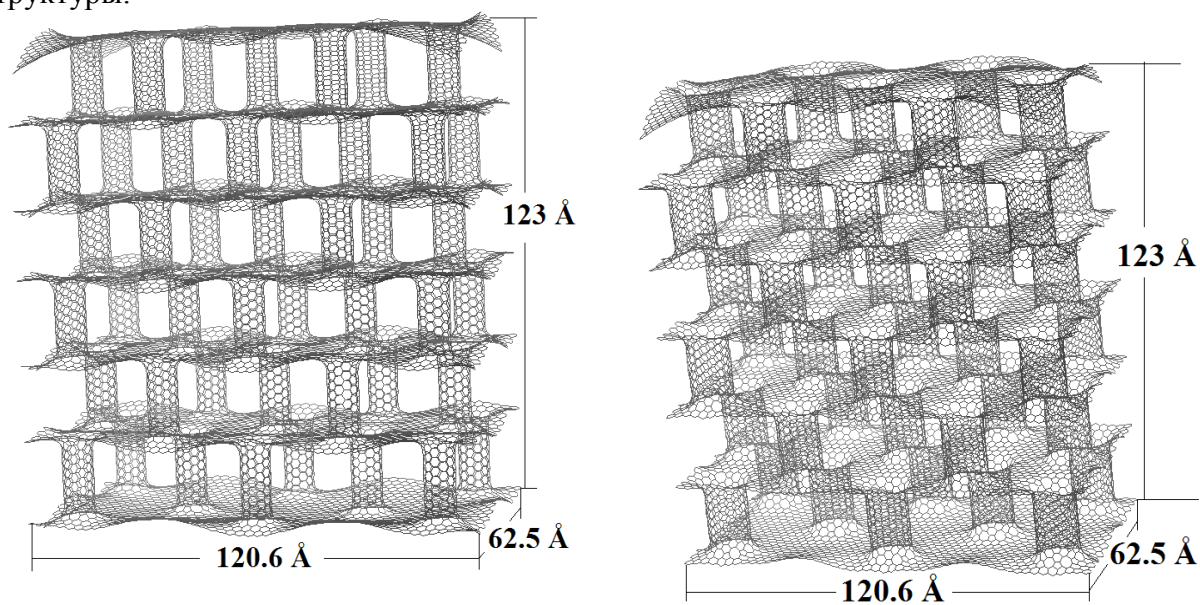


Рис. 3. Композиты на основе УНТ и графена

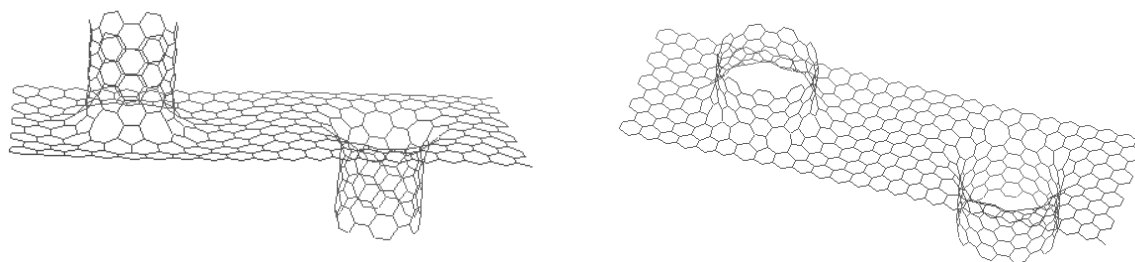


Рис. 4. Ячейки протяженных структур

В ходе исследования были получены значения потенциала ионизации и энергетической щели для композитов различных геометрических параметров и проведено сравнение этих значений с аналогичными характеристиками для протяженных УНТ того же диаметра, что и в композите. Было выяснено, что потенциал ионизации композитов, состоящих из графеновых листов и трубок диаметром  $12.12 \text{ \AA}$  и длиной  $18.45 \text{ \AA}$ , принимает меньшее значение, чем для протяженных трубок с диаметром  $12.12 \text{ \AA}$ . Наименьшее значение потенциала ионизации достигается при расстоянии между трубками  $42.01 \text{ \AA}$  и составляет  $6.17 \text{ эВ}$ , в то время как для протяженных трубок значение потенциала ионизации принимает значение в  $6.6 \text{ эВ}$ .

Также было проведено исследование эмиссионных свойств композитов в электрическом поле. При напряжении на аноде  $300 \text{ В}$  и  $0 \text{ В}$  на катоде и с расстоянием  $10 \text{ мкм}$  между ними, были получены значения потенциала ионизации для расстояния между листами  $8 \text{ \AA}$ ,  $14.5 \text{ \AA}$ ,  $23 \text{ \AA}$ . Они принимают значения  $6.40 \text{ эВ}$ ,  $6.46 \text{ эВ}$  и  $6.51 \text{ эВ}$  соответственно.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ ((проект №13-08-00986, 14-01-31429, 14-01-31508, 12-02-00807) и Президентской стипендии 2013-2016 (проект № СП-2302.2013.1), Минобрнауки России в рамках проектной части государственного задания в сфере научной деятельности по заданию № 3.1155.2014/К..*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Iijima S. Helical microtubules of graphitic carbon // Nature. – 1991. – V. 354., P. 56-58.
2. Новоселов К. С. Графен: материалы Флатландии // УФН. – 2011. – Т. 181, №. 12., С.1300-1311.
3. Cheng Y., Zhou O. Electron field emission from carbon nanotubes // C. R. Physique. – 2003. – vol. 4., pp.1021-1033.
4. Brenner D. W. Empirical potential for hydrocarbons for use in simulating the chemical vapor deposition of diamond films // Phys. Rev. B. – 1990. – vol. 42, no. 15, pp. 9458-9471.

## Проектирование сверхширокополосной антенной решетки на излучателях Вивальди для импульсного бортового радиолокационного датчика цели

**Борзов А.Б., Лихоеденко К.П., Серегин Г.М., Сидоркина Ю.А., Сучков В.Б.**

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

[wave@sm.bmstu.ru](mailto:wave@sm.bmstu.ru), [suchkov2007@gmail.com](mailto:suchkov2007@gmail.com)

Рассмотрены вопросы построения антенной решетки (АР) на излучателях Вивальди для излучения сверхкоротких импульсов. Приведены основы методики проектирования АР с учетом требуемых габаритов бортового радиолокационного датчика цели и рабочей полосы частот излучаемого сигнала. Приведены результаты цифрового моделирования в пакете EMSS FEKO диаграмм направленности излучателя Вивальди и АР на излучателях Вивальди. Показаны эффекты изменения формы излучаемого АР импульса и формы диаграммы направленности АР в различные моменты времени.

В существующих импульсных бортовых радиолокационных датчиках цели (БРДЦ) в качестве антенных систем используются волноводно-щелевые антенны, которые обеспечивают требуемые характеристики по углу наклона и ширине ДН, а также габаритные характеристики, но при этом являются узкополосными за счет свойств волноводов. Поэтому для излучения сверхкоротких импульсов должны использоваться сверхширокополосные (СШП) антенны, обеспечивающие требуемые характеристики ДН и согласования с трактом в широкой полосе частот. В связи с этим должны решаться следующие задачи:

- выбор конструкции СШП антенны, обеспечивающей требуемые характеристики ДН и габаритные характеристики в заданной полосе частот излучения;
- выбор метода расчета ДН;
- численное моделирование характеристик излучения СШП антенны и характеристик согласования с входным трактом приемо-передающего модуля (ПММ).

В настоящее время для повышения разрешающей способности и помехозащищенности импульсных БРДЦ могут быть использованы однокристалльные приемопередатчики, обеспечивающие генерацию сверхкоротких импульсов (СКИ) длительностью от 300 до 600 пс. При этом рабочая полоса частот может занимать от 3 до 8 ГГц (рис. 1). Для излучения и приема СКИ в рабочей полосе частот требуется разработка антенной системы, которая с одной стороны удовлетворяла бы требуемым габаритам носителя БРДЦ, а с другой стороны обеспечивала бы требуемые характеристики диаграммы направленности (ДН) в рабочей полосе частот излучения.

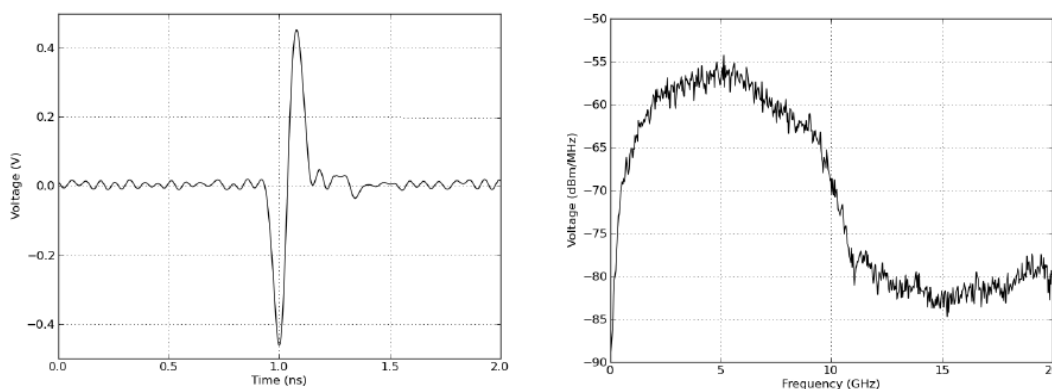


Рис. 1. Форма СКИ и его частотный спектр в полосе от 3 до 8 ГГц

Можно сформулировать следующие требования к антенной системе СКИ БРДЦ, построенном на однокристалльном СКИ приемопередатчике:

- угол наклона ДН антенны относительно корпуса носителя БРДЦ должен составлять  $\theta_{max}$ ;

- ширина ДН антенны по уровню половинной мощности боеприпаса должна составлять  $\Delta\theta_{0.707}$  ;
- конструкция антенной системы должна удовлетворять габаритным размерам носителя БРДЦ;
- антенна должна обеспечивать излучение сверхкоротких импульсов, формируемых однокристалльным приемопередатчиком в рабочей полосе частот от 3 до 8 ГГц.

Для установленных требований по габаритам, расположению и направленным свойствам синтез СШП антенны и ее ДН должен осуществляться по следующему алгоритму []:

- 1) Выбор типа антенны, обеспечивающей излучение СКИ в заданной полосе частот;
- 2) Синтез геометрической модели излучателя антенной решетки с помощью библиотеки стандартных излучателей в Antenna Magus и экспорт геометрической модели в EMSS FEKO;
- 3) Расчет характеристик одного излучателя и его оптимизация.
- 4) Синтез цепи согласования в пакете Optenni Lab в случае необходимости (если в расчетной модели излучателя  $KCB > 2$ ).
- 5) Моделирование системы питания излучателей антенной решетки с учетом распределения фаз токов на основе непосредственного расчета по известным соотношениям для стандартных распределений (распределение Чебышева) или с помощью автоматизированного пакета Antenna Magus для обеспечения требований на угол наклона главного лепестка относительно оси ракеты, ширину главного лепестка и уровень боковых лепестков.
- 6) Построение геометрической модели антенной решетки в EMSS FEKO, расчет ее характеристик (ДН, КСВ, коэффициент усиления) в рабочей полосе частот.

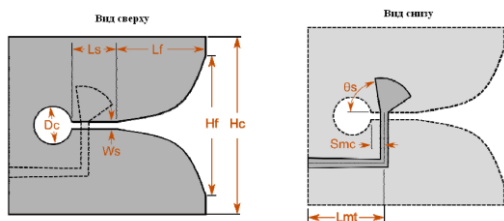


Рис. 2. Топология и конструктивные параметры излучателя Вивальди

В качестве излучателя антенной решетки СКИ БРДЦ была выбрана микрополосковая антенна Вивальди [1-3], топология которой приведена на рис. 2. Данный тип антенн обеспечивает излучение СКИ в широкой полосе частот при заданных параметрах ДН.

Конструкция элементарного излучателя Вивальди, обеспечивающего излучение СКИ сигнала длительностью 300 пс в рабочей полосе частот, сформирована в пакете Antenna Magus и приведена на рис. 3. В результате моделирования в пакете Antenna Magus топология базовой конструкции излучателя

Вивальди имеет следующие характеристики:

- размеры антенны:  $L_f=108.42$  мм,  $L=121.6$  мм,  $H_f=69.9$  мм;
- материал Rogers RO 4003C ;
- относительная диэлектрическая проницаемость материала подложки  $\epsilon = 3.5$  ;
- толщина диэлектрика  $h_0=0,508$  мм;
- тип соединителя SMA.

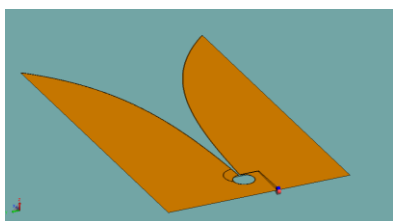


Рис. 3. Конструкция и топология излучателя Вивальди в рабочей полосе частот 3 до 8 ГГц

Полученная в Antenna Magus конструкция СШП излучателя Вивальди обеспечивает наилучшее согласование со входным трактом ( $KCB$  не более 2,7) в заданной полосе частот от 3 до 8 ГГц при выбранном материале подложки. Полученный вариант конструкции излучателя вместе с параметрами материала подложки экспортируется в формат CFX для расчета характеристик излучения в пакете EMSS FEKO. Данный формат представления модели антенны позволяет изменять геометрию и электрофизические свойства материала подложки для улучшения характеристик согласования в случае необходимости.

Методика цифрового моделирования антенны в пакете EMSS FEKO может быть представлена в виде следующего алгоритма:

- 1) Инициализация исходных параметров для расчета:
  - рабочая полоса частот  $f_{min}..f_{max}$ , ГГц;
  - относительная диэлектрическая проницаемость материала подложки  $\epsilon$  ;

- 2) Создание полигональной (сеточной) модели, описывающей поверхность моделируемой антенны в виде массива плоских треугольников, состыкованных между собой, причем размер треугольника выбирается исходя из нижней границы полосы рабочих частот и относительной диэлектрической проницаемости материала подложки;
- 3) Выбор метода цифрового моделирования характеристик антенны в зависимости от вычислительных возможностей ЭВМ (метод моментов, быстрый многополюсный метод);
- 4) Анализ полученных результатов в приложении POSTFEKO (КСВ, диаграмма направленности, входное сопротивление антенны);
- 5) Модификация конструкции антенны при необходимости для улучшения ее основных характеристик (КСВ, коэффициент усиления).

В соответствии с возможными ограничениями на размер антенного блока в корпусе носителя БРДЦ его размер уменьшен до  $L=71.9$  мм за счет выбора другого материала подложки Rogers TMM10 с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 9.2$  и толщиной  $h=0.3$  мм.

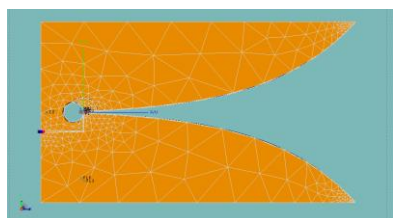


Рис. 4. Расчетная полигональная сетка СШП излучателя Вивальди на подложке из материала Rogers TMM 10

На рис. 4 приведена полигональная (сеточная) модель излучателя Вивальди для диапазона рабочих частот от 3 до 8 ГГц. Средний размер треугольника модели составил 0.8 мм, а максимальный размер треугольника соответственно 5 мм. При этом диэлектрическая проницаемость материала подложки была выбрана  $\epsilon = 9.2$ .

Для полученной конструкции излучателя Вивальди был проведен расчет согласования с входным трактом. По результатам расчета получена зависимость КСВ антенны от частоты в полосе от 3 до 10 ГГц (рис. 5). Как видно из графика на рис. 4 в большей части полосы рабочих частот значения КСВ не превышают 2,0, и только в диапазоне значений частот от 3 до 3.3 ГГц наблюдается незначительное увеличение КСВ до 2,3,

что является незначительным при работе на малых мощностях на границе частотного диапазона.

На рис. 6 приведена пространственная диаграмма направленности излучателя Вивальди на центральной частоте полосы рабочих частот  $f_{\text{нб}} = 5.52$  ГГц, которая была получена методом моментов. На рис. 7 приведены ДН излучателя Вивальди соответственно в угломестной и азимутальной плоскостях на частотах рабочего диапазона 3.7, 5.52 и 7.8 ГГц.

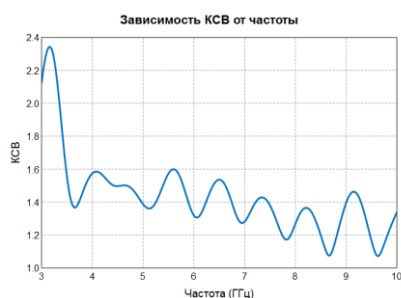


Рис. 5. Зависимость КСВ излучателя Вивальди от частоты в полосе от 3 до 10 ГГц

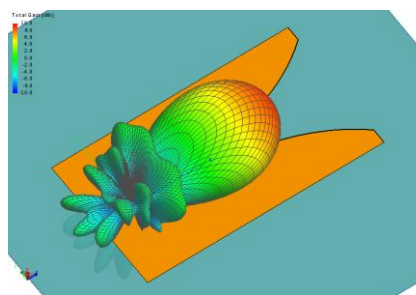


Рис. 6. Пространственная диаграмма направленности излучателя Вивальди на частоте 5.52. ГГц

В соответствии с рис. 6-7 среднее значение ширины ДН излучателя по уровню половинной мощности в угломестной плоскости составляет  $\Delta\tilde{\theta}_{0.707} = 70^\circ$ , а среднее значение ширины ДН излучателя по уровню половинной мощности в азимутальной плоскости составляет  $\Delta\tilde{\varphi}_{0.707} = 50^\circ$ . Физическая реализация узконаправленных ДН СШП антенн СКИ БРДЦ обеспечивается при создании

антенной решетки (АР), состоящей из излучателей Вивальди выбранной конструкции, у которой система питания обеспечивает такое распределения амплитуд и фаз токов излучателей при которой может быть обеспечены заданные угол наклона ДН и ширина ее главного лепестка при установленном уровне боковых лепестков.

В соответствии с методикой цифрового моделирования СШП антенн схема расположения излучателей АР и их амплитудно-фазовое распределение создается в пакете Antenna Magus. В результате в пакете Antenna magus получены следующие характеристики АР:

- количество излучателей Вивальди  $N=9$ ;
- расстояние между излучателями:

$$d = 0.5\lambda_{\text{н\ddot{o}}} = 0.5 \cdot \frac{\lambda_{\text{min}} + \lambda_{\text{max}}}{2} = 0.5 \cdot 6.9\tilde{\lambda} = 3.5\tilde{\lambda} .$$

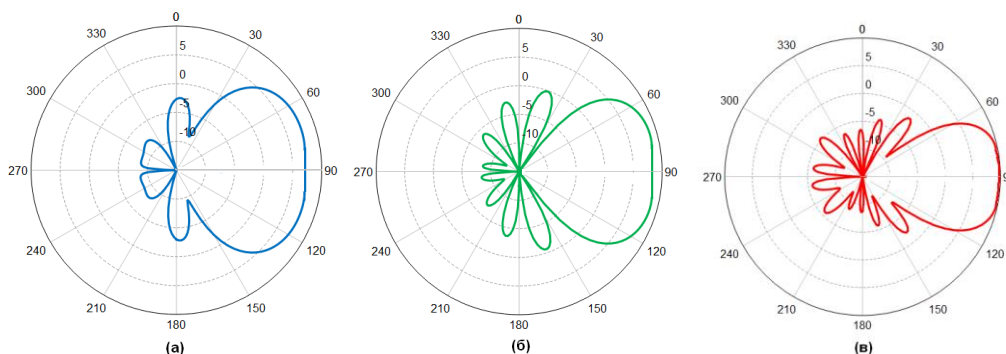


Рис. 7. Диаграммы направленности излучателя Вивальди в угломерной плоскости излучения в единицах коэффициента усиления  
(а – на частоте 3.7 ГГц, б - на частоте 5.52 ГГц, в - на частоте 7.8 ГГц)

В пакете Antenna Magus при расчете амплитудно-фазового распределения питающих токов излучателей  $\dot{I}_n = I_n e^{j\psi_n}$  используется стандартное чебышевское распределение, обеспечивающее требуемый уровень боковых лепестков и ширину главного лепестка АР. Вид амплитудного распределения токов с чебышевским распределением представлен на рис. 8.

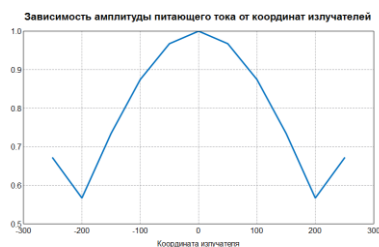


Рис. 8. Зависимость нормированной амплитуды питающего тока излучателя от координаты

Полученный вариант расположения излучателей и амплитудно-фазовое распределения ФАР экспортируется в текстовый формат TSV для расчета характеристик излучения в пакете EMSS FEKO. На рис. 9 приведена полигональная (сеточная) модель АР из 9 излучателей Вивальди, построенная с учетом импортированного в пакет EMSS FEKO амплитудно-фазового распределения из пакета Antenna Magus пространственная диаграмма направленности АР СКИ БРДЦ с распределением токов на поверхности излучателей на центральной частоте рабочей полосы 5.52 Гц. Данная модель используется для расчета характеристики направленности АР излучателей Вивальди с использованием точных методов.



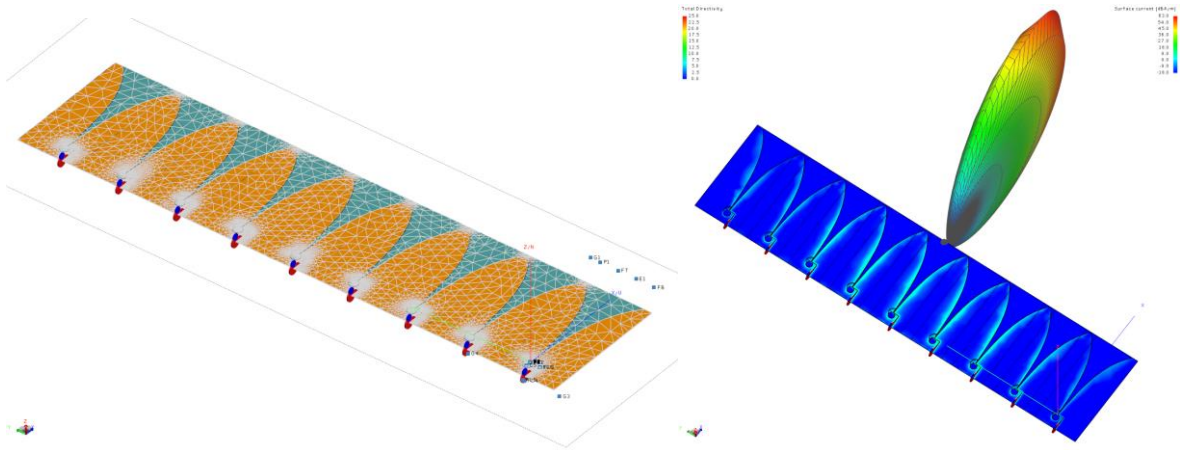


Рис. 9. Расчетная полигональная сетка АР из 9 излучателей Вивальди и пространственная диаграмма направленности АР СКИ БРДЦ с распределением токов на поверхности излучателей на центральной частоте рабочей полосы 5.52 Гц

На рис. 10 показана трансформация формы СКИ при его излучении АР из 9 излучателей длиной 500 мм.

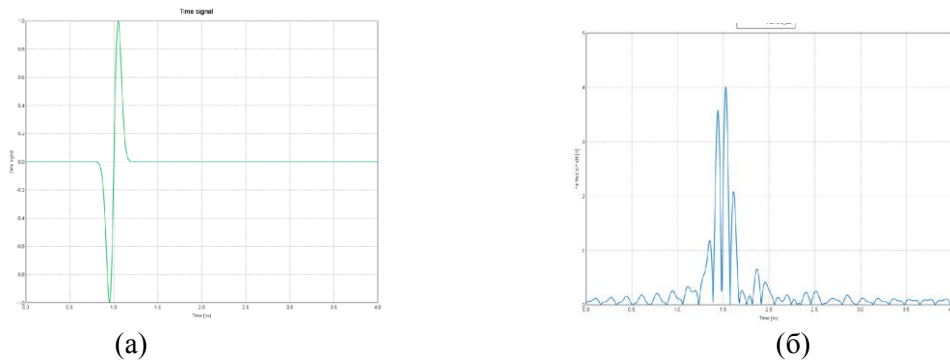


Рис. 10. Форма СКИ на входе СШП АР (а) и излученного на расстоянии 1 м от СШП АР (б)

На рис. 11 показано изменение ширины главного лепестка диаграммы направленности в угломестной плоскости в момент времени 1.44 нс и в момент времени 1.51 нс.

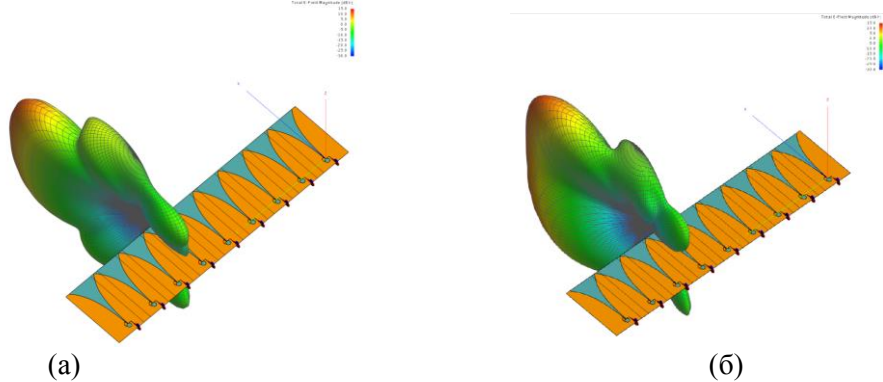


Рис. 11 Пространственная диаграмма направленности АР СКИ БРДЦ в различные моменты времени (а – 1.44 нс, б – 1.51 нс)

Таким образом, в процессе исследований получены следующие выводы:

- разработана методика синтеза СШП антенны для бортового радиолокационного датчика цели, учитывающая габариты датчика, требуемые характеристики ДН антенны и рабочую полосу частот;
- показано, что наиболее рациональным выбором для проектирования антенны является пакет EMSS FEKO в сочетании с пакетом Antenna Magus;
- получены характеристики излучения AP на излучателях Вивальди, показывающие возможность использования такой конструкции антенны для бортового радиолокационного датчика цели.

*Работа выполнена в рамках проекта № 1543 задания № 2014/104 на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках базовой части государственного задания Минобрнауки России.*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Иммореев, И.Я. Сверхширокополосная система связи с высокой скоростью передачи данных / Судаков, А.А., Иммореев И.Я. // Труды 1-й международной конференции «Управление качеством в новых информационных технологиях». -М.: АМИ. 2003.-с. 23 – 25.
2. Бугаев, А.С. Биорадиолокация / под ред. Бугаева А.С., Ивашева С.И., Иммореева И.Я. – М.: Изд-во МГТУ им Н.Э.Баумана, 2010. – 396 с.
3. Иммореев, И.Я. Сверхширокополосная помехоустойчивая система скрытой связи с высокой скоростью передачи данных / Судаков, А.А., Иммореев И.Я. // Сборник докладов Всероссийской научной конференции (Муром, 1-3 июля 2003 г.) - Муром: Изд.- полиграфический центр МИ ВлГУ, 2003 г., с. 435-440.

### **Использование магнитостатических данных для анализа частотной зависимости магнитной проницаемости**

**Зезюлина П. А., Осипов А. В., Петров Д. А., Розанов К. Н.**

*Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН*  
[zez-p@yandex.ru](mailto:zez-p@yandex.ru)

*На примере композитных материалов с включениями в виде пластинчатых частиц Fe-Cu-Nb-Si-В показана возможность использования магнитостатических данных для анализа частотных зависимостей магнитной проницаемости. Сравнение магнитной проницаемости включений, полученной из магнитостатических данных, и измеренной проницаемости композит, позволило сделать вывод о природе низкочастотных магнитных потерь. Показано, что дополнительные низкочастотные потери не связаны с влиянием вихревых токов, а значит, обусловлены другими причинами, например движением доменных границ или неоднородностью магнитной структуры включений в композите.*

#### **Введение**

Ферромагнитные сплавы с магнитомягкими свойствами находят широкое применение в СВЧ технике. На частотах выше 1 ГГц такие материалы используют для создания композитных материалов (КМ) с включениями в виде пластинчатых частиц, что позволяет увеличить

высокочастотную магнитную проницаемость, в том числе за счет снижения влияния вихревых токов. Экспериментальные частотные зависимости магнитной проницаемости таких КМ часто имеют сложную форму и довольно трудны для интерпретации. Существует несколько физических механизмов, приводящих к возникновению пиков частотной зависимости магнитных потерь: естественный ферромагнитный резонанс (ЕФМР), резонанс доменных границ, спиновые волны, скинирование. На практике разделение этих механизмов является трудной задачей. Для анализа высокочастотных спектров магнитной проницаемости могут быть использованы магнитостатические данные, что продемонстрировано ниже на примере КМ, содержащих пластинчатые частицы Fe-Cu-Nb-Si-B.

Известно, что существует связь между СВЧ и магнитостатическими характеристиками материала. Так, например, согласно закону Аше [1], намагниченность насыщения определяет интегральное значение магнитных потерь в материале. Данные, полученные из кривых намагничивания материала, также могут дать некоторую дополнительную информацию.

В работе [2] предложен метод получения функции распределения амплитуд полей анизотропии  $P(H_k)$  из кривой начального намагничивания:

$$P(H_k) = -H \frac{d^2m}{dH^2}, \quad (1)$$

где  $m = M/M_0$  – приведенная намагниченность,  $M_0$  – намагниченность насыщения материала,  $H$  – внешнее магнитное поле. Этот метод применим для тонких магнитных пленок; кривая намагничивания при этом должна быть измерена в направлении трудной оси. Уравнение (1) следует из модели Стонера-Вольфарта в предположении, что поле анизотропии в разных частях пленки может иметь различную величину.

Магнитные свойства композитных материалов, как известно, определяются свойствами включений. ЕФМР во включениях, имеющих форму тонких пластин, описывается теми же формулами, что и в тонких пленках, поэтому для КМ с включениями в виде пластинчатых частиц также может быть получено распределение полей анизотропии по амплитуде с использованием уравнения (1). Как было показано в [3], отклонение внешнего магнитного поля от направления трудной оси при получении распределения полей анизотропии из измеренных кривых намагничивания приводит только к изменению амплитуды и ширины получаемого пика, не меняя при этом его положения. Отсюда следует, что данный подход может использоваться и для КМ, включения в котором направлены случайным образом.

Связь, существующая между величиной поля анизотропии и частотой ЕФМР, позволяет перейти от распределения полей анизотропии к распределению резонансных частот. Это, в свою очередь, дает возможность рассчитать частотную зависимость мнимой части магнитной проницаемости, сравнив которую с экспериментально полученными СВЧ зависимостями, можно сделать выводы о природе пиков магнитных потерь.

#### Методика эксперимента

Тонкую фольгу  $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$  изготавливали методом индукционной плавки, а затем подвергали предварительному отжигу при температуре 540 °С в течение одного часа в атмосфере аргона. В качестве исходных материалов для изготовления фольги  $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$  были использованы железо, медь, сплавы FeNb и FeB.

Механическое измельчение отожженной пленки проводили с помощью шаровой мельницы в течение 10 и 30 часов. Весовое отношение количества шаров при размоле к количеству исходной пленки составляло около 25:1. Размер и форму полученных при размоле частиц проверяли с помощью сканирующего электронного микроскопа *TECNAI-G<sup>2</sup> F20* (рис. 1).

В результате измельчения в шаровой мельнице получены пластинчатые частицы толщиной 1,75 мкм и 1,5 мкм для 10- и 30-часового размола соответственно.

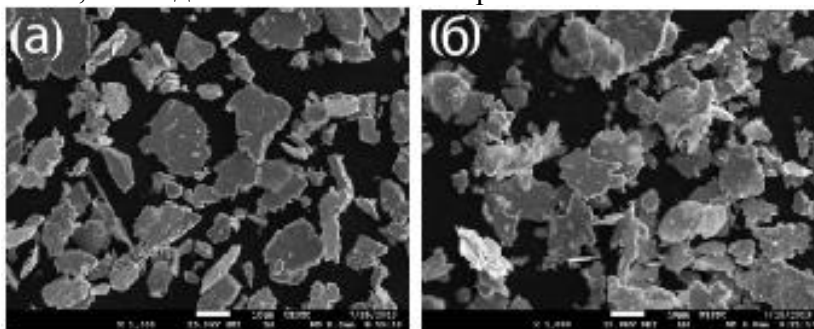


Рис. 1. Частицы, полученные размолотом в течение 10 (а) и 30 часов (б). Фотографии сделаны с помощью сканирующего электронного микроскопа.

СВЧ измерения композитов на основе парафина с полученными частицами в качестве включений проводили с использованием векторного анализатора цепей *Agilent 8720 ET* в диапазоне частот от 0,5 до 10 ГГц. Кривые начального намагничивания (рис. 2) получали с помощью магнитометра *PPMS (Quantum Design)*, при этом тонкий слой частиц помещали между двумя листами фольги.

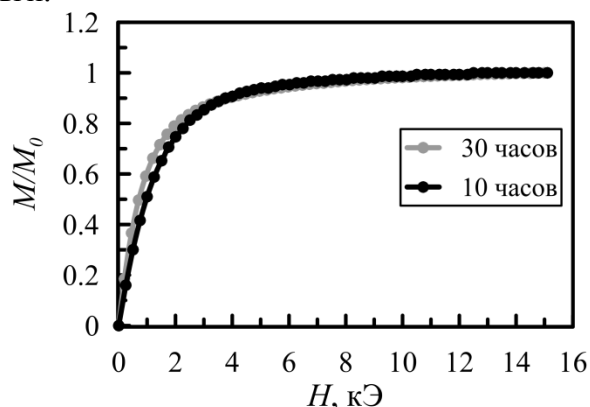


Рис. 2. Измеренные кривые начального намагничивания исследованных включений.

Все образцы и экспериментальные данные получены в Университете электронных наук и технологий г. Ченду (Китай) группой под руководством профессора М. Хана.

#### Учет влияния скин-эффекта

Магнитная проницаемость композитов с включениями, полученными 10- и 30-часовым размолотом, представлена на рис. 3. Объемная концентрация включений в обоих случаях составляла 28,6 %. Так как кривые начального намагничивания для двух типов частиц отличаются незначительно (рис. 2), дальнейшие расчеты проведены для композитов с включениями, полученными 10-часовым размолотом.

Измеренная магнитная проницаемость композита с этими включениями характеризуется широким пиком потерь, см. рис. 3. Размывание пика потерь может быть представлено как наложение двух пиков различной природы. Обычно считают, что появление дополнительных потерь на низких частотах связано с влиянием вихревых токов в проводящих частицах.

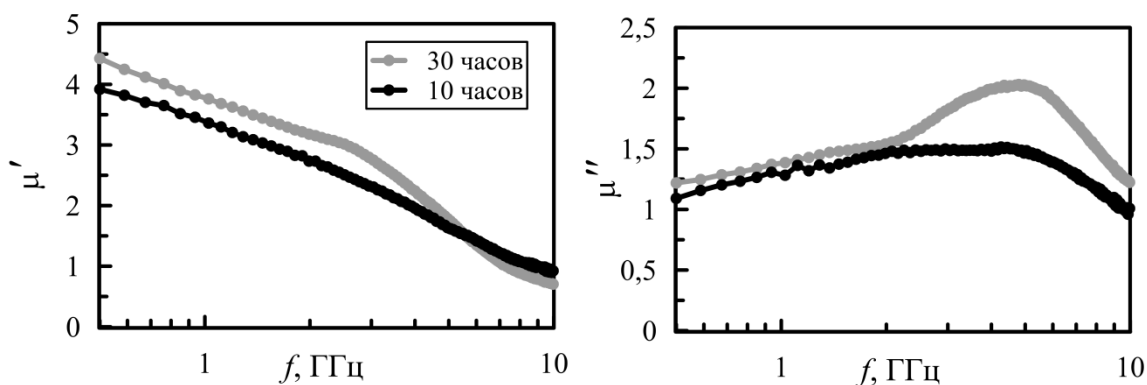


Рис. 3. Измеренная частотная зависимость действительной и мнимой частей магнитной проницаемости.

Для анализа вклада вихревых токов в суммарные магнитные потери может быть использован критерий скин-эффекта [4]:

$$\mu'' / (\mu'^2 f) = K_s a^2 \sigma, \quad (2)$$

где левая часть находится из измеренной магнитной проницаемости. Если левая часть уравнения (2) на низких частотах не зависит от частоты, считается, что низкочастотные потери обусловлены скинированием, а из правой части можно определить произведение квадрата характерного размера частиц  $a$  (толщина включений для случая тонких пластинок) на их проводимость  $\sigma$ . Величина  $K_s$  зависит от формы включений и для сферы, цилиндра и пленки близка к  $(\pi/c)^2$ , где  $c$  – скорость света [5].

Выражение (2) включает в себя собственную магнитную проницаемость включений  $\mu_{вкл}$ , а не эффективную проницаемость композита  $\mu_{эфф}$  [5]. Связь между этими величинами для КМ с включениями в виде плоских частиц определяется формулой смещения Винера:

$$\mu_{эфф} = 1 + p (\mu_{вкл} - 1), \quad (3)$$

где  $p$  – объемная концентрация включений. Отсюда частотная зависимость мнимой части собственной магнитной проницаемости частиц находится как отношение мнимой части эффективной проницаемости к концентрации (рис. 4).

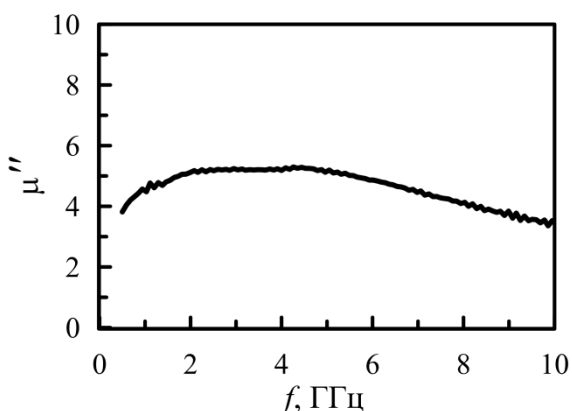


Рис. 4. Частотная зависимость мнимой части магнитной проницаемости включений.

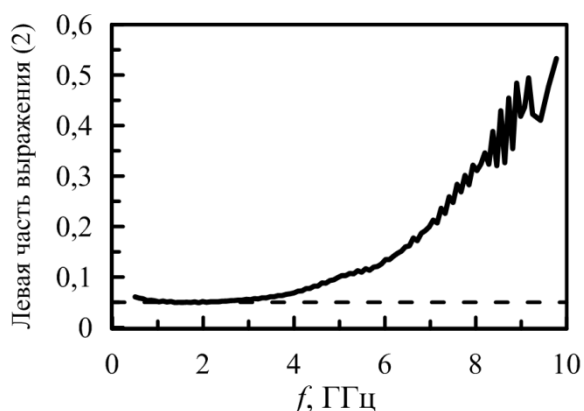


Рис. 5. Частотная зависимость левой части выражения (2).

Из рис. 5 видно, что левая часть выражения (2), рассчитанная из измеренных данных, на низких частотах не зависит от частоты и близка к значению 0,05 1/ГГц.

### Распределение полей анизотропии

Распределение полей анизотропии для исследуемого образца, полученное с использованием выражения (1), представлено на рис. 6.

Так как каждому полю анизотропии соответствует магнитный момент с некоторой частотой резонанса, от распределения полей анизотропии можно перейти к распределению частот ЕФМР  $g(f_{\text{рез}})$ :

$$g(f_{\text{рез}}) = P(H_k(f_{\text{рез}})) dH_k / d f_{\text{рез}} \quad (4)$$

Соотношение между частотой ЕФМР и полем анизотропии в случае тонких пленок и композитов с пластинчатыми включениями определяется формулой Киттеля:

$$f_{\text{рез}} = \gamma \sqrt{H_k \cdot 4\pi M_0} \quad (5)$$

где  $\gamma = 3$  ГГц/кЭ – гиромагнитное отношение.

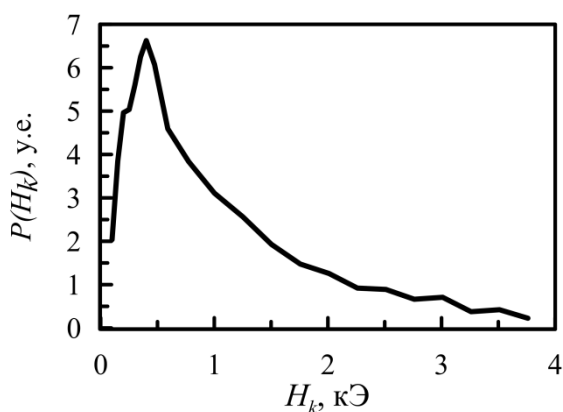


Рис. 6. Распределение полей анизотропии, рассчитанное с помощью выражения (1) из кривой намагничивания, представленной на рис. 2.

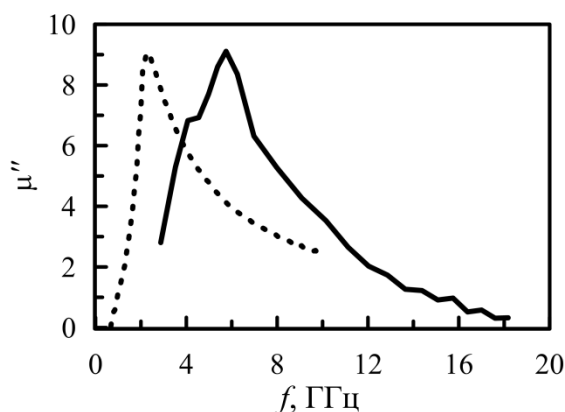


Рис. 7. Магнитные потери, полученные из измеренных данных с учетом скин-эффекта (пунктирная линия) и из распределения полей анизотропии (сплошная линия).

Решая (5) относительно  $H_k$  и находя весовую функцию  $dH_k/df_{\text{рез}}$ , получаем формулу для расчета распределения резонансных частот:

$$g(f_{\text{рез}}) = P\left(\frac{f_{\text{рез}}^2}{\gamma^2 4\pi M_0}\right) \frac{2f_{\text{рез}}}{\gamma^2 4\pi M_0} \quad (6)$$

Чтобы из распределения частот получить частотную зависимость магнитной проницаемости, предположим, что суммарные магнитные потери представляют собой совокупность высокочастотных резонансов. Тогда для каждой резонансной частоты вклад соседних резонансов пренебрежимо мал, и интегральная формула Аше может быть переписана в виде:

$$\mu'' f_{\text{рез}} \Delta f \propto g(f_{\text{рез}}), \quad (7)$$

где  $\Delta f$  – шаг дискретности по частоте, а  $\mu''$  – мнимая часть магнитной проницаемости, которая выражается из формулы (7) как отношение функции распределения  $g$  к частоте.

Мнимая часть магнитной проницаемости, рассчитанная из магнитостатических данных по формуле (7), представлена на рис. 7 сплошной линией. Пунктиром на рисунке показана форма пика магнитных потерь, полученная из измеренной частотной зависимости магнитной проницаемости с вычетом влияния вихревых токов. Перенормировка магнитной проницаемости проводящих пленок с учетом скин-эффекта осуществляется с помощью известной формулы

$$\mu_{\text{измеренная}} = \mu_{\text{собственная}} \frac{\tan\left((1+i)\pi a \sqrt{\mu_{\text{собственная}} \sigma f / c}\right)}{(1+i)\pi a \sqrt{\mu_{\text{собственная}} \sigma f / c}}, \quad (8)$$

подставив в которую значение  $a\sqrt{\sigma}$ , полученное с использованием критерия скин-эффекта, можно рассчитать собственную магнитную проницаемость включений.

Две кривые, показанные на рис. 7, имеют похожую форму, но их пики сильно разнесены по частоте (приблизительно на 3 ГГц). Возможной причиной этого расхождения может являться то, что при анализе магнитной проницаемости низкочастотные потери были ошибочно связаны с влиянием вихревых токов.

Частотная зависимость собственных магнитных потерь включений композита на рис. 4 может быть представлена наложением двух пиков на частоте 2 и 5 ГГц. Положение высокочастотного пика соответствует пику кривой, найденной из распределения полей анизотропии, а значит, связан с ЕФМР. Причиной низкочастотного пика могут быть другие магнитные потери, например, связанные с движением доменных границ, что на частотах порядка 2 ГГц представляется невозможным. Особенности магнитной структуры включений композита, которая может отличаться от простой структуры однородно намагниченных частиц, принятой при расчетах, также может повлиять на вид частотной зависимости магнитной проницаемости. Следует отметить также, что уравнение (2) может не быть справедливым в случае неоднородно намагниченных частиц. Существование замыкающих доменов может также привести к возникновению ошибки в учете скин-эффекта на высоких частотах. Кроме того, рассогласование может быть связано и с другими принятыми упрощениями подхода, например, с пренебрежением размагничиванием на включениях.

#### Заключение

Метод расчета мнимой части магнитной проницаемости из распределения амплитуд полей анизотропии позволяет получить дополнительную информацию о высокочастотных магнитных потерях композитов с включениями в виде пластинчатых частиц. Сравнение мнимой части магнитной проницаемости, полученной расчетом из магнитостатических данных, с измеренной проницаемостью позволило сделать вывод, что появление дополнительных магнитных потерь на низких частотах не связано с влиянием вихревых токов. Их причиной могут быть другие физические механизмы или особенности магнитной структуры включений композита.

Работа была выполнена при частичной поддержке РФФИ (проекты 13-08-00103 и 10-08-00954).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. O. Acher, A.L. Adenot, *Phys. Rev. B* **62** (2000) 11324.
2. J. M. Barandiaran, M. Vazquez, A. Hernando, J. Gonzalez and G. Rivero, *IEEE Trans. Magn.* **25** (1989) 3330.
3. V. Franco, A. Conde, *Appl. Phys. Lett.* **74** (1999) 3875.
4. S.B. Liao, *Ferromagnetic Physics*. Science, Beijing: 2000. V. 3. P. 17.
5. K. N. Rozanov and M.Y. Koledintseva, Proc. 2012 IEEE Symp. on Electromagn. Compat., Aug. 5–10, 2012, Pittsburgh, USA, p. 422–427.

## Экспериментальное исследование одномерных и двумерных плотностей распределения флуктуаций средней мощности некоторых реализаций радиотехнических шумов КВ диапазона

Горовой С.В.

Дальневосточный федеральный университет  
[GorovoySV@mail.ru](mailto:GorovoySV@mail.ru)

Описаны результаты экспериментального оценивания одномерных и двумерных плотностей распределения флуктуаций средней мощности некоторых реализаций радиотехнических шумов в диапазоне частот до 30 МГц. Для собственного шума на выходе малошумящего широкополосного усилителя и численной модели белого гауссовского шума оценены зависимости одномерной и двумерной плотностей распределения флуктуаций средней мощности от времени усреднения в пределах от 0,5 мкс до 1 мс для частотных полос шириной от 100 кГц до 1 МГц. Приведены результаты сравнения экспериментальных результатов с теоретическими. Указаны условия, при которых флуктуации мощности исследованных реализаций шумов могут быть описаны гауссовым законом. Полученные результаты могут быть использованы для оценки эффективности энергетических алгоритмов обнаружения радиосигналов КВ диапазона, а также для анализа возможностей прогнозирования характеристик собственных шумов трактов промежуточной частоты устройств микроволнового диапазона.

В системах радиомониторинга, пассивной радиолокации, гидролокации, теплолокации, радиоастрономии и т.д. используются устройства обнаружения сигналов с неизвестной формой на фоне помех. Если помеху можно считать аддитивной и не зависящей от сигнала, в качестве признака наличия сигнала зачастую используется энергия сигнала на входе приемника. Решение о наличии или отсутствии ожидаемого сигнала принимается по результатам сравнения с некоторым порогом средней мощности или энергии входного сигнала, накопленной за время наблюдения. Такие устройства называют энергетическими приемниками. Схема энергетического приемника показана на рис. 1. В радиометрах к выходу интегратора вместо порогового устройства подключают измерительное устройство.

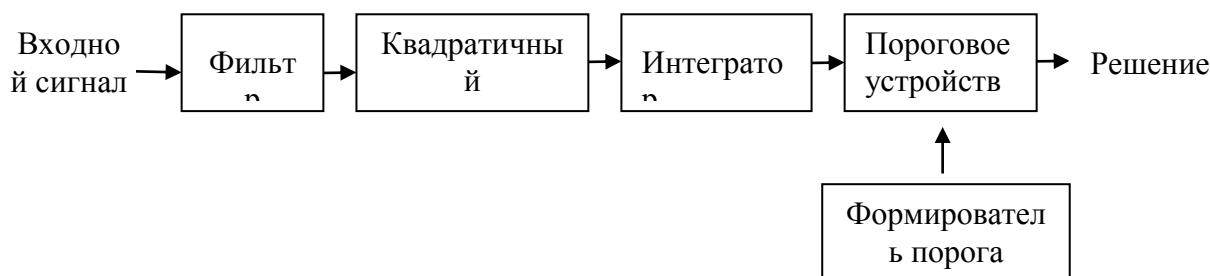


Рис. 1. Энергетический приемник



В реальных условиях в качестве входных сигналов энергетических приемников или радиометров используются как сигналы с выхода антенного устройства СВЧ или ВЧ приемной системы, так и сигналы трактов промежуточной и низкой частоты. Сигнал  $x(t)$  на выходе интегратора, пропорциональный средней мощности входного сигнала, описывается известным соотношением

$$x(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t s^2(p) dp, \quad (1)$$

где  $s(t)$  — сигнал на выходе фильтра,  $T$  — время интегрирования, определяемое из практических соображений, например равное длительности ожидаемого сигнала или его фрагмента. Коэффициент пропорциональности определяется частотной характеристикой фильтра. Выбор формы частотной характеристики фильтра задается исходя из назначения устройства. Для использования в измерителе средней мощности или радиометре она должна быть близкой к прямоугольной.

Для случая, когда входной сигнал и соответственно  $s(t)$  можно считать гауссовскими случайными процессами с известными корреляционными функциями, для некоторых частотных характеристик фильтра в [1, 2, 3] рассмотрены аналитические выражения для первых моментов, кумулянтов и одномерной плотности распределения вероятностей величины  $x$ . Для определения ряда параметров, характеризующих качество энергетических приемников и радиометров необходимо знание плотностей распределения 2-го и более высоких порядков. Если сигнал на выходе фильтра отличается от гауссовского, вывод аналитических выражений для их расчета связан со значительными трудностями. Использование численных методов и разложений в функциональные ряды для многих практически важных случаев ограничено медленной сходимостью [1, 2]. Возможны ситуации, когда совместные распределения двух, трех и более выборочных значений шумовых сигналов не являются гауссовскими, в то время как одномерное распределение не противоречит гауссовскому закону [4]. Поэтому представляется важным экспериментальное оценивание статистических характеристик сигналов и шумов на выходе интегратора, наблюдаемых в реальных условиях.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального оценивания одномерных и двумерных плотностей распределения вероятностей выборочных значений сигнала на выходе интегратора энергетического приемника для нескольких значений времени накопления  $T$  в различных частотных полосах  $\Delta f$  шумов. Энергетический приемник был реализован программно, необходимое для вычисления  $x(t)$  «скользящее» интегрирование производилось без применения сглаживающего окна.

Построение оценок плотностей распределения вероятностей средней мощности производилось путем сглаживания одномерных и двумерных гистограмм, полученных в результате цифровой обработки 1000 перекрывающихся на  $T/2$  фрагментов сигнала  $x(t)$  длительностью  $T$  на выходе интегратора. Ширина интервалов группировки составляла четверть среднеквадратического отклонения. Для удобства сравнения, перед вычислением гистограмм сигналы были пронормированы по уровню так, чтобы их выборочное среднее не превышало по модулю  $10^{-8}$ , а среднеквадратическое отклонение отличалось от единицы не более чем на  $10^{-6}$ .

В качестве исследуемых сигналов использовались оцифрованные с помощью 14-разрядного модуля АЦП 5122 National Instruments шумовые сигналы различной природы: собственный шум на выходе малошумящего широкополосного усилителя (видеоусилителя) с полосой пропускания 100 Гц—25 МГц и численная модель белого гауссовского шума, реализованная с помощью функции `wgn` Matlab [5]. Частота квантования составляла 100 МГц, для

формирования частотных полос входящего в состав энергетического приемника фильтра использовались КИХ фильтры 512 порядка. Энергетические спектры данных сигналов в указанных в докладе частотных полосах (с учетом погрешностей) практически не различались.

Экспериментально оцененные одномерные, двумерные и трехмерные плотности распределения выборочных значений отдельных фрагментов записей названных шумов в ряде случаев отличаются от гауссовского [3]. В данном докладе приведены результаты исследования фрагментов записей, для которых в использованных полосах частот согласно критерию хи-квадрат при уровне значимости 0,05 наблюдалось непротиворечие одномерных распределений шумов усилителя и модельного шума гауссовскому закону. Осциллограммы таких шумовых сигналов имеют вид «стационарных шумовых дорожек», характерных для многих радиотехнических цепей.

На рис. 2 показаны оценки начальных участков временных корреляционных функций  $R(\tau)$  собственного шума широкополосного усилителя и модельного шума в нескольких  $\Delta f$  при времени интегрирования  $T = 1$  мс. Медленное затухание корреляционной функции шумов усилителя в полосе частот  $\Delta f = 1$  кГц—20 МГц вызвано наличием в нем квазидетерминированных составляющих, обусловленных паразитными обратными связями. В полосе частот  $\Delta f = 10$  МГц±0,5 МГц (т.е. в полосе частот шириной 1 МГц, расположенной симметрично относительно средней частоты 10 МГц) корреляционные функции модельного шума и шума усилителя близки друг к другу по форме с учетом конечности выборок. Близость по форме корреляционных функций модельного шума и шума усилителя наблюдалась вплоть до значения  $\Delta f = 10$  МГц±5 МГц, что, согласно теореме Винера—Хинчина, характеризует подобие в данной полосе частот энергетических спектров этих сигналов.

На рис. 3 представлены результаты оценивания одномерных плотностей распределения вероятностей выборочных значений средней мощности шума вышеуказанных усилителя и модельного шума на выходе интегратора энергетического приемника при  $T = 0,5$  мкс и  $\Delta f = 10$  МГц±250 кГц, 10 МГц±500 кГц, 1 кГц—20 МГц что соответствует значениям произведения  $\Delta f T = 0,25, 0,5, 10$ .

На рис. 4 представлены результаты оценивания одномерных плотностей распределения вероятностей выборочных значений средней мощности шума усилителя и модельного шума на выходе интегратора при  $T = 20$  мкс и  $\Delta f = 10$  МГц±250 кГц, 10 МГц±500 кГц, 1 кГц—20 МГц что соответствует значениям произведения  $\Delta f T = 10, 20, 400$ .

Согласно [1, 2] для гауссовского распределения входного сигнала при уменьшении  $\Delta f T$  распределение на выходе интегратора энергетического приемника приближается к распределению хи—квадрат, а при увеличении  $\Delta f T$  — приближается к гауссовскому (происходит «нормализация»). Сравнение рис. 3 и рис. 4 показывает, что для модельного шума процесс «нормализации» наблюдается при меньших значениях  $\Delta f$ , и соответственно  $\Delta f T$ , чем для шума усилителя.

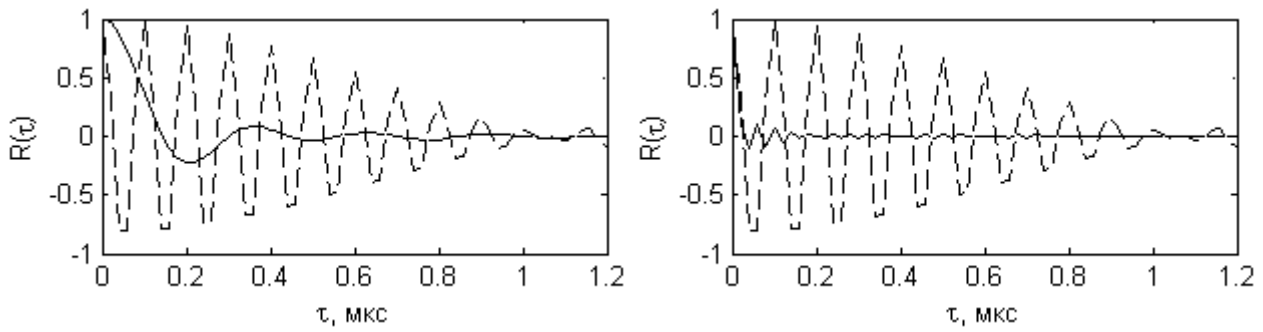


Рис. 2. Оценки корреляционных функций шума широкополосного усилителя (слева) и модельного шума (справа). Сплошные линии соответствуют  $\Delta f = 1 \text{ кГц} - 20 \text{ МГц}$ , пунктирные —  $\Delta f = 10 \text{ МГц} \pm 0,5 \text{ МГц}$

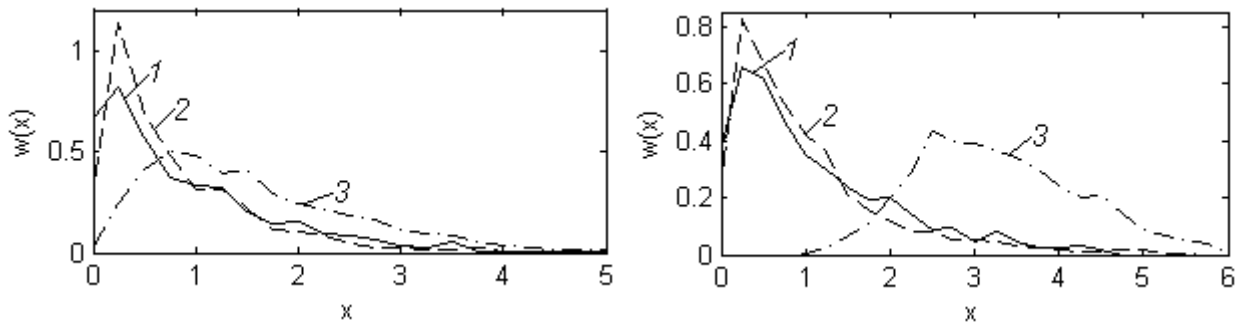


Рис. 3. Оценки плотности распределения вероятностей выборочных значений средней мощности шума широкополосного усилителя (слева) и модельного шума (справа) при  $T = 0,5 \text{ мкс}$ .

1 —  $\Delta f = 10 \text{ МГц} \pm 250 \text{ кГц}$ , 2 —  $\Delta f = 10 \text{ МГц} \pm 500 \text{ кГц}$ , 3 —  $\Delta f = 1 \text{ кГц} - 20 \text{ МГц}$

На рис. 5 показаны оценки линий равной вероятности (линий уровня) двумерной совместной плотности распределения вероятностей  $w(x(t), x(t+T/2))$  выборочных значений  $x(t)$  и  $x(t+T/2)$  (т.е. отстоящих друг от друга на половину значения времени интегрирования) шума усилителя (слева) и модельного шума (справа) при  $T = 0,5 \text{ мкс}$  и  $\Delta f = 10 \text{ МГц} \pm 250 \text{ кГц}$  ( $\Delta f T = 0,25$ ).

На рис. 6 показаны оценки линий равной вероятности двумерной совместной плотности распределения вероятностей  $w(x(t), x(t+T/2))$  выборочных значений  $x(t)$  и  $x(t+T/2)$  шума усилителя (слева) и модельного шума (справа) при  $T = 20 \text{ мкс}$  и  $\Delta f = 10 \text{ МГц} \pm 250 \text{ кГц}$  ( $\Delta f T = 10$ ).

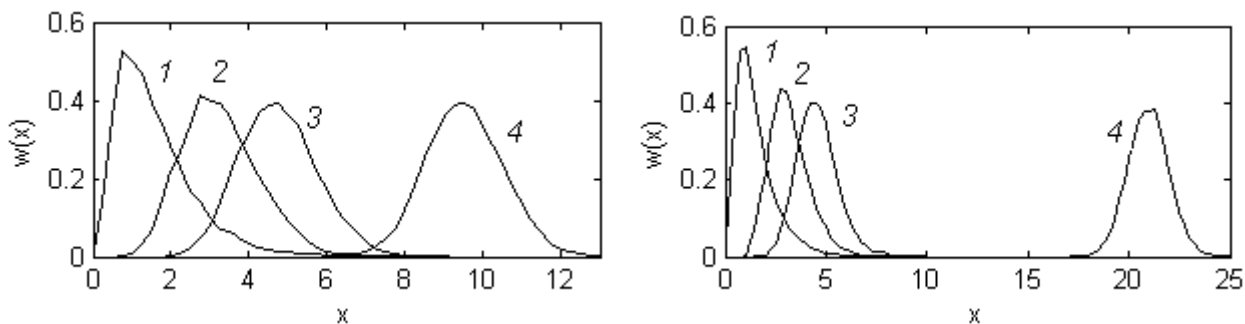


Рис. 4. Оценки плотности распределения вероятностей выборочных значений средней мощности шума широкополосного усилителя (слева) и модельного шума(справа) при  $T = 20$  мкс.

1 —  $\Delta f = 10$  МГц $\pm$ 50 кГц, 2 —  $\Delta f = 10$  МГц $\pm$ 250 кГц,  
3 —  $\Delta f = 10$  МГц $\pm$ 500 кГц, 4 —  $\Delta f = 1$  кГц—20 МГц

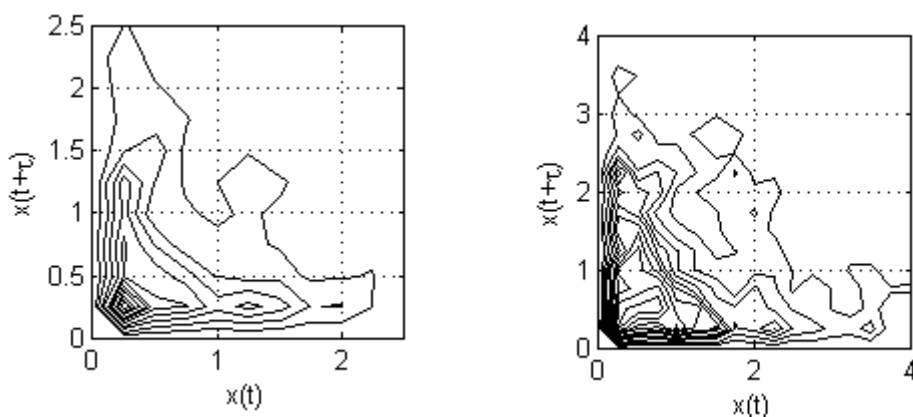


Рис. 5. Оценки линий уровня двумерных плотностей распределения вероятностей выборочных значений средней мощности шума широкополосного усилителя (слева) и модельного шума (справа) при  $T = 0,5$  мкс и  $\Delta f = 10$  МГц $\pm$ 250 кГц ( $\Delta f T = 0,25$ )

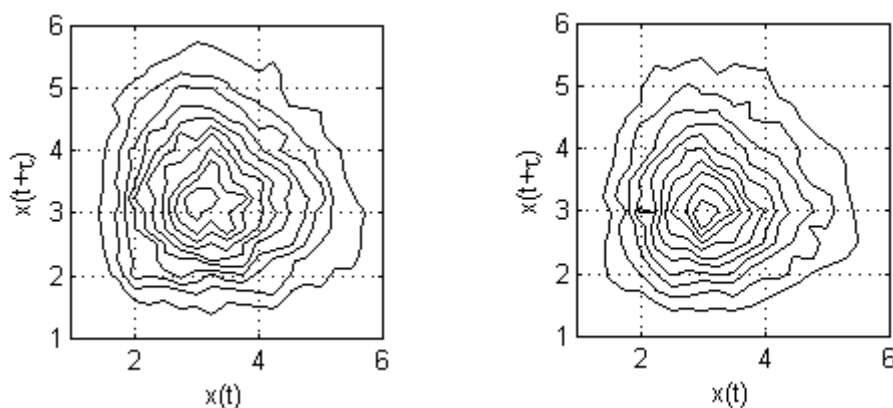


Рис. 6. Оценки линий уровня двумерных плотностей распределения вероятностей выборочных значений средней мощности шума широкополосного усилителя (слева) и модельного шума (справа) при  $T = 20$  мкс и  $\Delta f = 10$  МГц  $\pm 250$  кГц ( $\Delta fT = 10$ )

Из сравнения рис. 5 и рис. 6 можно заметить, что при  $\Delta fT = 10$  и более двумерная совместная плотность распределения  $w(x(t), x(t+T/2))$  выборочных значений, отстоящих на  $T/2$  приобретает симметричный вид и приближается к двумерному гауссову распределению. Явно выраженных различий в двумерных плотностях распределения средней мощности шума усилителя и модельного шума при этом не наблюдается.

При  $\Delta fT = 10$  (рис. 5) двумерные совместные плотности распределения выборочных значений, отстоящих на  $T/2$  для шума усилителя и модельного шума имеют существенные различия: распределение модельного шума имеет более крутые спады вблизи значений  $x(t) = 0, x(t+T/2) = 0$ . Это наблюдается для многих фрагментов исследованных сигналов, и поэтому может быть использовано в качестве классификационного признака, пригодного для различения этих фрагментов сигналов.

По результатам описанных в данном докладе экспериментальных исследований можно сделать следующие выводы:

1. Результаты исследования качественно совпадают с известными теоретическими соотношениями и позволяют уточнить некоторые вероятностные характеристики обнаружения наблюдаемых на практике стохастических сигналов.

2. Использованный в данной работе подход не позволил выявить существенные различия между шумом усилителя и модельным шумовым процессом, сформированным с помощью функции wgn Matlab при значениях  $\Delta fT \geq 10$ .

3. Различия одномерных и двумерных плотностей распределения вероятностей выборочных значений на выходе энергетического приемника при некоторых значениях произведения  $\Delta fT$  позволяет выявить значимые различия между характеристикам некоторых реализаций шумов различной природы, имеющих в заданных частотных полосах схожие спектрально–корреляционные характеристики, например между собственными шумами широкополосного усилителя и модельным шумом. Это может быть использовано для решения задач обнаружения, идентификации и классификации стохастических сигналов.

Представленные в данном докладе результаты характеризуют лишь экспериментальные данные, на основе которых они были получены, но могут быть использованы в качестве ориентировочных в проведении дальнейших исследований.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Slepian D. Fluctuations of random noise power. //Bell System Technical Journal, vol. 37, i. 1, pp. 163–184, 1958. (Перевод в кн. «Определение параметров случайных процессов» под ред. В.И. Чайковского. УССР, Гостехиздат, 1962).
2. Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. кн. 1 — М.: Советское радио, 1974.
3. Сосулин Ю.Г. Теория обнаружения и оценивания стохастических сигналов. — М.: Советское радио, 1978.
4. Горовой С.В. Некоторые результаты экспериментального оценивания трехмерных и четырехмерных плотностей распределения выборочных значений низкочастотных радиотехнических шумов// I Всероссийская микроволновая конференция 27-29 ноября 2013 г., Москва. С. 12-16.
5. <http://www.mathworks.com>. Проверено 10.10.2014.

## РАСЧЕТ АМПЛИТУДНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДВУХМЕРНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ ПО ЗАДАННОМУ ЛИНЕЙНОМУ РАСПРЕДЕЛЕНИЮ

**Лайко К.А., Филимонова Ю.О.**

*Новосибирский государственный технический университет*  
*[jul7788@mail.ru](mailto:jul7788@mail.ru)*

*Предложен метод расчета амплитудных распределений двухмерной антенной решетки, который позволяет повысить коэффициент использования поверхности раскрыва антенны. Обоснован выбор формы апертуры антенны для реализации оптимальных амплитудных распределений по критерию максимума коэффициента использования поверхности раскрыва при заданном уровне боковых лепестков. Проведен анализ предложенного метода и его сравнение с методом перемножения на примере известных амплитудных распределений. Полученные результаты могут найти применение при проектировании плоских антенных решеток.*

Реализация амплитудных распределений для двухмерных антенных решеток, обеспечивающих высокий коэффициент использования поверхности раскрыва, важный вопрос при их проектировании. Одним из методов расчета двухмерных амплитудных распределений является применение принципа перемножения линейных амплитудных распределений, в двух ортогональных направлениях, т.е. амплитуда излучателя на плоскости определяется путем перемножения амплитуд, определяемых соответствующими проекциями на эти направления. Амплитудное распределение и КИПР согласно данному принципу находятся следующим образом [1,2]:

- Для непрерывных раскрывов:

$$A(x, y) = A(x)A(y), \quad v = v_x v_y;$$

- Для дискретных структур:

$$A_{nm} = A_n A_m, \quad v = v_n v_m.$$

Данный метод реализации амплитудных распределений находит широкое применение на практике из-за своей простоты [1,2]. Недостаток метода - существенное уменьшение коэффициента использования поверхности раскрыва плоской антенной решеткой в сравнении с линейной. Например, для амплитудного распределения типа «косинус  $m$ -ой степени» при  $m = 1$ , КИПР линейной АР  $v_{\text{лин}} = 0.81057$ , КИПР АР, полученной методом перемножения,  $v_{\text{прост}} = 0.65702$ , т.е. КИПР уменьшился на 23.4%. Этот недостаток заставляет искать иные методы реализации линейных амплитудных распределений на плоскости. Поэтому цель данной работы предложить метод расчета двухмерных амплитудных распределений, который позволяет получить КИПР АР не ниже чем КИПР линейной АР.

Для получения максимального КИПР при заданном уровне боковых лепестков (УБЛ) используют амплитудные распределения, ДН которых обладают одинаковыми УБЛ во всем секторе пространства, т.е. имеют равномерную огибающую боковых лепестков (БЛ). Признаком оптимальности ДН АР по критерию максимума КИПР при заданном УБЛ и ДН

излучателя является равенство БЛ во всем секторе пространства [3,4]. С точки зрения множителя АР, этим свойством обладают Дольф - Чебышевские амплитудные распределения. Данные амплитудные распределения применяются для дискретных структур. Для непрерывных структур распределение типа «косинус в квадрате на пьедестале», при соответствующем выборе пьедестала, близко к Дольф - Чебышевскому амплитудному распределению с точностью до 3 % [5].

При расчете амплитудных распределений для двухмерной АР необходимо учитывать геометрию раскрытия антенны. Известно, что форма раскрытия влияет на ДН антенны, а, следовательно, влияет на такие характеристики как КИПР, УБЛ, ширина главного луча и др.[1]. Определим форму раскрытия, которая позволит получить оптимальные амплитудные распределения в любой исследуемой плоскости. Для этого рассмотрим апертуры в форме прямоугольника (частный случай квадрат) и в форме эллипса (частный случай круг) с равномерным амплитудным возбуждением и их влияние на ДН антенны в различных плоскостях.

Для рассматриваемых апертур проведен расчет эквивалентных амплитудных распределений, соответствующих линейному излучателю, по которым построены ДН в различных плоскостях.

На рис 1. а,б представлены ДН антенны с равномерным амплитудным возбуждением для прямоугольной и квадратной апертуры соответственно в разных плоскостях  $\varphi$ .

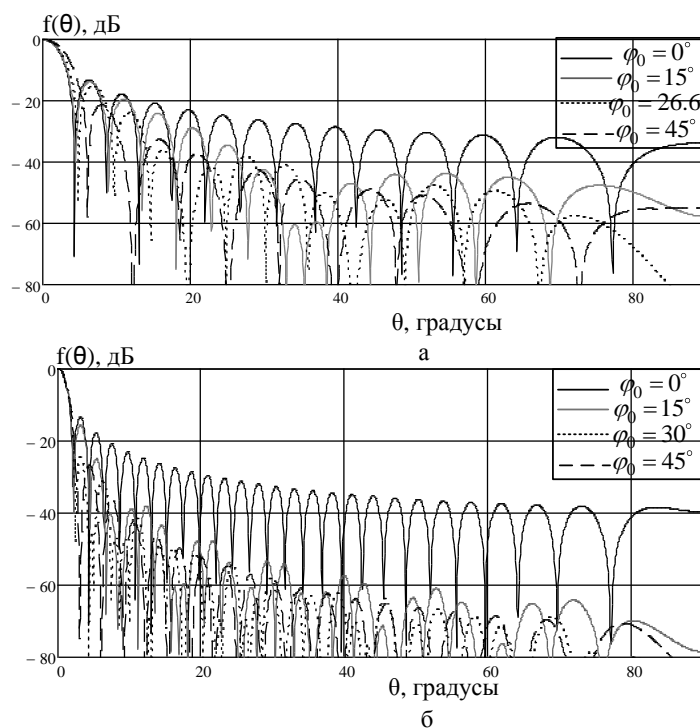


Рис. 1. Влияние апертуры раскрытия на ДН антенны а) апертура в форме прямоугольника б) апертура в форме квадрата

Из рис. 1 видно, что прямоугольный и квадратный раскрытия вносят существенное влияние в амплитудное распределение в плоскостях, отличных от  $\varphi = 0^\circ$ . ДН существенно изменяется в зависимости от рассматриваемой плоскости, а следовательно меняется и эквивалентный КИПР антенны. Например, при равномерном амплитудном распределении в плоскости  $\varphi = 0^\circ$ , КИПР эквивалентного амплитудного распределения, вызванного геометрий раскрытия,



составляет  $\nu = 1$ ; в плоскости  $\varphi = 45^\circ$ ,  $\nu = 0.8$ ;  $\varphi = 90^\circ$ ,  $\nu = 0.75$ . Поэтому при таких формах раскрыва реализовать оптимальные амплитудные распределения не представляется возможным.

Рассмотрим влияние апертуры в форме эллипса и круга на ДН антенны. На рис.2 а,б приведены примеры ДН АР с равномерным амплитудным возбуждением для апертуры в форме эллипса (рис. 2 а) и в форме круга (рис .2 б).

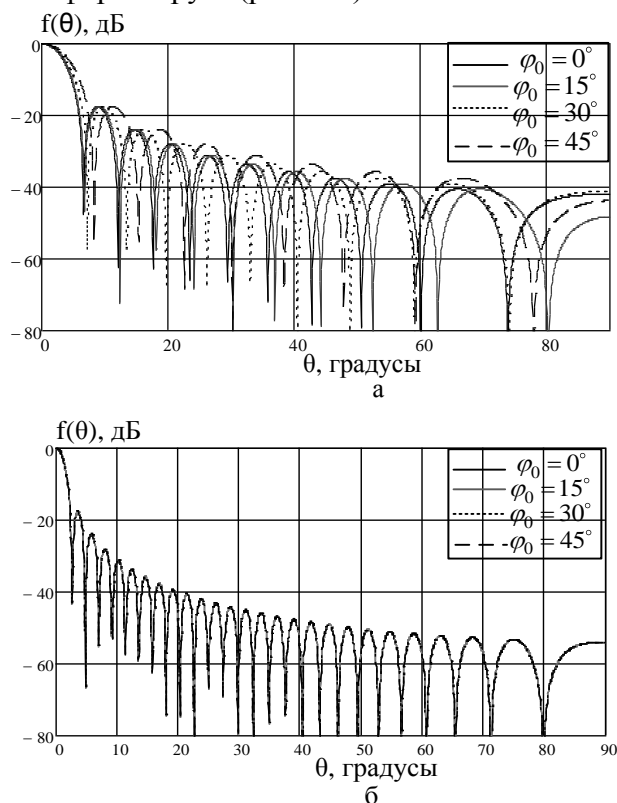


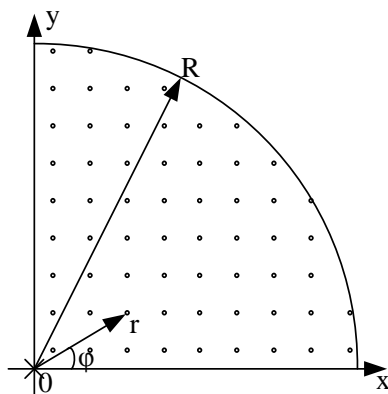
Рис. 2 Влияние апертуры раскрыва на ДН антенны а) апертура в форме эллипса б) апертура в форме круга

Из представленного рис. 2 видно, что огибающая БЛ для эллиптического раскрыва носит одинаковый характер во всех плоскостях, а для круга не зависит от рассматриваемой плоскости, т.е. ДН во всех плоскостях идентичны.

Из рассмотренных выше примеров, следует вывод о том, что получить оптимальную ДН в пространстве возможно только используя раскрыв в форме эллипса или круга.

Тогда метод расчета амплитудных распределений двумерных антенн заключается в следующем:

1. Выбор апертуры двумерной АР (эллипс или круг)
2. Для выполнения признака оптимальности ДН по критерию максимума КИПР при заданном уровне БЛ необходимо обеспечить одинаковую форму ДН в разных плоскостях, т.е. использовать радиальное амплитудное распределение, которое по определению не зависит от угла  $\varphi$ . Исходя из заданного линейного амплитудного распределения, определяется амплитуда излучателя на плоскости в зависимости от его расстояния до фазового центра  $A_{исх}(r)$  (рис 3).



- Рис.3. Интерпретация метода расчета двумерных амплитудных распределений по заданным линейным
3. В зависимости от выбранной апертуры, определяется эквивалентное амплитудное распределение, вызванное геометрией раскрыва, как функция описывающая данный раскрыв  $A_{geom}(r)$ .
  4. Результирующее амплитудное распределение находится с учетом геометрии раскрыва:

$$A_{рез}(r) = \frac{A_{исх}(r)}{A_{geom}(r)}.$$

Данный метод применим как для непрерывных раскрывов, так и для АР с произвольной сеткой расположения излучателей.

Рассмотрим предложенный метод на примере известных непрерывных амплитудных распределений типа «косинус», «косинус в квадрате» и «косинус в квадрате на пьедестале», реализованных на раскрыве в форме круга. Тогда исходные амплитудные распределения и функция эквивалентного амплитудного распределения для данной геометрии раскрыва имеют следующий вид:

- распределение «косинус» и «косинус в квадрате» соответственно:

$$A_{исх}(r) = \cos\left(\frac{\pi r(x, y)}{2R}\right), \quad A_{исх}(r) = \cos^2\left(\frac{\pi r(x, y)}{2R}\right);$$

- распределение «косинус в квадрате на пьедестале»:

$$A_{исх}(r) = \cos^2\left(\frac{\pi r(x, y)}{2R}\right) + \Delta;$$

$$A_{geom}(r) = \sqrt{R^2 - r(x, y)^2},$$

где  $r(x, y)$  - расстояние от фазового центра АР до излучателя;  $R$  - радиус раскрыва.

Ниже приведены ДН линейных и двумерных АР с распределением типа «косинус» и «косинус в квадрате».

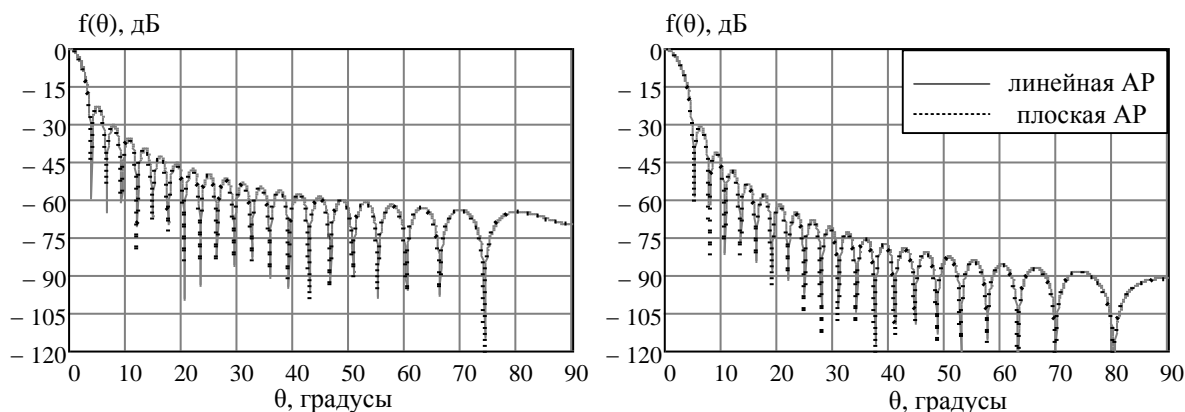


Рис.4. ДН с амплитудным распределением типа а) косинус; б) косинус в квадрате

Из рис. 4 видно, что ДН двумерных АР, полученные предложенным методом, полностью совпадают с ДН линейных АР во всех плоскостях.

Распределение «косинус в квадрате на пьедестале» есть более сложное распределение, которое можно представить как суперпозицию распределений типа «косинус в квадрате» и равномерного  $\Delta$  (рис. 5) [5].

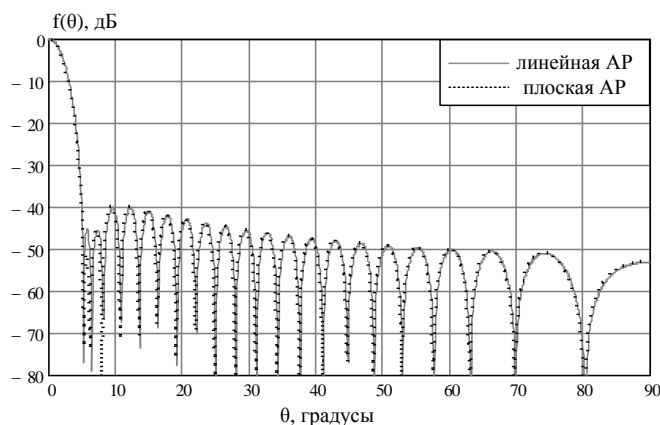


Рис.5. ДН с амплитудным распределением типа «косинус в квадрате на пьедестале»

Однако значение пьедестала для линейной АР  $\Delta_{лин}$  не совпадает со значением пьедестала для пространственной АР  $\Delta_{прост}$ . Это объясняется переходом от линейного к двумерному пространству. Исходя из выше сказанного, следует преобразование для нахождения пьедестала пространственной АР:

$$\Delta_{прост} = \Delta_{лин} \frac{\int_0^R \int_0^{\sqrt{R^2-x^2}} \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{r(x, y)}{R}\right) dy dx}{\int_0^R \int_0^{\sqrt{R^2-x^2}} dy dx}.$$

Например, для линейной АР длиной  $L = R = 20\lambda$  с распределением типа «косинус в квадрате на пьедестале» значение  $\Delta_{лин} = 0.113$ , а  $\Delta_{прост} = 0.04$ .

Проведем сравнительный анализ предложенного метода с методом перемножения на примере рассмотренных распределений. Результаты представлены в таблице 1.

Таблица 1. Коэффициент использования поверхности раскрыва

Амплитудное распределение	$V_{лин}$	$V_{простр}^{перемнож.}$	$V_{простр}$	Выигрыш, %
Косинус	0.81057	0.65702	0.8588	30.7
Косинус в квадрате	0.66667	0.44444	0.58885	32.5
Косинус в квадрате на пьедестале, при $\Delta_{лин} = 0.113$	0.75078	0.56307	0.69115	22.7

Из представленных данных в таблице 1 видно, что выигрыш по КИПР при реализации предложенным методом в сравнении с методом перемножения составляет от 22 до 33 % в зависимости от используемого амплитудного распределения.

Предложенный метод позволяет получать оптимальные формы диаграмм направленности, в том числе и с учетом направленных свойств излучателей, обладающие одинаковыми боковыми лепестками во всем секторе пространства, что соответствует признаку оптимальности диаграмм направленности по заданному критерию, т.е. позволяет получать АР с повешенным КИПР. Полученные результаты могут найти применение при проектировании плоских антенных решеток.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. – М.: Высш. шк., 1988. – 432 с.
2. Воскресенский Д.И. Устройства СВЧ и антенны. Проектирование фазированных антенных решеток // Д.И. Воскресенский, В.И. Степаненко, В.С. Филиппов и др. – М.: Радиотехника, 2003. – 632с.
3. Оптимальные диаграммы направленности антенных решеток с низким уровнем боковых лепестков / К.А. Лайко, Ю.О. Филимонова // Известия высших учебных заведений России. Радиоэлектроника. – 2014. - № 3. – С.10-13.
4. К.А. Лайко, Ю.О. Филимонова. Признак оптимальности диаграмм направленности антенных решеток по критерию максимума коэффициента использования поверхности раскрыва для заданного уровня боковых лепестков и диаграмм направленности излучателей // XII Международная конференция "Актуальные проблемы электронного приборостроения": труды конф., - Новосибирск, 2014г. – Том IV, С.185-189.
5. Амплитудный синтез диаграмм направленности множителя антенной решетки с контролируемым законом распределения боковых лепестков / К. А. Лайко, Ю.О. Филимонова // Доклады ТУСУР . – 2014. – №3, С. 23-27.

## Ламинированный магнитный материал для высоких частот на основе пермаллоя

Зезюлина П.А., Лагарьков А.Н., Маклаков С.А., Осипов А.В., Розанов К.Н., Рыжиков И.А., Старостенко С.Н., Якубов И. Т.

*Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН (ИТПЭ РАН)*  
*[avosipov@mail.ru](mailto:avosipov@mail.ru)*

*Статья описывает магнитный материал, характеризующийся предельно высокими значениями магнитной проницаемости в мегагерцовом диапазоне частот. Материал представляет собой ламинат, изготовленный из многослойных пленок пермаллоя, которые нанесены на тонкую лавсановую пленку методом магнетронного распыления. При содержании пермаллоя 22 об.% квазистатическая магнитная проницаемость достигает 60, а пик магнитных потерь – 50 на частоте около 1 ГГц. По сравнению с собственной магнитной проницаемостью исходной пленки, ламинат демонстрирует меньший тангенс угла магнитных потерь на частотах ниже максимума поглощения, поэтому может быть полезен для многих технических приложений. Снижение магнитных потерь может быть объяснено механическим выравниванием поверхности пленок при склеивании под прессом, вследствие чего магнитная структура слоев становится более однородной.*

### Введение

Магнитные материалы с высокими значениями динамической магнитной проницаемости широко используются в радиотехнике, в частности, при разработке и производстве полосковых антенн [1–2], RFID-антенн [3–4], высокочастотных трансформаторов [5–7], поглотителей электромагнитных волн [8–9], в решении проблем электромагнитной совместимости [10], и т.д.

Для антенных применений требуются материалы с высоким значением действительной части магнитной проницаемости и низким – мнимой. Для поглощения электромагнитных волн, наоборот, нужны как можно более высокие потери в рабочем диапазоне частот. Предельная ширина полосы поглощения, которая является важной характеристикой поглотителя, определяется его статической проницаемостью, как это следует из соотношений Крамерса-Кронига [12]. Таким образом, для всех рассмотренных приложений требуются магнитные материалы с максимально высокими статической магнитной проницаемостью и магнитными потерями на высоких частотах (ВЧ).

Магнитные потери на ВЧ обычно обусловлены естественным ферромагнитным резонансом (ФМР), пик его потерь лежит, как правило, в СВЧ диапазоне (~1–10 ГГц), тогда как потери, вызванные резонансом доменных границ или скин-эффектом, расположены ниже (~10–100 МГц). В большинстве случаев частота ФМР,  $f_r$ , является адекватной оценкой частоты максимума потерь. Ниже частоты ФМР статическая магнитная проницаемость близка к своему статическому значению,  $\mu_s$ . Для большинства магнитных материалов значения  $f_r$  и  $\mu_s$  связаны между собой законом Снука: их произведение прямо пропорционально намагнитченности насыщения материала  $M_0$ . Этот закон накладывает ограничение на значение ВЧ магнитной проницаемости. В связи с этим, интерес представляют материалы, не подчиняющиеся стандартной форме закона Снука: тонкие пленки [13], композиты, наполненные плоскими включениями [14], гексагональные ферриты [15] и ферромагнитные

(ФМ) микропровода с циркулярной магнитной анизотропией [16]. Внутренние магнитные поля в таких материалах, которые определяют прецессию магнитных моментов, пренебрежимо малы вдоль двух собственных осей магнитных частиц и имеют значимую величину только вдоль третьей. Для этих случаев закон Снука может быть переписан в виде:

$$(\mu_s - 1) \cdot f_r^2 = x(\gamma 4\pi M_0)^2 \quad (1)$$

где  $\gamma \approx 3$  ГГц/кЭ – гиромагнитное отношение,  $x \leq 1$  – коэффициент, учитывающий особенности структуры магнитного материала. В частности, для тонких ФМ пленок с однородной магнитной структурой типа "легкая плоскость"  $x=1$ ; в композитах  $x$  равно объемному содержанию магнитной компоненты с намагниченностью насыщения  $M_0$ . Статическая магнитная проницаемость может быть высока независимо от того, в какой форме для нее записывается закон Снука, но частота ФМР и, соответственно, динамическая проницаемость существенно выше при выполнении соотношения (1). Таким образом, уравнение (1) позволяет получить максимально возможные значения ВЧ магнитной проницаемости. Кроме того, это соотношение полезно для оценки ВЧ свойств магнитных материалов, необходимой для многих приложений [16–21].

Для рассмотренных выше радиофизических приложений обычно применяют композитные материалы с пластинчатыми включениями [22–24] или спеченные гексагональные ферриты [25–27]; позднее для ВЧ применений были предложены композиты с ФМ микропроводами [28–29]. Между тем, как следует из (1), применение ФМ пленок также перспективно: они обладают высокой намагниченностью насыщения  $M_0$  и значением  $x$ , близким к 1.

На практике, как правило, требуются материалы толщиной  $\sim 10^1$  мм и выше. Между тем, толщина ФМ пленок ограничена – их ВЧ свойства ухудшаются с увеличением толщины вследствие либо скин-эффекта [30], либо выхода вектора намагниченности из плоскости [31]. Поэтому предельная толщина большинства пленок не превышает нескольких долей микрона. Толщина используемых подложек как минимум на порядок выше. В результате, несмотря на то, что собственная ВЧ магнитная проницаемость пленки может быть высока, эффективное ее значение будет низким вследствие малой доли ФМ материала в общем объеме. Для ее увеличения было предложено наносить на одну подложку максимальное количество магнитных слоев, разделенных изолирующими прослойками [32]. Хотя данный подход был предложен почти полвека назад, в литературе можно встретить ограниченное количество работ, посвященных таким материалам [33–35]. В [35] описан ламинат на основе пленок железа, обладающий значением  $\mu_k \approx 5$ .

В докладе представлены результаты работы, итогом которой стал ламинированный материал из многослойных пленок пермаллоя с высокой магнитной проницаемостью на частотах до 1 ГГц. При объемной доле ФМ материала 22%, эффективная квазистатическая магнитная проницаемость равна 60, пик потерь достигает 50; на частотах ниже 100 МГц тангенс потерь не превышает 0.1.

#### Постановка эксперимента

В настоящей статье представлены результаты разработки и измерения СВЧ магнитной проницаемости ламината, обладающего высоким значением магнитной проницаемости на частотах до 1 ГГц. Он сделан из многослойных пленок пермаллоя, напыленных на лавсановую подложку. По сравнению с железом, намагниченность насыщения пермаллоя вдвое ниже:  $4\pi M_0 = 1.05$  Т, соответственно, значение в правой части (1) для пермаллоя ниже в четыре раза. Однако пермаллой характеризуется более низкими полем анизотропии и магнитострикцией, а следовательно, и частотой резонанса – около 1 ГГц [31], тогда как для Fe

$f_i \geq 3$  ГГц [33], что дает разницу на порядок и более по левой части (1). В итоге, на частотах до 2 ГГц выгоднее использовать пермаллой, выше – железо.

Ламинат изготовлен из 20-слойных пленок в виде стопки пленок размером  $5 \times 40$  мм<sup>2</sup>, склеенных между собой акриловым клеем под прессом; общая высота образца – 0.4 мм. Образец выполнен магнитно анизотропным: ОЛН всех пленок направлена перпендикулярно длинной стороне. Объемная магнитная концентрация пермаллоя в образце  $p=22\%$ , удельный вес – 2.9 г/см<sup>3</sup>.

Постановка эксперимента подробно описана в [36]. Многослойные пленки пермаллоя нанесены методом магнетронного распыления на тонкую 12-мкм лавсановую подложку размером  $60 \times 20$  см<sup>2</sup>, которая намотана на вращающийся барабан. Исследование зависимости свойств однослойных пленок пермаллоя от толщины показало, что они характеризуются оптимальной магнитной структурой до толщины  $\approx 0.25$  мкм, что совпадает с результатами [31]. В более толстых пленках возникает нормальная к поверхности составляющая намагниченности. Поэтому в состав многослойных пленок входили слои пермаллоя толщиной 0,2 мкм, разделенный прослойками SiO<sub>2</sub> толщиной 0.03 мкм (такая прослойка исключает магнитное взаимодействие между близлежащими слоями пермаллоя). Толщины слоев были определены независимо с помощью микротомии и по образцам-свидетелям.

СВЧ магнитная проницаемость пленок пермаллоя измерена в коаксиальной линии стандарта 7/3 [35]. Образцы для измерений – вырезанные из пленки шайбы, соответствующие сечению волновода. Для повышения чувствительности измерений в измерительную ячейку помещали несколько (2–4) шайб. Для определения эффективной магнитной проницаемости ламината был использован полосковый метод [37], более пригодный для измерения жестких материалов, из которых трудно вырезать образцы в виде шайб. Образцы для полосковых измерений представляли собой полоски шириной 5–10 мм и длиной 30–40 мм. Собственная магнитная проницаемость пермаллоя определяется из эффективной образца по классической формуле Винера для ламинированных сред. Все измерения проводились в диапазоне частот от 0.1 до 4 ГГц. Значение  $x$  определялось по параметрам аппроксимации измеренной частотной зависимости магнитной проницаемости резонансной зависимостью Лоренца [38].

#### Результаты эксперимента и их обсуждение

Зависимость собственной магнитной проницаемости однослойной пленки пермаллоя толщиной 0.24 мкм от частоты, измеренная коаксиальным и полосковым методами, представлена на рис. 1. Оба метода указывают на наличие ФМР на частоте  $f_i \approx 1.7$  ГГц. Статическая проницаемость, измеренная в коаксиале, приблизительно вдвое меньше, чем в полоске, что указывает на сильную магнитную анизотропию в плоскости пленки. При измерении в полосковой линии переменное магнитное поле направлено перпендикулярно оси легкого намагничивания (ОЛН); при измерении в коаксиале переменное магнитное поле циркулярное, поэтому результат измерения равен среднему от измерений вдоль и поперек ОЛН. Соответственно, подобное же соотношение наблюдается для значений  $x$ : 0.43 для измерения в коаксиале и 1,0 – в полоске.

Показатель затухания при измерении в коаксиальной линии выше, чем в полосковой. Это может быть обусловлено разрушением краев образца при разрезании. Поскольку коаксиальный образец меньше, вклад от краевых неоднородностей выше, что подтверждается и тем, что значение  $x < 1/2$ .

С учетом сказанного, можно считать, что данные, полученные полосковым и коаксиальным методами, хорошо согласуются друг с другом.

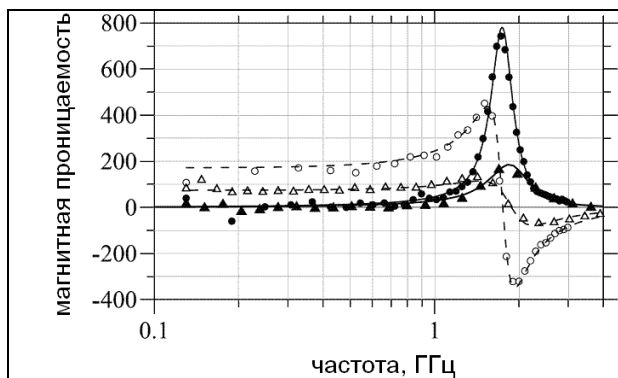


Рис. 1. Частотная зависимость магнитной проницаемости однослойной пленки пермаллоя толщиной 0.24 мкм: треугольники – измерение в коаксиальной линии, кружки – в полосковой; линии – аппроксимация. Действительная часть – заполненные символы и сплошные линии, мнимая – пустые символы и пунктирные линии.

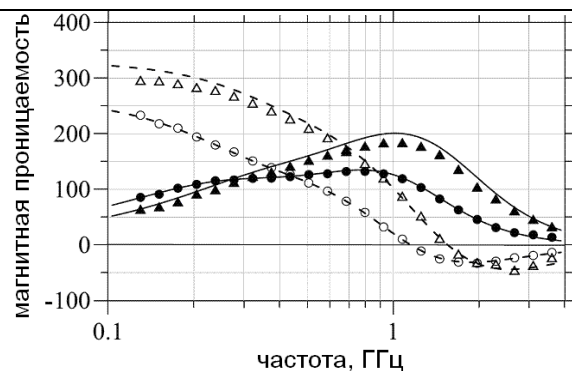


Рис. 2. Частотные зависимости магнитной проницаемости многослойных пленок пермаллоя, измеренные в коаксиальной линии: треугольники –  $N=5$ , кружки –  $N=20$ ; линии – аппроксимация. Действительная часть – заполненные символы и сплошные линии, мнимая – пустые символы и пунктирные линии.

Рисунок 2 демонстрирует частотные зависимости магнитной проницаемости многослойных пленок с разным числом слоев,  $N=5$  и  $N=20$ , измеренные в коаксиальной линии (данные для  $N=1$  см. на рис. 1). Видно, что с ростом  $N$  форма частотной зависимости магнитной проницаемости заметно изменяется: форма зависимости аппроксимируется не одним, а двумя резонансами Лоренца. В этом случае значение  $x$  определяется как сумма слагаемых, соответствующих числу резонансов. В большинстве случаев наибольший вклад дает резонанс с более высокой частотой резонанса. Амплитуда и частота этого резонанса практически не меняются с ростом числа слоев (соответственно, значение  $x$  практически не зависит от  $N$ ), тогда как показатель затухания резко возрастает. Это приводит к смещению потерь на частоты ниже частоты резонанса (сотни мегагерц) и снижению действительной части магнитной проницаемости на этих частотах.

Два пика магнитных потерь часто наблюдаются в результатах измерений: для толстых и многослойных ФМ пленок [14] и для композитных материалов, содержащих пластинчатые магнитные включения [39]. Низкочастотный (НЧ) пик потерь обычно объясняют либо скин-эффектом, либо движением доменных границ, образующихся вследствие магнитоупругого эффекта [40]. В любом случае, дополнительные НЧ потери сужают область применимости таких материалов.

Частотная дисперсия эффективной магнитной проницаемости ламината была измерена в полосковой линии (рис. 3). Полученный материал имеет статическую проницаемость около 60 и пик магнитных потерь, имеющий величину около 50 и находящийся вблизи 1 ГГц. На частотах ниже 100 МГц тангенс магнитных потерь не превышает 0.1. На графике представлена также приведенная к концентрации 22% магнитная проницаемость исходной многослойной пленки.



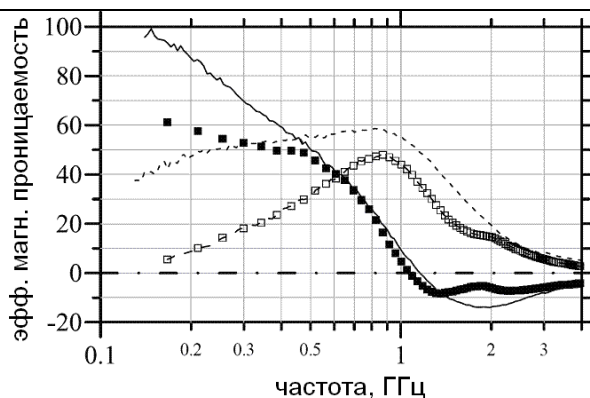


Рис. 3. Частотная зависимость эффективной магнитной проницаемости ламината: квадратики – измерение, линии – моделирование на основе измерений в коаксиале. Действительная часть – заполненные символы и сплошные линии, мнимая – пустые символы и пунктирные линии.

Из их сравнения следует, что склеивание под прессом привело к исчезновению низкочастотного (НЧ) пика и снижению параметра затухания; амплитуда и частота ВЧ резонанса не изменились. Для ламината  $x \approx 0.33$ , что составляет  $2/3$  от значения  $x$  исходной пленки. Значит, склеивание в ламинат не приводит к значимому снижению магнитной проницаемости исходных пленок, но позволяет заметно снизить НЧ потери, что является существенным для многих применений.

Полученные результаты могут быть полезны для понимания природы НЧ потерь. В частности, они показывают, что эти потери не могут быть отнесены ни к скинированию (могло возникнуть вследствие электрических микропробоев между слоями или индуктивного взаимодействия между слоями через диэлектрические прослойки, так называемый эффект близости [42]), ни выходом вектора намагниченности из плоскости. В последнем случае должно было бы возникнуть заметное снижение величины  $x$  [41]; вклад скинирования не вызывает изменения  $x$  [43], но не может зависеть от склеивания под прессом.

Обнаруженная зависимость магнитной проницаемости от числа слоев может быть объяснена неровностью поверхности ("морщинистостью") исходных пленок. Неровность поверхности возникает вследствие механического напряжения из-за разницы в коэффициентах температурного расширения между слоями, которое накапливается с напылением жестких слоев на гибкую подложку. Эта неровность может вызывать появление доменных границ. В однослойной пленке доменных границ нет, за исключением замыкающих доменов на краях пленки, как это следует из низкого значения тангенса потерь на НЧ. В многослойных пленках неровность поверхности может приводить к появлению доменных границ, обусловленных сильными внутренними магнитоупругими полями, с достаточно высокой характеристической частотой резонанса (сотни мегагерц). На большей площади пленки, тем не менее, происходит прецессия магнитного момента, поэтому величина  $x$  с ростом числа слоев почти не меняется. Вклад движения доменных границ проявляется в увеличении статической магнитной проницаемости и НЧ потерь. При склеивании под прессом поверхность пленок выпрямляется, доменная структура исчезает, магнитные моменты близлежащих слоев сближаются и выравниваются по свойствам [14, 44]. Это объясняет данные, полученные для пленок; дополнительные подтверждения могут быть получены из магнитостатических измерений или непосредственного наблюдения доменной структуры.

#### Заключение

Таким образом, в результате проведенной работы получен высококачественный магнитный материал - ламинат на основе тонких магнитных пленок пермаллоя. Такие материалы имеют

ряд преимуществ перед обычными композитами: в них отсутствует уширение пика потерь вследствие неоднородности, они отличаются простотой изготовления, более низким удельным весом, легко поддаются обработке. Поэтому они вполне могут занять нишу в тех приложениях, где требуется высокая НЧ (на частотах  $\sim 10^1$ – $10^2$  МГц) магнитная проницаемость.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ грант №12-08-00954.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. L. Huitema, T. Reveyrand, J.-L. Mattei, et al., *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **61**, 4456 (2013).
2. A.O. Karilainen, P.M.T. Ikonen, C.R. Simovski, et al., *IET Microwaves, Ant. Propagat.* **5**, 495 (2011).
3. C. Stergiou, E. Eleftheriou, V. Zaspalis, *IEEE Trans. Magn.* **48**, 1497 (2012).
4. J. Ramprech and D. Sjoberg, *PIER* **75**, 85 (2007).
5. H. Wu, D.S. Gardner, W. Xu, and H.B. Yu, *IEEE Trans. Magn.* **48**, 4123 (2012).
6. M. Yamaguchi, M. Baba, and K.I. Arai, *IEEE Trans. Microw. Theor. Technol.* **49**, 2331 (2001).
7. K. Seemann, H. Leiste, V. Bekker, *J. Magn. Magn. Mater.* **302**, 312 (2006).
8. J. Sohn, S.H. Han, M. Yamaguchi, S.H. Lim, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 103501 (2006).
9. K. N. Rozanov and S. N. Starostenko, *J. Communicat. Technol. Electron.*, **48**, 652 (2003).
10. M.Y. Koledintseva, V.V. Khilkevich, A.G. Razmadze, et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **324**, 3389 (2012).
11. F. Erkmen, C. Chen, and J.L. Volakis, *IEEE Antennas Propagat. Mag.*, **50**, 211 (2008).
12. K.N. Rozanov, *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **48**, 1230 (2000).
13. G. Perrin, O. Acher, J.C. Peuzin, N. Vucadinovich, *J. Magn. Magn. Mater.* **157/158**, 289 (1996).
14. R.M. Walser, W. Win, P.M. Valanju, *IEEE Trans. Magn.* **34** 1390 (1998).
15. A.L. Adenot, O. Acher, T. Taffary, L. Longuet, *J. Appl. Phys.* **91**, 7601 (2002).
16. J. Torrejon, A.-L. Adenot-Engelvin, F. Bertin, et al. *J. Magn. Magn. Mater.*, **321**, 1227 (2009).
17. R. Ramprasad, P. Zurcher, M. Petras, M. Miller, and P. Renaud, *J. Appl. Phys.* **96**, 519 (2004).
18. G.Z. Chai, D.S. Xue, X.L. Fan, X.L. Li, D.W. Guo, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 152516 (2008).
19. O. Acher, V. Dubuget, S. Dubourg, *IEEE Trans. Magn.* **44**, 2842 (2008).
20. I.T. Iakubov, A.N. Lagarkov, S.A. Maklakov, et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **321**, 726 (2009).
21. A. Thiaville, N. Vukadinovic, O. Acher, *Phys. Rev. B* **86**, 214404 (2012).
22. F. Ma, Y. Qin, Y.Z. Li, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 202507 (2010).
23. Z.W. Li, Z.H. Yang, and L.B. Kong, *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 092507 (2010).
24. E.P. Elsukov, K.N. Rozanov, S.F. Lomaeva, et al., *Phys. Metals Metallogr.*, **104**, 248 (2007).
25. K. Buell, H. Mosallaei, K. Sarabandi, *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, **54**, 135 (2006).
26. S. Bae, Y.K. Hong, J.J. Lee, et al. *J. Appl. Phys.* **105**, 07A515 (2009).
27. V.G. Harris, *IEEE Trans. Magn.*, **48**, 1075 (2012).
28. L. Liu, L.B. Kong, G.Q. Lin, S. Matitsine, and C.R. Deng, *IEEE Trans. Magn.* **44**, 3119 (2008).
29. M.G. Han, D.F. Liang, L.J. Deng, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 082503 (2011).
30. E. van de Riet and F. Roozeboom, *J. Appl. Phys.*, **81**, 350 (1997).
31. J.B. Youssef, N. Vukadinovic, D. Billet, M. Labrune, *Phys. Rev. B*, **69**, 174402 (2004).
32. R.M. Walser and R.J. Hach, US Patent 350047, Nov. 10, 1970.
33. I.T. Iakubov, A.N. Lagarkov, S.A. Maklakov, A.V. Osipov, K.N. Rozanov, I.A. Ryzhikov, S.N. Starostenko, *J. Magn. Magn. Mater.*, **272–276**, 2208 (2004).
34. H.B. Zhang, P.H. Zhou, H.P. Lu, Y.Q. Xu, J.L. Xie, L.J. Deng, *El. Lett.* **48**, 435 (2012).
35. K.N. Rozanov, I.T. Iakubov, A.N. Lagarkov, et al., MSMW'07 Symp. Proc. Kharkov, Ukraine, 25–30 June, 2007, p. 168–173.
36. A.N. Lagarkov, I.T. Iakubov, I.A. Ryzhikov, et al., *Physica B*, **394**, 159 (2007).
37. S.N. Starostenko, K.N. Rozanov, A.V. Osipov, *J. Appl. Phys.* **103**, 07E914 (2008).
38. K.N. Rozanov and M.Y. Koledintseva, *Proc. IEEE Int. Symp. Electromagn. Compat.*, Aug. 4–10, 2013, Denver, USA, pp. 551–556.
39. M. Han, D. Liang, K.N. Rozanov, L. Deng, *IEEE Trans. Magn.* **49**, 982 (2013).
40. I.T. Iakubov, O.Y. Kashurkin, A.N. Lagarkov, et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **324**, 3385 (2012).
41. N.A. Buznikov and K. N. Rozanov, *J. Magn. Magn. Mater.*, **285**, 314 (2005).
42. R. Benato, F. Dughiero, M. Forzan, A. Paolucci, *IEEE Trans. Magn.* **38**, 781 (2002).
43. O. Acher and S. Dubourg, *Phys. Rev. B*, **77**, 104440 (2008).
44. V.V. Samsonova and A.O. Sboychakov, *J. Magn. Magn. Mater.* **321**, 2707 (2009).



## Анализ работы пассивного лучеводного спектрометра с охлаждаемым селективным приемником

**Завьялов В.В.**

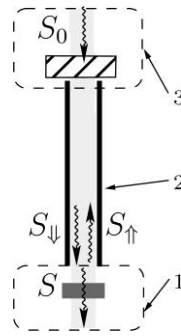
*Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН,  
Московский физико-технический институт (государственный университет)  
[zav@kapitza.ras.ru](mailto:zav@kapitza.ras.ru)*

*Представлена методика расчета потоков излучения и выведены формулы для вычисления коэффициентов отражения ( $R$ ) и пропускания ( $T$ ) образцов при использовании пассивного спектрометра, состоящего из холодной (с температурой жидкого гелия) и теплой (с комнатной температурой) камер, соединенных между собой лучеводом. Селективный приемник располагается в холодной камере. В теплой камере, перекрывая апертуру многоволновой моды лучевода и по нормали к ней, помещен механический зеркальный обтюратор, позволяющий использовать модуляционную методику и синхронное детектирование сигналов. При измерениях с образцом, он устанавливается а) перед обтюратором и б) после обтюратора. Полученные при этих позициях сигналы от селективного приемника позволяют вычислить коэффициенты  $R$  и  $T$  образца.. Данная методика предназначена для работы со слабым тепловым излучением терагерцового диапазона длин волн, в котором охлаждаемые приемники практически не имеют альтернативы, а активная спектроскопия с использованием интенсивного источника излучения затруднена или нежелательна.*

Спектрометр называют пассивным, если для определения спектральных зависимостей оптических свойств образца он использует лишь собственное тепловое излучение самого образца. Пассивные спектрометры применяются, например, для изучения атмосферы и ее загрязнения [1,2].

Отдельный интерес представляет случай, когда образец имеет температуру окружающей среды («комнатную» температуру) и находится с ней в тепловом равновесии. При этом справедлив закон Кирхгофа, согласно которому «в любой точке спектрального диапазона излучательная способность тела равна его поглотительной способности и не зависит от формы и химической природы тела». В результате, идущее от образца излучение имеет универсальное, описываемое формулой Планка «чернотельное» спектральное распределение и не несет информации о характеристиках самого образца. Чтобы обойти это ограничение достаточно, чтобы приемник, регистрирующий тепловое излучение от образца, находился при иной, лучше низкой температуре. В терагерцовом диапазоне длин волн для этой цели хорошо подходит, например, перестраиваемый селективный приемник [3], основанный на эффекте циклотронного резонанса электронов в кристалле InSb, работающий при температуре жидкого гелия. Использование терагерцового спектрометра в рассматриваемой нами конфигурации описано в работе [4]. Особый интерес представляет использование неселективных болометров совместно с охлаждаемым фурье-спектрометром.

На рис.1 приведена схема, поясняющая принцип учета потоков излучения в пассивном лучеводном спектрометре. Селективный приемник 1 находится в холодной зоне. Многолучевой волноводный канал (лучевод) 2 ведет из холодной зоны в теплую зону 3.



**Рис 1.** Схема потоков. 1–холодная зона с селективным приемником излучения, 2 –многолучевой волноводный канал (лучевод), 3 –теплая зона для размещения объектов в спектрометре (образца, механического обтюратора, зеркала).  $S_0$  – поток равновесного теплового излучения в апертуре волновой моды,  $S_{\downarrow}$ ,  $S_{\uparrow}$  – потоки излучения, идущие по направлению к холодной (дьюар) и теплой (комната) зонам,  $S$  – поток излучения, поступающий на приемник в холодной зоне.

Измеряемый образец и прочие элементы спектрометра находятся в тепловом равновесии в теплой зоне, которая может быть заполнена теплообменным газом и имеет комнатную температуру.

При рассмотрении потоков излучения в спектрометре следует учитывать только те лучи, которые попадают в пределы многолучевой волновой моды. Диаграмма направленности этой моды формируется, в основном, исходя из условий распространения излучения в лучевode, – благодаря малому поглощению параксиальных лучей при полном подавлении остальных, испытывающих множественные отражения от стенок лучевода, лучей. Такая модель хорошо подходит для металлических лучеводов и согласуется с результатами анализа литературных данных по их оптическим свойствам, – см., например, [5]. В формировании многолучевой волновой моды участвуют также параксиальные лучи, отраженные от прочих объектов спектрометра. Эти объекты (приемник, измеряемый образец, окно, дополнительное зеркало), как предполагается, имеют форму пластин (пленок) и устанавливаются перпендикулярно оптической оси непосредственно у концов лучевода. Рассматриваемая волновая мода характеризуется площадью сечения  $\Delta s$  и величиной  $\Delta\Theta$  эффективного телесного угла выходящего из лучевода пучка излучения. Далее мы будем считать, что угол  $\Delta\Theta$  достаточно мал, чтобы оставаться в рамках параксиального приближения.

Определим величину потоков теплового излучения многолучевой волноводной моды вблизи холодного конца лучевода. Встречные потоки идущего по лучеводу излучения  $S_{\downarrow}$  и  $S_{\uparrow}$  выражаются так:  $S_{\downarrow} = R_{\text{room}}p^2S_{\uparrow} + p(1-R_{\text{room}})S_0$ ,  $S_{\uparrow} = R_cS_{\downarrow}$ . Здесь  $R_{\text{room}}$  – энергетический коэффициент отражения от объектов, находящихся в теплой зоне над верхним концом лучевода,  $R_c$  – коэффициент отражения от элементов холодной зоны,  $p$  – коэффициент пропускания лучевода. Член  $p(1 - R_{\text{room}})S_0$ , записанный для потока равновесного теплового излучения объектов в теплой зоне, удовлетворяет волноводной форме закона Кирхгофа [6]. Что касается теплового излучения объектов в холодной зоне, то оно, при использовании охлаждаемых до гелиевых температур приемников, является несущественным, хотя в рамках данной модели его учет не представляет сложности. В результате, поток излучения, выходящий из лучевода в холодную зону на селективный приемник излучения, можно записать в виде функции от  $R_{\text{room}}$ :

$$S \equiv \mathbf{S}(R_{\text{room}}) = (1 - R_c)S_{\downarrow} = S_0 \frac{p(1 - R_{\text{room}})(1 - R_c)}{1 - p^2 R_{\text{room}} R_c}. \quad (1)$$

Эта функция позволит нам далее проводить вычисления при различных сочетаниях устанавливаемых вблизи верхнего конца лучевода объектов в теплой зоне.

Рассмотрим приведенные на рис.2 позиции объектов теплой зоны спектрометра и определим для каждой из них величину проходящего на приемник потока излучения. Измерив эти потоки мы, далее, сможем вычислить спектральные энергетические характеристики измеряемого образца. При суммировании отраженных волн от объектов в теплой зоне спектрометра (образца, герметизирующего окна, дополнительного зеркала) мы будем для простоты считать излучение некогерентным, что справедливо, если длина когерентности, определяемая спектральным разрешением селективного приемника, достаточно мала. В то же время, спектральные характеристики самих элементов в спектрометре (измеряемый образец, окна), которые могут быть достаточно тонкими, могут проявлять интерференционный характер.

**a)** Верхний конец лучевода герметизирован окном, имеющим известные спектрально зависимые коэффициенты пропускания  $T_w$  и отражения  $R_w$ . Так как это окно в данной позиции является единственным установленным в теплой зоне объектом, то  $R_{\text{room}} \equiv R_w$  и проходящее на приемник излучение, согласно (1), равно:

$$S_1 = S(R_w) \quad (2)$$

**b)** На верхнем конце лучевода над окном добавлено зеркало. Расчет суммарного отражения этой пары дает  $R_{\text{room}} \equiv R_w + T_w^2/(1 - R_w)$  и, следовательно,

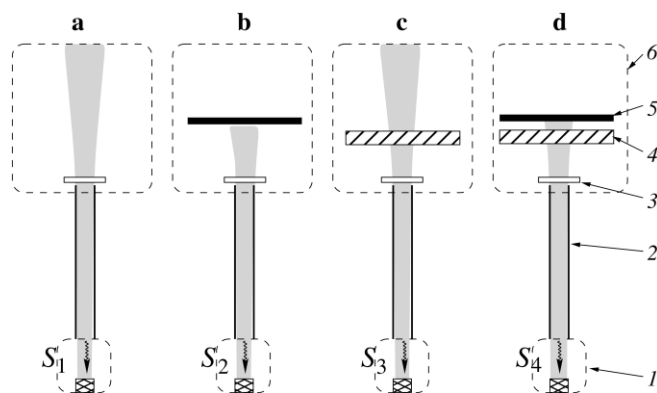
$$S_2 = S\left(R_w + \frac{T_w^2}{1 - R_w}\right). \quad (3)$$

**c)** На верхнем конце лучевода над окном установлен измеряемый образец, искомые коэффициенты пропускания отражения и поглощения которого:  $T_w$ ,  $R_w$ ,  $P_w$ . В этом случае  $R_{\text{room}} \equiv R_w + R_s T_w^2/(1 - R_s R_w)$  и, следовательно,

$$S_3 = S\left(R_w + \frac{R_s T_w^2}{1 - R_s R_w}\right). \quad (4)$$

**d)** На верхнем конце лучевода над окном и измеряемым образцом поставлено зеркало. Вычислив коэффициент отражения от этой трехэлементной системы, получим аналогично:

$$S_4 = S\left(R_w + \frac{\left(R_s + \frac{T_s^2}{1 - R_s}\right) T_w^2}{1 - R_w \left(R_s + \frac{T_s^2}{1 - R_s}\right)}\right). \quad (5)$$



**Рис. 2** Набор позиций, поясняющих работу спектрометра. 1– холодная зона с приемником излучения; 2– многолучевой волноводный канал; 3– окно; 4– образец в виде пластины или пленки; 5– зеркало. б– зона равновесного теплового излучения комнаты.  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$ ,  $S_4$  – потоки излучения, прошедшие на приемник.

Оптические характеристики образца можно вычислить из результатов отдельных измерений, проведенных при рассмотренных на рис.2 позициях объектов в теплой зоне спектрометра. Если вместо стационарного зеркала взять механический зеркальный обтюратор, то вся процедура сводится к трем измерениям (см. рис.3), в каждом из которых попеременно, с частотой модуляции обтюратора, регистрируется разностный сигнал от следующих пар позиций:

- $(S_1 - S_2)$  – «калибровка», – установлен только зеркальный обтюратор;
- $(S_3 - S_2)$  – «отражение», – образец поставлен перед обтюратором;
- $(S_3 - S_4)$  – «на проход», – образец установлен за обтюратором.

Следует отметить, что такая процедура, кроме всего прочего, позволяет использовать чувствительную модуляционную методику измерений с синхронным детектированием слабого сигнала с приемника.

Введем величины  $A$  и  $B$  значение которых получаются в результате измерений:

$$A = (S_3 - S_2) / (S_1 - S_2), \quad B = (S_3 - S_4) / (S_1 - S_2), \quad (6)$$

Решая систему алгебраических уравнений (1,3-7) получаем:

$$R_s = \frac{(1 - p^2 R_c R_w) (1 - A)}{1 - R_w A - p^2 R_c ((T_w^2 - R_w^2) A + R_w)}, \quad (7)$$

$$T_s = \frac{(1 - R_w - p^2 R_c (T_w^2 - R_w^2 + R_w)) \sqrt{\frac{(1 - p^2 R_c R_w) AB}{1 - R_w (A - B) - p^2 R_c ((T_w^2 - R_w^2) (A - B) + R_w)}}}{1 - R_w A - p^2 R_c ((T_w^2 - R_w^2) A + R_w)} \quad (8)$$

Отметим, что в формулу для  $R_s$  входит лишь  $A$ , то есть работа в позиции  $(S_3 - S_2)$  – «отражение», что позволяет производить непрерывный контроль за изменением отражения от образца без смены его позиции в спектрометре. При этом вначале достаточно измерить калибровочные данные в позиции  $(S_1 - S_2)$ .

Возможной альтернативой при выборе позиций может служить более сложное сочетание из четырех объектов с дополнительным зеркалом (на рис.2 и 3 не показано), а именно:

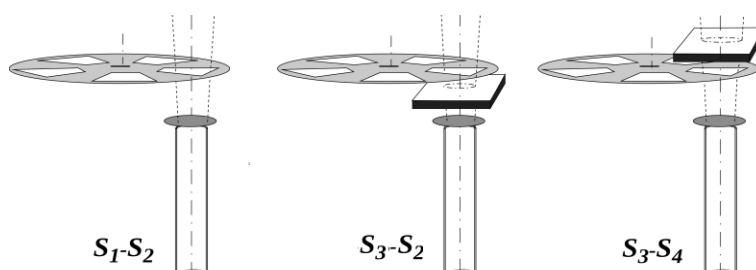
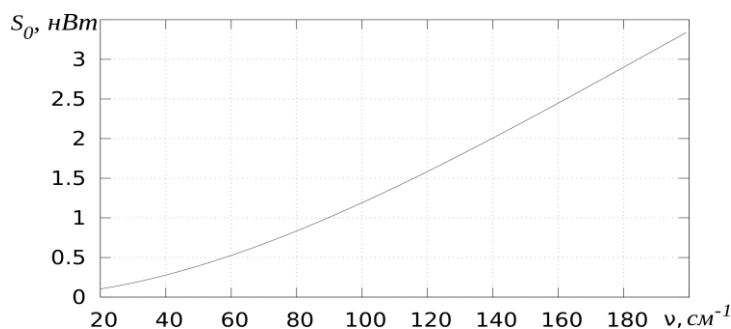


Рис.3 Процедура измерений с зеркальным обтюратором при различных позициях измеряемого образца.



**Рис 4.** Спектральная зависимость мощности равновесного теплового излучения  $S_0$  при  $T = 300$  К в полосе частот  $\Delta\nu = 15$  см<sup>-1</sup> через площадку  $\Delta s = 1.5$  см<sup>2</sup> с угловой апертурой  $\Delta\Theta = 0.2$  srad.

$(S_4 - S_2)$  – «на проход с отражением», – окно → обтюратор → образец → зеркало.

В такой конфигурации измеряемым сигналом является  $C = (S_4 - S_2)/(S_1 - S_2)$ , а коэффициент пропускания вычисляется по формуле:

$$T_s = \frac{(1 - R_w - p^2 R_c (T_w^2 - R_w^2 + R_w)) \sqrt{\frac{(1 - p^2 R_c R_w) A (A - C)}{1 - R_w C - p^2 R_c ((T_w^2 - R_w^2) C + R_w)}}}{1 - R_w A - p^2 R_c ((T_w^2 - R_w^2) A + R_w)}, \quad (9)$$

которая совпадает с (8), потому что, как легко заметить,  $C = A - B$ .

Особый интерес представляет случай, когда величина  $p$  (коэффициент пропускания лучевода) мала. В этом случае многократно-отраженные лучи в лучеводе ослаблены и формулы (7-9) упрощаются:

$$R_s \xrightarrow{p^2 \rightarrow 0} \frac{1 - A}{1 - R_w A}, \quad T_s \xrightarrow{p^2 \rightarrow 0} \frac{1 - R_w}{1 - R_w A} \sqrt{\frac{AB}{1 - R_w (B - A)}} = \frac{1 - R_w}{1 - R_w A} \sqrt{\frac{A(C - A)}{1 - R_w C}}. \quad (10)$$

Замечательным свойством этого предельного случая является то, что результат, с точностью до членов разложения порядка  $p^2$ , перестает зависеть от такой трудно-определимой спектрально-зависимой величины как  $R_c$  (коэффициент отражения от элементов холодной зоны). Однако на практике это означает, также, и сильное ослабление измеряемых приемником сигналов  $A, B, C$ .

### Приложение.

При выборе приемника излучения полезно иметь представление об абсолютной интенсивности «чернотельного» теплового излучения  $S_0$  (см. рис.1), поступающего из теплой зоны.

Величину этого потока, зависящего от угловой апертуры  $\Delta\Theta$  и сечения  $\Delta s$  в частотном интервале  $\Delta\nu$  можно оценить в соответствии с [7]:

$$S_0 = \int_{\nu}^{\nu + \Delta\nu} \frac{2c^2 h \nu^3 d\nu}{\exp(\frac{hc\nu}{kT}) - 1} \Delta s \Delta\Theta \xrightarrow{\nu = x \frac{kT}{hc}} \frac{15}{\pi^5} \sigma_0 T^4 \int_{hc\nu/kT}^{hc(\nu + \Delta\nu)/kT} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} \Delta s \Delta\Theta, \quad (11)$$

где  $T$  – температура,  $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} = 5.67 \cdot 10^{-5} \frac{\text{г}}{\text{с}^3 \cdot \text{град}^4}$  – постоянная Стефана-Больцмана, а частоты  $\nu$  измеряются в обратных длинах волн.

На рис.4 приведен рассчитанный по этой формуле график спектральной зависимости мощности потока теплового излучения  $S_0$  для типичных параметров апертуры лучевода реального прибора [3]:  $\Delta s = 1.5$  см<sup>2</sup>,  $\Delta\Theta = 0.2$  srad,  $T = 300$  К.



ЛИТЕРАТУРА

1. Rodgers C.D., «Retrieval of Atmospheric Temperature and Composition From Remote Measurements of Thermal Radiation» // Rev. Geophysics and Space Physics, vol. 14, pp. 609-624, Nov. 1976.
2. Kikuchi K., Kohjiro S., Yamada T., Shimizu N. and Wakatsuki A., «Compact terahertz passive spectrometer with wideband superconductor-insulator-superconductor mixer» // Rev Sci. Instr. Vol. 83, 023110, 2012.
3. Богомолов Г.Д., Завьялов В.В., Зотова Е.А., Шампаров Е.Ю., «Быстродействующий перестраиваемый детектор излучения субмиллиметрового диапазона на циклотронном резонансе в InSb» // ПТЭ 2002, вып. 1, стр.87-95.
4. Родэ, С.В., Шампаров Е.Ю., «Установка для быстрой терагерцовой спектроскопии тонких диэлектрических материалов» // Дизайн и технологии. 2010. № 18. С. 47-52.
5. Hawthorn D.G. and Timusk T., «Transmittance of skew rays through metal light pipes» // Appl. Opt., vol. 38, no. 13, pp. 2787—2794, May 1999.
6. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И., Введение в статистическую радиофизику, /ч.2, гл.3, М.:Наука 1978.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Теоретическая физика, том V, Статистическая физика, /5-е изд., ч.I, §63. М.: ФИЗМАТЛИТ 2002.

**Реализация формирования двухчастотного сигнала в СВЧ-диапазоне для задач определения характеристик резонансных датчиков**

**Долгова Е.С., Врачев Е.Э., Туганов П.Ю., Насыбуллин А.Р.**

*Казанский Национальный Исследовательский Технический Университет им. А.Н.Туполева -КАИ  
[dolgova\\_e.s@mail.ru](mailto:dolgova_e.s@mail.ru)*

*В работе рассматривается двухчастотный метод определения сдвига центральной частоты резонансных СВЧ-датчиков при измерении комплексной диэлектрической проницаемости различных материалов. Метод основан на двухчастотном зондировании резонансных СВЧ-датчиков, заполненных или связанных с исследуемым материалом, и не требует применения векторных или скалярных анализаторов цепей. Предлагается схема реализации метода на основе амплитудно-фазового преобразования.*

Классические схемы рефлектометрических измерений или измерений на прохождение, основаны либо на применении скалярного или векторного анализатора цепей, либо генератора перестраиваемой частоты и детектора. Как правило данные схемы очень трудоемки и требуют сложной и дорогой аппаратуры.

Для оперативного измерения комплексной диэлектрической проницаемости материалов в СВЧ диапазоне необходима разработка методов и средств определения измерительных параметров резонансного датчика, обеспечивающих высокую точность при сниженной стоимости измерений.

В докладе предлагается использование двухчастотного метода для определения значений резонансной частоты, добротности и амплитуды резонанса, по сравнению с известными методами, использующими одночастотное колебание [1], частотную модуляцию [2], метод квадратичной-кривой [3], а также предлагается возможный вариант устройства формирующий двухчастотный сигнал в СВЧ-диапазоне.

Частотный метод основан на частотной модуляции несущей близкой к резонансной частоте резонатора и обнаружения 2-й и 4-й гармоники протестированного сигнала. По отношению амплитуд этих гармоник возможно определение ширины контура на полувысоте и частоту резонанса. Реализация измерений требует специального оборудования для осуществления частотной модуляции зондирующего одночастотного колебания СВЧ-генератора. При этом, как правило, возникает и паразитная амплитудная модуляция, снижающая метрологические характеристики измерительной установки. Для проведения вычислений диэлектрических параметров используются характеристики 4-ой гармонической составляющей разложения в ряд Фурье, амплитудное значение которой мало, что приводит к снижению отношения сигнал/шум измерений [2].

Метод квадратичной-кривой используется при перестраиваемых одночастотных измерениях контура датчика на дискретных значениях частот для точного определения резонансной частоты и добротности в присутствии помех. Метод заключается в интерполяции вершины контура полиномом второй степени, коэффициенты которого определяются согласно амплитудам прошедших сигналов. Точность метода зависит от количества располагаемых частотных точек [3].

Двухчастотный метод основан на двухчастотном зондировании СВЧ-датчиков, заполненных или связанных с исследуемым материалом, и не требует вариации частоты зондирующего генератора или его частотной модуляции, а также возможного изменения геометрических параметров самих датчиков.

Двухчастотное излучение с составляющими  $f_1 = f_s - \Delta f$  и  $f_2 = f_s + \Delta f$  зондирует СВЧ-датчик, при этом частота  $f_s$  соответствует настройке датчика в резонанс, а расстройка  $\Delta f$  – половине его ширины полосы пропускания на полувысоте [1].

На рис.1. показано зондирование СВЧ-датчика двухчастотным сигналом.

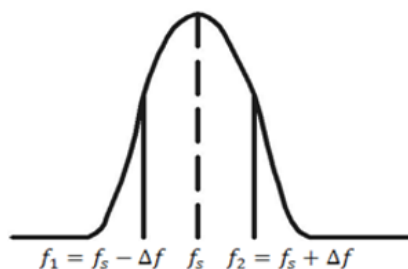


Рис. 1. Зондирование СВЧ-датчика двухчастотным сигналом.

На рис.2. показан способ формирования двухчастотного сигнала в СВЧ-диапазоне на основе амплитудно-фазового преобразователя.

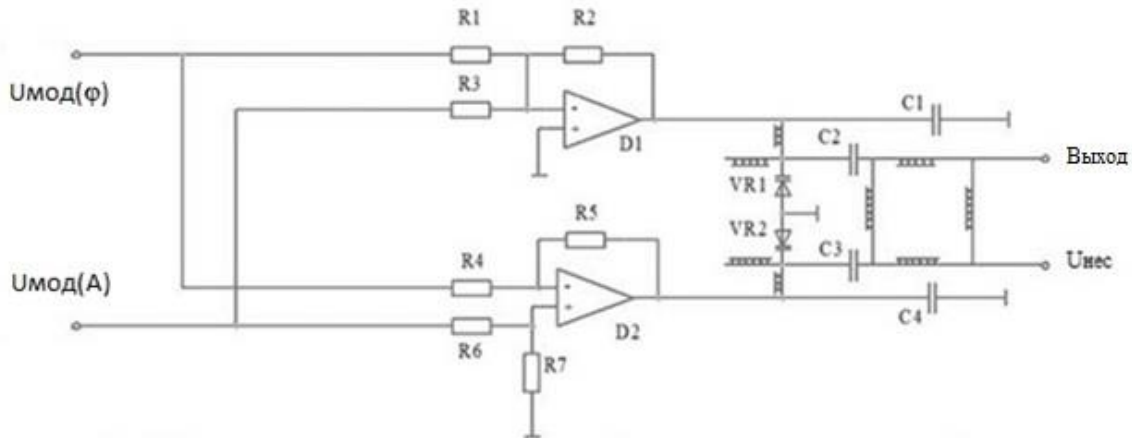


Рис. 2. Схема электрическая-принципиальная преобразователя одночастотного колебания в двухчастотное реализованная на амплитудно-фазовом модуляторе.

Амплитудно-фазовый модулятор содержит квадратурный мост, управляемые отражательные фазовращатели выполненные на варакторах, сумматоры, инвертор. Сигнал несущий  $U_{нес}$ , поступает через квадратурный мост на фазовращатели после отражения от которых направляется на выход. При подаче модулирующего сигнала  $U_{мод}(\phi)$  происходит относительное изменение фазы сигнала несущей на выходе, а при подаче модулирующего сигнала  $U_{мод}(A)$  изменяется амплитуда сигнала несущей на выходе [4].

Двухчастотный метод обладает высокой точностью при стабильности амплитуд и фаз зондирующих колебаний. При использовании метода двухчастотного зондирования максимальная чувствительность измерений достигается при настройке его средней частоты на резонансную частоту датчика, при этом значение расстройки между двумя составляющими должно быть близко к ширине его полосы пропускания на полувысоте [1].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Пат. 124812 Российская Федерация МПК G01R 27/04. Устройство для измерения характеристик резонансных структур / Морозов, Г.А., Морозов, О.Г., Насыбуллин, А. Р. и др.; опубл. 10.02.2013.-2 с.
2. Nebendahl B., Peligrad D.-N., Pozek M., Dulcic A., Mehring M. An ac method for the precise measurement of Q-factor and resonance frequency of a microwave cavity // American Institute of Physics, 2001.
3. Robinson M. P., Clegg J. Improved Determination of Q-Factor and Resonant Frequency by a Quadratic Curve-Fitting Method // IEEE, 2005.
4. Пат. 1665493 Союз Советских Социалистических Республик Н 03 С 5/00. Амплитудно-фазовый модулятор / Зельдин, Ю.М., Плотницкий, С.О.; опубл. 23.07.1991.-3 с.

## СВЕРХШИРОКОПОЛОСНАЯ ПЕЛЕНГАЦИОННАЯ РУПОРНАЯ АНТЕННА

**Бобков Н.И., Щербачев В.А.**

ОАО «КБ» «Связь», Ростов-на-Дону  
[uablac@mail.ru](mailto:uablac@mail.ru)

*Предложен вариант построения рупорной антенны, предназначенной для работы в составе сверхширокополосной кольцевой антенной системы мониторинга электромагнитной обстановки. Стабилизация пеленгационных характеристик в азимутальной плоскости ( $H$ -плоскость) обусловлена использованием частотнозависимой расфазировки раскрыва, а выполнение геометрии рупора с изломом в  $E$ -плоскости позволило обеспечить сектор обзора в плоскости угла места  $40^\circ$  в диапазоне сантиметровых длин волн с перекрытием по частоте 3:1. Приведены результаты моделирования характеристик излучения рупорной антенны.*

### Введение

В современных системах мониторинга электромагнитной обстановки широко распространены многолучевые антенные системы, представляющие собой кольцевые или дуговые решетки из развернутых в пространстве направленных антенн. При пеленговании источников излучения моноимпульсными амплитудными методами к пеленгационным антеннам предъявляются следующие требования [1]:

- возможность приема сигналов вертикальной, горизонтальной и наклонной поляризации;
- низкий уровень боковых лепестков;
- высокий уровень пересечения смежных и несмежных диаграмм направленности (ДН);
- стабильность ширины и формы ДН в диапазоне частот.

Для построения антенных систем сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн в основном применяются рупорные антенны, среди которых особое место занимают так называемые расфазированные рупоры, предложенные советским ученым Г.З. Айзенбергом более полувека тому назад [2]. Секториальный  $H$ -плоскостной рупор или пирамидальный рупор в плоскости  $H$  при расфазировке раскрыва на нижней частоте около  $\pi$  с ростом частоты имеет слабо выраженную частотную зависимость ширины ДН и низкий уровень бокового излучения в двухкратном диапазоне частот. Такое свойство расфазированных рупоров позволяет создавать на их основе широкополосные системы мониторинга сигналов вертикальной поляризации. Применение проходных вращателей поляризации (поляризаторов) в раскрыве рупоров обеспечивает прием сигналов с горизонтальной или наклонной поляризацией, при этом пеленгационные характеристики изменяются незначительно [1,3,4]. Применение современными радиоэлектронными средствами сверхширокополосных сигналов обуславливает актуальность разработки пеленгационных антенных систем, работающих в полосе частот шириной в несколько октав. Широкополосные свойства проходных поляризаторов достаточно хорошо изучены и в настоящее время известны их разработки для полосы частот порядка декады [3]. Однако в открытых источниках практически отсутствует информация о разработке сверхширокополосных рупоров со стабилизированными характеристиками ДН. В [1,3] приведено описание расфазированных рупорных антенн для диапазона частот с перекрытием 2,25:1, а в [4] – для диапазона частот с перекрытием 2,5:1. Рассмотрим принцип построения и результаты моделирования рупорной антенны со стабилизированными характеристиками в полутораоктавной (трехкратной) полосе частот.

### Принцип построения

Принцип построения сверхширокополосных пеленгационных рупорных антенн рассмотрим на примере рупорной антенны с коаксиальным питанием, предназначенной для работы в составе двенадцатиканального азимутального пеленгатора, работающего в верхней полусфере в пределах углового сектора  $40^\circ$  над плоскостью горизонта. Важным параметром антенной системы при амплитудном пеленговании является уровень пересечения ДН несмежных каналов, определяющий чувствительность пеленгатора. Оптимальный уровень пересечения составляет минус 8 - 10 дБ, при этом ширина ДН по уровню минус 3 дБ должна быть  $35^\circ$ . Как известно, эффект стабилизации характеристик ДН у расфазированных рупоров наблюдается в  $H$ -плоскости при возбуждении раскрыва волной  $H_{10}$  со спадающим косинусоидальным распределением амплитуды и квадратичном частотнозависимом фазовом распределении. Анализ, проведенный на модели линейного излучателя [5], показал, что стабилизация ширины ДН в пределах  $\pm 20\%$  наблюдается в полосе частот с перекрытием более двух октав. Важным условием является отсутствие высших типов волн в питающем волноводе. Оптимальное значение разности фаз возбуждения в центре и на краю раскрыва для нижней частоты рабочего диапазона должно составлять  $120^\circ$ - $140^\circ$ . Величина расфазировки  $\Delta\Psi$  в  $H$ -плоскости зависит от геометрии рупора и составляет [6]:

$$\Delta\Psi \approx \pi \frac{A^2}{4R\lambda_n},$$

где  $A$  – размер раскрыва,  $R$  – расстояние от раскрыва до вершины рупора в  $H$ -плоскости,  $\lambda_n$  – длина волны на нижней границе рабочего диапазона частот.

Для обеспечения работы антенной системы в секторе  $40^\circ$  по углу места ( $E$ -плоскость) целесообразно также применить свойство расфазированного раскрыва в сочетании с изломом стенок рупора [7], при этом в широкой полосе частот стабилизируется только ширина ДН по уровню минус 3 дБ без поддержания формы ДН.

Общий вид рупора приведен на рисунке 1.

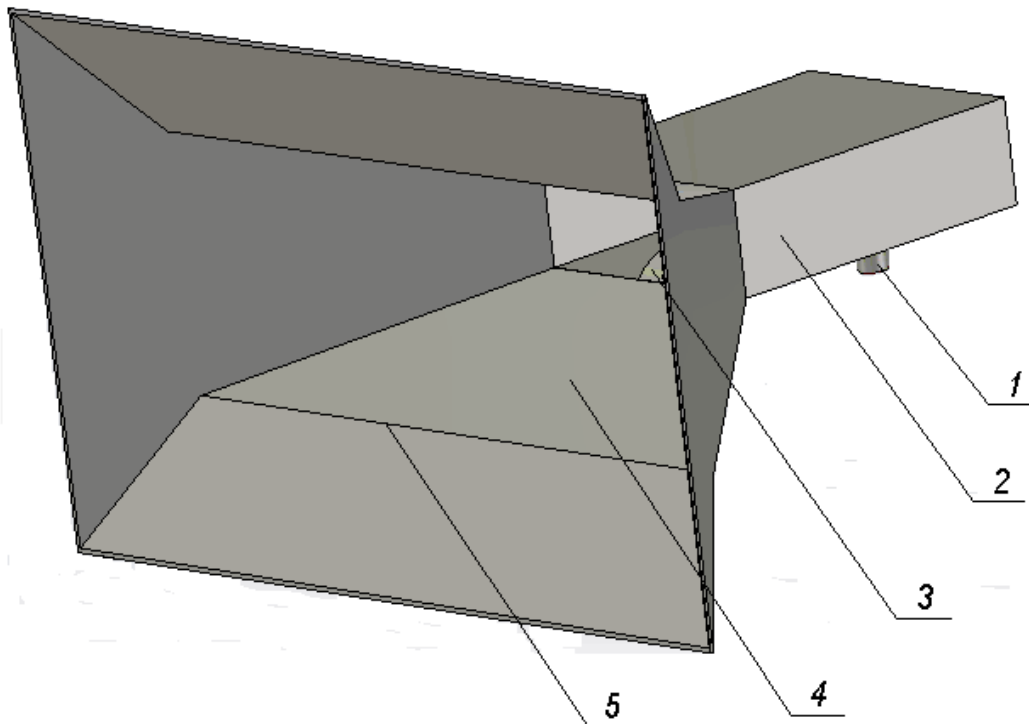


Рисунок 1 - Общий вид рупора: 1 – коаксиальный порт; 2 – коаксиально-волноводный переход; 3 – гребень; 4 – рупор; 5 – излом стенки рупора

Питание рупора осуществляется коаксиалом 1 с волновым сопротивлением 50 Ом посредством коаксиально-волноводного перехода 2, представляющего собой симметричный гребневый переход с гребнями 3 экспоненциального профиля. Прямоугольный волновод в горловине рупора 4 имеет размеры  $a \times b = (0,58 \times 0,22)\lambda_n$ . Для устранения возможности возбуждения высших типов волн длина перехода выбрана достаточно большой и составляет  $0,7\lambda_n$ . Профиль пирамидального рупора 4 в Е- плоскости выполнен с изломом 5, размеры раскрыва рупора составляют  $A \times B = (1,94\lambda_n \times 1,16)\lambda_n$ . Геометрия рупора оптимизирована с помощью модели, выполненной в *CST Microwave Studio*.

### Результаты моделирования

Результаты моделирования приведены на рисунках 2-4 и в таблице 1. На рисунке 2 приведены частотные характеристики КСВН (сплошная линия) и коэффициента усиления  $G$  (дБ) в направлении оси рупора (звездочки). КСВН рупора в большей части диапазона не превышает 1,5 кроме нижней границы, где он достигает величины 2,3. Коэффициент усиления лежит в пределах 12,4...14,8 дБ.

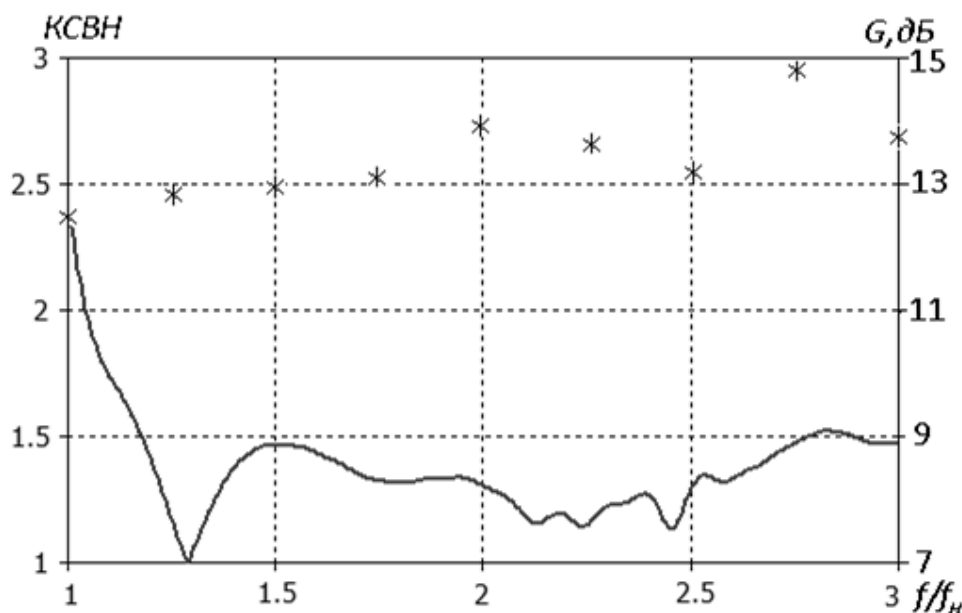


Рисунок 2 – Частотные характеристики КСВН и коэффициента усиления ( $f_n$  – нижняя частота рабочего диапазона)

Частотные зависимости ширины ДН (ШДН) в обеих главных плоскостях приведены на рисунке 3, из которого прослеживается степень стабилизации ДН.

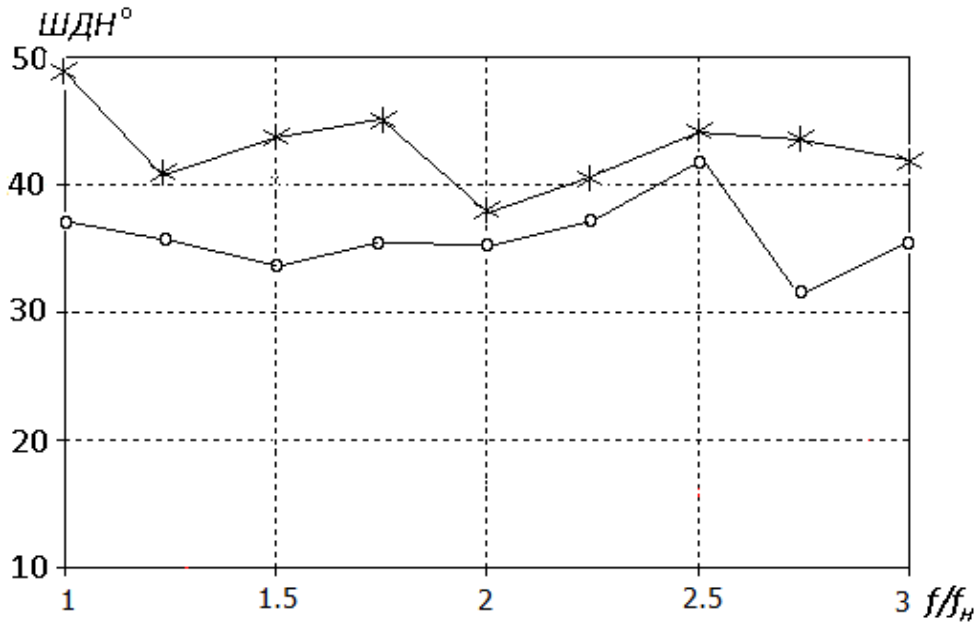


Рисунок 3 – Частотные зависимости ширины ДН по уровню минус 3 дБ:  
звездочки – в плоскости E; кружочки – в плоскости H

На рисунке 4 приведены диаграммы направленности в азимутальной плоскости на трех частотах рабочего диапазона. Как видно из рисунка, диаграммы близки по форме, что обеспечивает стабилизацию пеленгационных характеристик в трехкратном диапазоне частот.

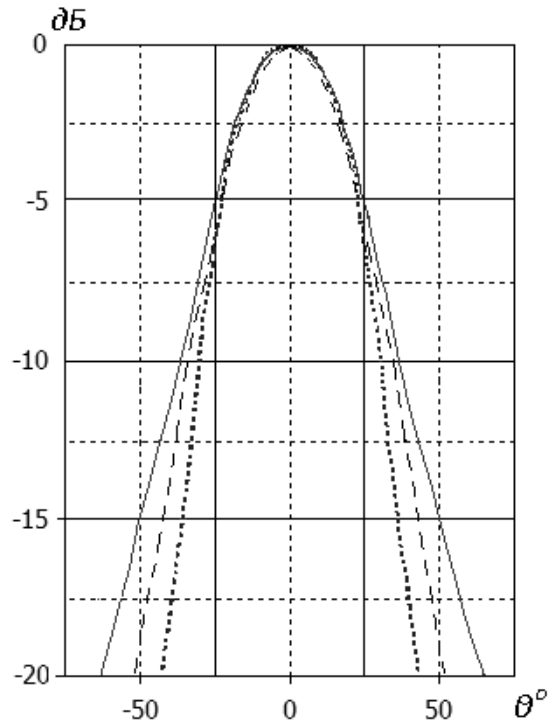


Рисунок 4 – Диаграммы направленности рупора на трех частотах рабочего диапазона  
(сплошная линия – на частоте  $f_n$ ; пунктир – на частоте  $2f_n$ ; точки – на частоте  $3f_n$ )

В таблице 1 представлены основные результаты моделирования для пяти частот рабочего диапазона, где ШДН -3 дБ и ШДН -10 дБ – значения ширины ДН по уровню минус 3 дБ и минус 10 дБ соответственно;  $\Delta 1$  (дБ) – относительный уровень пересечения смежных ДН;  $\Delta 2$  (дБ) – относительный уровень пересечения несмежных ДН.

Таблица 1. Результаты моделирования рупорной антенны

Частота	$f_n$	$1,5f_n$	$2f_n$	$2,5f_n$	$3f_n$
Коэффициент усиления, дБ	12,4	12,9	14,0	13,2	13,7
ШДН -3 дБ	37,5	33,6	35,6	42,4	35,7
ШДН -10 дБ	71,2	69	67,2	74,5	60,6
$\Delta 1$ , дБ	2,5	2,7	2,6	2,1	2,6
$\Delta 2$ , дБ	7,4	7,9	8,8	6,6	10,2

Рассмотренный вариант построения пеленгационной рупорной антенны, предназначенной для работы в полутораоктавном диапазоне частот, имеет стабильные диаграммы направленности, за счет чего в составе антенной системы способен обеспечить высокую точность пеленгования источников радиоизлучения в верхней полусфере в пределах углового сектора  $40^\circ$  над плоскостью горизонта.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.М Горин, Н.А. Радченко. Широкополосные многолучевые антенные системы для мониторинга. - Сб. докладов международной научной конференции «ИРЭМВ-2013», Таганрог – Дивноморское, 24-28 июня 2013г., с. 209-212.
2. Антенны УКВ. Под ред. Г.З.Айзенберга. В 2-х ч. Ч.2 - М., «Связь», 1977. - 288 с.
3. Бобков Н.И., Юханов Ю.В., Семенихин А.И., Семенихина Д.В. Широкополосные проходные вращатели поляризации и примеры их применения в апертурах антенн.// Антенны. - 2010г., №2, с.31-37.
4. А.М. Горин, Н.А. Радченко. Сверхширокополосная рупорная антенна с наклонной поляризацией. Патент на полезную модель № 141245 Н01Q 13/00. Опубликовано 27.05.2014 г.
5. Бобков Н.И., Габриэльян Д.Д., Проживальский В.В. Стабилизация диаграмм направленности антенн в полосе частот. - Сб. докладов I Всероссийской Микроволновой конференции, Москва, 27-29 ноября 2013 г., с.334-338.
6. Кюн, Р. Микроволновые антенны. – Л.: Судостроение. - 1967. – 518 с.
7. Бобков Н.И., Семенихин А.И., Семенихина Д.В. Рупорный облучатель для многолучевой сверхширокополосной зеркальной антенны. Сб. докладов «67-я Всероссийская конференция с международным участием «Научная сессия, посвященная Дню радио» RDC-2012, Москва, 16-17 мая 2012 г., с. 18-22.



## УСТРОЙСТВО ДИСТАНЦИОННОГО КОНТРОЛЯ ПАРАМЕТРОВ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ НА ОСНОВЕ МИКРОВОЛНОВЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Долгова Е.С., Врачев Е.Э., Туганов П.Ю., Насыбуллин А.Р.

*Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева - КАИ  
[dolgova\\_e.s@mail.ru](mailto:dolgova_e.s@mail.ru)*

*В представленной статье рассматриваются вопросы построения дистанционного датчика на основе микроволновых фотонных кристаллов, представляющих собой систему с периодическими неоднородностями в микрополосковом исполнении. Устройство может быть использовано в задачах оперативного мониторинга состояния диэлектрических объектов посредством контроля изменения их диэлектрической проницаемости.*

Среди различных типов планарных схем микрополосковые являются наиболее часто используемыми в СВЧ-электронике. В последнее время интенсивное развитие нанотехнологий стимулировало появление нового класса периодических структур, получивших название фотонных кристаллов, аналогом которых в радиодиапазоне можно считать системы с периодическими нерегулярностями. В СВЧ-диапазоне фотонный кристалл может быть реализован как с помощью волноводов с диэлектрическим заполнением [1], так и планарных линий передачи с периодически изменяющейся структурой. Фотонный кристалл в микрополосковом исполнении (ФКМИ) представляет собой микрополосковую линию передачи с периодическим изменением волнового сопротивления. С практической точки зрения интерес к данным структурам обусловлен наличием окон прозрачности и полос заграждения — фотонных запрещенных зон. В связи с высокой чувствительностью частотной зависимости «окон» прозрачности в запрещенной зоне фотонного кристалла к параметрам нарушения периодичности микрополосковые фотонные кристаллы находят применение для определения параметров материалов в СВЧ-диапазоне.

Одним из примеров подобного применения можно указать возможность дистанционного опроса одного или группы пассивных датчиков на основе ФКМИ, посредством измерения комплексной диэлектрической проницаемости [2]. Структурная схема показана на рис. 1. Вычислительно-измерительное устройство (ВИУ) и сам датчик разнесены в пространстве, а связь между ними осуществляется посредством зондирующих электромагнитных колебаний. Датчик представляет собой пассивное устройство с ФКМИ и двумя антеннами с различной поляризацией для обеспечения развязки между ними. ВИУ также обладает двумя антеннами с различной поляризацией. Принцип измерения параметров СВЧ-датчика (центральная частота резонанса, добротность контура, амплитуда резонанса) с помощью двухчастотного зондирования аналогичен методу мониторинга центральной длины волны волоконно-оптических избирательных структур [3].

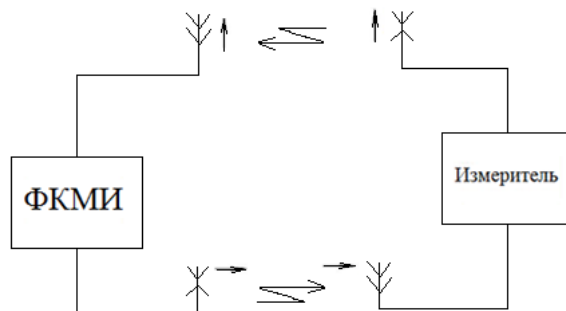


Рис. 1. Структурная схема удаленного опроса датчика на ФКМИ

Нами была построена виртуальная компьютерная модель ФКМИ в программе CST Microwave Studio. Моделирование ФКМИ производится на частоте 2,1 ГГц. Нижний слой представляет собой подложку с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 2,5$ . Средний слой структуры состоит из последовательно соединенных чередующихся отрезков микрополосковой линии передач, в центре которого расположена узкая неравномерность. В качестве верхнего слоя используется диэлектрический материал с различной диэлектрической проницаемостью, выбранной из библиотеки программы моделирования.

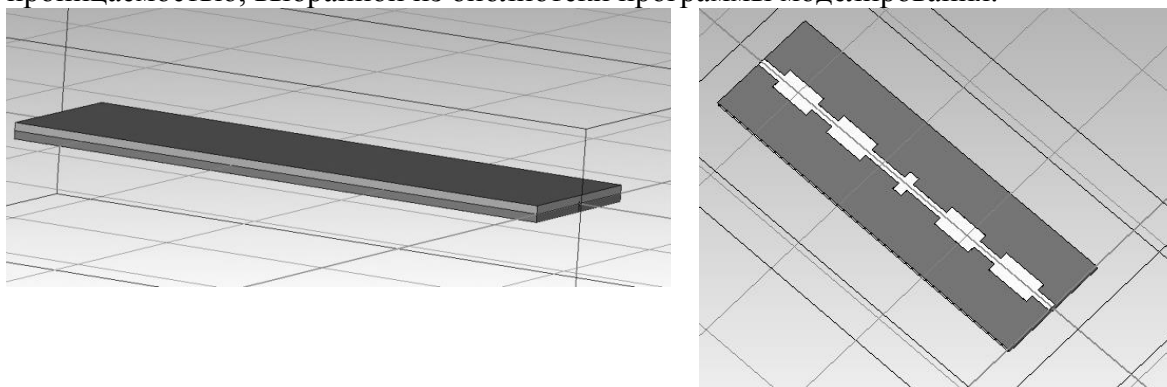
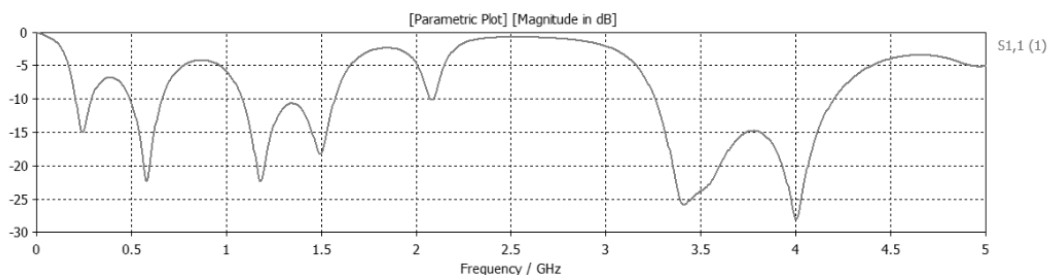


Рис.2. ФКМИ с узкой неравномерностью по середине микрополосковой линии передач

На рис.2 представлены частотные зависимости коэффициентов отражения ФКМИ при вариации диэлектрической проницаемости плоского диэлектрика, приложенного к проводникам микрополосковой структуры.



a)

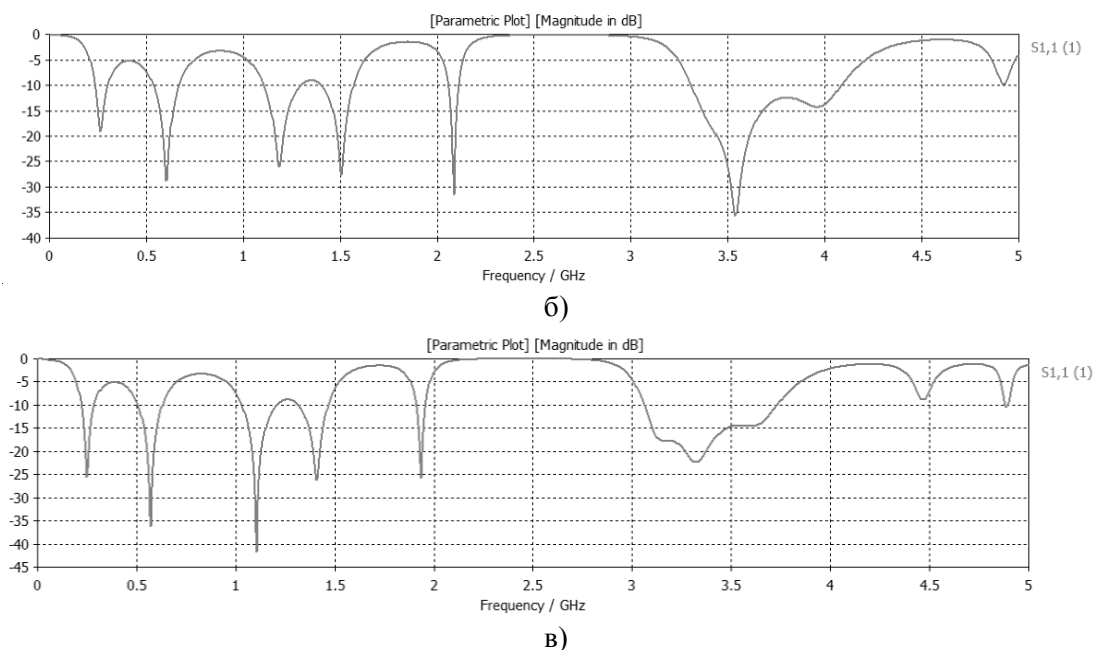


Рис.3. Частотные зависимости коэффициента отражения с расположением диэлектрического материала сверху с различной диэлектрической проницаемостью

а)  $\epsilon_1 = 3$ , б)  $\epsilon_2 = 5,68$ , в)  $\epsilon_3 = 9,4$ .

Исходя из полученных зависимостей можно сделать вывод, что при введении неоднородности по середине микрополосковой линии передач появляется узкий пик в коэффициенте отражения в диапазоне 2-2,5 ГГц. При различных  $\epsilon$  верхнего диэлектрического материала данный пик смещается в левую сторону.

Предлагаемый СВЧ-датчик можно рассматривать как пассивное устройство, т.к. он не нуждается в активных компонентах в своем составе для считывания информации о состоянии контролируемого диэлектрика, в следствии чего одним из существенных недостатков является малое расстояние между самим датчиком и ВИУ. Возможно использование пассивных датчиков на основе ФКМИ для случаев затрудненного доступа к объектам и в складских помещениях при необходимости быстрой оценки состояния группы объектов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kuriazidou C.A., Contopanagos H.F., Alexopolos N.G. Monolithic waveguide filters using printed photonic-bandgap materials // IEEE Transactions on microwave theory and techniques. 2001. V. 49. N. 2. P. 297—306.
2. Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль, А.В. Абрамов, А.С. Боголюбов, М.Ю. Куликов, Д.В. Пономарев. Микрополосковые фотонные кристаллы и их использование для измерения параметров жидкостей// Журнал технической физики. СПб- :2010, том 80, вып. 8
3. Пономарев Д.В. Особенности взаимодействия СВЧ-излучения с фотонными кристаллами, содержащими в качестве неоднородностей диэлектрические, полупроводниковые и металлические включения /Автореферат – Саратов, 2012

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ РАСШИРЕНИЯ ДИАПАЗОНА РАБОЧИХ ЧАСТОТ В АНТЕННЫХ ПОЛИГОНАХ

*Долгова Е.С., Врачев Е.Э., Туганов П.Ю., Насыбуллин А.Р.*

*Казанский Национальный Исследовательский Технический Университет им. А.Н. Туполева-КАИ  
dolgova\_e.s@mail.ru*

В данной работе предлагается метод расширения диапазона поглощаемых электромагнитных волн от ультравысоких частот до крайне высоких частот в антенных полигонах за счет комбинирования радиопоглощающих материалов, преимущественно рассчитанных на работу в отдельном диапазоне частот. Исследуются характеристики моделей комбинированных радиопоглощающих материалов, построенных в программе электродинамического моделирования.

Целью данного исследования является разработка безэховой камеры (БЭК) для антенных измерений в дальней зоне, способной работать в дециметровом, сантиметровом и длинноволновом миллиметровом диапазоне с минимизацией отраженных сигналов в рабочей области пространства БЭК.

Задачи, поставленные для достижения цели:

- 1) Исследование комбинированных радиопоглощающих материалов (РПМ) для увеличения полосы измеряемых частот БЭК;
- 2) Выбор радиопоглощающих материалов, каждый из которых преимущественно рассчитан на работу в отдельном диапазоне частот;
- 3) Оптимизация расположения элементов конструкции из комбинированных РПМ для высокой эффективности в минимизации отраженных сигналов в рабочей зоне.

Типичную измерительную систему антенного полигона можно разделить на две основные части: передающая сторона и принимающая сторона (Рис. 1).

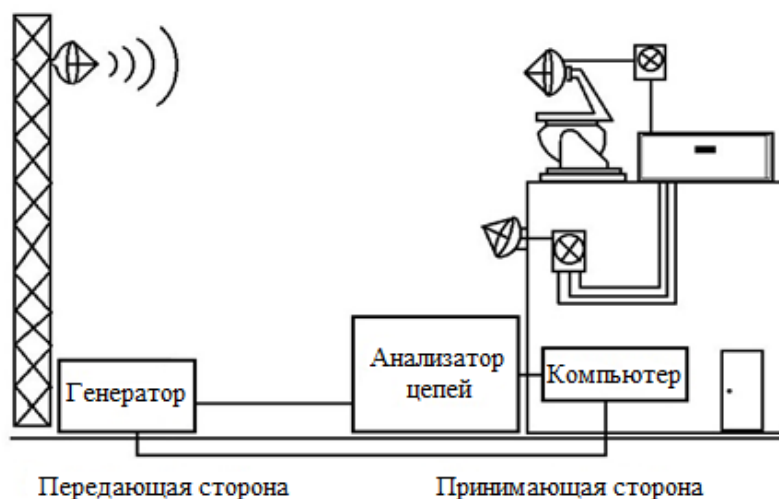


Рис. 1. Типичная конфигурация для антенных измерений в дальней зоне с использованием анализатора цепей [1].

Передающая сторона содержит источник СВЧ сигнала, усилители (если требуются), передающую антенну и средство связи с принимающей стороной; на принимающей стороне расположены испытываемая антенна, опорная антенна, приёмник, гетеродин, понижающий преобразователь частоты, устройство позиционирования, системная программа и компьютер.

Ширину частотного диапазона для антенных измерений можно увеличить за счет применения широкополосных радиопоглощающих материалов, которые сами по себе являются дорогостоящими. В докладе предлагается использование комбинированных РПМ, состоящих из нескольких типов материалов, каждый из которых преимущественно рассчитан на работу в отдельном диапазоне частот. Оптимизацией расположения элементов конструкции из подобных материалов для конкретного антенного зала возможно добиться высокой эффективности в минимизации отраженных сигналов в рабочей зоне.

Математическое описание комбинированного материала, состоящего из двух РПМ и металлического экрана можно представить с помощью ориентированного графа (Рис. 2)

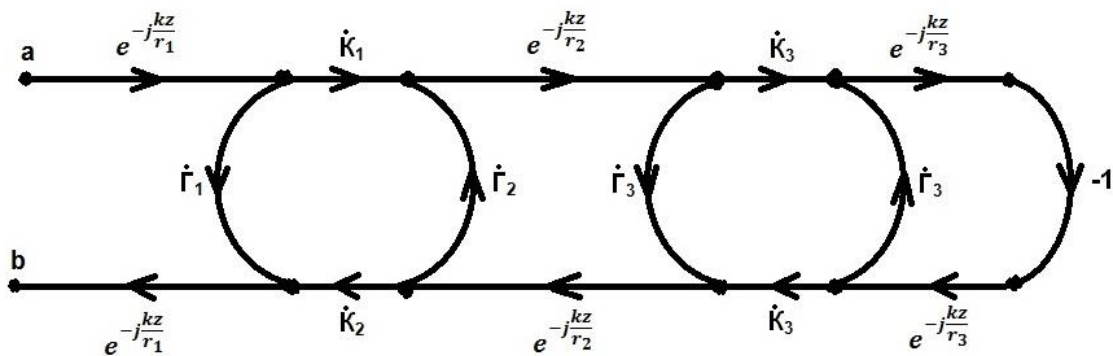


Рис. 2. Топологическая схема комбинированного материала, описанная методом графов.

Коэффициент отражения от сечения  $a-b$  по правилу не касающегося контура [2] можно представить

$$\text{как: } T_{ba} = \dot{\Gamma}_1 \times e^{-2j\frac{kz}{r_1}} + \frac{\dot{K}_1 \times \dot{K}_2 \times \dot{\Gamma}_3 \times e^{-2j(\frac{kz}{r_1} + \frac{kz}{r_2})} \times [1 - \dot{\Gamma}_3 \times e^{-2j\frac{kz}{r_3}}]}{1 - \dot{\Gamma}_2 \times e^{-2j\frac{kz}{r_2}} \times \dot{\Gamma}_3 + \dot{\Gamma}_3 \times e^{-2j\frac{kz}{r_3}} + \dot{\Gamma}_2 \times e^{-2j(\frac{kz}{r_2} + \frac{kz}{r_3})} \times \dot{K}_3^2 - \dot{\Gamma}_2 \times \dot{\Gamma}_3^2 \times e^{-2j(\frac{kz}{r_2} + \frac{kz}{r_3})}} - \frac{\dot{K}_1 \times \dot{K}_2 \times \dot{K}_3^2 \times e^{-2j(\frac{kz}{r_1} + \frac{kz}{r_2} + \frac{kz}{r_3})}}{1 - \dot{\Gamma}_2 \times e^{-2j\frac{kz}{r_2}} \times \dot{\Gamma}_3 + \dot{\Gamma}_3 \times e^{-2j\frac{kz}{r_3}} + \dot{\Gamma}_2 \times e^{-2j(\frac{kz}{r_2} + \frac{kz}{r_3})} \times \dot{K}_3^2 - \dot{\Gamma}_2 \times \dot{\Gamma}_3^2 \times e^{-2j(\frac{kz}{r_2} + \frac{kz}{r_3})}}$$

Частотные зависимости коэффициента передачи и коэффициента отражения материалов могут быть найдены с помощью компьютерной модели в программе электродинамического моделирования. Пример модели показан в среде CST STUDIO SUITE (Рис. 3).

Диэлектрические характеристики материала могут быть заданы различными дисперсионными моделями, например, проводимости или Дебая. Используя предложенную методику можно анализировать комбинированные РПМ при введении в их состав материалов собственного производства. Для этого необходимо определить эффективные диэлектрические параметры материала экспериментальными методами с последующим их вводом в компьютерную модель. Нахождение диэлектрических параметров материала возможно с помощью методов в открытом пространстве для простейшей формы материала с плоскими границами. В программе электродинамического моделирования можно изменять геометрию и структуру объекта для оптимизации отражательных свойств.

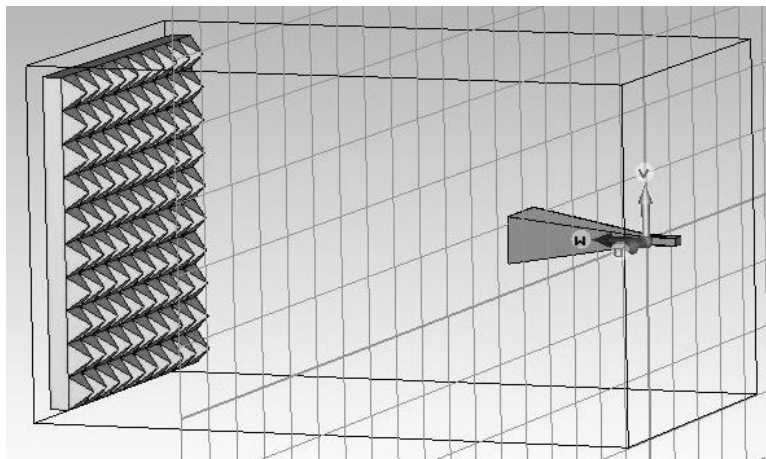


Рис. 3. Модель для определения коэффициента отражения РПМ

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Agilent Technologies. Руководство по выбору, 2006
2. Силаев М. А., Брянцев С.Ф. Приложение матриц и графов к анализу СВЧ устройств, М., Издательство «Советское радио», 248 стр.

## **Измерение коэффициента электромагнитного экранирования металлизированных тканей на трассе распространения радиоволн с улицы внутрь здания**

**Катруша А.Н.**

*Военно-учебный научный центр Военно-воздушных сил «Военно-воздушная академия им. профессора Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина»  
[alexholms@mail.ru](mailto:alexholms@mail.ru)*

*Приведены результаты измерений коэффициентов экранирования типовых металлизированных тканей при распространении радиоволн диапазона частот 1-6 ГГц с улицы в комнату многоэтажного здания. Проведен сравнительный анализ результатов измерений, полученных в лабораторных условиях и на реальной трассе распространения радиоволн.*

#### **Введение**

Оценка уровней напряженности поля при прохождении радиоволн с улицы в здание необходима при решении важных практических задач организации радиоподавления мобильных средств связи, защиты радиоэлектронной аппаратуры от преднамеренного воздействия мощными СВЧ излучениями и сверхкороткими импульсными электромагнитными полями [1, 2]. При этом для ослабления электромагнитных полей могут применяться различные экранирующие материалы. Значения коэффициентов экранирования таких материалов можно найти в технических характеристиках [3, 4], однако эти данные соответствуют определенным лабораторным условиям и не могут применяться на практике для выполнения предварительных оценок эффективности экранирования помещений. В связи

с этим представляют интерес экспериментальные исследования коэффициентов экранирования металлизированных тканей на типовых трассах распространения радиоволн.

#### Измерительная установка и условия проведения экспериментов

При проведении измерений в качестве передатчика использовался генератор сигналов R&S SMA-100 А, в качестве приемника анализатор спектра R&S FSU-26. Передающая и приемная антенны – рупорные антенны Пб-23М. Измерения проводились в диапазоне частот 1-6 ГГц. Экспериментальные исследования проводились в два этапа: 1 этап – лабораторные измерения в комнате размером 5м×8м, 2 этап – натурные измерения на трассе распространения радиоволн с улицы в здание. При проведении измерений в лабораторных условиях передающая и приемная антенны размещались встречно на удалении 1 м, экранирующий материал размещался между антеннами. При проведении натурных измерений передающая антенна размещалась на высоте 1,5 м над землей и на удалении 15 м от здания. Приемная антенна размещалась на первом этаже многоэтажного здания на высоте 1,5 м над полом и на удалении 3 м от окна (рис. 1).

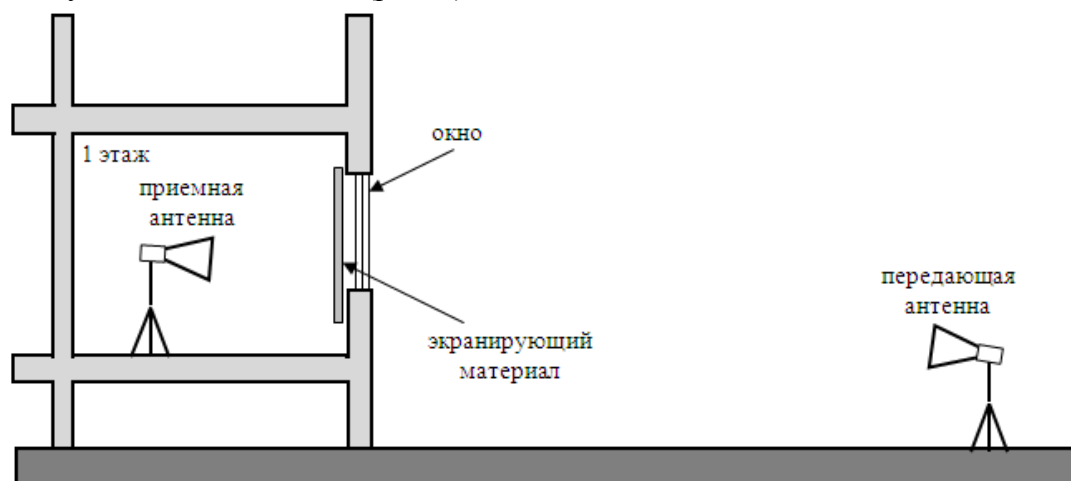


Рис. 1. Схема размещения измерительных антенн на трассе распространения радиоволн с улицы в здание

Рассматривался случай нормального падения волны на фронтальную сторону здания. В качестве экранирующего материала использовалась полиэфирная ткань МЕТАКРОН, покрытая никелем

1П4-Н3 толщиной 3 мкм и 1П16-Н5 толщиной 5 мкм. Размер экрана составлял 2 м×3 м, при этом экран полностью перекрывал оконный проем, а также часть стены здания.

#### Результаты экспериментальных исследований и их анализ

Для определения коэффициента экранирования сначала проводились измерения уровня напряжения сигнала на входе приемника (анализатора спектра)  $U_0(f)$  на заданной частоте  $f$  при отсутствии экранирующего материала. Затем измерялся уровень напряжения сигнала на входе приемника  $U_3(f)$  при наличии экрана между антеннами в лабораторном эксперименте и на оконном проеме в натурном эксперименте. Коэффициент электромагнитного экранирования определялся по формуле  $K_3(f) = U_0(f)/U_3(f)$ .

На рис. 2 приведены частотные зависимости коэффициента экранирования, полученные при расстоянии между передающей и приемной антенной равном 1 м в лабораторных условиях.

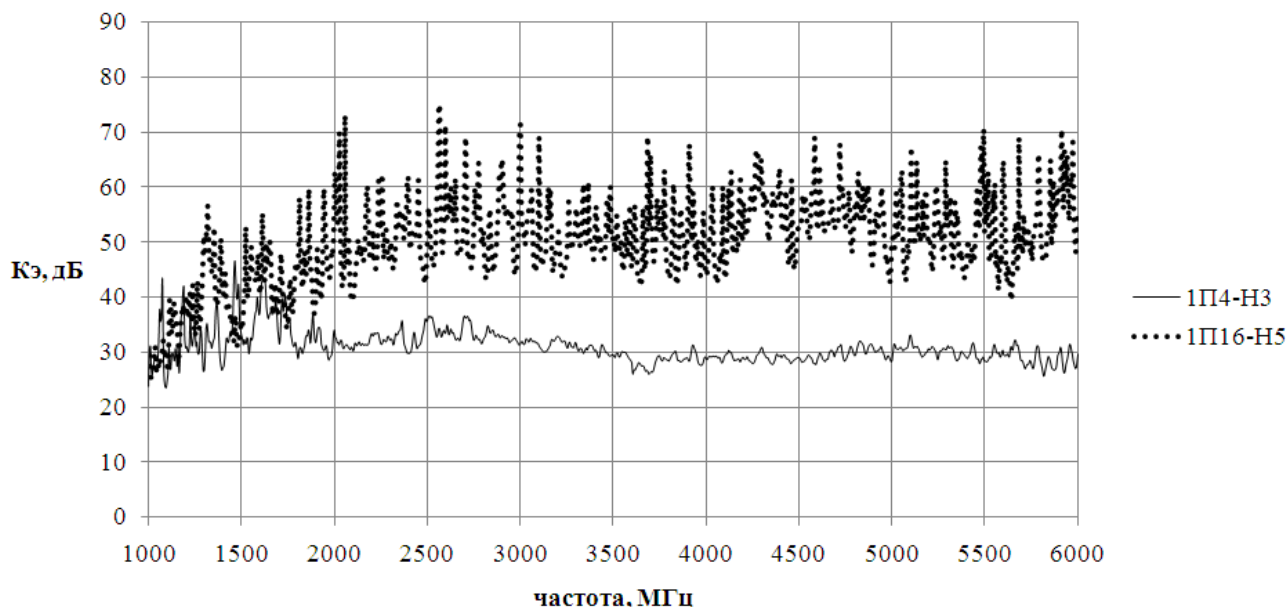


Рис. 2 Частотные зависимости коэффициента экранирования, полученные при проведении лабораторного эксперимента

Анализ рис. 2 показывает, что при малом расстоянии между передающей и приемной антеннами доминирует сквозная волна через экранирующий материал. Особенно это заметно для более тонкой ткани 1П4-Н3 (осцилляции значений коэффициента экранирования при изменении частоты в диапазоне 3-6 ГГц не превышают 5 дБ). Однако при снижении частоты до 1-2 ГГц наблюдаются существенные изменения коэффициента экранирования, достигающие 20 дБ. Это связано с улучшением дифракционных возможностей радиоволн при уменьшении частоты. При этом в точке размещения приемной антенны уровень принимаемого сигнала определяет не только сквозной луч, но и дифракционные и отраженные от удаленных предметов лучи. Для ткани 1П16-Н5 существенные осцилляции коэффициента экранирования (до 30 дБ) наблюдаются во всем диапазоне частот, что объясняется значительным ослаблением сквозного луча и конкуренцией доминирующих дифракционных и отраженных лучей в точке приема. Следует отметить, что на частотах менее

1,5 ГГц средние значения коэффициентов экранирования для обоих типов ткани практически равны вследствие преобладания дифракционных и отраженных волн.

Таким образом, при незначительном удалении передающей и приемной антенн средние значения коэффициента экранирования достигают 30..40 дБ для ткани 1П4-Н3 и 30..55 дБ для ткани 1П16-Н5.

На рис. 3 приведены частотные зависимости коэффициента экранирования, полученные при проведении натурного эксперимента на трассе распространения радиоволн с улицы в здание.



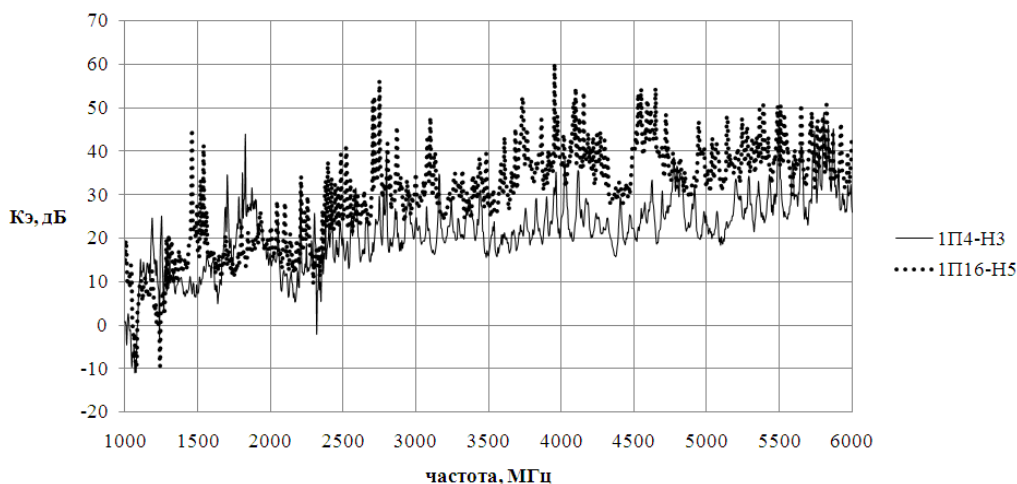


Рис. 3 Частотные зависимости коэффициента экранирования, полученные при проведении натурального эксперимента

Анализ рис. 3 показывает, что коэффициент экранирования существенно изменяется (до 30 дБ) при незначительном изменении частоты как для ткани 1П4-Н3, так и для ткани 1П16-Н5. Это объясняется интерференцией в точке размещения приемной антенны сквозной волны, отраженных и дифракционных волн. При этом средние значения коэффициента экранирования на 10-20 дБ меньше соответствующих значений, полученных в лабораторных условиях (рис. 2). Объясняется это существенным увеличением коэффициентов дифракции на ребрах экрана при увеличении расстояния между передающей и приемной антеннами. Кроме того, в диапазоне частот 1-2,5 ГГц средние значения коэффициентов экранирования тканей 1П4-Н3 и 1П16-Н5 практически совпадают, что свидетельствует о доминировании в точке приема дифракционных и отраженных лучей.

Необходимо отметить, что в технических характеристиках исследуемых экранирующих материалов приводятся коэффициенты экранирования порядка 60..70 дБ [3, 4]. Таким образом, проведенные экспериментальные исследования показывают отличие коэффициентов экранирования, полученных при трассовых измерениях, от аналогичных коэффициентов экранирования, измеренных в лабораторных условиях. Объясняется это многолучевостью радиоволн, проходящих с улицы в здание. При этом наличие в точке приема кроме сквозного луча дифракционных и отраженных лучей приводит к существенному ухудшению (на 10-20 дБ) экранирующих свойств металлизированных тканей.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Авдеев В.Б., Катруша А.Н. Особенности формирования помех мобильной УКВ радиосвязи в городе и зданиях в условиях многолучевости. Монография. – Воронеж : Издательско-полиграфический центр Воронежского государственного университета, 2012, 138 с.
2. Мощные сверхкороткоимпульсные и сверхширокополосные электромагнитные излучения и их помеховое и поражающее воздействие на электронную аппаратуру передачи-приема, обработки и хранения информации / под ред. В.Г. Герасименко, В.Б. Авдеева, А.В. Бердышева. – Воронеж: Научная книга, 2008. – 397 с.
3. Металлизированная электропроводящая ткань Метакрон для защиты от излучений [Электронный ресурс]: ООО НПП «Техностиль». URL: <http://www.metakron.ru>.
4. Радиозащитные материалы [Электронный ресурс]: ООО НПП «Радиострим». URL: <http://www.radiostrim.ru/100-screen.html>.

## Применение однослойных нанотрубок с инкапсулированными фуллеренами для генерирования терагерцового излучения

*О.Е. Глухова, А.С. Колесникова, М.М. Слепченков*

<sup>1</sup> *ФГБОУ ВПО «Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского»*  
[graphene@yandex.ru](mailto:graphene@yandex.ru), [kolesnikova.88@mail.ru](mailto:kolesnikova.88@mail.ru), [slepchenkovm@mail.ru](mailto:slepchenkovm@mail.ru),

*В статье рассмотрен вопрос математическое моделирование процесса излучения электромагнитных волн в терагерцовом и гигагерцовом диапазонах на основе углеродных нанотрубок, заполненных фуллеренами, а также определение технических параметров излучающего устройства, которые позволят расширить получаемый при помощи наноструктур диапазон терагерцового излучения. Показано, что при напряженности электрического поля  $1 \cdot 10^6$  В / см и заряде фуллерена  $C_{36} + 5e$  можно получить частоту колебаний 0,7 ТГц, а для заряженного  $+3e$  фуллерена  $C_{60}$ , находящегося во внешнем электрическом поле напряженностью  $10^6$  В/см, частота колебаний составляет 0,36 ТГц.*

### Введение

Терагерцовый (ТГц) диапазон электромагнитного излучения находит все более широкое применение в различных областях биологии и медицины, обеспечивая детектирование и визуализацию метаболических и патологических процессов в тканях. Терагерцовое излучение - это излучение, которое проникает через непрозрачные для световых волн объекты вроде стен и любых неметаллических предметов. У большинства биологических объектов есть спектральные особенности в терагерцовом частотном диапазоне[2,3,4]. При расположении объекта в ее терагерцовом частотном диапазоне и произведении спектральных измерений можно осуществить воспроизведение высококачественного 3D-изображения объекта [1].

В связи с этим актуальной задачей является поиск углеродных соединений с целью разработки малогабаритных терагерцовых наноизлучателей, а также поиск способа расширения терагерцового диапазона частот.

Целью данной работы является математическое моделирование процесса излучения в терагерцовом и гигагерцовом диапазонах на основе углеродных нанотрубок, заполненных фуллеренами, а также определение технических параметров излучающего устройства, которые позволят расширить диапазон терагерцового излучения данной модели.

### Генерирование терагерцового и гигагерцового диапазона частот на основе углеродных нанотрубок, заполненных фуллеренами

В данной работе мы предлагаем модель терагерцового и гигагерцового излучателя на основе индивидуального положительно заряженного фуллерена, который находится внутри углеродных нанотрубок с диаметром 1,39 нм и длиной 6,16 нм. С целью образования потенциальной ямы в нанопространстве углеродной нанотрубки с одного из краев нанотрубки могут располагаться несколько фуллеренов  $C_{60}$  химически связанных друг с другом и со стенкой трубки, другим способом образования потенциальной ямы является использование фуллереновой шапочки, которая закрывает углеродную нанотрубку с одного или двух краев. Потенциальная яма образуется за счет ванн-дер-ваальсового взаимодействием между заряженным фуллереном и цепочкой фуллеренов или между заряженным фуллереном и фуллереновой шапочкой. Схематическое изображение двух моделей наноизлучателей с заряженным фуллереном  $C_{60}$  показано на рис.1. На рис.1а представлена модель излучателя, когда один из краев нанотрубки закрыт фуллереновой шапочкой, а на рис. 1б – модель, когда наноизлучатель закрыт цепочкой из незаряженных фуллеренов  $C_{60}$ . На рис.2. представлены формы профилей потенциальных ям для двух моделей наноизлучателей. В связи с тем, что из экспериментальной работы [5] установлено, что можно синтезировать углеродные нанотрубки с заполненными фуллеренами, а также можно осуществлять образование химических связей между фуллеренами и нанотрубкой и между фуллеренами в процессе химической обработки, то в дальнейшем в своем исследовании мы будем использовать модель наноизлучателя, основанного на углеродной нанотрубке, с одного из краев которой располагаются химически связанные фуллерены  $C_{60}$ . При формировании химических связей между нанотрубкой и химически связанными фуллеренами

$C_{60}$  наблюдается деформация углеродных нанотрубок. Форма профиля потенциальной ямы во многом определяется степенью деформации углеродной нанотрубки, а глубина потенциальной ямы определяется.

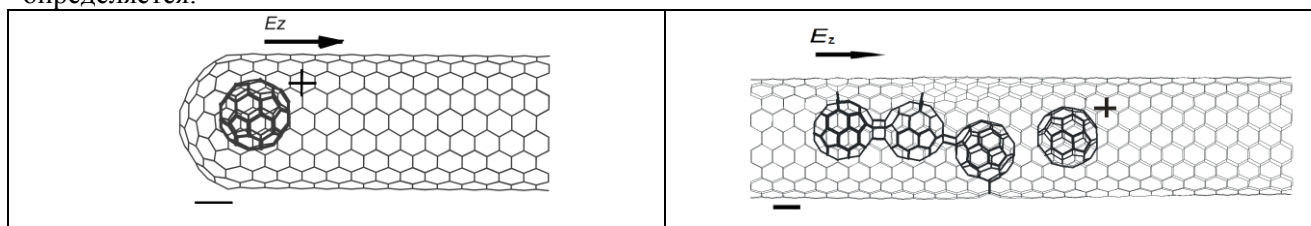


Рис.1. Схематическое изображение двух моделей наноизлучателей с заряженным фуллереном  $C_{60}$ : а) потенциальная яма образована фуллереновой шапкой и заряженным фуллереном  $C_{60}$ ; б) потенциальная яма образована цепочкой из не заряженных фуллеренов  $C_{60}$  и заряженным фуллереном  $C_{60}$

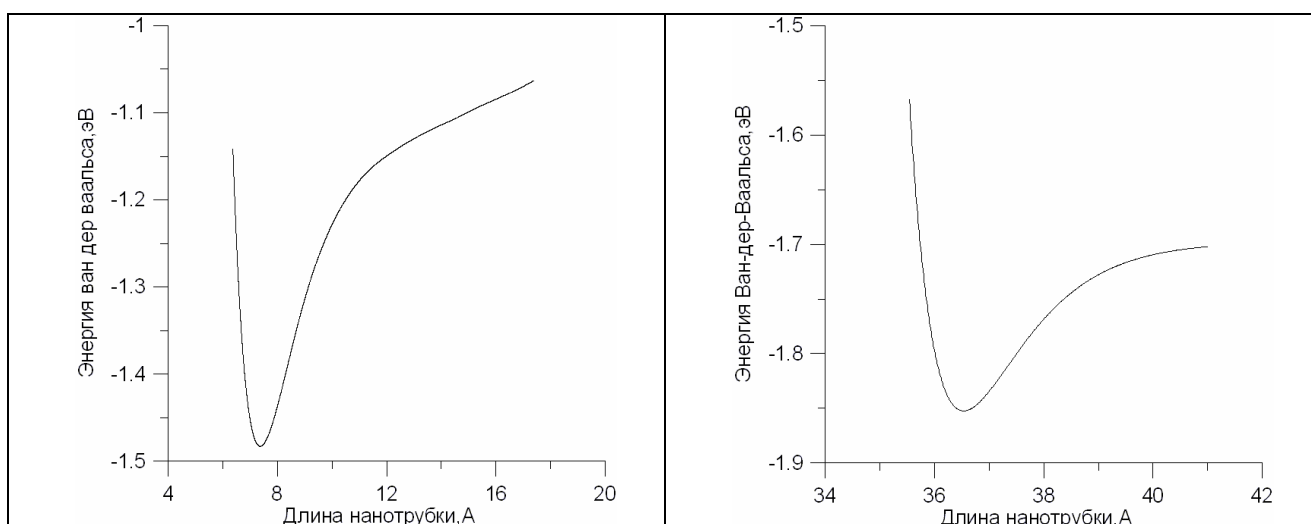


Рис.2. Формы профилей потенциальных ям для двух моделей наноизлучателей: а) потенциальная яма образована фуллереновой шапкой и заряженным фуллереном  $C_{60}$ ; б) потенциальная яма образована цепочкой из не заряженных фуллеренов  $C_{60}$  и заряженным фуллереном  $C_{60}$

Физический принцип работы моделируемого наноустройства основывается на известных данных о поведении инкапсулированных фуллеренов внутри нанотрубки, а также на доступных сегодня технологиях манипулирования фуллеренами в углеродных нанотрубках [5].

В данной работе также рассмотрены две модели наноизлучателей с разными заряженными фуллеренами. Одна модель – модель с заряженным фуллереном  $C_{60}$  (рис.1б), вторая модель – с заряженным фуллереном  $C_{36}$  (рис.3). Углеродные нанотрубки, в которых может наблюдаться процесс излучения, могут иметь любую атомную структуру: ахиральная (зигзаг, кресло) и киральная. Заряженный  $+1e$  фуллерен находится в потенциальной яме рядом с цепочкой фуллеренов  $C_{60}$ . Заряженный фуллерен не может выйти из потенциальной ямы без внешней силы, но он может колебаться под действием внешнего электрического поля. Колебания заряженного фуллерена в потенциальной яме обеспечат излучение электромагнитных волн.

Изменение положения атомов в пространстве определяется в рамках метода молекулярной динамики, т.е. в результате решения уравнения Ньютона. На каждом шаге моделирования координаты атомов и значения скорости изменялись. Мощность излучение рассчитывалась по формуле Лармора[6]:

$$P = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} a^2 \quad (1)$$

где  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная,  $c$  – скорость света,  $e$  – заряд электрона  $a^2$  – средний квадрат ускорения

Исследование поведения заряженных фуллеренов во внешнем электрическом поле проводилось с различными значениями напряженности электрического поля ( $1 \cdot 10^2 - 1 \cdot 10^6$  В / см). Если электрическое поле отсутствует или недостаточно большое фуллерен  $C_{60}$  колеблется с собственной частотой 0,3 ТГц, а фуллерен  $C_{36}$  колеблется с собственной частотой 0,6 ТГц. Следовательно, чем меньше заряженный фуллерен, тем больше его частота колебаний. Установлено, что увеличить частоту колебаний  $C_{36}$  до 0,66 ТГц можно путем увеличения электрического поля до  $1 \cdot 10^6$  В / см. Если нет технической возможности увеличить электрическое поле, аналогичные результаты можно получить за счет увеличения заряда фуллерена. Установлено, что при напряженности электрического поля  $1 \cdot 10^6$  В / см и заряде фуллерена  $C_{36} + 5e$  можно получить частоту колебаний 0,7 ТГц (рис.4).

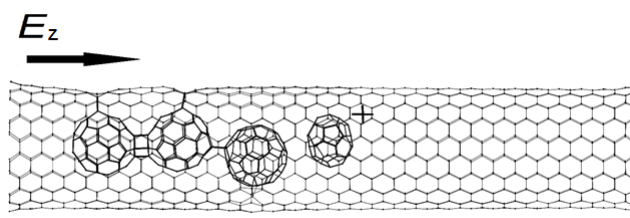


Рис.3. Модель наноизлучателя: нанотрубка диаметром 1,39 нм и длиной 6,16 нм; цепочка из фуллеренов  $C_{60}$ , химически связанных между собой и со стенкой нанотрубки; свободный заряженный фуллерен  $C_{36}$

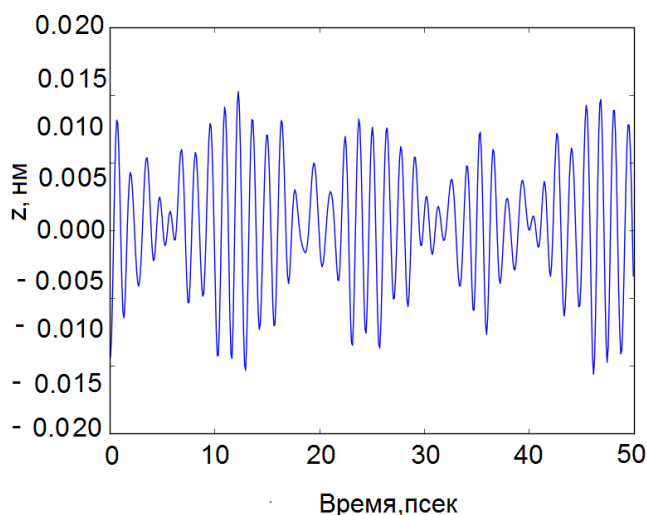


Рис.4. Траектории движения фуллерена  $C_{36}$ , в потенциальной яме при значениях напряженности электрического поля  $1 \cdot 10^6$  В/см при заряде фуллерена  $+5e$

### Выводы

При исследовании терагерцового излучателя на основе математической модели, состоящей из углеродной нанотрубки, заполненной фуллеренами показано, что уменьшение размеров заряженного фуллерена увеличивает частоту его колебаний. Частоту колебаний также можно повысить увеличив либо напряженность электрического поля, либо заряд фуллерена. Установлено, что на ширину потенциальной ямы влияет способ закрытия углеродной нанотрубки с одного из ее краев. Показано,

что при расположении с одного из краев нанотрубки цепочки из фуллеренов создает более узкую потенциальную яму в отличие от закрытия одно из краев нанотрубки при помощи фуллереновой шапочки.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ ((проект № 13-08-00986, 14-01-31429, 14-01-31508, 12-02-00807) и Президентской стипендии 2013-2016 (проект № СП-2302.2013.1), Минобрнауки России в рамках проектной части государственного задания в сфере научной деятельности по заданию № 3.1155.2014/К..*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Planken P. A terahertz nanoscope// Nature., Vol. 456., P. 454-455, 2008
2. Jensen K., Weldon J., Garcia H., Zettl A. Nanotube Radio// Nano Lett., Vol. 7, No 11, P. 3508–3511, 2007.
3. Sun Y., Sy M. Y., Wang Y.X., Ahuja A.T., Zhang Y.T. A promising diagnostic method: Terahertz pulsed imaging and spectroscopy// World J Radiol., Vol. 3, P. 55-65, 2011.
4. Recur B., Guillet J.P., Bassel L., Fragnol C., Manek-Hönninger I., Delagnes J. C., Benharbone W., Desbarats P., Domenger J.P., Mounaix P [Terahertz radiation for tomographic inspection](#)// Optical Engineering., Vol. 51, Is. 9, P. 091609, 2012.
5. Talyzin A. V., Luzan S. M., Anoshkin I. V., Nasibulin A. G., Jiang H., Kauppinen E.I. Hydrogen-Driven Collapse of C<sub>60</sub> Inside Single-Walled Carbon Nanotubes // Angewandte Chemie International Edition, Vol. 51, Is. 18, Pages 4435–4439, 2012
6. Silveirinha M. G. Generalized Lorentz-Lorenz formulas for microstructured materials// Phys. Rev. B., Vol.76, Is. 24,P. 245117, 2007.

## Перестраиваемый сеточный интерферометр для спектральной калибровки криогенных болометров.

<sup>1,2</sup>А.М.Чекушкин, <sup>1,2</sup>Р.А.Юсупов, <sup>4</sup>С.Глыбовский, <sup>6</sup>А.Саянский, <sup>1,7</sup>В.В.Завьялов, <sup>3,5,6</sup>В.Дубрович, <sup>6</sup>Л.С.Кузьмин, <sup>6</sup>С.Щесняк, <sup>2</sup>М.А.Тарасов

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет)  
boudko@gmail.com

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

<sup>3</sup>СПб Филиал Специальной Астрофизической Обсерватории РАН, С.Петербург

<sup>4</sup>Лаборатория "Метаматериалы" ИТМО, С.Петербург

<sup>5</sup>ОАО Научный Центр Прикладной Электродинамики, С.Петербург

<sup>6</sup>ЛКН НГТУ, Нижний Новгород

<sup>7</sup>Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН,

*Для выделения требуемой полосы частот при калибровке криогенных болометров и снятия спектральных характеристик с использованием планковского теплового источника излучения нами был разработан, изготовлен и исследован перестраиваемый сеточный интерферометр. Получена средняя добротность 25 и пропускание на резонансной частоте около 50% в диапазоне частот 100-500 ГГц.*

#### Введение

Для проведения астрофизических исследований с мощностью эквивалентной шуму менее 10 - 17 Вт/√Гц требуется охлаждение болометров до сверхнизких температур в рефрижераторах растворения. Для устранения перегрева криогенных приемных устройств субмиллиметрового диапазона необходимо применять охлаждаемые полосовые фильтры на радиационных экранах имеющих температурных ступеней. В криостатах с откачкой паров Гелия-3 и

температурой в районе 300 мК необходимо ослаблять фоновое ИК излучение комнатной температуры более чем на три порядка, а в криостатах растворения с базовой температурой менее 30 мК ослабление фона должно быть более 4 порядков. В идеале вклад фонового излучения не должен превышать собственное тепловое излучение холодной ступени, зачастую такое ослабление невозможно реализовать с помощью одного фильтра. На практике полосно-пропускающие фильтры устанавливают на имеющихся радиационных экранах криостата при температурах 100 К, 4 К, 300 мК и 100 мК. При этом желательно вносить минимальное ослабление на частоте сигнала. Одновременно такие фильтры должны осуществлять спектральную селекцию сигнала, поскольку болометры, в отличие от смесителей, обычно не включают в себя частотно-селективных устройств. В качестве полосовых фильтров для частот от сотен гигагерц до единиц терагерц наиболее часто используются резонансные металосеточные фильтры или интерференционные фильтры на их основе.

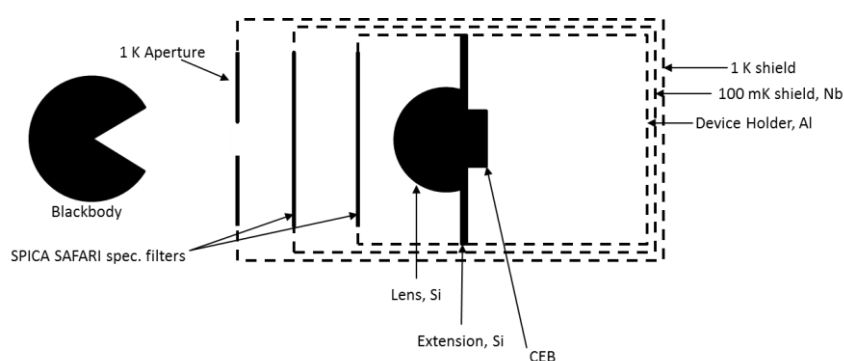


Рисунок 1. Схема измерений с источником излучения черного тела и набором фильтров для выделения требуемой полосы излучения в экспериментах по калибровке болометров для проекта SPICA SAFARI.

Приведенная на рис. 1 схема калибратора с использованием нескольких фильтров на оптических окнах криостата позволяет проводить измерения только на одной частоте с узкой полосой пропускания. Точность таких измерений оказывается весьма низкой по причине наличия большого числа неоднородностей в виде сетов в квазиоптическом тракте. Спектральные измерения проводить невозможно по причине узкой полосы пропускания фильтров, вызванной необходимостью ослаблять общий уровень излучения.

### Разработка конструкция интерферометра

Естественным вариантом построения измерительной системы является использование калиброванного криогенного теплового источника с перестраиваемым фильтром внутри криостата, что позволяет существенно упростить тракт и избавиться от многократных отражений и неоднородностей. В качестве перестраиваемого фильтра была разработана конструкция сеточного интерферометра Фабри-Перо [1]. Одним из условий реализации такой конструкции является хорошая отражающая способность сеток. В нашем эксперименте в роли сеток выступают металлические фильтры высоких частот на кварцевых подложках [2]. Коэффициент пропускания такого фильтра в рабочем диапазоне частот составляет не более 4 %.

Были произведены расчеты для конструкции, состоящей из 2 параллельных ФВЧ. На рис. 2 приведены кривые коэффициента пропускания в дБ при нормальном падении волны для

различных значений периода (расстояния между центрами соседних полосков) и толщины металлизации полосков.

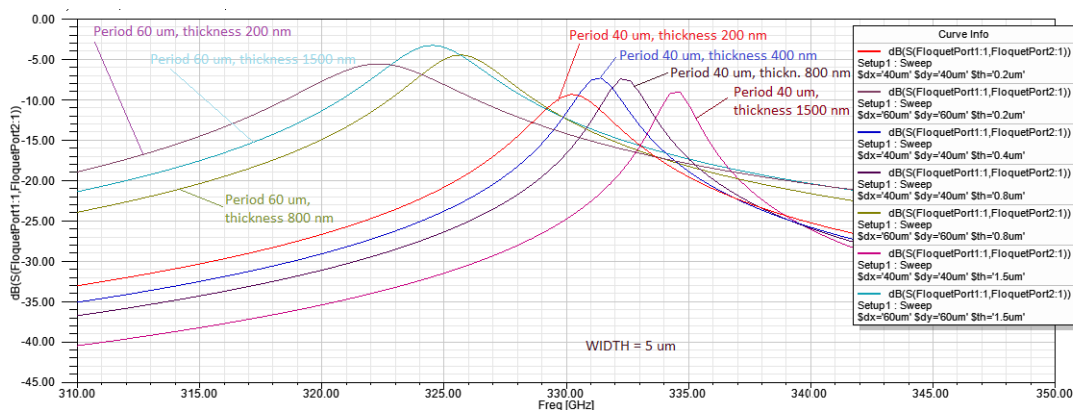


Рисунок 2. Расчет зависимостей пропускания интерферометра от частоты для толщины пленок 200, 400, 800, 1500 нм и периода 60 мкм и 40 мкм.

Из этого расчета видно, что для густых сеток (период очень мал по сравнению с длиной волны) можно получить узкую полосу, но возрастают потери на резонансе. Так для периода в 40 мкм потери -7.3 дБ, а полоса по уровню -3 дБ от максимума - 0.6%. Если сделать период 60 мкм при той же ширине полоска 5 мкм, то потери -3.3 дБ, но полоса возрастает до 1.3%. Если добавить подложки из кремния, то ухудшается отражение вне рабочей полосы. На рис. 3 приведены расчеты пропускания в зависимости от величины вакуумного зазора.

Исходя из оценок, приведенных на рисунках 2 и 3 были разработаны фотошаблоны и изготовлены сетки интерферометра. Для первого варианта прототипа интерферометра были изготовлены сетки из золота на кварцевых подложках толщиной 240 мкм диаметром 25 мм, толщина золота 400 нм, ширина полосок 5 мкм, период 40 мкм. Расчет такого прототипа приведен на рис. 4.

Если подложки сделаны из кварца с диэлектрической постоянной 3.78, а их толщина 240 мкм, то первый резонанс Фабри-Перо должен быть на 265 ГГц с суммарным зазором 40 мкм вакуум и 240 мкм кварц. С учетом сетчатости (т.н. провисание поля) в реальном эксперименте может быть на 5-10% ниже.

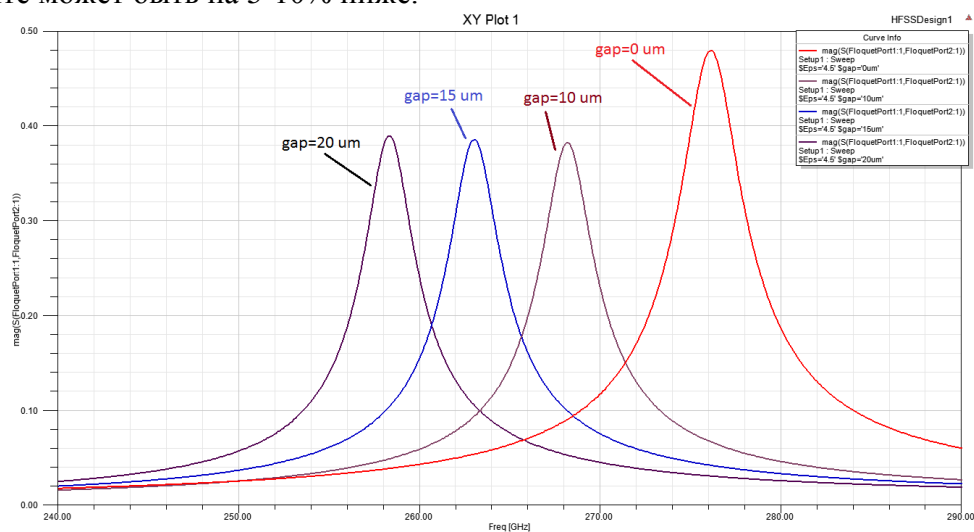


Рисунок 3. Зависимости пропускания интерферометра от величины вакуумного разора на между сетками.

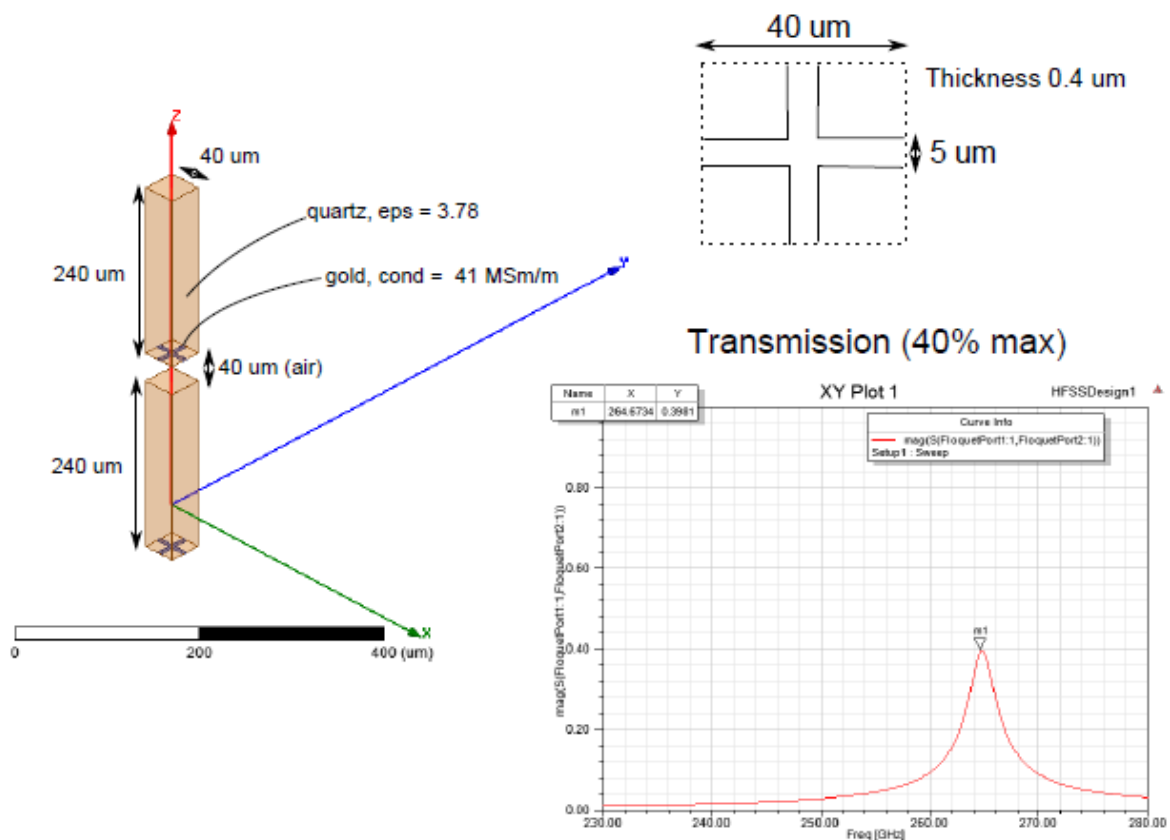


Рисунок 4. Расчет характеристик сеточного интерферометра

#### Измерение пропускания интерферометра.

Пропускание измерено методом замещения в просвечивающем ЛОВ-спектрометре. Рейтер с сетками устанавливали в четырехлинзовом тракте в перетяжке сформированного гауссова пучка, где фронт волны наиболее плоский.

Перестраиваемый интерферометр состоял из двух металлических дисков, которые раздвигались вращением кольцевых диафрагм в резьбе М50х0.75. Использование самарий-кобальтовых магнитов для прижима сеток к винтовым кольцам позволило избежать люфтов при перемещении металлических частей. Один полный оборот кольца с сеткой соответствовал перемещению на 0.75 мм. Изначальный зазор между сетками 0.1 мм. Сетки располагались металлическими частями одна к другой и диэлектриком наружу. Была проведена проверка и калибровка ЛОВа при помощи сеточного заводского интерферометра. Коэффициент пропускания в максимуме составил 40% от сигнала без интерферометра. Измерено пропускание интерферометра при фиксированном расстоянии между сетками, определяемом двойной толщиной подложки, см. рис. 5.



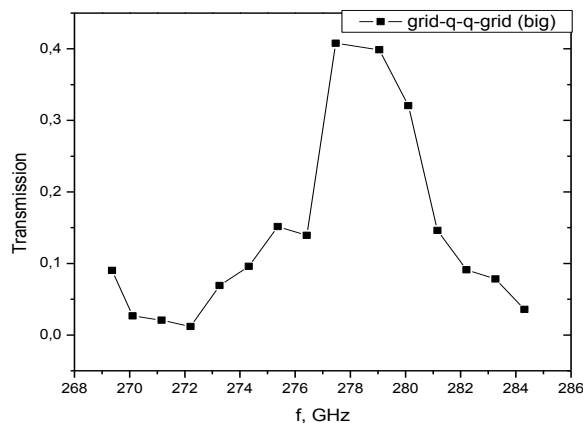


Рисунок 5. Пропускание интерферометра при сканировании частоты ЛОВ и фиксированном расстоянии между сетками, равном двойной толщине кварцевой подложки.

На трех частотах измерена ширина полосы пропускания такого интерференционного фильтра, полученная при перемещении одной из сеток, см. таблицу 1.

Таблица 1. Пропускание фильтра на различных частотах.

Частота, ГГц	123	180	229
Расстояние, мм	1.22	0.85	0.7
Полуширина, ГГц	6.2	6.3	10
Добротность	20	28	23

В диапазоне до 500 ГГц было измерено пропускание интерферометра при перестройке частоты ЛОВ, см. рис. 6. Неравномерности характеристики связаны с неравномерной спектральной характеристики ЛОВ. Перестройка путем вращения зеркал оказывается более гладкой, чем в случае перестройки частоты ЛОВ.

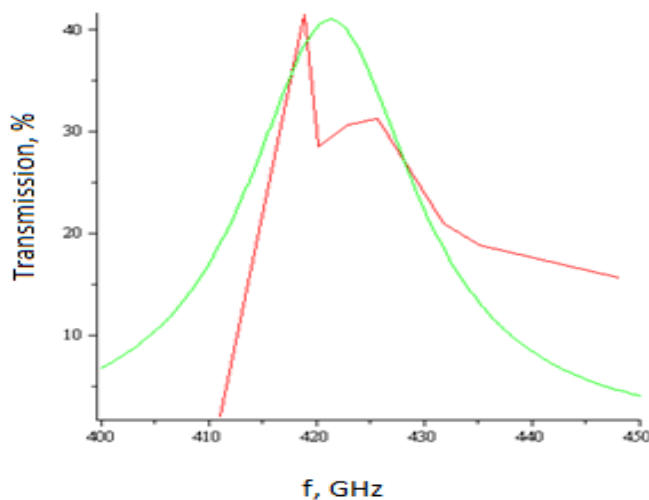


Рисунок 6. Пропускание интерферометра, измеренной перестройкой ЛОВ в диапазоне до 500 ГГц.

Гладкая кривая – аппроксимация экспериментального графика. Ширина на полувысоте 20 ГГц. Центральная частота по фитровке-421 ГГц. Что соответствует расстоянию между сетками 0.356мм.

Помимо этой конфигурации (кварц-сетка-воздушный зазор-сетка-кварц), была измерена конфигурация сетка-кварц-воздушный зазор-сетка-кварц. Измерения проводились при фиксированной частоте ЛОВа равной 468 ГГц. Для частоты в 468 ГГц длина волны составляет 0.64 мм. Таким образом, чтобы наблюдать резонанс, расстояние между пластинами должно составлять 0.32 мм. Или кратные этому числу расстояния. В нашем эксперименте минимальный зазор между сетками с учетом влияния диэлектрической подложки составляет 0.288 мм. Из рис. 7 видно, что резонанс происходит при зазорах 0.35, 0.7, 1.02 мм.

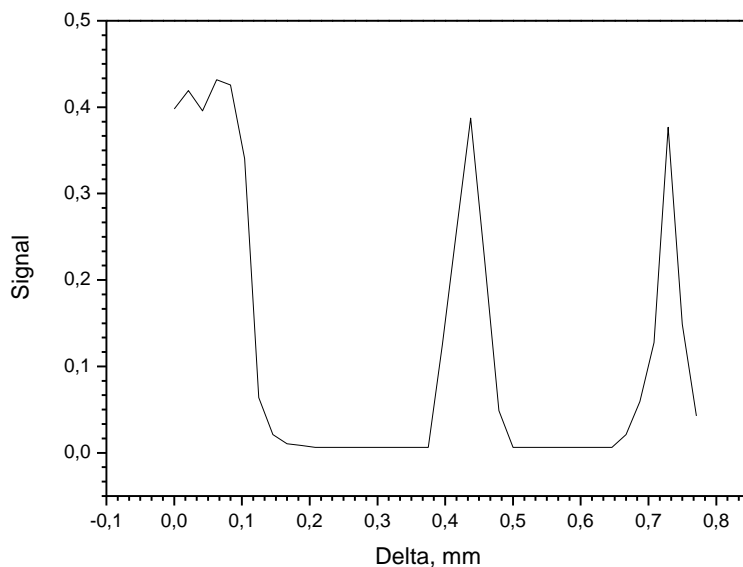


Рисунок 8. Зависимость коэффициента пропускания от расстояния между сетками.

Для перемещения сеток внутри криостата разработана конструкция привода с шаговым двигателем, расположенным в вакуумном объеме на теплой стенке и подсоединенного к тяге интерферометра длинным валом из тонкостенной нержавеющей трубки. Применение шагового двигателя позволяет избавиться от дополнительного устройства для измерения расстояния между сетками и вводить в компьютер непосредственно количество шагов двигателя при перемещении сеток интерферометра.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Culshaw, W. High Resolution Millimeter Wave Fabry-Perot Interferometer // Microwave Theory and Techniques, IRE Transactions volume: 8, issue: 2, p. 182 - 189
2. Ulrich, R. ; Renk, K.F. ; Genzel, L. Tunable Submillimeter Interferometers of the Fabry-Perot Type // Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions, volume:11, issue: 5, p. 363 – 371.

## ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ПЛАНАРНЫХ РЕЗОНАТОРОВ НА СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ДЖОЗЕФСОНОВСКОГО ПЕРЕХОДА В СУБТЕРАГЕРЦОВОЙ ОБЛАСТИ ЧАСТОТ

Снежко А.В.<sup>1,2</sup>, Волков О.Ю.<sup>2</sup>, Губанков В.Н.<sup>1,2</sup>, Гундарева И.И.<sup>2,3</sup>, Дивин Ю.Я.<sup>2,3</sup>, Павловский В.В.<sup>2</sup>, Покалякин В.И.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Московский физико-технический институт (государственный университет),

<sup>2</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
[snezhko@cplire.ru](mailto:snezhko@cplire.ru),

<sup>3</sup> Исследовательский институт г.Юлиха, Германия.

В данной работе представлены результаты исследования взаимодействия бикристаллического джозефсоновского перехода из  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  с открытыми планарными резонаторами. Для измерений использовались резонаторы, изготовленные на отдельных подложках и расположенные вблизи слабой связи. На зависимостях дифференциального сопротивления джозефсоновского перехода от напряжения наблюдались особенности связанные с возбуждением резонансных мод, соответствующих половине длины волны на периметр резонатора. Были исследованы резонаторы различных размеров, для которых были получены резонансные частоты 48.7 ГГц, 74.9 ГГц и 127.9 ГГц а также сделаны оценки добротности.

### Введение.

Как известно, под влиянием внешнего окружения может видоизменяться статическая нелинейная вольтамперная характеристика (ВАХ) джозефсоновского перехода (ДП). В бикристаллических ДП из высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) нестационарный эффект Джозефсона наблюдается при частотах до 5 ТГц, что позволяет исследовать резонансные явления в элементах терагерцовой фотоники и возбуждения в конденсированных средах. В частности, ранее были продемонстрированы характерные особенности на ВАХ бикристаллических переходов, возникающие при взаимодействии ДП с присоединёнными к нему резонаторами из отрезков микрополосковых линий [1, 2] и антенными структурами [3–5], а также при возбуждении оптических фононных мод [6]. Динамика бикристаллических ДП из ВТСП с высокой точностью описывается резистивной моделью [7], что позволяет из данных измерений статических характеристик ДП восстанавливать частотные характеристики взаимодействующих с ДП объектов.

В ранее опубликованных работах [1–5] исследовались резонансные микроструктуры, интегрированные с ДП и изготовленные на общей подложке. Представляет интерес возможность исследовать взаимодействие ДП с внешними объектами, в частности, с планарными структурами, сформированными на отдельных подложках.

### Методика измерений.

В качестве резонаторных структур использовались открытые квадратные резонаторы, полученные с помощью термического напыления меди на подложку из сапфира. Сверху резонаторы покрывались тонким слоем полиметилметакрилата (ПММА) для исключения электрических контактов с ДП. ДП был получен распылением  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  на бикристаллическую подложку из MgO [8]. Сопротивление ДП в нормальном состоянии  $R_n$  равнялось 0.63 Ом. Подложка с резонатором механически прикладывалась к подложке с ДП (рис.1). Ёмкостные связи, возникающие в областях перекрытия резонатора с подводными электродами ДП, обеспечивали взаимодействие резонатора с ДП. В такой геометрии обеспечивается направление приложенного электрического поля, необходимое для возбуждения LC-моды [9]. Использовались 3 резонатора, у которых длины внешних сторон  $a_{ext}$  составляли 366, 233 и 146 мкм, соответственно, и длины внутренних сторон  $a_{in}$  – 254, 162 и 101 мкм, соответственно. Размеры каждого последующего резонатора были получены

масштабированием размеров предыдущего резонатора с коэффициентом  $k_{1,2}=0.637$  для первой пары и  $k_{2,3}=0.627$  для второй.

Для проведения измерений подложки монтировались в криогенную вставку, которая помещалась в сосуд Дьюара с жидким гелием. В режиме заданного тока измерялись ВАХ  $V(I)$  ДП и его зависимость дифференциального сопротивления  $R_d(I)$  в диапазоне температур 4.5 – 90 К. Для анализа данных использовался численный расчёт ВАХ  $I(V)$  и  $R_d(V)$  ДП, взаимодействующего с резонаторами.

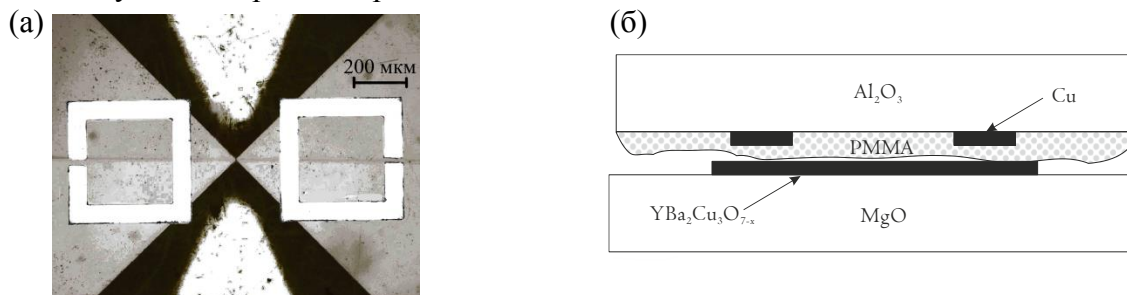


Рис.1. Расположение резонаторов относительно джозефсоновского перехода (а).

Расположение диэлектрических и металлических слоёв (б).

Расчёт проводился на основе расширенной резистивной модели [7], включающей в себя эквивалентную схему резонаторной структуры в виде последовательного  $RLC$  контура, и эквивалентную схему ДП, которая учитывает широкополосное поглощение электромагнитного излучения материалом ДП и подложки, возможность возбуждения резонансных мод, связанных с геометрией подложки и соединительной структуры, а также существование различных возбуждений в области слабой связи, в частности, резонансов Фиске. Тепловые флуктуации тока нормальных квазичастиц учитывались введением источников шумовых токов, связанных с каждым из резистивных элементов. Полученная система стохастических дифференциальных уравнений решалась численно [10]. Параметры эквивалентной схемы определялись с помощью подгонки рассчитанной зависимости дифференциального сопротивления  $R_d^0(V)$  к измеренной. Полученные параметры использовались для вычисления резонансных частот и оценки добротностей резонаторов.

### Обсуждение результатов.

На рис. 2 представлены результаты измерений зависимостей  $R_d(V)$  ДП, взаимодействующего с резонаторами с различными длинами внешних сторон квадрата: (1)  $d=366$  мкм, (2)  $d=233$  мкм и (3)  $d=146$  мкм. Взаимодействие с резонаторами приводит к появлению особенностей в окрестностях напряжений:  $V_{r1}=99$  мкВ,  $V_{r2}=155$  мкВ и  $V_{r3}=265$  мкВ. Согласно соотношению Джозефсона  $f_r=2eV_r/h$ , где  $e$  – заряд электрона, а  $h$  – постоянная Планка, этим напряжениям соответствуют частоты  $f_{r1} = 47.8$  ГГц,  $f_{r2} = 74.9$  ГГц и  $f_{r3} = 127.9$  ГГц.

Важным условием для наблюдения четко выраженных особенностей является значения критического тока  $I_c$  и ширины линии генерации перехода  $\delta f$  [11]:

$$df = \left(\frac{4\pi e}{h}\right)^2 \frac{R_d^2}{R_n} kT \left(1 + \frac{I_c^2}{2I^2}\right) \quad (1)$$

где  $I_c$  – критический ток ДП,  $I$  – ток через ДП,  $k$  – постоянная Больцмана.

Для наблюдения большой амплитуды особенности необходимо увеличивать значение  $I_c$ , т.е. уменьшать температуру, не увеличивая  $\delta f$ . Ранее было показано [5], что это обстоятельство можно преодолеть варьированием величины критического тока при низкой температуре с помощью внешнего магнитного поля, поэтому для более детального

исследования наблюдаемой особенности были получены зависимости  $R_d(V)$  ДП при  $T = 5$  К. В отсутствие внешнего магнитного поля величина критического тока  $I_{c0}$  составляла 1.3 мА. Варьированием магнитного поля она подбиралась таким образом, чтобы обеспечить максимальную амплитуду наблюдаемой особенности.

На рис.3 точками представлены результаты измерений  $R_d(V)$  ДП с резонатором, длина стороны квадрата которого  $d=353$  мкм, при  $I_c = 450$  мкА. Результат расчёта  $R_d(V)$  в соответствии с методикой, изложенной в работе [10], приведён на рис.3 сплошной линией. Особенность в окрестности напряжения 99 мкВ, связанная с резонаторной структурой, в расширенной резистивной модели описывается введением последовательного  $RLC$ -контура с резонансной частотой  $f_{r1} = 47.8$  ГГц, добротностью  $Q_1 = 14.3$  и сопротивлением  $R_1 = 10.8$  Ом. Для описания общей формы  $R_d(V)$  и наблюдаемых особенностей малой амплитуды в модель был включён дополнительный набор  $RLC$  контуров с резонансными частотами от 12 до 78 ГГц, которые описывают медленно меняющуюся с

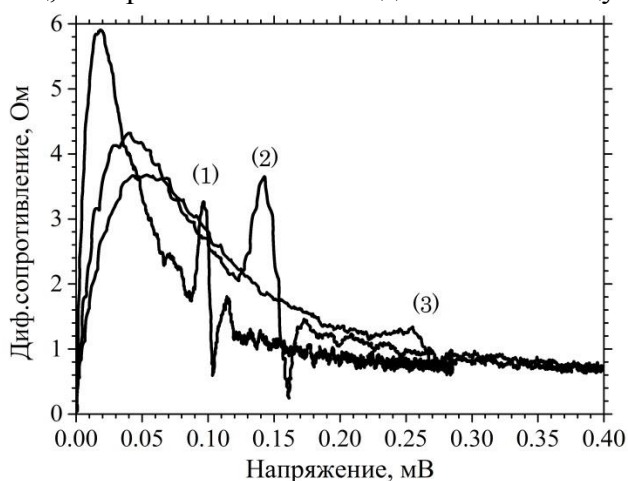


Рис.2. Зависимости дифференциального сопротивления джозефсоновского перехода от напряжения, взаимодействующего с открытыми планарными резонаторами с длиной стороны 366 мкм (1), 233 мкм (2) и 146 мкм (3).

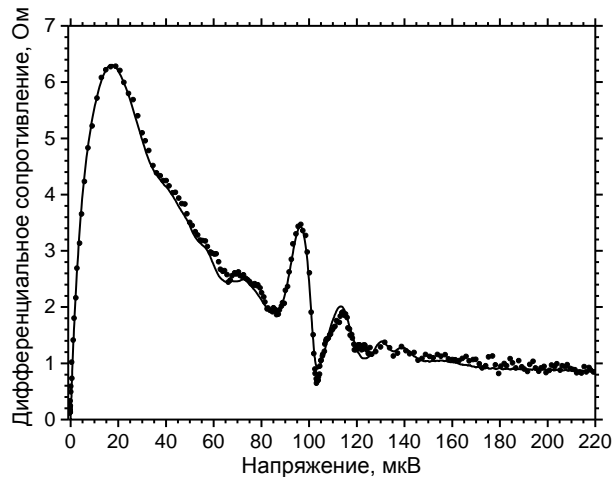


Рис.3. Зависимость дифференциального сопротивления джозефсоновского перехода от напряжения, взаимодействующего с открытыми планарными резонаторами с длиной стороны 366 мкм.

частотой составляющую импеданса ДП с резонатором. Для оставшихся двух резонаторов были получены следующие параметры: для резонатора с  $d=233$  мкм:  $f_{r2} = 74.9$  ГГц,  $Q_2 = 25.0$ ,  $R_2 = 8.7$  Ом, для резонатора с  $d=146$  мкм:  $f_{r3} = 127.9$  ГГц,  $Q_3 = 15.6$ . Отношение полученных резонансных частот  $f_{r1}/f_{r2} = 0.65$  и  $f_{r2}/f_{r3} = 0.59$  достаточно близко к коэффициенту геометрического масштабирования  $k_{1-2} = 0.64$  и  $k_{2-3} = 0.63$ .

Согласно [9], при частоте резонанса ток и электрическое поле распределены в резонаторе таким образом, что вдоль периметра укладывается половина длины волны. Используя это условие, можно оценить величину эффективной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{eff}$  среды, в которой находится резонатор:

$$\sqrt{\epsilon_{eff}} = c/(\lambda f_r) \quad (2)$$

где  $c$  – скорость света, а  $\lambda$  - длина волны.

В соответствии с (2):  $\epsilon_{eff1}=6.58$  для резонатора с  $d=353$  мкм,  $\epsilon_{eff2}=6.4$  для резонатора с  $d=233$  мкм и  $\epsilon_{eff3}=6.2$  для резонатора с  $d=146$  мкм. Диэлектрические проницаемости материалов диэлектрических слоёв образцов резонаторных структур  $Al_2O_3$  (сапфира), ПММА и MgO (рис 1б) имеют следующие значения:  $\epsilon_{сапфир} = 9.6$ ,  $\epsilon_{ПММА} = 2.6$ ,  $\epsilon_{MgO} = 9.2$  [12-14]. Таким

образом, полученные значения  $\epsilon_{eff}$  наиболее близки к величине  $(\epsilon_{срфур} + \epsilon_{ПММА})/2 = 6.1$ , превышая её вследствие влияния подложки из MgO. Различие  $\epsilon_{eff}$  можно объяснить существованием дополнительной неконтролируемой прослойки между поверхностями ПММА и  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , возникающей вследствие рельефа на поверхности ПММА и преципитатов на поверхности  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ .

### Заключение

Было продемонстрировано возбуждение джозефсоновским переходом электромагнитных мод в открытом резонаторе, соответствующих половине длины волны на периметре резонатора. По изменению  $R_d(V)$  ДП под влиянием резонатора были получены значения резонансных частот и проведены оценки добротностей резонаторных структур. Разработанная методика представляет интерес для исследования в области терагерцовой фотоники, так как позволяет проводить локальный анализ частотных характеристик элементов и структур.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (Грант № 14-07-31323 мол\_а).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Bi B., Wan K., et al., Josephson-junction driven submillimeter wave microstrip resonator // IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 1, pp.145-149, Dec. 1991.
2. Edstam J., Olsson H. Josephson broadband spectroscopy to 1 THz // Applied Physics Letters, T. 64, С. 2733, 1994.
3. Волков О. Ю., Губанков В. Н., Гундарева И.И. и др., Джозефсоновская адмиттансная спектроскопия характеристик логопериодической антенны в субмиллиметровом диапазоне длин волн // Радиотехника и электроника, т. 54, вып. 11, с.1381 – 1386, 2009.
4. Volkov O.Y., Divin Y.Y., Gubankov V.N., et al., Terahertz characterization of external resonant systems by high- $T_c$  Josephson junctions // IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 21, issue 3, pp. 306 – 310, 2011.
5. Павловский В.В., Гундарева И.И., Волков О.Ю. и др., Расширение частотного диапазона джозефсоновской импедансной спектроскопии // Радиотехника и электроника, т. 58, №9, с. 977 – 988, 2013.
6. Divin Y., Lyatti M., Josephson spectroscopy of terahertz losses in [100]-tilt  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  bicrystal junctions // Journal of Physics: Conference Series, vol. 97, p. 012223, 2008.
7. Лихарев К.К., Ульрих Б.Т. Системы с джозефсоновскими контактами. – М.: МГУ, 1978.
8. Дивин Ю.Я., Котелянский И.М., Губанков В.Н., Бикристаллические джозефсоновские переходы из с-ориентированных  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  пленок для терагерцовой Гильберт-спектроскопии // Радиотехника и электроника, т. 48, № 10, с. 1238 – 1249, 2003.
9. Singh R, Al-Naib I. A. I., Martin Koch M. et al., Asymmetric planar terahertz metamaterials // Optics Express, v. 18, issue 12, pp. 13046 – 13050, 2010.
10. Павловский В.В., Моделирование электромагнитной резонансной системы с джозефсоновским переходом // Журнал Радиоэлектроники. т. 59, № 3, с. 11, 2013.
11. Divin Y.Y., Volkov O.Y., Lyatti M.V., Gubankov V.N., Spectral range of the ac Josephson effect in [001]-tilt  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  bicrystal junctions // IEEE Transactions on Applied Superconductivity, v. 13, pp. 676 – 678, Jul. 2003.
12. Krupka J., Derzakowski K., Tobar M., et al., Complex permittivity of some ultralow loss dielectric crystals at cryogenic temperatures // Measurement Science and technology, v. 10, pp. 387 – 392, 1999.
13. Elhawil A., Zhang L., Gotzen N., et al., A quasi-optical free-space method for dielectric constant characterization of polymer materials in mm-wave band // Proceedings of 12<sup>th</sup> Annual Symposium of IEEE/LEOS Benelux, pp. 187 – 190, Dec. 2007.

14. Grishkovsky D., Keiding S., Terahertz time-domain spectroscopy of high  $T_c$  substrates // Applied Physics Letters vol. 57, pp. 1055 – 1057, 1990.

## **Изучение процесса формирования соединения нанотрубок различной киральности с целью создания на их основе новых радиоэлектронных устройств**

**Глухова О.Е., Колесникова А.С., Савостьянов Г.В., Слепченков М.М.**

*Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского*  
[graphene@yandex.ru](mailto:graphene@yandex.ru)

*В данной работе представлены результаты теоретического исследования процесса формирования молекулярного соединения нанотрубок различной киральности, приводящего к возникновению гетероперехода металл-полупроводник с помощью методов компьютерного моделирования. В качестве объекта исследования рассматривался гетеропереход, образованный в результате соединения нанотрубок с индексами киральности (13,10) и (14, 10). Для выявления закономерностей изменения электронного строения соединения нанотрубок было рассчитано распределение плотности электронных состояний (DOS) как для гетероперехода, так и для каждой из составляющих его киральных трубок. На основе полученных результатов можно заключить, что исследуемые молекулярные соединения можно использовать для создания высокочувствительных радиоэлектронных устройств.*

### **Введение**

Основным свойством углеродных нанотрубок, обуславливающим их широкое применение в электронике, является изменение киральности идеальной структуры нанотрубки при внедрении в ее атомный каркас структурного дефекта Стоуна-Велса (пары пятиугольник–семиугольник). Это свойство позволяет создавать на базе нанотрубок различные радиоэлектронные приборы (диоды, транзисторы, резисторы), подобные традиционным кремниевым. Нанотрубку с внедренным в нее дефектом можно рассматривать в качестве гетероперехода металл-полупроводник.

Гетеропереходные соединения между различными материалами представляет большой интерес для нанотехнологов. Для создания наноэлектронных устройств структуры различного типа должны быть соединены таким образом, чтобы получать переходы с заданными свойствами. Ранее было показано, что широкие перспективы использования в электронике имеют переходы между углеродными нанотрубками и металлами [1-2] или полупроводниковыми проволочками [3] благодаря превосходным электронным и механическим свойствам углеродных нанотрубок. В электронных устройствах проводящие контакты между графитовой сеткой углеродной нанотрубки и металлическими электродами необходимы, для того чтобы связать нанотрубки друг с другом и их окружением. На сегодняшний день полученные результаты показывают, что функциональный режим электронных наноустройств на основе таких переходов определяется в первую очередь поведением электронов вблизи контакта нанотрубка-металл. В частности, сопротивление омического контакта [4] или эффект барьера Шоттки [5] зависят от типа поверхности границы раздела между металлом и графитовым слоем. В ряде работ соединения многослойных углеродных нанотрубок с металлическими электродами осуществляются только на внешней стенке многослойной трубки [6]. В этом случае, в таком переходе не

может быть достигнута прочная связь, а также внутренняя стенка трубки не может участвовать существенным образом в переносе заряда.

Не менее перспективным является создание гетеропереходного соединения на основе нанотрубок различной киральности, одна из которых является полупроводником, а другая металлом. Существует несколько разновидностей гетеропереходных соединений металл-полупроводник на основе углеродных нанотрубок, а именно металл-полупроводник, металл-металл, полупроводник-полупроводник, металл-полупроводник-металл [6]. Каждый из перечисленных выше гетеропереходов характеризуется своим набором свойством, который и определяет функциональный режим устройства на его основе.

Для расширения функциональных возможностей устройств на базе гетероперехода металл-полупроводник необходимо знать механизмы формирования молекулярного соединения нанотрубок различной киральности. Целью данной работы является теоретическое исследование формирования молекулярного соединения нанотрубок различной киральности, приводящего к возникновению гетероперехода металл-полупроводник с помощью методов компьютерного моделирования.

#### Методы исследования

В данном исследовании для анализа электронного строения гетероперехода на нанотрубках (13,10) и (14,10) использовалась модификация метода сильной связи, разработанная в работе [7]. В рамках используемой модели полная энергия системы представляется суммой двух слагаемых:

$$E = E_{bond} + E_{rep}, \quad (1)$$

где  $E_{rep}$  – феноменологическая энергия,  $E_{bond}$  – энергия заполненных электронных уровней. Геометрические и энергетические параметры кластера определялись минимизацией его полной энергии по характерным линейным параметрам каркаса.

Феноменологическая энергия, учитывающая межэлектронное и межъядерное взаимодействия, представляется суммой парных отталкивательных потенциалов

$$E_{rep} = \sum_{i < j} V_{rep}(|r_i - r_j|) \quad (2)$$

где  $i, j$  - номера взаимодействующих атомов;  $r_i, r_j$  - декартовы координаты. Функция  $V_{rep}$  определяется выражением

$$V_{rep}(r) = V_{rep}^0 \left( \frac{1.54}{r} \right)^{4.455} \exp \left\{ 4.455 \left[ - \left( \frac{r}{2.32} \right)^{22} + \left( \frac{1.54}{2.32} \right)^{22} \right] \right\}, \quad (3)$$

где  $V_{rep}^0 = 10.92$  эВ. Энергия заполненных уровней определяется формулой

$$E_{bond} = 2 \sum_n \varepsilon_n, \quad (4)$$

где  $\varepsilon_n$  – энергия заполненного электронного состояния с номером  $n$  (собственное значение гамильтониана). Цифра «2» учитывает спин электрона. Межатомные матричные элементы гамильтониана вычисляются по следующей формуле

$$V_{ij\alpha}(r) = V_{ij\alpha}^0 \left( \frac{1.54}{r} \right)^{2.796} \exp \left\{ 2.796 \left[ - \left( \frac{r}{2.32} \right)^{22} + \left( \frac{1.54}{2.32} \right)^{22} \right] \right\}, \quad (5)$$

где  $r$  - расстояние между атомами;  $i, j$  - орбитальные моменты волновых функций;  $\alpha$  - индекс, указывающий тип связи ( $\sigma$  или  $\pi$ ). Значения атомных термов  $\varepsilon_s, \varepsilon_p$  и равновесных интегралов перекрытия  $V_{ss\sigma}^0, V_{sp\sigma}^0, V_{pp\sigma}^0, V_{pp\pi}^0$  приведены [7].



### Моделирование гетероперехода металл-полупроводник на основе киральных углеродных нанотрубок

В качестве объекта исследования использовался гетеропереход, образованный в результате соединения нанотрубок с индексами киральности (13,10) и (14, 10). Формирование энергетически устойчивого переходного соединения на базе данных трубок осуществлялось в результате внедрения в атомный каркас молекулярного соединения трубок дефекта Стоуна-Велса в виде образования симметричной пары пятиугольник-семиугольник. Атомная структура полученного гетеропереходного соединения представлена на рис. 1.

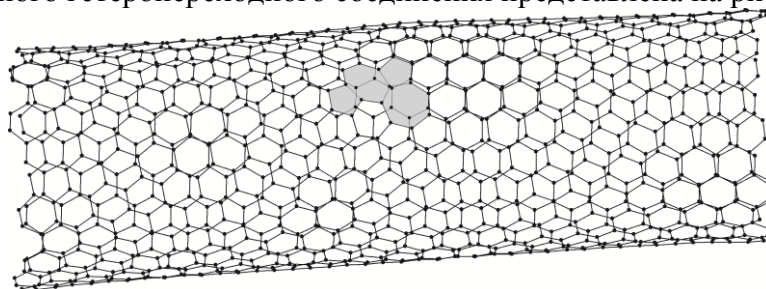


Рис. 1. Атомная структура гетероперехода, образованного из нанотрубок (13, 10) и (14, 10).

Предметом данного исследования являлось изучение влияния киральности нанотрубок на электронные свойства образованного на их основе гетероперехода. Для выявления закономерностей изменения электронного строения соединения нанотрубок было рассчитано распределение плотности электронных состояний (DOS) как для гетероперехода, так и для каждой из составляющих его киральных трубок. Для расчета DOS строился  $\pi$ -электронный спектр исследуемых структур, в котором энергия каждой молекулярной орбитали представлялась в виде спектральной линии. Интенсивности всех линий при этом принимались равными единице. Далее каждая линия заменялась гауссовым распределением с полушириной на заданной полувысоте 0.1 эВ. Интенсивности всех распределений при каждом значении энергии складывались. Результаты расчетов DOS для гетероперехода из нанотрубок (13,10) и (14,10), а также DOS каждой трубки в отдельности представлены на рис. 2-4.

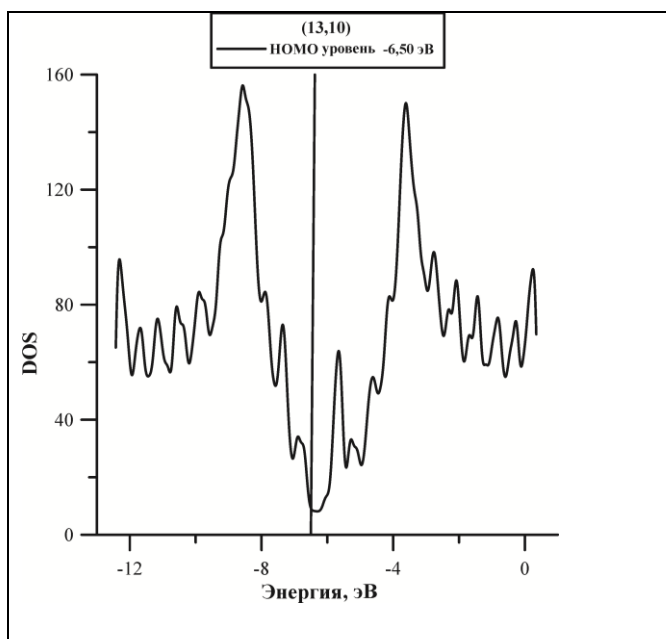


Рис. 2. Плотность  $\pi$ -электронных состояний

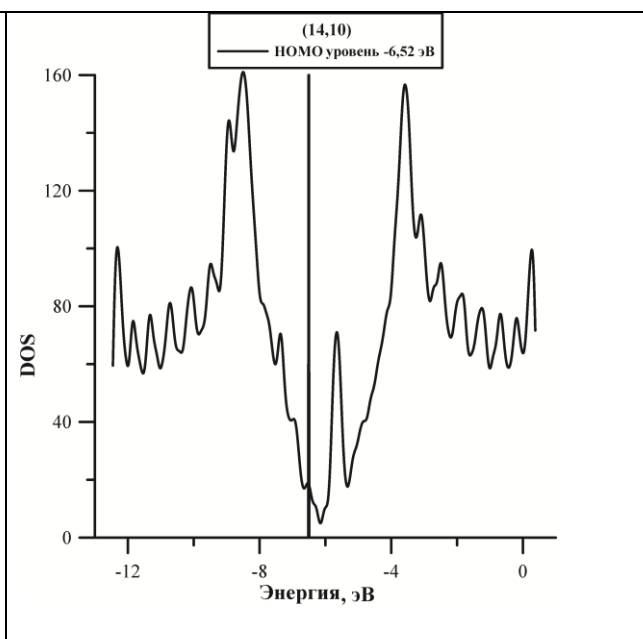


Рис. 3. Плотность  $\pi$ -электронных состояний



Из представленных графиков видно, что формирование гетероперехода сопровождалось изменением электронного строения исходных киральных трубок, проявившемся в различиях распределений плотности  $\pi$ -электронных состояний составных частей гетероперехода. По электронному спектру определялись такие электронно-энергетические характеристики нанотрубок, как вертикальный потенциал ионизации и энергетическая щель. Под вертикальным потенциалом ионизации понимается последний заполненный энергетический уровень (НОМО), а его значение определялось согласно теореме Кумпанса как взятую с обратным знаком энергию молекулярной орбитали, соответствующей последнему заполненному энергетической уровню. Энергетическая щель спектра представляет собой интервал энергий между последним заполненным энергетическим уровнем (НОМО) и первым вакантным (LUMO). Из рисунков 2 и 3 видно, что киральные трубки (13,10) и (14,10) имеют схожий характер распределения  $\pi$ -электронных состояний, однако отличаются значениями потенциала ионизации и энергетической щели, представленными в таблице 1. Из табличных данных следует, что нанотрубка (13,10) характеризуется полупроводниковыми свойствами, а трубка (14,10) – металлическими.

Таблица 1. Электронно-энергетические характеристики углеродных нанотрубок, составляющих гетеропереход (13,10)\_(14,10).

Тип нанотрубки	Потенциал ионизации, эВ	Энергетическая щель, эВ
(13,10)	6,5	0,12
(14,10)	6,52	0,03

Анализ распределения плотности  $\pi$ -электронных состояний гетероперехода на углеродных нанотрубках (13,10) и (14,10) показал, что по сравнению с распределениями DOS для отдельных трубок в спектре гетероперехода появляется дополнительный пик высокой интенсивности вблизи интервала энергий (-4,5 эВ; -4 эВ). Также наблюдается существенное снижение потенциала ионизации структуры до 6,46 эВ, свидетельствующее о высокой

эмиссионной способности образованного гетероперехода. Энергетическая щель спектра гетероперехода составляет 0,02 эВ, причиной чему может служить наличие дефекта Стоуна-Велса в области соединения киральных трубок. Следовательно, в области гетероперехода наблюдается ярко выраженные металлические свойства.

#### Выводы

На основе полученных результатов численного моделирования формирования гетеропереходного соединения из двух киральных нанотрубок (13,10) и (14,10), обладающих полупроводниковыми и металлическими свойствами соответственно, можно заключить, что образованная гетероструктура характеризуется более низким по сравнению с обычными нанотрубками значением потенциала ионизации, а значит, данный материал можно использовать для создания наноэмиттеров в различных радиоэлектронных устройствах. Изменение проводимости нанотрубок в процессе формирования гетероструктуры обусловлено механизмом соединения составных частей гетероперехода, а именно возникновением в области соединения трубок дефекта атомного каркаса 5-7-7-5. Можно предположить, что путем внедрения подобных дефектов в атомное строение молекулярных углеродных соединений можно управлять проводимостью

Работа выполнена при финансовой поддержке стипендии Президента Российской Федерации для молодых ученых и аспирантов, осуществляющих перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики (грант № СП-2302.2013.1).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Zhang Y., Ichihashi T., Landree E., Nihey F., and Iijima S., Heterostructures of single-walled carbon nanotubes and carbide nanorods // *Science*, vol. 285, pp. 1719–1722, 1999.
2. Luo J., Zhang L., Zhang Y., and Zhu J., Controlled growth of one-dimensional metal-semiconductor and metal-carbon nanotube heterojunctions // *Adv Mater*, vol. 14, pp. 1413–1414, 2002.
3. Asaka K., Nakahara H., and Saito Y., Nanowelding of a multiwalled carbon nanotube to metal surface and its electron field emission properties // *Appl Phys Lett*, vol. 92, no. 023114, 2008.
4. Li H., Lu W., Li J., Bai X., and Gu C., Multichannel ballistic transport in mutiwall carbon nanotubes // *Phys Rev Lett*, vol. 95, no. 086601, 2005.
5. Tans S., Verschueren A., and Dekker C., Room-temperature transistor based on a single carbon nanotube // *Nature*, vol. 393, pp. 49–52, 1998.
6. Sukirno, Bisri S. Z., and Irmelia, Electronic Transport Parameter of Carbon Nanotube Metal Semiconductor On Tube Heterojunction // *ITB J. Sci*, vol. 41 A, no. 1, pp. 15-37, 2009.
7. Глухова О.Е., Терентьев О.А., Теоретическое изучение зависимостей модулей Юнга и кручения тонких однослойных углеродных нанотрубок zigzag и armchair от геометрических параметров // *Физика твердого тела*, т. 48, вып. 7, с.1329-1335, 2006.

## **Многолучевая бифокальная зеркальная антенна Ку-диапазона с сектором обзора 40° и большим коэффициентом усиления**

**Пластиков А.Н., Коган Б.Л.**

*Национальный исследовательский университет «Московский энергетический институт»  
[PlastikovAN@mail.ru](mailto:PlastikovAN@mail.ru)*

*В работе представлены теоретические результаты проектирования многолучевой офсетной бифокальной двухзеркальной антенны Ку-диапазона с сектором обзора шириной 40° и коэффициентом усиления более 53 дБ. Профили рефлекторов синтезированы и оптимизированы с использованием описанной в последних работах авторов процедуры. Габарит апертуры главного зеркала равен около 4,5 м (около 190 длин волн на частоте 12.75 ГГц). При проектировании антенной системы ставилась задача максимизации коэффициента использования апертуры (КИП) во всем секторе обзора. При использовании идеализированной модели облучателя, расчетная величина КИП равна не менее 52% во всем секторе обзора. Ширина одномерного сектора обзора антенны равна около 100 ширины диаграммы направленности по уровню половинной мощности. Оптимизация и анализ характеристик антенны осуществлены с использованием методов геометрической и физической оптики. Полученные результаты эффективности по критерию КИП показывают преимущество спроектированной бифокальной антенны над представленными в литературе вариантами тороидальных зеркальных антенн с аналогичным сектором обзора. Рассматриваемая многолучевая антенна может быть использована в системах наземных станций спутниковой связи.*

### **Введение**

Антенные системы (АС) земных станций спутниковой связи образуют веер лучей, направленных вдоль дуги геостационарной орбиты, причем каждый луч АС наводится на свой спутник независимо от других лучей. Сектор обзора таких систем близок к одномерному, а его ширина может достигать нескольких десятков градусов, коэффициент усиления может достигать 50 дБ и более. Широкое применение в таких системах находят многолучевые зеркальные антенны (МЗА) с простейшей диаграммообразующей схемой, когда каждый луч АС формируется отдельным облучателем.

В основном, в таких системах используются одно- или двухзеркальные тороидально-параболические антенны [1, 2], в которых достаточно просто можно получить широкий сектор обзора. Однако эффективность данного класса МЗА с точки зрения коэффициента использования поверхности (КИП) всего главного зеркала обычно невысока, т.к. для каждого луча АС используется только лишь часть поверхности всего рефлектора. Эта эффективность уменьшается с ростом электрических размеров (ростом коэффициента усиления) антенны. В данной работе приведены теоретические результаты проектирования многолучевой офсетной двухзеркальной бифокальной антенны Ку-диапазона с сектором обзора шириной 40° и коэффициентом усиления более 53 дБ. Профили рефлекторов синтезированы и оптимизированы с использованием описанной в последних работах авторов процедуры. Полученные результаты эффективности по критерию КИП подтверждают преимущество

спроектированной бифокальной антенны над представленными в литературе вариантами тороидально-параболических МЗА с аналогичным сектором обзора.

**О процедурах синтеза и оптимизации профилей зеркал бифокальной антенны**

Бифокальные зеркальные антенны (БЗА) имеют два точных фокуса и представляют собой перспективный вариант построения многолучевых или сканирующих зеркальных антенн. В работах [3, 4] авторами описан подход к задаче расчета профилей зеркал офсетной бифокальной антенны с широким сектором обзора, в результате использования которого могут быть рассчитаны профили обоих рефлекторов в виде зависимостей от двух параметрических переменных. Кратко опишем основную идеологию синтеза.

Идея предложенного подхода к синтезу поверхностей зеркал офсетной БЗА выглядит следующим образом. Для каждого из двух лучей ДН, для которых обеспечивается точная фокусировка, предлагается обеспечить максимально эффективное (с точки зрения геометрооптических лучей) облучение главного зеркала, "облучая" при этом только половину контррефлектора, свою для каждого луча. Таким образом возможно обеспечить относительно высокие уровни КИП за счет эффективного облучения главного зеркала. При этом "пятно" наводимых на контррефлекторе токов перемещается от одного его края к другому по мере отклонения и перемещения луча ДН от одного направления точной фокусировки к другому. Мы задаемся зеркальной системой, симметричной относительно вертикальной плоскости XZ. Лучи АС осуществляют сканирование в плоскости ZY, центральный луч направлен вдоль оси Z. В качестве исходных данных задачи синтеза были выбраны следующие параметры: угол наклона плоской волны относительно фронта центрального луча,  $\alpha$ ; профиль контррефлектора в плоскости симметрии; координаты точки фокуса; длина оптического пути от фокуса до точки а апертуре. При этом поверхности зеркал рассчитываются исходя из требования обеспечения одинаковой величины длины оптического пути для всех лучей, выходящих из фокуса, с учетом геометрооптического закона отражения.

При проектировании многолучевой БЗА ставилась задача максимизации КИП во всем секторе обзора. При оптимизации профилей БЗА использовались расчеты, основанные на численном интегрировании поля в апертуре произвольного луча АС. При этом распределение поля в апертуре рассчитывалось с учетом геометрооптического закона преобразования волнового фронта облучателя в волновой фронт в плоскости апертуры [5]. Облучатели представлены в виде точечного вертикально поляризованного источника поля с осесимметричной диаграммой направленности (ДН) вида  $F(\theta)=(\cos\theta)^q$ . Ширина ДН облучателей, их положение и ориентация также оптимизировались в процессе проектирования БЗА. Характеристики окончательной модели антенны рассчитаны методом физической оптики (ФО).

Отметим, что величина КИП определялась в соответствии с выражением

$$\text{КИП} = \frac{S_{eff}}{S_{ap}}, \quad (1)$$

где  $S_{eff}$  – эффективная площадь зеркальной антенны по ко-поляризационной составляющей поля с учетом потерь на переливание энергии за края зеркал,  $S_{ap}$  – площадь апертуры центрального луча АС. Также для оценки эффективности БЗА использовался дополнительный критерий – коэффициент использования поверхностей зеркал (КИПЗ), предложенный в [4, 5] для оценки эффективности двухзеркальных антенн с крупными контррефлекторами и определяемый в соответствии с выражением:

$$\text{КИПЗ} = \frac{S_{eff}}{S_{SR} + S_{MR}} = \frac{S_{eff}}{S_{AS}}, \quad (2)$$

где  $S_{AS}$  – сумма площадей радиоотражающих поверхностей контррефлектора  $S_{SR}$  и главного зеркала  $S_{MR}$ . Критерий КИПЗ отражает «металлоемкость» зеркальной системы и его можно

использовать также для сопоставления эффективности двухзеркальных АС с крупными контррефлекторами с эффективностью двухзеркальных АС с небольшими контррефлекторами и/или эффективностью однозеркальных АС.

### Геометрия и электрические характеристики спроектированной БЗА

На рис. 1 представлена геометрия спроектированной многолучевой БЗА с сектором обзора  $40^\circ$ . АС имеет оптическую схему типа антенны Грегори в плоскости симметрии и типа антенны Кассегрена в плоскости симметрии, т.е. одна из каустик находится за контррефлектором, а вторая – между двумя зеркалами. Угол  $\alpha = 18^\circ$ . Обращает на себя внимание тот факт, что вертикальные ребра главного зеркала и, в особенности, контррефлектора данной БЗА имеют резко выраженную искривленную форму. Исследования показали, что данная особенность характерна для синтезированных БЗА с конфигурацией АС типа антенны Грегори в плоскости симметрии. Рассчитанные методом ФО распределения токов на поверхностях зеркал БЗА показывают, что возможно немного «урезать» области зеркал вблизи искривленных вертикальных ребер без сколь-либо существенного снижения КНД во всем секторе обзора, см. рис. 2. Это позволяет уменьшить габариты зеркал в горизонтальной плоскости и повысить таким образом КИП и КИПЗ данной БЗА для всех лучей АС в секторе обзора. Приводимые далее результаты относятся к варианту БЗА с «урезанными» зеркалами.

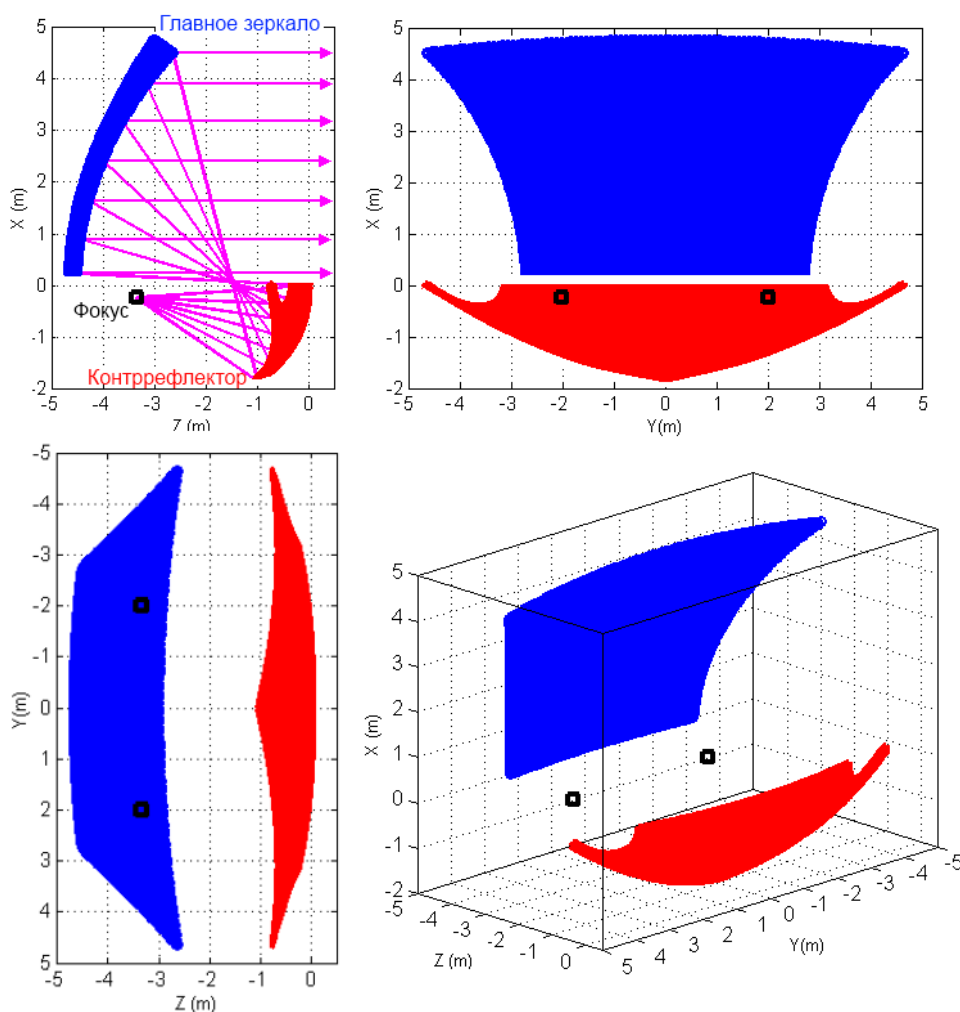


Рис. 1. Вид сбоку (вверху слева), вид спереди (вверху справа), вид сверху (внизу слева) и изометрический вид (внизу справа) синтезированной БЗА. Все размеры по осям указаны в метрах.

Габарит апертуры главного зеркала равен около 4,5 м. На частоте 12,75 ГГц такая антенна имеет габарит апертуры около  $190 \lambda$  ( $\lambda$  – длина волны), КИП > 52 % и КИПЗ > 33 % в секторе обзора  $40^\circ$  при КНД > 53,8 дБ. Ширина ДН облучателя по уровню -10 дБ равна  $30^\circ (\pm 15^\circ)$ . На рис. 3 изображены ДН АС, рассчитанные методом ФО. Заметим, что форма ДН БЗА в секторе обзора меняется. Это вызвано различием величины aberrаций в апертуре для различных направлений прихода плоской волны. Так, например, для двух лучей точной фокусировки aberrации отсутствуют (в геометрооптическом приближении), а максимальные фазовые искажения характерны для лучей АС, близких к центральному. Однако при этом величина КНД во всем секторе обзора меняется в достаточно небольших пределах – от 53,8 дБ до 54,3 дБ. В плоскости сканирования ширина ДН по уровню половинной мощности равна около  $0,4^\circ$ ; таким образом, ширина сектора обзора БЗА в  $40^\circ$  соответствует 100 ширинам ДН. Максимальный уровень первого бокового лепестка равен -10 дБ. Фокальная кривая, на которой расположены фазовые центры облучателей, приближенно лежит в плоскости, параллельной плоскости сканирования YZ и проходящей через точки точной фокусировки. Как видно из рис. 4, форма этой кривой отлична от кривой второго порядка.

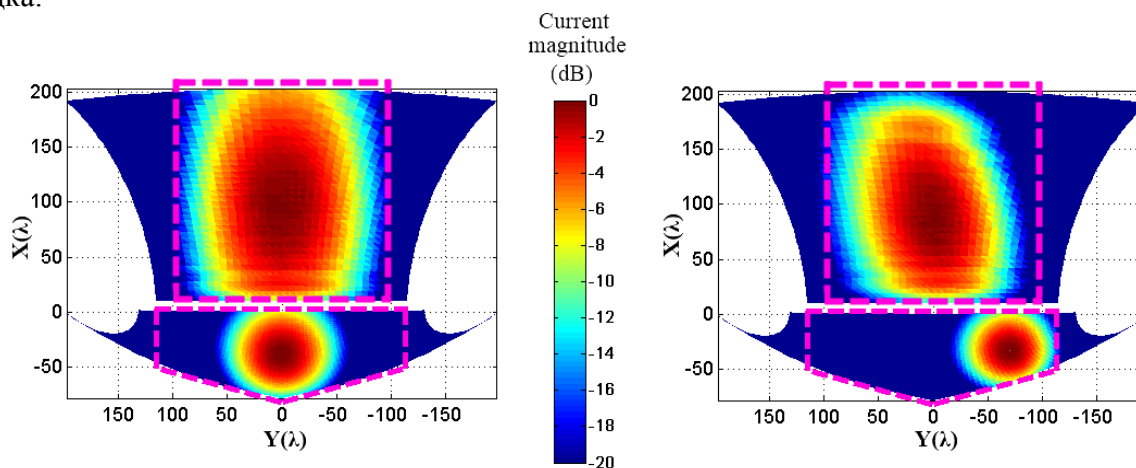


Рис. 2. Нормированные распределения амплитуды токов для центрального луча (слева) и луча в направлении точной фокусировки (справа). Урезаемые области зеркал находятся за пределами пунктирных рамок. Размеры по осям указаны в длинах волн на частоте 12,75 ГГц.

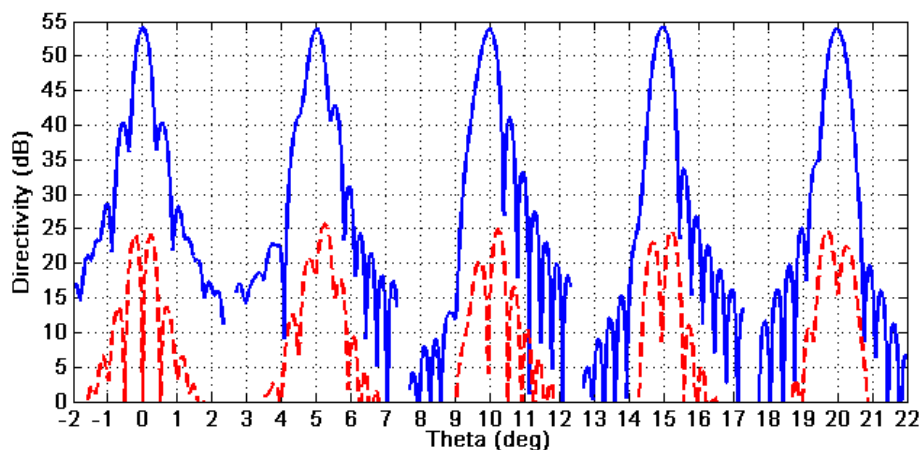


Рис. 3. Ко-поляризационные (сплошные кривые) и кросс-поляризационные (пунктирные кривые) ДН БЗА в плоскости сканирования в пределах половины сектора обзора.

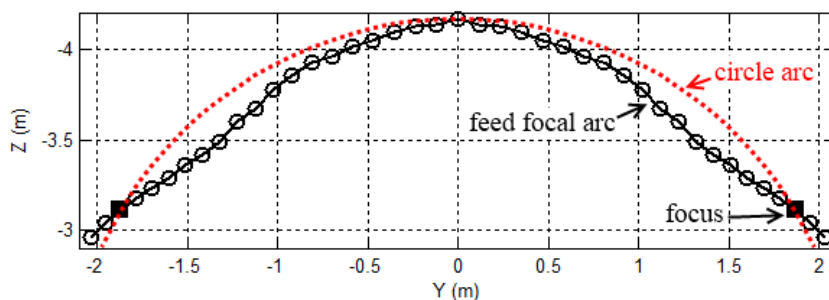


Рис. 4. Проекция фокальной кривой на плоскость  $YZ$ . Полые окружности показывают точки положения фазовых центров облучателей при разносе между соседними лучами в  $1^\circ$ . Два фокуса отображены черными квадратами. Дополнительно пунктирной кривой показана дуга окружности, проходящая через точки фокусов и наилучшую точку фокусировки для центрального луча.

Для оценки минимально возможного разноса соседних лучей в многолучевой БЗА в программной среде CST Microwave Studio была спроектирована гофрированная рупорная антенна с поперечными канавками для Ku-диапазона частот 10,7–12,75 ГГц, ширина ДН которой по уровню -10 дБ на средней частоте диапазона совпадает с шириной ДН идеализированного облучателя. Спроектированный рупор имеет внешний диаметр около 130 мм (или около  $5,5 \lambda$  на частоте 12,75 ГГц). Используя такой облучатель, получен минимально возможный разнос соседних лучей АС, равный  $1^\circ$ . Заметим, что в перспективе планируется уплотнение сетки спутников на геостационарной орбите, вследствие чего уменьшится минимальный угловой разнос соседних спутников, который на сегодняшний день составляет  $2^\circ$ .

Основные характеристики БЗА сведены в таблицу 1.

Таблица 1. Габариты и электрические характеристики БЗА на частоте 12,75 ГГц

Параметр	Значение
Ширина сектора обзора	$40^\circ$
Ширина ДН в плоскости сканирования	$\approx 0,40^\circ$
Число ширин ДН в секторе обзора	100
Полная ширина ДН облучателя по уровню -10	$30^\circ$



дБ	
Минимальный угловой разнос соседних лучей АС	$\approx 1^\circ$
Максимально возможное число лучей	50
КНД	$> 53,8$ дБ
КИП	$> 52$ %
КИПЗ	$> 33$ %
Уровень боковых лепестков	$< -10$ дБ
Уровень кроссполяризации в направлении максимума ДН	$< -30$ дБ
Габариты апертуры (высота x ширина)	$\approx 4,6$ м x $4,4$ м
Физические (электрические) внешние габариты всей АС (высота x ширина x глубина)	6.6 м x 5.5 м x 4.6 м ( $280\lambda$ x $235\lambda$ x $195\lambda$ )

Отметим, что по сравнению с предложенным в [2] вариантом офсетной двухзеркальной тороидальной многолучевой антенны с сектором обзора  $40^\circ$ , представленная БЗА обладает существенно более высокой эффективностью по критерию КИП.

Использование одновременно двух или трех таких БЗА с сектором обзора  $40^\circ$  позволяет перекрыть сектор дуги орбиты шириной  $80^\circ$  или  $120^\circ$ . Заметим также, что размещение АС подобной конфигурации на южных широтах нашей страны предпочтительнее, чем тороидальных АС, ввиду того, что там центр масс последних требуется поднимать достаточно высоко над поверхностью земли для того, чтобы совместить сектор обзора тороида с дугой геостационарной орбиты.

#### Заключение

Представленная модель многолучевой офсетной БЗА Ку-диапазона имеет сектор обзора  $40^\circ$  при КНД более 53,8дБ и КИП более 52% на частоте 12,75ГГц. Она обладает высокой эффективностью по критерию КИП и может быть использована в системах наземных станций спутниковой связи. АС подобной конфигурации имеет ряд преимуществ по сравнению с «классическими» тороидальными антеннами.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Chu T.-S. and Iannonem P. P. Radiation properties of a parabolic torus reflector / IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 37, no. 7, pp. 865-874, July 1989.
2. Monnee P. and Herben M.H.A.J. Multiple-beam groundstation reflector antenna system: a preliminary study / EUT Report 87-E-171. Department of Electrical Engineering, Eindhoven University of Technology, The Netherlands, 1987.
4. Plastikov A. N. and Kogan B. L. About a new procedure for offset bifocal reflector antennas synthesis / IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, vol. 12, pp. 512-515, 2013.
5. Пластиков А. Н. Проектирование многолучевых офсетных двухзеркальных антенн с однокоординатным и двухкоординатным сканированием: Дис. ... к-та техн. наук. — М., 2013. — 186 с.
6. Plastikov A. N. and Kogan B. L. Bifocal reflector antenna design procedure for wide-angle multi-beam applications / in Proc. 7th EuCAP, Gothenburg, Sweden, 2013, pp. 3349–3353.

## **Исследование высокоэффективного усилителя мощности в бигармоническом режиме**

**Воронович В.В., Кузьмин В.А., Потапов А.Ю.**

*ФГУП «18 ЦНИИ» МО РФ  
[potapovandrey@mail.ru](mailto:potapovandrey@mail.ru)*

*Исследован усилитель мощности (УМ) в бигармоническом режиме, на выходе активного элемента которого с целью увеличения КПД обеспечивается дополнительный резонанс на 2-й гармонике. С помощью численного моделирования подробно изучены энергетические характеристики, в нормированном (обобщенном) виде установлена их связь с параметрами режима (например, углом отсечки и уровнем возбуждения) и параметрами схемы. Сообщаются также сведения о диапозонных характеристиках. Установлено, что данный УМ имеет преимущество перед УМ других классов (В, С, F и пр.) при условии равенства выходных мощностей. Результаты численного моделирования подтверждены результатами эксперимента при использовании в качестве активного элемента НЕМТ-транзистора. Экспериментальный макет бигармонического УМ на частоте 1,3ГГц имеет КПД, равный 82%, при выходной мощности 21Вт.*

### **Введение**

Применение ключевых и полигармонических УМ в выходных каскадах радиопередатчика широко используется как способ улучшения его энергетических и массогабаритных характеристик. В последнее время достаточно большое количество публикаций посвящено, в частности, высокоэффективным УМ, работающим в так называемом классе F, а также инверсном классе F. При работе в классе F напряжение  $u_a$  на активном элементе в идеальном случае имеет форму меандра, а выходной ток активного элемента  $i_a$  представляет собой положительные полуволны косинусоиды. При работе в инверсном классе F формы тока и напряжения дуальны по отношению к классу F.

Очевидно, что при отсутствии потерь в активном элементе и во внешних согласующих цепях КПД УМ названных классов одинаков и равен 1. В работе [1] было показано, что при наличии потерь в активном элементе, КПД УМ инверсного класса F выше, чем у УМ класса F при одинаковой выходной мощности. Подобный вывод был также сделан в [2].

Принцип действия идеального УМ инверсного класса F предусматривает использование бесконечного ряда гармоник, что обуславливает ограничение их рабочей частоты сверху. Уменьшение числа гармоник, участвующих в формировании высокоэффективного режима и количества резонансных цепей, обеспечивающих настройку на гармониках, позволяют существенно упростить практическую реализацию и регулировку УМ, а также снять принципиальные частотные ограничения.

В экспериментальной работе [3] была впервые показана возможность реализации бигармонического режима с повышенным КПД в транзисторном УМ (на частоте 100 кГц) при использовании в коллекторной цепи дополнительного контура, настроенного на 2-ю гармонику.

В [4] предлагается техническое решение УМ инверсного класса F (используемого в архитектуре Догерти), в котором цепь, состоящая из нескольких отрезков однородных линий, обеспечивает на выходных электродах транзистора полюс импеданса на 2-й гармонике и нуль

импеданса на 3-й. Такой УМ на частоте 2,14 ГГц имеет КПД, равный 82,1% , при выходной мощности 22,4 Вт.

Необходимо отметить, что в работах, посвященных УМ инверсного класса F, сведения о подобных УМ носят неполный характер, например, отсутствуют данные о диапазонных и нагрузочных характеристиках, не рассмотрено влияние угла отсечки на энергетические показатели.

В настоящем докладе представляются результаты исследования УМ, на выходе активного элемента которого по 2-й гармонике обеспечивается режим, близкий к холостому ходу, а высшие гармоники (по номеру выше второй) ослабляются благодаря фильтрующим свойствам выходной емкости активного элемента. При этом уплощенная форма тока активного элемента позволяет на высоких частотах иметь конкурентное преимущество такого УМ по КПД перед УМ других классов.

### Исходная модель

Схема изучаемого УМ представлена на рис.1.

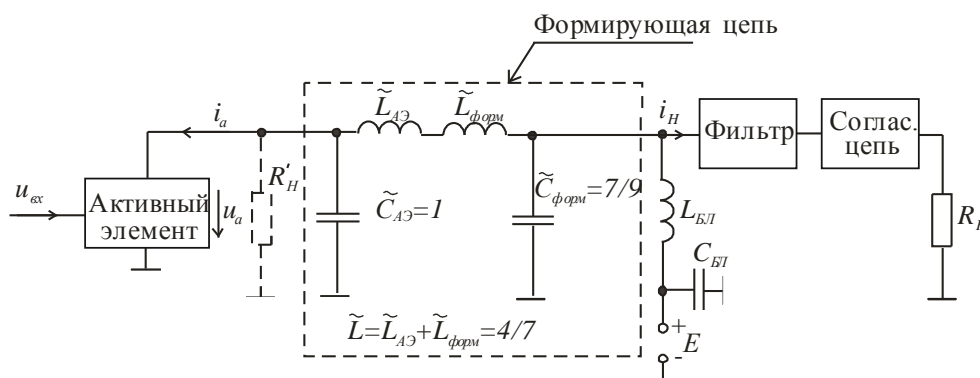


Рис.1. Схема исследуемого УМ

В данной схеме в качестве фильтра использован высокочастотный последовательный контур, настроенный на частоту входного сигнала. Фильтр обеспечивает развязку на высших гармониках между нагрузкой  $R_H$  и формирующей цепью. В состав формирующей цепи помимо формирующей индуктивности  $L_{форм}$  и емкости  $C_{форм}$  включены паразитные параметры активного элемента – его выходная емкость  $C_{АЭ}$  и индуктивность выходного электрода  $L_{АЭ}$ . Значения элементов размерностью в Гн и Ф даны на рис.1 в нормированном виде. Фактические значения этих элементов  $L_n, C_n$  могут быть определены по формулам:

$$L_n = \frac{N}{M} \tilde{L}_n, \quad C_n = \frac{\tilde{C}_n}{NM},$$

где  $\tilde{L}_n, \tilde{C}_n$  – нормированные значения элементов;  $N$  – положительная постоянная нормирования по уровню;  $M = \omega/\tilde{\omega}$  – положительная постоянная нормирования по частоте;  $\omega$  – круговая частота 1-й гармоники;  $\tilde{\omega} = 1$  – нормированная круговая частота.

Нормированные значения элементов формирующей цепи выбраны таким образом, что на выходных электродах активного элемента на 2-й гармонике ( $\tilde{\omega} = 2$ ) образуется полюс импеданса, а при  $\tilde{\omega} = 1,5$  – его нуль. Выбор нулевого импеданса при  $\tilde{\omega} = 1,5$  сделан для получения приемлемых диапазонных характеристик исследуемого УМ. Речь о них пойдет ниже.

Согласующая цепь обеспечивает требуемое сопротивление нагрузки  $R'_n$  на выходе активного элемента. Элементы  $L_{бл}$  и  $C_{бл}$  блокируют источник постоянного напряжения. При проведении исследований использовалась кусочно-линейная модель активного элемента, отражающая три его основных состояния: активное, отсечки и насыщения. Модель активного элемента может отражать работу как биполярного, так и МДП-транзистора. Данная модель подробно рассмотрена в [5]. Исследования УМ проводились в среде схемотехнического моделирования PSpice.

### Энергетические характеристики

На рис. 2 показаны типичные временные зависимости тока активного элемента  $i_a$  и напряжения  $u_a$ , свидетельствующие о наличии высокоэффективного режима.

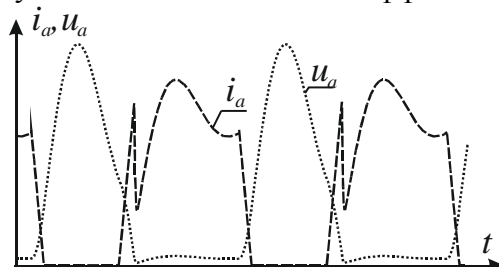


Рис.2. Временные зависимости тока  $i_a$  и напряжения  $u_a$  при  $r_{нас}/R'_n=0,05$ ;  $q=\omega R'_n C_{a3}=0,5$

Семейство зависимостей относительной выходной мощности  $P_1/P_{1кр}^B$  и КПД исследуемого УМ от относительной входной мощности  $P_{вх}/P_{вх.кр}^B$  представлены на рис. 3, а и б ( $P_{1кр}^B$ ,  $P_{вх.кр}^B$  – соответственно выходная и входная мощность УМ класса В в критическом режиме).

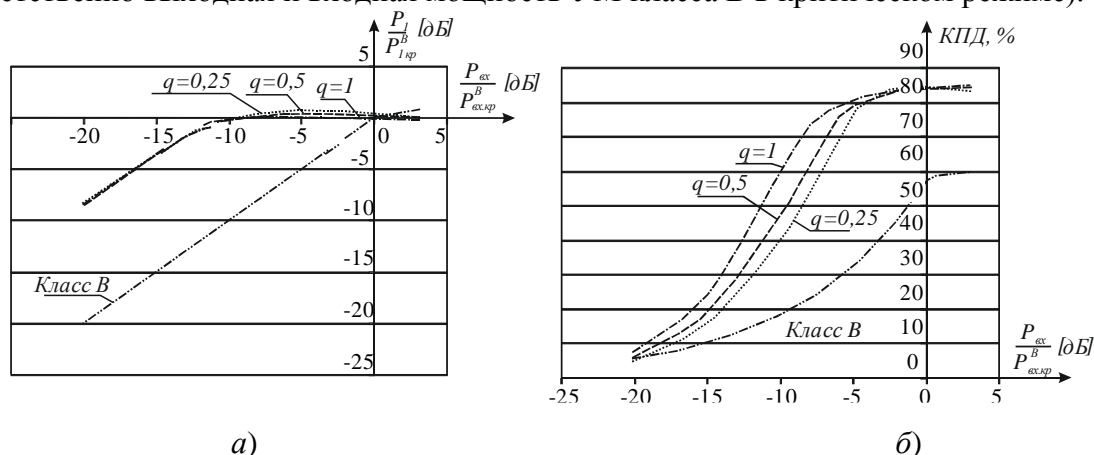


Рис. 3. Амплитудные характеристики

Эти зависимости сняты при разных значениях добротности  $q=\omega R'_n C_{a3}$ , где  $R'_n$  – сопротивление нагрузки, пересчитанное к выходу активного элемента. Для сравнения на тех же рисунках показаны амплитудные характеристики УМ класса В. Данные зависимости рассчитаны при  $r_{нас}/R'_n=0,05$ , типичном для современных СВЧ-транзисторов. При построении амплитудных характеристик сопротивление нагрузки УМ класса В  $R'_n$  рассчитывалось из условия равенства мощностей УМ класса В в критическом режиме ( $P_{1кр}^B$ ) и идеального УМ инверсного класса F ( $P_1^{Fинв}$ ), наиболее близкого по характеристикам к изучаемому УМ. Значения этих мощностей определяются выражениями:

$$P_1^{F_{инв}} = \frac{\pi^2}{8} \left( \frac{E}{R'_n + \pi^2 r_{нас} / 4} \right)^2 R'_n; \quad P_{1кр}^B = \frac{1}{2} \left( \frac{E}{R^B_n + 2r_{нас}} \right)^2 R^B_n$$

Последнее выражение для  $P_1^{F_{инв}}$  легко получить на основе [1]. Из анализа зависимостей, приведенных на рис. 3, следует, что рассматриваемый УМ при уровне входной мощности  $P_{вх}/P_{вх.кр}^B = (0 \pm 2)$  дБ обладает на (20–25) % большим КПД по сравнению с УМ класса В в критическом режиме.

На рис. 4 приведены зависимости относительного тока потребления  $I_o$  исследуемого УМ от уровня входного сигнала. Данные зависимости пронормированы к току потребления УМ класса В в критическом режиме:

$$I_o^B = \frac{E - \sqrt{E^2 - 16P_{1кр}^B r_{нас}}}{2\pi r_{нас}}$$

Характерной особенностью этих зависимостей является монотонное уменьшение потребляемого тока с ростом уровня входного сигнала.

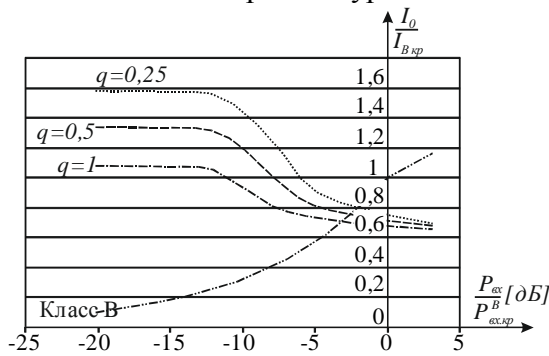


Рис.4. Зависимости относительного значения тока потребления от уровня входного сигнала

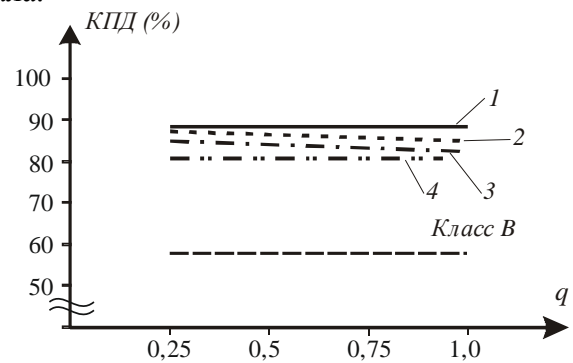


Рис.5. Зависимости КПД от нагруженной добротности  $q$

На рис. 5 приведены зависимости КПД от добротности  $q$  при нулевой реактивной расстройке на 2-й гармонике и  $r_{нас}/R'_n=0,05$ .

Зависимость (1) соответствует идеальному УМ инверсного класса F, использующего для достижения высокого КПД бесконечный ряд гармоник тока и напряжения. Значение КПД такого УМ определяется выражением, полученным с помощью результатов работы [1]:

$$\eta = \frac{1}{1 + \pi^2 r_{нас} / (4R'_n)}$$

Зависимость (2) относится к полигармоническому УМ инверсного класса F, на выходе активного элемента которого формирующий двухполосник обеспечивает высокие импедансы на 1-й, 2-й и 4-й гармониках и низкий импеданс на 3-й [8]. Зависимость (3) принадлежит исследуемому УМ, на выходе активного элемента которого подчеркивается 2-я гармоника напряжения. На том же рисунке приведена линия (4), соответствующая КПД идеального УМ класса F, базирующегося на бесконечном ряде гармоник тока и напряжения. Значение этого КПД рассчитано на основе результатов работы [1] при условии равенства мощностей идеального УМ класса F и идеального УМ инверсного класса F.

Из рассмотрения этих зависимостей следует, что несмотря на относительную простоту реализации, исследуемый УМ лишь незначительно уступает по КПД идеальному УМ инверсного класса F и УМ, при настройке которого контролируются 2-я, 3-я и 4-я гармоники.

При этом исследуемый УМ превосходит по КПД не только УМ класса В (при условии равенства мощностей), но и идеальный УМ класса F.

Следует заметить, что зависимости 2 и 3 на рис. 5 даны для оптимальных (с точки зрения достижения максимального КПД) углов отсечки. Ниже будет подробно рассмотрено влияние угла отсечки на энергетические характеристики. Обратим внимание также, что зависимости, отраженные на рис.5, соответствуют уровню входного сигнала  $P_{вх}/P_{вх.кр}^B=1$ .

#### Влияние угла отсечки

С помощью моделирования было определено влияние угла отсечки тока активного элемента на энергетические характеристики. Установлено, что УМ имеет максимальный КПД при некотором оптимальном угле отсечки  $\Theta > 90^\circ$ .

Для добротностей  $q = 0,25; 0,5; 1$  значения оптимальных углов отсечки соответственно составляют  $\Theta_{опт} = 120^\circ; 115^\circ; 110^\circ$ . Допустимое уменьшение угла отсечки от оптимального значения связано с падением выходной мощности и составляет  $\approx 10^\circ$  при снижении мощности на  $\approx 0,5$  дБ. Допустимое отклонение угла отсечки в большую от оптимального значения сторону составляет  $\approx 15^\circ$  при снижении КПД на 5%. Расчет пик-фактора  $\Pi = u_{a.макс}/E$  ( $u_{a.макс}$  – максимальное напряжение на активном элементе) показал, что при изменении угла отсечки в указанных допустимых пределах пик-фактор изменяется незначительно. Так, при  $q=0,25$  пик-фактор  $3,3 < \Pi < 3,9$ ; при  $q=0,5$  составляет  $3 < \Pi < 3,6$ , а при  $q=1$  –  $2,9 < \Pi < 3,3$ .

#### Диапазонные свойства

При исследовании диапазонных характеристик модели УМ предполагалось, что выходной фильтр и согласующая цепь достаточно широкополосны и не определяют рабочую полосу частот УМ. Широкополосность фильтра при расчетах обеспечивалась настройкой в резонанс последовательного колебательного контура в каждой частотной точке. При этом согласующая цепь сохраняла в полосе частот постоянное активное сопротивление нагрузки на выходе активного элемента. При таких условиях ограничение рабочей полосы частот определялось только формирующей цепью за счет изменения импедансов на высших гармониках при перестройке частоты.

Анализ полученных диапазонных характеристик показал, что относительная полоса рабочих частот, определяемая по снижению КПД на 5% и выходной мощности на 0,5 дБ, составляет 20, 14 и 8% соответственно для добротностей  $q=0,25; 0,5; 1$ . Полученные значения полосы частот достаточны для многих практических применений, однако они существенно уступают значениям, которые можно рассчитать с помощью соотношения Боде [9] для обычного моногармонического УМ с широкополосными согласующими цепями при тех же добротностях. В связи с этим целесообразно проведение отдельной работы, направленной на улучшение диапазонных свойств.

#### Эксперимент

Схема экспериментального макета представлена на рис.6.

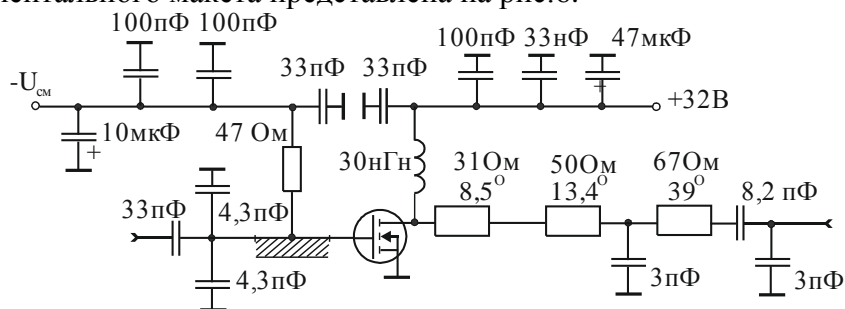


Рис.6. Схема экспериментального макета

В качестве активного элемента использован НЕМТ-транзистор CGH40025 фирмы CREE. Индуктивные элементы выходной цепи выполнены в виде отрезков полосковых линий. Эти полосковые элементы условно обозначены на схеме прямоугольниками, рядом с которыми даны их электрические параметры: фазовая длина в градусах и волновое сопротивление. Расчетные значения импедансов выходной цепи со стороны подключения транзистора с учетом его выходной емкости составляют: при  $f = 1,3$  ГГц сопротивление  $R'_n = 32$  Ом; при  $f = 2,6$  ГГц импеданс  $Z'_n \approx j300$  Ом; при  $f = 3,9$  ГГц  $Z'_n \approx -j15$  Ом. На частоте 1,3 ГГц макет УМ имеет КПД, равный 82% при напряжении питания 32 В, выходной мощности 21 Вт и коэффициенте усиления  $\approx 16$  дБ. При этом паспортное значение КПД выбранного транзистора составляет 62%.

#### Заключение

В исследованном УМ на выходе активного элемента выделяется напряжение 2-й гармоники. Представленный УМ по своим энергетическим характеристикам лишь незначительно уступает идеальному УМ инверсного класса F, имеющему преимущество по КПД перед другими УМ при наличии потерь в активном элементе. Благодаря высокой энергетической эффективности и простоте реализации, такой УМ может получить широкое распространение. Появление новых мощных НЕМТ-транзисторов с небольшой выходной емкостью позволит создать полигармонические УМ инверсного класса F в СВЧ-диапазоне.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Woo Y., Yang Y. Analysis and Experiments for High – Efficiency Class-F and Inverse Class-F Power Amplifiers // IEEE Trans Microw Theory Tech. – 2006. – Vol.54, №5. – P.1969–1974.
2. Попов И.А., Беличенко С.А. Об оптимальной форме тока в одноканальном ключевом генераторе с фильтровой нагрузкой // Сб. статей «Полупроводниковые приборы в технике электросвязи», Вып.25. – М.: Радио и связь, 1985. – С.85–87.
3. Берман Л.С. Повышение полезной мощности резонансного полупроводникового усилителя путем повышения его КПД, ч.II // Радиотехника. – 1958. – Т.13, №3. – С.70–73.
4. Grebennikov A. High – Efficiency Advanced Multistage Doherty GaN HEMT Power Amplifiers // RF Technology International. – February 2012.
5. Воронович В.В., Потапов А.Ю. Высокочастотная модификация генератора с формирующей линией // Электросвязь. – 2001. – №5. – С.47–50.
6. Воронович В.В., Потапов А.Ю., Рогов Н.В. Энергетические характеристики усилителя мощности инверсного класса F при ограничении числа гармоник // Электросвязь. – 2013. – №8. – С.40–43.
7. Боде Г. Теория цепей и проектирование усилителей с обратной связью. – М.: Изд-во иностр. лит., 1948. – 641с.

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МНОГОЛУЧЕВЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ В ГИРОТРОНАХ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

М.Ю. Глявин<sup>1</sup>, Н.А. Завольский<sup>1</sup>, В.Е. Запечалов<sup>1</sup>, В.Н. Мануилов<sup>2</sup>, А.С. Седов<sup>1</sup>

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

e-mail: [anton-sedov@mail.ru](mailto:anton-sedov@mail.ru)

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского (Национальный исследовательский университет)

*В данной работе обсуждается возможность для ТГц гиротрона, работающего на третьей гармонике гирочастоты, использовать электронно-оптическую систему с двумя трубчатыми электронными пучками разного радиуса. Источником электронов в этом случае является катод традиционной для гиротронов геометрии с двумя эмитирующими кольцами. Ранее такая система успешно была использована для повышения выходной мощности гиротронов и селективного возбуждения второй гармоники. Использование многолучевых систем, обладающих повышенной селекцией, должно обеспечить рекордные значения мощности и частоты гиротронов в непрерывном режиме генерации в терагерцовом диапазоне частот.*

### Введение

В настоящее время существует потребность в источниках когерентного электромагнитного излучения диапазона вплоть до 1 ТГц с выходной мощностью порядка 100 Вт. [1-3]. Терагерцевый диапазон частот обладает рядом специфических особенностей, делающих его весьма привлекательным для широкого круга фундаментальных и прикладных исследований в области физики, химии, биологии и медицины. Терагерцевые волны перспективны для диагностики и спектроскопии различных сред, включая развитие методов электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) и ядерного магнитного резонанса (ЯМР) высокого разрешения, а также для ряда технологических и медицинских приложений. Одним из перспективных вариантов в указанной области параметров представляются гиротроны разновидности мазеров на циклотронном резонансе мазеры на циклотронном резонансе – устройств, основанных на индуцированном магнитотормозном излучении электронов, вращающихся в статическом магнитном поле. Основными подсистемами гиротрона являются: электронно-оптическая система, формирующая винтовой электронный пучок с высокой долей вращательной энергии и малым разбросом скоростей; электродинамическая система, в которой происходит взаимодействие пучка с одной из собственных мод; коллектор электронного пучка; система вывода, включающую согласованное выходное окно и во многих случаях квазиоптический преобразователь рабочей моды в узконаправленный волновой пучок.

В связи со сложностью создания сильных постоянных магнитных полей, большинство гиротронов терагерцового диапазона проектируются на гармониках гирочастоты. В настоящее время существует целый ряд гиротронов, работающих на второй гармонике гирочастоты [2,3], однако возбуждение более высоких гармоник и продвижение в область более высоких частот требует развития методов селекции рабочего типа колебаний.

Методы селекции мод в гиротронах обычно принято разделять на электронные и электродинамические. Однако при повышении частоты большинство эффективных электродинамических методов становится плохо реализуемыми, как по принципиальным соображениям, так и из-за технологических сложностей. Таким образом, большинство успешно применяемых в настоящее время методов селекции являются электронными. В качестве примера можно привести использование так называемых гиротронов с большой орбитой. В экспериментах с данными гиротронами удалось добиться генерации излучения на третьей гармонике гирочастоты. Однако одним из недостатков такого прибора является то, что он может эффективно работать только при ускоряющих напряжениях больше 50-60 кВ.



Один из перспективных методов электронной селекции для повышения реализуемой рабочей частоты гироприборов заключается в использовании электронно-оптических систем с двумя (или более) трубчатыми электронными пучками разного радиуса (так называемых многопучковых или многолучевых систем Рис.1) [4], Источником электронов в простейшем случае является катод традиционной для гиротронов геометрии с двумя эмитирующими кольцами (см рис.1). Ранее такая система успешно была использована для повышения выходной мощности и селективного возбуждения второй гармоники в гиротронах диапазона около 1 см [5].

Принцип селекции в такой системе заключается в следующем. Радиусы обоих пучков подбираются таким образом, чтобы они соответствовали максимумам фактора связи между пучком и рабочей модой. При этом в такой ситуации при относительно одинаковых параметрах обоих пучков (питч-фактор и разброс скоростей), стартовый ток для рабочей моды изменится незначительно. Для паразитной моды, которая имеет свое, отличное от рабочей, распределение фактора связи в зависимости от радиуса пучка, положение одного из пучков может попасть в минимум фактора связи для этой моды и следовательно ее стартовый ток возрастет в несколько раз. Таким образом, оптимизация данной системы с точки зрения повышения селективности заключается главным образом в правильном подборе максимумов фактора связи для рабочей моды (величина этих максимумов убывает с ростом номера), а также правильном подборе отношения токов между пучками.

С точки зрения электронной оптики с одной стороны пучки должны иметь достаточно большие радиусы, чтобы они могли быть сформированы с магнетронно-инжекторной пушке и обладали приемлемым уровнем параметров, с другой стороны при увеличении частоты повышается густота спектра паразитных мод и следовательно падает возможная селективность.

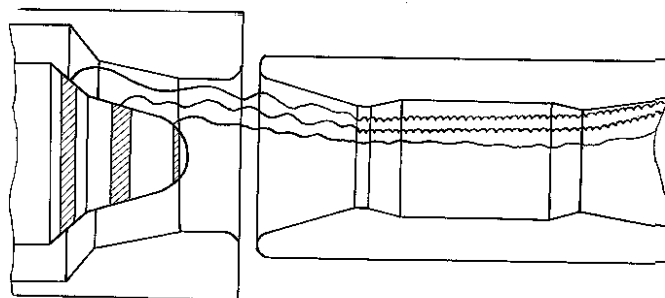


Рис.1 Общая схема многопучкового гиротрона

В данной работе обсуждается возможность применения аналогичных систем для построения высокоселективного гиротрона работающего на третьей гармонике гирочастоты с использованием двух излучающих пучков. В качестве рабочей частоты была взята частота в 1 ТГц.

После анализа спектра собственных колебаний цилиндрического резонатора с радиусом около 1.5 мм (что допускает относительно простую технологию изготовления), в качестве рабочей была выбрана мода  $TE_{12,6}$ . Первый максимум фактора связи для такой моды соответствует радиусу пучка чуть больше 0.5 мм, что с точки зрения возможностей электронной оптики в целом соответствует соображениям, изложенным выше. Было показано, что подбором геометрии электродов можно

обеспечить формирование электронного потока с достаточно высокой долей вращательной энергии, приемлемым разбросом скоростей и равными значениями питч-факторов в обоих пучках [6], что позволяет рассчитывать на достижение относительно высоких КПД и мощности на частоте около 1 ТГц.

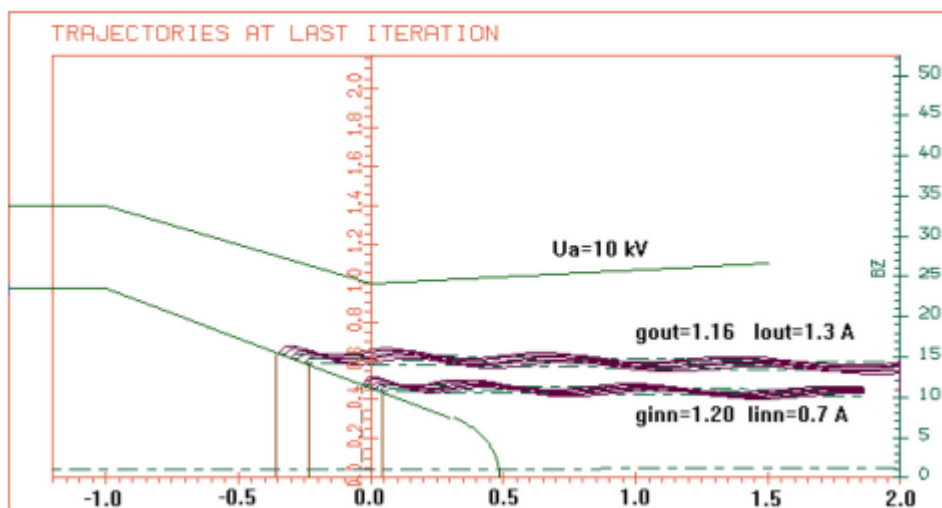


Рис.2 Один из вариантов расчета электронно-оптической системы двухлучевого гиротрона

Оптимальным с точки зрения селекции мод представилось пропускать первый (внутренний) электронный пучок в районе первого (наибольшего) максимума фактора связи пучка и рабочей моды, а второй пучок в районе четвертого максимума (см рис.2). При этом электронно-оптические расчеты показали, что для вышеописанных значений параметров системы и энергии электронов около 20 кэВ можно рассчитывать на питч-фактор в каждом пучке вплоть до величины 1.3

Для выбранных параметров пучка и резонатора были рассчитаны стартовые токи рабочей и основных конкурирующих мод для различных значений долей токов в каждом пучке, которые позволили добиться подавления генерации мод синхронных с первой гармоникой гирочастоты. Как показали расчеты, оптимальным для подавления мод на первой гармонике гирочастоты является отношение токов «пятьдесят на пятьдесят». Однако при встрече в точные максимумы фактора связи всегда возбуждались моды на второй гармонике гирочастоты.

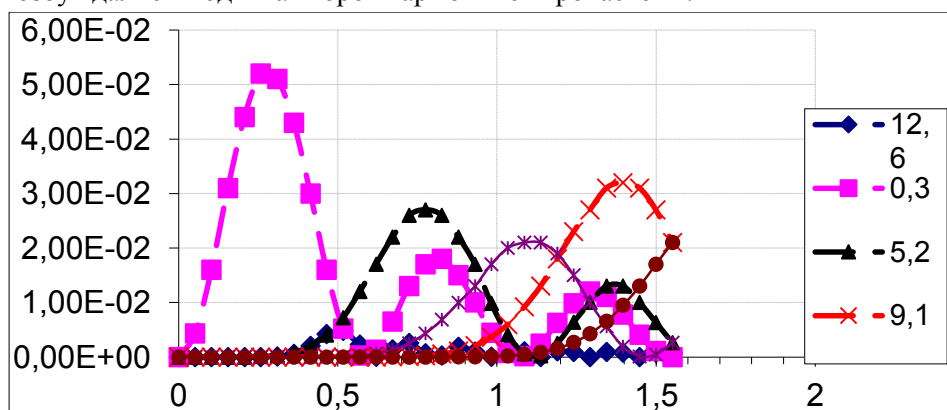


Рис.3 Факторы взаимодействия электронного пучка рабочей моды и основных паразитных мод на первой гармонике.

Таким образом, следующим этапом оптимизации было варьирование радиусов ведущих центров обоих пучков в резонаторе около максимумов фактора связи с целью подавить генерацию мод на второй гирогармонике. В результате проведенных исследований был найден режим, при котором стартовый ток рабочей моды составлял 1.2 А, а стартовые токи паразитных мод на второй гирогармонике были в районе 1,8-2 А (Рис.4). Такое полуторное превышение возможного рабочего над стартовым током позволяет надеяться на получении достаточного для вышеописанных приложений уровня мощности. Кроме того, данные расчеты позволили также оценить допуски по точности юстировки гиротрона в магнитном поле.

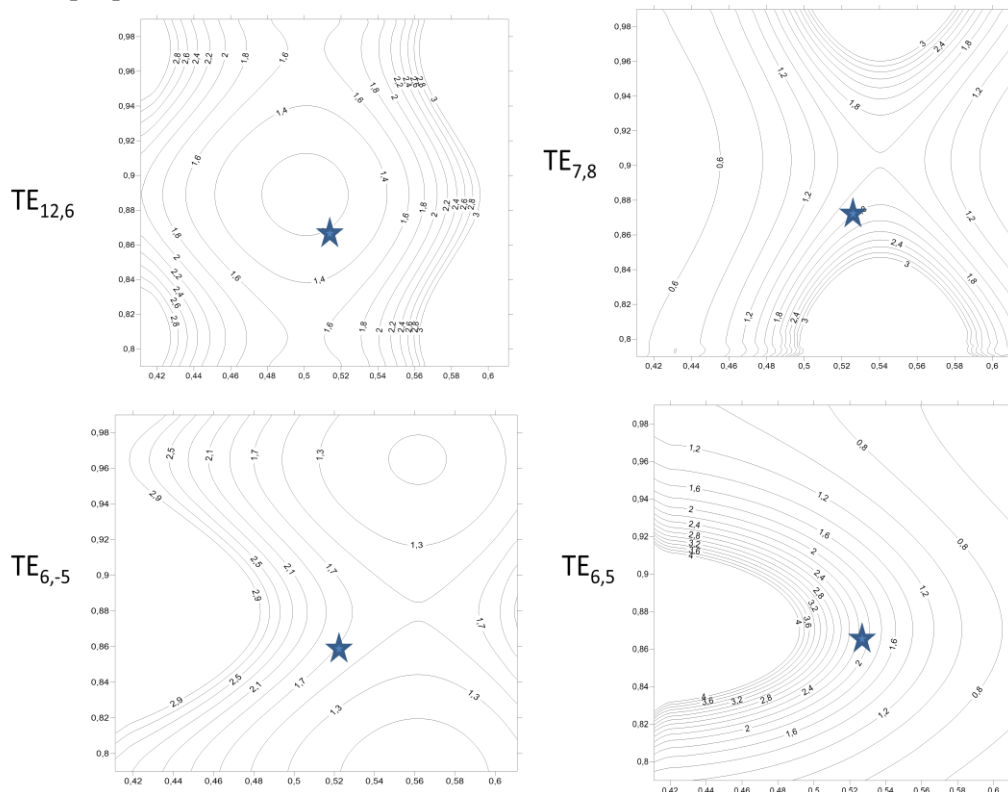


Рис.4 Линии равных стартовых токов мод при изменении радиусов ведущих центров пучков для подавления мод на второй гармонике. Звездочкой отмечен оптимальный режим работы.

Следующим шагом в исследовании рассматриваемого варианта гиротронов должен стать переход к более сложным моделям для численных расчетов, учитывающим как реальные параметры обоих пучков (питч-фактор, начальный разброс скоростей электронов и т.д.), так и многомодовый характер электронно-волнового взаимодействия вплоть до полного трехмерного моделирования узлов прибора

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Братман В.Л., Литвак А.Г., Суворов Е.В. // УФН, 2011, 181, 867–874
2. Booske J. H., Dobbs R. J., Joye C. D. et al. // IEEE Trans. TST, 2011, 1, 1, 54-75
3. Idehara T., Sabchevski S.P.// J. IR, MM and THz Waves, 2012, 33, 7, 667-694
4. Запевалов В.Е., Цимринг Ш.Е. // Изв. ВУЗов Радиофизика, 1990.,т.33,№11. с.1288-1295.
5. Запевалов В.Е., Мануилов В.Н., Малыгин О.В., Цимринг Ш.Е. // Изв. ВУЗов Радиофизика, 1994, 37, 3, 387-392
6. Glyavin M., Manuilov V., Idehara T. // Physics of Plasmas, 2013, 20, 123303

## **Наземные измерения спектров излучения мезосферного и стратосферного озона на миллиметровых волнах с помощью нового передвижного озонметра**

**Розанов С.Б., Завгородний А.С., Игнатъев А.Н., Кропоткина Е.П., Лукин А.Н., Соломонов С.В.**

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физический институт им. П.Н.Лебедева Российской академии наук (ФИАН)  
[sergroz@sci.lebedev.ru](mailto:sergroz@sci.lebedev.ru)*

*В докладе представлены результаты наземных измерений мезосферного и стратосферного озона над Москвой, проведённых в 2013-2014 гг. с помощью нового передвижного озонметра ФИАН. Рассмотрены аппаратура, регистрирующая спектральную линию озона с центральной частотой 142,175 ГГц, и методика наблюдений. Приведены примеры спектров и восстановленных вертикальных профилей стратосферного озона. Наблюдения мезосферного озона проводились в январе-феврале 2014 г. в вечерние и ночные часы. Спектры излучения записывались с временным разрешением около 2 минут. Были зарегистрированы вариации излучения мезосферного озона. Проведен гармонический анализ наблюдавшихся вариаций.*

### **Введение**

Поглощение ультрафиолетового излучения Солнца озонным слоем атмосферы обеспечивает защиту жизни на Земле и во многом определяет тепловой баланс атмосферы. Изменения в состоянии озонного слоя, наблюдаемые в последние десятилетия, непосредственно влияют как на безопасность жизни на поверхности нашей планеты, так и на характер динамических процессов в её атмосфере и климат. Контроль над пространственным распределением озона в атмосфере и его вариациями осуществляется различными наземными и бортовыми методами, как контактно, так и дистанционно. Наземное микроволновое дистанционное зондирование атмосферного озона обладает рядом существенных преимуществ по сравнению с традиционными контактными и оптическими методами и позволяет определять вертикальное распределение озона над пунктом наблюдения в широком диапазоне высот, круглосуточно и с малой зависимостью от погодных условий [1].

Измерения атмосферного озона над Московским регионом проводятся в ФИАН с 1987 г. Было разработано несколько поколений высокочувствительных радиометров, регистрирующих спектральную линию собственного теплового излучения озона с центральной частотой 142,175 ГГц, которые использовались для наблюдений в Москве и Пущино [2-6]. Для расширения возможностей наземных микроволновых измерений озона в последние годы в ФИАН совместно с рядом ведущих отечественных организаций (ИПФ РАН, СПбГПУ, НИИПП, ИРЭ РАН, СКБ ИРЭ РАН, ПРАО АКЦ ФИАН и др.) был создан новый передвижной спектрометр на частоту 142,2 ГГц [7-9], который может стать прототипом прибора для отечественной наземной микроволновой озонметрической сети.

В данном сообщении представлены краткое описание нового озонметра, методика наблюдений и некоторые результаты измерений спектров излучения стратосферного и мезосферного озона над Москвой в холодный сезон 2013-2014 гг. с использованием этого прибора.

### Аппаратура и методика наблюдений

Рассматриваемый метод дистанционного зондирования основан на том, что в коротковолновой части миллиметрового диапазона волн до высот 70-75 км уширение спектральных линий озона и других малых газовых составляющих атмосферы определяется соударениями молекул и пропорционально давлению [1]. Выше преобладает доплеровское уширение. Поэтому форма наблюдаемых с поверхности Земли спектральных линий собственного теплового излучения озона содержит информацию о его вертикальном распределении. Это распределение в диапазоне высот 15-75 км восстанавливается в ФИАН по измеренным спектрам озона с использованием специальных математических алгоритмов, основанных на методах Тихонова и статистической регуляризации [6, 10], а также дополнительных данных о вертикальных профилях температуры и давления атмосферы [11]. Методика восстановления вертикального распределения мезосферного озона изложена в [12, 13].

Новый передвижной озонметр ФИАН включает в себя малошумящий неохлаждаемый модуляционный супергетеродинный приёмник с квазиоптическим входом, смесителем на планарном диоде Шоттки и твердотельным гетеродином, два анализатора спектра: акустооптический и фильтровой, и компьютер со специальными интерфейсами и программным обеспечением [7-9]. Широкополосный 1000-канальный акустооптический спектроанализатор (АОС) обеспечивает полосу анализа около 500 МГц и разрешение 0,9 МГц, а узкополосный 50-канальный фильтровой анализатор спектра (ФАС) при полосе 10,8 МГц имеет разрешение, меняющееся от 0,1 МГц в центре полосы до 0,6 МГц на краях.

Однополосная шумовая температура озонметра составляет около 1100 К в среднем по полосе АОС, что соответствует лучшим известным результатам для неохлаждаемых приёмников на диодах Шоттки. Для измерений профилей стратосферного озона в диапазоне высот 15-55 км достаточно использования АОС, а ФАС с высоким спектральным разрешением используется для измерений озона в мезосфере и нижней термосфере на высотах 50-100 км.

Передвижной озонметр был установлен в Москве в лабораторном помещении перед радиопрозрачным окном из тонкой полиэтиленовой плёнки. Антенна прибора обеспечивала изменение угла места при наблюдениях от 0° до 52°, однако деревья на улице и рама окна ограничивали возможные углы места пределами 20°-40°. По азимуту новый озонметр был ориентирован так же, как стоящий в соседнем помещении стационарный озонметра ФИАН [4], что обеспечивало совпадение трасс зондирования двух приборов при выборе равных углов места.

Калибровка передвижного озонметра выполняется по тёплому ( $T_0 = 295$  К) и холодному ( $T_N = 85$  К) чернотельным излучателям. Вход приёмника переключается с неба на опорный излучатель механическим модулятором с частотой 30 Гц. Яркостная температура опорного излучателя  $T_{ref}$  может плавно регулироваться от  $T_0$  до  $T_N$ . При наблюдениях она выбирается близкой к средней яркостной температуре неба в полосе используемого анализатора спектра. Цикл наблюдений состоит из двух этапов калибровки и нескольких пар этапов измерений излучения неба, по каждой из которых рассчитывается единичный спектр озона. С одной калибровкой записывалось несколько спектров. При вечерних и ночных измерениях озона их число доходило до 16, что минимизировало потери времени на калибровку.

В озонметре имеется также широкополосный канал шириной около 0,6 ГГц для измерения средней фоновой яркостной температуры неба в полосе линии озона. По величине этой яркостной температуры оценивается величина тропосферного поглощения, что позволяет пересчитать измеренные спектры к внеатмосферным условиям для последующей обработки.

### Некоторые результаты измерений

Измерения стратосферного озона с использованием широкополосного АОС проводились в период с октября 2013 г. по апрель 2014 г. На Рис. 1 представлен спектр излучения озона, полученный днём 18 ноября 2013 г. при времени накопления сигнала 34 мин.

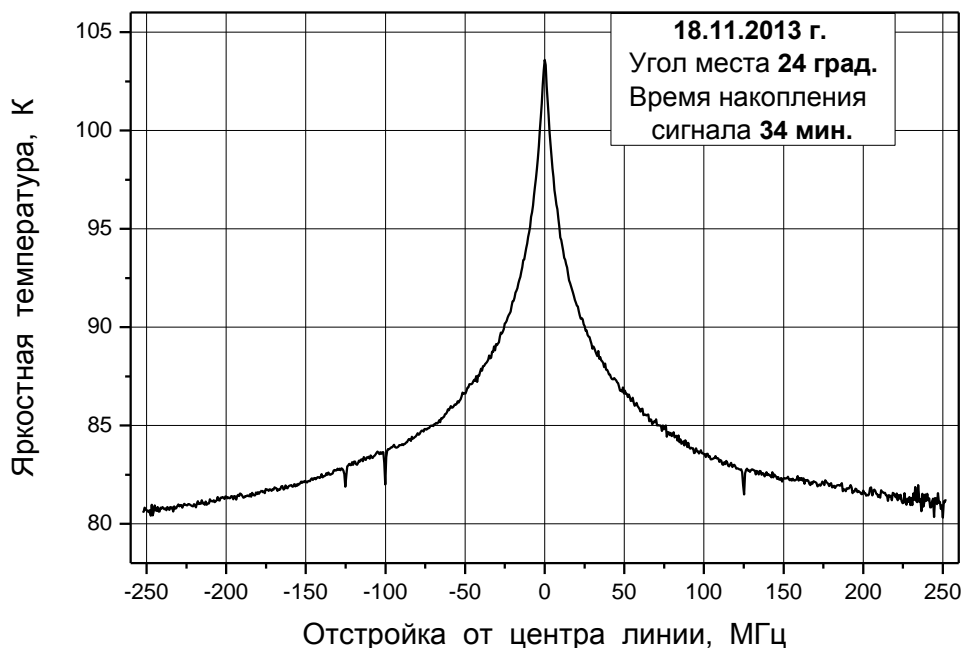


Рис. 1. Спектр излучения стратосферного озона, измеренный 18 ноября 2013 г.

Видимые на спектре пики при отстройках частоты +125 МГц и -100 МГц от центра линии озона соответствуют реперным сигналам приёмника с частотами 1600 и 1825 МГц, вводимым в АОС с целью контроля температурных дрейфов его частотной шкалы (центр линии озона соответствует выходной частоте приёмника 1725 МГц).

На Рис. 2 показан профиль вертикального распределения озона в стратосфере над Москвой для 18 ноября 2013 г., восстановленный по спектру Рис. 1. Относительное содержание озона дано в единицах ppmt ( $1 \text{ ppmt} = 10^{-6}$ ). Это распределение близко к данным справочной модели COSPAR [14]. Некоторое понижение содержания озона на высотах 30-40 км вызвано процессами в формирующемся полярном стратосферном вихре, в котором происходит разрушение озона.

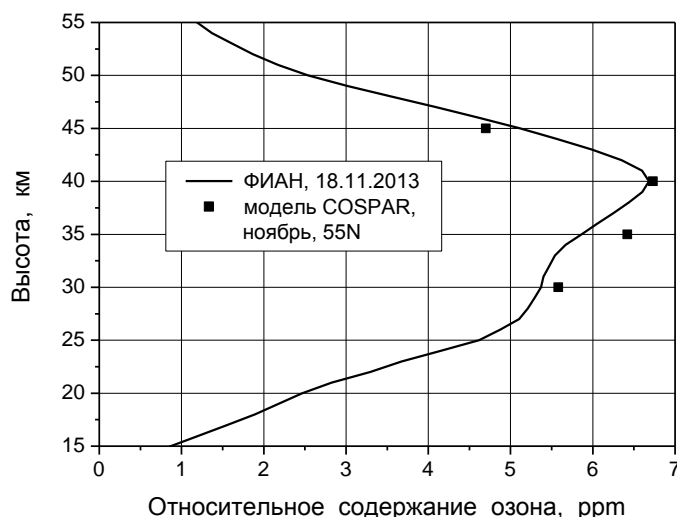


Рис. 2. Вертикальный профиль стратосферного озона над Москвой 18 ноября 2013 г.

В январе и феврале 2014 г. в вечерние и ночные часы, преимущественно в морозную ясную погоду, проводились наблюдения озона с фильтровым анализатором АС-50 с целью регистрации вариаций озона в мезосфере и нижней термосфере. Длительность этапов калибровки при ночных наблюдениях выбиралась равной 100 с, длительность этапов измерений излучения неба – 50 с. С учётом времени, требуемого на установление сигналов в каналах АС-50, периодичность записи единичных спектров озона составляла около 2 мин. На Рис. 3 показаны два единичных спектра ночного озона для 28 января 2014 г., разделённых временным интервалом 12 мин. Отметим, что, в отличие от Рис. 1, яркостные температуры на этих спектрах отсчитываются от уровня  $T_{ref} = 89$  К.

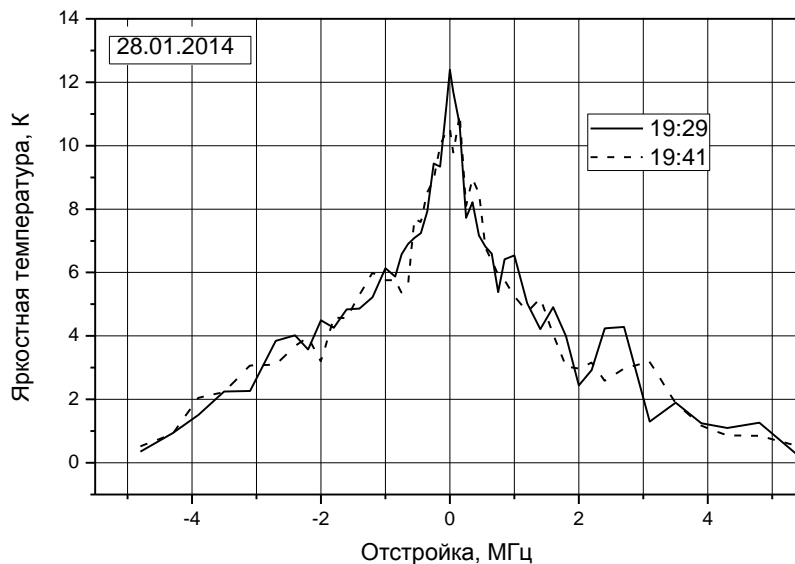


Рис. 3. Единичные спектры ночного озона, полученные 28 января 2014 г. Угол места антенны  $24^\circ$ , время накопления сигнала 100 с.

Видимая на рисунке разница яркостных температур двух спектров для центральных каналов достигает 2 К и соответствует примерно  $3\sigma_{0,1}$ , где  $\sigma_{0,1}$  — среднеквадратичные отклонения яркостных температур в центральных каналах шириной 0,1 МГц, составляющие 0,6-0,7 К. Подобные вариации формы центральной части линии озона, выходящие за пределы шума

аппаратуры, наблюдались для единичных спектров озона почти во все вечера и ночи наблюдений.

Интересующее нас содержание ночного озона выше 50 км может быть определено по форме центральной части спектральной линии. Как показано в [13], практически весь сигнал от озона, содержащегося во вторичном максимуме его вертикального распределения на высотах около 90 км, регистрируется центральными каналами АС-50 с отстройками 0,  $\pm 50$  и  $\pm 150$  кГц. Наиболее информативными экспериментальными величинами для этого максимума являются разности яркостных температур в каналах на крыльях линии с отстройками 50 и 150 кГц. Для полученных массивов единичных спектров озона проводился Фурье-анализ временных зависимостей разностей яркостных температур в каналах с указанными выше отстройками частоты. На Рис. 4 для 116 единичных спектров, зарегистрированным вечером 28 января 2014 г., показан Фурье-спектр временных вариаций разностей яркостных температур для отстроек 50-150 кГц от центра линии озона в зависимости от обратного периода вариаций  $1/T$ . Значения разностей яркостных температур были усреднены для двух крыльев линии. Обращает на себя внимание рост интенсивности компонент Фурье-спектра при значениях периода  $T$  больше 5 мин.

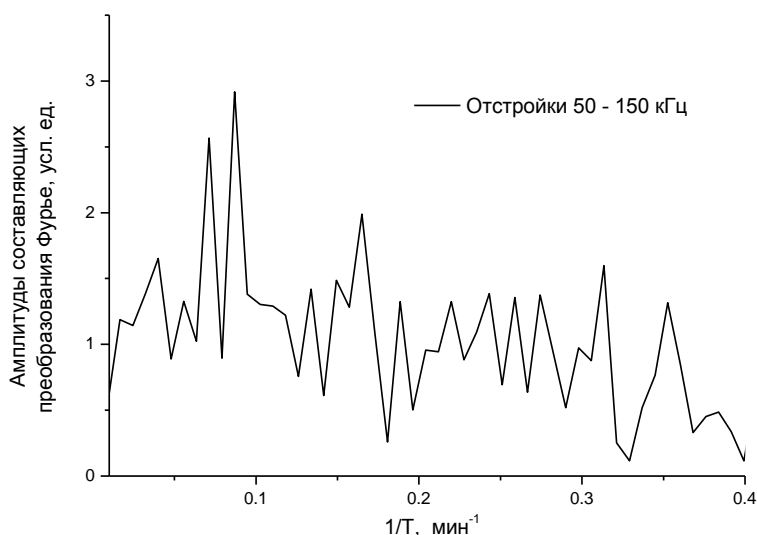


Рис. 4. Результаты Фурье-преобразования временной зависимости разностей яркостных температур в каналах АС-50 для 28 января 2014 г.

Известно, что на высотах 50-100 км основными причинами вариаций ночного мезосферного озона являются фотохимические процессы и вихревой перенос воздушных масс [15, 16]. Быстрые вариации ночного озона с периодами от 5 минут до нескольких часов могут быть вызваны распространением внутренних гравитационных волн в мезосфере и нижней термосфере [17, 18]. Наблюдавшиеся нами вариации излучения ночного озона на миллиметровых волнах с периодами в единицы и десятки минут наиболее вероятно связаны с прохождением внутренних гравитационных волн в слоях атмосферы выше 50 км.

Авторы выражают глубокую благодарность профессорам В.А. Черепенину, В.Н.Сорокину и Е.В.Суворову за поддержку данной работы, а также С.В.Логвиненко, В.Ф.Вдовину, А.М.Штанюку, П.Л.Никифорову, И.И.Саенко и С.К.Круглову за постоянную техническую и организационную помощь. Авторы признательны центру British Atmospheric Data Center (BADC) за любезно предоставленные метеорологические данные.



Работа поддержана Программами ОФН РАН «Радиоэлектронные методы в исследовании природной среды и человека» и «Современные проблемы радиофизики», а также грантом УНК ФИАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Atmospheric remote sensing by microwave radiometry / Ed. M.A.Janssen. - New York: J.Wiley & Sons, 1993.
2. Соломонович А.Е., Сороченко Р.Л., Кропоткина Е.П., Лукин А.Н., Пономаренко Н.И., Розанов С.Б., Соломонов С.В., Гусев В.А., Павлов Г.А., Смирнов Г.Т., Цивилев А.П. Спектрорадиометр для наземных исследований атмосферного озона в диапазоне длин волн 2 мм // Изв. вузов. Радиофиз., т.13, №5, с.546-555, 1990.
3. Соломонов С.В., Розанов С.Б., Кропоткина Е.П., Лукин А.Н. Спектрорадиометр для дистанционного зондирования атмосферного озона на миллиметровых радиоволнах // Радиотехн. и электрон., т.45, №12, с.1519-1525, 2000.
4. Соломонов С.В., Игнатъев А.Н., Кропоткина Е.П., Логвиненко С.В., Лукин А.Н., Никифоров П.Л., Розанов С.Б. Спектральная аппаратура для мониторинга атмосферного озона на миллиметровых волнах // Приборы и техника эксперимента, №2, с.138-144, 2009.
5. Соломонов С.В., Кропоткина Е.П., Розанов С.Б. Спектральные исследования атмосферного озона на миллиметровых радиоволнах // Монография «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты» / под ред. Л.Н.Синицы и Е.А.Виноградова. Томск: Изд. Ин-та оптики атмосферы СО РАН, 2004, с.52-85.
6. Соломонов С.В., Гайкович К.П., Кропоткина Е.П., Розанов С.Б., Лукин А.Н., Игнатъев А.Н. Дистанционное зондирование атмосферного озона на миллиметровых волнах // Изв. вузов. Радиофиз., т.54, №2, с.113-121, 2011.
7. Розанов С.Б., Завгородний А.С., Логвиненко С.В., Лукин А.Н., Штанюк А.М., Большаков О.С. Малошумящий приёмник для микроволновой озонотрии // Изв. вузов. Радиофиз., т.54, №8-9, с.708-718, 2011.
8. Розанов С.Б., Большаков О.С., Завгородний А.С., Кропоткина Е.П., Круглов С.К., Логвиненко С.В., Лукин А.Н., Никифоров П.Л., Саенко И.И., Соломонов С.В., Штанюк А.М. Первые измерения спектров атмосферного озона с передвижным микроволновым озонотром // VII Всерос. конф. «Необратимые процессы в природе и технике», Москва, 29-31 января 2013 г. Труды конф., М.: Изд. МГТУ, 2013, т.3, с.47-50.
9. Розанов С.Б., Соломонов С.В., Кропоткина Е.П., Завгородний А.С., Игнатъев А.Н., Лукин А.Н. Комплекс аппаратуры для наземного микроволнового зондирования озона и окиси хлора в атмосфере Земли // VII Всерос. науч.-техн. конф. «Радиолокация и радиосвязь», 25-27 ноября 2013 г., Москва. Докл. конф., М.: Изд. ИРЭ РАН, 2013, с.98-102.
10. Гайкович К.П., Кропоткина Е.П., Соломонов С.В. Определение вертикального профиля атмосферного озона по наземным измерениям излучения в миллиметровом диапазоне // Известия АН. Физика атмосферы и океана, т.35, №1, с.86-95, 1999.
11. The British Atmospheric Data Centre (BADC) <http://badc.nerc.ac.uk/data/assim/>
12. Соломонов С.В., Кропоткина Е.П., Семенов А.И. Наблюдение мезосферного озона на миллиметровых волнах // Краткие сообщ. физ. ФИАН, №10, с.30-38, 2001.
13. Игнатъев А.Н. Радиометрия атмосферного озона и окиси хлора на миллиметровых волнах. Дисс. канд. физ.-мат. наук. М.: МГУ, 2006.
14. Keating G.M., Chiou L.S., Hsu N.C. Improved ozone reference models for the COSPAR international reference atmosphere. // Adv. Space Res., vol.18, no.9/10, pp.11-58, 1996.
15. Allen M., Lunine J.I., Yung Y.L. The vertical distribution of ozone in the mesosphere and lower thermosphere. // J. Geophys. Res., vol.89, no.D3, pp.4841-4872, 1984.

16. Smith A.K., Marsh D.R. Processes that account for the ozone maximum at the mesopause. // J. Geophys. Res., vol.110, 2005, D23305. doi:10.1029/2005JD006298.
17. Hines C.O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights // Canadian J. Phys., vol.38, pp.1441-1481, 1960.
18. Госсард Э.Э., Хук У.Х. Волны в атмосфере /пер. с англ. под ред. Г.С.Голицына – М.:Мир, 1978.

## О ВОЗМОЖНОСТИ СВЕРХСЖАТИЯ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННОГО РАДИОИМПУЛЬСА В ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СРЕДЕ

Стрелков Г.М., Деркач О.Г.

Фрязинский филиал ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН  
[strelkov@ms.ire.rssi.ru](mailto:strelkov@ms.ire.rssi.ru)

*Предложен закон частотной модуляции, реализация которого позволит добиваться высокого уровня сжатия частотно-модулированного радиоимпульса, распространяющегося в холодной плазменной среде. В зависимости от несущей частоты плотность потока мощности излучения в сжатом импульсе может на порядки величины превышать указанную величину для излучаемого импульса. Приведены примеры влияния вариаций девиации частоты или длительности импульса на уровень сжатия импульса с прямоугольной на-чальной формой и несущей, принадлежащей метровому диапазону.*

### Введение

Проблема сжатия частотно-модулированного импульса при распространении в холодной плазменной среде обсуждалась неоднократно (см., напр., [1 – 9]). Ее существенной частью является вопрос об оптимальном законе частотной модуляции, реализация которого обеспечивала бы максимально возможную степень сжатия импульса при прохождении трассы заданной длины в среде с заданными характеристиками. Таковыми в случае холодной плазмы являются интегральное электронное содержание трассы и эффективная частота соударений, а предлагавшиеся варианты закона частотной модуляции приведены в [1, 2, 8]. При этом выполняемый анализ всегда основывается на вычислении интеграла Фурье в рамках достаточно существенных допущений и всегда без оценки вносимых последними в конечный результат, а получаемые величины напряженности поля или плотности потока мощности излучения в сжатом импульсе превышают соответствующие величины для излучаемого импульса не более, чем в несколько раз. Иначе говоря, предсказываемое теорией сжатие импульса трудно называть хотя бы сильным. Можно полагать, что получаемые результаты есть следствие значительных возмущений фазового спектра распространяющегося импульса, вносимых приближенными методами (узкополосное приближение, метод стационарной фазы, метод перевала, метод прост-ранственно-временных лучей) вычисления или, фактически, оценки интеграла Фурье. При таких оценках опускаются также возможные особенности фазового спектра излучаемого импульса.

В [10] приведено решение задачи о дисперсионных искажениях электромагнитного импульса, в холодной плазме, которое получено непосредственно во временной области и свободно от допущений, вводимых при решении задачи в рамках спектральных представлений. В частности, решение не предполагает знания комплексного спектра излучаемого импульса. Цель настоящего доклада – представить закон частотной модуляции, применение которого позволит реализовать такой уровень сжатия (или уже сверхсжатия) частотно-модулированного импульса, при котором величины плотности потока мощности излучения в распространяющемся импульсе на порядки величины превышают величину указанного параметра для излучаемого импульса. Анализ выполнен на основе [10].

### Аналитические соотношения

Пусть мгновенная частота излучаемого частотно-модулированного импульса имеет вид:

$$v(0;t) = f' + \Delta v(0;t)$$

где  $f' = 0,5(f_H + f_B)$  – несущая частота;  $f_H$  и  $f_B$  – нижнее и верхнее значения мгновенной частоты;

$$\Delta v(0;t) = f_H / \sqrt{1 - \frac{t}{t_H} \left(1 - \left(\frac{f_H}{f_B}\right)^2\right)} - f' \quad ,$$

(1)

- текущее приращение мгновенной частоты и  $t$  – время. Иначе:  $f_{B,H} = f' \pm \Delta f / 2$  и  $\Delta f$  – девиация частоты.

С учетом (1) для комплексной огибающей излучаемого импульса  $\tilde{A}(0;t)$  примем:

$$\tilde{A}(0;t) = \left[ A_0 + (B_0 - A_0) \left( t / t_H \right)^p \right] \times$$

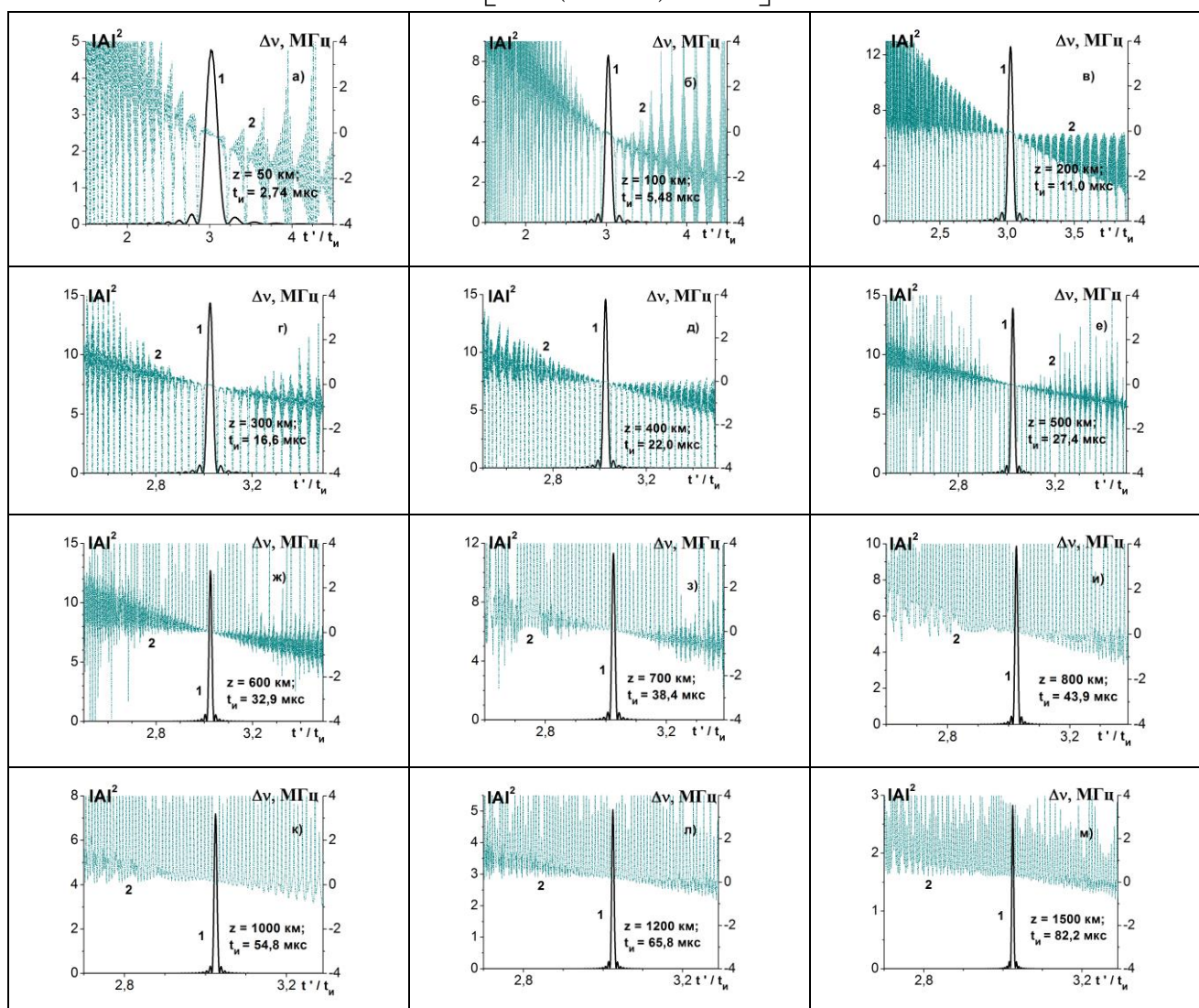


Рис.1. Эволюция импульса (2) в ионосферной плазме при одновременном изменении длины трассы и длительности импульса и  $f' = 10$  МГц;  $\Delta f = 2,0$  МГц;  $B_0 = A_0 = 1$ ;  $N_e = 10^5$  см<sup>-3</sup>;  $\nu_y = 10^4$  с<sup>-1</sup>.

$$\times \exp \left[ i \left( \frac{\omega_H t_H}{1 - (\omega_H / \omega_B)^2} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{t}{t_H} \left( 1 - (\omega_H / \omega_B)^2 \right)} \right) - \omega' t \right) \right], \quad 0 \leq t \leq t_H \quad (2)$$

( $\omega_H = 2\pi f_H$ ;  $\omega_B = 2\pi f_B$ ;  $t_H$  – длительность импульса). При  $B_0 = A_0$  излучаемый импульс имеет пря-моугольную форму; при  $B_0 \neq A_0$  и  $p = 1$  импульс представляет собой трапецию с высотами перед-ного и заднего фронтов, равными, соответственно,  $A_0$  и  $B_0$ , и при  $p \neq 1$  импульс является криволи-нейной трапецией с теми же высотами фронтов. Согласно [10], последующая эволюция импульса, распространяющегося в холодной плазме, описывается соотношениями: при  $0 \leq t' \leq t_H$  –

$$\tilde{A}(z; t) = \left[ A_0 + (B_0 - A_0) (t/t_H)^p \right] \times \exp \left[ i \left( \frac{\omega_H t_H}{1 - (f_H / f_B)^2} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{t}{t_H} \left( 1 - (f_H / f_B)^2 \right)} \right) - \omega' t \right) \right] - \quad (3)$$

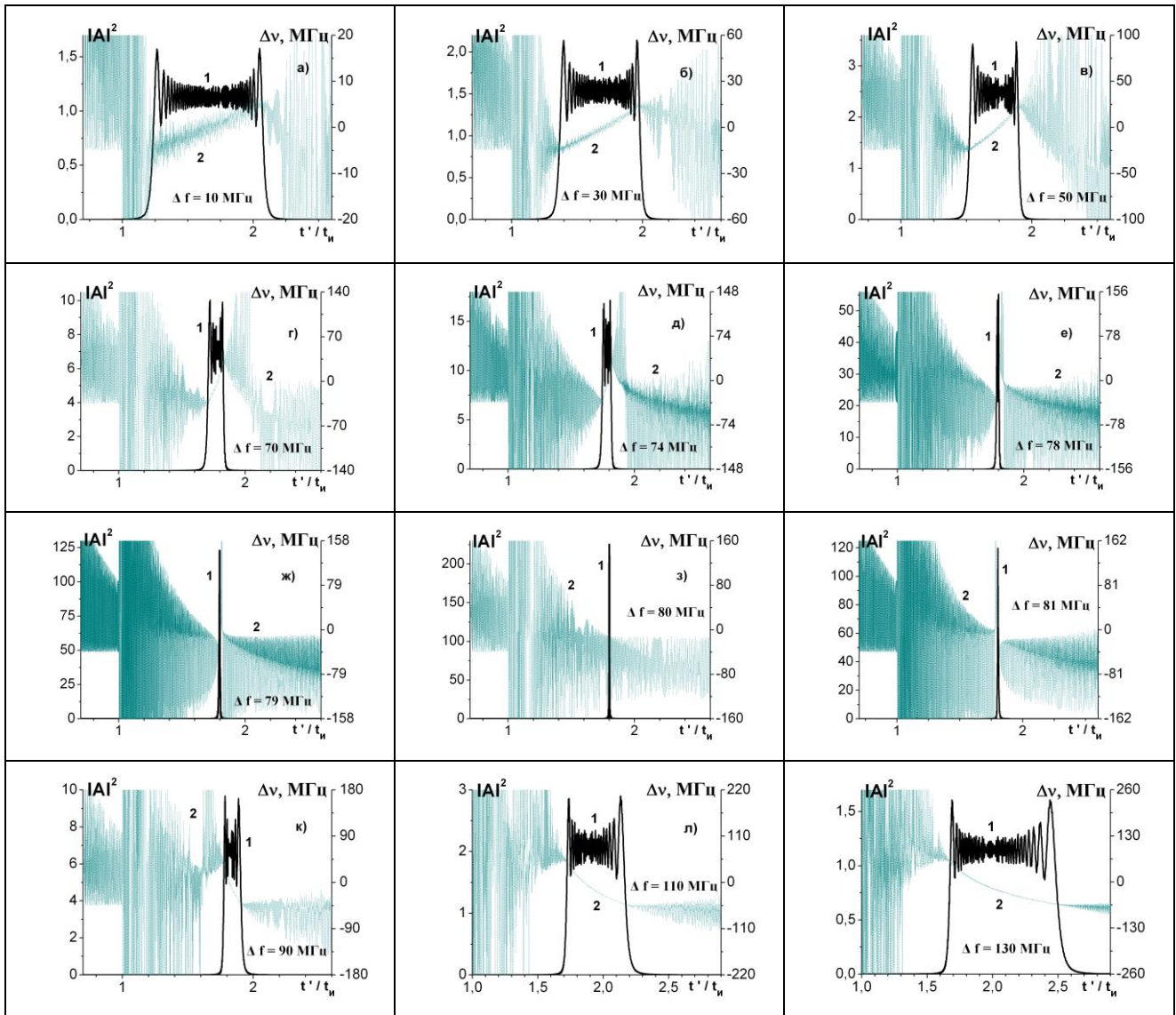


Рис.2. Эволюция огибающей импульса (2) в межпланетной среде при увеличении девиации частоты и  $f' = 200$  МГц;  $t_{\text{и}} = 2,914$  мкс; TEC=100 TECU;  $\nu_3 = 0$ ;  $B_0 = A_0 = 1$ .

$$-\int_0^{t'} \sqrt{\frac{\delta}{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta\theta}) \left[ A_0 + (B_0 - A_0) \left( \frac{t' - \theta}{t_{\text{и}}} \right)^p \right] \times$$

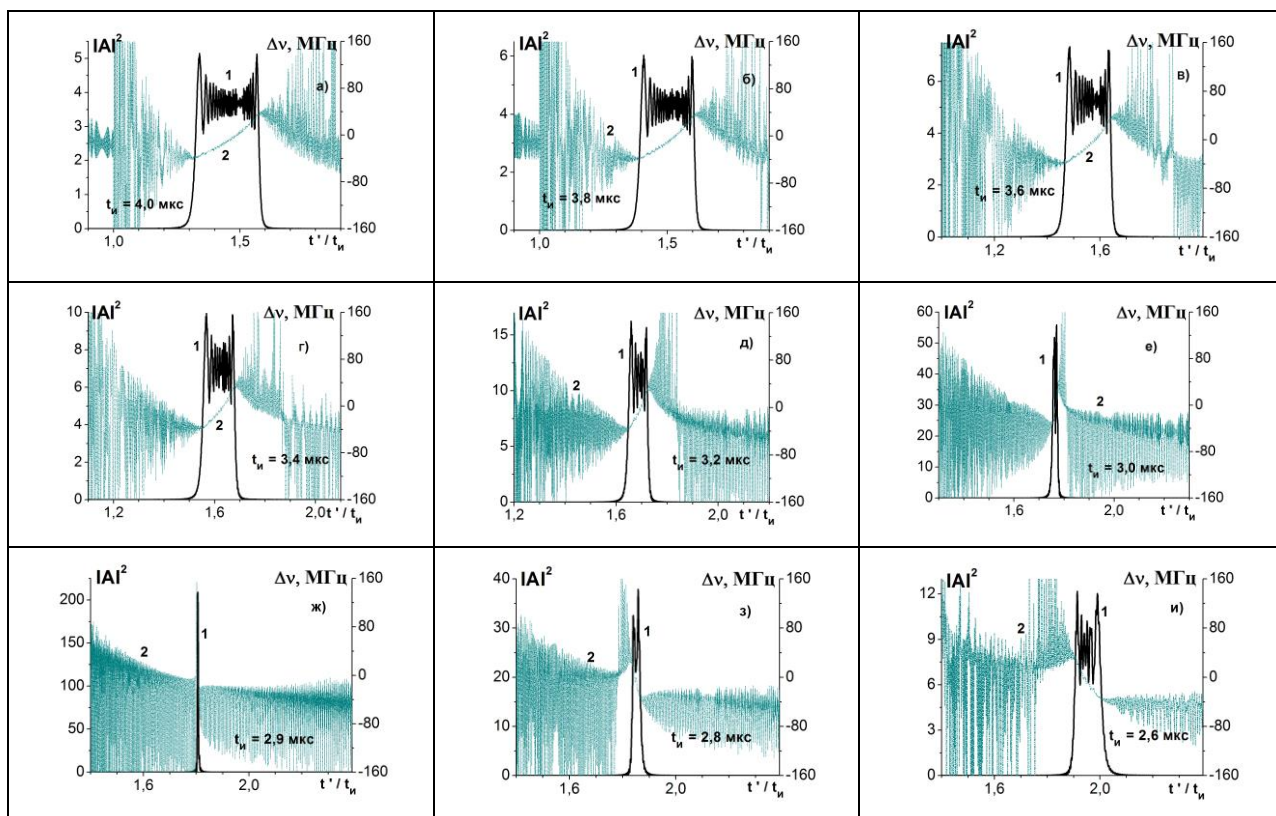
$$\times \exp \left[ -\nu_3 \theta + i \left( \frac{\omega_{\text{и}} t_{\text{и}}}{1 - (f_{\text{и}} / f_{\text{в}})^2} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{t' - \theta}{t_{\text{и}}} \left( 1 - (f_{\text{и}} / f_{\text{в}})^2 \right)} \right) - \omega' t' \right) \right]$$

и при  $t' > t_{\text{и}}$  –

$$\tilde{A}(z; t') = - \int_{t' - t_{\text{и}}}^{t'} \sqrt{\frac{\delta}{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta\theta}) \left[ A_0 + (B_0 - A_0) \left( \frac{t' - \theta}{t_{\text{и}}} \right)^p \right] \times$$

$$\times \exp \left[ -\nu_3 \theta + i \left( \frac{\omega_{\text{и}} t_{\text{и}}}{1 - (f_{\text{и}} / f_{\text{в}})^2} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{t' - \theta}{t_{\text{и}}} \left( 1 - (f_{\text{и}} / f_{\text{в}})^2 \right)} \right) - \omega' t' \right) \right]. \quad (4)$$

В (3) и (4) введены обозначения:  $t' = t - z/c$ ;  $z$  – длина трассы;  $c$  – скорость света;  $\nu_3$  – эффект-



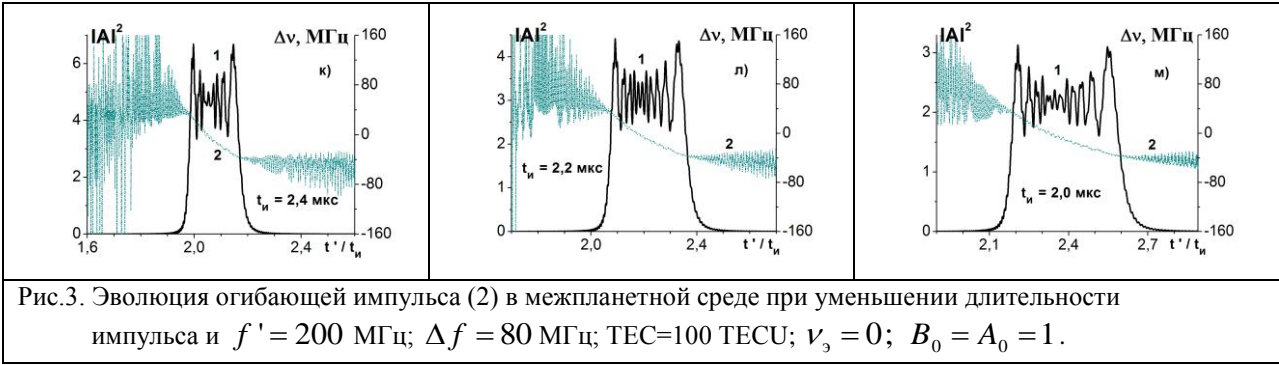


Рис.3. Эволюция огибающей импульса (2) в межпланетной среде при уменьшении длительности импульса и  $f' = 200$  МГц;  $\Delta f = 80$  МГц; ТЕС=100 ТЕСУ;  $\nu_3 = 0$ ;  $B_0 = A_0 = 1$ .

тивная частота соударений;  $\delta = \delta(z) = \omega_0^2 z / (2c)$ ;  $\omega_0^2 = 31,81 \cdot 10^8 N_e$  – квадрат плазменной частоты;  $N_e$  – электронная концентрация (см<sup>-3</sup>). Нетрудно видеть, что параметр  $\delta$  прямо пропорционален величине интегрального электронного содержания трассы ТЕС:

$$\delta = (31,81 \cdot 10^2 / (2c)) ТЕС (м^{-2}).$$

### Деформация импульса (2) в плазменной среде

Примеры деформации импульса (2), описываемые соотношениями (3) и (4), приведены на рис.1 – 3. Кривые 1 на них изображают энергетические огибающие деформированного импульса или, что то же, безразмерные плотности потока мощности излучения в пределах текущей длительности импульса и кривые 2 – соответствующие приращения мгновенной частоты излучения

$$\Delta \nu(z; t') = \frac{1}{2\pi} \frac{-\text{Im} \tilde{A}(\partial \text{Re} \tilde{A} / \partial t') + \text{Re} \tilde{A}(\partial \text{Im} \tilde{A} / \partial \bar{t}')}{(\text{Re} \tilde{A})^2 + (\text{Im} \tilde{A})^2}, \quad (\text{Гц}). \quad (5)$$

Входящие в (5) величины определяются формулами (3) и (4) непосредственно либо получаются в яв-ном виде дифференцированием этих формул.

Рис.1 отвечает импульсу с несущей, принадлежащей декаметровому диапазону, который распро-страняется по ионосферной трассе. Величина ТЕС для него не превышает 15 ТЕСУ, а изменяющиеся длина трассы и длительность импульса указаны возле кривых в каждом конкретном случае. При уве-личении  $z$  соответствующая корректировка длительности импульса обеспечивает его монотонное сжатие. Это непосредственно видно из рисунка. Видна также и другая особенность искажений, сос-тоящая в сохранении в целом формы импульса. Приведем количественную оценку степени сжатия: если на рис.1а относительная среднеквадратическая ширина импульса  $\Delta \bar{t}_n$  равна  $\sim 0,60$ , то на рис.1м -  $\sim 0,0495$ . Постепенное, начиная с рис.1е, уменьшение высоты максимума огибающих обусловлено эффектом поглощения. Так, при указанных в подписи величинах параметров задачи оптическая глу-бина трассы на несущей частоте для рис.1м равна  $\sim 4,03$ . Поэтому без влияния поглощения высота максимума кривой 1  $|\tilde{A}_{\max}|^2$  здесь была бы не  $\sim 2,83$ , а  $\sim 160$ .

При фиксированной длине трассы (ТЕС) его максимальное сжатие можно обеспечить, варьируя девиацию частоты или длительность импульса. Рис.2 иллюстрирует эффект сжатия и последующего уширения импульса с несущей, принадлежащей метровому диапазону, при увеличении  $\Delta f$  и посто-янных значениях других параметров задачи. Принятые здесь величины ТЕС и эффективной частоты соударений характерны для межпланетных трасс. Отсутствие поглощения проявляется в том, что им-пульс деформируется, сохраняя свою начальную энергию. Мгновенная частота излучения в пределах текущей длительности

импульса при относительно малых девиациях частоты воз-растает (рис.2а), а при относительно больших – убывает (рис.2м). Этот эффект обусловлен частотной зависимостью скорости распространения формирующих импульс гармоник в плазменной среде.

Максимальное сжатие импульса достигается на рис.2з, где  $|\tilde{A}_{\max}|^2 = 226$ .

На рис.3 эффект сжатия и последующего уширения импульса (2) обусловлен уже уменьшением его длительности, остальные параметры задачи здесь те же, что и на рис.2з. Характер изменения огибающей остается таким же, что и на рис.2. Дополнительно заметим, что закон частотной модуляции (1) обеспечивает, как и в предыдущем случае, сохранение формы импульса, близкой к начальной, на этапах его сжатия и уширения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. McIntosh R., El-Khamy S.E. Compression of transmitted pulses in plasmas. // IEEE Trans., vol. 18-AP, no. 2, pp.236-241, 1970.
2. McIntosh R., El-Khamy S.E. Optimum pulse transmission through plasma medium. // IEEE Trans., vol. 18-AP, no. 5, pp.666-671, 1970.
3. Millman G.H., Bell C.D. Ionospheric dispersion of an FM electromagnetic pulse. // IEEE Trans., vol. 19-AP, no. 1, pp.147-149, 1971
4. Field J.C., McConchie A.L. A time domain method for producing pulse compression in a plasma. // IEEE Trans., vol. 20-AP, no. 5, pp.675-676, 1972.
5. Field J.C., McIntosh R.E. Comments on “Optimum pulse transmission through an exponential plasma Inhomogeneity”. // IEEE Trans., vol. 21-AP, no. 1, p.133, 1973.
6. El-Khamy S.E., McIntosh R.E. Optimum transionospheric pulse transmission. // IEEE Trans., vol. 21-AP, no. 2, pp.269-273, 1973.
7. El-Khamy S.E. On pulse compression in dispersive media. // IEEE Trans., vol. 27-AP, no. 3, pp.420-422, 1979
8. Whitman G.M., Felsen L.B. FM pulses in stratified isotropic plasma. // IEEE Trans., vol. 28-AP, no. 3, pp.342-359, 1980.
9. El-Khamy S.E. Matched swept-frequency digital modulation for binary signaling in inhomogeneous dispersive media. // IEEE Trans., vol. 21-AP, no. 1, pp.29-35, 1980.
10. Стрелков Г.М. Сложный радиосигнал в ионосферной плазме. // Радиотехника и электроника, т.53. № 9. с.1094-1103, 2008.

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МИКРОПОЛОСКОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В МНОГОСЛОЙНЫХ СРЕДАХ

**Чебышев В.В., Ястребцова О.И.**

*Московский технический университет связи и информатики*

[tedia@mtuci.ru](mailto:tedia@mtuci.ru), [yastrebtsova@rambler.ru](mailto:yastrebtsova@rambler.ru)

*Приводится строгий электродинамический анализ микрополосковых излучателей в плоских многослойных средах, учитывающий наиболее существенные элементы их реализации, а именно, топологию полосковых проводников, вид слоистой среды и способ возбуждения. Анализ предполагает использование известного формализма построения тензорных функций Грина в слоистых средах с последующим использованием метода интегральных уравнений. Основой анализа является редукция граничной задачи электродинамики к интегро-дифференциальному, в общем случае, уравнению для тока на полосковом проводнике, которое допускает преобразование к одномерным интегро-дифференциальным и интегральным уравнениям первого рода для полного тока полоскового излучателя и их решение на основе принципа саморегуляции. Приводятся алгоритмы численного*



исследования архимедовых и эквиугольных спиралей и результаты численного анализа электродинамических характеристик спиралей на многослойных подложках.

При создании систем мобильной связи наиболее перспективным представляется использование микрополосковых антенных устройств (АУ), которые при известных преимуществах по габаритным характеристикам позволяют изготавливать по технологии интегральных схем конструкции в виде законченных модулей или функциональных узлов. Помимо жёстких требований к виду и габаритам АУ весьма существенным является требование его устойчивой работы в достаточно широком диапазоне частот, превышающем октаву. Целью работы является исследование диапазонных свойств микрополосковых спиральных антенн в виде эквиугольной и архимедовой спиралей на многослойных подложках как антенн вращающейся поляризации, обеспечивающих устойчивую связь для мобильных объектов в условиях города в широкой полосе частот.

Рассматривается следующая задача электродинамики. В среде с плоским слоистым заполнением на одной из границ раздела слоев расположена планарная полосковая структура  $S_{np}$  из тонких ленточных проводников (Рис. 1). Среда моделирует свойства подложек и укрытий для  $S_{np}$  и характеризуется параметрами диэлектрической проницаемостью  $\epsilon(z)$  и магнитной проницаемостью  $\mu_0$ . Среда может содержать в качестве граничного слоя экран с поверхностным импедансом  $Z_s$ .



Рис. 1. Геометрия задачи

Ленточные проводники  $S_{np}$  характеризуются образующей в виде кусочно-гладкой кривой  $\Gamma$  и имеют ширину  $2d, kd \ll 1, k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  - рабочая длина волны, и длину  $2L, kL > 1$ . Для описания геометрии  $\Gamma$  используется ортогональная криволинейная система координат  $(s, v)$  с коэффициентами Ламе  $h_1$  и  $h_2$  и элементами длины  $dl = h_1 ds, dt = h_2 dv$ . Вход излучателя представляется в виде щели в полосковой структуре  $S_{np}$  с размером  $2b, kb \ll 1$ . К краям щели приложена разность потенциалов  $U$ , при которой в щели устанавливается первичное поле  $E^0$ . Предполагая эффективное возбуждение излучателя, расчёт поля  $E^0$  можно провести в квазистатическом приближении [1].

Под действием первичного поля на ленточном проводнике  $S_{np}$  наводится поверхностный ток  $\vec{j}(M_0), M_0 \in S_{np}$ . Поле  $(\vec{E}, \vec{H})$ , создаваемое этим током, будем характеризовать векторным  $\vec{A}$  и скалярным  $\Phi$  потенциалами. По аналогии с решением задач для однородной среды, векторный потенциал  $\vec{A}$  для слоистой среды можно представить

$$\vec{A}(M) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iint_{S_{np}} \vec{j}(M_0) \hat{G}(M, M_0) d\sigma_{M_0} \quad (1)$$

где  $M, M_0$  - точки наблюдения и истока,  $\hat{G}(M, M_0)$  - тензорная функция Грина слоистой среды [1] с элементами  $G_0, g, G_1$ . Скалярный потенциал  $\Phi$  связан с векторным потенциалом  $\vec{A}$  условием калибровки

$$\operatorname{div} \vec{A} + i\omega\varepsilon\mu_0\Phi = 0 \quad (2)$$

Тогда для векторов поля имеем

$$\vec{E} = -\operatorname{grad} \Phi - i\omega\vec{A}, \vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \operatorname{rot} \vec{A} \quad (3)$$

Поле  $(\vec{E}, \vec{H})$ , определяемое соотношениями, удовлетворяет системе уравнений Максвелла, граничным условиям на границах раздела сред и условию излучения на бесконечности. Граничное условие на проводнике  $S_{np}$  выполняется далее при выводе интегральных уравнений задачи.

Для узкого полоскового проводника  $S_{np}$  при  $k_0d \ll 1$  можно ограничиться представлением поверхностного тока  $\vec{j}(M_0) = \vec{s}^0 j_s(M_0)$ ,  $M_0 \in S_{np}$  и потребовать выполнения граничного условия на проводнике в виде

$$(\vec{E} + \vec{E}^0, \vec{s}^0) = 0, M \in \Gamma, \quad (4)$$

где  $\vec{s}^0$  - единичный вектор, касательный контуру  $\Gamma$ . Тогда для указанной составляющей получим уравнение

$$\lim_{M \rightarrow S_{np}} \frac{\partial}{h_1 \partial s_M} \left\{ \iint_{S_{np}} (\vec{s}^0, \vec{s}_0^0) j_s(M_0) \frac{\partial}{h_1 \partial s_M} \tilde{G}(M, M_0) d\sigma_{M_0} + \iint_{S_{np}} (\vec{v}^0, \vec{s}_0^0) j_s(M_0) \frac{\partial}{h_2 \partial v_M} \tilde{G}(M, M_0) d\sigma_{M_0} \right\} + k^2 \iint_{S_{np}} (\vec{s}^0, \vec{s}_0^0) j_s(M_0) G_0(M, M_0) d\sigma_{M_0} = -i4\pi\omega\varepsilon(\vec{E}^0, \vec{s}^0), \quad (5)$$

которое является сингулярным интегро-дифференциальным уравнением первого рода относительно тока  $j_s(M_0)$ ,  $M_0 \in S_{np}$  [2].

Рассмотрим случай кривых  $\Gamma$  постоянной кривизны ( $h_1, h_2 = \text{const}$ ). В результате получим интегральное уравнение

$$\iint_{S_{np}} j_s(M_0) K(M, M_0) d\sigma_{M_0} = i \frac{k}{2\omega} \int_{\Gamma} E^0(u) \sin k|l - u| du + C_1 \sin kl + C_2 \cos kl, M \in \Gamma, M_0 \in S_{np} \quad (6)$$

где ядро уравнения имеет вид

$$K(M, M_0) = (\vec{s}^0, \vec{s}_0^0) \left[ G_0(M, M_0) + \frac{\partial g(M, M_0)}{\partial z} \right] - \frac{k}{2} \int_{\Gamma} (\vec{s}^0, \vec{s}_0^0) \frac{\partial g(M_u, M_0, z)}{\partial z} \sin k|l - -u| du - Q_{ocm}(0(t^2)) \quad (7)$$

Особенность элементов  $G_0(M, M_0)$ ,  $\frac{\partial g(M, M_0)}{\partial z}$ , входящих в ядро (7) и зависящих от расстояния  $\rho_{MM_0}$  имеет порядок  $0(1/\rho_{MM_0})$ ,  $\rho_{MM_0} \rightarrow 0$ , что определяет уравнение (6) как интегральное уравнение Фредгольма первого рода. Отметим, что интегральное уравнение (6) используется для анализа эквиугольной двухзаходной спирали.

Для случая кривых переменной кривизны, к которым относится архимедова спираль, одномерное интегро-дифференциальное уравнение для полного тока на спирали  $I(l)$  имеет вид [3]

$$\lim_{t \rightarrow 0} \frac{\partial}{\partial l} \int_{-L}^L (\vec{s}^0, \vec{s}_0^0) I(l_0) \frac{\partial}{\partial l_0} \tilde{G}(l, l_0, t) dl_0 - k^2 \int_{-L}^L (\vec{s}^0, \vec{s}_0^0) I(l_0) G_0(l, l_0) dl_0 = -i \frac{2\pi}{bW} U \quad (8)$$

Вычислив распределение тока по спирали из численного решения интегрального уравнения (8), можно определить входной импеданс, диаграммы направленности и поляризационные характеристики поля эквиугольной и архимедовой спиралей.

Геометрия двухзаходной эквиугольной спирали описывается соотношениями [1]:

$$r_1(\varphi) = b \exp(a\varphi), r_2(\varphi) = b \exp a(\varphi + \pi), \operatorname{tg} \psi = \frac{1}{a}, t = r(\varphi)(\exp 2\pi a - -1), R_{cn} = b \exp 2N\pi a$$

На рис. 2 и 3 приведены результаты расчета входного импеданса и диаграмм направленности микрополосковой двухзаходной эквиугольной спирали в слоистой среде с параметрами  $H_1 = 0.13\lambda$ ,  $H_2 = 0.03\lambda$ ,  $H_3 = 0.03\lambda$ ,  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 6$ ,  $\varepsilon_3 = 1$  ( $f_0$  соответствует частоте, определяющей размер наибольшего излучающего кольца спирали). Следует отметить улучшение частотных свойств спирали и уменьшение входного импеданса при использовании экрана с чисто емкостным поверхностным импедансом.

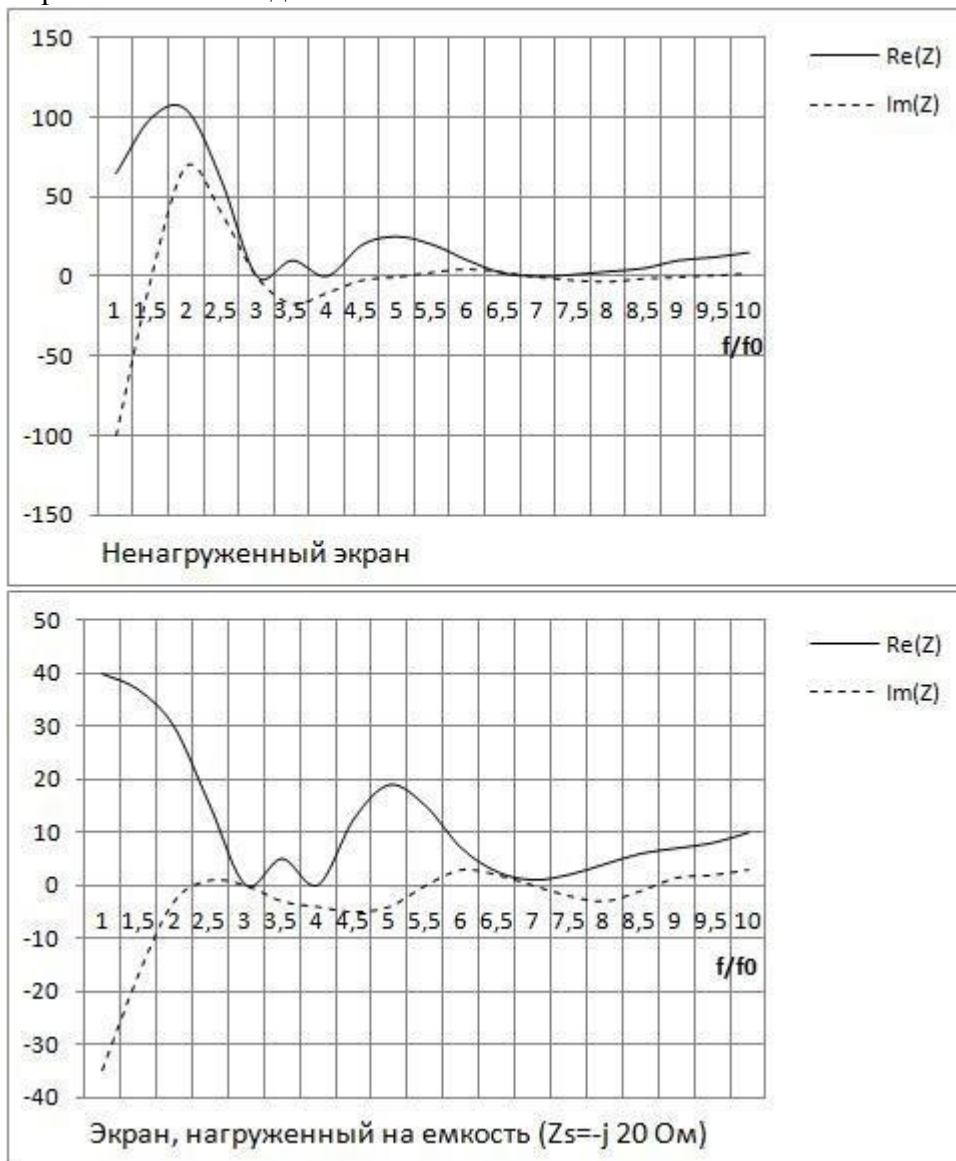


Рис. 2. Зависимость входного импеданса эквиугольной спирали от частоты

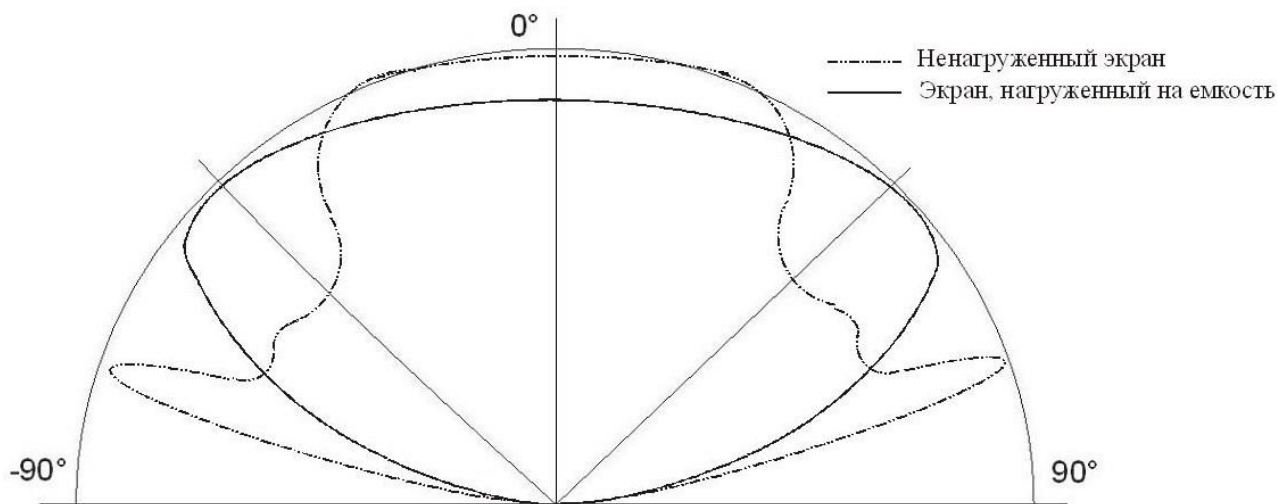


Рис. 3. Диаграммы направленности эквиугольных спиралей при разных экранах

Геометрия двухзаходной архимедовой спирали описывается соотношениями  $r_1(\varphi) = a\varphi + b$ ,  $r_2(\varphi) = a(\varphi + \pi) + b$ ,  $\operatorname{tg}\psi = \frac{r(\varphi)}{a}$ ,  $t = 2\pi a$ ,  $R_{cn} = b + 2N\pi a$  [1]. Для ленточного проводника спирали выполняется условие  $4d < t$ . Численный анализ спирали проводится на основе уравнения (5). На Рис. 4 и 5 приведены результаты расчета входного импеданса и диаграмм направленности микрополосковой двухзаходной архимедовой спирали в слоистой среде с такими же параметрами, как и у эквиугольной спирали ( $H_1 = 0.13\lambda$ ,  $H_2 = 0.03\lambda$ ,  $H_3 = 0.03\lambda$ ,  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 6$ ,  $\varepsilon_3 = 1$ ). Здесь также необходимо отметить улучшение частотных свойств спирали и уменьшение входного импеданса при использовании экрана с емкостным импедансом.

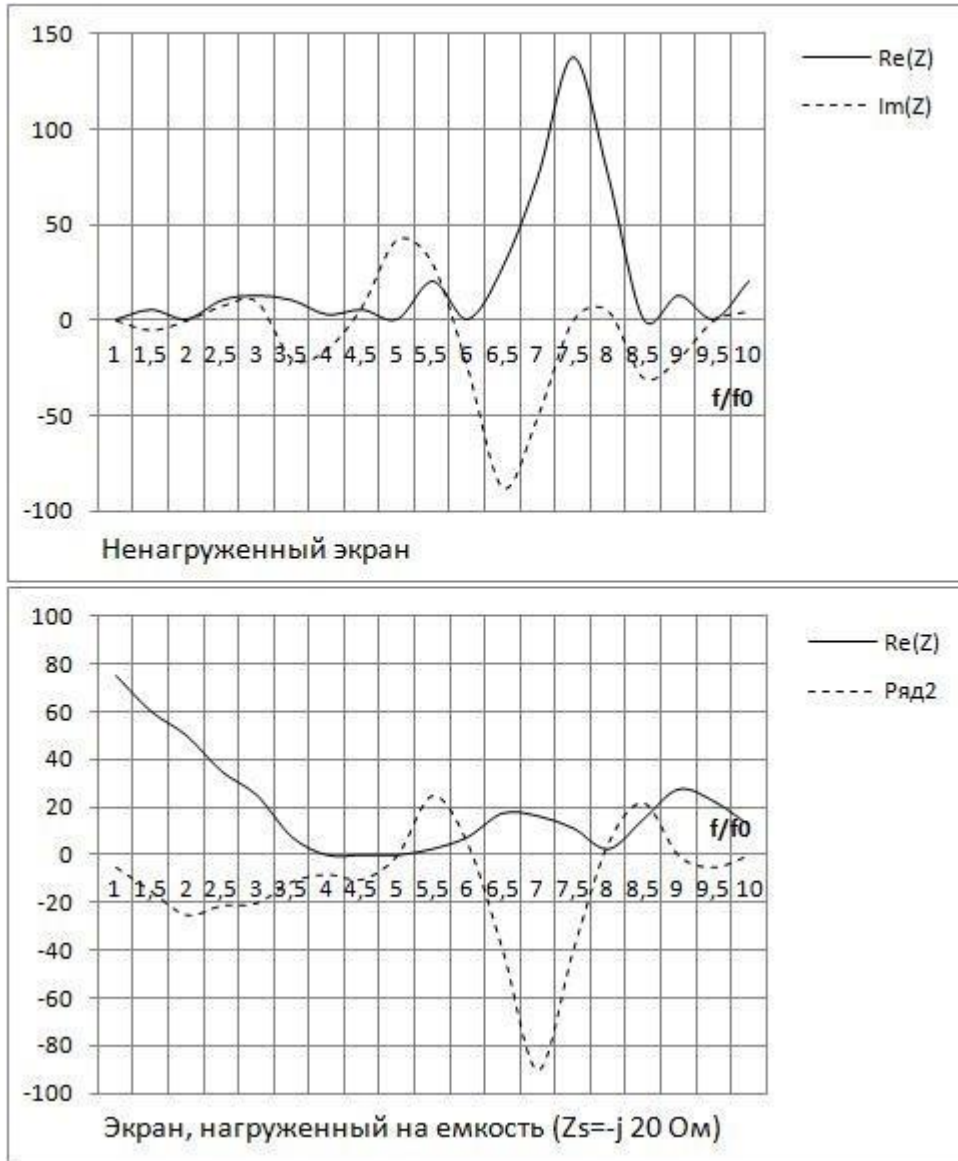


Рис. 4. Зависимость входного импеданса архимедовой спирали от частоты

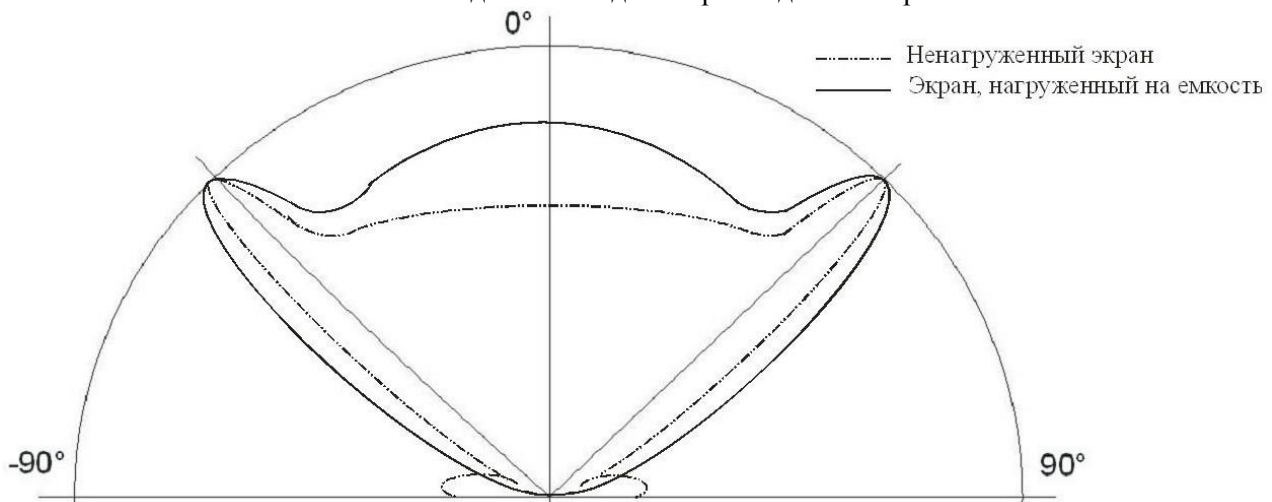


Рис. 5. Диаграммы направленности архимедовых спиралей при разных экранах

Таким образом, видно, что использование многослойных сред, образующих подложку и укрытие микрополосковых спиралей позволяет получить широкополосные спиральные излучатели и изменять их частотные свойства введением импедансного экрана с емкостным поверхностным импедансом.

Сравнение характеристик эквиугольной спирали и архимедовой спирали как спирали с более простой топологией при одинаковой плотности намотки позволяет сделать вывод о большей частотной стабильности характеристик эквиугольных спиралей.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Чебышев В.В. Микрополосковые антенны в многослойных средах. – М.: Радиотехника, 2007, 160с.
2. Дмитриев В.И., Захаров Е.Н. О численном решении интегральных уравнений Фредгольма первого рода. – В кн. Вычислительные методы и программирование, изд. МГУ, 10, 1987, с.49-54.
3. Чебышев В.В. Численный анализ излучающей полосковой спирали – М.: Радиотехника, №2, 1994.

### **Новый метод синтеза поверхности рефлектора антенны для генерации контурного луча**

**Барабошкина Н.А., Плещев В.М., Семенов Б.В., Черных Н.И.**

*ФГБУН Институт математики и механики им. Н.Н.Красовского УрО РАН  
[chernykh@imm.uran.ru](mailto:chernykh@imm.uran.ru)*

*В докладе представлен новый метод синтеза поверхности зеркала, использующий для решения задачи минимизации отклонение диаграммы направленности антенны с перфорированным зеркалом от требуемой контурной диаграммы за счет итерационных процедур фазового синтеза поля в апертуре зеркала на базе простейших свойств комплекснозначных функций и свойств преобразования Фурье. При этом применен оригинальный способ перерасчета характеристик поля в параметры поверхности зеркала с целью его создания при возбуждении поверхности одиночным облучателем. Окончательная поверхность зеркала формируется с помощью разработанного в Институте метода наилучшей аппроксимации сеточных данных сплайнами с одновременной минимизацией нормы второй производной сплайна.*

#### **Постановка задачи**

Рассматривается задача синтеза поверхности рефлектора антенны с одиночным облучателем для создания произвольной, доступной апертуре зеркала диаграммы направленности (так как излучение зеркала представляет собой целую функцию экспоненциального типа, определяемого размерами апертуры зеркала, относительно переменных  $u$ ,  $v$ , характеризующих направление излучения).

#### **Введение**

Антенны с одиночными облучателями, генерирующие контурные лучи за счет нужным образом профилированных поверхностей рефлекторов, обслуживающие со стационарной космической орбиты отдельные регионы, отличаются простотой конструкции, надежны в эксплуатации и оптимальным образом решают проблемы электромагнитной совместимости. Известно несколько хорошо зарекомендовавших себя методов синтеза поверхности зеркала антенны, так или иначе связанных с проблемой минимизации многопараметрических (как

правило, нелинейных) функционалов, описывающих целевую функцию синтеза поверхности зеркала. Либо это прямые методы оптимального изменения поверхности базового зеркала при ее вариации с помощью удобного аналитического аппарата (ортогональные или интерполяционные полиномы, сплайны, всплески [1–4]) с минимизацией отклонения рассчитываемых диаграмм направленности (ДН) от требуемой контурной ДН. Либо это методы, связанные с синтезом электромагнитных полей в апертуре зеркала, порождающих в дальней зоне набор парциальных (узких) лучей [5–9]. При этом парциальные лучи выбираются так, что их максимумы расположены в узлах выбранной сетки в контурной зоне обслуживания. Результирующее поле в апертуре строится с помощью оптимального выбора параметров суперпозиции (линейной комбинации) этих лучей по критериям максимальной равномерности поля в зоне обслуживания и минимальности его вне зоны, а также с оптимизацией, при необходимости, указанной сетки направлений парциальных лучей. После этого производится расчет формы поверхности зеркала для генерации им и выбранным облучателем синтезированного в апертуре оптимального поля. Разработанные методы весьма эффективны для синтеза поверхности зеркала с диаметром порядка нескольких десятков длин волн.

В докладе будет представлен разработанный нами метод синтеза поверхности зеркала, который также связан с решением задачи оптимизации, но без применения общей теории минимизации многопараметрических нелинейных задач, а за счет эффективного использования специфики задачи синтеза поверхности зеркала и специальных свойств двумерного преобразования Фурье. Простота метода вселяет уверенность, что его можно модифицировать для решения задачи синтеза профиля зеркал больших размеров и сложной формы контурного луча с гладкой границей его поперечного сечения. Метод также можно приспособить к задаче фазового управления излучением больших антенных решеток в реальном масштабе времени.

#### **Непрерывная модель алгоритма синтеза поверхности зеркала**

Считаем размеры и форму апертуры зеркала, ДН облучателя и модель  $D(\theta, \varphi)$  требуемой диаграммы направленности заданными. Это может быть модель ДН широкого луча, контурного луча, нескольких узких или средней ширины лучей, модель, удовлетворяющая заданным энергетическим параметрам, согласованным между собой и с размерами раскрыва зеркала, по уровню боковых лепестков, крутизне скатов главного лепестка (главных лепестков), величине зоны обслуживания. Такие требования к ДН могут возникнуть как для обеспечения систем связи, так и для других целей, например, для обслуживания конкретной группы объектов одной антенной, размещенной на спутнике со стационарной орбитой. Удобно считать плоскость  $XOY$  совпадающей с апертурой  $A$  зеркала офсетной антенны – вырезкой из параболоида вращения (хотя последнее не обязательно), а ось  $OZ$  – проходящей через фазовый центр облучателя, совпадающий в случае параболоида с его фокусом, перпендикулярно к  $A$ .

В качестве начального зеркала возьмем пока смещенную вырезку из осесимметричного параболоида. Для решения задачи синтеза поверхности нужно рассчитать электрическое поле в раскрыве зеркала (точнее, его компоненту  $\dot{E}(x, y)$  на выбранной поляризации), порожденное токами на зеркале, наведенными электромагнитным полем облучателя. ДН и направление оси облучателя выбираем так, чтобы большая часть энергии от облучателя падала на зеркало (например, по уровню 1/100 его мощности на краю зеркала). В дальнейшем апертуру и распределение амплитуды  $|\dot{E}(x, y)|$  поля  $\dot{E}(x, y)$  мы не будем менять, поскольку будем применять незначительную локальную вариацию элементарных участков зеркала. Фаза

$2\pi S_0(x, y) = \arg \dot{E}(x, y)$  будет начальным функциональным “параметром”, который и будем менять в процессе решения поставленной задачи синтеза. Электродинамическую задачу поиска  $\dot{E}(x, y)$  можно решить различными известными способами. Мы считаем очень эффективным расчет поля в апертуре зеркала, возбужденного токами, наведенными облучателем, проводить с помощью векторной модели поля в ближней зоне антенны с использованием операций векторной алгебры.

Итак, зная  $\dot{E}(x, y)$  в раскрыве зеркала, получаем представление поля  $\hat{E}(u, v)$  в дальней зоне в виде интеграла Кирхгофа:

$$\hat{E}(u, v) = \iint_A \dot{E}(x, y) e^{-2\pi i(ux+vy)} dx dy, \quad (1)$$

где  $u = k \sin \theta \cos \varphi$ ,  $v = k \sin \theta \sin \varphi$ ,  $(\theta, \varphi)$  – углы сферической системы координат, определяющие направление на соответствующую точку  $P = P(r, \theta, \varphi)$  ( $r \gg 1$ ) в дальней зоне антенны. Константу  $k$  в свободном пространстве можно принять равной  $1/\lambda$  и, масштабируя  $x$  и  $y$  в длинах волн, считать переменные  $u, v$  безразмерными величинами. Положим  $|\dot{E}(x, y)| = E(x, y)$ . Функция  $S_0(x, y)$  находится из условия  $\dot{E}(x, y) = E(x, y) \exp(2\pi i S_0(x, y))$ . Будем  $S_0(x, y)$  трактовать как длину оптического пути «точка  $(x, y) \in A$  – точка  $(x, y, z(x, y))$  на зеркале – фазовый центр облучателя» в длинах волн, где  $z(x, y)$  – уравнение исходного зеркала. Хотя в  $2\pi S_0(x, y)$  аддитивно входит еще и фазовая составляющая комплексной ДН облучателя, ее легко предварительно учесть в виде дополнительного множителя  $e^{i\varphi(x, y)}$  к  $\dot{E}(x, y)$ . Пренебрегая явлением дифракции на краях зеркала, будем считать, что излучение антенны распространяется только в полупространство  $z > 0$  и, в частности, считать, что  $E(x, y) \equiv 0$  при  $(x, y) \in \mathbf{R}^2 \setminus A$ . Таким образом, отсюда и из (1) имеем

$$\hat{E}(u, v) = \hat{E}(u, v, S) = \iint_{\mathbf{R}^2} E(x, y) e^{2\pi i S(x, y)} e^{-2\pi i(ux+vy)} dx dy, \quad S = S_0, \quad (2)$$

что есть преобразование Фурье так доопределенной функции  $\dot{E}$ . Расширим также зону обслуживания  $\Omega$ , в которой задана модель ДН будущей реальной ДН антенны, до всей плоскости  $\mathbf{R}^2$ , полагая  $D(u, v)$  в  $\mathbf{R}^2 \setminus \Omega$  нулем. Теперь мы можем определить среднеквадратическое отклонение

$$\Delta(D, \hat{E}) =: \left\| D(u, v) - \hat{E}(u, v; S) \right\|_{L^2(\mathbf{R}^2)} = \left( \iint_{\mathbf{R}^2} \left( D(u, v) - \hat{E}(u, v; S) \right)^2 du dv \right)^{1/2}, \quad (3)$$

(для начального зеркала считаем  $S = S_0$ ) и рассмотрим следующую задачу фазового синтеза ДН антенны: найти на апертуре  $A$  функцию  $S(x, y) = S(x, y; D)$ , на которой достигается величина

$$\delta =: \inf_S \Delta(D(u, v), \hat{E}(u, v; S)), \quad (4)$$

где нижняя грань берется по всем вещественным функциям  $S(x, y)$ . Отметим, что реальным углам  $(\theta, \varphi)$  здесь соответствует только часть пространства  $\mathbf{R}^2$  – круг  $u^2 + v^2 \leq 1$ , но, решая задачу (4) минимизации величины  $\Delta(D, \hat{E})$ , определенной в (3) и (2), мы минимизируем заодно и поток энергии от облучателя в реактивную зону антенны. Далее применяем идеологию фазового синтеза (см., напр., [10, 11]), разработанную для гибридных зеркальных антенн. Имеем:



$$\begin{aligned} \delta^2 &= \inf_S \inf_{\psi} \iint_{\mathbf{R}^2} \left| D(u, v) e^{i\psi(u, v)} - F^-(E(x, y) e^{2\pi i S(x, y)})(u, v) \right|^2 du dv = \\ &= \inf_{\psi} \inf_S \iint_{\mathbf{R}^2} \left| F^+(D(u, v) e^{i\psi(u, v)})(x, y) - E(x, y) e^{2\pi i S(x, y)} \right|^2 dx dy. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь функции  $\psi$  и  $S$  вещественные,  $(F^{\pm} g)(s, t) = \iint_{\mathbf{R}^2} g(\xi, \zeta) e^{\pm 2\pi i (s\xi + t\zeta)} d\xi d\zeta$  – обратное и прямое

преобразование Фурье функции  $g \in L(\mathbf{R}^2)$ . Равенства в (5) вытекают из (4), (3), равенства Парсеваля, так как в них внутренний  $\inf$  по  $\psi$  и внутренний  $\inf$  по  $S$  достигаются при

$$\psi_s(u, v) = \arg(F^-(E e^{2\pi i S}))(u, v); \quad 2\pi S_{\psi}(u, v) =: \arg(F^+(D e^{i\psi}))(x, y). \quad (6)$$

Из приведенных рассуждений следует, что решение  $S(x, y)$  ( $(x, y) \in A$ ) задачи (4) вместе с решением  $\psi$  задачи

$$\inf_{\psi} \iint_{\mathbf{R}^2} \left( E(x, y) - \left| F^+(D e^{i\psi})(x, y) \right| \right)^2 dx dy$$

должны удовлетворять системе уравнений (6) и их можно решать численно. Для этого опять воспользуемся очевидными фактами, что для любых вещественных измеримых на  $\mathbf{R}^2$  функций  $\psi(u, v)$  и  $S(x, y)$  имеем:

$$\left\| D e^{i\psi_s} - F^-(E e^{2\pi i S}) \right\|_{L^2(\mathbf{R})} \leq \left\| D e^{i\psi} - F^-(E e^{2\pi i S}) \right\|_{L^2(\mathbf{R})} = \left\| F^+(D e^{i\psi}) - E e^{2\pi i S} \right\|, \quad (7)$$

$$\left\| F^+(D e^{i\psi}) - E e^{2\pi i S} \right\| \leq \left\| F^+(D e^{i\psi}) - E e^{2\pi i S} \right\|_{L^2(\mathbf{R})}. \quad (8)$$

Далее, начав с функции  $S_0(x, y)$  и используя попеременно обе формулы (6), получим цепочку функций

$$\psi_{s_0}(u, v), S_{\psi_{s_0}}(x, y) =: S_1(x, y), \psi_{s_1}(u, v), S_2(x, y) =: S_{\psi_{s_1}}(x, y), \dots, \psi_{s_{n-1}}(u, v), S_n =: S_{\psi_{s_{n-1}}}, \dots$$

Введем еще обозначения для следующих отклонений:

$$\begin{aligned} \delta^n &= \left\| D e^{i\psi_{s_n}} - F^-(E e^{2\pi i S_n}) \right\| = \left\| F^+(D e^{i\psi_{s_n}}) - E e^{2\pi i S_n} \right\|, \\ \delta_n &= \left\| F^+(D e^{i\psi_{s_n}}) - E e^{2\pi i S_{n+1}} \right\| = \left\| D e^{i\psi_{s_n}} - F^-(E e^{2\pi i S_{n+1}}) \right\|. \end{aligned}$$

Подставляя в (7)  $S = S_n(x, y)$ ,  $\psi = \psi_{s_{n-1}}(u, v)$ , а в (8)  $S = S_n(x, u)$ ,  $\psi = \psi_{s_n}$ , получаем цепочку неравенств  $\dots \geq \delta_{n-1} \geq \delta^n \geq \delta_n \geq \dots$  ( $n = 1, 2, \dots$ ).

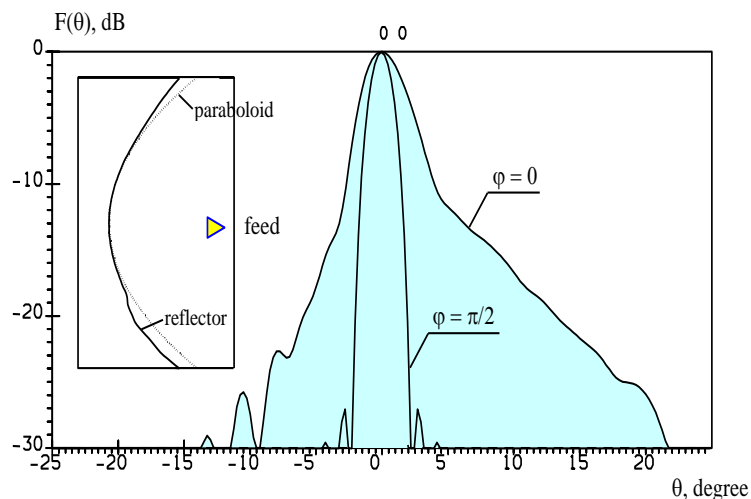
Так как  $\psi_{s_n} = \arg F^-(E e^{2\pi i S_n})$ ,  $F^-(E e^{2\pi i S_n}) = \hat{E}(u, v; S_n)$ , то  $\delta^n = \left\| D - \left| \hat{E}(u, v; S_n) \right| \right\|$  – расстояние от модели ДН до диаграммы направленности  $\left| \hat{E}(u, v; S_n) \right|$  антенны, у которой электрическое поле в апертуре  $A$  (точнее, компонента поля на главной поляризации) равно  $E(x, y) e^{2\pi i S_n(x, y)}$ . Это расстояние с ростом  $n$  убывает и стремится к некоторой величине  $\delta_{\infty}(S_0) > 0$ . Эта величина зависит от начальной фазы  $S_0(x, y)$ , при разных  $S_0$  могут появляться существенно разные аппроксимирующие  $D(u, v)$  последовательности  $\left| \hat{E}(u, v; S_n) \right|$ , так как задача (3)–(4) многоэкстремальная. Например, если  $\hat{E}(u, v; S^*)$  точное решение этой задачи, то решениями будут и  $\hat{E}(u, v; S^* + \text{const})$ . Здесь также не следует ожидать равенства  $\delta_{\infty}(S_0) = 0$  при каком-то  $S_0(x, y)$ , так как для этого необходимо, чтобы  $D(u, v) = (F^-(E e^{2\pi i S}))(u, v)$  в  $\mathbf{R}^2$  при некотором  $S$ , для чего, как минимум, пришлось бы отказаться от финитности  $D(u, v)$ . Тем не менее, хотя

последовательность не аппроксимирует  $D(u, v)$  в  $L^2(R)$  сколь угодно точно, можно ожидать, что при больших  $n$  функции  $|\hat{E}(u, v; S_n)|$  будут наследовать основные черты модели  $D(u, v)$  требуемой ДН, что в самых разных ситуациях было нами проверено многократно в вычислительных экспериментах.

### О численной реализации алгоритма синтеза поверхности зеркала

Вычислительные процедуры мы проводили, используя разбиении апертуры зеркала на квадратные ячейки размером порядка длины волны  $\lambda$  и с разбиением области обслуживания  $\Omega$  в плоскости  $(u, v)$  на квадратные ячейки порядка 0,2 градуса по переменным  $(\theta, \varphi)$ . Все интегралы вычислялись по квадратурным формулам прямоугольников. Промежуточные версии поверхности зеркала, соответствующие расчетным фазовым сдвигам  $S_n(x, y)$ , мы представляли в виде параболических «чешуек» с фокусом в том же фазовом центре облучателя. Получаемые расчетные сетки на поверхности будущих зеркал, соответствующих выбранному фазовому распределению  $S_N(x, y)$ , продолжали до гладкой поверхности по методу, разработанному А.А.Сазановым [12], в виде интерполяционных кубических сплайнов с минимальной нормой их второй производной.

Работоспособность метода проверена в вычислительных экспериментах. Ниже приводится пример диаграммы типа «двойной косеканс» антенны с одиночным облучателем и рифленным зеркалом, рассчитанным по этой методике.



### Заключение

Начальный шаг описанного алгоритма мы традиционно начали с зеркала в виде вырезки из параболоида вращения. Однако ясно, что это необязательно. Можно взять область  $A$  в плоскости  $XOY$  любого размера и формы, как апертуру зеркала задаваемого вида, вогнутого в сторону отрицательных значений оси  $OZ$  (или плоского, совпадающего с апертурой), выбрать положение общего фокуса  $F$  всех будущих параболических «чешуек», задав достаточно мелкую квадратную сетку в апертуре зеркала. Затем аппроксимировать выбранную начальную поверхность зеркала с помощью параболических ячеек – вырезок из параболоидов вращения с фокусом  $F$ , совпадающим с фазовым центром облучателя, и использовать далее весь описанный выше алгоритм, выбирая в качестве  $S_0(x, y)$  длину оптических путей лучей из фокуса  $F$ , отраженных от начального чешуйчатого зеркала, до точек апертуры  $A$ .

ЛИТЕРАТУРА

1. Шишлов А.В., Шитиков А.М. О применении двумерного интерполяционного ряда Котельникова для синтеза антенн с контурными диаграммами направленности // Радиофизические методы обработки сигналов, Междуведомственный сборник научных трудов, Мосеева, МФТИ. 1996. С. 112–128.
2. Реутов А.С., Шишлов А.В. Особенности поэтапного синтеза рефлекторов зеркальных антенн с контурными диаграммами направленности, с использованием сплайнового представления поверхности зеркала // Электромагнитные волны и электронные системы. 2003. № 2. С.4 – 14.
3. Узолин Е.Ю., Крюков И.Г. Синтез профиля поверхности рефлекторов однозеркальных контурных антенн с использованием полиномов Цернике // Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. 2012. № 2(26). Часть 1. С. 92–95.
4. Vipiana F., Pirinoli P., Vecchi G. Wavelet-Mom analysis of 3D antennas with triangular mesh. Antennas and Propagation Society International Symposium, 2004. IEEE, v.2, p. 1471–1474.
5. Woodward P.M., Lawson J.D. The theoretical precision with an Arbitrary Radiation-pattern may be Obtained from a Source of Finite Size // Proc. IRE. 1948. V. 95. Pt. 3. P. 362–370.
6. Jorgensen R. Coverage shaping of contoured-beam antennas by aperture field synthesis // IEE Proc. 1980. V. 127. № 4. P. 201–208.
7. Alan R. Cherrette, Roberto J. Acosta. A Method for Producing a Shaped Contour Radiation Pattern Using a Single Shaped Reflector and a Single Feed // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1989. V. 37. №. 4. P. 698–706.
8. Sazonov D. M., Frolov N. Ja. A Universal Method for Synthesis of Shaped Contour Beam Reflector Antennas with a Single-element or Multiple-element Feeds // Proceedings of the 28 Moscow International Conference of Antenna Theory and Technology, 22-24 September 1998, Moscow, Russia. P. 399-402.
9. Шишлов А.В. Зеркальные антенны с контурными диаграммами направленности – эффективность и предельные возможности // Радиотехника, 2006. № 4. С. 45-50.
10. Чони Ю.И. Синтез антенн по заданной амплитудной диаграмме направленности // Радиотехника и электроника. 1971. Т. 15. № 5. С. 726–734.
11. Арестов В.В., Балаганский В.С., Гусевский В.И., Семенов Б.В., Соболев Б.С., Черных Н.И., Шарин Н.П. Проблема фазового синтеза ДН ГЗА // Век радио: Перспективные пути развития антенных систем и космической связи, теории управления и распознавания образов. 1996. С. 29–55.
12. Sazanov A.A. Approximative properties of generalized interpolating splines in a metric linear space // Proceeding of the Steklov Institute of Mathematics. 2002. Suppl. 2. P.155–161.
13. Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований Президиума РАН “Математическая теория управления” при финансовой поддержке Уральского отделения РАН (проект 12-П-1-1022) и Министерства образования и науки РФ (проект 1.1544.2011).

## Методы исследования электромагнитных параметров наноматериалов в миллиметровом диапазоне

Гарин Б.М., Ястребков К.В., Бусько В.Г., Чигряй Е.Е., Чмутин И.А.

*Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Фрязинский филиал  
Московская обл., 141190, Фрязино, площ. Введенского, 1  
[bormigar@yandex.ru](mailto:bormigar@yandex.ru)*

*Модифицированы два метода измерения действительной и мнимой частей показателя преломления наноматериалов в миллиметровом (ММ) диапазоне. Один из них – метод измерения по коэффициентам отражения и пропускания. Этот метод был модифицирован для измерений тонких образцов углеродных нанотрубок (УНТ) с учётом влияния многократных переотражений внутри тонкого образца с относительно малым затуханием. Другой метод измерения – по сдвигу интерференционных минимумов, ранее был разработан для измерения в ММ диапазоне образцов, у которых действительная часть показателя преломления велика по сравнению с мнимой частью. Этот метод модифицирован для измерения материалов относительно большой мнимой частью показателя преломления, в частности, материалов с УНТ, в которых действительная и мнимая части показателя преломления соизмеримы по величине (одного порядка). Кроме того, разработан новый метод по измерениям коэффициентов отражения на двух волноводах. Первый метод предназначен для относительно прозрачных образцов, а два последних – для непрозрачных. С помощью этих методов были получены частотные зависимости действительной и мнимой частей показателя преломления на частотах 80–120 ГГц 3-х образцов многостенных УНТ (в виде тонкой прессованной пластины («мата») и двух порошков), полученных термокаталитическим методом из углеводородов на катализаторах на основе никеля.*

### Введение

Наука и технология углеродных нанотрубок (УНТ) в настоящее время испытывает бурное развитие [1–4]. Уже к настоящему времени эти материалы начали находить применение в различных областях, и широта этих приложений быстро возрастает [1–4]. Среди них можно, в частности, отметить применение УНТ для разработки перспективных материалов для широкополосных поглотителей электромагнитных волн СВЧ диапазона. УНТ позволяют создавать материалы с регулируемыми в широких пределах диэлектрическими и магнитными свойствами: проводящие полимеры на основе УНТ, наноструктурные магнитодиэлектрики. Эти материалы эффективны при создании тонких и лёгких поглотителей с заданным уровнем коэффициента отражения [4].

Углеродные нанотрубки (УНТ), наряду с фуллеренами, относятся к углеродным каркасным структурам. УНТ называют полые внутри цилиндрические образования составленные из так наз. "графеновых" плоскостей, составленных из атомов углерода и сходных по своей структуре с плоскостями в структуре графита. УНТ бывают «одностенные» и «многостенные». Последние обычно представляют структуры из набора вставленных друг в друга одностенных УНТ и др. сходные структуры.

Многостенные УНТ проявляют значительные различия в длинах и диаметрах и др. параметрах [2]. В зависимости от условий проведения синтеза, диаметр многостенных УНТ составляет ~20–100 нм, длины ~1–10 мкм.

Электромагнитные параметры различных УНТ и композитов на их основе исследовались в диапазоне частот 3–30 ГГц и при более низких частотах [2, 3]. В [3] разработан метод определения удельной электропроводности углеродных нанотрубок на постоянном токе исходя из величины диэлектрических потерь прессованных плёнок («матов») из нанотрубок в указанном диапазоне.

При более высоких частотах, 30–300 ГГц, соответствующих миллиметровому (ММ) диапазону электромагнитных волн, УНТ и, в частности, многостенные УНТ, до настоящего времени мало исследованы. Остаются также мало разработанными методы измерений параметров чистых УНТ и композитов на их основе в ММ диапазоне.

Ранее были разработаны два метода измерения электромагнитных свойств веществ в миллиметровом диапазоне [5]. Один из них – метод определения действительной и мнимой частей показателя преломления по измеренным коэффициентам отражения и пропускания образца. Он обеспечивает достаточно высокую точность на образцах из материалов с малым поглощением.

Другой метод определения действительной и мнимой частей показателя преломления, по сдвигу интерференционных минимумов, описанный в [5], был разработан для измерения в ММ диапазоне образцов с малым тангенсом угла диэлектрических потерь. Он позволяет проводить измерения непрозрачных образцов с удовлетворительной точностью, что позволяет определить свойства тех материалов, для которых технически сложно получить прозрачные образцы.

Цель настоящей работы состояла в том, чтобы модифицировать уже существующие [5] и разработать новые методы измерения электромагнитных свойств на миллиметровых волнах не только нанотрубок, но и других наноматериалов.

### 1. Методы измерений

В данной работе описан ряд методов измерения действительной и мнимой составляющих комплексного показателя преломления образцов наноматериалов (матов и порошков) в миллиметровом диапазоне. В частности, модифицированы два метода: а) по коэффициентам отражения и пропускания; б) по сдвигу интерференционных минимумов. А также разработан новый метод: по коэффициентам отражения на двух волноводах.

#### 1.1. Метод измерений по коэффициентам отражения и пропускания

Этот метод аналогичен методу, описанному в [5], но модифицирован для измерения тонких плёнок, т.к. ранее не учитывалась интерференция из-за многократного переотражения в них. Для данного метода требуются образцы с коэффициентом пропускания 2-10 дБ. Т.к. порошки нанотрубок сильно поглощают в миллиметровом диапазоне, то этим методом измерялись только образцы с толщиной менее 0,5 мм.

Установка состоит из панорамного измерителя КСВН и ослаблений в диапазоне 78-118 ГГц, прямоугольного металлического волновода и двух рупоров. Образец вставляется между двумя рупорами.

*Методика измерения.*

Измеряется толщина образца с помощью микрометра с точностью  $\pm 0,01$  мм.

На нескольких частотах измеряются в децибелах: коэффициенты отражения от металла и образца; коэффициент пропускания через образец.

Выведены формулы и разработан метод расчёта действительной и мнимой частей показателя преломления образца,  $n$  и  $k$  из измеряемых величин.

### 1.2. Метод измерений по сдвигу интерференционных минимумов.

В [5] описан метод измерения комплексного показателя преломления по сдвигу интерференционных минимумов для материалов, у которых действительная часть значительно превышает мнимую. У УНТ действительная и мнимая части – величины одного порядка. В связи с этим в настоящей работе разработана модификация данного метода, которая позволяет измерять не только нанотрубки, но и другие материалы с существенной мнимой частью показателя преломления. Метод применим для образцов относительно большой толщины, в которых отражение от задней границы не влияет на результаты. Установка состоит из панорамного измерителя, прямоугольного металлического волновода, прямоугольного рупора, а также пластины с малым затуханием и толщиной больше половины длины волны в ней.

*Методика измерения.*

Пластина кладется на рупор, а на неё – образец. Измеряются интенсивности падающей и отраженной волн. Эти сигналы подаются на панорамный измеритель.

Разработан метод расчёта  $n$  и  $k$  из измеряемых величин.

### 1.3. Метод измерений по коэффициентам отражения на двух волноводах.

Этот метод разработан на основе использования зависимости коэффициента отражения от поверхности образца как от комплексного показателя преломления, так и от продольного волнового числа в волноводе, приведенной в [5]. Для этого метода применимы образцы большой толщины, в которых отражение от задней границы не влияет на результаты, т.к. учитывается только отражение от передней границы, а от задней – пренебрегается.

Установка состоит из панорамного измерителя, прямоугольного металлического волновода и двух сменных прямоугольных рупоров с сечением разного размера.

*Методика измерения.*

Измеряются длина и ширина поперечного сечения рупоров с точностью  $\pm 0,1$  мм.

Измеряются в децибелах на нескольких частотах: коэффициенты отражения от металла и образца на первом и втором рупорах.

Измерение коэффициентов отражения от металла необходимо для калибровки прибора на каждой частоте.

Разработан метод расчёта  $n$  и  $k$  из измеряемых величин.

## 2. Результаты измерений и обсуждение

В работе на частотах 78-118 ГГц, исследовались параметры многостенных углеродных нанотрубок, полученных термокаталитическим методом из углеводородов на катализаторах на основе никеля (производитель: ООО «Тамбовский инновационно-технологический центр машиностроения», г. Тамбов). Были исследованы 3 образца:

*Образец 1:* мат из многостенных углеродных нанотрубок, спрессованный под давлением  $10^3$  кГ/см при комнатной температуре. Диаметр трубок 50 нм, длина 3-10 мкм; содержание трубок 90-94% (масс.), остальное – фуллереновая сажа и катализатор. Толщина образца 0,1 мм.

*Образец 2:* порошок из УНТ. Диаметр трубок 50 нм, длина 3-10 мкм; содержание трубок 90-94% (масс.).

*Образец 3:* порошок из УНТ. Диаметр трубок 50 нм, длина 7-10 мкм; содержание трубок 90-94% (масс.).

При измерениях порошков они насыпались в специальную кювету диаметром больше сечения рупоров. Толщина слоя порошка составляла 1-2 мм. Поэтому они были непрозрачными, и не измерялись методом коэффициентов отражения и пропускания.

Ниже приведены на рис. 1–4 в качестве примеров ряд полученных результатов измерений.

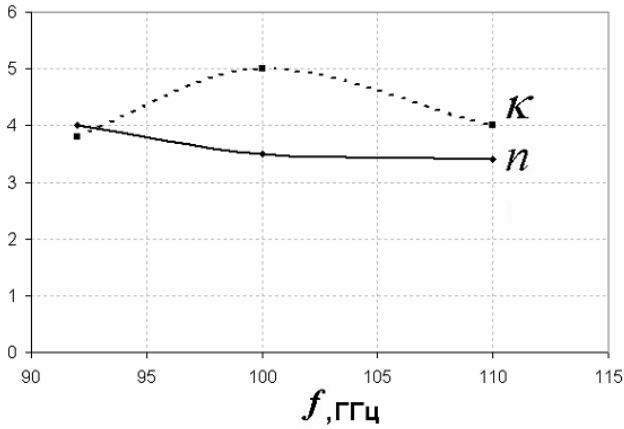


Рис. 1. Зависимости действительной  $n$  и мнимой  $K$  частей показателя преломления от частоты для образца 1, полученные методом измерений по коэффициентам отражения и пропускания.

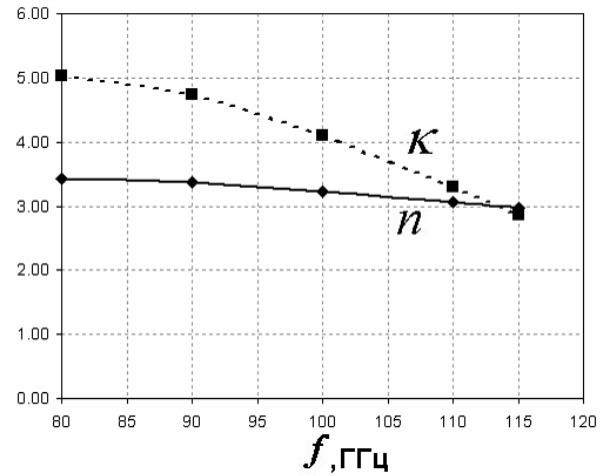


Рис. 2. Зависимости  $n$  и  $K$  от частоты для образца 1, полученные методом измерений по коэффициентам отражения на двух волноводах.

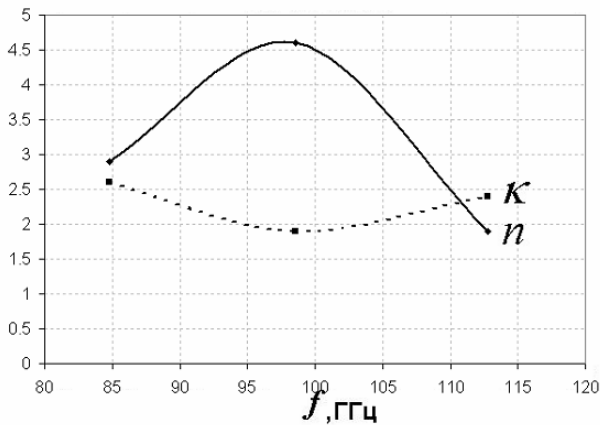


Рис. 3. Зависимости  $n$  и  $K$  от частоты для образца 2, полученные методом измерений по сдвигу интерференционных минимумов.

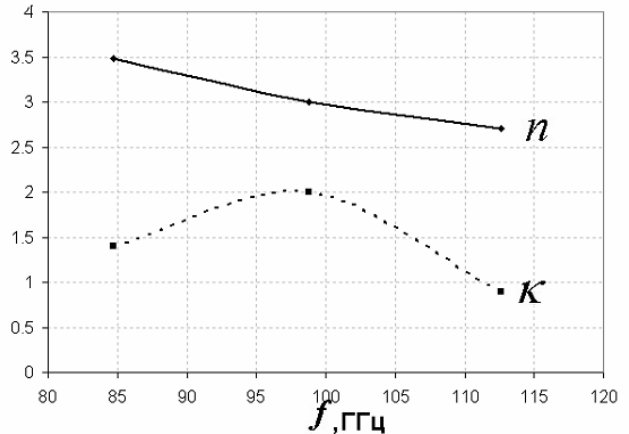


Рис. 4. Зависимости  $n$  и  $K$  от частоты для образца 3, полученные методом измерений по сдвигу интерференционных минимумов.

У всех трех образцов  $n$  и  $k$  в целом убывают с ростом частоты. Измеренные величины для образца 2 несколько выше, чем для образца 3. Это можно объяснить составом из более крупных частиц УНТ в образце 3.

### 3. Заключение

В данной работе были модифицированы два ранее разработанных в [5] метода измерения действительной и мнимой частей показателя преломления. Один из них – метод измерения по коэффициентам отражения и пропускания. Он неприменим для УНТ из-за того, что не учитывал влияние на результат многократных переотражений внутри тонкого образца с малым затуханием. Поэтому этот метод был модифицирован для измерений тонких образцов. Другой метод измерения, по сдвигу интерференционных минимумов, описанный в [5], был разработан для измерения в ММ диапазоне образцов, у которых действительная часть показателя преломления велика по сравнению с мнимой. Он неприменим для УНТ, т.к. в них обе части показателя преломления одного порядка или соизмеримы. Этот метод был

модифицирован для материалов с существенной мнимой частью показателя преломления. Кроме того, разработан новый метод: по измерениям коэффициентов отражения на двух волноводах.

Первый метод предназначен для прозрачных образцов, а два последних – для непрозрачных. С помощью этих методов были получены зависимости действительных и мнимых частей показателей преломления образцов УНТ, а так же на практике были отработаны приемы измерения на примере этих образцов.

Данные измерений показывают, что УНТ обладают большим тангенсом угла потерь ( $\text{tg}\delta \sim 1$ ) в ММ диапазоне. Это позволяет использовать их в качестве хороших поглотителей с варьируемыми параметрами в ММ диапазоне.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Adams T.A. Physical Properties of Carbon Nanotubes. – 2000: web-сайт: <http://www.pa.msu.edu/cmp/csc/ntproperties/>.
2. Томишко М.М., Алексеев А.М., Томишко А.Г., Клинова Л.Л., Путилов А.В. Демичева О.В., Шклярова Е.И., Чмутин И.А., Балаклиенко Ю.М., Мармер Э.Н., Шило Д.В. Углеродные нанотрубки – основа материалов будущего. // Нанотехника // №1, С. 10–15, 2004.
3. Томишко М.М., Чмутин И.А., Демичева О.В., Шклярова Е.И. Электрические и магнитные свойства многостенных углеродных нанотрубок, полученных термокаталитическим методом. Четвертая Международная конференция "УГЛЕРОД: фундаментальные проблемы науки, материаловедение, технология", М., 26–28 октября 2005, Сборник трудов, Издательство МГУ, 2005, С. 119.
4. Казанцева Н.Е., Рывкина Н.Г., Чмутин И.А. Перспективные материалы для поглотителей электромагнитных волн сверхвысокочастотного диапазона. // Радиотехника и электроника, Т.48, №2, С. 196–209, 2003.
5. Куликов А.С., Кишан П., Мериакри В.В., Пракаш Ч., Тхакур О.П., Чаткрье С.Н., Чигряй Е.Е. Диэлектрические свойства твердых растворов на основе BST и PZT в коротковолновой части миллиметрового диапазона волн. // Электромагнитные волны и электронные системы, Т.7, №2, С.60–63, 2002.



## ГЕНЕРАЦИЯ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ПУЧКОВО- ПЛАЗМЕННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

А.В. Аржанников<sup>1,2</sup>, А.В. Бурдаков<sup>1,2</sup>, В.С. Бурмасов<sup>1,2</sup>, Л.Н. Вячеславов<sup>1,2</sup>, И.А. Иванов<sup>1,2</sup>,  
С.А. Кузнецов<sup>1,2</sup>, М.А. Макаров<sup>1</sup>, К.И. Меклер<sup>1</sup>, С.В. Полосаткин<sup>1,2</sup>, С.С. Попов<sup>1,2</sup>,  
В.В. Поступаев<sup>1,2</sup>, А.Ф. Ровенских<sup>1</sup>, И.В. Тимофеев<sup>1,2</sup>, С.Л. Синицкий<sup>1,2</sup>, В.Д. Степанов<sup>1,2</sup>,  
В.Ф. СклЯров<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Институт ядерной физики СО РАН*

*A.V.Arzhannikov@inp.nsk.su.*

<sup>2</sup> *Новосибирский государственный университет*

*В работе изложены результаты экспериментальных и теоретических исследований по генерации субмиллиметрового излучения в системе пучок-плазма. Обсуждены частотный спектр и поляризация излучения, зарегистрированного в интервале частот 100-400 ГГц на установке ГОЛ-3 ИЯФ СО РАН. На основе результатов исследований представлена схема мощного генератора для частот масштаба 1 ТГц.*

### Введение

Исходя из теоретических представлений о механизмах генерации электромагнитных волн в турбулентной плазме, можно утверждать, что электромагнитное излучение на плазменной частоте генерируются либо в слаботурбулентном процессе рассеяния ленгмюровских волн на ионном звуке [1], либо в процессе их конверсии на высоких градиентах плотности плазмы. В частности, такие градиенты возникают при развитии модуляционной неустойчивости [2, 3]. В свою очередь, излучение на удвоенной плазменной частоте возникает в процессе слияния двух волн одного типа, содержащихся в спектре электронных плазменных колебаний. Для создания генератора терагерцового электромагнитного излучения, основанного на механизме слияния двух ленгмюровских колебаний в сильно турбулентной плазме, ключевыми направлениями в теоретическом рассмотрении проблемы являются нахождение зависимостей ключевых результирующих характеристик процесса генерации от параметров плазмы (плотность, температура электронов, замагниченность движения электронов). К этим характеристикам относятся: полная мощность и спектральная плотность мощности излучения, генерируемая в единичном объеме плазмы, угловое распределение эмиссии излучения и длина его пробега относительно процессов поглощения или обратного распада в плазме. В теоретическом рассмотрении процесса генерации излучения мы будем ориентироваться на параметры экспериментов, проводимым на установке ГОЛ-3 по инъекции в плазменный столб с плотностью  $10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$  релятивистского электронного пучка с плотностью тока более  $1 \text{ кА см}^{-2}$  при индукции магнитного поля  $B = 4 \text{ Т}$  [4]. Вначале получим оценки значений параметров излучения исходя из результатов по вероятности слияния двух ленгмюровских колебаний, а затем приведем результаты компьютерных расчетов, проведенных при определенных предположениях о спектре ленгмюровских колебаний. Что касается экспериментов, то первые результаты по генерации излучения описаны в работе [5] американских авторов, которые зарегистрировали выход излучения в области десятков ГГц при пучково-плазменном взаимодействии в плазме низкой плотности. В проводимых нами экспериментах реализована релаксация мощного релятивистского электронного пучка (РЭП) в плазме с высокой (до  $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) плотностью, что позволяет генерировать в ней

излучение в диапазоне от 100 до 500 ГГц. В наших экспериментах при длительности пучка около 10 мкс зарегистрирована плотность мощности эмиссии субмм излучения из плазмы на уровне  $1 \text{ кВт см}^{-3}$  [4]. В теоретическом рассмотрении задачи генерации излучения в системе РЭП-плазма нами было показано, [6], что в условиях, реализуемых в лабораторном эксперименте при плотности плазмы выше  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  можно получить эмиссию из плазмы на частоте около 1 ТГц с удельной плотностью мощности  $100 \text{ кВт/см}^3$ . При этом для определения механизмов генерации электромагнитного излучения в турбулентной плазме мы опирались на численную модель описания турбулентности, представленную в работах [7, 8].

#### Теоретические представления излучения в области двойной плазменной частоты

Прежде всего, получим оценку длины пробега  $L$  электромагнитного излучения, возникающего в процессе слияния двух ленгмюровских плазмонов можно получить и на основе результатов вычисления вероятности процессов, которые получены рядом авторов для слияния двух ленгмюровских волн. В условиях пренебрежения влиянием магнитного поля на дисперсию ленгмюровских колебаний в плазме этот процесс можно проанализировать по следующей схеме.

Символически указанный процесс слияния двух ленгмюровских волн записывается уравнением  $l_1+l_2 \rightarrow t$ . Обратный ему процесс  $t \rightarrow l_1+l_2$ . В приближении случайных фаз баланс прямого и обратного процессов описывается уравнением

$$\frac{\partial N}{\partial x} = \int w(N_1 N_2) \frac{d^3 k_1 d^3 k_2}{(2\pi)^6} - \int w(N_1 + N_2) \frac{d^3 k_1 d^3 k_2}{(2\pi)^6} N,$$

где  $N, N_1, N_2$  обозначают числа заполнения квантов с волновыми векторами  $k$  (электромагнитная волна),  $k_1$  и  $k_2$  (ленгмюровские плазмоны). Для вычисления вероятности процессов  $w$  мы использовали формулы из монографии В.В. Железнякова «Электромагнитные волны в космической плазме». Если плотность энергии ленгмюровских колебаний выразить через плотность энергии плазмы  $nT$ , то она будет характеризоваться безразмерным параметром  $W$ . В свою очередь безразмерный волновой вектор колебаний  $K$  получаем при нормировании  $k$  на величину  $\omega_p/c$ . Используя также практическую формулу для частоты ленгмюровских колебаний  $\omega_p = 5.6 \times 10^4 \sqrt{n}$ , получаем окончательную формулу для оценки длины пробега электромагнитного излучения в плазме

$$L = 3 \times 10^4 \frac{K^2}{\sqrt{nW}}.$$

Здесь плотность плазмы  $n$  выражена в числе электронов на кубический сантиметр, а длина пробега излучения  $L$  – в метрах. На рис. 5 представлены графики зависимости длины пробега от плотности плазмы при характерной области волновых векторов, занимаемой плазменными колебаниями,  $K = 4$  и при трёх значениях параметра, характеризующего уровень ленгмюровской турбулентности,  $W = 0,01$  (верхняя линия),  $0,1$  (средняя линия) и  $1$  (нижняя линия).

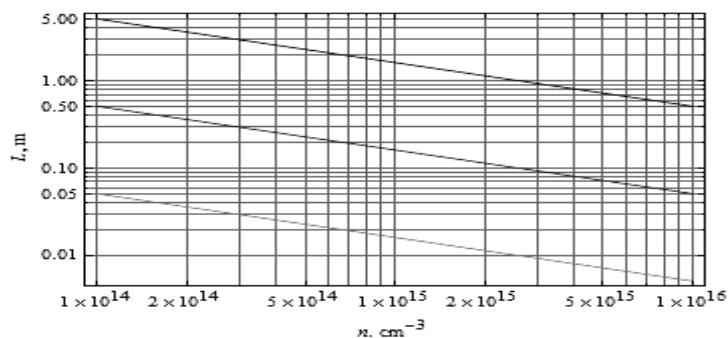


Рис.1. Длина пробега в плазме электромагнитной волны, генерируемой на слиянии двух плазменных колебаний

Из представленного на рисунке результата следует, что для реализуемого в эксперименте уровня турбулентности, который, как правило, даже при интенсивном пучково-плазменном взаимодействии не превышает уровень 0,1 [11], субмм излучение должны свободно выходить из плазменного столба, диаметр которого обычно не превышает 10 см.

Детальное рассмотрение задачи генерации электромагнитного излучения в ходе процесса слияния плазменных колебаний, которые накачиваются сильноточным релятивистским электронным пучком в условиях ведущего магнитного поля, дано в работах [6, 12]. В результате компьютерных расчетов показано, что в условиях близких к экспериментам на установке ГОЛ-3: плотность плазмы  $n = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , температура плазмы  $T = 1,5 \text{ кэВ}$ , в сильном поле магнитном поле  $\Omega = 0,4 \div 0,8$  (здесь  $\Omega$  - отношение электронной циклотронной частоты к плазменной частоте) и уровне турбулентности  $W^l/nT \approx 0,01$ , полная мощность генерируемого в плазме излучения составляет величину порядка  $2 \div 3 \text{ кВт/см}^{-3}$ . При этом мощность излучения  $x$ -моды в 2-3 раза превышает мощность излучения  $o$ -моды. Спектральное распределение генерируемого в указанных условиях излучения представлено на Рис. 2. Из представленных на рис. 2 распределений плотности мощности по частоте излучения видно, что основная мощность электромагнитного излучения лежит в окрестности удвоенной ленгмюровской частоты и соответствует верхней гибридной моде плазменных колебаний. В данном случае частота излучения лежит вблизи 280 ГГц. Исходя из зависимости частоты верхнегибридных колебаний, можно утверждать, что повышение плотности плазмы на порядок величины позволит генерировать излучение вблизи 1 ТГц.

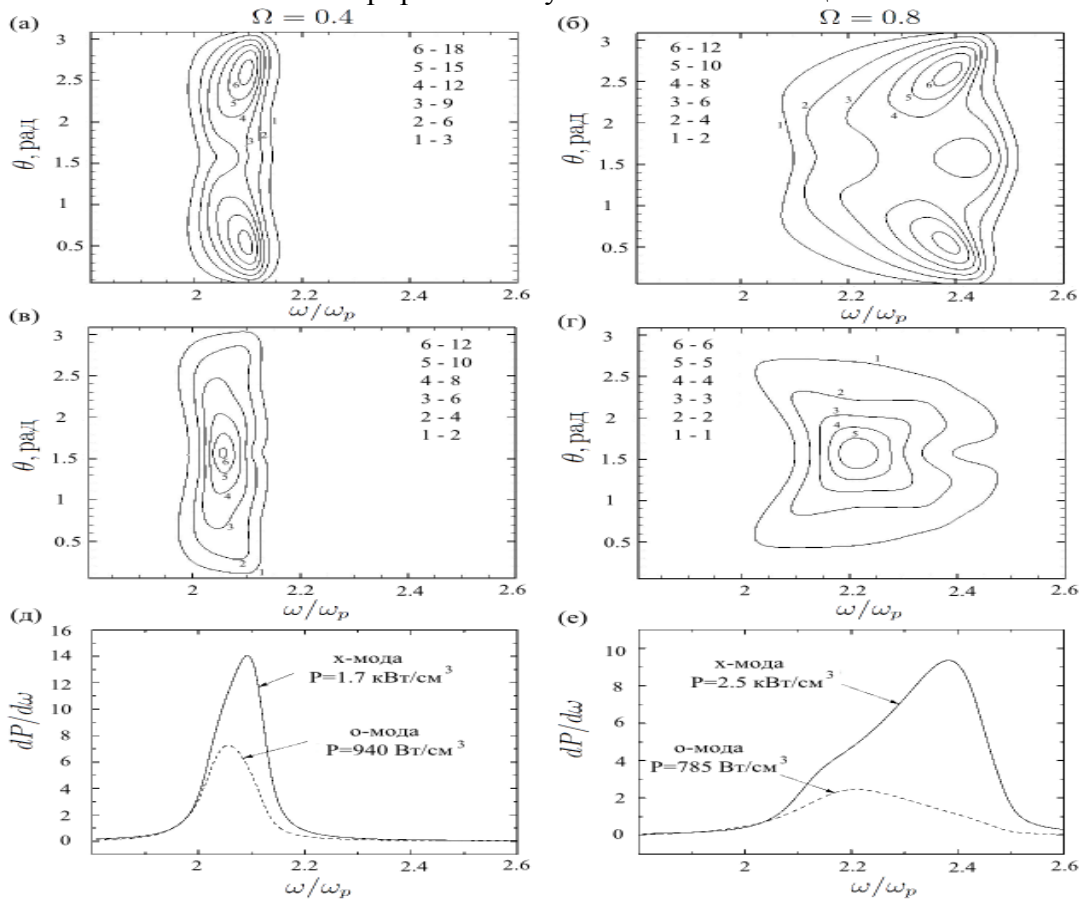


Рис. 2. Распределение по углу спектральной плотности мощности  $dP/d\omega$  обыкновенной и необыкновенной мод колебаний излучения при различных значениях магнитного поля  $\Omega = \omega/\omega_p$ .

Особо следует подчеркнуть, что частота генерируемого излучения определяется плотностью плазмы, что дает возможность в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах варьировать значение частоты в два раза за время масштаба сотни наносекунд. Также данные компьютерные расчеты показали, что плотность мощности генерируемого в плазме субмиллиметрового излучения может быть доведена до уровня сотен киловатт из кубического сантиметра, что позволяет решать прикладные задачи, имеющие оборонное значение [13, 14].

### Экспериментальный комплекс ГОЛ-3

Установка ГОЛ-3, на которой проводятся исследования физики коллективной релаксации релятивистского электронного пучка в плазме и связанных с этим явлений, оснащена современным комплексом диагностического оборудования и входит в число уникальных физических установок и стендов Российской Федерации (в составе комплекса длинных открытых ловушек ДОЛ). Схема установки представлена на рис. 3. Магнитное поле многопробочной конфигурации имеет длину около 12 м при значениях в максимуме 4,8 Тл и в минимуме 3,2 Тл с шагом 22 см. Исходная плазма со средней по длине плотностью  $\sim 3 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> и температурой  $\sim 2$  эВ создается с помощью высоковольтного электрического разряда. Электронный пучок инжектируется в торец плазменного столба. Пучок имеет следующие параметры: энергия электронов до 0,8 МэВ, ток до 30 кА, длительность по основанию  $\sim 12$  мкс. Диаметр пучка в плазме - 4 см, при диаметре плазменного столба - 6 см. В результате коллективного нагрева плазма приобретает электронную и ионную температуру масштаба  $2 \div 3$  кэВ (в наиболее горячей части плазменного столба на расстоянии 80-100 см от входа пучка).

Для регистрации выходящего из плазмы субмиллиметрового излучения нами создан соответствующий приборный регистрирующий комплекс. Весь регистрирующий комплекс состоит из нескольких модулей, обеспечивающих абсолютные спектральные измерения потоков излучения из различных сечений плазменного столба (рис. 3). Основой радиометрического комплекса служит восьмиканальный спектрометр, построенный на квазиоптическом разделении излучения по каналам. Спектральные измерения осуществляются с помощью высококонтрастных квазиоптических полосовых фильтров на основе частотно-селективных поверхностей [9].

Для измерения параметров плазмы в различных ее сечениях расположены соответствующие диагностики. Так на координате  $z = 83$  см от места инжекции РЭП расположен интерферометр Майкельсона на основе CO<sub>2</sub> лазера с длиной волны 10,6 мкм. На втором основном сечении, расположенном на координате  $z = 193$  см, для измерения локальных параметров плазмы установлена диагностика по томсоновскому рассеянию лазерного излучения. Лазерная система работает на длине волны 1054 нм. Лазер генерирует два зондирующих импульса одинаковой энергии, время задержки между которыми может быть выбрано в пределах от 0,1 до 200 мкс [10].

### Динамика и спектр излучения плазмы в области плазменной и двойной плазменной частот

Результаты регистрации излучения, выходящего из плазмы на различных расстояниях от места входа пучка в плазменный столб, представлены на Рис. 3. Из этого рисунка видно, что максимум эмиссии как на частоте в окрестности 100 ГГц, так и около 300 ГГц (см. Рис. 3а) локализован по длине плазменного столба именно в том месте, где имеется максимум энерговыделения пучка, демонстрируемый распределением диамагнетизма (см. Рис. 3б).

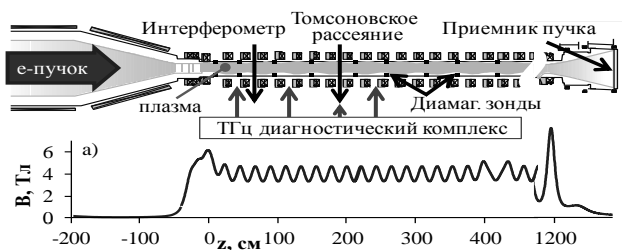


Рис. 1. Схема установки ГОЛ-3 с диагностиками и распределение ведущего магнитного поля по длине системы.

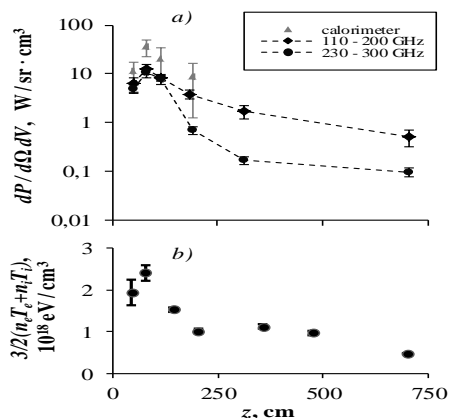


Рис. 2. Распределение удельной эмиссии ЭМ-излучения а) и давления плазмы б) по длине плазменного столба для момента времени максимальных значений.

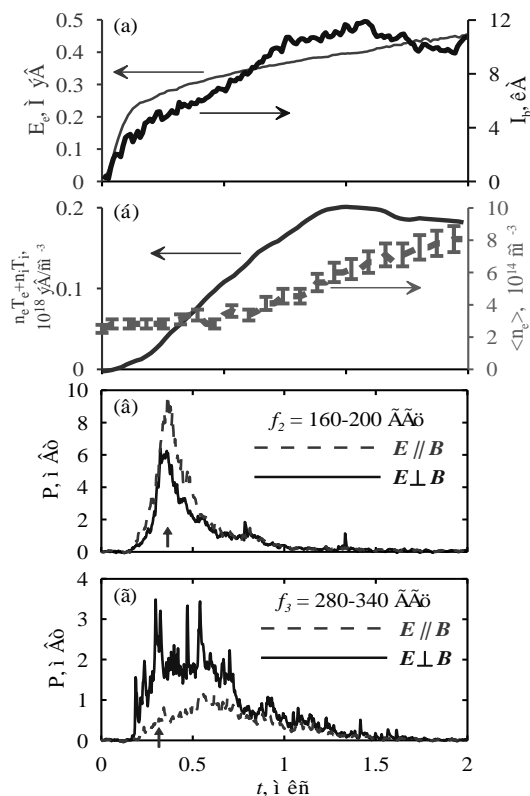


Рис. 3. Средняя по трем выстрелам динамика двух ортогональных компонент электрического поля ЭМ-излучения

По этой причине детальное исследование эмиссии субмм излучения проводилось в области максимального нагрева плазмы, расположенного на расстоянии  $z = 80$  см, см. рис. 3. Проведенные эксперименты выявили значительный уровень эмиссии этого излучения с длительностью до 9 мкс, см. [4]. В случае плотности плазмы  $n = (2 - 3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  получена оценка удельной плотности мощности эмиссии. С учетом геометрии эксперимента и вольт/ваттной характеристики приемников она имеет величину в области высоких (около 300 ГГц) частот порядка 100 Вт/см<sup>3</sup>, а в области 100 ГГц – в несколько раз выше. Поведение во времени сигналов излучения с учетом их поляризации представлены на рис.4 для двух частотных диапазонов: (в)  $f_2 = 160 - 200$  ГГц (верхний график, вблизи плазменной частоты) и (г)  $f_3 = 280 - 340$  ГГц (нижний график, вблизи двойной плазменной частоты). Рисунки (а) и (б) показывают параметры пучка и плазмы соответственно. Стрелки на графиках (в) и (г) показывают время  $t = 0,35$  мкс и  $t = 0,3$  мкс с максимумом интенсивности и со степенью поляризации более 30% и 70% соответственно. В области 300 ГГц регистрируемые сигналы показывают преобладание поляризации, перпендикулярной магнитному полю, см. рис. 4г. Повышение плотности плазмы с течением времени инжекции, как это демонстрирует рис. 4б, приводит к перемещению максимума излучения в более высокие частоты. Так для времени 1.5-2 мкс от начала инжекции пучка плотность плазмы выходит на величину  $n = (4-6) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , и частотный спектр, соответствующий удвоенной плазменной частоте, смещается в область 350 – 400 ГГц.

Наличие кратковременных (масштаба десятка наносекунд) всплесков на сигнале излучения позволяет предположить о том, что генерация субмм излучения в системе пучок-плазма

происходит в ходе быстрых процессов, локализованных в небольших по размеру областях плазмы.

#### Благодарности

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ проект №14-12-00610. Спектральные диагностики разработаны и изготовлены в рамках выполнения государственного задания "ГЗ - проект №3002".

#### ЛИТЕРАТУРА

1. B. Li, A.J. Willes, P. A. Robinson, and I. H. Cairns. Dynamics of fundamental electromagnetic emission via beam-driven Langmuir waves. *Phys. Plasmas*, 2005, v. 12, p. 052324.
2. Е.Н. Кручина, Р.З. Сагдеев, В.Д. Шапиро. Сильная ленгмюровская турбулентность как источник радиоизлучения. // Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 443.
3. K. Akimoto, H.L. Rowland, and K. Papadopoulos. Electromagnetic radiation from strong Langmuir turbulence. // *Phys. Fluids*, 1988, v. 31, p. 2185.
4. Arzhannikov A V et al. 2011, *Fusion Sci. Technol.* **59**, стр. 74.
5. Baranga A B et al., 1985 *Phys.Rev. Lett.* **54** 1377.
6. A. V. Arzhannikov and I. V. Timofeev // *Plasma Phys. Controlled Fusion* 54, 105004 (2012). <http://dx.doi.org/10.1088/0741-3335/54/10/105004>.
7. I.V. Timofeev, K.V. Lotov. Relaxation of relativistic electron beam in plasma in the trapping regime. // *Phys. Plasmas*, 2006, v. 13, p. 062312.
8. А.В. Терехов, И.В. Тимофеев, К.В. Лотов. Двумерная численная модель плазмы для изучения процессов пучково-плазменного взаимодействия. // Вестник НГУ, серия «Физика», 2010, т. 5, с. 85.
9. Аржанников А.В., и др. Диагностический комплекс для исследований генерации субтерагерцового излучения при пучково-плазменном взаимодействии на установке ГОЛ-3. // Физика плазмы, 2012, т.38, № 6, с.496-505.
10. S.S. Popov, et al. Two-pulse Thomson Scattering System for Measurements of Fast Fluctuations of Electron Density in Multimirror Trap GOL-3 // *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A*, Vol. 720, 2013, pp.39-41, DOI: 10.1016/j.nima.2012.12.040.
11. A.V. Arzhannikov, A.V.Burdakov, V.S.Koidan, L.N.Vyacheslavov. Physics of REB-Plasma Interaction. // *Physica Scripta*, Vol.T2'2, p.303-310, 1982.
12. I. V. Timofeev, Second harmonic electromagnetic emission of a turbulent magnetized plasma driven by a powerful electron beam // *Phys. Plasmas* 19, 044501 (2012); doi: 10.1063/1.3701704.
13. Патент RU 2530515 С2 по Заявке 2012113187/07, 04.04.2012, Аржанников А.В., Сосунов О.Г. «Система доставки энергии на космические объекты».
14. Патент RU 2533682 С2 по Заявке: 2013100564/08, 09.01.2013 Аржанников А.В., Сосунов О.Г., Сеницкий С.Л., Калинин П.В. «Способ воздействия на приемопередающее электронное устройство».

## Источники мощного СВЧ-излучения с электронной перестройкой частоты в широком диапазоне частот

Богданкевич И.Л., Иванов И.Е., Стрелков П.С., Ульянов Д.К.

ФГУП Институт общей физики РАН  
[ulyanov@fpl.gpi.ru](mailto:ulyanov@fpl.gpi.ru)

*Мощные источники СВЧ-излучения используют энергию релятивистских сильнооточных электронных пучков. Для генерации обычно используется периодическая замедляющая структура. Наличие периодической структуры делает невозможным изменение частоты излучения в широком диапазоне частот. В докладе рассматривается устройство использующее плазму в качестве замедляющей структуры. Такой подход позволяет создать устройство с возможностью перестройки в несколько октав. Представлен обзор последних достижений по усилению и генерации СВЧ-излучения в плазменных релятивистских СВЧ-приборах. За последнее время удалось достичь ряда успехов: - созданы генераторы, позволяющие изменять частоту излучения как в течение одного импульса, так и от импульса к импульсу в одной последовательности по заранее заданному закону в диапазонах частот от 1.8 до 6 ГГц, от 5 до 24 ГГц на уровне мощности 50 МВт-создан усилитель, позволяющий усиливать в одном устройстве частоты от 2,4 до 3,1 ГГц. Диапазон частот ограничен линейкой задающих генераторов- получены первые результаты по сверхширокополосному генератору: удалось достичь генерации сплошного спектра шириной 1,5 ГГц и возможностью перестройки средней частоты от 2 до 3 ГГц. Результаты проведенной работы показывают, что возможно создание устройств излучающих СВЧ-излучение в широком диапазоне частот с электронной перестройкой частоты на уровне мощности 50-150 МВт*

### Введение

Генераторы СВЧ-импульсов наносекундной длительности на основе сильнооточных релятивистских электронных пучков развиваются интенсивно с 1970-х годов [1, 2]. К настоящему времени созданы источники СВЧ-излучения гигаваттной мощности, преимущественно, в дециметровом и сантиметровом диапазоне длин волн. Необходимо отметить, что для получения такого уровня мощности нужно использовать релятивистские сильнооточные электронные пучки. Длительность импульсов не превышает 1 мкс, обычно до 100 нс. В этом ряду можно выделить отдельный класс устройств, позволяющих управлять спектром СВЧ-излучения в широком диапазоне частот как в течение импульса, так и в каждом из последовательности импульсов. Изменение спектра осуществляется электронным способом без изменения геометрии устройства. Этот класс приборов - плазменные релятивистские СВЧ генераторы и усилители. Уровень мощности рассматриваемых устройств от 50 до 150 МВт, длительность СВЧ импульса от 30 до 600 нс, генерация на различных устройствах получена в диапазоне частот от 1 до 28 ГГц. Получено усиление входного сигнала с коэффициентом усиление 30 дБ. Получены первые результаты по сверхширокополосной генерации. Основные результаты исследования данных устройств будут приведены в данной работе.

### Принцип работы мощных плазменных СВЧ-излучателей

Типичная схема плазменного генератора (все рассматриваемые устройства созданы по похожей схеме) представлена на Рис.1. В цилиндрическом волноводе радиуса  $R$ , помещённом в продольное однородное магнитное поле  $\mathbf{B}$ , создается трубчатая плазма с

радиусом  $r_p$  и толщиной стенки  $\Delta r_p$  2 много меньше радиуса плазмы,  $\Delta r_p \ll r_p$ . В этот плазменный волновод инжектируется трубчатый релятивистский электронный пучок с радиусом  $r_b$  с толщиной стенки  $\Delta r_b \ll r_b$ . Длина плазмы и электронного пучка ограничена торцом центрального проводника коаксиального излучающего устройства 5. СВЧ-волна генерируется в плазменном волноводе, потом распространяется по вакуумному коаксиальному волноводу и затем излучается рупором 4 через окно 6.

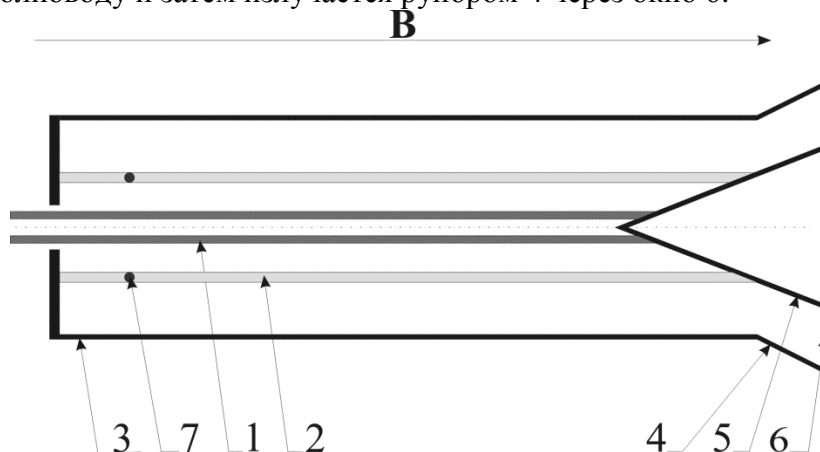


Рис. 1 Схема плазменного генератора

Дисперсионная характеристика представлена на Рис.2. Генерация СВЧ-излучения возникает в результате взаимодействия релятивистского электронного пучка (РЭП) (его дисперсионная кривая 2) с медленной плазменной волной (3 и 4). При повышении плотности плазмы от  $n_{pl}^2$  до  $n_{pl}^1$  кривые выходят соответственно на значения плазменных частот  $\omega_{p2}$  и  $\omega_{p1}$ . Из рисунка видно, что кривая 4 не имеет пересечения с кривой 2, а при повышении плотности плазмы (кривая 3) появляется резонанс  $\omega^*$ . Таким образом, имеется порог по плотности плазмы. При изменении плотности плазмы будет изменяться и частота резонанса  $\omega^*$  на которой и происходит генерация СВЧ-излучения. Ширина резонанса довольно широкая, поэтому полоса излучения может достигать 1 ГГц. Область генерации по плотности плазмы также достаточно широка. Благодаря этому, изменение плотности плазмы, приводит к перестройке частоты генерации в широких пределах.

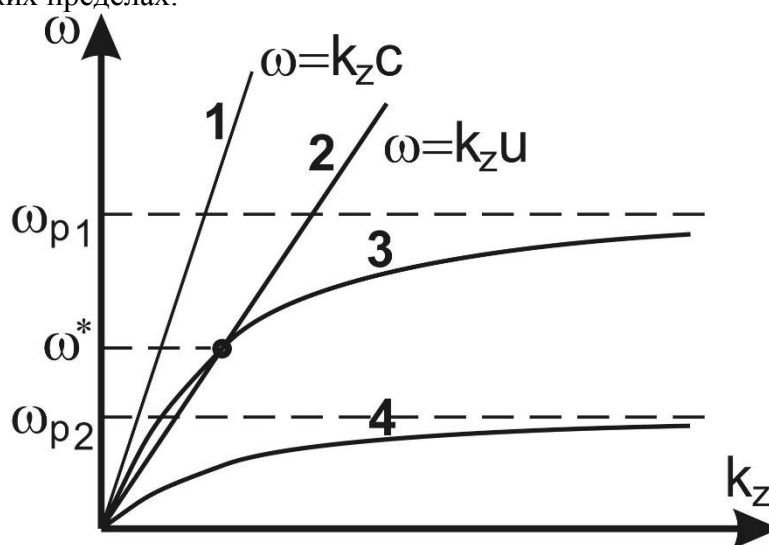




Рис.2 Дисперсионная характеристика плазменного волновода

Перестройка частоты за счет изменения свойств замедляющей системы невозможна в вакуумных приборах, так как в вакуумных СВЧ приборах свойства замедляющей системы определяются только геометрическими размерами устройства. В релятивистской электронике возможна перестройка только за счет изменения энергии электронов РЭП в очень малом диапазоне. Поэтому описанный метод изменения частоты СВЧ-излучения очень актуален в релятивистской электронике.

### Генераторы СВЧ-излучения

В процессе работы были созданы плазменные релятивистские генераторы (ПРГ), работающие в различных диапазонах частот:  $1.0 \div 6.0$  ГГц,  $1.8 \div 6$  ГГц,  $5 \div 24$  ГГц на уровне мощности от 50 до 100 МВт [3-5]. Исследования проводились сначала в режиме одиночных импульсов, а потом были продолжены в частотно-периодическом режиме (50 Гц до 50 импульсов в пачке). В режиме одиночных импульсов была получена генерация с перестройкой частоты в течении одного импульса Рис.3 [6, 7]. Это объясняется изменением плотности плазмы в течении импульса под воздействием СВЧ-излучения. Величина изменения зависит от начальной степени ионизации и от концентрации плазмы. Подбором этих параметров можно достичь как генерации на одной частоте, так и повышения частоты в течение импульса. Кроме того, оказалось возможным достичь режима и снижения частоты.

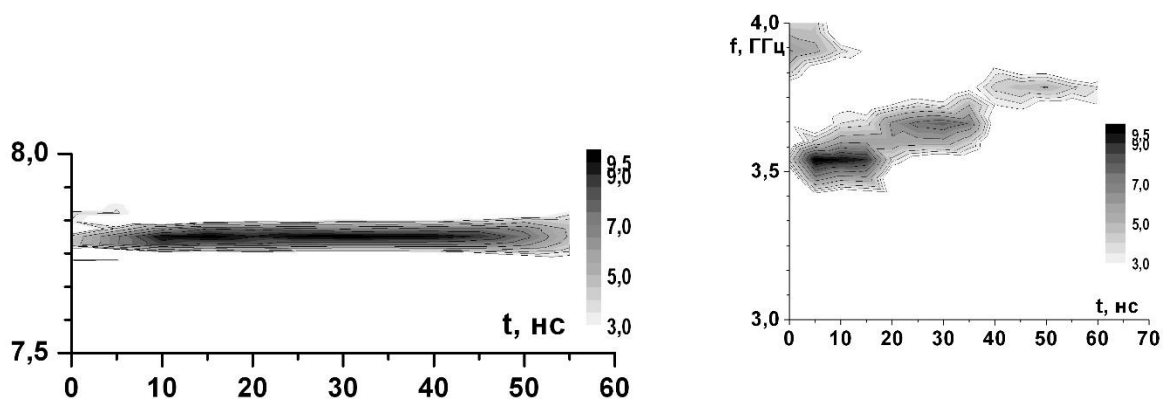


Рис.3 Спектры плазменного генератора в разовом режиме

При исследовании ПРГ в частотно-периодическом режиме была поставлена цель достижения режима генерации СВЧ-излучения на частотах заданных по заранее заданному закону [5]. Исследовался режим генерации 20 импульсов в одной последовательности с частотой 50 Гц. Рис.4 демонстрирует возможность монотонного увеличения частоты излучения от импульса к импульсу, и ступенчатое изменение частоты. Также были получены и другие режимы генерации, в том числе и генерация одного набора частот во всех импульсах.

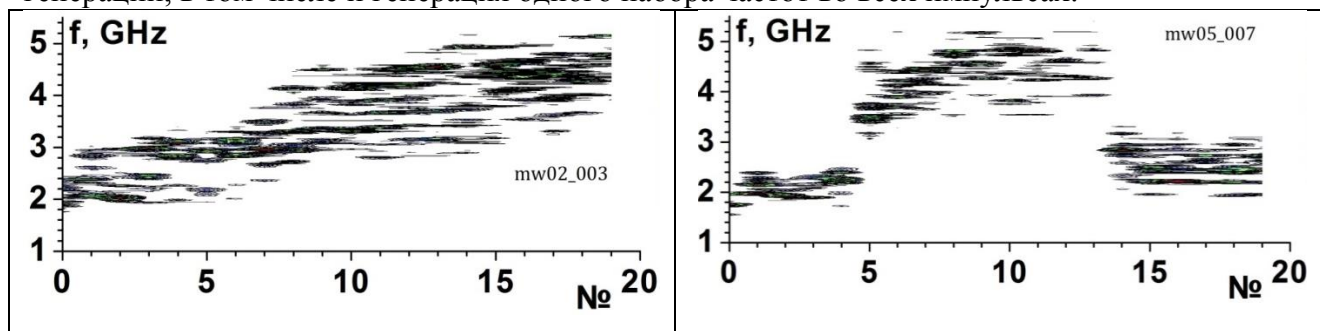


Рис.4 Спектры плазменного генератора в частотно-периодическом режиме (50 Гц 20 импульсов).  
Показан 3d-спектр каждого из 20 импульсов

Таким образом, видно, что в последовательности импульсов может быть получен интегральный спектр шириной как меньше 1 ГГц, так и порядка 3 ГГц. Более широкополосные спектры мы не могли исследовать из-за ограничения полосы осциллографа.

#### Плазменный СВЧ-усилитель.

Усилитель был создан по той же схеме что и описанный выше генератор. На вход подавался сигнал порядка 30-50 кВт. К сожалению, имеющиеся в наличии генераторы такой мощности не имеют возможности перестройки по частоте, поэтому использовался набор магнетронов с частотами от 2.4 до 3.1 ГГц [8, 9].

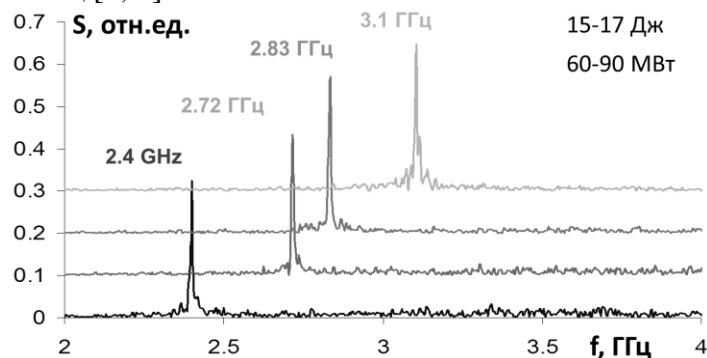


Рис. 5 Спектры усиленного сигнала

На всех частотах получен уровень усиления около 30 дБ. Сделан вывод, что и на промежуточных частотах также будет достигнуто эффективное усиление. Представленные спектры получены при оптимальных значениях плотности плазмы, но нужно заметить, что при неизменной плотности плазмы можно получить усиление на всех частотах на уровне нескольких десятков МВт, но величина усиления будет различной на каждой частоте. Кроме описанного усилителя, был также создан действующий усилитель в диапазоне частот 9-12 ГГц с величиной усиления порядка 30 дБ [10].

#### Сверхширокополосный генератор

В последнее время начаты работы по исследованию сверхширокополосного Плазменного генератора (СШПГ). Были получены первые результаты. В результате незначительных изменений удалось обойти имеющийся недостаток ПРГ: генерация нескольких фиксированных частот. Это означает, что возбуждается несколько продольных мод (расстояние между соседними частотами определяются длиной генератора и составляют порядка 100-250 МГц, в зависимости от размеров пространства взаимодействия), но невозможно получить сплошной спектр. В СШПГ такой проблемы нет. На рис. 6 представлен спектр СШПГ.

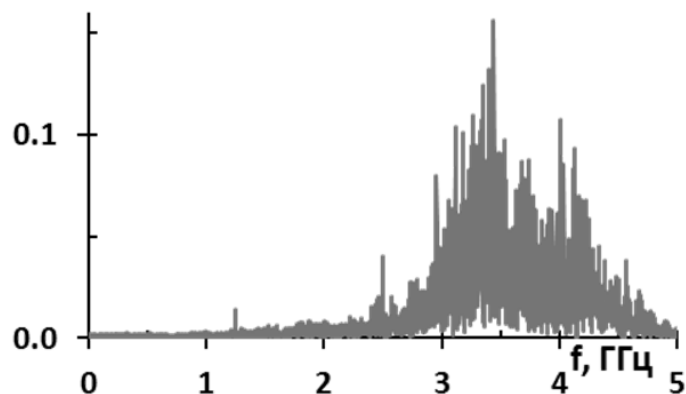


Рис.6 Спектр сверхширокополосного плазменного генератора

Такой спектр генерируется в течение всего импульса длительностью 600 нс. Перестройки спектра в течение импульса практически нет. Меняя концентрацию плазмы можно менять среднюю частоту генерации в пределах 2 ГГц. Достигнутая максимальная мощность около 100 МВт.

#### Заключение

В проведенных экспериментах были продемонстрированы широкие возможности плазменных релятивистских СВЧ-излучателей по генерации СВЧ-излучения на уровне 50-100 МВт. Продemonстрировано, что могут быть получены узкие, широкие и сверхширокие спектры излучения в одном импульсе. Доказана возможность работы в частотно-периодическом режиме. Подобные режимы работы не могут быть достигнуты ни на одном другом излучателе. Работы по исследованию плазменных релятивистских генераторов и усилителей продолжается. Все эксперименты проводятся одновременно с численным моделированием. Это позволяет лучше понимать процессы в исследуемых приборах и находить области оптимальных параметров.

Работы проведены при поддержке грантов РФФИ № 14-08-01126-а, 12-08-00484-а, 12-08-00484-а и программа РАН «Фундаментальные проблемы импульсной сильноточной электроники».

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С.П.Бугаев, Г.А.Месяц// В Сб. «Мощные наносекундные источники ускоренных электронов», Новосибирск, Наука, 1974, с.5-20.
2. М.В. Кузелев, Ф.Х. Мухаметзянов, М.С. Рабинович, А.А. Рухадзе, П.С. Стрелков, А.Г. Шкварунец// ЖЭТФ, 1982, т.83, №4(10), с.1358-1367.
3. П.С.Стрелков, Д.К.Ульянов// Физика плазмы, 2000, №4. с.329-333.
4. И.Л.Богданкевич, И.Е.Иванов, О.Т.Лоза и др.// 2002, т.28, №8, с.748-757.
5. И. Л. Богданкевич, Д. М. Гришин, А. В. Гунин, И. Е. Иванов, С. Д. Коровин, О. Т. Лоза, Г. А. Месяц, Д. А. Павлов, В. В. Ростов, П. С. Стрелков, Д. К. Ульянов// Физика плазмы, 2008, т.34, №10, с. 926-930
6. О. Т. Лоза, Д. К. Ульянов, Р. В. Баранов// ЖТФ, 2011, том 81, вып.3, С.98-102.
7. Д.К. Ульянов, Р.В. Баранов, О.Т. Лоза, С.Е. Ернылева, И.Л. Богданкевич// ЖТФ, 2013, т.83, вып. 10, С.113-116
8. И. Л. Богданкевич, И. Е. Иванов, О. Т. Лоза, П. С. Стрелков, Д. К. Ульянов, Е. Garate// Письма ЖТФ, 2007, т.33, вып.11, С.65-70
9. П. С. Стрелков, И. Е. Иванов, Д. В. Шумейко// Физика плазмы, 2012, т. 38, № 6, с. 536–543.

10. Пономарев А. В., Стрелков П. С., Физика плазмы, 2004, т. 30, №1, с. 66-72.

## Оценка влияния отражений электромагнитных волн на структуру поля внутри помещений

Андреев П.Г.<sup>1</sup>, Якимов А.Н.<sup>2</sup>, Князева В.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Пензенский государственный университет

[kipra@mail.ru](mailto:kipra@mail.ru), [apg\\_58@mail.ru](mailto:apg_58@mail.ru)

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения

*Рассмотрены вопросы построения математической модели распространения электромагнитных волн СВЧ диапазона в помещении прямоугольной формы с учетом влияния местных предметов. Проведено сравнение результатов математического моделирования и экспериментального исследования.*

Проблема моделирования распространения электромагнитных волн внутри помещений в последнее время становится все более актуальной, что обусловлено расширением функциональных возможностей и областей применения радиоэлектронных средств. В связи с этим возникает необходимость адекватного математического моделирования физических процессов, связанных с распространением электромагнитных волн внутри помещений.

Распространение электромагнитных волн внутри помещений существенно отличается от распространения в свободном пространстве. Основными особенностями в этом случае являются: наличие многократного отражения радиоволн от стен и других объектов, дифракция на многочисленных острых краях мебели и предметов, расположенных внутри комнаты, поглощение и рассеяние радиоволн. Перечисленные факторы создают сложную интерференционную структуру электромагнитного поля, изменяющуюся при перемещении людей и других объектов.

Как было отмечено в работе [1] отражение радиоволн происходит при наличии гладкой поверхности с размерами, намного превышающими длину волны радиочастотного сигнала, т.е. отражение от стен зданий, мебели, оборудования внутри помещений. В этом случае основное внимание должно быть сосредоточено на определении комплексного коэффициента отражения  $\dot{\Gamma}$ , имеющего существенное значение для моделирования указанного процесса.

Для определения комплексного коэффициента отражения  $\dot{\Gamma}$  от плоской поверхности можно воспользоваться известными формулами Френеля, перейдя к углам скольжения, и получить для горизонтальной и вертикально поляризации, соответственно:

$$\dot{\Gamma} = \frac{\sin \theta - \sqrt{\dot{n}_2 - \cos^2 \theta}}{\sin \theta + \sqrt{\dot{n}_2 - \cos^2 \theta}}, \quad \dot{\Gamma} = \frac{\dot{n}_2 \sin \theta - \sqrt{\dot{n}_2 - \cos^2 \theta}}{\dot{n}_2 \sin \theta + \sqrt{\dot{n}_2 - \cos^2 \theta}} \quad (1)$$

где  $\dot{n}_2$  — комплексный коэффициент преломления земной поверхности, определяемый как

$$\dot{n}_2 = n'_2 - jn''_2 = \sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{2} \left( \sqrt{1 + \left( \frac{\sigma}{\omega\varepsilon_a} \right)^2} + 1 \right)} - j \sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{2} \left( \sqrt{1 + \left( \frac{\sigma}{\omega\varepsilon_a} \right)^2} - 1 \right)} \quad (2)$$

где  $\mu$ ,  $\varepsilon$ ,  $\sigma$  — относительная магнитная, диэлектрическая проницаемости и проводимость земной поверхности, соответственно.

Для большинства видов поверхности значением параметра  $\mu$  можно пренебречь (т.е. принять  $\mu = 1$ ), так как магнитные свойства таких поверхностей минимальны. Значения относительной диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь в диапазоне 2–7 ГГц для некоторых материалов, используемых при отделке современных помещений, приведены в таблице 1 [2].

Таблица 1 Относительная диэлектрическая проницаемость и тангенс потерь

Материал	Относительная диэлектрическая проницаемость	Тангенс угла потерь
Оргстекло	2,74	$3,2 \cdot 10^{-4}$
Жалюзи (закрытые)	3,49	$5,96 \cdot 10^{-5}$
Жалюзи (закрытые)	1,96	$5,96 \cdot 10^{-5}$
Красный кирпич (сухой)	5,86	$1,16 \cdot 10^{-1}$
Красный кирпич (влажный)	5,92	$1,17 \cdot 10^{-1}$
Ковер	1,32	$5,96 \cdot 10^{-4}$
Потолочное покрытие	1,32	$1,44 \cdot 10^{-2}$
Ткань	1,49	$5,96 \cdot 10^{-5}$
Стекловолокно	1,02	$9,21 \cdot 10^{-4}$
Стекло	6,38	$2,6 \cdot 10^{-2}$
Линолеум	3,08	$1,45 \cdot 10^{-3}$
Хвойная доска	2,58	$2,0 \cdot 10^{-1}$
ДСП	2,7	$1,1 \cdot 10^{-1}$
Фанера	2,47	$1,27 \cdot 10^{-1}$
Гипсовая плита	1,07	$4,29 \cdot 10^{-1}$
Кафель	3,08	$5,88 \cdot 10^{-2}$
Толь	2,47	$3,86 \cdot 10^{-2}$

Табличные данные показывают, что относительная диэлектрическая проницаемость материалов может отличаться более чем в шесть раз, а тангенс угла потерь – более чем в 1600 раз. Поэтому необходимо оценить степень влияния данного фактора на уровень мощности сигнала в рассматриваемой точке пространства помещения при постоянных всех прочих условиях.

Для решения поставленной задачи воспользуемся выражением, позволяющим определить уровень мощности в рассматриваемой точке пространства, предложенным в [3]. С учетом только однократного отражения, например, от напольного покрытия или боковой стены, выражение, описывающее уровень мощности на выходе приемной антенны, имеет вид:

$$P_2 = \frac{P_1 G_1 G_2 \lambda^2}{(4\pi)^2 r_0^2} \cdot \left( F_0 + F_i \cdot \rho_i \cdot e^{-j\alpha_i} \right)^2, \quad (3)$$

где  $P_1$ ,  $P_2$  – уровень мощности на входе передающей и выходе приемной антенны, соответственно;  $G_1$ ,  $G_2$  – коэффициенты усиления передающей и приемной антенн;  $r_0$  – расстояние между точкой передачи и приема соответственно;  $\lambda$  – длина волны;  $F_0$ ,  $F_i$  – интерференционные множители, учитывающие направленные свойства источника излучения;  $\alpha_i$  – фазовый множитель компоненты электромагнитного поля при однократном отражении;  $\rho_i$  – модуль комплексного коэффициента отражения от поверхности.

На рисунках 1–3 представлены результаты расчетов по выражениям 1 и 3 при горизонтальной поляризации волн частотой 2,4 ГГц и высоте подъема передатчика 2,75 м над уровнем пола, приемника – 1 м в помещении шириной 20 м, длиной 40 м, высотой 3 м.

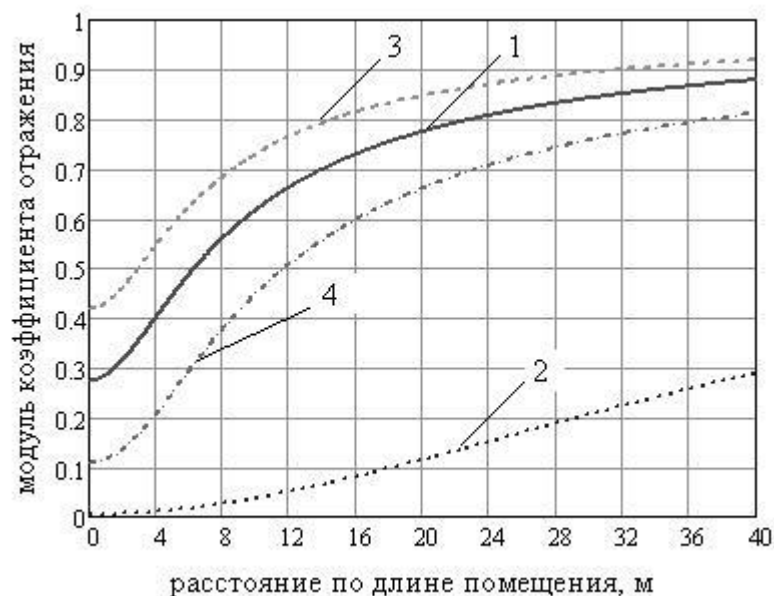


Рис. 1. Модуль комплексного коэффициента отражения при удалении точки приема от источника излучения по длине помещения: 1 – линолеум, 2 – стеклоткань, 3 – кирпич красный сухой, 4 – гипсовая плита

Медленное увеличение модуля комплексного коэффициента отражения при удалении точки приема от источника излучения по длине помещения сопряжено с меньшей глубиной провалов замираний сигналов.

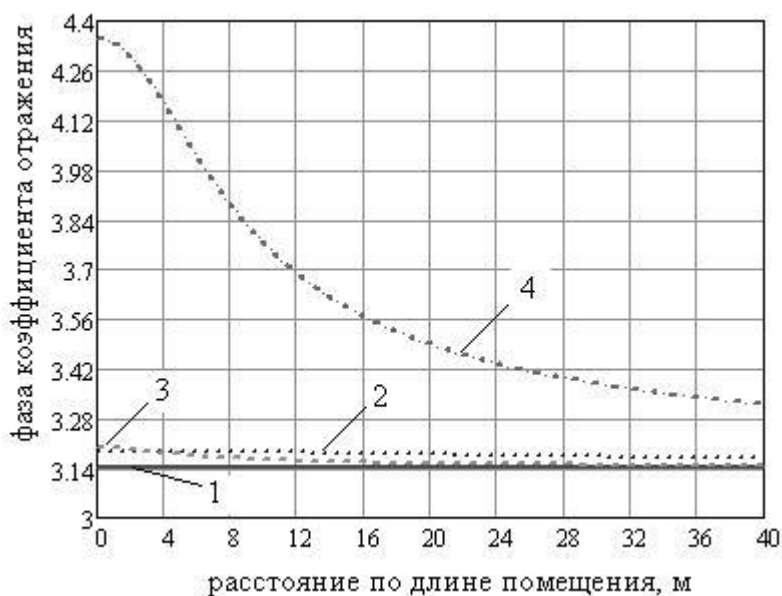


Рис. 2. Фаза комплексного коэффициента отражения при удалении точки приема от источника излучения по длине помещения: 1 – линолеум, 2 – стеклоткань, 3 – кирпич красный сухой, 4 – гипсовая плита

Резкая смена фазы комплексного коэффициента отражения приводит к смещению центров замираний сигнала в продольном прямолинейном удалении приемника от передатчика по длине помещения.

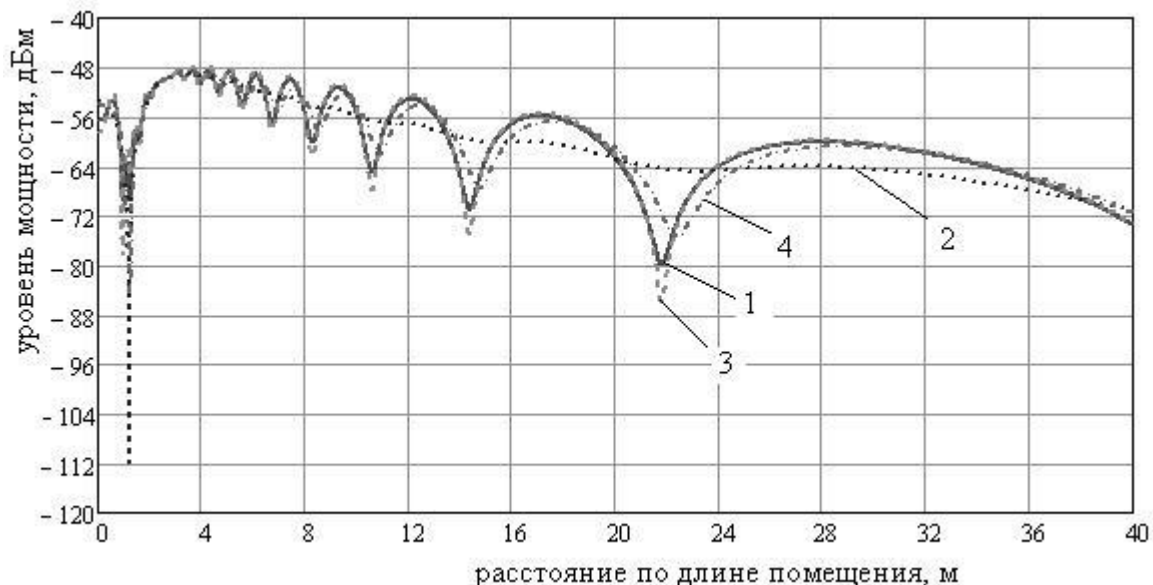


Рис. 3. Зависимость уровня мощности от расстояния до источника излучения при удалении точки приема по длине помещения: 1 – линолеум, 2 – стеклоткань, 3 – кирпич красный сухой, 4 – гипсовая плита

При достаточно близких значениях тангенса угла потерь и сильно различающейся относительной диэлектрической проницаемости материалов стеклоткани и красного сухого кирпича возникает значительная разница (более 20 дБм) при расчете уровня мощности отраженных от этих поверхностей электромагнитных волн.

Следует отметить, что на уровень мощности электромагнитных волн в помещении значительное влияние оказывают также и другие факторы, такие как дифракция и интерференция электромагнитных волн. Однако в ходе данного исследования была найдена взаимосвязь между материалом отражающей поверхности и уровнем сигнала электромагнитных волн с учетом направленных свойств передающей и приемной антенн.

Полученные результаты однократного отражения единичного луча могут быть использованы при создании более сложных математических моделей, учитывающих как многократное, так и многолучевое отражение электромагнитных волн внутри помещений различной формы.

*Исследование выполнено в рамках НИР по проектной части государственного задания в сфере научной деятельности: № 8.389.2014/К «Информационные технологии анализа конструкций радиоэлектронных средств при воздействии внешних факторов».*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев П.Г. Моделирование распространения электромагнитных волн в помещениях/ П.Г. Андреев., М.С. Ширшов, А.Н. Якимов // Современные охранные технологии и средства обеспечения комплексной безопасности объектов : материалы IX Всероссийской научно-практической конференции (Россия, Пенза- Заречный, 18-20 сентября 2012 г.). – Пенза: Изд-во ПГУ, 2012. – С.325–331.
2. Ladrom O., Feurstein M.J., Rappaport T.S. A comparison of theoretical and empirical reflection coefficients for typical exterior wall surfaces in a mobile radio environment. IEEE Trans. Antennas Propagat., 1996, v. 44, pp. 341-351.
3. Андреев, П. Г. Разработка базовой модели распространения электромагнитных волн в помещениях/ П. Г. Андреев, М. С. Ширшов, А. Н. Якимов // Радиоэлектронная техника. Межвузовский сборник научных трудов. – Ульяновск : УлГТУ, 2012. – С. 220–225.



## МЕТОДИКА РАСЧЁТА РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СИСТЕМЫ “АНТЕННА - ОБТЕКАТЕЛЬ”

К.М. Басков, А.И. Федоренко

Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН  
kokofech@rambler.ru

*Аннотация. В докладе представлена новая методика, основанная на принципах физической оптики, для расчёта радиотехнических характеристик системы “антенна – обтекатель” с размерами в десятки длин волн. Эта методика сравнивается с существующими методиками, также основанными на принципах физической оптики. Показывается, что точность новой методики существенно лучше точности уже существующих методик. Приводятся результаты тестирования новой методики по результатам расчёта программы ФЕКО по строгому численному методу интегральных уравнений.*

Для анализа влияния обтекателя на характеристики антенной системы необходимо использовать электродинамическую модель, позволяющую оценивать такие радиотехнические характеристики (РТХ), как коэффициент пропускания обтекателя, ошибку пеленга (ОП), изменение уровня боковых лепестков диаграммы направленности (ДН) антенны. Имеется достаточно много работ, в которых используются различные подходы к моделированию систем «антенна – обтекатель». В [1] применён конечно – разностный метод, в [2] проиллюстрировано моделирование системы антенна – обтекатель в пакете программ ФЕКО, в котором для решения задачи дифракции используется метод интегральных уравнений (ИУ). Для анализа РТХ обтекателей очень больших электрических размеров используются методы геометрической оптики [3].

Для анализа таких систем с размерами от 10 до 100 длин волн обычно используется электродинамическая модель, построенная на основе метода физической оптики [4,5,6]. Суть методик, основанных на принципах физической оптики, заключается в том, чтобы найти эквивалентные токи на внешней поверхности обтекателя или на эквивалентной апертуре, находящейся вне обтекателя, для последующего расчёта ДН антенны с обтекателем. Основной причиной погрешностей этих методик является предположение, что поле антенны на внутренней поверхности обтекателя является локально-плоской волной, распространяющейся вдоль действительной части вектора Пойтинга. В [7] представлена электродинамическая модель системы антенна – обтекатель с приёмной антенной. Плоская электромагнитная волна падает на внешнюю поверхность обтекателя. В каждой точке стенка обтекателя считается локально плоской, что позволяет найти эквивалентные электрические и магнитные токи на её внутренней поверхности и далее интегрированием определить поле, принимаемое антенной. Недостаток этой модели - значительные вычислительные затраты на расчет ДН, так как для каждого направления падения волны необходимо производить интегрирование по всей поверхности обтекателя для каждой точки на поверхности антенны.

В [8] представлена методика точного расчёта ДН антенны с учётом многослойного магнитодиэлектрического укрытия, имеющего плоскую, цилиндрическую или сферическую форму. Метод основан на скаляризации уравнений Максвелла с помощью потенциалов Дебая для задач рассеяния ЭМВ слоистыми структурами из магнитодиэлектриков, который описан в [9]. В докладе будет представлена методика, основанная на таком же подходе, расчета ДН антенны в присутствии обтекателя произвольной формы со сложной многослойной конструкцией стенки. Суть методики заключается в том, что, во-первых, в каждой точке поверхность обтекателя считается локально плоской, во-вторых, поле излучения антенны в каждой точке на поверхности обтекателя представляется элементарным излучателем с электрическим и магнитным токами. Далее используется точный способ расчёта поля элементарного излучателя, находящегося на поверхности многослойной магнитодиэлектрической структуры [9].

Сначала рассчитывается поле антенны в каждой точке на внутренней поверхности обтекателя

$$\vec{E}_{\text{вн}} = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \int_{S_A} (k_0^2 + \text{grad div}) \vec{J}_A G(p, q) dS_A - \int_{S_A} \text{rot}(\vec{M}_A G(p, q)) dS_A; \quad (1)$$

$$\vec{H}_{\text{вн}} = -\frac{1}{j\omega\mu_0} \int_{S_A} (k_0^2 + \text{grad div}) \vec{M}_A G(p, q) dS_A + \int_{S_A} \text{rot}(\vec{I}_A G(p, q)) dS_A,$$

где  $q$  - точка интегрирования на апертуре антенны  $S_A$ ;  $p$  - точка наблюдения на поверхности обтекателя;  $G(p, q) = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{-jk_0 r(p, q)}}{r(p, q)}$  - функция Грина свободного пространства;  $r(p, q)$  - расстояние от точки  $p$  до точки  $q$ ;  $\epsilon_0$  и  $\mu_0$  - диэлектрическая и магнитная проницаемости свободного пространства;  $k_0$  - волновое число свободного пространства;  $\omega$  - круговая частота электромагнитной волны;  $\vec{I}_A, \vec{M}_A$  - электрический и магнитный токи на апертуре антенны.

Вводятся эквивалентные токи с учётом, что  $\vec{n}_0$  - внешняя нормаль к поверхности стенки:

$$\vec{I} = [\vec{H}_{\text{вн}}, \vec{n}_0], \quad \vec{M} = [\vec{n}_0, \vec{E}_{\text{вн}}], \quad (2)$$

В каждой точке на внутренней поверхности обтекателя вводится локальная система координат  $(1x, 1y, 1z)$  с осью  $Z$ , направленной вдоль  $\vec{n}_0$  (Рис. 1). Определяются величины  $I_x = (\vec{I}, 1x), I_y = (\vec{I}, 1y), M_x = (\vec{M}, 1x), M_y = (\vec{M}, 1y)$  - проекции эквивалентных токов на оси локальной системы координат. С учётом того, что на поверхности стенки рассматривается небольшая по сравнению с длиной волны окрестность  $dS$  точки, в пределах которой компоненты эквивалентных токов  $I_{x,y}, M_{x,y}$  изменяются незначительно, спектры этих компонентов  $I_{x,y}$  и  $M_{x,y}$  в пространственной области принимаются постоянными (не зависят от пространственных частот  $\chi_{1,2}$ ) и могут быть записаны в виде

$$I_{x,y} = I_{x,y} dS; \quad M_{x,y} = M_{x,y} dS. \quad (3)$$

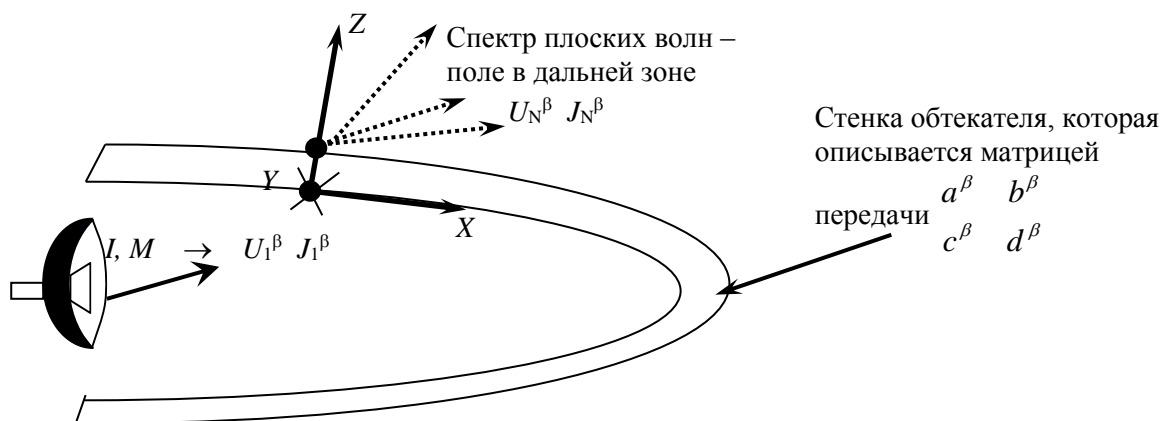


Рис. 1. Представление поля антенны в каждой точке на поверхности обтекателя в виде элементарного излучателя.

Вводятся эквивалентные источники напряжения электрического и магнитного типов [10] в эквивалентной схеме на рис. 2, описывающей многослойную диэлектрическую стенку обтекателя в рассматриваемой точке

$$2U_1^E = \frac{j}{|\chi|^2} (\chi_2 M_x - \chi_1 M_y) - \frac{jW_0^E}{|\chi|^2} (\chi_1 I_x + \chi_2 I_y), \quad (4)$$

$$2U_1^M = -\frac{j}{|\chi|^2} (\chi_1 M_x + \chi_2 M_y) - \frac{jW_0^M}{|\chi|^2} (\chi_2 I_x - \chi_1 I_y),$$

где  $\chi_{1,2}$  - пространственные частоты, связанные с углами распространения волны  $\theta_{лок}$   $\varphi_{лок}$  в локальной системе координат, которые могут быть найдены из геометрических соотношений локальной системы координат и направления распространения волны во внешнем пространстве,  $W_0^{E,M}$  - волновое сопротивление для волны электрического или магнитного типа в свободном пространстве.

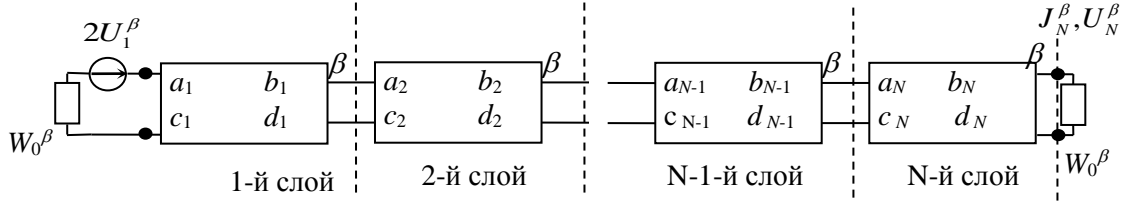


Рис. 2. Эквивалентная длинная линия  $N$ -слойной стенки обтекателя ( $\beta = E$  или  $M$ ).

Токи и напряжения на выходе схемы на рис. 2 после  $N$ -го слоя могут быть записаны в следующем виде:

$$U_N^E = U_1^E \frac{Z_{ex}^E W_0^E}{Z_{ex}^E + W_0^E} \frac{1}{a_\Sigma^E W_0^E + c_\Sigma^E}, \quad J_N^E = \frac{U_N^E}{W_0^E}, \quad (5)$$

$$U_N^M = U_1^M \frac{Z_{ex}^M W_0^M}{Z_{ex}^M + W_0^M} \frac{1}{a_\Sigma^M W_0^M + c_\Sigma^M}, \quad J_N^M = \frac{U_N^M}{W_0^M},$$

где  $a_\Sigma^{E,M}$  и  $c_\Sigma^{E,M}$  - элементы матрицы передачи, описывающей многослойный диэлектрик,  $Z_{ex}^{E,M}$  - входное сопротивление длинной линии со стороны первого слоя.

Зная токи и напряжения на выходе эквивалентной длинной линии, можно найти спектры составляющих электрического поля  $\tilde{E}_{x,y,z}$  на внешней стороне стенки обтекателя в локальной системе координат

$$\tilde{E}_x = -j(\chi_1 U_N^E + \chi_2 U_N^M),$$

$$\tilde{E}_y = -j(\chi_2 U_N^E - \chi_1 U_N^M), \quad (6)$$

$$\tilde{E}_z = \frac{-|\chi|^2}{j\omega\epsilon_0} J_N^E.$$

В итоге, зная спектр электрического поля  $\vec{\tilde{E}} = 1x\tilde{E}_x + 1y\tilde{E}_y + 1z\tilde{E}_z$  на внешней поверхности обтекателя, можно, не делая обратное преобразование Фурье, сразу найти поле излучения в дальней зоне от токов на элементарной площадке  $dS$  на поверхности обтекателя

$$\hat{\vec{E}} = \frac{j\vec{\tilde{E}}\gamma}{2\pi} \exp(jR(q) + jk_0 l_\Sigma \cos \theta_{лок}) \frac{4\pi}{j\omega\epsilon_0}, \quad (7)$$

где  $R(q) = k_0(x'k_x + y'k_y + z'k_z)$ ;  $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$  - единичный вектор, определяющий направление

распространения волны в декартовой системе координат, связанной с антенной;  $q = (x', y', z')$  – точка интегрирования на внешней поверхности обтекателя;  $l_{\Sigma}$  – общая толщина стенки обтекателя;  $\hat{E}$  – поле в дальней зоне, нормированное на величину  $\frac{e^{jk_0 r}}{r}$ .

Полное поле в дальней зоне системы антенна – обтекатель будет суммой всех полей от каждой элементарной площадки на его поверхности. В формуле (7) наличием второго слагаемого в показателе степени экспоненты прошедшее поле нормируется на набег фазы волны, проходящей в свободном пространстве расстояние  $l_{\Sigma}$ , что позволяет совмещать внешнюю и внутреннюю поверхности стенки обтекателя. Такое преобразование спектра полного поля является абсолютно точным.

Таким образом, в рассмотренном алгоритме использованы два приближения. Первое – указанная выше неизменность компонентов эквивалентных токов  $I_{x,y}$ ,  $M_{x,y}$  в пределах элементарной площадки  $dS$ , второе (неявное применение приближения физической оптики) – замена произвольной формы стенки в каждой точке плоской структурой, параметры которой используются в формулах (5) при пересчете поля на внешнюю поверхность обтекателя.

Из формул (4)-(7) видно, что для определения поля в дальней зоне не требуется нахождение полей на внешней стороне стенки обтекателя, а необходимо вычислить только их спектры. Это позволяет достаточно быстро рассчитывать поле в дальней зоне в любом направлении.

Токи на внутренней поверхности стенки, обусловленные отражением электромагнитной волны от стенки обтекателя, можно найти с помощью известных методов, когда поле на внутренней поверхности представляется локально-плоской волной. Пересчитывать же поле этих токов на внешнюю поверхность лучше с помощью новой методики по формулам (1)-(7).

Новая методика расчёта ДН антенны в присутствии обтекателя была протестирована с помощью строгого метода ИУ, реализованного в программе ФЕКО. Рассматривалась система антенна – обтекатель, представленная на рис. 3. Распределение поля на апертуре антенны было равномерным. Стенка обтекателя была толщиной 10 мм с диэлектрической проницаемостью равной  $4,4 - j0,066$ . Тестирование проводилось на частоте 5 ГГц в плоскости Н на границе применимости методов, основанных на принципах физической оптики, и метода ИУ.

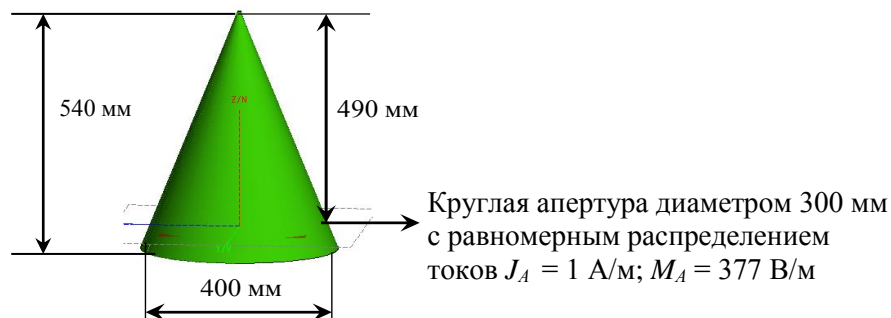


Рис. 3. Модель системы антенна-обтекатель в программе ФЕКО для тестирования новой методики.

На рис. 4 представлены, рассчитанные разными методами ДН системы антенна-обтекатель (рис. 3). Погрешность в определении КП по новой методике, при сравнении с точным методом составила 0,07 дБ. Достаточно хорошо совпали боковые лепестки ДН до углов  $|\theta| < 50^\circ$ , которые связаны с искажениями фронта волны при прохождении стенки и с отраженным от стенки полем. Погрешности в ДН, вычисленной по новой методике, в секторе углов  $|\theta| > 50^\circ$ , связаны с тем, что в расчётах не учитывалось вторичное отражение поля от стенки, которое в данном случае имеет высокий уровень. Для хорошо настроенной стенки уровень вторично отражённого поля пренебрежимо мал. ДН, рассчитанная по старой методике, описанной в [5], плохо совпала с ДН, рассчитанной строгим методом. Погрешность в определении КП составила 0,68 дБ.

Для такой системы антенна-обтекатель с небольшими электрическими размерами старые методики, основанные на принципах физической оптики, не подходят. Представленная новая методика даёт более высокую точность даже при таких небольших размерах системы.

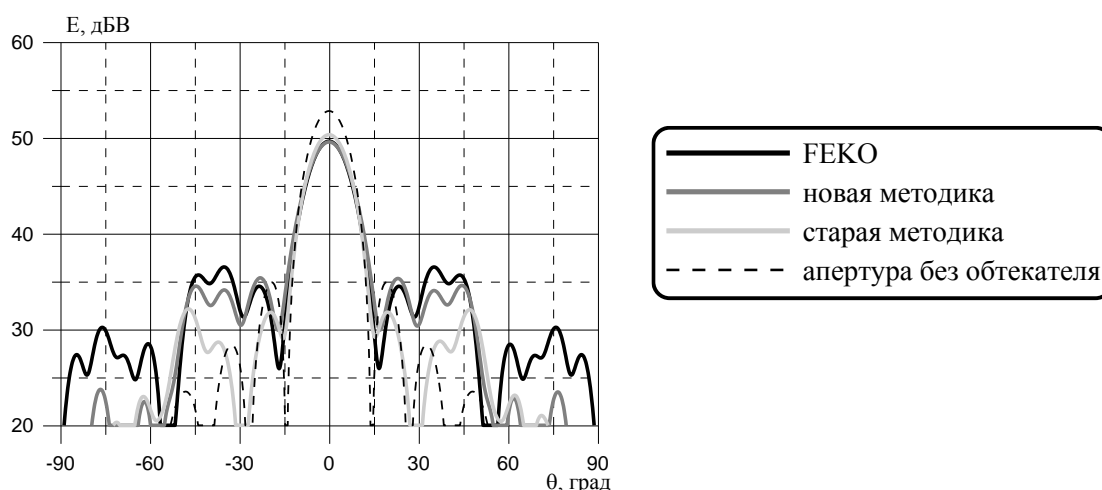


Рис. 4. Диаграмма направленности антенны с обтекателем (рис. 3) в плоскости Н на частоте 5 ГГц.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Бойко М.А., Титов А.Н., Ястребов В.П. Обтекатели РЛС самолетов нового поколения // Радиотехника, 2002, № 11.
2. Кисель Н. Моделирование системы антенна обтекатель в пакете программ FEKO // Современная электроника, 2011, № 9.
3. Князева Л.В. Методы расчета характеристик системы антенна – обтекатель // Антенны, 1998, № 1.
4. Абрамов В.В., Каплун В.А. Расчёт диаграмм направленности антенн при наличии диэлектрических оболочек // Вопросы радиоэлектроник, 1971, выпуск 22.
5. Wu D.C.F., Rudduck R.C. Plane wave Spectrum-Surface integration technique for Radome analysis // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1974, №5, May.
6. Uno T., Adachi S., Sawaya K. Three-dimensional computational analysis of Radomes // Radio Science, 1987, vol. 22, №6, November, pp. 913-916.
7. Колосов Ю.А., Левков Ф.Е. Об использовании метода стационарной фазы в экспресс – оценке влияния обтекателя на параметры антенны // Антенны, 2012, №1.
8. Суркова И.В. Влияние многослойных диэлектрических укрытий различной конфигурации на характеристики антенн с плоской апертурой / Диссертация на соискание учёной степени кандидата технических наук – Москва, 1994.
9. Бодров В.В., Романов С.И. Учёт влияния плоскостной среды на характеристики вибраторных антенн // Радиотехника и электроника, 1998, т. 43, № 10.
10. Бодров В.В., Сурков В.И. Математическое моделирование устройств СВЧ и антенн / Учебное пособие – Москва: Издательство МЭИ, 1994 год.

## Керметы как искусственный многофункциональный материал для создания охлаждаемых микроболометров СВЧ диапазона

Вдовичев С.Н.<sup>1,2,3</sup>, Вдовин В.Ф.<sup>1,3</sup>, Гусев Н.С.<sup>1,2</sup>, Климов А.Ю.<sup>1</sup>, Мухин А.С.<sup>3</sup>, Рогов В.В.<sup>1</sup>,

Удалов О.Г.<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup> ИФМ РАН,

[vdovichev@ipmras.ru](mailto:vdovichev@ipmras.ru),

<sup>2</sup> ННГУ им. Н.И.Лобачевского

<sup>3</sup> НГТУ им. Р.А.Алексеева

<sup>4</sup> California State University

*В данной работе представлены результаты исследований тонких резистивных керметных пленок ( $Si-Cr_x$ ,  $Si-Ti_x$  и др). перспективных для создания широкополосных микроболометров СВЧ диапазона. В рамках работы предложены различные конструкции болометров на основе керметов, и представлены первые результаты по созданию и исследованию свойств свободновисящих тонкопленочных микроболометров на основе  $Si-Cr$ . В частности показано, что изменяя пропорцию  $Cr$  в пленке кермета можно управлять рабочей точкой болометра в широком температурном диапазоне 4-77 К. Построена модель проводимости керметных пленок на основе теории транспорта в гранулированных металлах и разбавленных полупроводниках.*

### Введение

С 70-ых годов прошлого века керметы (кремний-металл) хорошо известны как материал для изготовления резисторов с низким температурным коэффициентом сопротивления (ТКС) [1]. Однако при изменении состава и способов формирования пленок кремний-металл возможно получить тонкопленочные структуры с рекордно-высокими значениями ТКС ( $0.1-1 K^{-1}$ ). Также с 70-х годов ведутся исследования по формированию неохлаждаемых микроболометров на основе кремния (матрицы микроболометров) работающих при комнатной температуре [2]. Однако не смотря на все приложенные усилия, по формированию кремниевых болометров на основе альфа-кремния [3], смеси кремний-германий [4] или германия [3,5], а также в последние годы смеси кремний-германий допированной бором [6] или железом [7], параметры "комнатных" болометров на основе окиси ванадия [8] остаются не превзойденными.

В конце 90-х группа французских исследователей из института Нееля обратила внимание на интересное свойство керметных пленок на основе ниобия - при больших концентрациях ниобия (более 15%) керметные пленки являются сверхпроводящими, но с критической температурой ниже чем у объемного ниобия [9,10]. При концентрации ниобия менее 8%, сопротивление керметных пленок  $SiNb_x$  экспоненциально растет, при этом ТКС может достигать и превосходить  $0.1 K^{-1}$ . Рабочая температура данного болометра составляла 0.3К и была строго привязана к пропорции ниобия. Болометр на основе керметных пленок, правильнее даже сказать высокотемпературный термометр был использован в миссии Олимпо. Его чувствительность достигала  $10^{-16} Вт Гц^{-1/2}$ , а по оценкам возможно достигнуть  $10^{-17} - 10^{-18} Вт Гц^{-1/2}$  для диапазона частот порядка 500 ГГц [10]. В данной работе представлены результаты исследований по созданию тонких резистивных керметных пленок ( $Si-Cr_x$ ,  $Si-Ti_x$ , и др). с возможностью управления "рабочей точкой" в широком температурном интервале. Основное

внимание будет уделено пленкам керметов типа Si-Cr<sub>x</sub> более известных (при других пропорциях) как резистивный сплав (РС) [11].

### Эксперимент

Керметные пленки изготавливались методом магнетронного одновременного распыления двух мишеней (кремний и металл) в едином вакуумном цикле. Остаточный вакуум в камере был не хуже  $1 \cdot 10^{-7}$  Торр. В качестве диэлектрических подложек использовались ситалл, стекло или сапфир, а также эти же подложки покрытые фоторезистом (для формирования подрезки). Расположение магнетронов, возможность изменения угла наклона магнетрона по отношению к подложке в совокупности с широким и диапазон мощностей магнетронов в котором происходило распыления материала (от 10 Вт до 200 Вт) позволяли контролируемо варьировать сопротивление керметных пленок от 100 Ом до 10 МОм/квadrat при толщине

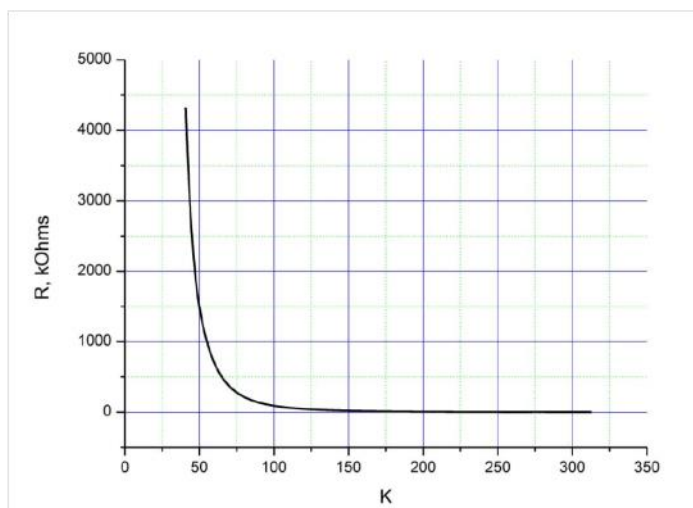


Рис. 1 Зависимость  $R(T)$  керметной пленки SiCr<sub>x</sub> #344.

пленок 100 нм. При распылении только одной мишени кремния сопротивление пленок превышало 200 МОм/квadrat, и не регистрировалось используемой измерительной аппаратурой.

Зависимость сопротивления от температуры  $R(T)$  микромостика, изготовленного из пленок SiCr<sub>x</sub> представлена на рис.1. Измерения проводились по двух точечной схеме.

### Численное моделирование

В основе работы болометров на основе пленок керметов (или гранулированных металлов) лежит нетривиальная зависимость сопротивления таких пленок от температуры. Обычно проводимость керметных пленок рассматривалась для случая когда их сопротивление мало зависит от температуры (случай хорошего резистора). Например, использовалась модель соприкасающихся гранул металлических включений или металлических нитей в кремнии [1]. Сильная зависимость сопротивления от температуры может возникать из-за ряда физических эффектов. Первый из них это переход сверхпроводник-металл (или свехпроводник-изолятор) [12,13], вблизи которого температурная производная сопротивления велика. Другим эффектом является прыжковая проводимость в гранулированных металлических пленках



(керметах) [14]. Такой тип транспорта приводит к экспоненциальной зависимости сопротивления от температуры. В зависимости от наличия или отсутствия явлений кулоновской блокады показатель экспоненты может изменяться [15, 16]. На рис.2 представлены зависимости  $R(T)$  для микромостика, изготовленного из пленки  $\text{SiCr}_x$  #355, а также аппроксимация проводимости по формуле

$$\sigma = \sigma_0 e^{-(T_0/T)^n} \quad (1)$$

Численные коэффициенты  $T_0$  и  $\sigma_0$  определялись методом наименьших квадратов при построении зависимостей  $\ln(\sigma)$  от  $T^{-n}$  при разных  $n$ . Наилучшей подгонки удается добиться при  $n = 1/2$  и  $T_0=2598 \text{ K}$ . Это свидетельствует о наличии эффекта Кулоновской блокады на электронный транспорт у данного образца. Зависимость ТКС данного образца от температуры, определяемого по формуле

$$C = \sigma \frac{\partial}{\partial T} \left( \frac{1}{\sigma} \right) = -\frac{1}{T} \left( \frac{T_0}{T} \right)^n \quad (2)$$

представлена на рис. 3. При изготовлении микроболометра необходимо, чтобы величина его сопротивления не превышала 1 МОм в рабочей точке. С другой стороны из рис.3 видно, что максимальный ТКС достигается при больших сопротивлениях пленки. При изготовлении планарных микроболометров высокой чувствительности из керметных пленок компромисс может быть достигнут при уменьшении квадратов площади болометра (щелевая геометрия).

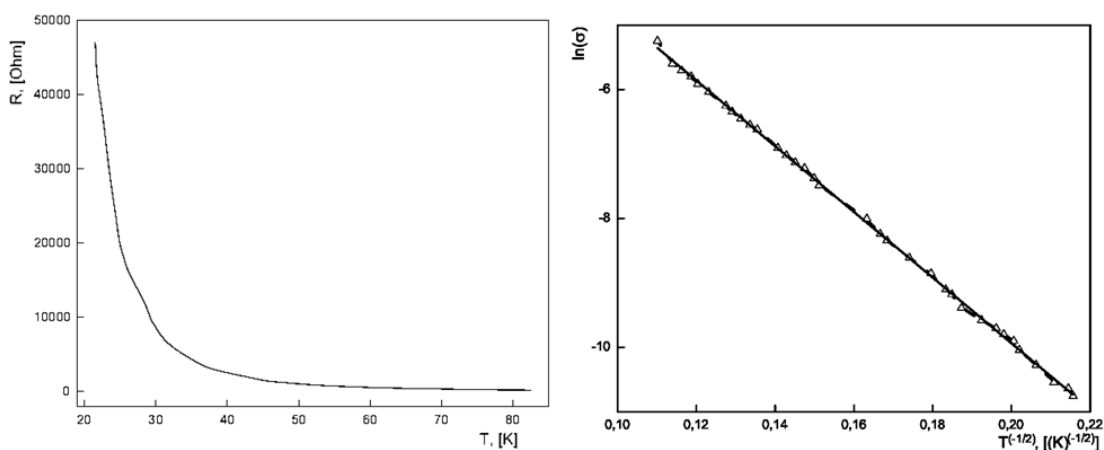


Рис.2 Зависимость  $R(T)$  и  $\sigma(T)$  (эксперимент и аппроксимация) керметной пленки  $\text{SiCr}_x$  #355.

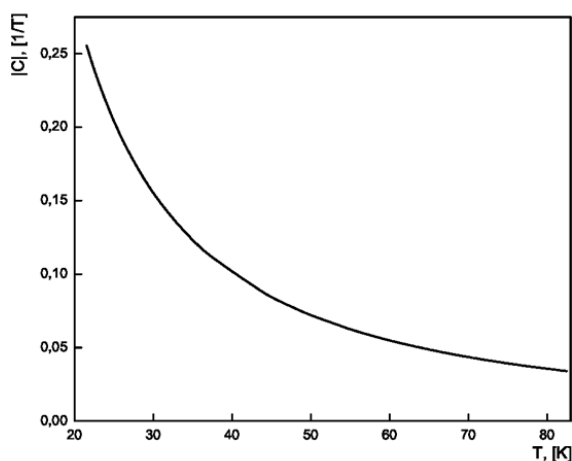


Рис.3 Зависимость ТКС от температуры  $C(T)$  для керметной пленки  $\text{SiCr}_x$  #355.

Таким образом керметы представляют собой многофункциональный (универсальный) материал (versatile material), перспективный для создания микроболометров, в том числе и для решения астрофизических задач.

В докладе также будут представлены результаты работ по изготовлению и исследованию свойств свободновисящего микроболометра на основе керметных пленок.

Работа выполнена при частичной поддержке Минобрнауки РФ (проекты 3.2054.2014/К и 11.G34.31.0029) и РФФИ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мейскин З. Г. Несплошные и керметные пленки. Физика тонких пленок. М.: Мир, 1978. Т. 8. С. 106—179.
2. Liddiard, К.С. , *Infrared Physics*, V. 24, Iss. 1, P.57 (1984)
3. Т.А Енукова и др. , Письма в ЖТФ, т.23, вып.13, стр.21 (1997)
4. А. Kosarev et al. *Solid-State Electron.* 54 (2010) 417.
5. М. Moreno et al., *Thin Solid Films* 515 (2007) 7607
6. Rui Xu et al. *Infrared Physics & Technology* 58 (2013) 32
7. Е.В. Михайловская и др., ЖТФ, т. 72(2) с.129 (2003)
8. Bin Wang et al. *Infrared Physics & Technology* 57 (2013) p.8
9. С. Nones, *Astronomy & Astrophysics* 548, A17 (2012)
10. Christian HOFFMANN, *Astrophysics Detector Workshop Nice 2008*
11. В. Недорезов, С Подшибякин. *Электроника* №6 (00112) 2011
12. Y. Shapira and G. Deutscher, *Phys. Rev. B* **27**, 4463 (1983).
13. N. Hadacek, M. Sanquer, and J. C. Villegier, *Phys. Rev. B* **69**, 024505 (2004).
14. I. S. Beloborodov, A. V. Lopatin, V. M. Vinokur, and K. B. Efetov, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 469 (2007).
15. I. S. Beloborodov, A. V. Lopatin, and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. B* **72**, 125121 (2005).
16. K. B. Efetov and A. Tschersich, *Phys. Rev. B* 67, 174205 (2003)

## Разработка конструкций диэлектрических купольных линзовых антенн СВЧ диапазона с улучшенными аэродинамическими характеристиками и повышенной механической прочностью

Медведев Ю.В.

<sup>1</sup> ФГБУ «16 Центральный научно исследовательский институт» Минобороны России  
yury.v.medvedev@gmail.com

Приведены конструкции диэлектрических купольных линзовых антенн (КЛА), определены области их применения. Проведено численное исследование энергетических, аэродинамических и прочностных параметров диэлектрических купольных линзовых антенн (КЛА) с учетом массы линзы. Получены зависимости коэффициента усиления и коэффициента аэродинамического сопротивления от геометрических параметров КЛА летно-подъемного средства (ЛПС), осуществляющего полет на высоте 8 км над уровнем моря со скоростью 400 км/ч. Показана возможность снижения коэффициента аэродинамического сопротивления антенны путем уменьшения геометрических размеров купольной линзы при сохранении значения коэффициента усиления. Получены зависимости коэффициента усиления и коэффициента запаса прочности по критерию Мизеса от геометрических параметров КЛА. Показана возможность увеличения коэффициента запаса прочности антенны путем уменьшения геометрических размеров купольной линзы с сохранением значения коэффициента усиления. Получены зависимости массы линзы от изменения ее габаритных размеров. Показана возможность снижения массы линзы при рациональном выборе ее геометрических размеров.

В настоящее время в связи с освоением более высокочастотной части СВЧ диапазона, а также в связи с расширяющимся кругом задач по обеспечению связи в сложной электромагнитной обстановке, требования к антеннам ужесточаются. Антенны могут размещаться как на стационарных, так и на подвижных объектах. Для поддержания требуемых энергетических потенциалов радиолиний антенны должны обладать достаточно высоким коэффициентом усиления (КУ) и, следовательно, формировать узкие, игольчатые диаграммы направленности (ДН) с возможностью образования нулей ДН в направлении помех, и обеспечивать высокоскоростное одно- или многолучевое сканирование в полусферическом пространстве, отслеживая положение подвижных объектов с учетом колебаний транспортной базы.

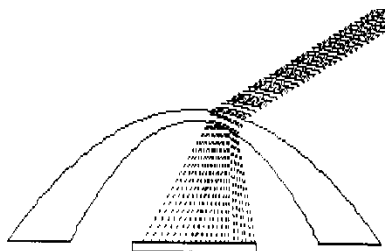


Рис. 1. Купольная линзовая антенна.

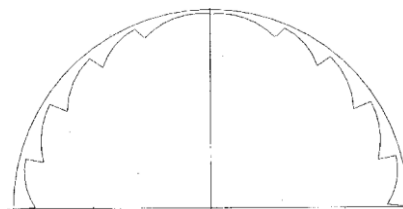


Рис. 2. Линза с зонированным профилем.

Одним из возможных и наиболее перспективных путей решения задач по обеспечению связи с подвижными и стационарными объектами в СВЧ диапазоне является использование

диэлектрических купольных линзовых антенн с высокоскоростным широкоугольным электрическим сканированием. КЛА содержат купольную диэлектрическую рассеивающую линзу и плоскую фазированную антенную решетку (ФАР), расположенную в ее основании (см. рис. 1) [1,2]. На рис. 1 представлены траектории лучей в угломестном сечении варианта конструкции КЛА, построенные в приближении геометрической оптики для угла сканирования  $\theta = 60^\circ$  и относительной диэлектрической проницаемости материала линзы  $\varepsilon = 38$ . Рассеивающий геометрический профиль образован из отрезков парабол. Снижение массы линзы может быть достигнуто путем зонирования геометрического профиля линзы. На рис. 2 представлен вариант зонированного рассеивающего профиля линзы, образованного из отрезков окружностей. Рассеивающий геометрический профиль линзы КЛА может иметь различную форму, в частности, может быть образован из отрезков парабол, окружностей, гипербол, эллипсов, и др., а также их сочетаний.

Как показывают исследования [3] в настоящее время возможно создание КЛА различных конструкций с высокоскоростным электрическим сканированием в широком секторе углов:  $360^\circ$  по азимуту и  $0^\circ \dots 118^\circ$  по углу места. Имея расширенный сектор и высокую скорость сканирования, а также обеспечивая управление формой ДН и ее положением в пространстве, КЛА могут найти свое применение в средствах радио, радиорелейной и спутниковой связи стационарных и мобильных объектов.

Поскольку купольная линза выполняет роль не только преломляющей призмы, но и защищает

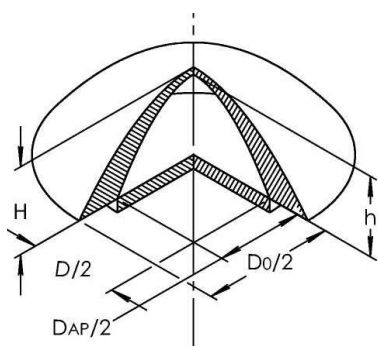


Рис. 3. Параметры КЛА.

антенную решетку от внешних воздействий, в основном линза и будет определять прочность конструкции антенны, а также ее аэродинамические характеристики. Энергетические, аэродинамические и прочностные характеристики КЛА являются величинами, зависящими от геометрических параметров линзы.

Для оценки аэродинамических и энергетических характеристик КЛА проведено исследование зависимости коэффициента аэродинамического сопротивления и КУ антенны от геометрических размеров купольной линзы при условии крепления антенны к обшивке ЛПС, осуществляющего полет на высоте 8 км над уровнем моря со скоростью 400 км/ч.

Исследование проводилось численными методами [4]. Расчет коэффициента аэродинамического сопротивления антенны под действием аэродинамической нагрузки осуществлялся с использованием твердотельной модели антенны, выполненной в натуральную величину, при этом крепление антенны к обшивке ЛПС смоделировано ее размещением на полубесконечной плоскости, размеры которой много больше размеров антенны. Для расчета коэффициента усиления антенны использовалась математическая модель КЛА, построенная в приближении геометрической оптики и приближении Кирхгофа [5]. При расчетах считалось, что линза имеет идеально гладкую поверхность. Исходные параметры линзы

соответствовали следующим параметрам:  $D_0/D_{AP} = 3,0$ ;

$D/D_{AP} = 2,0$ ;  $H/D_{AP} = 1,0$ ;  $h/D_{AP} = 0,9165$ , относительный диаметр антенной решетки  $D_{AP}/\lambda = 40$ , где  $\lambda = 8$  мм длина волны в свободном пространстве (см. рис. 3). Для нахождения коэффициента аэродинамического сопротивления  $C_x$  (коэффициента обтекаемости) использовано соотношение [6]:

$$C_x = \frac{2f}{\rho v^2 s} \quad (1)$$

где  $f$  – сила аэродинамического (лобового) сопротивления;  $\rho$  – плотность воздуха;  $v$  – скорость относительного движения воздуха и антенны;  $s$  – площадь наибольшего поперечного сечения антенны (лобовая площадь). Необходимые для расчетов значения плотности воздуха  $\rho = 0,49 \text{ кг/м}^3$ , давления  $p = 33031,95 \text{ Па}$  и температуры  $t = -40^\circ \text{ C}$  на высоте  $H = 8 \text{ км}$  над уровнем моря выбраны из справочника [7]. Проведено исследование изменения коэффициента усиления  $G$  для угла сканирования антенны  $0^\circ$  и коэффициента аэродинамического сопротивления антенны  $C_x$  при изменении высоты  $H$  и внешнего диаметра основания линзы  $D_0$  в сравнении с исходными значениями в условиях воздействия на антенну движущегося со скоростью  $400 \text{ км/ч}$  воздушного потока, направленного под углом  $90^\circ$  к оси симметрии антенны. В ходе исследования получено продольное сечение диаграммы движения воздушного потока вдоль поверхности линзы (рис. 4). Темные области диаграммы указывают на пониженное давление, образующееся за счет слабого обтекания воздушным потоком мест крепления основания линзы к поверхности, светлая о повышенном давлении у поверхности линзы и высокой скорости ее огибания воздушным потоком. Стрелками указано направление движения вектора скорости воздушного потока. Как видно из диаграммы, наибольшее давление испытывает область при вершине линзы, а за линзой в ее основании существует значительная область высокого разряжения. Результаты исследования приведены на рис. 5 в

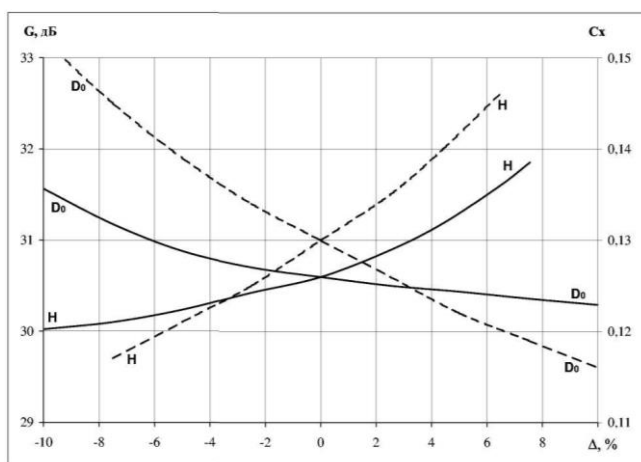


Рис. 5. КУ и  $C_x$  КЛА: --  $G$ ; -  $C_x$ .

виде графиков, отражающих изменение коэффициентов усиления и аэродинамического сопротивления антенны. Изменение параметров линзы задано в процентах относительно исходных значений. При проведении расчетов изменялся только один параметр, а остальные сохранялись равными своим исходным значениям. Как следует из полученных результатов, аэродинамическое сопротивление антенны снижается с уменьшением высоты и с увеличением внешнего диаметра линзы. Аналогичная

зависимость наблюдается и для КУ антенны, который повышается при увеличении высоты и уменьшении внешнего диаметра линзы. При снижении высоты линзы на 2% относительно исходного значения (КУ снизится на 0,4 дБ) для поддержания требуемого усиления антенны (31 дБ) необходимо уменьшить внешний диаметр основания линзы на 2,5% относительно исходного значения, что даст увеличение КУ до требуемой величины, т.е. на 0,4 дБ. При этом снижение высоты линзы приведет к снижению коэффициента аэродинамического сопротивления антенны на 0,01, а увеличение диаметра внешнего основания к увеличению  $C_x$  на 0,01, что даст исходное значение  $C_x = 0,126$ . Изменения высоты и внешнего диаметра основания линзы на 10% относительно исходных значений дают незначительные, на единицы сотых долей изменения коэффициента аэродинамического сопротивления антенны, свидетельствующие о том, что линза имеет хорошо обтекаемую форму. Абсолютное значение коэффициента аэродинамического сопротивления  $C_x = 0,126$ ,

полученное при исходных геометрических размерах линзы, говорит о хорошей аэродинамичности антенны. На основании полученных зависимостей  $C_x$  и  $G$  возможно осуществить выбор рациональных геометрических размеров линзы при заданных значениях

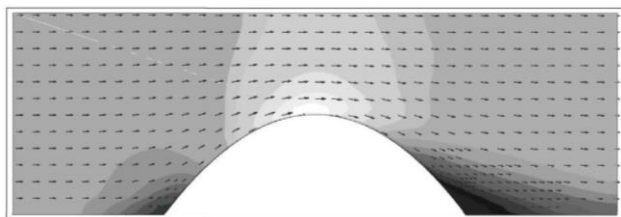


Рис. 4. Воздушный поток вдоль поверхности

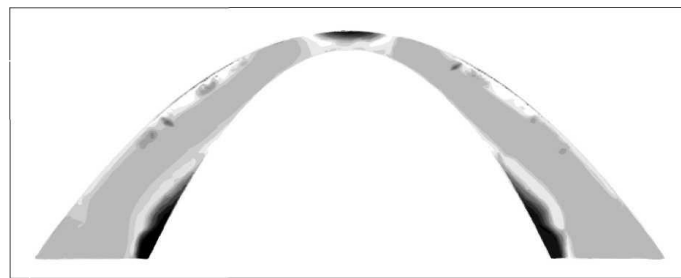


Рис. 6. Расчет прочности купольной линзы.

коэффициентов усиления и

аэродинамического сопротивления антенны. Для оценки прочностных характеристик КЛА проведено аналогичное исследование изменения коэффициента усиления  $G$  для угла сканирования антенны  $0^\circ$  относительно направления в зенит и коэффициента запаса прочности линзы  $\eta$  при изменении внешней  $H$  и внутренней  $h$  высоты, внешнего  $D_0$  и внутреннего  $D$  диаметра основания линзы в сравнении с исходными значениями. Расчет напряженно деформированного состояния линзы и оценка прочности КЛА выполнялась по критерию Мизеса (von Mises критерий энергии формоизменения), определяющего момент

$$\sigma_{vonMises} = \sqrt{\frac{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2}{2}}; \quad \eta = \frac{\sigma_{lim}}{\sigma_{vonMises}}, \quad (2)$$

исчерпания несущей способности сравнением величины эквивалентного напряжения с пределом текучести материала. Эквивалентные напряжения  $\sigma_{vonMises}$  в точках дискретизации объема тела рассчитывались по формуле:

где  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  – главные напряжения, эквивалентное напряжение не зависит от ориентации площадки, на которой оно действует, то есть является инвариантным, а коэффициент запаса прочности  $\eta$  вычислялся как отношение величины прочности (предела текучести, предела прочности, другой величины) к максимальному, в пределах детали, эквивалентному напряжению. В качестве материала линзы для проведения исследования выбран высокочастотный диэлектрик Morgan Advanced Ceramics Deranox<sup>TM</sup> 970 плотностью  $3,74 \text{ г/см}^2$ , содержащий 97,0% высококачественного оксида алюминия  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , имеющий предел прочности на сжатие 2000 МПа, диэлектрическую проницаемость  $\epsilon = 9,1$  и тангенс угла диэлектрических потерь  $\text{tg}\delta = 6,7 \cdot 10^{-4}$ . Исходные параметры линзы соответствовали следующим значениям:  $D_0/D_{AP} = 3,0$ ;  $D/D_{AP} = 2,0$ ;  $H/D_{AP} = 1,0$ ;  $h/D_{AP} = 0,9165$ , относительный диаметр антенной решетки  $D_{AP}/\lambda = 40$ , где  $\lambda = 6,74 \text{ мм}$  – длина волны в свободном пространстве (см. рис. 3).

Результаты расчета прочности линзы приведены на рис. 6, где показано сечение линзы с распределением коэффициента запаса прочности, полученном в ходе расчета напряженно деформированного состояния линзы при условии равномерно распределенного давления, порядка 100 кПа по ее поверхности, направленного сверху вниз перпендикулярно плоскости основания.

Как видно из рисунка возникающие напряжения, а также коэффициент запаса прочности распределяется по объему линзы неравномерно. В линзе имеются две области с наибольшим напряжением, соответствующие минимальным значениям коэффициента запаса прочности (отмечены темным цветом). Эти области располагаются у основания линзы, поскольку оно имеет жесткую фиксацию, вызывая повышенное напряжение у мест крепления с внутренней стороны, и у вершины линзы, т. к. в этом месте линза имеет минимальную толщину.

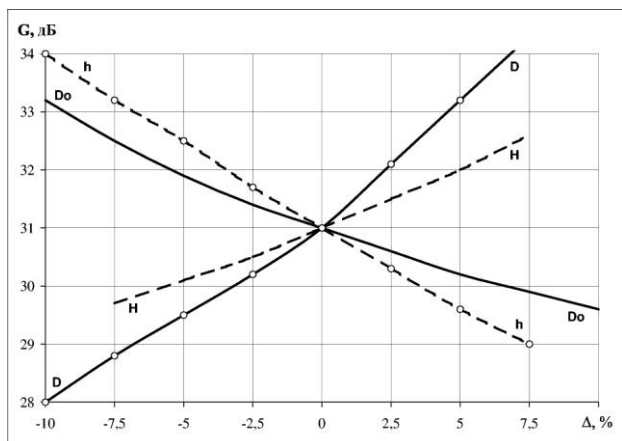


Рис. 7. КУ КЛА.

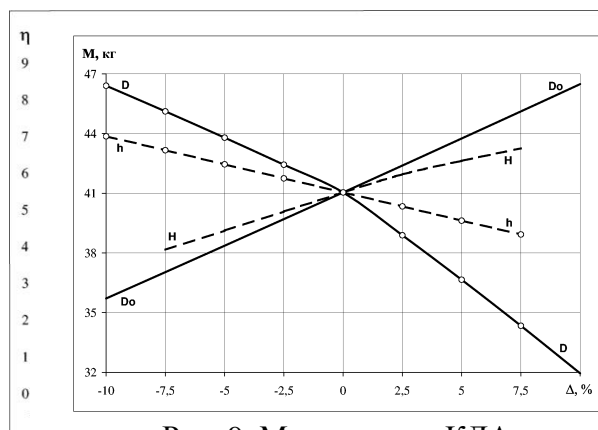


Рис. 9. Масса линзы КЛА

Рис. 8. Коэффициент запаса прочности.

Результаты исследования приведены на рис. 7 и 8. Изменение параметров линзы задано в процентах относительно исходных значений. При проведении расчетов изменялся только один параметр, а остальные сохранялись равными своим исходным значениям. Как видно из результатов исследования наибольшее влияние на прочность линзы оказывает изменение толщины линзы у вершины. Изменение внутренней высоты линзы на 17,5% приводит к изменению коэффициента запаса прочности более чем в 8,5 раз. При толщине линзы у вершины 4 мм и давлении 100 кПа запас прочности составляет 0,79, что приведет к разрушению конструкции при данной нагрузке. Повысить прочность линзы в 1,5 раза возможно путем уменьшения внешнего диаметра линзы и путем увеличения толщины линзы у ее основания в пределах 20% от исходных значений. Наименьшее влияние на изменение прочности линзы оказывает изменение высоты линзы. Так, увеличение высоты линзы на 15% позволяет повысить коэффициент запаса прочности с 3,58 до 4,28. В целом конструкция линзы с исходными размерами позволяет выдерживать нагрузки в пределах 1,02кгс/см<sup>2</sup> при четырехкратном запасе прочности. КУ антенны (см. рис. 7) растет при увеличении внешней высоты линзы и толщины линзы при вершине, а также при уменьшении внешнего диаметра линзы и уменьшении толщины линзы при основании.

При необходимости уменьшения габаритов антенны на 5%, снижение высоты линзы на эту величину приведет к снижению КУ антенны относительно исходного значения на 0,9 дБ, а уменьшение внешнего диаметра линзы на 5% позволит компенсировать полученный при уменьшении высоты недостаток усиления. На основании полученных зависимостей  $\eta$  и  $G$  возможно осуществить выбор рациональных геометрических размеров линзы при заданных значениях коэффициента усиления и коэффициента запаса прочности антенны.

Для оценки возможности выбора рациональных массогабаритных показателей конструкции антенны проведено исследование зависимости массы линзы от изменения ее габаритных размеров. Результаты расчета зависимости массы линзы от ее геометрических размеров приведены на рис. 9 в виде графика, вертикальная ось которого показывает значения массы, а горизонтальная изменение размеров линзы в процентах.

Как видно из рисунка, изменение размеров линзы на  $\pm 10\%$  относительно исходных значений приводит к значительному изменению массы линзы, более чем на  $\pm 5$  кг при исходной массе линзы 41 кг. Наибольшего снижения массы линзы можно добиться путем уменьшения ее толщины у основания. Также снизить массу линзы возможно путем уменьшения высоты линзы, уменьшения ее внешнего диаметра и уменьшения ее толщины при вершине.

Таким образом, при разработке диэлектрических КЛА, в частности и для мобильных объектов, необходимо учитывать прочностные, аэродинамические показатели и массу антенны, которые могут быть улучшены путем изменения геометрических параметров линзы без ухудшения энергетических показателей антенны. Проведенные численные исследования изменения коэффициента запаса прочности, коэффициента аэродинамического сопротивления, массы линзы и КУ в зависимости от изменения размеров купольной линзы показали, что путем изменения геометрических параметров линзы в пределах 20% относительно исходных значений, а также их рационального выбора, воз- можно добиться снижения массы линзы более чем на 10 кг, более чем в 2 раза повысить прочность конструкции и в 1,25 раза снизить коэффициент аэродинамического сопротивления антенны с сохранением требуемого усиления в секторе сканирования.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Stangel J., Valentino P. – Canadian patent, no.977844, cl.333-17.43, cl.333-17.35, 1975.
2. Медведев Ю.В., Харланов Ю.Я. и др. – Патент RU №2201021 С2, кл. Н 01 Q 15/08, приор. 04.09.2000, опубл. 20.03.2003, бюл. № 8.
3. Медведев Ю.В., Харланов Ю.Я. Характеристики купольных линзовых антенн, используемых в мобильных средствах спутниковой и радиорелейной связи в движении диапазонов ММВ и СМВ // Антенны.—М.,2004.— Вып. 2(81).— С. 20 — 25.
4. Алямовский А.А., Собачкин А.А., Одинцов Е.В., Харитонович А.И., Пономарев Н. Б. Solid Works. Компьютерное моделирование в инженерной практике.— СПб.: «БХВ Петербург», 2006.— 800 с.
5. Кашин С.В. Расчет линз из однородного диэлектрика//Радиотехника.— 1990.— №1.— С. 87.
6. Кан С.Н., Свердлов И.А. Расчет самолета на прочность: Учебник для вузов по расчету самолета на прочность.— Изд. 5-е, перераб. и доп. М.: «Машиностроение», 1966.— 520 с.
7. *HUTTEË*. Справочная книга для инженеров, архитекторов, механиков и студентов // Перевод с 25-го немецкого издания под общей редакцией Московского Механического Института имени М.В. Ломоносова. Т. 1.— Изд. 13-е, испр. и доп.— М.: «Главлит», 1930.— С. 362.



## ИЗЛУЧЕНИЕ ОСТРОНАПРАВЛЕННОЙ АНТЕННЫ НАД МОРЕМ В УСЛОВИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВОЛНОВОДА ИСПАРЕНИЯ

*Махалов А.М., Михайлов М.С., Пермяков В.А.*  
 Национальный исследовательский университет «МЭИ»  
[valerypermyakov@yandex.ru](mailto:valerypermyakov@yandex.ru)

*Приведено исследование условий оптимального возбуждения волновода испарения остронаправленной антенной. Волновод испарения позволяет значительно увеличить дальность работы РЛС*

В последнее время интенсивно изучаются условия загоризонтного распространения радиоволн (РРВ) в волноводе испарения (ВИ) [1,2]. При теоретическом анализе РРВ обычно используется вертикальный профиль модифицированного показателя преломления  $M(x)$ , описываемый моделью Паулуса-Ешке [3]

$$M(x) = M(0) + 0,13 \left[ x - x_d \cdot \ln \frac{x + x_0}{x_0} \right], \quad (1)$$

где  $M(0) = (n-1) \cdot 10^6$  - модифицированный индекс преломления на уровне моря,  $x$  - высота над уровнем моря в метрах,  $x_d$  - высота волновода испарения в метрах,  $x_0$  - параметр, равный  $1.5 \cdot 10^4$  м.

При расчетах использовалась методика расчета энергетического потенциала импульсных РЛС [4], модифицированная согласно [5]. Учитывались потери в атмосфере и гидрометеорах и потери при рассеянии вперед на профиле морской поверхности. Максимальная дальность действия РЛС определяется из уравнения радиолокации

$$m_1 P_n + m_2 P_h + m_3 P_s = \frac{P_1 G^2 F^4(\theta, \phi) \sigma_{ef} \lambda_0^2}{(4\pi)^3 R^4} F_a F_h N, \quad (2)$$

В (2)  $P_1$  — мощность на входе передающей антенны,  $G$  — коэффициент усиления антенны,  $F$  — амплитудная ДН антенны,  $\sigma_{ef}$  — ЭПР цели,  $\lambda_0$  — длина электромагнитной волны,  $R$  — расстояние от РЛС до цели.  $m_1$  — коэффициент различимости сигнала от цели на фоне шумов СВЧ части приемника,  $P_n$  — мощность шумов приемника,  $F_a$  — множитель ослабления сигнала в атмосфере,  $m_2$  — коэффициент различимости сигнала от цели на фоне помех от гидрометеоров,  $P_h$  — мощность сигнала, рассеянного гидрометеорами,  $F_h$  — множитель ослабления в гидрометеорах,  $m_3$  — коэффициент различимости сигнала от цели на морской поверхности, множитель  $N$  — база фазоманипулированного сигнала. МПУ позволяет учесть дифракционные эффекты. Для этого в правую часть (2) вводится множитель  $V^4$ , где  $V$  — множитель ослабления, рассчитываемый с помощью МПУ. Для численной реализации МПУ используется метод факторизации и БПФ аналогично [6].

Проведен анализ влияния различных видов потерь в приводном слое тропосферы на дальность действия РЛС.

Расчеты выполнены для следующих параметров: длина волны 3 см,  $P_{cp} = 15$  Вт, коэффициент усиления антенны 30 дБ, ширина главного лепестка ДН в обеих плоскостях  $5^\circ$ , КНД 1000, главный лепесток ДН направлен на горизонт. Моделирование внутренних шумов

приемника - при  $T_{ш} = 300$  К и  $K_{ш} = 3$ . ЭПР цели -  $10 \text{ м}^2$ . Учет морского волнения, в отличие от известной статистической модели [7,8] проводился заданием профиля морской волны в форме трохлоиды. При 3-х баллах высота морской волны была взята 1,25 м, длина волны 125 м, при 6-ти баллах высота морской волны 6 м, длина волны 60 м.

Результаты расчета максимальной дальности действия РЛС для нормальной тропосферы и волновода испарения высотой 15 м при отношении сигнал/шум 0дБ и различных видах потерь приведены в таблице 1

Таблица 1. Максимальная дальность РЛС в нормальной тропосфере и в волноводе испарения при различных видах потерь.

Дальность без учета/с учетом потерь	Без учета потерь	в чистом воздухе	в воздухе и гидрометеорах	на морской волне при 3 баллах	на морской волне при 6 баллах
Норм тропосфера Высота антенны 5 м	15.3 км	15.3 км	13.5 км	14.6 км	9 км
Норм тропосфера Высота антенны 20 м	23 км	23 км	21.5 км	22.5 км	18.3 км
Волновод 15м Высота антенны 5 м	~1000 км	475 км	350 км	150 км	30 км
Волновод 15м Высота антенны 20 м	85 км	60 км	40 км	53 км	48 км

Обсудим приведенные результаты.

В случае нормальной тропосферы потери в чистой атмосфере составляют на дальности 100 км не более 3 дБ и при выбранном масштабе практически не проявляются на зависимости отношения сигнал/шум. Дополнительные потери в ливне интенсивностью 100 мм/ч и горизонтальной протяженностью дождя 1 км составляют примерно 6 дБ.

Дальность действия РЛС с учетом потерь в воздухе и гидрометеорах для высоты антенны 5 м, уменьшается в нормальной тропосфере в штиль на ~2 км (от ~15.3 км до ~13.5 км) по сравнению с оценкой дальности без учета потерь. При высоте антенны 20 м в нормальной тропосфере дальность действия оказывается выше, чем для антенны, расположенной на высоте 5 м, и составляет в штиль без учета потерь 23 км, при учете потерь — 21.5 км (**Ошибка! Источник ссылки не найден.**а).

В табл.1. и на рис. 1 приведены результаты расчетов дальности действия РЛС в ВИ при изменении балльности морского волнения от 0 до 6-ти баллов. Дальность действия РЛС в ВИ при высоте антенны 5 м (рис.1) составляет в пренебрежении потерями ~1000 км. Влияние потерь в воздухе и гидрометеорах проявляется в ВИ гораздо сильнее, чем в нормальной тропосфере: дальность действия РЛС уменьшается в штиль в чистом воздухе до 475 км, а с учетом интенсивного ливня до 350 км. Увеличение морского волнения сокращает дальность действия РЛС в отсутствие дождя до 150 км при 3-х баллах и до 30 км при 6-х баллах, а при учете дождя до 110 км и 20 км соответственно. При высоте антенны 20 м (рис. 2) дальность действия РЛС без учета потерь составляет 85 км, в отсутствие дождя составляет 60 км, при учете дождя 40 км, причем не меняется при изменении волнения моря от 3 до 6-х баллов. Хотя антенна расположена выше ВИ, дальность действия РЛС больше, чем в нормальной тропосфере.

Обратим внимание на то, что по мере увеличения балльности отношение сигнал/шум в среднем убывает по сравнению со штилем, а толщина кривых отношений сигнал-шум на графиках возрастает (см. серию рисунков для ВИ). Это не случайно, а связано с тем, что амплитуда поля сильно колеблется по направлению движения с увеличением балльности. Пространственный период морской волны в данном расчете значительно меньше 1 км. Поэтому осцилляции интенсивности электромагнитного поля на периоде морской волны не видны и сливаются в сплошную полосу на выбранном масштабе дальности.

Далее был проведен анализ условий оптимального возбуждения волновода испарения при учете вариаций высоты волновода испарения, высоты расположения антенны РЛС, наклона главного лепестка диаграммы направленности антенны по углу места.

На рис. 3 приведена дальность действия РЛС, оцененная по отношению  $s/\text{ш}=0$  дБ для частоты 10 ГГц и ВИ высотой 10,15,20 м. Данный расчет относится к одномодовому возбуждению ВИ. Рисунок показывает, что для ВИ высотой 15 м оптимальное возбуждение ВИ имеет место при высоте антенны, примерно равной трети высоты ВИ - 5 м

Были проведены также исследования условий оптимального возбуждения волновода испарения при изменении угла наклона главного лепестка диаграммы направленности антенны и выяснено, что наибольшая дальность действия имеет место при направлении ДН антенны на горизонт.

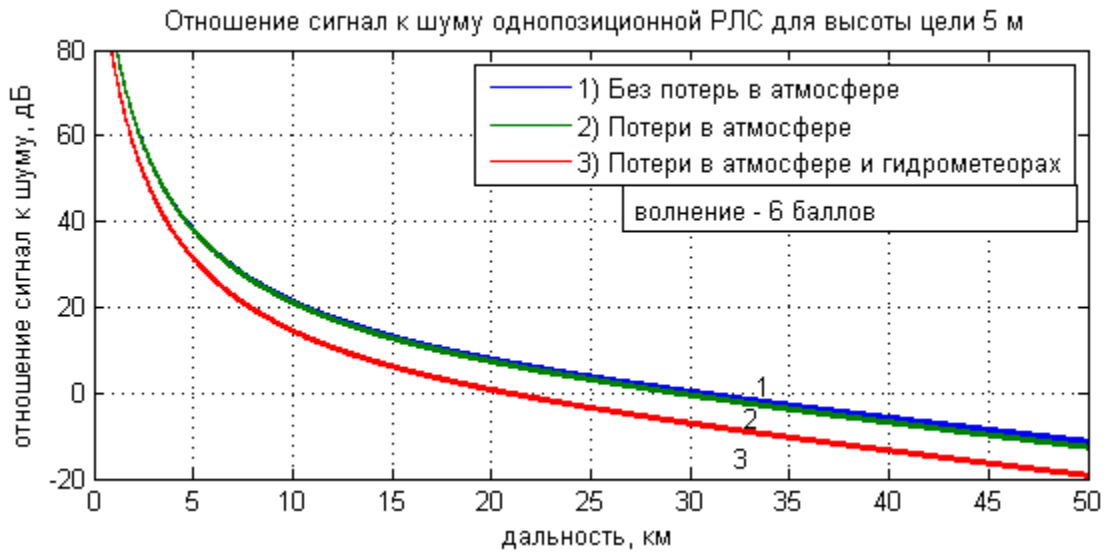
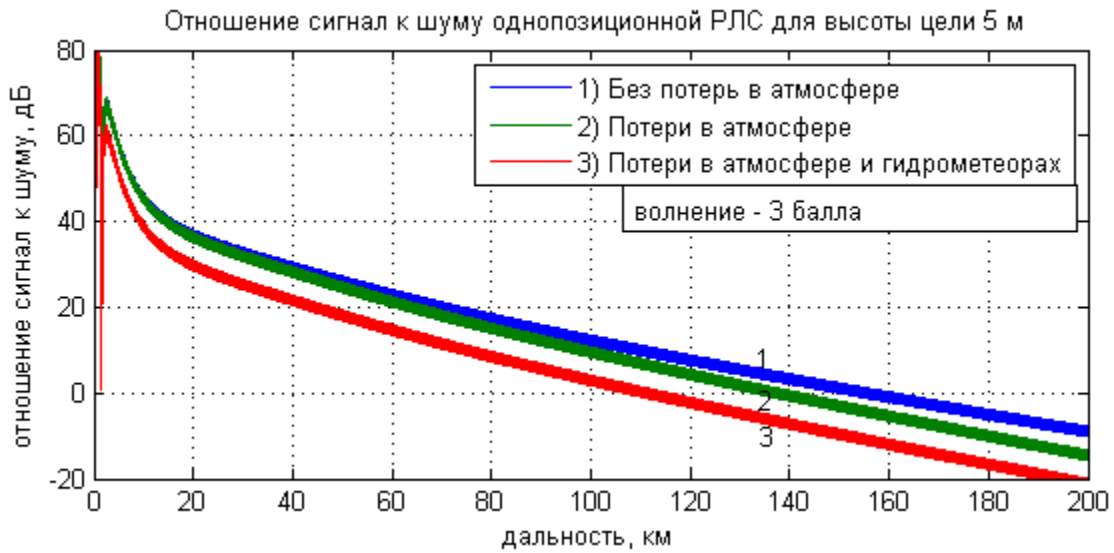
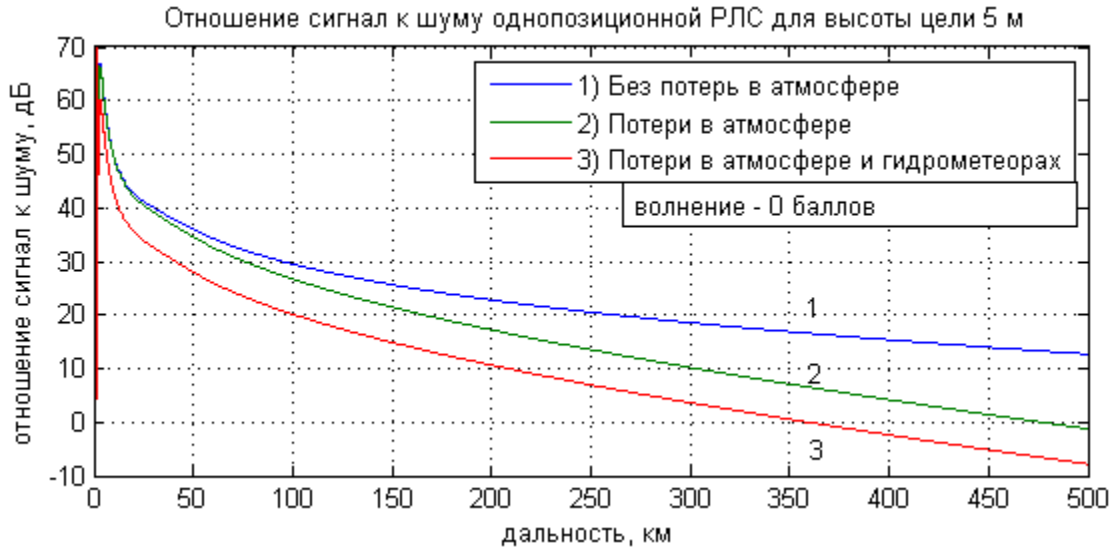


Рис. 1. Отношение сигнал/шум РЛС в волноводе испарения 15 м. Высота антенны 5 м. Высота цели 5 м, ЭПР 10 м<sup>2</sup>. Температура 15°C, влажность 60%, давление 750 мм. рт. ст., интенсивность дождя 100 мм/ч, протяженность 1 км, а) балльность 0, б) балльность 3 в) балльность 6

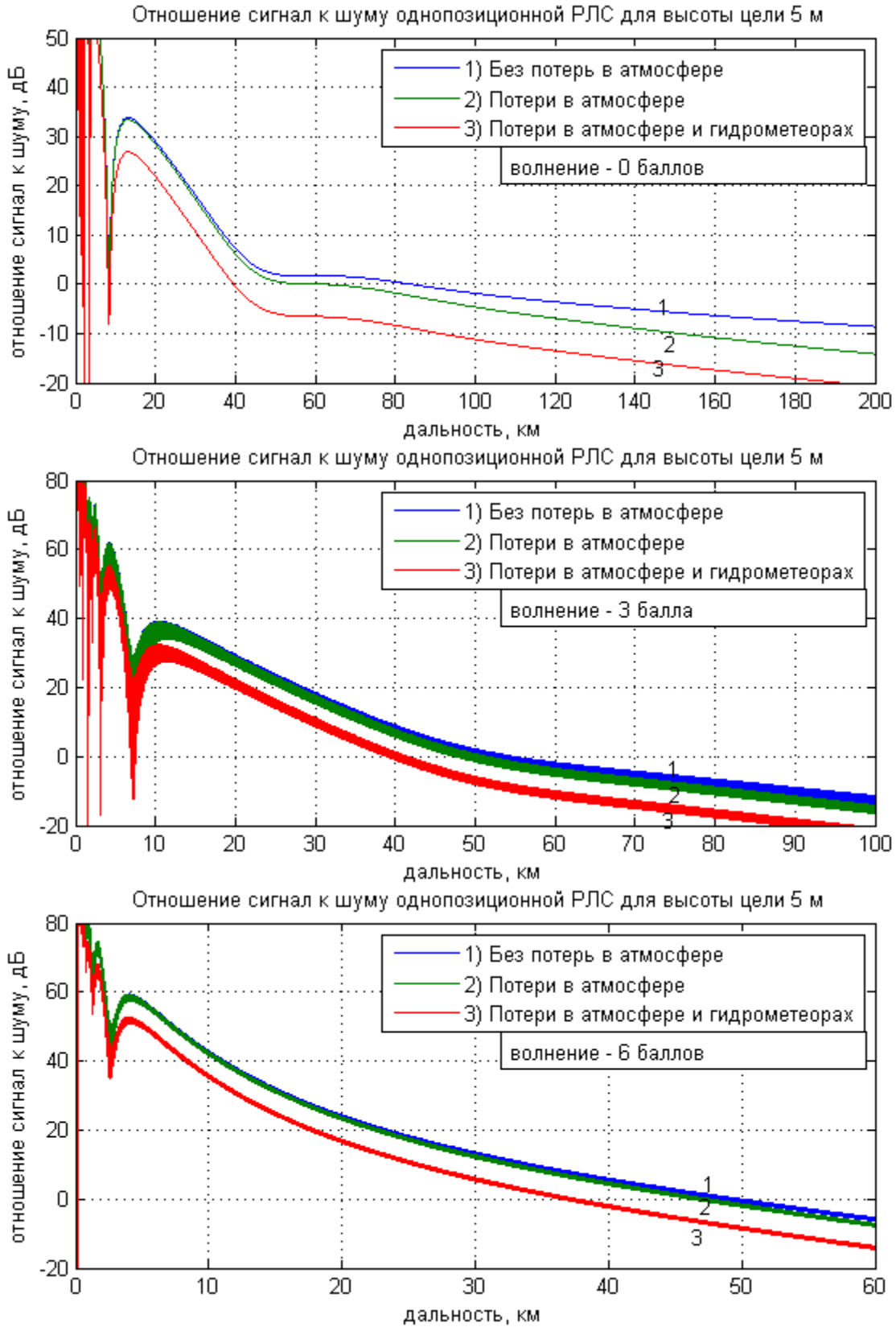


Рис. 2. Отношение сигнал/шум РЛС в волноводе испарения 15 м. Высота антенны 20 м. Высота цели 5 м, ЭПР 10 м<sup>2</sup>. Температура 15°C, влажность 60%, давление 750 мм. рт. ст., интенсивность дождя 100 мм/ч, протяженность 1 км, а) балльность 0, б) балльность 3, в) балльность 6

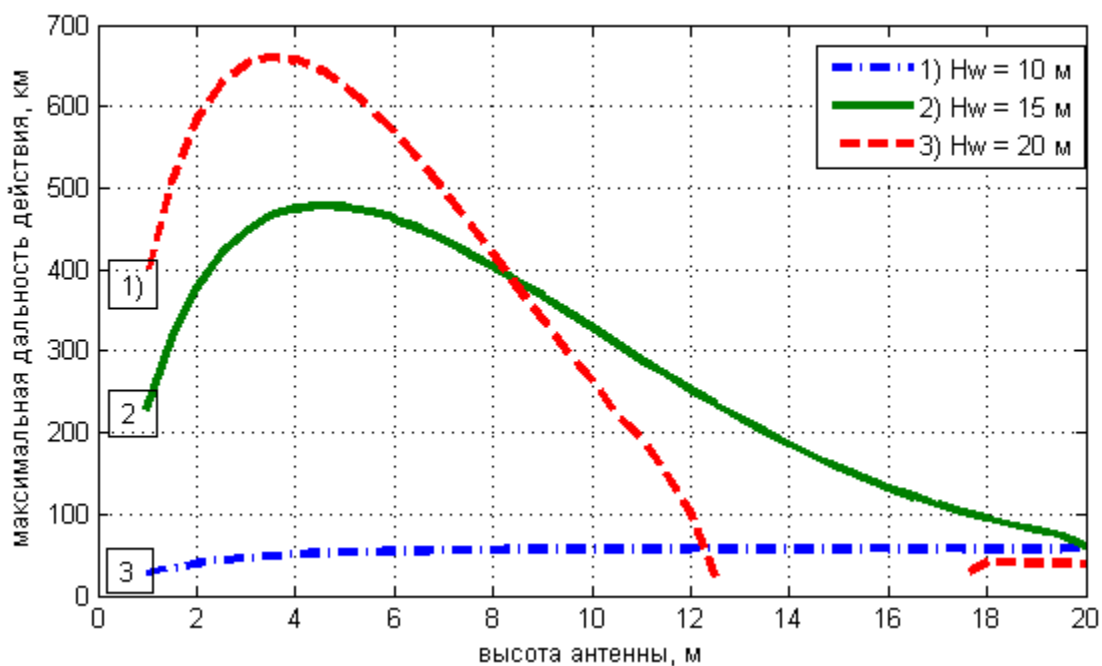


Рис. 3 Зависимость максимальной дальности обнаружения от высоты подъема антенны при высотах волновода 10, 15, 20 м и длине волны 3 см, для ЭПР цели 10 м<sup>2</sup>

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kenneth D.A. The RED Experiment. An Assessment of boundary Layer Effects in a Trade Winds Regime on Microwave and Infrared over the Sea. // Bulletin of American Meteorological Society, Sept. 2004. – pp. 1355–1365.
2. French, G. Propagation of 10,6 GHz over a long Path in the Tropical Evaporation Duct. / Kerans A., Woods G., Lensson E., French G. // Workshop on the Applications of Radio Science. – Leura, NSW Australia (20 – 22 February 2002).
3. Paulus, R.A. Practical application of an evaporation duct model / R.A. Paulus // Radio Science. 1985. V. 20. № 4. – p. 887–896.
4. Красюк Н.П., Коблов В.П., Красюк В.Н. Влияние тропосферы и подстилающей поверхности на работу РЛС. –М.: Радио и связь. 1988. – 216 с.
5. Баскаков А.И, Исаков М.В., Егоров В.В., Махалов А.М., Михайлов М.С., Пермяков В.А.. Проблемы радиолокации морских льдов с буровых платформ в Арктике / Журнал радиоэлектроники (электронный журнал), 2014, № 7, Режим доступа <http://jre.cplire.ru/jre/jul14/9/text.pdf>
6. Levy M. Parabolic equation methods for electromagnetic waves propagation. London, UK, IEE, 2000.
7. Miller A.R., Brown R.M., Wegh E. New derivation for the rough surface reflection coefficient and for the distribution of the sea-wave elevations. IEE Proc. Part H, Microwave Opt. Antennas, 13(2), 114-116, 1984. AREPS

8. Barrios A.E., Sailors D.R., Patterson W.L., and Hitney H.V. Advanced Propagation Model (APM) Computer Software Configuration Item (CSCI) Documents.// Technical document 3033, August 1998.

## РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ФАЗИРОВАННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ НАД НЕРЕГУЛЯРНОЙ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ МЕТОДОМ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ (ТРЕХМЕРНАЯ МОДЕЛЬ)

Михайлов М.С., Пермяков В.А., Сазонов Д.М.

Национальный исследовательский университет «МЭИ»  
[valerypermyakov@yandex.ru](mailto:valerypermyakov@yandex.ru)

*Изложена методика расчета энергетических характеристик фазированной антенной решетки (ФАР) над нерегулярной земной поверхностью методом двумерного параболического уравнения. ФАР представляет собой периодическую систему однонаправленных излучателей, центры которых лежат в одной плоскости. Диаграмма направленности излучателя в составе ФАР считается известной. Модель земной поверхности – полупространство с переменным в двух направлениях профилем. Предлагаемая методика может быть применена к расчету санитарно-защитной зоны и зоны ограничения застройки в промежуточной и дальней зонах ФАР.*

Список сокращений: БПФ – быстрое преобразование Фурье, ГО – геометрическая оптика; ДН - диаграмма направленности, ЗОЗ – зона ограничения застройки; ЗП – земная поверхность; МПУ – метод параболического уравнения, ППМ – плотность потока мощности; СЗЗ – санитарно-защитная зона; ФАР – фазированная антенная решетка, РРВ – распространение радиоволн.

### Введение

При практическом использовании ФАР, работающих при высоком уровне мощности над ЗП, возникает необходимость расчета ППМ и определение, в соответствии с СанПиН РФ [1], границ СЗЗ и ЗОЗ. Утверждены в качестве нормативных документов методики расчета СЗЗ и ЗОЗ для антенн над плоской однородной ЗП [2,3], см. также [4]. В [5] была реализована методика расчета энергетических характеристик ФАР над нерегулярной в одном направлении ЗП на основе МПУ. В настоящей работе рассматривается расчет ППМ ФАР по МПУ над двумерно нерегулярной ЗП.

### Особенности применения МПУ к расчету электромагнитного поля ФАР над земной поверхностью сложной структуры.

МПУ в применении к излучению элементарного вибратора над землей был предложен М. А. Леонтовичем [6,7] и в настоящее время широко применяется в теории дифракции и РРВ [8,9].

Для антенных решеток и реальных профилей ЗП строгая постановка задачи РРВ требует решения трехмерных векторных уравнений Максвелла или векторного уравнения Гельмгольца.

Пусть имеется выделенное направление вдоль ЗП, в котором параметры ЗП медленно меняются по сравнению с изменением в поперечных сечениях. Положим также, что ФАР создает над ЗП электрическое поле параллельной (вертикальной) поляризации, в котором доминирует одна декартова компонента. При этом исходные уравнения сводятся к двумерному скалярному ПУ:

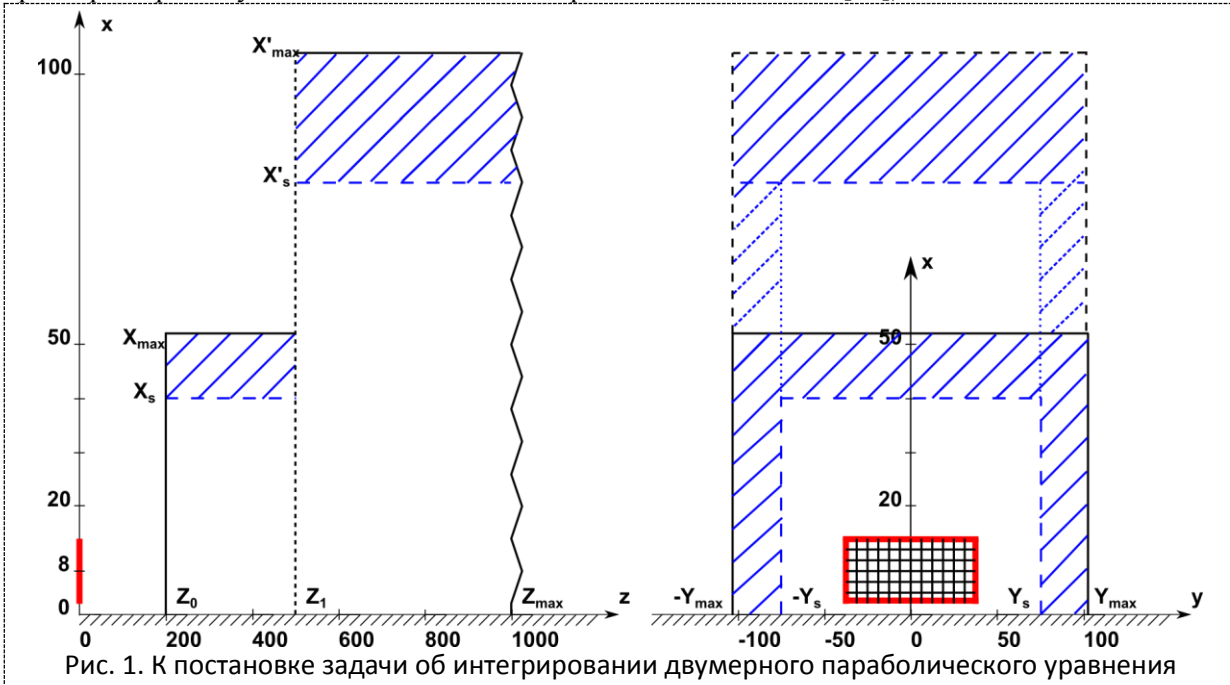
$$\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} - 2ik_0 \frac{\partial W}{\partial z} + k_0^2 [\varepsilon(x, y, z) - 1]W = 0, \quad (1)$$



Рассмотрим ниже вариант излучения ФАР над двумерно нерегулярной ЗП, пренебрегая неоднородностью тропосферы и леса.

Математическая постановка задачи для ПУ должна включать начальные условия в сечении  $Z_0$ , расположенном правее антенны на рис. 1, и граничные условия на поверхности земли и на бесконечности. При численном решении нужно сделать конечной область расчета в направлении  $z > Z_0$ .

В качестве начального условия в сечении  $Z_0$ , параллельном плоскости ФАР, будем использовать амплитудно-фазовое распределение электрического поля, найденное в приближении ГО с учетом отражения электромагнитной волны, созданной отдельным элементом ФАР, от плоской ЗП. Методика расчета ЭМ поля для элементарного вибратора над ЗП хорошо известна и очевидным образом обобщается на случай ФАР (см. [10]). Считаем заданной диаграмму направленности элемента ФАР. Начальное распределение поля ФАР в целом находится в промежуточной зоне ФАР (см. оценку размеров промежуточной зоны системы сторонних источников в [11]).



В применении к расчету полей в промежуточной и дальней зонах ФАР на небольших высотах возможно упрощение граничного условия. Предположим, что высота элемента ФАР велика по сравнению с длиной электромагнитной волны. Это условие позволяет пренебречь возбуждением земной волны [4,10]. Предположим также, что расстояние от элемента ФАР до точки наблюдения велико по сравнению с высотой элемента. Это условие соответствует скользящим углам падения плоской волны на ЗП, при которых коэффициент отражения параллельно (вертикально) поляризованной электромагнитной волны можно принять равным минус 1.

При формулировке граничных условий на поверхности, охватывающей в воздухе область, содержащую основную часть ППМ антенны, используем поглощающие граничные условия (ПГУ). Область ПГУ выделена штриховкой на рис. 1. В алгоритме предусмотрено увеличение размеров области ПГУ при удалении от антенны, чтобы учесть расширение основного потока мощности антенны.

Из известных методов решения ПУ [8,9] в настоящей работе применен метод факторизации и двумерное БПФ.

В реализованной методике новыми моментами по сравнению с известными работами являются анализ излучения плоской ФАР с большим числом элементов и расчет трехмерной структуры поля над

двумерно нерегулярной ЗП. Ранее в [12] рассматривалась решетка  $2 \times 5$  вибраторов, при этом использовалось одномерное ПУ. Нами в [5] была рассмотрена решетка с  $10 \times 10$  элементами.

### Численные результаты

*Расчет поля ФАР над плоской ЗП.* Исходные данные для расчета ФАР. Синфазная вертикальная решетка из  $24 \times 256$  однонаправленных вибраторных элементов с шагом между элементами  $0,5 \lambda$ , центр ФАР на высоте 8 м над ЗП, частота 500 МГц. Диаграмма направленности элемента ФАР задавалась функцией  $\sin(\theta)$  при  $z > 0$ , угол  $\theta$  отсчитывается от вертикали. Начальные условия рассчитывались в приближении ГО на расстоянии 200 м по дальности от плоскости ФАР. Внутренняя граница ПГУ задавалась по вертикали - на высоте 40 м, по горизонтали - на расстояниях  $\pm 80$  м от центра ФАР. Закон изменения мнимой части диэлектрической проницаемости в области ПГУ задавался квадратичной функцией, обращающейся в нуль на внутренней границе поглощающего слоя. Направление излучения ФАР - вдоль ЗП.

Расчет ППМ в дБ (0 дБ соответствует  $25 \text{ мкВт/см}^2$ ) проводился на интервале расстояний 200–1000 м 2-мя методами: в приближении ГО [4] и прямым интегрированием двумерного ПУ (рис.2,3). Шаг в МПУ по высоте и ширине  $\lambda/6$ . Ниже расчеты по ГО показаны точками, в приближении ПУ - тонкими сплошными линиями.

На рис. 2А дано сравнение ППМ, рассчитанных в приближении ГО, с двумерным МПУ.

Распределение ППМ по вертикали на расстоянии 250 м от ФАР дано в плоскости, проходящей через центр ФАР ( $y=0$ ). Аналогичные расчеты для расстояния 1000 м от ФАР приведены на рис. 2Б. Видно графическое согласие расчетов по методу двумерного ПУ с приближением ГО.

На рис. 3А приведено сравнение ППМ, рассчитанных в приближении ГО и по двумерному ПУ в горизонтальной полуплоскости, параллельной ЗП, на дальности 250 м от ФАР и высоте 6 м. Видно графическое согласие результатов во всей области интегрирования.

На рис. 3Б приведено ППМ в дБ в виде линий уровня в вертикальной полуплоскости на дальности 250 м от ФАР. Такое представление ППМ, нормированное относительно пороговой  $\text{ППМ}_0 (= 25 \text{ мкВт/см}^2)$ , заданной санитарными нормами, удобно использовать для определения границ СЗЗ и ЗОЗ. В отрицательной полуплоскости распределение ППМ симметрично приведенному.

*Расчет поля ФАР над ЗП при наличии препятствия.* Геометрия двух препятствий - фрагментов цилиндра и эллипсоида вращения показана на рис. 4, расчеты модуля напряженности электрического поля - на рис. 5–8. Везде на рис. 5–8 сплошной линией показаны расчеты модуля поля по МПУ при наличии препятствия, точками - в приближении ГО без препятствия.

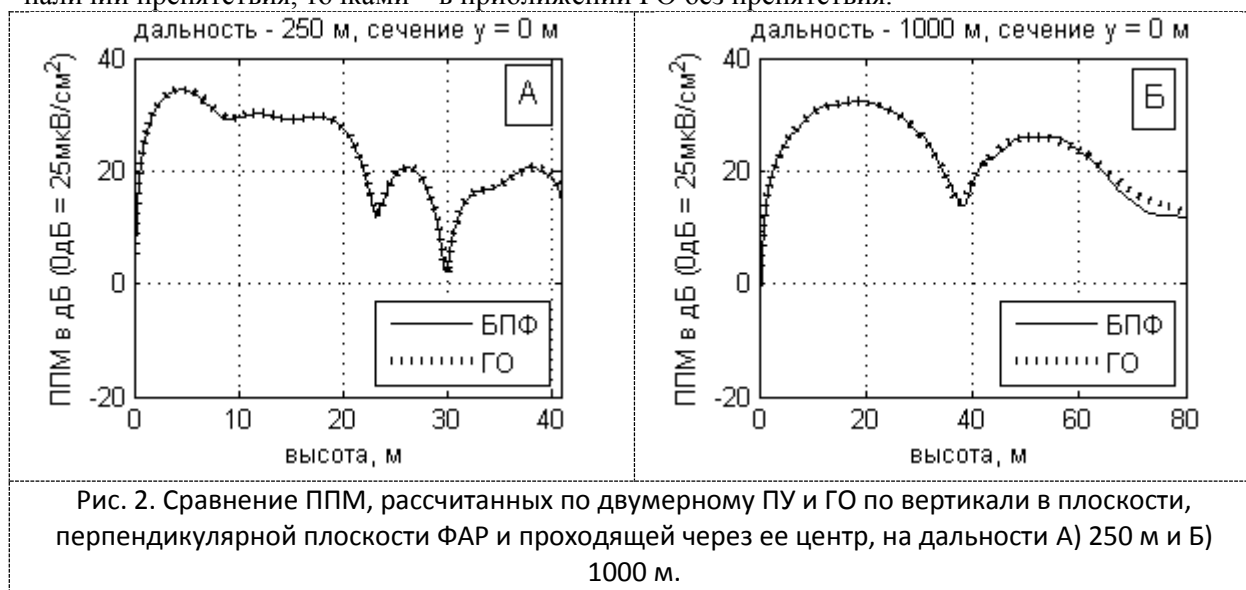


Рис. 2. Сравнение ППМ, рассчитанных по двумерному ПУ и ГО по вертикали в плоскости, перпендикулярной плоскости ФАР и проходящей через ее центр, на дальности А) 250 м и Б) 1000 м.

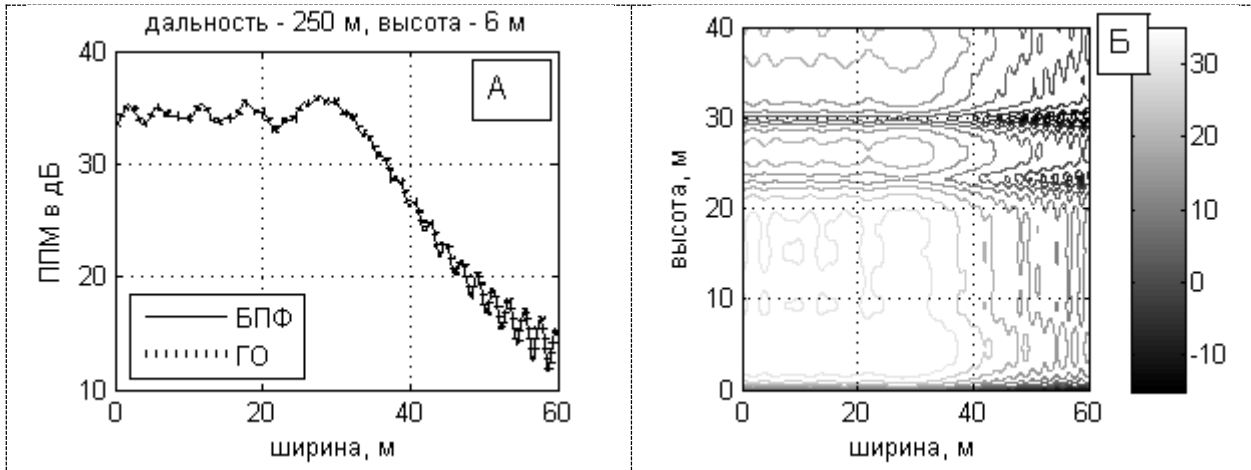


Рис. 3. А) сравнение ППМ, рассчитанных в приближении ГО и по двумерному ПУ. Б) линии уровня ППМ в вертикальной плоскости, рассчитанные по двумерному ПУ, на той же дальности.

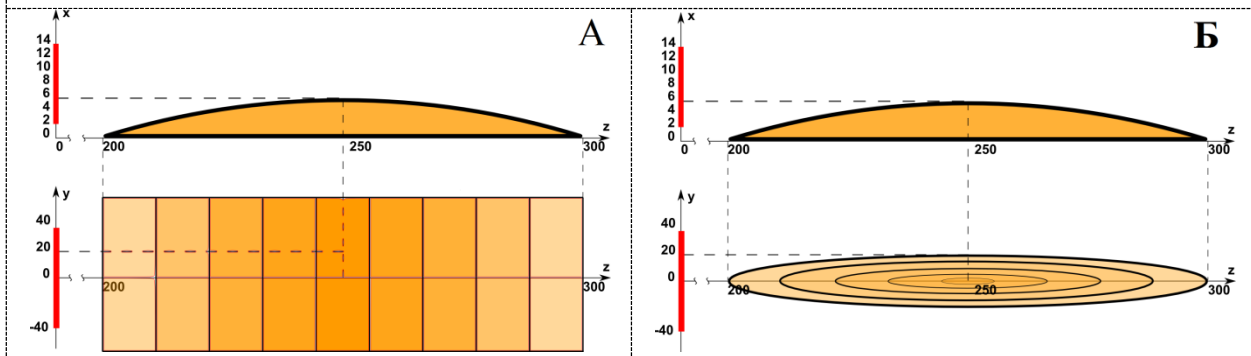


Рис 4 Геометрические размеры нерегулярности. А) цилиндрическая Б) эллиптическая.

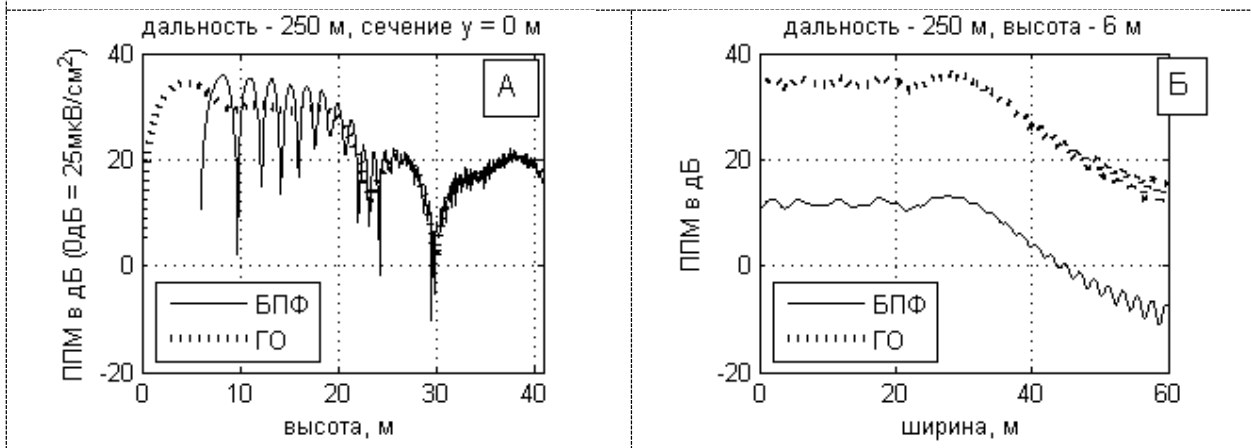


Рис 5 Распределение ППМ над цилиндрическим препятствием на расстоянии 250 м от ФАР.

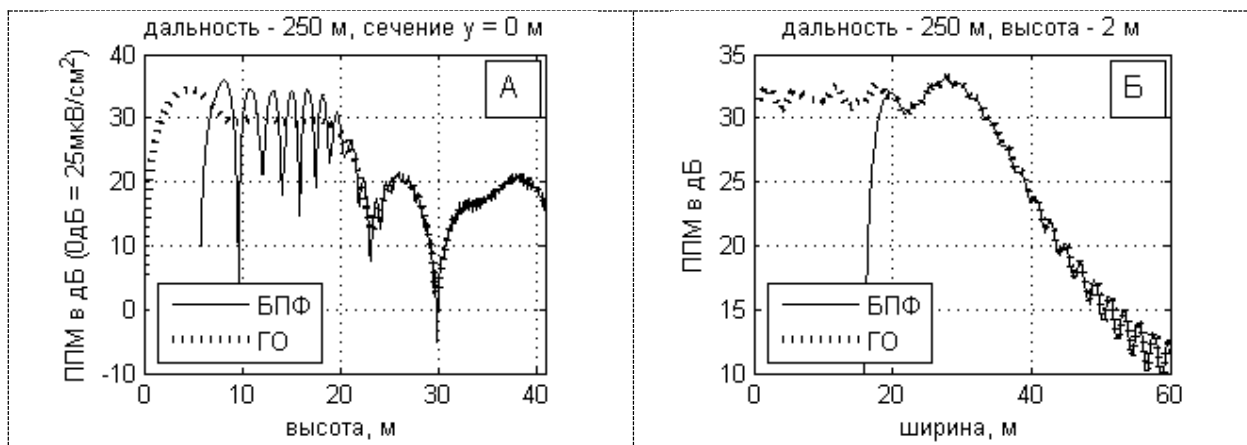


Рис 6 Распределение ППМ над эллиптическим препятствием на расстоянии 250 м от ФАР.

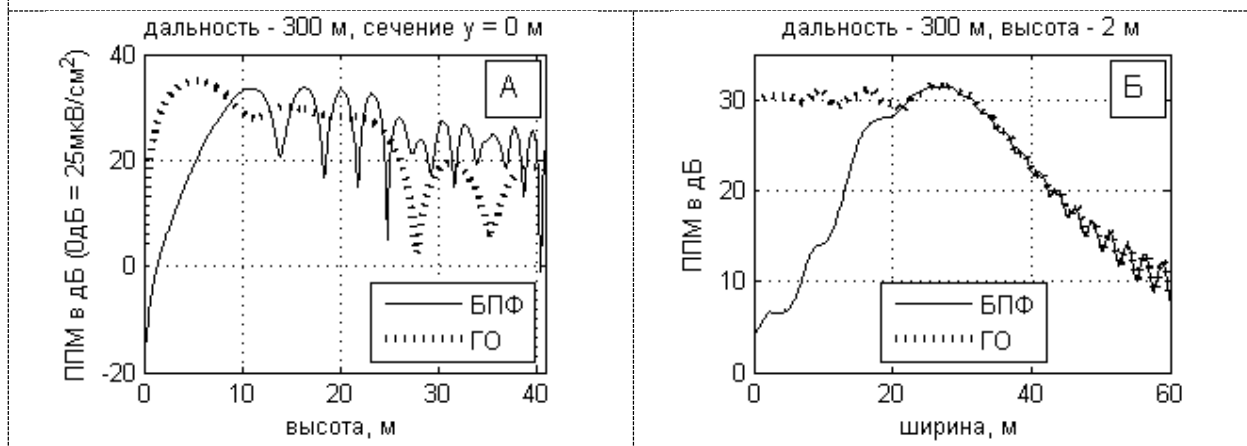


Рис 7 Распределение ППМ за эллиптическим препятствием на расстоянии 300 м от ФАР.

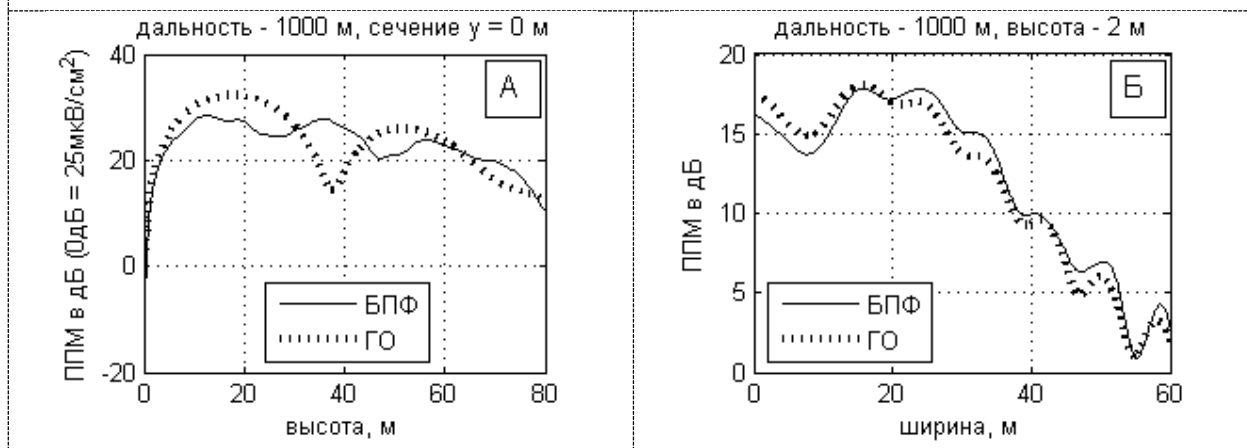


Рис 8 Распределение ППМ за эллиптическим препятствием на расстоянии 1000 м от ФАР.

На рис. 5 показано влияние цилиндрического препятствия на распределение ППМ на расстоянии 250 м от ФАР, на рис 5А в вертикальной плоскости  $y=0$  м, на рис 5Б – в горизонтальной плоскости  $x=6$  м. Влияние препятствия проявляется в усложнении интерференционной структуры поля, увеличении амплитуды и уменьшении периода осцилляций.

На рис. 6–8 показано распределение ППМ по вертикали (А) и в горизонтальной плоскости (Б) на дальностях соответственно 250, 300 и 1000 м при излучении ФАР над препятствием

эллиптической формы. Для сравнения точками показана ППМ над плоской землей в приближении ГО.

Расчеты в приближении двумерного ПУ сопоставлены с приближением ГО над плоской землей. Из рис. 6-8 следует, что интерференционная структура поля над ЗП с препятствием усложняется вследствие дополнительного рассеяния поля на препятствии. В пределах препятствия поле отсутствует (рис. 6), а при удалении от него в направлении от ФАР наблюдается глубокий минимум поля (рис. 7), постепенно замываемый эффектами дифракции (рис. 8).

#### Заключение

Реализована методика расчета ППМ ФАР, расположенной над двумерно нерегулярной земной поверхностью. Вертикальная компонента электрического поля ФАР находится путем решения двумерного ПУ с применением двумерного БПФ. Методика может быть использована для расчета СЗЗ и ЗОЗ вблизи ФАР. Аналогично [5] предложенная методика обобщается на случай учета сферичности Земли, неоднородной тропосферы, лесных массивов. Возможно обобщение методики для более сложных излучателей ФАР. ДН отдельного излучателя ФАР может быть рассчитана с учетом взаимной связи элементов [13]. Использование результатов работ Д.М.Сазонова [14] позволяет обобщить предложенную методику на случай ФАР произвольной геометрии, расположенных над двумерно нерегулярной ЗП.

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственного задания в сфере научной деятельности в проектной части №8.152.2014/К.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Санитарно-эпидемиологические правила и нормативы СанПиН 2.1.8./2.2.4.1383-03.
2. Методические указания МУК 4.3.043-96. Определение плотности потока мощности электромагнитного поля в местах размещения радиосредств, работающих в диапазоне частот 700 МГц – 30 ГГц. Госсанэпиднадзор, 1996 г.
3. Методические указания МУК 4.3.1677-03. Определение уровней электромагнитного поля, создаваемого излучающими техническими средствами телевидения, ЧМ радиовещания и базовых станций сухопутной подвижной радиосвязи. Минздрав России, 2003 г.
4. Пермяков В. А., Михайлов М. С. Расчет энергетических характеристик активной фазированной антенной решетки над плоской земной поверхностью. / Радиотехника, 2013, №10, с. 83-88.
5. Пермяков В.А., Михайлов М.С. Расчет энергетических характеристик активной фазированной антенной решетки над нерегулярной земной поверхностью методом параболического уравнения. // Доклады I Всероссийской микроволновой конференции, 27-29 ноября 2013 г., Москва, с.289.
6. Леонтович М. А. Об одном методе решения задач о распространении электромагнитных волн вдоль поверхности земли. /Известия АН ССР, сер. физ., 1944, т.8, № 1, с.16.
7. Леонтович М. А., Фок В. А. Решение задачи о распространении электромагнитных волн вдоль поверхности земли по методу параболического уравнения. /ЖЭТФ, 1946, т.16, вып.7, с.557-573.
8. M. Levy. Parabolic equation methods for electromagnetic waves propagation. London, 2000.
9. Ахияров В. В. Метод параболического уравнения в теории дифракции. / Успехи современной радиоэлектроники, 2010, 39, с.72-80.
10. Фейнберг Е.Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. –М.: АН СССР, 1961.
11. Марков Г.Т., Сазонов Д.М. Антенны. - М.: Энергия, 1975.
12. Gokhan Apaydin, Levent Sevgi. Ground wave propagation at short Ranges and Accurate Source Modelling. / IEEE AP Magazine, vol. 55, No. 3, June 2013, pp.244-262.
13. Амитей Н., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ фазированных антенных решеток. –М.: МИР, 1974, - 455 с.
14. Сазонов Д.М. Матричная теория антенных решеток. -Таганрог, изд. ЮФУ, 2013, - 96 с.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПОМЕЩЕНИИ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ФОРМЫ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ МЕСТНЫХ ПРЕДМЕТОВ

Андреев П.Г.<sup>1</sup>, Якимов А.Н.<sup>2</sup>, Князева В.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Пензенский государственный университет

[kipra@mail.ru](mailto:kipra@mail.ru), [apg\\_58@mail.ru](mailto:apg_58@mail.ru)

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный университет  
аэрокосмического приборостроения

*Рассмотрены вопросы построения математической модели распространения электромагнитных волн СВЧ диапазона в помещении прямоугольной формы с учетом влияния местных предметов. Проведено сравнение результатов математического моделирования и экспериментального исследования.*

На сегодняшний день существует множество математических моделей, позволяющих рассчитать усредненное значение принимаемой мощности СВЧ сигнала в условиях города. Большинство из них являются либо частично, либо полностью эмпирическими и основываются на определении затухания электромагнитных волн СВЧ диапазона с точностью до 7...20 дБ [1, 2, 3]. Применение таких математических моделей для нахождения соответствующих параметров внутри помещений затруднено из-за явного проявления эффектов поглощения, отражения, рассеяния, интерференции и дифракции электромагнитных волн, а также ограничений, связанных с применением соответствующих информационных технологий [4, 5].

Согласно рекомендациям Международного союза электросвязи математическая модель распространения электромагнитных волн в помещениях должна учитывать множество дополнительных факторов: потери в процессе распространения и отражений от стен и потолков, дифракцию на препятствиях, несовпадение поляризации электромагнитных волн, перемещение абонента, распределение задержек сигнала, размещение передающих (приемных) антенн. К перечисленным факторам можно добавить эффект затенения, обусловленный наличием в помещении мебели, а также людей, постоянно меняющих свое местоположение в пространстве.

Учет перечисленных факторов при решении практических задач проектирования радиотехнических систем различного назначения и оптимального размещения их составных частей внутри помещений прямоугольной формы возможен благодаря применению разработанной математической модели, отражающей интерференционную структуру электромагнитного поля вследствие взаимодействия когерентных волн, излученных передатчиком. Суммарная величина результирующего сигнала в каждой точке пространства помещения определяется с учетом амплитуд и фаз электромагнитных волн, прошедших путь различной длины от передатчика до рассматриваемой точки пространства за счет однократных отражений от стен, пола, потолка и местных предметов.

Рассмотрим помещение прямоугольной формы, имеющее препятствие на пути распространения электромагнитных волн (рис. 1). Здесь источник электромагнитного излучения  $A_1$  совмещен с центром декартовой системы координат. Используя уравнение радиолокации с применением метода геометрической оптики, можно получить выражение, описывающее уровень мощности сигнала на выходе приемной антенны  $A_2$ :

$$P_2 = \frac{P_1 G_1 G_2 \lambda^2}{(4\pi)^2 r_0^2} \cdot \left( F_0 + F_i \cdot \rho_i \cdot e^{-j \cdot \alpha_i} + F_a \cdot \rho_a \cdot e^{-j \cdot \alpha_a} + \right. \\ \left. + F_i \cdot \rho_i \cdot e^{-j \cdot \alpha_i} + F_e \cdot \rho_e \cdot e^{-j \cdot \alpha_e} \right)^2 \quad (1)$$

где  $P_1$ ,  $P_2$  – уровень мощности на входе  $A_1$  и выходе  $A_2$ , соответственно;  $G_1$ ,  $G_2$  – коэффициенты усиления передающей и приемной антенн;  $r_0$  – расстояние между точкой передачи и приема

соответственно;  $\lambda$  – длина волны;  $F_0, F_i, F_{\hat{a}}, F_{\hat{i}}, F_{\hat{e}}$  – интерференционные множители, учитывающие направленные свойства источника излучения по направлению на точку приема, пол, потолок, правую и левую стены соответственно, а также попадание на грани местных предметов;  $\alpha_i, \alpha_{\hat{a}}, \alpha_{\hat{i}}, \alpha_{\hat{e}}$  – фазовый множитель компоненты электромагнитного поля при однократном отражении от пола, потолка, правой и левой стен соответственно, а также от граней местных предметов;  $\rho_i, \rho_{\hat{a}}, \rho_{\hat{i}}, \rho_{\hat{e}}$  – модуль комплексного коэффициента отражения от поверхности пола, потолка, правой и левой стен соответственно, а также от граней местных предметов. При нахождении фазового множителя  $\alpha$  необходимо определять разность фаз  $\beta = \frac{2\pi\delta}{\lambda}$ , обусловленную различием длин путей  $\delta$  «прямой» и «непрямой» волн.

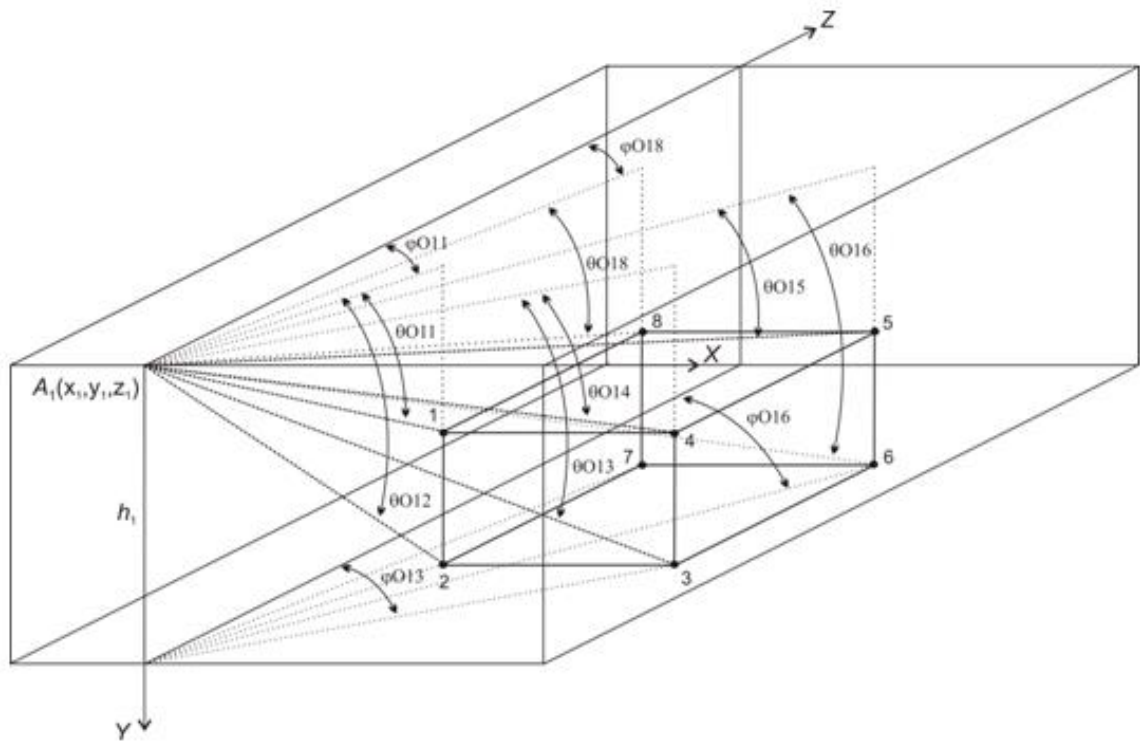


Рис. 1. Представление местных предметов в модели

Общепринятый подход предполагает, что  $\delta = \frac{2h_1 h_2}{r_0}$ , где  $h_1, h_2$  – высота подъема над уровнем отражающей поверхности точки передачи и приема соответственно. Причем должно выполняться условие  $r_0 \gg (h_1 + h_2)$ . Поэтому это выражение не применимо для расчетов внутри помещений, где  $r_0$  сопоставимо со значениями  $h_1$  и  $h_2$ . Для расчета  $\delta$  в предложенной математической модели используется следующее выражение:

$$\delta = \left(1 + \frac{h_2}{h_1}\right) \sqrt{(a \cdot \text{tg}(\varphi) - x_1)^2 + (h_2 + y_2 - y_1)^2 + (a)^2} - \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2}, \quad (2)$$

где  $a = \frac{h_1(z_2 - z_1)}{h_1 + h_2}$  – вспомогательная компонента;  $(x_1, y_1, z_1)$ ,  $(x_2, y_2, z_2)$  – координаты

точки передачи и приема соответственно.

Описание местных предметов в модели основано на нахождении диапазона углов в направлении из точки излучения на соответствующую грань предмета (см. рис. 1). Введя обозначение каждого угла препятствия согласно рисунку, можно задать координаты его вершин, например, координаты вершины 1 препятствия  $\hat{I}_1$  равны  $(a_1, b_1, \tilde{n}_1)$ . Тогда угол падения электромагнитной волны в главных плоскостях в направлении на эту вершину из источника излучения равен:

$$\text{для горизонтальной плоскости} - \varphi_1 = \operatorname{arctg}\left(\frac{a_1 - x_1}{c_1 - z_1}\right); \quad (3)$$

$$\text{для вертикальной плоскости} - \theta_1 = \operatorname{arcsin}\left(\frac{b_1 - y_1}{\sqrt{(a_1 - x_1)^2 + (b_1 - y_1)^2 + (c_1 - z_1)^2}}\right). \quad (4)$$

Дальнейший учет местных предметов основан на свойствах электромагнитной волны образовывать область тени, либо отражаться от поверхности предметов. При этом описание, например, передней грани 1\_2\_3\_4 препятствия  $\hat{I}_1$  по диапазону углов возможно при выполнении следующего условия:

$$(\theta_{O1\min 1234} \leq \beta \leq \theta_{O1\max 1234}) \wedge (\varphi_{O1\min 1234} \leq \gamma \leq \varphi_{O1\max 1234}) \wedge (z_2 \geq O_{1cl}), \quad (5)$$

где  $z_2$  – координата вдоль пути распространения волны по оси  $OZ$  точки приема сигнала;  $O_{1cl}$  – координата вершины препятствия;  $\varphi_{O1\min 1234} = \min(\varphi_{O1_1}, \varphi_{O1_2}, \varphi_{O1_3}, \varphi_{O1_4})$  – минимальное значение из набора углов  $\varphi$  в горизонтальной плоскости на вершины передней грани;  $\varphi_{O1\max 1234} = \max(\varphi_{O1_1}, \varphi_{O1_2}, \varphi_{O1_3}, \varphi_{O1_4})$  – максимальное значение из набора углов  $\varphi$  в горизонтальной плоскости на вершины передней грани;  $\theta_{O1\min 1234} = \min(\theta_{O1_1}, \theta_{O1_2}, \theta_{O1_3}, \theta_{O1_4})$  – минимальное значение из набора углов  $\theta$  в вертикальной плоскости на вершины передней грани;  $\theta_{O1\max 1234} = \max(\theta_{O1_1}, \theta_{O1_2}, \theta_{O1_3}, \theta_{O1_4})$  – максимальное значение из набора углов  $\theta$  в вертикальной плоскости на вершины передней грани.

Функции «**max**» и «**min**» для определения минимального и максимального значения из набора чисел являются стандартными функциями, интегрированными в математический пакет программ Mathcad. Аналогичное описание выполняется для каждого препятствия в помещении.

Взаимодействие передней грани 1\_2\_3\_4 препятствия с каким-либо лучом (компонентой электромагнитного поля) определяется путем подстановки соответствующего угла в вертикальной и горизонтальной плоскостях вместо значений  $\beta$  и  $\gamma$  соответственно.

Адекватность предложенной математической модели подтвердилась результатами решения модельной задачи распространения электромагнитной волны на частоте 17 ГГц из широкого помещения в узкий коридор с измерением уровня мощности по всей длине коридора и сравнением результатов с экспериментальными данными [6].

На рис. 2 и 3 представлен план исследуемого помещения, задающий основные геометрические параметры, точку установления источника электромагнитного излучения и зависимость уровня мощности в децибелах (отнесенных к милливатту мощности) от расстояния до источника сигнала.



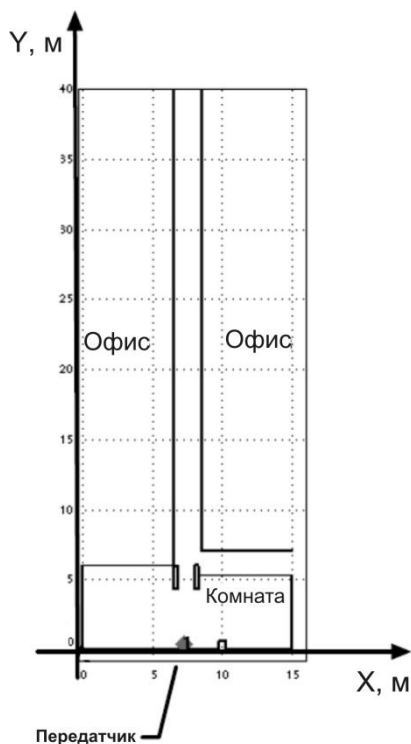


Рис. 2. План исследуемого помещения

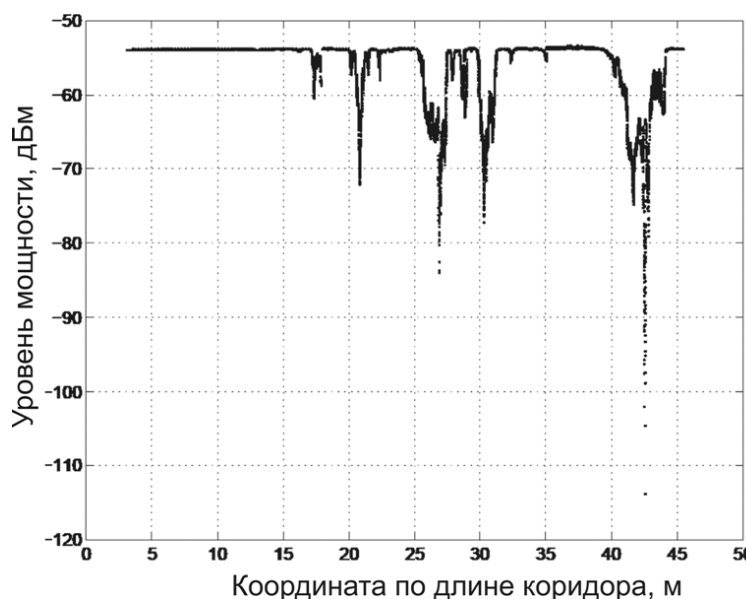


Рис. 3. Данные экспериментальных замеров уровня мощности в помещении сложной конфигурации

На рис. 4 приведены результаты расчета уровня мощности в продольном сечении помещения (вдоль всего коридора) с использованием математической модели, учитывающей наличие препятствий.

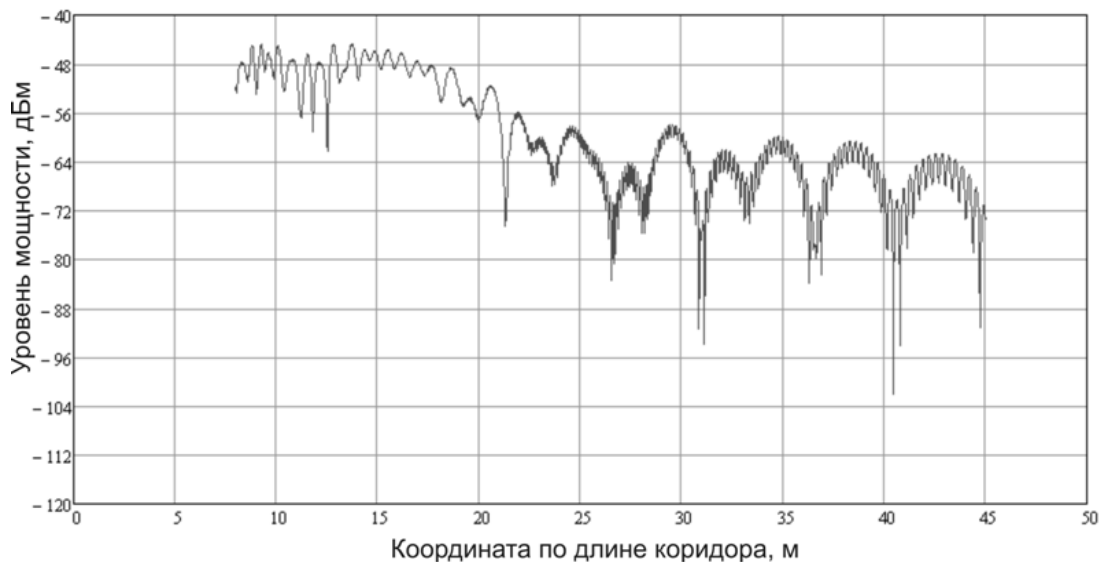


Рис. 4. Результаты математического моделирования в пакете Mathcad

Анализ полученных результатов показывает следующее: общий уровень мощности излучения на обоих графиках одинаков; явно выраженные интерференционные замирания совпадают на удалении 21, 26, 31, 41 метров; модель достаточно точно указала места расположений интерференционных замираний и изменение уровня мощности сигнала с удалением от передатчика, даже при отсутствии данных о наличии дверных проемов, элементов конструкции здания в потолочной части и т.п.; незначительные расхождения объяснимы недостаточно полным описанием характеристик

используемых в эксперименте антенн, материала отделки помещения и высот подъема антенн над уровнем пола.

Полученная математическая модель имеет точность, достаточную для представления реального электромагнитного поля и может быть использована, например, в системах поиска и радиочастотной идентификации персонала на территории контролируемых объектов в помещениях сложной формы с учетом их размеров, высоты размещения антенн, характеристик поверхностей помещения и объектов в нем вместо использования усредненных эмпирических коэффициентов.

*Исследование выполнено в рамках НИР по проектной части государственного задания в сфере научной деятельности: № 8.389.2014/К «Информационные технологии анализа конструкций радиоэлектронных средств при воздействии внешних факторов».*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гавриленко В.Б. Распространение радиоволн в современных системах мобильной связи/ В.Б. Гавриленко, В.А. Яшнов. – Нижний Новгород: Нижегородский государственный университет, 2003. – 148 с.
2. Nata M. Empirical formula for propagation loss in land mobile radio service. IEEE Trans. Veh. Technol., 1980, v. VT-29, no. 3, p. 317-325.
3. Печаткин А.В. Системы мобильной связи. Часть 1. Принципы организации, функционирования и частотного планирования систем мобильной связи: Учебное пособие/ А.В. Печаткин. – Рыбинск: РГАТА, 2008. – 122 с.
4. Кочегаров И.И. Информационные технологии проектирования. Методология разработки и проектирования РЭС: учебн. пособие/ В.Б. Алмаметов, И.И. Кочегаров. – Пенза: Изд. ПГУ, 2013 – 76с.
5. Андреев П.Г. Основы проектирования электронных средств: учебное пособие / П. Г. Андреев, И. Ю. Наумова – Пенза: Изд. ПГУ, 2010 – 124 с..
6. Fiacco, M.; parks, M.; radi, H.; saunders, S. R.: “Final Report – Indoor Propagation Factors at 17 GHz and 60 GHz”. Study carried out on behalf of the UK Radio Communications Agency, University of Surrey, Aug. 1998. – <http://www.radio.gov.uk> (дата обращения: 28.09.2012).

### **Развитие метода двухчастотной тгц спектроскопии для аналитических исследований**

**Анфертьев В.А.<sup>1</sup>, Балакирев В.Ю.<sup>2</sup>, Вакс В.Л.<sup>1,2</sup>, Домрачева Е.Г.<sup>1,2</sup>, Приползин С.И.<sup>2</sup>, Ревин Л.С.<sup>2</sup>, Соегова Г.А.<sup>1</sup>, Яблоков А.А.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН

[elena@ipm.sci-nnov.ru](mailto:elena@ipm.sci-nnov.ru)

*В настоящее время большое внимание уделяется развитию аналитических методов спектроскопии, обладающих высокими быстродействием, чувствительностью и спектральным разрешением. В работе представлены разработанные авторами метод двухчастотной ТГц спектроскопии и лабораторный макет прибора на его основе с использованием двух независимых источников и единого приемника ТГц излучения. Тестовые измерения показали, что это новое направление аналитической спектроскопии открывает широкие перспективы его использования для решения различных фундаментальных и прикладных задач физики, химии, астрономии, медицины и биологии. Прежде всего, это лабораторное моделирование процессов атмосферной и космической химии, изучение их динамики и кинетики, превращения и изменения компонентного состава. Кроме того, данный метод может найти применение для исследования быстропротекающих процессов, детектирования промежуточных и короткоживущих продуктов химических реакций.*

### **Введение**

На сегодняшний день одной из важнейших задач физики и химии является детальное изучение динамики и механизмов протекания различных физико-химических процессов, что связано, в том числе, с необходимостью оптимизации существующих и разработкой новых методик и технологий для современной медицины и фармацевтической промышленности, систем обеспечения безопасности, высокотехнологичных производств и др. Одной из важнейших задач при изучении быстропротекающих процессов в биологии, химии и медицине является наблюдение за превращением веществ в ходе этих реакций. Для этого нужно обеспечивать наблюдение в ходе реакции за возникновением или исчезновением в изучаемой системе частиц, участвующих в химическом превращении – молекул, комплексов. При этом выдвигаются требования не только регистрации присутствия в системе тех или иных частиц в режиме реального времени, но и измерения динамики их концентраций в ходе быстро протекающего химического или биологического процесса.

### **Заголовок доклада и аннотация**

Для обеспечения указанных требований к временному разрешению и чувствительности, в основу работы двухчастотного терагерцового (ТГц) спектрометра был положен метод нестационарной спектроскопии микроволнового диапазона, которая использует свободно затухающей поляризации. Суть эффекта заключается в том, что если в образце газа создается поляризация в резонансных условиях, то после вывода генератора из резонанса волна поляризации будет излучать ту же самую моду поля, которая ее возбудила. Экспериментально это реализуется с помощью периодического переключения фазы или частоты зондирующего излучения, резонансно взаимодействующего со средой. Такое переключение приводит к процессам нестационарного излучения и поглощения, и, как следствие, к периодическому созданию и распаду наведенной макроскопической поляризации. Такие спектрометры обладают наилучшим приближением к теоретическому пределу чувствительности при разрешающей способности, ограниченной лишь доплер-эффектом и могут регистрировать быстропротекающие процессы. При этом чувствительность сохраняется при существенном понижении давления газа (до сотых и тысячных долей торра). Тем самым реализуется и предельная для линейной спектроскопии разрешающая способность. Чувствительность спектрометров составляет порядка 0.2 ppb. Такие приборы могут быть реализованы в двух видах: спектрометр с фазовой манипуляцией воздействующего излучения и спектрометр с быстрым свипированием частоты. [1-5]

Режим фазовой манипуляции позволяет проводить измерения на определенной частоте, что необходимо для наблюдения за поведением (увеличением или уменьшением концентрации) выбранного вещества [1].

Для одновременного изучения динамики концентраций двух компонент многокомпонентной газовой смеси была предложена концепция ТГц спектрометра с двумя независимыми источниками излучения и единым приемным блоком и блоком обработки сигналов (рис. 1). Оба источника работают в режиме фазовой манипуляции, излучение от одного и второго синтезаторов подается в измерительную ячейку поочередно с разделением переключений фазы во времени, достаточным для затухания сигнала от переходных процессов в газе после воздействия предыдущего импульса.

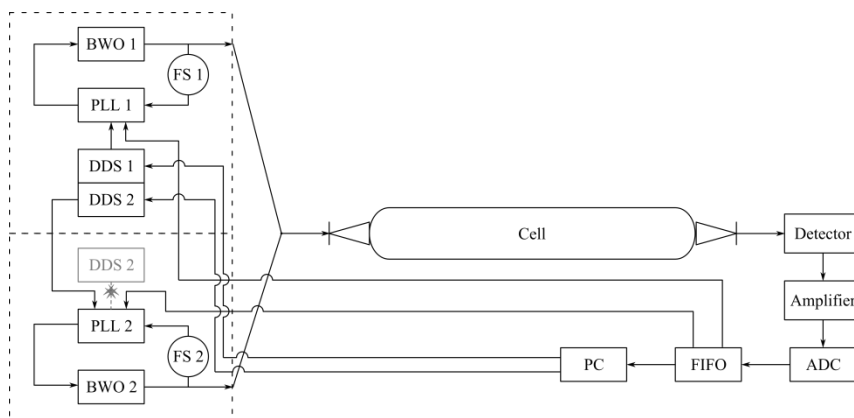


Рис. 1. Блок-схема двухчастотного ТГц спектрометра

В приёмной части сигналы также разделяются по времени.

Как видно из схемы, извне может управляться только DDS, поэтому требуется предварительно измерить частоту PLL 2 и внести её в управляющую программу для генерации необходимой частоты DDS 2. Частота BWO 1 источника выставляется напрямую в управляющей программе. Принципиальным моментом является то, что один компьютер контролирует обе DDS.

На рис. 2, 3 показаны отдельные узлы и блоки двухчастотного ТГц спектрометра.



Рис. 2. Система ввода излучения двух источников в измерительный тракт.

После приема и обработки сигналов на экран компьютера выводится в двух экранах зависимость коэффициента поглощения (амплитуды) от времени, таким образом, мы можем одновременно следить за динамикой концентраций двух веществ в многокомпонентной газовой смеси.

Были проведены тестовые измерения на примере исходных и конечных продуктов реакционной смеси этанола и перекиси водорода с разным соотношением концентраций исходных веществ (рис. 4-6), а также двух характерных продуктов разложения гексогена (формальдегид, метанол).



Рис. 3. Источники излучения двухчастотного ТГц спектрометра.

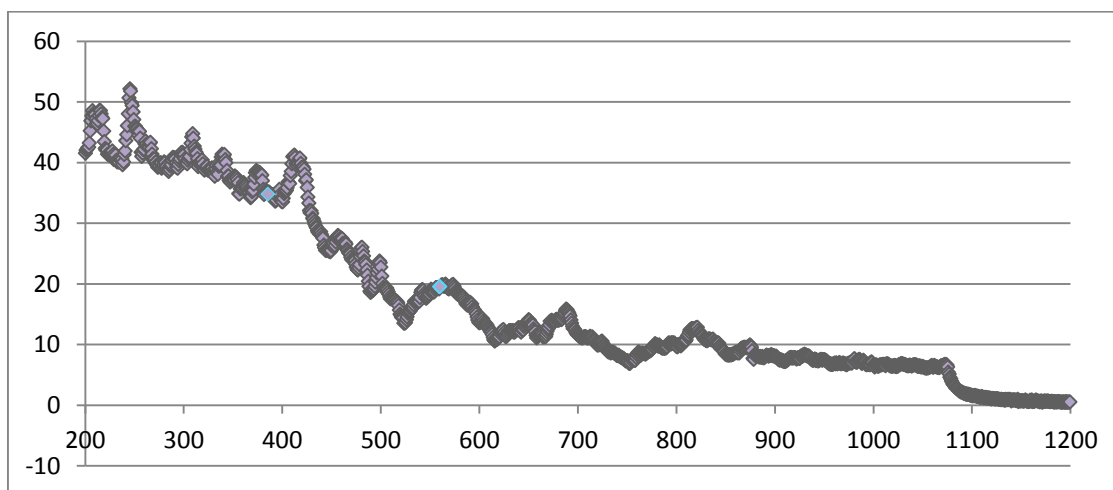


Рис. 4. Динамика содержания перекиси водорода в ходе реакции  $C_2H_5OH + H_2O_2 \rightleftharpoons CH_3CHO + 2 H_2O$  при соотношении концентраций этанола и перекиси водорода 6 к 1.

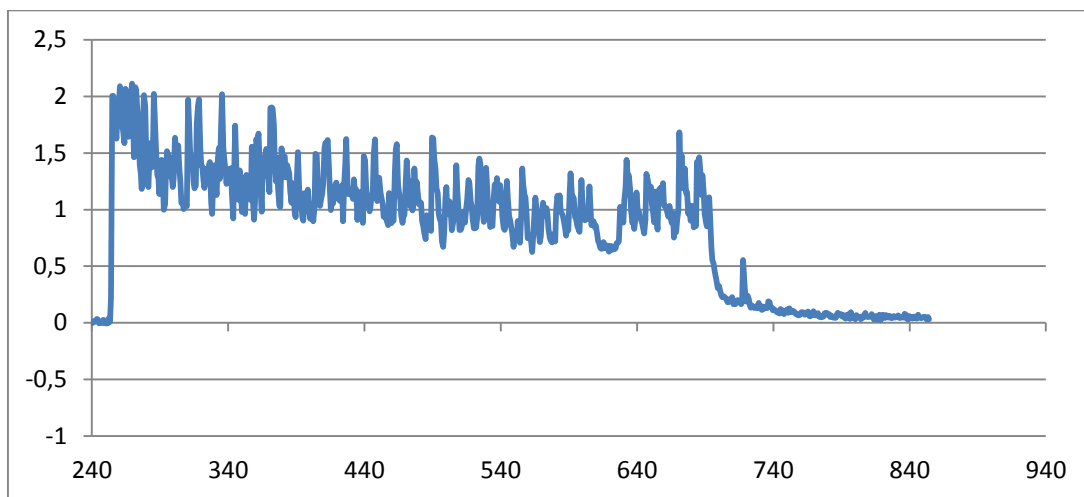


Рис. 5. Динамика содержания этанола в ходе реакции  $C_2H_5OH + H_2O_2 \rightleftharpoons CH_3CHO + 2 H_2O$  при соотношении концентраций этанола и перекиси водорода 6 к 1.

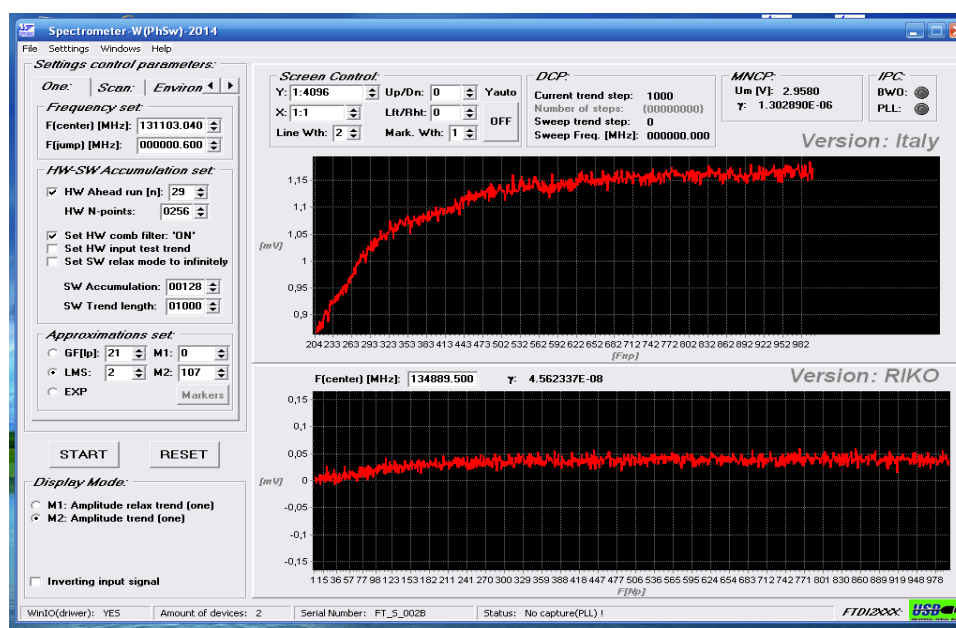


Рис. 6. Динамика содержания этанола (верхний график) и уксусной кислоты (нижний график) в ходе последовательных реакций  $C_2H_5OH + H_2O_2 \rightarrow CH_3CHO + 2 H_2O$ ;  $CH_3CHO + H_2O_2 \rightarrow CH_3COOH + H_2O$ ;  $2 CH_3CHO + O_2 \rightarrow 2 CH_3COOH$  при соотношении концентраций этанола и перекиси водорода 1 к 6.

### Заключение

Разработаны метод двухчастотной ТГц спектроскопии и лабораторный макет прибора на его основе с использованием двух независимых источников и единого приемника ТГц излучения. Тестовые измерения показали, что это новое направление аналитической спектроскопии открывает широкие перспективы его использования для решения различных фундаментальных и прикладных задач физики, химии, астрономии, медицины и биологии. Прежде всего, это лабораторное моделирование процессов атмосферной и космической химии, изучение их динамики и кинетики, превращения и изменения компонентного состава.

Кроме того, данный метод может найти применение для исследования быстропротекающих процессов, детектирования промежуточных и короткоживущих продуктов химических реакций.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Фундаментальные науки – медицине», гранта РФФИ 13-02-97103-р\_поволжье\_а, Гранта Правительства Российской Федерации № 11.G34.31.0066, проекта TeraDec 047.018.005, НАТО.EAP.SFPP 9840, а также при частичной поддержке гранта Минобрнауки № 2014/134. Публикация частично базируется на работе, финансируемой Сколковским институтом науки и технологий (Сколтех) в рамках SkolTech/MIT Initiative.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. V.L.Vaks, A.B.Brailovsky, V.V.Khodos. Millimeter Range Spectrometer with Phase Switching – Novel Method for Reaching of the Top Sensitivity. // *Infrared & Millimeter Waves*, vol. 20, no. 5, pp. 883-896, May 1999
2. V.L.Vaks, V.V.Khodos, E.V.Spivak. A nonstationary microwave spectrometer. // *Review of Scientific Instruments*. vol. 70, no. 8, pp. 3447-3453, Aug. 1999
3. V.V.Khodos, D.A.Ryndyk, V.L.Vaks. Fast passage microwave molecular spectroscopy with frequency sweeping. // *Eur.Phys.J.Appl.Phys.*, vol. 25, no. 3, pp. 203-208, March 2004.
4. В.Л.Вакс, А.Н.Панин, С.А.Басов, А.В.Иллюк, С.И.Приползин, Д.Г.Павельев, Ю.И.Кошуринов. Нестационарная спектроскопия диапазона частот 1-2,5 ТГц на твердотельных устройствах. // *Известия Вузов. Радиофизика*, т. 52, № 7, с. 569-575, нояб.2009
5. V. Vaks, High-Precise Spectrometry of the Terahertz Frequency Range: The Methods, Approaches and Applications// *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, vol. 33, no. 1, pp. 43-53, Oct. 2012.

### **О текущем моменте в развитии прецизионных источников излучения терагерцового частотного диапазона**

**Вакс В.Л.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> *Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского*

<sup>2</sup> *Институт физики микроструктур РАН*

*[elena@ipm.sci-nnov.ru](mailto:elena@ipm.sci-nnov.ru)*

*Актуальной проблемой для спектроскопии высокого разрешения является создание высокостабильных, перестраиваемых когерентных источников терагерцового (ТГц) излучения. Требования, предъявляемые к таким источникам излучения - это обеспечение доплеровского разрешения, стабильность частоты излучения, плавная перестройка частоты в широком спектральном диапазоне. В работе представлен обзор имеющихся на сегодняшний день источников ТГц излучения, проведен анализ их преимуществ и недостатков. Особое внимание уделено перспективным для спектроскопии источникам излучения ТГц диапазона на основе квантово-каскадных лазеров.*

### Введение

Терагерцовый (ТГц) частотный диапазон является весьма перспективным для ряда приложений, и во всем мире прилагаются большие усилия по его освоению. Существует достаточно большое количество новых возможностей применения ТГц излучения в научных исследованиях и в прикладных областях: фундаментальная спектроскопия, включая аналитическую, астрофизика, экология и мониторинг окружающей среды, анализ высокочистых веществ, медицина и биология, системы связи и безопасности и др. Свойства ТГц излучения стимулировали активное освоение ТГц диапазона в научных центрах многих стран мира, что привело к созданию целой серии источников и приемников ТГц излучения. Сейчас в распоряжении специалистов имеются как генераторы когерентного излучения различной мощности, так и широкополосные, импульсные источники с длительностью импульса от нескольких периодов. Однако требования, предъявляемые к источникам излучения, для использования в спектроскопии высокого разрешения в ТГц диапазоне являются достаточно высокими – это обеспечение доплеровского разрешения ( $\sim 10^{-6}$  от несущей), стабильность частоты излучения  $\sim 10^{-8}$  -  $10^{-10}$ , и плавная перестройка частоты в широком спектральном диапазоне. В данной работе представлен обзор современных направлений в разработке источников ТГц излучения.

### Методы генерации ТГц излучения

На сегодняшний день существует ряд фирм, специализирующихся на изготовлении различной техники ТГц диапазона. Британская компания TeraView выпускает ТГц спектрометры и системы ТГц-видения с использованием титан-сапфирового лазера, работающие в диапазоне 0.06–4 ТГц. Virginia Diodes (США) наладила серийный выпуск целой гаммы приборов: умножители частоты и смесители, работающие до 2 ТГц; детекторы излучения до 1.7 ТГц; источники излучения в диапазоне до 1.9 ТГц на основе твердотельного генератора и каскада умножителей. Другая компания - Microtech Instruments (США) – изготавливает генераторы в диапазоне до 1.5 ТГц, детекторы ТГц излучения, спектрометры 100 ГГц - 1.5 ТГц, а также компоненты квазиоптики (линзы, поляризаторы). Серия компактных ТГц спектрометров с возможностью быстрого сканирования частоты выпускается фирмой EMCORE (США). Недавно на рынке ТГц приборов появилась еще одна коммерческая компания из США – Zomega. Компания Zomega производит источники излучения и детекторы ТГц диапазона, а так же компактные спектрометры, работающие в диапазоне 0.1 - 10.0 ТГц. Несмотря на серьезные усилия во всем мире, результатом которых стало, создание коммерческих спектрометров, многие проблемы ТГц спектроскопии высокого разрешения остаются не изученными.

Оптический подход в разработке ТГц спектрометров является наиболее распространенным и заключается в использовании ИК и оптических лазеров в качестве источников излучения, частота излучения которых преобразуется в ТГц диапазон. Для преобразования частоты фемтосекундного лазера используются фотопроводящие переключатели и метод оптической ректификации, в основе которых лежит сверхбыстрое изменение поляризации среды, инициированное излучением фемтосекундного лазера. Применение фотопроводящих переключателей позволяет получить ТГц импульсы с энергией порядка 0.4 мкДж (при частоте следования 1 кГц) [1], 0.8 мкДж (при частоте следования 10 Гц) [2] и средней мощностью порядка 40 мкВт [3], но спектральный максимум этих импульсов лежит в области 1 ТГц. Метод оптической ректификации [4, 5] позволяет генерировать импульсы в несколько десятков ТГц. С помощью такого подхода получены рекордные (для квазиоптических методов) мощности импульсов ТГц излучения: 10 мкДж при частоте следования 10 Гц, 3 мкДж - 1 кГц, 5 нДж - 1 МГц [6,7]. Для повышения



чувствительности необходимо соблюдать требование фазового согласования между оптическим и ТГц импульсами. Квазисогласование между оптическим и ТГц импульсами может быть достигнуто в кристалле  $\text{LiNbO}_3$ , но коэффициент преобразования будет порядка  $10^{-4}$ . Типичное разрешение для ТГц спектрометров на основе квазиоптических методов равно  $1 \div 30$  ГГц, а отношение сигнал/шум -  $60 \div 100$  дБ.

Другой вариант источника излучения ТГц частотного диапазона с использованием оптического метода генерации основан на получении разностной частоты двух непрерывных оптических лазеров с помощью полупроводникового смесителя [8,9]. Важным моментом при разработке такого прибора является выбор лазеров, который определяется, во-первых, материалом фотосмесителя, задающим оптимальную длину волны лазера (например, GaAs, выращенный при низких температурах, имеет сильное поглощение вблизи 820 нм). С другой стороны, большое значение для выбора лазера имеют ширина линии генерации и возможность перестройки частоты, которые фактически определяют спектральное разрешение и рабочий диапазон спектрометра. Для успешного использования в спектроскопии ширина линии оптического лазера должна быть меньше 1 МГц (за время измерения), что требует стабильности частоты на уровне  $10^{-9}$ . Например, Ti:Sap лазеры обеспечивают широкую перестройку вблизи 800 нм с шириной линии порядка 100 кГц. Но для их эксплуатации необходимы сложные системы контроля и перестройки частоты, а также мощные лазеры накачки. Альтернативой Ti:Sap лазерам являются диодные лазеры (ДЛ) с внешней дифракционной решеткой (ЕС-DL). Они компактны и позволяют получать широкую перестройку частоты. Для их применения в спектроскопии также требуются системы контроля и стабилизации частоты, так как в результате джитера ширина линии генерации ЕС-DL находится на уровне 10 МГц (за 1с). Система стабилизации для одного из ЕС-DL, входящих в состав источника, может быть реализована по линиям поглощения цезия и рубидия на переходах 852 нм и 780 нм соответственно, что позволяет добиться ширины линии на уровне 1 МГц. Для второго лазера необходимо обеспечить как стабильность, так и перестройку с возможностью точного определения частоты. Одно из решений этой задачи заключается в использовании интерферометра Фабри-Перо, который дает возможность получать требуемую ширину линии ( $\sim 1$  МГц), сканирование по частоте порядка 0,5 ТГц, но позволяет определять только относительные частоты. Для получения информации об абсолютных частотах необходимо использовать измеритель частоты, погрешность которого обычно составляет порядка 50 МГц, в результате чего затруднительно точно определить центральные частоты молекулярных переходов. Другим вариантом реализации системы автоподстройки и сканирования является использование частотной гребенки, которая генерируется последовательностью коротких импульсов стабилизированного лазера. В данном случае применяется подстройка обоих ДЛ по ближайшей моде частотной гребенки [11]. Параметры ТГц излучения зависят от точности и стабильности частоты повторения,  $f_{rep}$ . Применение частотной гребенки позволяет добиться ширины линии ТГц излучения на уровне 100 кГц. Наиболее простым механизмом сканирования частоты ДЛ в такой схеме является плавное изменение  $f_{rep}$ . Такой подход обеспечивает перестройку частоты порядка 10 МГц, поэтому в приложениях используется метод перестройки с помощью интерферометра Фабри-Перо. Преимуществами такой техники является достаточно широкополосная перестройка частоты (0,5 ТГц) и спектральное разрешение на уровне нескольких МГц. Такие характеристики источника излучения позволяют регистрировать линии поглощения нескольких газов в многокомпонентной смеси. Однако мощность излучения, генерируемого фотосмесителем, составляет порядка 1 мкВт (для частот выше 1 ТГц) [10], поэтому для регистрации сигнала необходимо использовать высокочувствительные криогенные

приемники. Чувствительность анализа с помощью спектрометра на фотосмесителе составляет порядка 1 ppm. Имеется проблема с определением центральных частот линий поглощения.

Отдельное направление в освоении ТГц диапазона принадлежит микроволновым методам. Активное развитие методов спектроскопии высокого разрешения началось с появления лампы обратной волны (ЛОВ). Создание системы управления частотой ЛОВ привело к реализации широкодиапазонного источника излучения с «кварцевой» стабильностью частоты. Достоинствами ЛОВ являются возможность получить сигнал с частотой до 1,5 ТГц, мощностью на уровне 10-50 мВт для мм диапазона и 30-100 мкВт для ТГц частот, а также перестройкой частоты порядка десятков ГГц в мм диапазоне длин волн и сотен ГГц в субТГц диапазоне. Использование ЛОВ в качестве источника излучения в ТГц спектрометрах на нестационарных эффектах требует разработки сложной системы стабилизации и управления частотой, а также обеспечения системы манипуляции и сканирования частоты, что усложняет конструкцию прибора и увеличивает габариты. Кроме того, сейчас производство ЛОВ практически прекращено. Вариантом замены является генератор Ганна. Это генератор мм диапазона длин волн, поэтому требуется применение каскада умножителей частоты для перехода в ТГц диапазон с выходной мощностью на уровне десятков мкВт, что уменьшает чувствительность анализа. Подход с использованием стабильных генераторов частоты, созданных посредством умножения частоты высокостабильного опорного синтезатора обеспечивает стабильность и точность установки частоты на уровне  $10^{-9}$  от несущей частоты. Ключевыми элементами такой схемы являются умножители частоты и смесители. Активное развитие этого направления началось, когда были разработаны планарные диоды Шоттки. В настоящее время умножители и смесители на диодах Шоттки широко применяются во всем субТГц диапазоне [12]. Однако на высоких частотах создание умножителей на диодах Шоттки с коэффициентом умножения больше 3 сильно затруднено, поскольку для работы на высоких частотах размеры диода Шоттки должны быть малы. Поэтому коэффициент умножения более высокого порядка реализуется как цепочка умножителей  $\times 2$  и  $\times 3$ . Хорошими перспективами для использования в умножителях с высокими номерами гармоник и в других нелинейных элементах обладают квантовые полупроводниковые сверхрешетки (СР) [13]. С использованием источников микроволнового диапазона и умножителя частоты на СР в Институте Физики Микроструктур РАН (ИФМ РАН) разработана серия спектрометров с регистрацией сигнала во временной области [14]. В основе работы спектрометров лежит использование нестационарных эффектов взаимодействия зондирующего излучения с газом.

Перспективными для спектроскопии источниками излучения ТГц диапазона являются квантово-каскадные лазеры (ККЛ). [15] Однако применение ККЛ в качестве источников излучения для спектроскопии высокого разрешения требует, в частности, создания системы управления и стабилизации частоты (фазы) ККЛ. ККЛ представляет собой генератор, управляемый напряжением, поэтому для него можно использовать традиционные методы стабилизации частоты. Для создания системы стабилизации частоты излучения ККЛ в ИК и ТГц диапазонах используется супергетеродинный метод, заключающийся в получении разностной частоты между частотами излучения ККЛ и эталонного высокостабильного генератора, в качестве которого применяют обычно газовый лазер (например,  $\text{CO}_2$  лазер). Разрешение по частоте ограничивается стабильностью эталонных генераторов и источников питания. Ширина спектральной линии автоподстроенного ИК ККЛ составляет меньше 1 кГц. [16] Известно несколько работ по созданию системы ФАПЧ для ККЛ ТГц частотного диапазона. Фазовая автоподстройка ККЛ на частоте 3 ТГц по сигналу молекулярного лазера позволила получить ширину линии излучения с учетом накопления сигнала на уровне 65

кГц.[17] В других экспериментах также с использованием газовых лазеров была зафиксирована ширина линии ККЛ меньше 30 кГц [18,19]. Существенным недостатком этих систем является, то, что указанные параметры могут реализовываться только на частоте генерации молекулярного лазера, что существенно ограничивает применение таких систем для спектроскопии.

Существенным прорывом в этой области разработки должна стать система ФАПЧ ККЛ ТГц диапазона по высокостабильному источнику излучения микроволнового диапазона, что обеспечит как работоспособность в широком диапазоне частот, так и плавную перестройку частоты источника [20]. С использованием сверхпроводящего смесителя и опорного микроволнового генератора частоты удалось добиться ширины линии генерации ККЛ на уровне 10 Гц. Судя по спектру стабилизированного ККЛ, речь идет о реализации эффекта затягивания частоты, что не является режимом ФАПЧ. В работе [21] представлена система ФАПЧ, обеспечивающая стабилизацию частоты генератора по 55 гармонике опорного синтезатора, где реализован принципиально новый вариант, который может быть основой для создания системы ФАПЧ для ККЛ.

Разработанная система ФАПЧ ККЛ с распределенной обратной связью 3-го порядка, работающего в одномодовом режиме, представлена в работе [22] (Рис.1). Основными компонентами цепи ФАПЧ являются блок фазового детектора, блок частотного детектора и блок управления. Система ФАПЧ ККЛ реализована с использованием устройства на СР GaAs/AlAs, которое служит одновременно и как умножитель частоты и как встроенный гармонический смеситель. В представленной схеме не требуется криогенный детектор, поэтому она более компактная, ФАПЧ достигается при частотах >3 ТГц. Сигнал промежуточной частоты (ПЧ) для петли ФАПЧ является результатом смещения сигнала ККЛ и генерируемой 18-й гармоники внутреннего опорного синтезатора с частотой 190,7 ГГц. Петля ФАПЧ с шириной диапазона 7 МГц вносит вклад в излучение ККЛ, который составляет 96 % автоподстроенного к опорному сигналу.

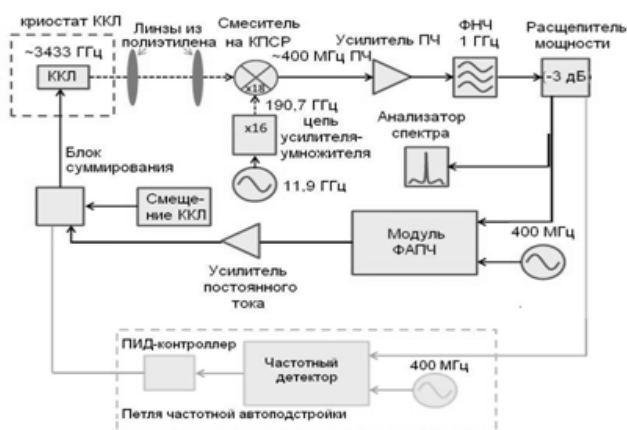


Рис. 1. Блок-схема системы ФАПЧ ККЛ.

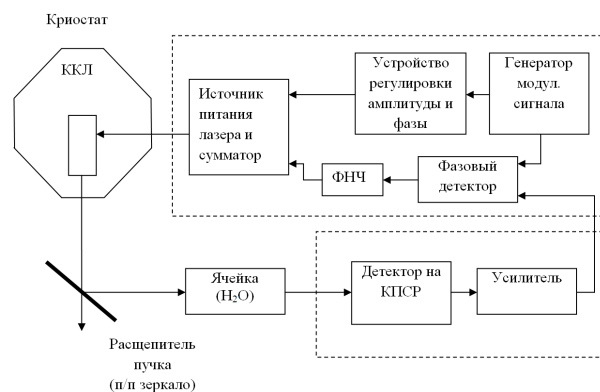


Рис. 2. Блок-схема системы стабилизации частоты ККЛ по линии поглощения воды на частоте вблизи 3,5 ТГц.

Другим вариантом стабилизации частоты ККЛ является система стабилизации частоты ККЛ по линии поглощения паров газа (Рис.2). Известно, что линия молекулярного перехода может быть использована как высокостабильный источник опорной частоты. Этот подход применялся автором в 4-х мм диапазоне длин волн для стабилизации частоты ЛОВ.[23] С помощью перестраиваемого в широком диапазоне высокочастотного (ВЧ) генератора, модулированного по частоте сигналом низкочастотного генератора, формировались боковые спектральные составляющие излучения ЛОВ. Захват частоты ЛОВ осуществлялся на одной из боковых составляющих спектра. Перестройка генератора ВЧ по частоте приводит к

соответствующему сдвигу несущей частоты ЛОВ. Широкая полоса перестройки обеспечивалась широкополосным усилителем и фазовым детектором. К достоинствам данного метода относится отсутствие необходимости переноса частоты опорного сигнала в нужный диапазон, который требует многократного умножения частоты опорного генератора. Кроме того, возможно использование двух линий поглощения одного газа для стабилизации частоты ККЛ двух диапазонов ИК и ТГц, т.е. для разработки комбинированного источника излучения ТГц и ИК диапазонов.

#### Заключение

В работе представлено современное состояние развития в сфере разработки источников излучения ТГц частотного диапазона. Наиболее перспективными источниками ТГц излучения для применения в спектроскопии высокого разрешения в настоящее время являются ККЛ, широко используемые в ИК диапазоне. Представлены пути решения ключевой проблемы использования ТГц ККЛ в качестве источника излучения – обеспечения управления и стабилизации частоты ККЛ: разработка системы ФАПЧ ККЛ или применение системы стабилизации частоты по линии поглощения газа.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 13-02-97103-р\_поволжье\_a, Гранта Правительства Российской Федерации № 11.G34.31.0066, проекта TeraDec 047.018.005, NATO.EAP.SFPP 9840. Публикация частично базируется на работе, финансируемой Сколковским институтом науки и технологий (Сколтех) в рамках SkolTech/MIT Initiative.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Budiarto E., Margolies J., Jeong S., et al. High-intensity terahertz pulses at 1-kHz repetition rate // *IEEE J. Quant. Elect.*, vol.32, pp.1839-1846, 1996.
2. You D., Jones R.R., Bucksbaum P.H., et al. Generation of high-power sub-single-cycle 500-fs electromagnetic pulses // *Opt. Lett.*, vol.18, pp. 290-293, 1993.
3. Zhao G., Schouten R.N., Wenckenbach W.T., et al. Design and performance of a THz emission and detection setup based on a semi-insulating GaAs emitter // *Rev. Sci. Instr.*, vol.73, pp.1715-1721, 2002.
4. Stepanov A.G., Hebling J., Kuhl J. Efficient generation of subpicosecond terahertz radiation by phasematched optical rectification using ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts // *Appl. Phys. Lett.*, vol.83, pp. 3000-3002, 2003.
5. Feurer T., Stoyanov N.S., Ward D.W., et al. Terahertz Polaritonics // *Annu. Rev. Mater. Res.*, vol.37, pp. 317-350, 2007.
6. Yeh K.-L., Hoffmann M.C., Hebling J., et al. Generation of 10 mJ ultrashort terahertz pulses by optical rectification // *Appl. Phys. Lett.*, vol.90, pp. 171121, 2007.
7. Hoffmann M.C., Yeh K-L., Hwang H.Y., et al. Fiber laser pumped high average power single-cycle terahertz pulse source // *Appl. Phys. Lett.*, vol.93, pp.141107, 2008.
8. E.Peytavit, S.Lepilliet, F.Hindle. Milliwatt-level output power in the sub-terahertz range generated by photomixing in a GaAs photoconductor// *Appl.Phys.Lett.*, vol. 99, pp.223508, 2011.
9. Aleshkin V.Ya., Antonov A.A., Gaponov S.V., et al. Tunable source of terahertz radiation based on the difference-frequency generation in a GaP crystal// *JETPH Letters*, vol. 88, pp. 787-789, 2008.
10. F.Hindle, C.Yang, G.Mouret, et al. Recent Developments of an Opto-Electronic THz Spectrometer for High-Resolution Spectroscopy// *Sensors*, vol. 9, pp. 9039, 2009.

11. Mouret G. et al. THz photomixing synthesizer based on a fiber frequency comb// *Optics Express*, vol. 17, pp. 22031, 2009.
12. Weikle R.M., Crowe T.W., Kollberg E.L. Multiplier and harmonic generator technologies for terahertz applications // *Int. J. of High Speed Elect. and Systems*, vol. 13, pp. 429-456, 2003.
13. Winnerl S., Schomburg E., Grenzer J., et al. Quasistatic and dynamic interaction of high-frequency fields with miniband electrons in semiconductor superlattices // *Phys.Rev. B*, vol.56, pp. 10303 -10307. 1997.
14. Vaks V., High-Precise Spectrometry of the Terahertz Frequency Range: The Methods, Approaches and Applications// *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, vol. 33, pp. 43-53, 2012.
15. J.Faist et al., Progress in quantum cascade lasers.// in *Mid-Infrared Coherent Sources and Applications* (Eds M. Ebrahim-Zadeh, I.T. Sorokina) (New York: Springer) - p. 171, - 2008,
16. F.Bielsa, A.Douillet, T.Valenzuela et al., Narrow-line phase-locked quantum cascade laser in the 9.2  $\mu\text{m}$  range// *Optics letters*, vol. 12, no 32, pp. 1641-1643, 2007.
17. A.L.Betz, et al., Frequency and phase-lock control of a 3 THz quantum cascade laser.//*Optics letters*, vol. 30, pp. 1837–1839, 2005.
18. A.Barkan, F.K.Tittel, D.M.Mittleman, et al., Linewidth and tuning characteristics of terahertz quantum cascade lasers. //*Optics Letters*, vol.29, pp. 575-577, 2004.
19. S.Barbieri, et al., Heterodyne mixing of two far-infrared quantum cascade lasers by use of a point-contact Schottky diode// *Optics letters*, vol. 29, pp. 1632–1634, 2004.
- 20 J.N.Hovenier, et al., Phase-locking on the beat signal of a two-mode 2.7 terahertz metal-metal quantum cascade laser // *Proceedings Symposium IEEE/LEOS - Benelux Eindhoven Chapter*, 2006,- p. 125.
21. В.Л.Вакс, Ю.И.Кошуринов, Д.Г.Павельев, А.Н.Панин, Разработка и создание системы фазовой синхронизации в субтерагерцовом и терагерцовом частотных диапазонах по гармонике сигнала синтезатора сантиметрового диапазона // *Изв. ВУЗов. Радиофизика*, т.48, № 10-11, сс. 933-938, 2005.
22. D.J.Hayton, A.Khudchenko, D.G.Pavelyev, et al., Phase locking of a 3.4 THz third-order distributed feedback quantum cascade laser using a room-temperature superlattice harmonic mixer// *Appl. Phys. Lett.*, vol. 103, no 5, pp. 051115(1-5), 2013.
23. S.I.Pripolsin, E.V. Spivak, V.L.Vaks. BWO frequency stabilization using gas absorption line // *Proc. Int. Conf. on Millimeter and Submillimeter waves and appl.* - San-Diego, USA, 10-14 Jan. 1994. –сс.196-197- 1994.

## **ТГц спектроскопия высокого разрешения для анализа качества продуктов питания**

**Анфертьев В.А.<sup>1</sup>, Башмаков А.Ф.<sup>2</sup>, Вакс В.Л.<sup>1,2</sup>, Домрачева Е.Г.<sup>1,2</sup>, Собакинская Е.А.<sup>1,2</sup>, Черняева М.Б.<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН

[elena@ipmras.ru](mailto:elena@ipmras.ru)

*В последнее время все более актуальной становится проблема контроля качества продуктов питания. В связи с этим встает вопрос разработки быстрых и неразрушающих методик анализа, позволяющих детектировать и определять количественное содержание летучих химических соединений, которые могут являться маркерами свежести или патологии продукта. В представленной работе исследована возможность применения ТГц спектроскопии высокого разрешения для анализа качества продуктов. Экспериментальные результаты показывают, что в состав запаха свежего мяса входят этилформиат, диэтиловый эфир, аланин и глицин, которые исчезают в процессе естественного разложения. Последний характеризуется появлением, прежде всего, серных соединений, таких как сероводород и диоксид серы. Затем разложение идет с выделением аммиака и азотсодержащих органических соединений (формамид, этиламин). В составе паров несвежей рыбы были обнаружены пропиленгликоль, уретан, сероводород, диоксид серы и соединения ряда нитрилов. Показана перспективность применения метода ТГц спектроскопии высокого разрешения в качестве «электронного носа» для анализа качества продуктов.*

### **Введение**

В последнее время все более актуальной становится проблема контроля качества продуктов питания. В связи с этим встает вопрос разработки быстрых и неразрушающих методик анализа (так называемый «электронный нос»), позволяющих детектировать и определять количественное содержание летучих химических соединений, которые могут являться маркерами свежести или патологии продукта. В настоящее время для анализа качества продуктов питания применяют, в основном, метод газовой хроматографии, зачастую комбинированный с масс-спектрометрией, и электрохимические и полупроводниковые сенсоры. В представленной работе исследована возможность применения ТГц спектроскопии высокого разрешения для анализа качества продуктов.

### **Экспериментальная часть**

Авторами была разработана методика пробоотбора и определения биологически значимых молекул-маркеров состояния исследуемого биологического образца с использованием ТГц спектроскопии высокого разрешения.

В качестве измерительной кюветы нами была использована кварцевая ячейка, которая обладает рядом достоинств, важных для спектроскопических исследований: она является химически чистой, возможен нагрев ячейки, хорошо канализирует электромагнитную волну и т.д. Ключевой проблемой для аналитических исследований является взаимодействие паров воды с микроконцентрациями летучих органических и неорганических веществ, входящих в

состав исследуемой пробы, что приводит к искажению результатов измерений. Для проведения аналитических исследований кварцевую кювету необходимо обезвоживать. Обезвоживание кюветы проводилось путем прогрева до 250° С и долговременной прокачки.

Методика определения биологически значимых молекул-маркеров состояния исследуемого биологического образца обрабатывалась с использованием ТГц спектрометра с фазовой манипуляцией воздействующего излучения.

Для эксперимента было куплено свежее мясо курицы и телятины, а также свежая рыба. Методика приготовления образцов была одинаковой для рыбы и мяса. Мясо было нарезано на куски весом 50 г и помещено в холодильник, где хранилось при температуре +4 град. Цельсия. Пробоподготовка мяса к спектроскопическим исследованиям заключалась в следующем. Образец нарезали мелкими кусками размером примерно 0,3x0,3 см и помещали в стеклянную колбу, после чего осуществляли вакуумную или микроволновую сушку для того, чтобы избавиться от излишков воды в мясе. После этого колба через систему вакуумных клапанов соединялась с измерительной ячейкой. После откачки объема до рабочего давления производилась запись спектров поглощения без нагрева образца. Затем осуществлялся изотермический нагрев исследуемой смеси при температуре 100 - 150°С, детектировались продукты, поступающие в измерительную ячейку. Спектры поглощения летучих органических соединений, содержащихся в свежем мясе, регистрировались в первый день исследований. Срок возможного хранения мяса и степень испорченности определялись по наличию характерных летучих органических и неорганических соединений в «запахе» образцов мяса с разным сроком хранения.

В ходе исследования были выявлены вещества, содержащиеся в «запахе» свежего образца мяса рыбы и впоследствии исчезающие в процессе естественного разложения (аланин, глицин, диэтиловый эфир, этилформиат, метилформиат, фенол и др.) (рис.1, 2).

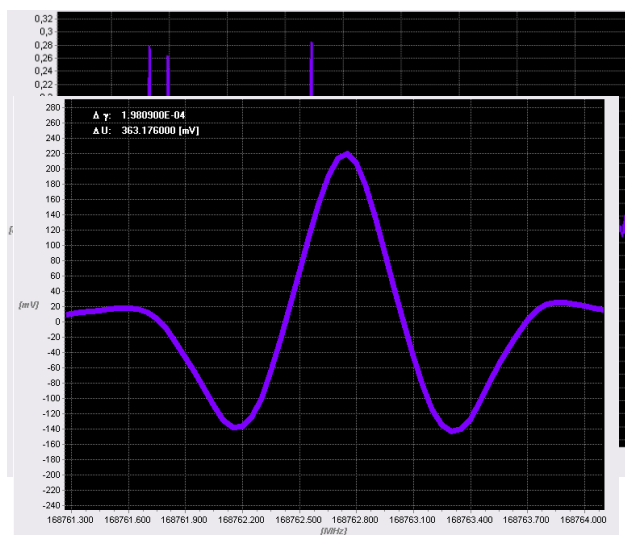


Рис.3 Запись образца поглощения сероводорода на частоте 168762 МГц, в образце телятины в процессе естественного разложения.

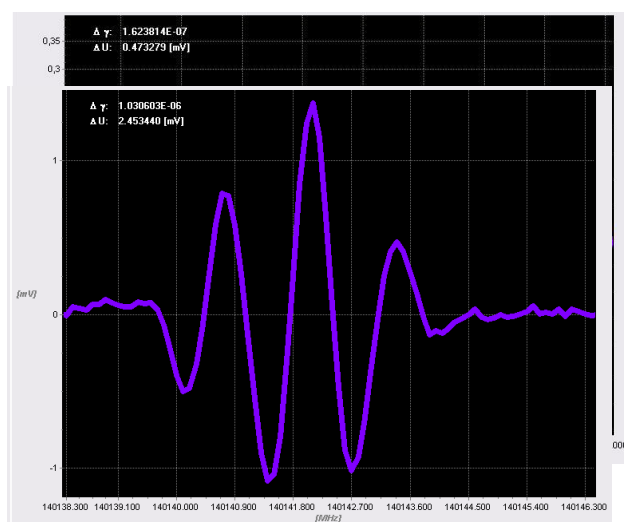


Рис.4 Запись образца поглощения курица на частоте 140142 МГц, в образце телятины в процессе естественного разложения

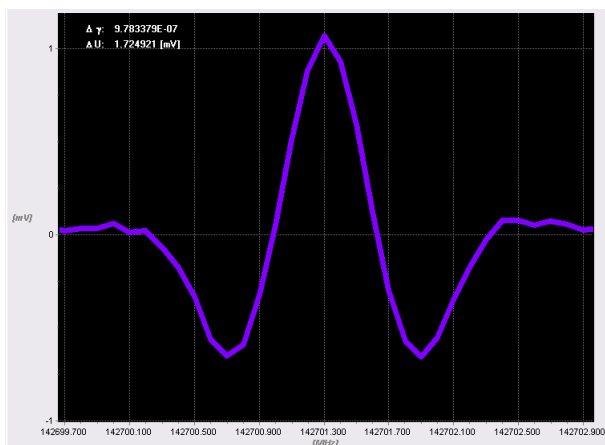


Рис. 5. Запись линии поглощения формамида на частоте 142701 МГц в образце телятины в процессе естественного разложения.

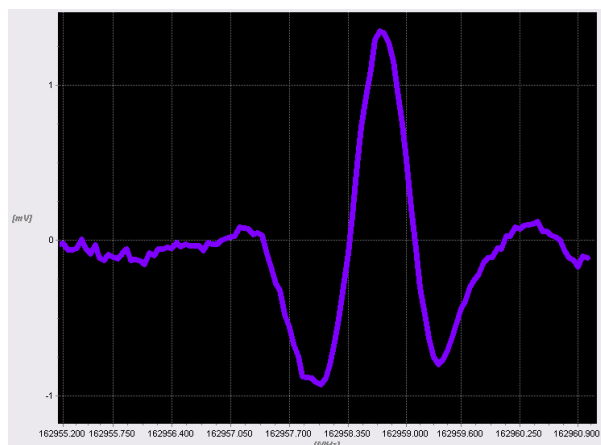


Рис. 6. Запись линии поглощения этиламина на частоте 162958.6 МГц в образце телятины в процессе естественного разложения

При первых признаках разложения в «запахе» сырых продуктов в первую очередь появляются вещества, содержащие серу ( $\text{H}_2\text{S}$ ,  $\text{SO}_2$ ) (рис. 3), затем начинает выделяться аммиак ( $\text{NH}_3$ ) (рис. 4), и затем появляются такие органические соединения, как формамид, этиламин (рис. 5, 6), муравьиная и уксусная кислоты, соединения ряда нитрилов и альдегидов. Кроме того, зарегистрирован ряд линий поглощения в спектрах «запахов» образцов мяса здорового животного, не содержащихся в электронных каталогах [7, 8], в настоящее время ведутся работы по идентификации этих веществ.

#### Заключение

Разработана методика пробоотбора образцов пищевых продуктов для анализа летучих органических и неорганических веществ, которые могут служить маркерами качества. Особенностью методики является изотермический нагрев устройства напуска образцов для уменьшения влияния паров воды и катализации выделения летучих веществ. С использованием ТГц спектроскопии высокого разрешения выявлены и идентифицированы летучие вещества – маркеры свежего мяса телятины, такие как фенол, диэтиловый эфир,  $\text{C}_2\text{H}_5\text{CN}$ ,  $\text{C}_3\text{H}_7\text{CN}$ , пропандиол, глицин и аланин; куриного мяса: фенол, аланин, диэтиловый эфир, пропандиол, глицин. Выявлены маркеры несвежего мяса. В летучих компонентах образцов мяса в процессе естественного разложения появляются сероводород, диоксид серы, аммиак, формамид, этиламин, моноэтаноламин, при этом происходит процесс распада глицина и аланина, линии поглощения этих веществ исчезают из спектра поглощения. Таким образом, в ходе экспериментальных исследований показана перспективность применения метода ТГц спектроскопии высокого разрешения в качестве «электронного носа» для анализа качества продуктов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 13-02-97103-р\_поволжье\_a, Гранта Правительства Российской Федерации № 11.G34.31.0066, проекта TeraDec 047.018.005,



NATO.EAP.SFPP 9840, а также при частичной поддержке гранта Минобрнауки № 2014/134. Публикация частично базируется на работе, финансируемой Сколковским институтом науки и технологий (Сколтех) в рамках SkolTech/MIT Initiative.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. M. Dymerski, et al. An odor-sensing system—powerful technique for foodstuff studies // Review of Scientific Instruments, vol. 82, p. 111101, Nov. 2011.
2. W. Jira, et al. Gas chromatography-mass spectrometry (GC-MS) method for the determination of 16 European priority polycyclic aromatic hydrocarbons in smoked meat products and edible oils // Food Addit Contam Part A Chem Anal Control Expo Risk Assess, vol. 25, no.6, pp.704-713, June 2008.
3. P. Bhattacharjee, et al. A comparative qualitative study of the profile of volatile organic compounds associated with Salmonella contamination of packaged aged and fresh beef by HS-SPME/GC-MS // J. Food Sci. Technol., vol. 48, no. 1, pp.1–13, Jan-Feb. 2011.
4. S.J. Lehotay, Application of gas chromatography in food analysis // Trends in Analytical Chemistry, vol. 21, no. 9+10, pp. 686-697, Sept. 2002
5. Chunxiu Hu, Guowang Xu, Mass-spectrometry-based metabolomics analysis for foodomics // Trends in Analytical Chemistry, vol. 52, pp. 36–46, Dec. 2013
6. V. Vaks, High-Precise Spectrometry of the Terahertz Frequency Range: The Methods, Approaches and Applications // Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, vol. 33, no. 1, pp. 43-53, Oct. 2012.
7. <http://www.astro.uni-koeln.de/cdms/>
8. <http://spec.jpl.nasa.gov/ftp/pub/catalog/catform.html>

**Результаты экспериментального исследования ослабления когерентного миллиметрового излучения двумя пространственно-разнесенными идентичными монослоями с упорядоченными и случайными дискретными структурами**

*Голунов В.А., Еремин И.С., Хохлов Г.И.*

*ФИРЭ им. В.А.Котельникова РАН*

[golsnow@rambler.ru](mailto:golsnow@rambler.ru), [sab999@mail.ru](mailto:sab999@mail.ru), [khokhland@rambler.ru](mailto:khokhland@rambler.ru)

*Целью работы является исследование малоизученных особенностей прохождения пространственно-когерентного поля миллиметрового диапазона волн через монослои с регулярными и случайными дискретными структурами при размерах частиц, соизмеримых с длиной волны, и продольном разnose монослоев на расстояния до 20-ти длин волн. Показано, что в ближней зоне монослоев формируется такая пространственная структура поля, плоские сечения которой при определенных расстояниях от монослоя могут коррелировать с его структурой. Вследствие этой корреляции зависимости коэффициента ослабления двух монослоев с идентичными структурами от поперечного и продольного взаимных смещений приобретают свойство периодичности, при этом один из монослоев при определенных позициях практически не влияет на ослабление электромагнитных волн.*

### Введение

В плотных случайных дискретных средах (например, в сухом снежном покрове) расстояния между частицами могут быть соизмеримы или меньше их размеров. Следовательно, если частицы соизмеримы или меньше длины волны электромагнитного излучения, то на интенсивность объемного рассеяния может оказывать влияние ближнее поле частиц. Роль возможного ближнеполевого взаимодействия частиц отмечалась уже в ранних работах по теории объемного рассеяния [1,2]. К настоящему времени известны лишь несколько теоретических работ [3-5], в которых рассматривается влияние ближнего поля на характеристики рассеяния дискретными средами. В частности, в работе [5] теоретически показано, что в зоне ближнего поля возникает эффект взаимной экранировки рассеивателей при размерах частиц много меньших длины волны, который аналогичен явлению затенения при размерах частиц, заметно превосходящих длину волны [6].

До настоящего времени экспериментальные исследования влияния ближнего поля на характеристики объемного рассеяния в плотноупакованных дискретных средах с частицами, размеры которых соизмеримы с длиной волны, насколько нам известно, не проводились. В связи с этим целью данной работы является экспериментальное исследование малоизученных особенностей прохождения пространственно-когерентного поля через монослои с регулярными и случайными дискретными структурами при размерах частиц, соизмеримых с длиной волны, и продольном разnose монослоев на расстояния от 0 до (15...20) длин волн.

### Объекты исследования

Экспериментальное исследование выполнено в диапазоне миллиметровых (ММ) волн при фиксированных длинах волн  $\lambda=3,2; 4; 4,6$  и  $5,45$  мм с диэлектрическими и металлическими шаровидными частицами диаметром  $d=4,5$  и  $6$  мм. Теоретически и экспериментально показано, что наиболее сильное объемное рассеяние в случайных дискретных средах [7] и в монослоях со случайной структурой [6] имеет место при объемной плотности частиц  $0,3$  [7] или, что то же самое в случае шаровидных частиц в монослое, при коэффициенте перекрытия  $0,5$  [6]. Именно эти значения объемной плотности частиц были реализованы при изготовлении исследованных монослоев. Монослои имели размеры  $0,2 \times 0,23 \text{ м}^2$  при поперечном сечении пучка ММ волн диаметром  $0,19 \text{ м}$  и представляли собой пенопластовые пластины толщиной, равной диаметру внедренных в нее частиц. Регулярная структура монослоев состояла из квадратных ячеек с ребрами  $l=5,35$  и  $7,5 \text{ мм}$ , случайные структуры синтезированы на компьютере. Разметка центров внедрения частиц с регулярной структурой осуществлялась с помощью металлических матриц, изготовленных на станке с ЧПУ, а случайных – с помощью бумажных матриц, распечатанных принтером.

### Измерительный комплекс и метод измерений

Измерительный комплекс состоял из генераторного блока, излучающей и приемной антенн и диода с барьером Шоттки с сечением волновода  $3,6 \times 1,8 \text{ мм}^2$ . Генераторный блок, в свою очередь, состоял из панорамного измерителя КСВН Р2-69 (диапазон волн  $3,9 \dots 5,5 \text{ мм}$ ) и генератора Ганна с рабочей длиной волны  $3,2 \text{ мм}$  (частота  $94 \text{ ГГц}$ ). В качестве излучающей использовалась рупорно-линзовая антенна с апертурой  $0,16 \times 0,18 \text{ м}^2$ , а приемной – линзовая антенна диаметром  $0,2 \text{ м}$  при фокусном расстоянии  $0,4 \text{ м}$ . Расстояние между излучающей антенной и образцами составляло  $2 \text{ м}$ , а между образцами и приемной линзой  $0,2 \text{ м}$ . Образцы устанавливались параллельно друг другу и перпендикулярно направлению распространения падающего излучения.

Поперечное по оси  $OX$  и продольное по оси  $OZ$  перемещения монослоев осуществлялись вручную с помощью оптических столиков с точностью не хуже  $0,1 \text{ мм}$  (ниже принято, что

начало системы координат совмещено с центром одной из центральных частиц монослоев, а ось  $OX$  совпадает с горизонтальным ребром их квадратной структуры).

На вертикальной поляризации измерялась величина (коэффициент ослабления)

$\alpha[\text{дБ}] = 10 \lg e^{-\alpha_e h}$ , где  $\alpha_e$  - коэффициент экстинкции,  $h$  - толщина образцов.

Уровни выходного сигнала приемной системы измерялись калиброванными поляризационными аттенюаторами. Потенциал измерительного комплекса составлял 40...50дБ в зависимости от длины волны. Максимальная ошибка долговременных измерений без выполнения промежуточных калибровочных операций могла достигать 1дБ и связана с тепловым дрейфом частоты генераторов, вследствие которого изменялись поперечники рассеяния частиц и монослоев в целом. При измерениях величины  $\alpha$ , значения которой были соизмеримы с ослаблением одиночного монослоя, проводилась прецизионная калибровка, позволявшая реализовать ошибку измерений не больше 0,2дБ.

### **Пропускание монослоев с идентичными регулярными структурами в зоне ближнего поля**

Характерными особенностями изменения коэффициента ослабления  $\alpha$  (1) интенсивности волны, прошедшей два идентичных монослоя с регулярной структурой частиц при их взаимном поперечном смещении по оси  $OX$  в пределах зоны ближнего поля по оси  $OZ$ , являются периодичность с периодом  $\Delta x$ , равным периоду решетки, и достижение минимального значения  $\alpha_{\min}$ , которое незначительно отличается от ослабления  $\alpha_1$  одиночного монослоя, а именно: для поглощающих частиц  $\alpha_{\min} \geq \alpha_1$ , а для слабо поглощающих -  $\alpha_{\min} \leq \alpha_1$ . Это означает, что один из монослоев практически не участвует в ослаблении когерентного поля.

Максимальное значение  $\alpha$  при этом может достигать значение, равное  $3\alpha_1$ , в зависимости от материала частиц, смещения  $x$  и соотношения между периодом решетки, размерами частиц и длиной волны. Поскольку при полном совмещении монослоев, когда  $x=y=z=0$ , ослабление может быть как минимальным  $\alpha \approx \alpha_1$ , так и максимальным (в случае поглощающих частиц  $\alpha_{\max} \approx 2\alpha_1$ ), то нет оснований однозначно утверждать о проявлении эффекта экранировки, тем более, что начальная фаза и амплитуда периодической зависимости  $\alpha(x)$  могут сильно изменяться от продольного разнеса  $z$  в пределах  $z = 0 \dots \lambda$ . В качестве иллюстрации вышеописанных эффектов на рис.1 показаны экспериментальные графики зависимости  $\alpha(x)$ , на основе анализа которых можно предположить, что ослабление в зоне ближнего поля обусловлено, главным образом, интерференцией когерентного (среднего) и рассеянного полей.

### **Зависимости ослабления от продольного разнеса монослоев с идентичными регулярными структурами**

На рис.2 показаны графики экспериментальных зависимостей  $\alpha(z)$  для длин волн 3,2 и 4мм, 4,6 и 5,45мм. Характерные особенности изменения коэффициента ослабления  $\alpha$  интенсивности волны,

прошедшей два идентичных монослоя с регулярной структурой частиц при их взаимном продольном смещении по оси  $OZ$  на расстояния до  $20\lambda$ , аналогичны рассмотренным выше при смещении по оси  $OX$  - это периодичность и минимальное ослабление  $\alpha_{\min} \approx \alpha_1$ .

Существенное отличие заключается в том, что, во-первых, период  $\Delta z_0$  тем больше, чем короче длина волны, во-вторых,  $\Delta z_0$  тем меньше, чем короче период решетки  $l$ , но всегда заметно больше его (на длине волны 5,45мм более, чем в 2 раза, а на длине волны 3,2мм более, чем в 3 раза), и, в-третьих,  $\Delta z_0$  не зависит от материала частиц.

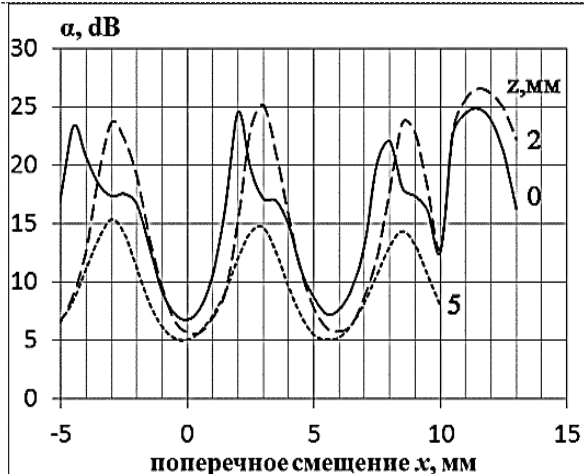


Рис. 1. Ослабление двух монослоев с регулярными структурами в зоне ближнего поля ( $\lambda=3,2$  мм; полиэтиленовые гранулы  $d=5$  мм, ребро ячеек  $l=5,35$  мм,  $\alpha_1=7$  дБ).



Рис. 2. Ослабление двух монослоев с регулярными структурами при  $x=0$  (полиэтиленовые гранулы  $d=5$  мм, ребро ячеек  $l=5,35$  мм).

### Ослабление в монослоях с идентичными случайными структурами

Особый интерес представляют результаты измерений, когда оба монослоя имеют случайные, но идентичные структуры. Оказалось, что идентичность случайных структур приводит к некоторым эффектам, свойственным регулярным структурам, а именно: к периодической зависимости  $\alpha(x)$  при минимальном ослаблении  $\alpha_{\min} \approx \alpha_1$ . Отличительными особенностями рассматриваемого случая является ограниченность интервала  $\Delta x$ , на котором проявляются вышеуказанные свойства ( $\Delta x \leq 2l$ ), и амплитуда изменения  $\alpha$ , которая в зоне ближнего поля, как правило, не превосходит  $\alpha_1$ , т.е.  $\alpha_1 \leq \alpha \leq 2\alpha_1$ . Вне интервала  $\Delta x$   $\alpha \rightarrow 2\alpha_1$ , т.е. монослои ослабляют независимо друг от друга.

При смещении монослоев по оси  $OZ$  за пределы зоны ближнего поля на отдельных частотах могут возникать достаточно сильные ослабления (свыше  $4\alpha_1$ ).

### Ослабление в монослоях с различными случайными структурами

В данной работе в качестве монослоев с различными структурами использовались те же монослои с идентичными структурами, что рассмотрены выше, но один из монослоев был перевернут относительно оси  $OX$ . Этот случай оказался самым предсказуемым и малоинтересным: при перемещениях по осям  $OX$  и  $OZ$  (включая зону ближнего поля) каких-либо значительных изменений ослабления не наблюдалось, при этом  $\alpha \approx 2\alpha_1$ , т.е. монослои между собой практически не взаимодействуют и ослабляют независимым образом.

### Интерпретация результатов измерения

В результате выполненного экспериментального исследования установлено следующее:

1. Коэффициент ослабления двух параллельных монослоев с идентичными регулярными структурами в виде плоских решеток с квадратными ячейками

- имеет периодическую зависимость от продольной координаты, при этом период уменьшается при увеличении длины волны;

- имеет периодическую зависимость от поперечной координаты  $x$ , амплитуда и фаза которой зависит от  $z$ .

2. Обнаружена периодическая зависимость коэффициента ослабления от поперечной координаты для двух монослоев с идентичными случайными структурами, аналогичная случаю монослоев с идентичными регулярными структурами, но на ограниченном интервале  $\Delta x$ .

3. Минимальное значение коэффициента ослабления как в случае идентичных регулярных, так и идентичных случайных монослоев незначительно отличается от значения коэффициента ослабления соответствующей одиночной матрицы, в том числе при  $z=(10\dots 15)\lambda$ . Это означает, что при определенных координатах  $x, y, z$  второго монослоя его вклад в ослабление когерентного поля значительно меньше, чем первого.

С целью интерпретации результатов были выполнены дополнительные измерения, которые показали следующее:

- периодическая зависимость ослабления от смещения по осям  $OX$  и  $OZ$  сохраняется, если один из монослоев с регулярной структурой заменить на монослой с той же структурой, но при другом материале и размерах частиц (в нашем случае поглощающие шарики диаметром 6мм были заменены на металлические диаметром 4,5мм), но в этом случае  $\alpha_{\min}$  определяется монослоем с наибольшим коэффициентом ослабления;
- периоды зависимости коэффициента ослабления от смещения по осям  $OX$  и  $OZ$  сохраняются, если между монослоями с идентичными регулярными или случайными структурами поместить другие монослои с отличающимися структурами (регулярными или случайными), но при этом  $\alpha_{\min}$  и амплитуда изменения  $\alpha$  увеличиваются на коэффициент ослабления промежуточного слоя;
- два монослоя с отличающимися регулярными структурами независимым образом ослабляют электромагнитное поле, т.е. суммарный коэффициент ослабления равен сумме их коэффициентов ослабления независимо от координат  $x$  и  $z$ .

Таким образом, выполненное экспериментальное исследование обнаруживает устойчивую способность к взаимодействию при ослаблении электромагнитного излучения только монослоев с идентичными структурами, как регулярными, так и случайными. Исследование выполнено с частицами, размеры которых соизмеримы с длиной волны, при объемной плотности (или коэффициенте перекрытия), соответствующей наиболее сильному объемному рассеянию. Следовательно, можно предположить, что в основе рассмотренных эффектов лежит интерференционное взаимодействие среднего и рассеянного полей, приводящее, как известно [8], к неоднородной (спекловой) структуре электромагнитного поля. Такая структура поля формируется уже на граничной поверхности дискретной среды вследствие амплитудной и фазовой модуляции падающей плоской волны структурными элементами рассматриваемого в данном случае монослоя. Следовательно, на второй монослой в зоне ближнего поля падает уже не плоская, а промодулированная первым монослоем волна, которая при идентичности структур обоих монослоев может оказаться полностью (т.е. по амплитуде и фазе) «согласованной» со структурой второго монослоя настолько, что для нее коэффициент пропускания близок к единице. В результате суммарное ослабление падающей волны будет определяться только ослаблением одного из монослоев, т.е. в этом случае  $\alpha_{\min} \approx \alpha_1$ . Аналогичная ситуация, по-видимому, возникает при определенных расстояниях  $z$  вне зоны ближнего поля. В качестве косвенного подтверждения этой гипотезы на рис.3 показаны распределения интенсивности поля  $I(x, z)$ , измеренные диодом с открытым концом

одномодового волновода на  $\lambda=3,2\text{мм}$  после прохождения падающим коллимированным излучением одиночного монослоя с регулярной структурой ( $d = 6\text{мм}$ ,  $l = 7,5\text{мм}$ ). На этом рисунке можно видеть локализацию поперечных (по  $x$ ) неоднородностей интенсивности (например, при  $z = 0 \dots 2, 9, 10, 14, 19, 29, 34\text{мм}$ ), которые по размеру соответствуют частицам монослоя, а их местоположение изменяется с расстоянием  $z$  так, что, например, локальные неоднородности при  $z = 14\text{мм}$  смещены относительно таких неоднородностей при  $z = (0 \dots 2)\text{мм}$  на половину периода решетки.

Таким образом, в ближней зоне монослоев с дискретными структурами при размерах частиц, соизмеримых с длиной волны, формируется такая пространственная структура поля, плоские сечения которой при определенных расстояниях от монослоя могут коррелировать с его структурой. В результате этой корреляции зависимости коэффициента ослабления двух монослоев с идентичными структурами от поперечного  $x$  и продольного  $z$  взаимных смещений приобретают свойство периодичности, при этом один из монослоев при определенных координатах  $x, y, z$  практически не влияет на ослабление электромагнитных волн.

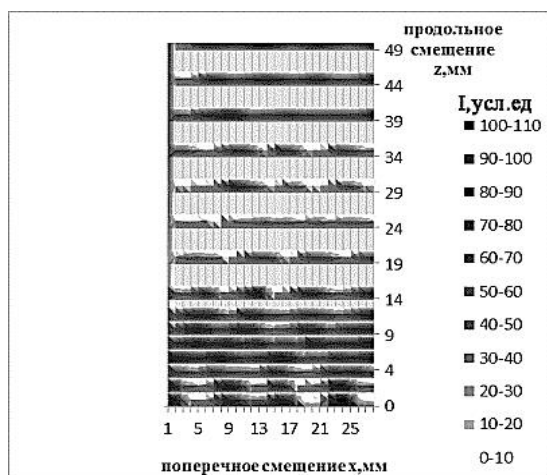


Рис.3. Распределение  $I(x, y = 0, z)$  интенсивности поля ( $\lambda=3,2\text{мм}$ ) за монослоем с регулярной структурой ( $d = 6\text{мм}$ ,  $l = 7,5\text{мм}$ ).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Розенберг Г. В. Абсорбционная спектроскопия диспергированных веществ //Успехи физ. наук. 1959. - Т. 69. Вып. 1.
2. Барабанков Ю.Н. Многократное рассеяние волн на ансамбле частиц и теория переноса излучения //Успехи физ. наук. 1975. - Т.117. Вып.1.
3. Mishchenko M. I., Hovenier J. W., Mackowski D. W. Single scattering by a small volume element // JOSA A. 2004. – Vol. 21.
4. Mishchenko M. I., Liu L., Mackowski D. W., Cairns B. and Videen G. Multiple scattering by random particulate media: exact 3D results // Optics Express. 2007. – Vol. 15.
5. Тишковец В.П. Взаимная экранировка рассеивателей в ближнем поле //Радиофизика и радиоастрономия. 2008. - №4.
6. Иванов А. П., Лойко В. А., Дик В. П. Распространение света в плотноупакованных дискретных средах. – Минск: Наука и техника, 1988.
7. Голунов В.А. Когерентное ослабление электромагнитных волн в слабо поголощающих плотных случайных дискретных (снегоподобных) средах //Радиотехника и электроника. 2014.- №1.

8. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику.  
Ч.2 – Случайные поля. - М.: Наука, 1978

## **Роль димеров воды в поглощении миллиметровых и субмиллиметровых волн земной атмосферой**

**Серов Е.А., Кошелев М.А., Одинцова Т.А., Паршин В.В., Третьяков М.Ю.**

*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород  
[serov@appl.sci-nnov.ru](mailto:serov@appl.sci-nnov.ru)*

*Представлены результаты серии лабораторных экспериментов по исследованию спектра поглощения миллиметровых волн чистым водяным паром и его смесью с атмосферным воздухом в диапазоне температур и давлений газовой смеси, отвечающем реальной атмосфере. После вычитания вклада мономера воды в спектре отчетливо видна квазиэквидистантная последовательность широких пиков димеров, впервые наблюдаемая в диапазоне частот 188-258 ГГц. Анализ экспериментальных спектров позволяет однозначно идентифицировать наблюдаемые пики как группы слившихся линий, отвечающих вращательным переходам димера воды. В результате численной обработки данных определены константа димеризации водяного пара, энергия диссоциации димеров, коэффициенты уширения линий димера давлением водяного пара и воздуха. Впервые в эксперименте показано, что количество димеров воды не изменяется при добавлении воздуха в чистый водяной пар, что является прямым подтверждением существенной роли димеров в атмосферных процессах. На основе экспериментальных данных проведена оценка вклада димеров воды в интегральное поглощение и наблюдаемую яркостную температуру атмосферы.*

### **Введение**

Спектральные свойства атмосферных газов имеют большое значение для протекания различных физических и химических процессов в атмосфере Земли. В частности, парниковый эффект и его воздействие на климат планеты в наибольшей степени определяется спектром поглощения водяного пара, наблюдающемся в широчайшем диапазоне частот электромагнитных волн: от СВЧ до ультрафиолета. Кроме наличия колебательных полос, содержащих множество резонансных линий, этот спектр характеризуется наличием нерезонансного поглощения, которое плавно (по сравнению с резонансной частью) меняется с изменением частоты. Это поглощение, называемое континуальным, играет важную роль в климатическом балансе Земли. Вклад континуума в суммарное поглощение солнечной радиации земной атмосферой превосходит вклад таких парниковых газов, как  $\text{CO}_2$  и  $\text{CH}_4$ . Правильный учёт континуального поглощения атмосферы важен для построения теоретических моделей распространения излучения, необходимых как для интерпретации данных, получаемых при дистанционном зондировании атмосферы, так и для расчёта дальности действия радаров и систем связи наземного и космического базирования. Несмотря на длительную историю исследования континуума, вопрос о физических механизмах, его обуславливающих, не решен окончательно. Не вызывает сомнений, что континуальное поглощение возникает из-за парного взаимодействия молекул при соударениях. В работе [1] предложен специальный термин для обозначения континуума – бимолекулярное поглощение. Столкновительное взаимодействие молекул может приводить к образованию новой частицы – димера, характеризующейся собственным спектром



поглощения электромагнитных волн. Роль димера воды  $(\text{H}_2\text{O})_2$  в атмосферных процессах обсуждалась на протяжении почти полувека, но, несмотря на большое количество исследований, долгое время не удавалось получить прямых доказательств наличия димеров в атмосфере. Ключевым шагом в этом направлении стало экспериментальное обнаружение разрешенного вращательного спектра димера в теплом водяном паре в диапазоне 105-150 ГГц [2]. Наблюдаемый спектр включает квазиэквидистантную последовательность широких пиков, центральные частоты которых совпадают с известными из спектров холодных молекулярных пучков частотами вращательных переходов димера  $J+1 \leftarrow J, K = 0, E_1$ . Всесторонний анализ этих спектров подтвердил их димерную природу, а полученное значение константы димеризации хорошо согласовалось с теоретическим расчетом [3]. Следующий важный шаг – это исследование димерных спектров во влажном воздухе. Необходимо определить, как изменяется интегральная интенсивность спектров димеров и их концентрация при разбавлении водяного пара воздухом. Кроме того, для повышения отношения сигнала к шуму в исследуемом спектре и получения более точных и полных количественных данных предложено использовать другой частотный диапазон: 190-260 ГГц. Все эти задачи были реализованы, соответствующие результаты представлены в настоящей работе.

### Эксперимент

Для исследования спектров поглощения димеров использовался резонаторный спектрометр, принцип действия которого подробно описан в работах [4,5]. Блок-схема спектрометра представлена на Рис.1. Используемая модификация спектрометра позволяет измерять поглощение в исследуемой газовой смеси в широком диапазоне температур и давлений. Квазиоптический резонатор Фабри-Перо помещен в изолированную от внешней среды камеру объемом 200 л. Суммарное давление газовой смеси внутри камеры контролируется датчиком MKS Baratron 626 диапазона 0.1-1000 Торр с относительной погрешностью 0.25%. Температура газовой смеси и зеркал резонатора контролируется с помощью термосопротивлений с погрешностью  $\pm 0.5^\circ\text{C}$ . Для уменьшения градиентов температуры внутри камеры резонаторы помещены в медный кожух с толщиной стенок 5 мм. На кожухе закреплены медные трубки, через которые пропускается хладагент, задающий рабочую температуру. Для напуска и откачки газов использовалась вакуумная система, включающая в себя высоковакуумный откачной пост, а также высокопроизводительный безмасляный спиральный насос для откачки влажных газов. Источником непрерывного когерентного излучения служила лампа обратной волны ОВ-24.

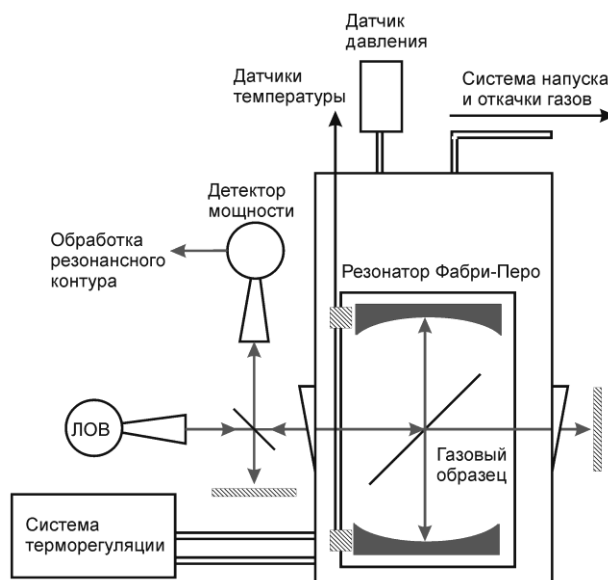


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

Принцип исследования спектров поглощения газов с помощью резонаторного спектрометра основан на определении добротности резонатора Фабри-Перо. Добротность зависит от суммарных потерь энергии электромагнитной волны в резонаторе, которые включают потери в заполняющем его газе. В приближении малой оптической толщи, которое хорошо выполняется в условиях описываемых экспериментов, коэффициент поглощения газа определяется по формуле:

$$\alpha = \frac{2\pi}{c} (\Delta f - \Delta f_0) \quad (1)$$

где  $\alpha$  – коэффициент поглощения в исследуемом газе,  $c$  – скорость света в газе,  $\Delta f$  и  $\Delta f_0$  – ширины резонансной кривой резонатора Фабри-Перо, заполненного исследуемым газом и непоглощающим газом соответственно.

Для исследования димерных спектров использовался резонатор длиной приблизительно 70 см. Ширина резонансного контура измерялась на частотах собственных мод резонатора Фабри-Перо (межмодовый интервал  $\sim 200$  МГц). В диапазоне 188-258 ГГц записывалось примерно 310 точек.

Всего записано 13 спектров в чистом водяном паре при температурах от 280 до 322 К и давлении от 3.7 до 34.2 Торр. Кроме того, проведена серия экспериментов при комнатной температуре, в которой водяной пар разбавлялся воздухом с парциальным давлением воздуха от 0 до 540 Торр.

#### Анализ экспериментальных данных

Для выделения континуальной составляющей в наблюдаемом спектре поглощения из него вычитался суммарный вклад линий мономера. Для расчета этого вклада использовались спектральные характеристики линий из базы данных HITRAN 2012 [6] и, где возможно, экспериментальные данные. При этом учитывался вклад только тех линий, резонансные частоты которых меньше 1100 ГГц. Был учтен вклад линий нескольких изотопологов воды –  $\text{H}^{16}\text{OH}$ ,  $\text{H}^{17}\text{OH}$ ,  $\text{H}^{18}\text{OH}$ ,  $\text{H}^{16}\text{OD}$ ,  $\text{D}^{18}\text{OH}$  и чисто-вращательные переходы основного изотополога в возбужденном изгибном колебательном состоянии.

По аналогии с предшествующими исследованиями [2,7] и для возможности прямого сравнения с ними форма резонансных линий описывалась функцией, основанной на профиле

Ван Флека–Вейскопфа, в которой нарушение ударного приближения при больших отстройках от центра линии учитывается путем “обрезания крыльев” линий за частотой отсечки  $\nu_c = 750$  ГГц, которая примерно соответствует длительности межмолекулярного соударения  $\tau_c = 1/(2\pi\nu_c)$ .

В исследуемом диапазоне частот значителен вклад от крыла ближайшей интенсивной линии воды с центральной частотой около 183 ГГц, а также заметны слабые резонансные линии вблизи частот 194 ГГц, 203.5 ГГц, 226 ГГц, 242 ГГц и 255 ГГц.

После вычитания вклада мономера оставшаяся континуальная составляющая поглощения представляет собой последовательность из шести широких димерных пиков, расположенных на плавной «подставке». Эта последовательность является продолжением серии, наблюдавшейся ранее в диапазоне 105-150 ГГц. Для количественного анализа таких спектров была использована модель, основанная на наиболее точных *ab initio* расчетах вращательного спектра димера воды [8], скорректированная с учетом отличия экспериментальных спектров от расчетных [9]. На рис. 2 показан димерный спектр, полученный из двух экспериментальных записей, одна из которых относится к диапазону частот 105-150 ГГц, а вторая – к диапазону 190-260 ГГц. Для сравнения приведена модельная функция, включающая плавную «подставку» и сумму лоренцевых пиков с соответствующими центральными частотами.

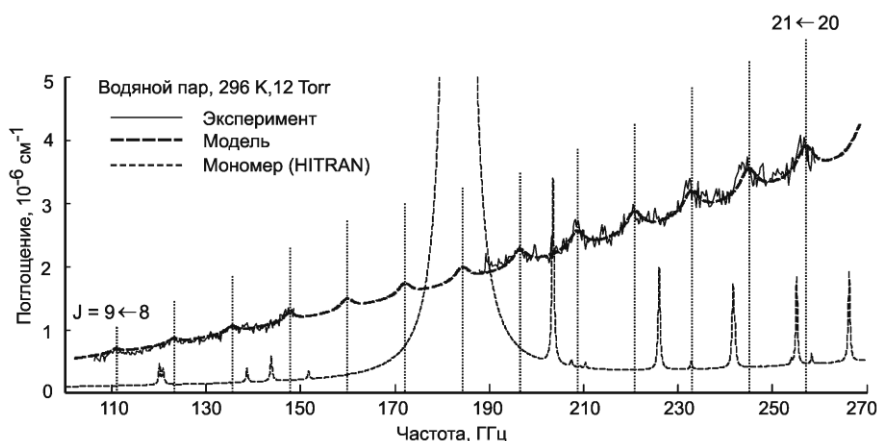


Рис. 2. Широкодиапазонный спектр континуального поглощения водяного пара. Вертикальными линиями показаны частоты вращательных переходов димеров воды  $J+1 \leftarrow J$ ,  $K = 0$ ,  $E_1$ .

Из сравнения экспериментальных спектров с квантовохимическими расчетами следует, что около 50% континуального поглощения в чистом водяном паре вблизи комнатной температуры обусловлено димерами  $(\text{H}_2\text{O})_2$ , находящимися в стабильных состояниях. Оставшаяся часть, представляющая собой плавно растущую с частотой «подставку», скорее всего, обусловлена метастабильными димерами. Однако, полностью подтвердить это предположение пока нельзя из-за отсутствия *ab initio* спектров метастабильных димеров. В результате анализа полученных спектров были определены такие важные характеристики, как константа димеризации водяного пара (в зависимости от температуры), энергия диссоциации димера воды, коэффициент уширения линий спектра димера давлением водяного пара. Полученное значение энергии диссоциации  $1144$  ( $19$ )  $\text{см}^{-1}$  хорошо согласуется с экспериментальным результатом  $1105$  ( $10$ )  $\text{см}^{-1}$  [10] и с наиболее точным на сегодняшний день расчетным значением  $1108$   $\text{см}^{-1}$  [11].

Для дальнейшего продвижения в понимании роли димеров в атмосферных процессах выполнено исследование изменения их спектра при постепенном добавлении воздуха в чистый водяной пар. Для образования стабильного димера из двух мономеров необходимо участие третьей молекулы, которая забирает избыток энергии (этот процесс проходит через

стадию образования метастабильного димера). В воздухе более вероятным партнером будет не молекула  $H_2O$ , а молекулы  $N_2$  и  $O_2$ , обладающие другими свойствами. Несмотря на это, свойства третьей молекулы не должны влиять на равновесную концентрацию димеров, поскольку речь идет об обратимой реакции, и третья молекула также участвует в процессе распада димера. Лишь незначительное изменение концентрации димеров возможно за счет образования других молекулярных комплексов:  $H_2O-N_2$  и  $H_2O-O_2$ . Таким образом, ожидаемым эффектом при добавлении воздуха к водяному пару является столкновительное уширение димерного спектра при сохранении его интегральной интенсивности.

Подробное описание техники эксперимента и численного анализа результатов содержится в работе [12]. Важно упомянуть, что в данном эксперименте кроме бимолекулярного поглощения, обусловленного взаимодействием  $H_2O-H_2O$ , пропорционального квадрату абсолютной влажности, проявляется также линейная по влажности составляющая, обусловленная взаимодействием  $H_2O-N_2$  и  $H_2O-O_2$ . Точных квантовохимических расчетов, описывающих спектры поглощения таких комплексов в ММ диапазоне с высоким разрешением на данный момент не существует, поэтому для учета такого поглощения применяется эмпирическая модель, основанная на экспериментальных данных [8,13]. Такая модель характеризуется плавной зависимостью от частоты, и соответствующее поглощение сложно отделить от той дополнительной «подставки», которая наблюдается и в чистом водяном паре. Поэтому при анализе спектров мы ограничились извлечением информации из «переменной» составляющей спектров, т.е. из уширенных давлением воздуха димерных пиков.

Всего было обработано 4 спектра, записанных при парциальном давлении паров воды около 10 торр и общем давлении газовой смеси 72, 86, 251 и 552 торр. Показано, что интегральная интенсивность димерного спектра не изменяется при добавлении воздуха в чистый водяной пар в пределах экспериментальной погрешности, а происходит лишь размывание спектра за счет столкновительного уширения. Такой результат позволяет делать важные для практических приложений выводы о количестве димеров в атмосфере и открывает возможность исследования их реальной роли в атмосферных процессах. Кроме того, наше исследование подтверждает вывод работ Жевакина [14] о том, что значительная часть континуума наблюдаемого в миллиметровом диапазоне волн не только в чистом водяном паре, но и в атмосфере обусловлена димерами воды.

#### **Вклад димеров в интегральное поглощение и яркостную температуру атмосферы**

Полученные результаты позволяют оценить вклад димеров воды в интегральное поглощение миллиметровых волн земной атмосферой. Для выполнения такой оценки использовался профиль летней атмосферы над г. Н. Новгородом, полученный с помощью метеозонда, данные по которому находятся в открытом доступе [15]. Расчет производился на частоте 250 ГГц, что соответствует центру микроокна прозрачности между линиями воды около 183 и 325 ГГц. Согласно нашему расчету димеры воды, включая стабильные и метастабильные состояния, вносят примерно 25% в интегральное атмосферное поглощение, остальное приходится на линейную по влажности составляющую континуума. Эта оценка подтверждает важность правильного учета димерного спектра для построения высокоточных моделей распространения.

Другой интересный результат получен при расчете наблюдаемой с помощью наземного радиометра яркостной температуры атмосферы с учетом спектральных проявлений димеров. Расчет наблюдаемой в зенит яркостной температуры атмосферы в ММ диапазоне показан на рис. 3. Оказывается, что в микроокнах прозрачности вблизи частот 130 и 210 ГГц вариации яркостной температуры, обусловленные наличием димерных пиков, составляют примерно 0.5

К и 1 К, соответственно. При этом чувствительность современных радиометров при разумных временах усреднения может достигать 0.5 мК [9]. Для наблюдения вариаций яркостной температуры радиометр должен иметь достаточно широкую полосу (около 10 ГГц) или обеспечивать возможность одновременного наблюдения на двух частотах, соответствующих максимуму и минимуму димерной составляющей.

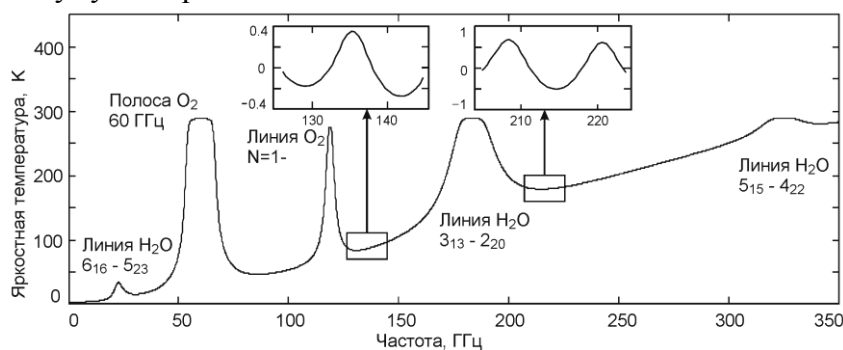


Рис. 3. Спектр яркостной температуры атмосферы в ММ диапазоне, рассчитанный с использованием модели МРМ и стандартного летнего профиля атмосферы США. Вставки демонстрируют вариации яркостной температуры относительно гладкой зависимости, обусловленные вкладом димеров воды.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ptashnik I.V., Shine K.P., Vigasin A.A., Water vapour self-continuum and water dimers: 1. Analysis of recent work // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, vol. 112, pp. 1286–1303, 2011.
2. Tretyakov M.Yu., Serov E.A., Koshelev M.A., Parshin V.V. and Krupnov A.F., Water Dimer Rotationally Resolved Millimeter-Wave Spectrum Observation at Room Temperature // *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, p. 093001, 2013.
3. Scribano Y., Goldman N., Saykally R.J., Leforestier C., Water Dimers in the Atmosphere III: Equilibrium Constant from a Flexible Potential // *J. Phys. Chem. A.*, vol. 110, pp. 5411–5419, 2006.
4. Tretyakov M.Yu., Krupnov A.F., Koshelev M.A., Makarov D.S., Serov E.A. and Parshin V.V., Resonator spectrometer for precise broadband investigations of atmospheric absorption in discrete lines and water vapor related continuum in millimeter wave range // *Rev. Scient. Instrum.*, vol. 80, p. 093106, 2009.
5. Паршин В.В., Серов Е.А., Бубнов Г.М., Вдовин В.Ф., Кошелев М.А., Третьяков М.Ю., Криовакуумный Резонаторный Комплекс // *Радиофизика. Известия Вузов*, Т.56, № 8–9, с. 614–621, 2013.
6. Rothman L.S., Gordon I.E., Babikov Y., Barbe A., Benner D.C., Bernath P.F., et al., The HITRAN 2012 molecular spectroscopic database // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, vol. 130, pp. 4–50, 2013.
7. Koshelev M.A., Serov E.A., Parshin V.V., Tretyakov M.Yu., Millimeter wave continuum absorption in moist nitrogen at temperatures 261–328 K // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, vol. 112, pp. 2704–2712, 2011.
8. Scribano Y., Leforestier C., Contribution of water dimer absorption to the millimeter and far infrared atmospheric water continuum // *J. Chem. Phys.*, vol. 126, p. 234301, 2007.
9. Odintsova T.A., Tretyakov M.Yu., Krupnov A.F., Leforestier C., The water dimer millimeter-wave spectrum at ambient conditions: A simple model for practical applications // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, vol. 140, pp. 75–80, 2014.
10. Rocher-Casterline B.E., Ch'ng L.C., Mollner A.K., and Reisler H., Communication: Determination of the bond dissociation energy ( $D_0$ ) of the water dimer,  $(H_2O)_2$ , by velocity map imaging // *J. Chem. Phys.*, vol. 134, p. 211101, 2011.

11. C. Leforestier, K. Szalewicz and A. van der Avoird, Spectra of water dimer from a new ab initio potential with flexible monomers // J. Chem. Phys., vol. 137, p. 014305, 2012.
12. Serov E.A., Koshelev M.A., Odintsova T.A., Parshin V.V. and Tretyakov M.Yu., Rotationally resolved water dimer spectra in atmospheric air and pure water vapour in the 188-258 GHz range // Phys. Chem. Chem. Phys., Accepted Manuscript, DOI: 10.1039/C4CP03252G, 2014.
13. Liebe H.J., Layton D.H., Millimeter-Wave Properties of the Atmosphere: Laboratory Studies and Propagation modeling // NTIA Report No 87-224, 1987.
14. Викторова А.А., Жевакин С.А., Поглощение микрорадиоволн в воздухе димерами водяного пара // ДАН СССР., т. 171, С. 1061–1064, 1966.
15. <http://weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html>

## АНАЛИЗ СВОЙСТВ ИДЕАЛЬНЫХ СЕКТОРНЫХ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ ФАР БАРЬЕРНЫХ РЛС

Арешин Я.О.<sup>1</sup>, Котов А.Ф.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ОАО «НПК «НИИДАР»

[yarareshin@gmail.com](mailto:yarareshin@gmail.com),

<sup>2</sup> МГТУ МИРЭА

[kotov\\_af@mail.ru](mailto:kotov_af@mail.ru)

В докладе приведен анализ основных свойств идеальных секторных диаграмм направленности передающей фазированной антенной решетки барьерной радиолокационной станции. Указаны основные принципы формирования секторных диаграмм путем суммирования нескольких лучей минимальной ширины (для конкретной антенной решетки), отстоящих друг от друга на заданное расстояние. Приведены зависимости параметров полученных диаграмм от количества суммируемых лучей и от взаимного расстояния между ними.

### Введение

Как известно, для фазированных антенных решеток (ФАР) при определенных условиях (большое количество вибраторов, отсутствие их взаимного влияния и т.п.) диаграмма направленности (ДН) хорошо аппроксимируется функцией  $\frac{\sin(x)}{x}$ . В [1-3] предложен алгоритм аппроксимации ДН любой формы суммой парциальных лучей (ПЛ) (ПЛ в рассматриваемом случае представляет собой луч минимальной ширины, который можно сформировать на исследуемой ФАР), а так же изучены некоторые его свойства. В настоящей статье исследуется влияние количества суммируемых ПЛ и относительного расстояния между ними на качество формируемой ДН.

### Описание математической модели

Прежде всего, следует отметить, что данное исследование проводилось не для синтезированной по указанному в [1] алгоритму ДН, а для идеального случая, т.е. для ДН, полученной путем прямого суммирования ПЛ, представленных в виде *sinc*-функций (с учетом фазы). В свою очередь, в [1] показано, что в течение нескольких итераций можно приблизиться к «идеальному» случаю с заданной точностью.

Кроме этого, необходимо оговорить основные упрощения, которые были приняты при моделировании. Анализ свойств полученных ДН проводился путем компьютерного моделирования в среде *MatLab* для плоской квадратной ФАР (со стороной  $N = 49$  элементов), длина волны излучения была принята равной  $\lambda = 0.25$  м. В качестве исследуемой ДН был выбран плоский секторный барьер («лопатообразная» ДН). Аппроксимация формы ДН проводилась путем суммирования  $K$  парциальных лучей, которые располагались эквидистантно по азимуту с шагом  $k$ . Коэффициент разноса парциальных лучей  $k$  измерялся в ширинах ПЛ для данной ФАР.

Построение ДН с использованием указанной аппроксимации выполнялось по ниже приведенным формулам

$$S_{\alpha} = \sqrt{P_i} \cdot L \cdot \text{sinc} \left( L \cdot \frac{\sin \frac{\pi(\alpha - \theta_i)}{180}}{\lambda} \right), \quad S_{\beta} = \sqrt{P_i} \cdot L \cdot \text{sinc} \left( L \cdot \frac{\sin \frac{\pi(\beta - \varphi_i)}{180}}{\lambda} \right), \quad (1)$$

$$DN_i = S'_{\alpha} * S_{\beta} \quad (2)$$

$$DN_{final} = \sum_{i=1}^K DN_i \quad (3a)$$

$$DN_{final}^{log} = 20 \cdot \lg \left| \sum_{i=1}^K DN_i \right| \quad (36)$$

где:

- $i$  – номер парциального луча ( $i = 1 \dots K$ );
- $P_i$  – мощность  $i$ -го парциального луча в относительных единицах (в рассматриваемых случаях мощности всех ПЛ приняты одинаковыми, равными единице);
- $L$  – апертура рассматриваемой ФАР, в метрах (6,0 м для приведенных ниже графиков)
- $\lambda$  – длина волны излучаемого (принимаемого) сигнала, в метрах (0,25 м);
- $\alpha, \beta$  – массивы значений углов, в пределах которых проводился анализ свойств полученных ДН ФАР (по азимуту и углу места, соответственно);
- $(\theta_i, \varphi_i)$  – координаты  $i$ -го ПЛ (по азимуту и углу места, в градусах);
- $DN_i$  – ДН  $i$ -го ПЛ по полю (в рассматриваемой области пространства, определяемой диапазоном углов  $\alpha$  и  $\beta$ );
- $DN_{final}, DN_{final}^{log}$  – итоговая ДН барьерной РЛС (по полю и по мощности, соответственно), анализ которой и проводился в дальнейшем.

Символом «\*» в формуле (2) обозначена операция матричного умножения.

Оценка качества сформированной ДН проводилась по результатам компьютерного моделирования. Анализировались следующие параметры:

- неравномерность сформированной ДН в центральной ее части (неравномерность главного лепестка полученной ДН);
- максимальное значение уровня боковых лепестков (УБЛ);
- коэффициент расширения главного лепестка ДН относительно ширины ПЛ ( $D$ );
- коэффициент усиления мощности главного лепестка относительно мощности ПЛ ( $Q$ ).

#### Анализ результатов моделирования

Ниже приведены результаты моделирования для  $K = 5, 7, 14$  и  $25$  ПЛ при коэффициенте разноса суммируемых парциальных лучей  $k$ , изменяющемся в пределах от 0,1 до 2,2.

Графический материал для значений  $k = 1.6$  и  $2.2$  при суммировании  $K = 5$  ПЛ приведен на рисунках 1 и 2, соответственно. Для всех значений  $k$  указанного диапазона значения исследуемых параметров полученной ДН представлены в таблице 1.

Представленные иллюстрации нуждаются в комментариях. Каждая иллюстрация состоит из трех частей – трехмерного изображения сформированного линейного секторного барьера и его сечения в угломестной плоскости, представленном в линейном и логарифмическом масштабах. Первое сечение соответствует ДН ФАР по полю, а второе – по мощности.



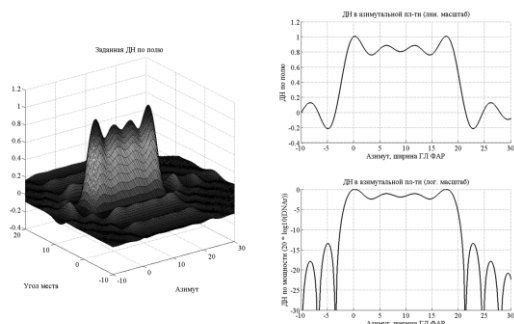


Рис. 1.  $K = 5, k = 1.6$

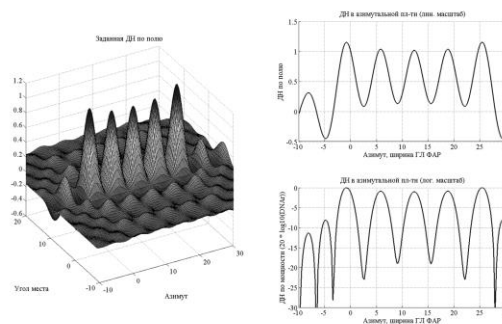


Рис. 2.  $K = 5, k = 2.2$

Далее приведена сводная таблица характеристик серии графиков ДН, аналогичных показанным выше. Серым цветом помечены ячейки, в которых неравномерность в полученном главном лепестке превышает стандартные -3 дБ.

Таблица 1. Результаты моделирования ДН, полученной путем суммирования  $K = 5$  ПЛ.

k =	УБЛ, дБ	Неравномер., дБ	Полоса -3дБ		D (расш)	Q (мощн)
			нижн.	верхн.		
0,1	-13,722	0	-0,645	1,495	1,009	4,872
0,2	-15,268	0	-0,255	1,955	1,042	4,508
0,3	-18,490	0	0,085	2,455	1,158	3,962
0,4	-24,065	0	0,355	3,045	1,436	3,317
0,5	-24,382	0	0,435	3,085	1,794	2,658
0,6	-19,556	0	0,105	4,985	2,351	2,066
0,7	-17,816	-0,573	-0,245	6,185	3,032	1,704
0,8	-19,605	-1,935	-0,215	7,005	3,404	1,590
0,9	-21,839	-2,512	-0,165	7,805	3,758	1,455
1,0	-19,764	-2,021	-0,295	8,785	4,281	1,279
1,1	-16,835	-1,057	-0,595	9,925	4,960	1,126
1,2	-16,334	-1,849	-0,695	10,875	5,455	1,072
1,3	-17,558	-2,819	-0,685	11,705	5,842	1,038
1,4	-17,995	-2,859	-0,725	12,605	6,285	0,969
1,5	-15,571	-2,166	-0,945	13,675	6,894	0,880
1,6	-13,411	-2,412	-1,155	14,725	7,488	0,842
1,7	-13,013	-3,950	-1,185	15,605	7,917	0,852
1,8	-13,435	-4,924	-1,185	16,455	8,318	0,842
1,9	-12,711	-4,558	-1,315	17,435	8,841	0,794
2,0	-10,229	-4,863	-1,555	18,525	9,468	0,777
2,1	-8,570	-9,571	-1,625	19,445	9,935	0,870
2,2	-8,093	-22,018	-1,525	20,185	10,237	1,016

Аналогичные оценки были проведены и для  $K = 7, 14$  и  $25$  суммируемых ПЛ, табличные и графические данные в целях сокращения объема доклада не приводятся.

Для сравнительного анализа изменения некоторых из исследуемых параметров ДН в зависимости от значения коэффициента разнеса  $k$  при разном количестве суммируемых лучей  $K$  были построены обобщенные графики.

Оценивая качественные показатели, характеризующие формы полученных ДН при изменении относительного расстояния (коэффициента разноса) между суммируемыми ПЛ, участвующими в аппроксимации ДН, можно сделать следующие выводы:

- В рассматриваемой области изменения разноса между суммируемыми ПЛ при  $k = 0,1 \dots 2,2$  наблюдается плавное, а иногда и слабо колебательное, изменение всех исследуемых характеристик без сколько-нибудь заметных «резонансных» явлений.
- Отсутствует возможность получения вершины ДН аperiodического характера, все анализируемые ДН имеют форму главного лепестка в виде кривой с явно выраженными колебательными свойствами, имеющую от 1 до  $K$  периодов колебаний амплитуды ДН при одинаковом количестве суммируемых ПЛ, равном  $K$ .

На рис. 3 приведена зависимость УБЛ от коэффициента разноса ПЛ  $k$  для исследованных значений количества суммируемых лучей  $K$ . Из данного графика видно, что при увеличении коэффициента разноса между суммируемыми лучами УБЛ возрастает, причем его значения при разных  $K$  отличаются друг от друга незначительно, в пределах 3 дБ. При значениях  $k$ , близких к единице, наблюдается относительно стабильный УБЛ (-20...-18 дБ), не зависящий от  $K$ .

Однако даже при относительно малых значениях коэффициента разноса  $k$  УБЛ является недостаточно низким для практического использования такого рода ДН без применения какого-либо алгоритма понижения УБЛ (например, использования взвешенного, а не равновесного, суммирования ПЛ).

Кроме этого, при малых  $k$  видно, что при уменьшении количества суммируемых ПЛ УБЛ итоговой ДН стремится к значению УБЛ для функции  $\frac{\sin(x)}{x}$ , а именно – к -13 дБ.

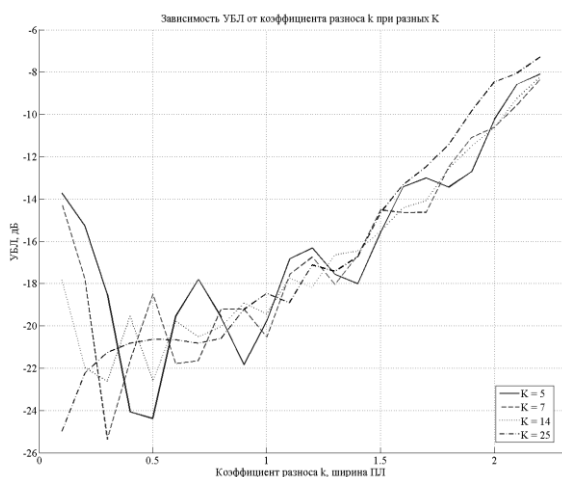


Рис. 3. Зависимость УБЛ от коэффициента разноса  $k$  при разных значениях количества суммируемых лучей  $K$

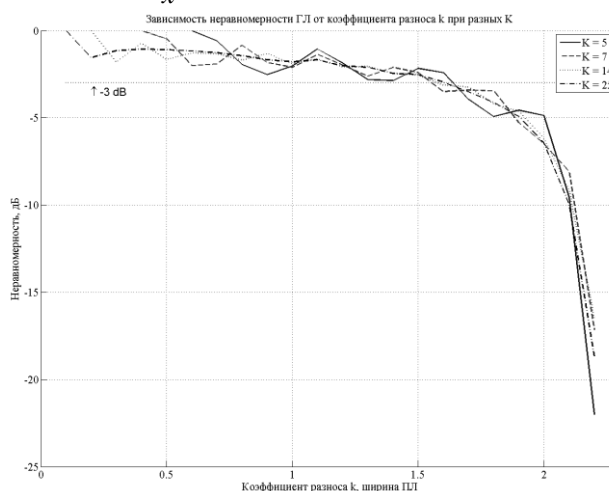


Рис. 4. Зависимость неравномерности главного лепестка ДН от коэффициента разноса  $k$  при разных значениях количества суммируемых лучей  $K$

На рис. 4 приведена зависимость неравномерности главного лепестка полученной ДН от коэффициента разноса ПЛ  $k$ . Из приведенных графиков видно, что значение неравномерности практически не зависит от количества ПЛ, участвующих в аппроксимации формы ДН. При

этом до  $k = 1.6$  для всех значений  $K$  уровень неравномерности не превышает стандартные - 3 дБ.

В случае дальнейшего увеличения коэффициента разноса суммируемых ПЛ неравномерность в сформированном главном лепестке усиливается. При значении коэффициента разноса  $k \geq 2.1$  значение неравномерности сравнивается с УБЛ, и сформированный единый секторный барьер по сути «разваливается» на отдельные парциальные лучи. Практическое применение ДН при значениях коэффициента разноса  $k \geq 2.1$  не представляет особого интереса, поскольку не будет выполнять заявленных функций закрытия определенного сектора пространства.

Также следует отметить, что чем больше ПЛ участвуют в аппроксимации, тем при меньших значениях  $k$  в формируемом главном лепестке ДН возникнет неравномерность.

На рис. 5 изображена зависимость коэффициента увеличения или уменьшения амплитуды поля итоговой ДН ( $Q$ ). Из данного графика видно, что, как и для предыдущих исследованных параметров, значение данной величины практически не зависит от количества суммируемых лучей  $K$ .

Кроме этого, можно отметить, что увеличение разноса между суммируемыми ПЛ вызывает плавное уменьшение амплитуды поля итоговой ДН до уровня 0,7-0,8 от значения амплитуды поля одного ПЛ. Минимальное значение параметра  $Q$  достигается при значения  $k \approx 2$ . Дальнейшее увеличение амплитуды поля итоговой ДН связано с тем, что сформированная ДН постепенно переходит из прямоугольного сектора в набор отдельных парциальных лучей и перестает представлять практический интерес.

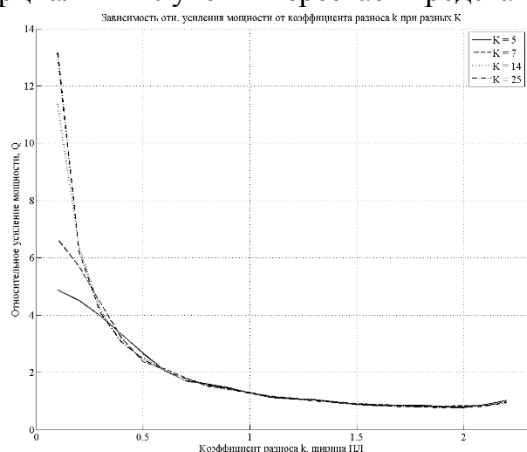


Рис. 5. График зависимости относительного увеличения/уменьшения мощности от коэффициента разноса  $k$  при разных значениях  $K$

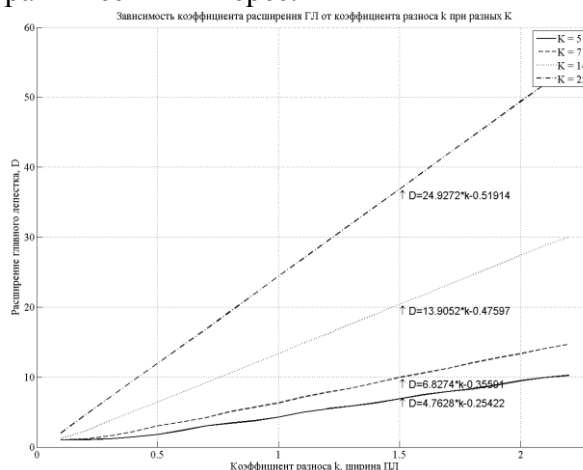


Рис. 6. Зависимость коэффициента расширения главного лепестка  $D$  полученной ДН от коэффициента разноса  $k$

Зависимость коэффициента расширения главного лепестка полученной ДН от коэффициента разноса ПЛ приведена на рис. 6. Как видно из графика, данный параметр линейно зависит от коэффициента разноса ПЛ. Уравнения прямых, которые получились при аппроксимации полученных результатов с помощью пакета *Matlab*, для разных  $K$  можно записать в следующем виде:

$$K = 5: D(k) = 4.76 * k - 0.25$$

$$K = 7: D(k) = 6.83 * k - 0.36$$

$$K = 14: D(k) = 13.91 * k - 0.48$$

$$K = 25: D(k) = 24.93 * k - 0.52$$

Таким образом, очевидно, что количество ПЛ, участвующих в аппроксимации, является тангенсом угла наклона прямой, выражающей зависимость коэффициента расширения главного лепестка от значения коэффициента разноса ПЛ при их суммировании.

### Выводы

Общий вывод по полученным в результате анализа форм ДН их качественным и количественным характеристикам можно сделать следующий. Используя различные сочетания исходных данных (варьируя количество суммируемых парциальных лучей  $K = 3 \dots 25$  и разнос между ними  $k = 0, 1 \dots 2, 0$ ), можно в весьма широких пределах менять ширину главного лепестка результирующей ДН, получая коэффициент расширения луча в диапазоне  $D = 1 \dots 40$  и более. В то же время, при равновесном суммировании парциальных лучей уровень боковых лепестков оказывается недопустимо высоким  $-15 \dots -22$  дБ. Это наталкивает на мысль о необходимости использования некой коррекции при формировании ДН, например, использовать неравновесное суммирование парциальных лучей в процессе аппроксимации форм ДН.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арешин Я.О., Королев А.Н., Котов А.Ф. Формирование диаграмм направленности в РЛС барьерного типа. – М: ОАО «Концерн радиостроения «ВЕГА», Сб. трудов, №4 – 2013
2. Арешин Я.О., Королев А.Н., Котов А.Ф. Алгоритм дискретного диаграммообразования для передающей ФАР барьерной РЛС // 15-я Международная конференция: DSPA-2013, М: доклады / Российское науч.-техническое о-во радиотехники, электроники и связи им. А. С. Попова [и др.]. - М: РНТОРЭС им. А. С. Попова, 2013
3. Арешин Я.О., Королев А.Н., Котов А.Ф. Стабилизация параметров обнаружения барьерной радиолокационной станции // I-ая международная научно-практическая конференция «Актуальные проблемы и перспективы развития радиотехнических и инфокоммуникационных систем» «РАДИОИНФОКОМ-2013», Сборник научных трудов, – Москва: МГТУ МИРЭА, 2013. – Часть 1, С.201-205.

## Математическое моделирование электрически управляемых фильтров терагерцового диапазона на основе периодических слоистых микроструктур графен–диэлектрик

Макеева Г.С.<sup>1</sup>, Голованов О.А.<sup>1</sup>, Вареница В.В.<sup>1</sup>, Петров И.А.<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> Пензенский государственный университет, [radiotech@pnzgu.ru](mailto:radiotech@pnzgu.ru)

<sup>2</sup> ФГУП «ЦНИРТИ им. академика А.И. Берга»

*Используя разработанный вычислительный алгоритм на основе автономных блоков с каналами Флоке (ФАБ), разработана математическая модель дифракции электромагнитных волн и их взаимодействия с микро- и наноструктурами графен-диэлектрик, базирующаяся на решении краевой задачи дифракции для уравнений Максвелла, где поверхностная проводимость графена включена как параметр и определяется формулой Кубо. Получены результаты электродинамического расчёта коэффициентов прохождения ТЕМ-волны через периодические слоистые микроструктуры с различным числом  $N$  ячеек монослой графена – диэлектрик, в зависимости от частоты при различных значениях химического потенциала (напряженности внешнего постоянного электрического поля) в терагерцовом (ТГц) диапазоне. Показано, что при приложении внешнего электрического поля, которому соответствует химический потенциал  $\mu_c = 1$  эВ, ослабление излучения возрастает до 20-40 дБ (при изменении числа  $N$  листов графена  $N=33-60$ ).*

Освоение ТГц диапазона необходимо для увеличения объема передаваемой информации в высокоскоростных системах связи (спутниковая, мобильная связь, интернет сети), в системах локации, в том числе промышленных и автомобильных, для применения в системах безопасности, медицине, метрологии, оптоэлектронике, наноплазмонике. Графен обладает уникальными физическими, электронными и оптическими свойствами в широком диапазоне частот [1-3], которые позволяют создать на его основе управляемые электрическим полем устройства ТГц диапазона (детекторы, выпрямители, умножители частоты, фильтры, поляризаторы, переключатели) [4-6].

Целью работы является исследование характеристик фильтров ТГц диапазона на основе периодических слоистых микро- и наноструктур монослой графена–диэлектрик методами математического моделирования, базирующегося на решении уравнений Максвелла совместно с материальным уравнением среды (графена), где поверхностная проводимость графена включена как параметр.

Разработана математическая модель дифракции электромагнитных волн и их взаимодействия с микро- и наноструктурами графен-диэлектрик, базирующаяся на решении задачи дифракции для уравнений Максвелла с электродинамическими граничными условиями. Монослой графена характеризуется поверхностной проводимостью, определяемой формулой Кубо [7]:

$$\sigma_s(\omega, \mu_c) = \frac{-ie^2 k_b T}{\pi \hbar^2 (\omega - i2\Gamma)} \left( \frac{\mu_c}{k_b T} + 2 \ln \left( \exp \left( \frac{-\mu_c}{k_b T} \right) + 1 \right) \right) - \frac{ie^2 (\omega - i2\Gamma)}{\pi \hbar^2} \int_0^\infty \frac{\left( \exp \left( \frac{-\xi - \mu_c}{k_b T} \right) + 1 \right)^{-1} - \left( \exp \left( \frac{\xi - \mu_c}{k_b T} \right) + 1 \right)^{-1}}{(\omega - i2\Gamma)^2 - \left( \frac{2\xi}{\hbar} \right)^2} d\xi, \quad (1)$$

где  $e$  – заряд электрона;  $k_b$  – постоянная Больцмана;  $\hbar$  – постоянная Планка;  $T = 300\text{K}$  – температура;  $\Gamma = 10^{12}$  1/с – скорость релаксации;  $\mu_c = 0 - 1\text{эВ}$  – химический потенциал;  $\omega = 2\pi f$  – частота.

Для монослой графена вводим комплексную диэлектрическую проницаемость [7]:

$$\varepsilon(\omega, \mu_c) = 1 + \frac{i\sigma(\omega, \mu_c)}{\varepsilon_0 \omega d}, \quad (2)$$

где  $d$  – эффективная толщина монослоя графена.

Введем эффективную толщину монослоя графена  $d = 1 \cdot 10^{-9}$  м и установим связь между поверхностной  $\sigma_s$  и объемной  $\sigma$  проводимостями:  $\sigma = \sigma_s / d$ . Тогда уравнения Максвелла для электродинамических структур на основе графена запишутся для гармонических колебаний в виде:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= i\omega \varepsilon_0 \dot{\varepsilon}_b(\omega, \mu_c) \vec{E}, \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -i\omega \mu_0 \mu_b \vec{H}. \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\varepsilon = \varepsilon_b$ ,  $\mu = \mu_b$  – диэлектрическая и магнитная проницаемости графена, которые считаем скалярными величинами.

Используя разработанный вычислительный алгоритм на основе автономных блоков с каналами Флоке (ФАБ) [8], проведен электродинамический расчет частотных зависимостей коэффициента прохождения ТЕМ-волны через периодические слоистые микроструктуры графен-диэлектрик в ТГц диапазоне. Расчетная модель на основе ФАБ[8] дифракции электромагнитных волн на периодической микроструктуре монослоя графена-диэлектрик с различным числом  $N$  ячеек представлена на рис. 1.

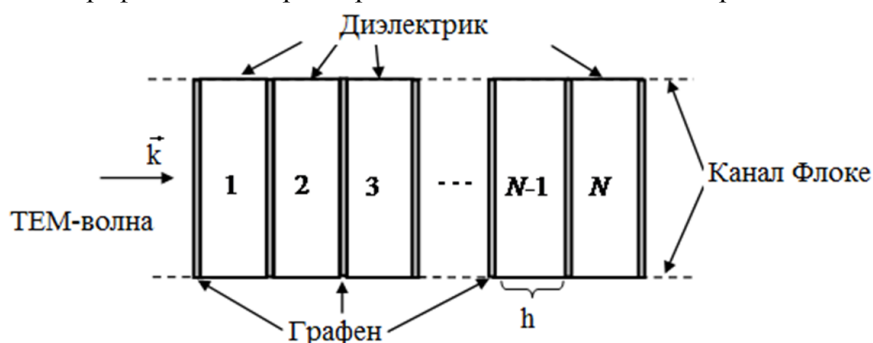


Рис. 1. Расчетная модель на основе ФАБ прохождения ТЕМ-волны через периодическую микроструктуру монослоя графена-диэлектрик

Результаты электродинамического расчета частотных зависимостей коэффициента прохождения ТЕМ-волны через периодическую микроструктуру графен-диэлектрик с числом ячеек монослоя графена-диэлектрик  $N=4$  (рис.1) в ТГц диапазоне представлены на рис. 2 (значение химического потенциала  $\mu_c=1,0$  эВ, период структуры  $h = 150$  мкм, диэлектрическая проницаемость диэлектрического слоя  $\varepsilon_d = 2,2$ ).

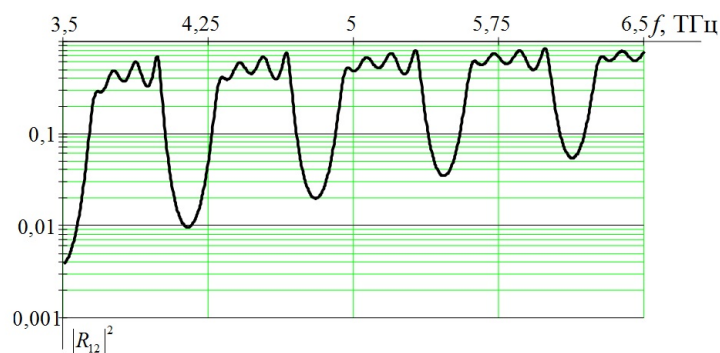


Рис. 2. Частотные зависимости квадрата коэффициента прохождения  $|R_{12}|^2$  ТЕМ-волны через четырехслойную периодическую микроструктуру монослой графена-диэлектрик при значении химического потенциала  $\mu_c=1,0\text{эВ}$ ;  $N=4$ ;  $h = 150$  мкм,  $\epsilon_d = 2,2$

Из результатов расчета (рис. 2) следует, что имеются серии чередующихся полос пропускания и непропускания в ТГц диапазоне, обусловленных резонансом в ячейках (монослой графена, ограничивающие диэлектрический слой) как в связанных резонаторах Фабри-Перро.

Результаты электродинамического расчета методом ФАБ [8] частотных зависимостей коэффициента прохождения ТЕМ-волны через периодическую слоистую структуру графен-диэлектрик для различной толщины диэлектрических слоев ( $h= 6\text{--}9$  мкм), а также при различном числе  $N$  ячеек ( $N=10\text{--}25$ ) представлены на рис. 3 и 4, соответственно.

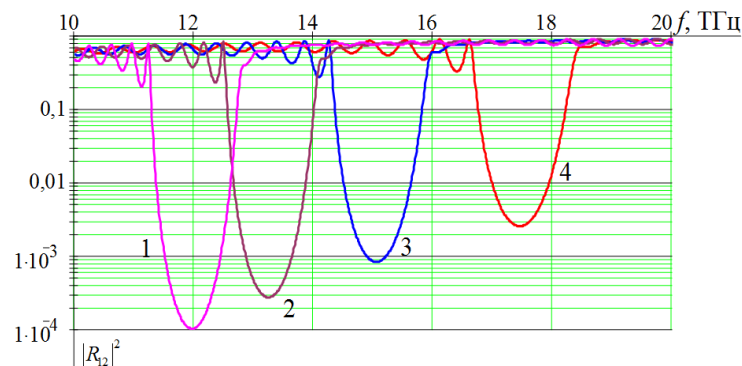


Рис. 3. Частотная зависимость квадрата коэффициента прохождения  $|R_{12}|^2$  через слоистые периодические микроструктуры монослой графена-диэлектрик для различной толщины диэлектрических слоев  $h$ : кривая 1- $h=9$  мкм, 2-  $h=8$  мкм, 3-  $h=7$  мкм, 4-  $h=6$  мкм;  $\epsilon_d = 2,2$ ,  $N=25$ ;  $\mu_c=1\text{эВ}$

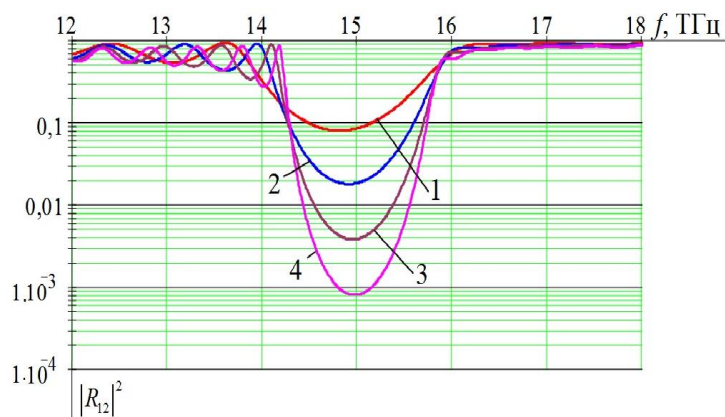


Рис. 4. Частотная зависимость квадрата коэффициента прохождения  $|R_{12}|^2$  через слоистые периодические микроstructures графен-диэлектрик при различном числе  $N$  ячеек: кривая 1- $N=10$ , 2- $N=15$ , 3- $N=20$ , 4- $N=25$ ;  $h=7,04$  мкм;  $\epsilon_d = 2,2$ ;  $\mu_c=1$ эВ

Как следует из результатов расчета (рис. 3, 4), полосы не пропускания расположены на характерных частотах, обусловленных толщиной диэлектрического слоя в ячейках (резонаторах Фабри-Перро) и их положение не зависит от числа  $N$  слоев графен-диэлектрик.

Результаты электродинамического расчета методом ФАБ [8] коэффициента прохождения ТЕМ-волны в зависимости от частоты при различных значениях химического потенциала (0–1эВ) в ТГц диапазоне представлены на рис. 5.

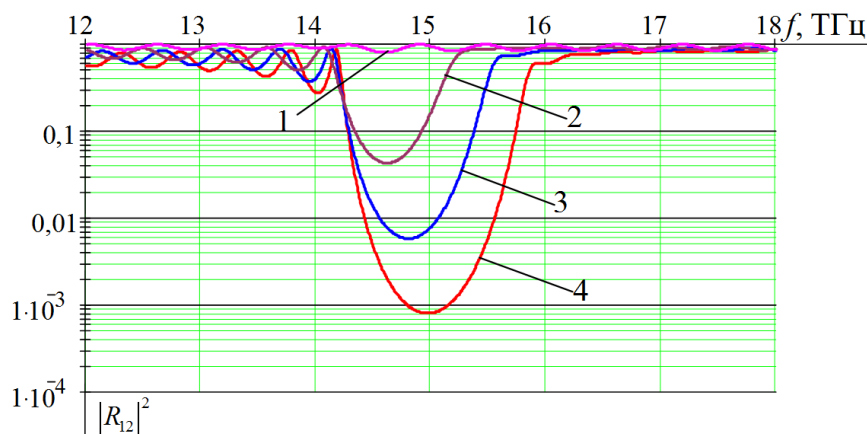


Рис. 5. Частотная зависимость квадрата коэффициента прохождения  $|R_{12}|^2$  через периодические микроstructures графен-диэлектрик при различных значениях химического потенциала  $\mu_c$ : кривая 1-  $\mu_c=0,0$ эВ, 2-  $\mu_c=0,5$ эВ, 3-  $\mu_c=0,75$ эВ, 4-  $\mu_c=1,0$ эВ;  $N=25$ ,  $h=7,04$  мкм;  $\epsilon_d = 2,2$

Из результатов математического моделирования (рис. 5) следует, что характерные частоты, на которых расположены полосы не пропускания, не зависят от значения химического потенциала, но при увеличении химического потенциала  $\mu_c=0-1$  эВ (напряженности внешнего постоянного электрического поля) полоса не пропускания существенно расширяется, а значения минимума коэффициента прохождения уменьшаются.

Исследованы принципы построения управляемых электрическим полем широкополосных фильтров планарной конструкции (рис. 1) и проведен методом ФАБ электродинамический расчет их характеристик в ТГц диапазоне.



На рис. 6 показаны расчетные частотные характеристики фильтра ТГц диапазона - зависимости элемента матрицы рассеяния  $|S_{21}|$ , дБ, то есть коэффициента прохождения через слоистые микроструктуры графен-диэлектрик при различном числе  $N$  листов графена для значений химического потенциала  $\mu_c=0$  эВ,  $\mu_c=1$  эВ.

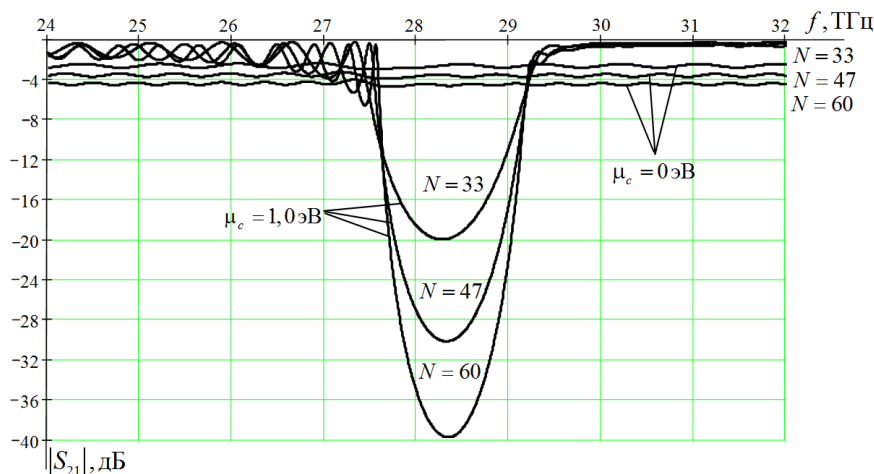


Рис. 6. Частотная зависимость элемента матрицы рассеяния  $|S_{21}|$ , дБ фильтра на основе слоистых периодических микроструктур графен-диэлектрик при различном числе слоев графена ( $N=33, 47, 60$ ) для значений химического потенциала  $\mu_c=0$  эВ и  $\mu_c=1$  эВ:  $h=3,65$  мкм;  $\epsilon_d = 2,2$

Из результатов электродинамического расчета (рис.6) следует, что при увеличении числа  $N$  листов графена ( $N=33, 47, 60$ ) коэффициент прохождения в полосе непропускания значительно уменьшается. Как показывают результаты моделирования (рис.6), изменяя химический потенциал при приложении внешнего электрического поля (что приводит к изменению проводимости графена), можно управлять коэффициентом прохождения ТГц излучения через фильтры на основе слоистых структур графен-диэлектрик. Так, при значении химического потенциала  $\mu_c=0$  эВ (внешнее электрическое поле отсутствует) ослабление ТГц излучения в полосе непропускания составляет 2-4,5 дБ (в зависимости от числа  $N=33-60$ , соответственно). При приложении внешнего электрического поля, которому соответствует химический потенциал  $\mu_c=1$  эВ, ослабление излучения возрастает до 20-40 дБ (при изменении числа  $N$  листов графена  $N=33-60$ ).

Таким образом, из результатов математического моделирования следует, что исследованные периодические слоистые микроструктуры графен-диэлектрик могут быть применены для создания широкополосных фильтров ТГц диапазона планарной конструкции, управляемых электрическим полем и быстро перестраиваемых при небольших изменениях уровня энергии Ферми графена.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований грант N 12-02-97025-р\_поволжье\_а.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I.V. Grigorieva, A. A. Firsov "Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films", Science 306(5696), 666-669 (2004).
2. R. R. Nair et al. "Fine structure constant defines transparency of grapheme", Science 320, 1308-1308 (2008).

3. Novoselov K. S. *et al.* Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in grapheme. *Nature*. 438.197 (2005).
4. C. S. R. Kaipa, A. B. Yakovlev, G. W. Hanson, Y. R. Padooru, F. Medina, F. Mesa “Enhanced transmission with a graphene-dielectric microstructure at low-terahertz frequencies”, *Physical Review B* 85, 245407 (2012).
5. C. S. R. Kaipa, A. B. Yakovlev, G. W. Hanson, Y. R. Padooru, F. Medina, F. Mesa, . Low-Terahertz Transmissivity and Broadband Planar Filters Using Graphene-Dielectric Stack. *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Montréal, Québec, Canada, 17-22 June 2012.*
6. Padooru, Y. R., A. B. Yakovlev, C. S. R. Kaipa, G. W. Hanson, F. Medina, and F. Mesa. Dual capacitive-inductive nature of periodic graphene patches: Transmission characteristics at low-terahertz frequencies. *Phys. Rev. B*, Vol. 87, 115401, 2013.
7. G.W. Hanson. Dyadic Green’s functions and guided surface waves for a surface conductivity model of grapheme. *J. of Appl. Phys.*, v. 103, p. 064302, 2008.
8. Голованов, О.А. Автономные блоки с виртуальными каналами Флоке и их применение для решения прикладных задач электродинамики. *Радиотехника и электроника*. 2006. Т.51. N12. С.1423-1430.

## Прецизионные резонаторные методы и техника для исследований в ММ и ТГц диапазонах. Результаты исследований газов и конденсированных сред.

Паршин В.В.<sup>1</sup>, Серов Е.А.<sup>1</sup>Егоров В.Н.<sup>2</sup>

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

[parsh@appl.sci-nnov.ru](mailto:parsh@appl.sci-nnov.ru)

<sup>2</sup>Восточно-Сибирский филиал ФГУП ВНИИФТРИ

[egorov@niiftri.irk.ru](mailto:egorov@niiftri.irk.ru)

*Для ММ и ТГц диапазонов на основе высокодобротных резонаторов Фабри-Перо представляются аппаратурный комплекс и оригинальные прецизионные методы исследований, приводятся последние результаты конкретных измерений: Поглощения в атмосфере, включая "димеры"; Отражательной способности чистых металлов и реальных сплавов; Показателя преломления и величин  $\text{tg}\delta$  современных супер диэлектриков, а также диэлектриков общего применения, включая диэлектрические плёнки и жидкости. Методы измерений являются абсолютными и "самокалибрующимися" т.е. не требующими привлечения априорной информации. Конкретные величины рассчитываются только из измерений добротностей пустого и нагруженного резонатора. В диапазоне до 178 ГГц сравниваются результаты измерений эталонных образцов измеренных также по гостированной в России методике измерений. Температурный интервал исследований конденсированных сред 4-900 К, для газов от -50 С до + 200 С и влажностях 0% ÷ 80%.*

### Введение

Резонаторные (резонансные) методы исследований широко применяются для прецизионных измерений во всех частотных диапазонах. Причём каждый диапазон диктует свои характерные особенности построения резонансных устройств для исследования газов и конденсированных сред. В ММ и ТГц диапазонах в основном применяются варианты классического открытого резонатора Фабри-Перо с добротностями (при разумных размерах)  $\sim 10^6$ . Измеряемыми величинами для расчёта показателя преломления ( $n$ ) и  $\text{tg}\delta$  или потерь на отражение (ПО) для металлов являются резонансные частоты и ширины резонансной кривой пустого и нагруженного резонатора. Частотные измерения являются наиболее точными, что вместе с огромной добротностью (т.е. большой эффективной длиной пути в резонаторе) определяет высокую чувствительность аппаратуры. Заметим, что только резонаторные методы позволяют с достаточной точностью измерить показатель преломления, например тефлоновых плёнок толщиной 5-20 микрон и "обнаружить" поглощение в них.

(Экстраполяция результатов измерений "толстых" образцов на тонкие плёнки далеко не всегда оправдана в силу специфики технологии производства).

Во всех общепринятых методах измерений, для расчёта величин  $n$  и  $\text{tg}\delta$  [1-6], требуется информации о толщине слоя диэлектрика и его точном позиционировании в резонаторе. В конечном итоге именно механически измеряемые длины и толщины ограничивают точность измерений. (Точное измерение толщины слоя жидкости или тонкой плёнки - это отдельная непростая задача).

Для измерения отражательной способности (потерь на отражение) требуется знать величину коэффициента связи резонатора с возбуждающим трактом или использовать эталонный отражатель, относительно которого определяется величина потерь [6].

Исследование атмосферного поглощения (при наличии водяных паров) осложнено абсорбцией воды на зеркалах и элементах связи резонатора, из-за которого появляется добавочное поглощение, которое невозможно отделить от поглощения, собственно, в исследуемом газе [7].

Авторами разработаны оригинальные методы исследований, позволяющие обойти обозначенные трудности. Методы абсолютные и "самокалибрующиеся" т.е. не требующие привлечения априорной информации. Конкретные результаты рассчитываются из добротностей, т.е. резонансных частот и ширин резонансной кривой пустого и нагруженного резонатора.

### Метод исследования диэлектриков

Подробно резонаторная техника и разработанные методики измерений изложены в [7-16]. В данной работе особое внимание уделено сравнению параметров образцов, измеренных в ФГУП НИИФТРИ, г. Иркутск по "гостированной" методике и по методике разработанной в ИПФ РАН. В применяемом в ИПФ РАН методе измерений диэлектрических параметров, измерения проводятся на резонансной частоте пластины диэлектрика или слоя жидкости, т.е. при условии, когда оптическая толщина диэлектрика кратна целому числу полуволн  $t \cdot n = k \cdot \lambda / 2$ . В этом случае для расчёта величины показателя преломления не требуется информация о толщине диэлектрика, которая может быть также рассчитана [8]. Т.е. можно сравнить механически измеренную толщину "эталонного" образца с рассчитанной из измерений его резонансной частоты и таким образом оценить точность метода. Такая работа была проведена, результаты сравнения приведены в таблицах 1-2. Измерялись образцы из кварцевого стекла марки "КИ" и кристаллического кварца с оптически полированными поверхностями с отклонением от плоскопараллельности менее 0.1 мкм (в пределах пятна засветки в резонаторе). (Ничтожный коэффициент теплового расширения позволяет не сильно заботиться о стабилизации температуры во время измерений.) Использовались также "гостированные" образцы от ФГУП НИИФТРИ (Иркутск) из кварцевого стекла марки "КВ". Как видно из Таблицы 1. совпадение результатов измерений превосходное, что подтверждает высокую точность метода измерения. Заметим, что разброс величин показателя преломления, измеренного в ИПФ РАН, меньше.

Таблица 1. Результаты исследования образца из кварцевого стекла.

Измерения в ИПФ РАН.				Измерения в ВСФ ФГУП ВНИИФТРИ.	
Открытый двухзеркальным резонатор. Измеренная толщина образца = $5.1733 \pm 0.0001$ мм.				Эталонная установка ЭУ-1 с объемным резонатором ОБР-1. Измеренная толщина образца = $5.173 \pm 0.001$ мм.	
Частота, ГГц	n	Толщина, расчет, мм	$\tan \delta$ , $10^{-4}$	n	$\tan \delta$ , $10^{-4}$
5,817				1.9512	$0.6 \pm 1$
9,301				1.9514	$0.8 \pm 2$
12,453				1.9515	$0.9 \pm 2$
59	1.9507	5.1722	2.3	Эталонная установка ЭУ-6 с открытым двухзеркальным резонатором ОР-5.	
74	1.9504	5.1741	2.8		
104	1.9506	5.1733	3.3		
119	1.9504	5.1743	3.7		
134	1.9507	5.1733	4.1	1.9509	$3.2 \pm 0,6$

149	1.9507	5.1731	4.4	1.9512	3.5 ± 0,7
163	1.9506	5.1733	4.7	1.9511	3.8 ± 0,7
178	1.9506	5.1733	5.1	1.9508	4.1 ± 0,8
193	1.9508	5.1724	5.4		
253	1.9506	5.1733	6.9		
312	1.9505	5.1734	8.2		
327	1.9508	5.1724	8.6		
342	1.9504	5.1742	8.9		
Среднее	1.9506	5.1733			

Образец из кристаллического кварца, вырезанный так, что его оптическая ось параллельна плоскостям даёт ещё одну уникальную возможность оценки точности измерений т.к. в зависимости от направления поляризации поля имеем два значения показателя преломления  $n_o$  и  $n_e$  при одной и той же толщине диэлектрика! Соответственно два ряда резонансных частот. Т.е. не требуется даже механически измерять толщину образца, достаточно её рассчитать из измерений резонансных частот и сравнить результаты - Таблица 2.

Измерения на резонансной частоте слоя диэлектрика особо привлекательны для жидких диэлектриков Предложенный оригинальный метод измерения на любой частоте, не требует измерения толщины слоя жидкости. Жидкость наливается на плоское зеркало резонатора, которое предварительно горизонтируется. Для конкретной частоты измерения толщина подбирается резонансной путем изменения её уровня. Момент резонанса чётко фиксируется по максимуму сигнала [8,14]. Можно налить один, два... несколько слоёв и сравнить результаты, которые естественно должны быть идентичны.

Таблица 2. Результаты исследования в ИПФ РАН образца из монокристаллического кварца.

Монокристаллический кварц.	n	Измеренная толщина образца, мм	Толщина, расчет, мм
$n_o$	2.1052 ± 0.0002		4.948
$n_e$	2.1525 ± 0.0002	4.948 ± 0.0002	4.948

#### Метод исследования отражательная способность металлов.

Одно из сравнительно новых направлений это исследование потерь при отражении (ПО) от сверхчистых металлов и реальных металлов и сплавов в широком диапазоне частот и температур.

До нескольких ТГц отсутствуют особенности в частотных зависимостях ПО для металлов с "идеальной" поверхностью. ПО, т.е.  $(1-R)$  хорошо аппроксимируется функцией вида:  $1-R = 2(f/\sigma)^{0.5}$ ,

где:  $R$  – коэффициент отражения,  $f$  – частота,  $\sigma$  – проводимость на постоянном токе. Конкретно ММ диапазон характерен тем, что глубина проникновения поля в металл (скин-слой) может быть как больше, так и меньше величины шероховатости поверхности для традиционных способов механической и химической обработки. (Заметим, что, при шероховатости равной глубине скин-слоя потери возрастают в ~2 раза.) Кроме того, любая обработка поверхности модифицирует этот тонкий отражающий слой, поэтому существует значительная (в разы!) зависимость ПО от способа обработки, шероховатости, толщины, характера окисления, защитных слоёв и пр. При охлаждении именно чистота и качество поверхности металла определяют температуру, при которой начинается аномальный скин-эффект (потери на отражение перестают уменьшаться).

Получается, что невозможно с хорошей точностью рассчитать ПО исходя только из проводимости на постоянном токе. Для многослойных покрытий ситуация ещё хуже. Т.е. практически чрезвычайно трудно сделать эталон коэффициента отражения для калибровки измерительных установок, как это сделано в трёх зеркальном варианте [6]. Разработанный в ИПФ РАН метод принципиально не требует никаких "эталонов" коэффициента отражения [10-12]. Формула для расчёта ПО имеет простейший вид:

$$(I-R) \text{ образца} = \pi q (\Delta f \text{ полусимметр.} - \Delta f \text{ симметричного}) / f$$

Где:  $q$ - количество полуволн в резонаторе (целое число),  $\Delta f$ - ширины резонансной кривой измеряемыми величинами являются только частоты - резонансная частота резонатора и ширины резонансных кривых симметричного (образованного двумя идентичными сферическими зеркалами) и полусимметричного, вдвое меньшей длины резонатора, в котором плоское зеркало есть исследуемый образец. В итоге погрешность измерения ПО  $\sim 1\%$  при её абсолютной величине  $\sim 10^{-3}$ , что более чем достаточно для практических применений.

Основные разработки в этой области:

1). Создание зеркал с минимальными ПО для резонаторной техники.

Лучшее зеркало - это напылённый в вакууме слой серебра (0.9999) защищённый окисью алюминия ( $\sim 10$  нм). Его потери всего на 5% - 6 % выше расчётных и стабильны во времени [12-14].

Для зеркал из бескислородной (0,9928) Меди обработанной алмазным резцом ( $R_a \sim 20$  нм) потери на 8-15% превышают расчётные. Для высокочистой (0,99999) меди ПО практически совпадают.

Для Золотых покрытий лучший результат получен для гальванического слоя сделанного по технологии ФГУП НПП "Салют". Его ПО только на 20% выше расчётных. Другие исследовавшиеся золотые покрытия, включая напыление в вакууме высокочистого (0.9999) золота имеют большие ПО.

Зеркала из высокочистого (0,99996) Алюминия обработанного алмазным резцом ( $R_a \sim 30$  нм) имеют ПО практически совпадающие с расчётными [12].

2). Зеркала для мощных линий передачи энергии.

Во многих областях электроники больших мощностей увеличение удельной мощности устройств ограничивается способностью металлов отвести тепло, выделившееся в результате взаимодействия с излучением. Поэтому уменьшение потерь на отражение весьма актуально. Например, для программы ITER требуется 25 мегаваттных гиротронов и линий передач со 150 (!) зеркалами. Общие потери только в зеркалах оцениваются  $\sim 300$  кВт. Каждое зеркало требует принудительного водяного охлаждения, что существенно усложняет конструкцию. Разработанный метод гальванического покрытия медью зеркал сложной формы для мощных линий транспортировки энергии обеспечивает потери всего на 20% больше расчётных [12].

3). Исследование покрытий для спутниковых и наземных антенн: Проекты Planck, Hershel, «ALMA», Миллиметрон, BEPI COLOMBO.

По заказу Европейского Космического Агентства исследовались ПО современных композитных углепластиковых антенн с отражающим слоем из алюминизированной полиимидной плёнки. Выявлено, что даже при 80 К потери в несколько раз превышают расчётные, что приводит к существенному увеличению шумовой температуры охлаждаемых высокочувствительных приёмников. При охлаждении, уменьшение ПО из-за аномального скин-эффекта, останавливается на уровне, существенно зависящего от чистоты металла. Например, для технически чистого Al (0.9985) расхождение с расчётом начинается уже при "азотных" температурах [10].

На Рис. 1-2. приведены первые результаты исследований ПО зеркал из высокочистых медного (0.99999) и бериллиевого зеркала для охлаждаемого антенного тракта "Миллиметра" в диапазоне температур 4 К - 300 К. Видно, что для и меди ПО при гелиевых температурах близки к расчётным, а для бериллиевого зеркала существенно выше. Результат вполне понятен т.к. использовался не чистый бериллий, а его сплав содержащий 97.8%Be.

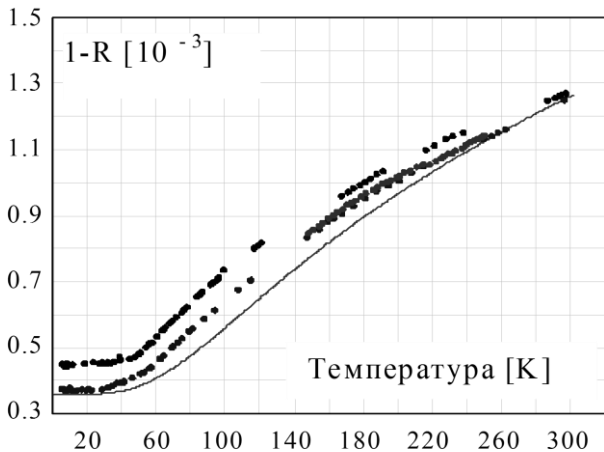


Рис.1. Зависимость потерь на отражение для неотожжённого (верхние точки) и отожжённого (нижние точки) медного зеркала на частоте 220 ГГц. Сплошная линия - расчёт с учётом аномального скин-эффекта

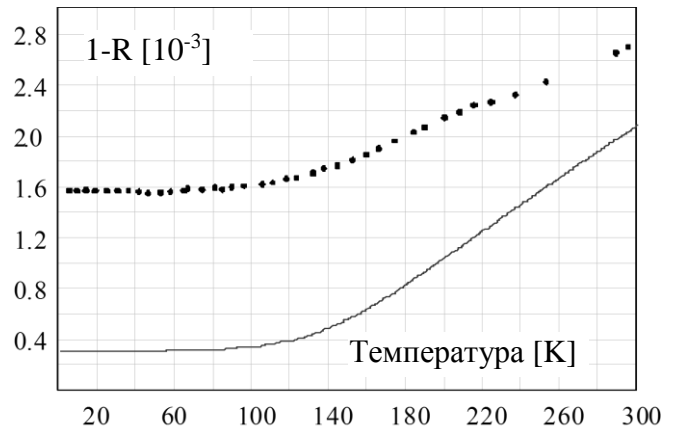


Рис.2. Усреднённая для частоты 230 ГГц температурная зависимость потерь на отражение бериллиевого зеркала (точки). Сплошная линия - расчёт с учётом аномального скин-эффекта. Погрешность измерений  $\approx 5\%$

### Метод исследования поглощения в атмосфере

Для построения моделей поглощения ММ и ТГц волн при различных метеоусловиях (давлениях, температурах, влажностях) необходима прецизионная информация, как о параметрах линий поглощения, так и о «континууме». Получить такую информацию на длинных открытых трассах невозможно ввиду неконтролируемости метеоусловий. Но только "длинная" трасса позволяет набрать сколь-нибудь заметное поглощение для исследования, например континуального поглощения в окнах прозрачности или в слабых линиях. Поэтому для прецизионных исследований атмосферного поглощения во всём мире используются высокочастотные резонаторы Фабри-Перо с большой эффективной длиной пути [7,17]. (Реальный резонатор длиной  $\sim 0.5$  м имеет эффективную длину  $\sim 0.5$  км.) Весь этот путь размещается в относительно небольшой климатической камере с хорошо контролируруемыми параметрами напускаемого газа - азота, кислорода, паров воды и др. Но, из-за абсорбции паров воды на зеркалах и элементах связи резонатора появляется добавочное поглощение, которое невозможно отделить от поглощения в газе [7].

Разработанный метод, позволяет исключить эту неопределённость: Используются два резонатора - полусферический и симметричный, выполненные как единый блок, с одинаковой структурой поля, но различающихся по длине в два [7,15]. (Эта же конструкция используется для исследования ПО зеркал при охлаждении [16].) Тогда выражение для расчёта поглощения в газе, заполняющем резонаторы, принимает простейший вид:  $\gamma = \pi q (2\Delta f_2 - \Delta f_1) / Lf$ . (Где:  $\gamma$  – коэффициент поглощения;  $q$  - количество полуволн в резонаторе;  $\Delta f_1$  и  $\Delta f_2$  – соответственно ширины резонансной кривой сферического (длинного) и полусферического (короткого) резонатора;  $L$  - длина резонатора;  $f$  – резонансная частота.) в котором нет каких-либо величин кроме частот. Величина  $L$  также определяется через частоту из предварительной калибровки.

Результаты обнаружения, исследования и определение роли "димеров" воды будут подробно изложены в отдельном докладе этой конференции [18].



ЛИТЕРАТУРА

1. K.H. Breeden, J.B. Langley. Fabry-Perot Cavity for Dielectric Measurements // *Reveu of Scientific Instruments*. 1969. vol. 40, no. 9. pp. 1162-1163.
3. A.L. Cullen, P.K. Yu. The accurate measurement of permittivity by means of an open resonator // *Proceeding of Royal Society*. London. 1971. vol. A325. pp. 493-509.
4. A.L. Cullen. Millimeter-Wave Open-Resonator Techniques // *International Journal of IR&MM Waves*, 1983. vol. 10, pp. 233-281.
5. R. Schwab, R. Heidinger. Experimental and theoretical studies of the surface resistance in open resonator mirror materials // *Digest of 21st International Conference on IR&MM Waves*. Berlin, 1996.
6. W. Kasperek et al. Measurement of ohmic losses of metallic reflectors at 140 GHz using a 3-mirror resonator technique // *International Journal of IR&MMW*. 2001. vol. 22, no. 11, pp. 1695-1707.
7. M.Yu. Tretyakov, A.F. Krupnov, M.A. Koshelev, D. S. Makarov, E. A. Serov and V. V. Parshin. Resonator spectrometer for precise broadband investigations of atmospheric absorption in discrete lines and water vapor related continuum in millimeter wave range // *Review of Scientific Instruments*, vol.80, no.9, pp. 093106-1 - 093106-10. 2009.
8. Yu.A. Dryagin, V.V. Parshin. A method to measure dielectric parameters in  $5 \div 0.5$  mm wavelength band // *International Journal of IR&MM Waves*. 1992. vol. 3, no. 7, pp. 1023-1032.
8. С.Н. Власов, Е.В. Копосова, А.Б. Мазур, В.В.Паршин. Об измерении диэлектрической проницаемости резонансным методом. // *Изв. ВУЗов Радиофизика*. 1996. Т. XXXIX. № 5. С. 615-623.
10. Vladimir Parshin, C.G.M. van 't Klooster, E.A. Serov. Antenna Reflectors Reflectivity at 100 - 350 GHz and 80K // *30th ESA Antenna Workshop on Antennas for Earth Observation, Science, Telecommunication and Navigation Space Missions*. ESA/ESTEC, Noordwijk, 2008, pp. 353-357.
11. Vladimir Parshin, Eugenie Serov, C.G.M. van 't Klooster, Paolo Noschese. Resonator technique for reflectivity measurements. Results for measurements at high temperatures // *5th ESA Workshop on Millimetre Wave Technology and Applications & 31st ESA Antenna Workshop*. ESTEC, 2009. pp. 593-600.
12. В.В.Паршин, М.Ю.Третьяков, М.А. Кошелев, Е.А. Серов. Аппаратурный комплекс и результаты прецизионных исследований распространения ММ и СубММ волн в конденсированных средах и атмосфере // *Радиофизика*. 2009. Т. LII. № 8. С. 583-594.
13. С.Н. Власов, В.В. Паршин, Е.А. Серов. Методы исследования тонких диэлектрических пленок в миллиметровом диапазоне // *ЖТФ*, 2010. Т. 80, №12, С.73-79.
14. В.В. Паршин, Е.А. Серов. Резонансный метод исследования диэлектрических жидкостей в ММ и СубММ диапазонах длин волн. // *Радиофизика». Том LIV, № 8-9, С, 701-707. 2011.*
15. В.В. Паршин, М.Ю. Третьяков, В.Н. Шанин, А.П. Шкаев. "Аппаратурный комплекс для прецизионного исследования распространения ММ и СубММ волн в атмосфере. // 22 Всероссийская конференция по Распространению радиоволн (РРВ-22). Ростов-на-Дону, 2008. С. 258-261.
16. В.В. Паршин, Е.А. Серов, Г.М. Бубнов, В.Ф. Вдовин, М.А. Кошелев, М.Ю. Третьяков. Криовакуумный резонаторный комплекс // *Изв. ВУЗов Радиофизика*, Том LVI, № 8-9, С.614-621, 2013.
17. Meshkov A.I., De Lucia F.C. Broadband absolute absorption measurements of atmospheric continua with millimeter wave cavity ringdown spectroscopy // *Reveu of Scientific Instruments*. 2005. vol. 76, no. 8. pp. 1-10.
18. Е.А. Серов, М.А. Кошелев, Т.А. Одинцова, В.В. Паршин, М.Ю. Третьяков. Роль димеров воды в поглощении ММ и СубММ волн в земной атмосфере. // II Всероссийская Микроволновая конференция. Москва: ИРЭ РАН, 2014.

## МИНИАТЮРИЗАЦИЯ АНТЕННОЙ СИСТЕМЫ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА «ИОНОСФЕРА»

**Бочаров В.С., Генералов А.Г., Гаджиев Э.В.**

ОАО «Научно-исследовательский институт электромеханики» г. Истра Мос. обл.  
[otd24@niiem.ru](mailto:otd24@niiem.ru)

*В настоящее время наблюдается активная тенденция по миниатюризации космической техники в виде перехода от разработок и внедрения малых космических аппаратов (КА) (массой менее 1 т) вместо больших КА (массой более 1 т), которая в свою очередь приводит к миниатюризации бортовой аппаратуры, в том числе и антенных систем. Учитывая специфику бортовых антенн и тенденцию миниатюризации космической техники, возникает актуальная задача по разработке малогабаритных, невыступающих, надежных, простых и в тоже время высокотехнологичных бортовых антенн для малых КА. В данной работе представлены два варианта построения антенной системы: разработанный для КА «Ионосфера» №1, №2 и предлагаемый перспективный вариант для КА «Ионосфера» №3, №4. Предлагаемый вариант заключается в применение микрополосковых антенн в качестве бортовых антенн, т.е. предложен вариант построения малогабаритной, невыступающей, простой и надежной антенной системы для малого космического аппарата. В работе представлены результаты электродинамического моделирования такой антенной системы, которое было осуществлено с помощью системы автоматизированного проектирования антенн и устройств СВЧ EMPro с применением метода конечных элементов (FEM). Полученные в ходе моделирования результаты удовлетворяют техническому заданию на антенную систему КА «Ионосфера». Представлено сравнение двух антенных систем, показаны преимущества предлагаемого варианта построения бортовой антенной системы. Таким образом, в данной работе предложен вариант построения малогабаритной, невыступающей, надежной, простой антенной системы малого КА «Ионосфера», составленной из микрополосковых антенн.*

### Введение

КА «Ионосфера» входит в состав космического комплекса (КК) «Ионозонд». КК «Ионозонд» состоит из четырех КА «Ионосфера» и одного КА «Зонд». Задачами КА «Ионосфера» являются получение регулярной и достоверной информации с помощью измерений космическими средствами характеристик и параметров процессов, явлений в ионосфере, верхних слоях атмосферы, околоземного космического пространства и магнитосферы.

Основные технические параметры данного спутника сведены в таблицу 1.

Таблица 1. Основные технические характеристики КА «Ионосфера».

Тип орбиты	Солнечно-синхронная орбита
Средняя высота	820 км
Максимальное время пребывания в тени КА	≈30 мин
Масса	До 350 кг
Габаритные размеры (транспортные)	1200 × 1200 × 800 мм
Расчётный срок активного существования	8 лет

### Основная часть

Учитывая принятую общую компоновку КА, возможные места расположения антенн, параметры орбиты и ориентацию КА относительно Земли в полёте по орбите, технические требования для КА «Ионосфера» была разработана антенная система:

- для передачи данных с бортовой аппаратуры научной информации в составе радиолинии спутникового ионозонда «ЛЭРТ» на рабочей частоте 137 МГц была разработана спиральная четырёхзаходная антенна;

– для обеспечения функционирования бортового двухчастотного передатчика «МАЯК» с двумя независимыми каналами были разработаны штыревая вибраторная антенны.

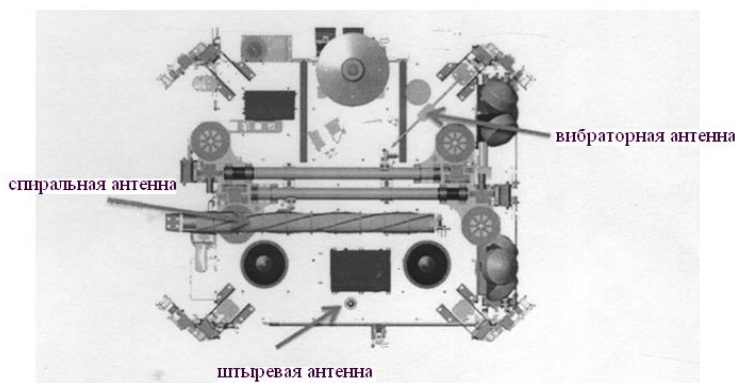


Рис.1. Антенная система КА «Ионосфера» №1, №2 (вид сверху).

Более подробно данная антенная система и технические характеристики самого спутника описаны в работе [1].

В ходе анализа возможных путей построения миниатюрной антенной системы, представленных в [2], возник интерес к применению микрополосковых (печатных) антенн (МПА) в качестве бортовых антенн КА.

МПА представляют собой малогабаритные, невыступающие антенны, выполненные с применением печатных технологий [3], которые также обладают малой массой, простой и надёжной конструкцией, низкой стоимостью, высокой повторяемостью размеров и т.д. [4].

В ходе электродинамического моделирования были оценены электрические параметры (коэффициент стоячей волны, диаграмма направленности, коэффициент усиления) на указанных рабочих частотах [5]. Более подробно результаты представлены в работах [6,7]. Полученные результаты удовлетворяют техническим требованиям на антенную систему КА «Ионосфера».

### Заключение

В ходе анализа возможных вариантов построения малогабаритной, невыступающей антенной системы малых КА, был сделан выбор в пользу применения МПА. Полученные на практике результаты показывают преимущество такой антенной системы.

### Литература

1. Бочаров В.С., Генералов А.Г., Гаджиев Э.В. Антенная система космического аппарата «Ионосфера» // Вопросы электромеханики. Труды ВНИИЭМ. – М.: 2012. – № 6. С. 11–14.
2. Гаджиев Э.В. Пути построения малогабаритных, невыступающих бортовых антенно-фидерных систем космических аппаратов. // Труды МАИ. – М.: 2014. № 76.
3. Vladimir Bocharov, Alexander Generalov, Elchin Gadzhiev. Application of printing technologies to design on-board antenna systems of spacecrafts. 40th COSPAR Scientific Assembly 2014. C0.3-0014-14.
4. Панченко Б.А., Нефёдов Е.И. Микрополосковые антенны. – М.: Радио и связь, 1986.
5. Гаджиев Э.В. Моделирование бортовых антенн СВЧ космических аппаратов. // Антенны. – М 2013. №9. С. 65–68.
6. Гаджиев Э.В. Разработка модели микрополосковой антенны метрового диапазона (137 МГц) для перспективного использования на малом КА «Ионосфера»//Московская молодёжная научно-практическая конференция «Инновации в авиации и космонавтике – 2014». – М.: ООО «Принт-салон» С. 144–145.
7. Бочаров В.С., Генералов А.Г., Гаджиев Э.В. Разработка моделей микрополосковых антенн для двухчастотного бортового передатчика «МАЯК 150/400»// 23-ая Международная Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо 2013). – Севастополь: Вебер. 2013. С. 582–583.

## **ВАРИАНТЫ ПОСТРОЕНИЯ БОРТОВЫХ АНТЕНН ДЛЯ ЗОНДИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ИЗ КОСМОСА**

**Бочаров В.С., Генералов А.Г., Гаджиев Э.В.**

*ОАО «Научно-исследовательский институт электромеханики» г. Истра Мос. обл.  
[otd24@niiem.ru](mailto:otd24@niiem.ru)*

*В настоящий момент существует задача по созданию бортовых антенн декаметрового диапазона (до 30 МГц) для различных целей: контроль ионосферы, атмосферы и поверхности планет. Например, на разрабатываемом космическом аппарате «Ионосфера» используются две антенны длиной 15 м и одна — 30 м. Наличие достаточно большой длины антенны приводит к усложнению конструкции антенны, сложности их размещения на космических аппаратах, а также приводит к ухудшению надёжности. В связи с тем, что в последнее время активно внедряются малые космические аппараты, т.е. происходит миниатюризация всей космической техники, то данная задача становится более актуальной. В данной работе рассмотрены следующие варианты построения малогабаритных антенн. Например, рассмотрен вариант уменьшения габаритов для космического аппарата «Луна—Глоб» («Луна 25»). Другой вариант заключается в использовании солнечных батарей в качестве антенны. Таким образом, в данной работе представлены варианты построения бортовых антенн декаметрового диапазона с высокой надёжностью и с возможностью их применения в составе антенных систем малых космических аппаратов.*

### **Введение**

Основанием для проведения данных исследований способствовало то, что космический аппарат, выполнен, как правило, из металла и для слабонаправленных антенн всегда оказывает влияние на их характеристики. А для несимметричных антенн являются противовесом. Аналогичные примеры наблюдаются и в самолётных антеннах [1].

В работе [2,3] представлен анализ существующих на сегодняшний день проблем в области построения бортовых антенн малых космических аппаратов с целью зондирования. Необходимо рассматривать возможности уменьшения габаритов такого класса антенн, потому что миниатюризация всей антенной техники, которая заключается в переходе к малым космическим аппаратам вместо больших, требует более миниатюрных антенн.

### **Основная часть**

Рассмотрены следующие варианты построения бортовых антенн для зондирования поверхности из космоса. Один вариант заключается в миниатюризации традиционных дипольных антенн («усы»), которые активно применяют в настоящее время. Миниатюризация заключается в укорочении вибраторов диполя с согласованием каждого из них с волновым сопротивлением фидера. Каждый из вибраторов подключен к своему выходу передатчика. Сигналы с выходов передатчика должны обладать сдвигом по фазе  $180^\circ$ . Этим исключается необходимость применения симметрирующего устройства, что приводит к расширению полосы рабочих частот антенны.

Второй вариант заключается в использовании солнечных батарей космического аппарата в качестве антенны. Как правило, обеспечение всей бортовой аппаратуры энергией осуществляется с помощью солнечных батарей. Конструктивно они представляют собой одну, две или несколько панелей большой площади, расположенных вокруг космического аппарата. Предлагается вместо отдельной раскрывающейся антенны использовать панели солнечной батареи в качестве диполей, в зависимости от количества панелей на космическом аппарате. Разделение цепей постоянного тока и высокочастотной мощности от передатчика (приемника) осуществляется с помощью катушки индуктивности. Данный вариант исключает необходимость применения сложных раскрывающихся конструкций антенн. Тем самым можно обеспечить более высокую надёжность.

Третий вариант заключается в использовании штанги гравитационной стабилизации в качестве антенны. Как правило, для стабилизации малого космического аппарата на орбите используют раскрывающиеся штанги большой длины. Диаграмма направленности такой антенны обладает максимумом в направлении перпендикулярном зениту, так как штанга расположена в направлении от Земли.

В настоящий момент ведется поиск и других способ решения данной задачи.

#### **Заключение**

Предлагаемые варианты построения новых антенн зондирования поверхности из космоса позволят удешевить и упростить конструкцию космических аппаратов, а также повысить надёжность.

#### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Пригода Б.А., Кокунько В.С. Антенны летательных аппаратов. М.: Воениздат. 1964.
2. Бочаров В.С., Генералов А.Г., Гаджиев Э.В. К вопросу о построении антенн зондирования атмосферы, ионосферы и земной поверхности из космоса с помощью малых космических аппаратов//Материалы VI Всероссийской научной конференции «Радиофизические методы в дистанционном зондировании сред», – Муром: МИ ВлГУ, 2014. – С. 100–102.
3. Бочаров В.С., Генералов А.Г., Гаджиев Э.В. Особенности бортовых антенно-фидерных устройств космических аппаратов. // Материалы научно-технического семинара «Перспективы развития антенно-фидерных устройств летательных аппаратов», – Истра: ОАО «НИИЭМ», 2013. – С. 55–58.

### **О возможном режиме генерации в оротроне с двухрядной периодической структурой терагерцового диапазона.**

**Е.А. Мясин<sup>1</sup>, Ю.В. Андреев<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Российская Федерация, 141190 г. Фрязино, Московской обл., пл. Введенского, 1. E-mail: eam168@ms.ire.rssi.ru

<sup>2</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Российская Федерация, 141190 г. Москва, ул. Моховая 11

*В результате математического моделирования электронно - волнового взаимодействия в оротроне с двухрядной периодической структурой (ДРПС) впервые обнаружена возможность существования двух режимов стационарной генерации, один из которых никогда ранее не исследовался. Он характеризуется малой величиной электронного КПД при малой напряжённости высокочастотного (ВЧ) поля в открытом резонаторе (ОР), наряду с известным стационарным режимом генерации при большей напряжённости ВЧ поля в ОР и большей величине электронного КПД. Этот режим может иметь место в приборах коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового диапазона волн при отношении периода к высоте пролётного канала меньше 3, что приводит к сильной неоднородности ВЧ поля по толщине электронного потока.*

Самосогласованное решение нелинейной теории электронно-волнового взаимодействия в оротроне получается в результате совместного решения системы уравнений: нелинейного уравнения движения и уравнения возбуждения, а также решения уравнения обмена энергии в

приборе. Самосогласованное решение задачи может быть представлено как точка пересечения зависимости электронного КПД  $\eta_{e_1}(F_0)$  от безразмерной напряжённости поля  $F_0$ , полученной в результате решения нелинейной системы уравнений, с зависимостью электронного КПД  $\eta_{e_2}(F_0)$ , полученного в результате решения уравнения обмена энергии в ОР. .

Для нахождения электронного КПД в результате решения уравнения движения и возбуждения [1] необходимо вычислить двойной интеграл

$$\eta_{e_1} = - (L_1 F_0 / \pi) \int_0^1 f(y) \int_0^{2\pi} \cos(\Phi - \varphi y) d\varphi dy, \text{ где} \quad (1)$$

$$f(y) = \exp[-m^2(y-0.5)^2], \quad m = L_0 / r_k, \quad r_k - \text{радиус каустики,}$$

а величина фазы  $\Phi$  найдена в результате решения уравнения движения [1]:

$$d^2 \Phi / dy^2 = - \mu [1 + 1/L_1 (d\Phi/dy)]^3 f(y) \cos(\Phi - \varphi y), \text{ где} \quad (2)$$

$y = z/L_0$ ;  $\Phi = (\omega t - \beta_e z)$ ;  $L_1 = \beta_e L_0$ ;  $F_0 = (E_0 \chi) / (2\beta_e U_0)$ ;  $\beta_e = \omega / V_0$ ;  $\varphi = bL_1$ ;  $b = V_0 / V_\phi$ ;  
 $1$ ;  $\mu = (L_1)^2 F_0$ ;  $\chi = E_1 / E_0$  – отношение амплитуды гармоники высокочастотного (ВЧ) поля к амплитуде объёмного поля в ОР. При  $y = 0$ ;  $\Phi = \varphi_0$ ;  $d\Phi / dy = 0$ .

Из уравнения обмена энергией в ОР электронный КПД находится по формуле [2]:

$$\eta_{e_2} = (135/p\chi^2)(F_0)^2, \quad \text{где} \quad (3)$$

$p = q_n I_0 / n\alpha^2$ ,  $\alpha = r_k / \lambda$ ;  $q_n$  – нагруженная добротность в 1000;  $I_0$  – рабочий ток;  $n$  – число полуволн между зеркалами ОР.

Уравнения нелинейной теории работы [2] были решены в среде Math lab. Для представления электронного потока использовался метод «крупных частиц», число которых на период колебания было равно 50. Нелинейное уравнение движения, преобразованное в дифференциальное уравнение второго порядка для фазы колебания в системе координат, связанной с электронным потоком, решалось методом Рунге – Кутты 4,5 порядка. Интеграл в выражении (1) вычислялся методом Симпсона.

Результат вычислений зависимостей по формулам (1) и (3) представлялся графически в виде двух функций, соответственно  $\eta_{e_1}(F_0)$  и  $\eta_{e_2}(F_0)$ , а точки их пересечения вычислялись численно путем нахождения нулей разностной функции  $\eta_{e_1}(F_0) - \eta_{e_2}(F_0)$ . Эти точки пересечения представляют режимы стационарных состояний генерации в оротроне, о чём уже говорилось ранее.

Поведение этого решения исследовалось для различных параметров, путём моделирования на компьютере для длины волны  $\lambda = 1.3$  мм. Использовались те же физические параметры, что и в работе [2] для решения этой задачи на основе приближённой аналитической теории. Таким образом, в оротроне используется полусферический открытый резонатор (ОР) с радиусом каустики на плоском зеркале  $r_k = 3\lambda = 3.9$  мм, длина ДРПС  $L_0 = 5 r_k = 19.5$  мм, период  $l = 0.29$  мм, отношение щели  $d$  к периоду  $l$   $d/l = 0.5$ , замедление  $n_\phi = c/V_\phi = \lambda/l \approx 4.48$ .

Собственная добротность  $Q_0$  для ДРПС:  $Q_0 = 2N_{OP}/\delta(4 + \lambda/l) = \lambda n/\delta(4 + \lambda/l)$ , где  $n$  – число полуволн основного типа колебаний  $TEM_{00n}$  между зеркалами ОР. Задав  $n = 15$ , будем иметь  $Q_0 \approx 16000$ . Однако следует считать  $Q_0 \approx 8000$ , т.е. в два раза меньшей величины.  $N_{OP} = 9.75$  мм.  $R_{сф} = 148$  мм.

Введём безразмерные переменные, необходимые для расчёта, задав параметр несинхронности  $b = 0.05, 0.04, 0.03, 0.02$ :

$b_1 = 0.05, L_1 = \beta_e L_0 = (2\pi/\lambda) [n_\phi/(1 + b_1)] L_0 \approx 402, m = L_0/r_k = 5, \alpha = r_k/\lambda = 3$ , отношение амплитуды рабочей гармоники  $E_1$  к амплитуде  $E_0$  ВЧ поля в ОР  $\chi = E_1/E_0 = 0.3, \dots, 0.637$ , нагруженная добротность  $Q_n$  в 1000  $q_n = 1, \dots, 4$ , рабочий ток  $I_0 = 0.15, \dots, 0.4$ ,  $n = 15 - 17$ . Отметим, что при выбранных геометрических размерах физической длины  $L_0$  ДРПС и ОР параметры  $m = 5, \alpha = 3$  постоянны.

Прежде всего, исследуем поведение КПД от параметра несинхронности при некотором наборе других параметров. Итак,  **$b_1 = 0.05, L_0 \approx 402, m = 5, \alpha = 3, q_n = 4$**  при  $Q_0 \approx 8000$  обеспечивает КПД ОР 0.5, возьмём максимальную величину  **$\chi = 0.637$** , соответствующую четвертьволновому резонансу в ОР,  **$n = 15$** , а варьировать будем величину рабочего тока от  **$I_0 = 0.15, \dots, 0.4$**  А.

Результат решения (1) и (3) на компьютере, скриншот которого представлен на рисунке 1, даёт зависимость  $\eta_{e-1} = f(F_0)$  кривой 1, а результат решения (3) параболой  $\eta_{e-2} = f(F_0^2)$  кривой 2. Точки пересечения этих двух кривых являются решением системы уравнений и определяют стационарное состояние генерации при достижении безразмерной напряжённости ВЧ поля  $F_0$  величины, соответствующей абсциссам этих точек пересечения.

Прежде всего, сравним вид решения для электронного КПД по формуле (1) для параметров несинхронности  $b_1 = 0.05, L_0 \approx 402$  (Рис.1) и  $b_2 = 0.03, L_0 \approx 410$  (Рис.2) для одних и тех же значений всех параметров, кроме тока. На Рис.1 ток  $I_0 = 0.3$  А, а на Рис.2 -  $I_0 = 0.15$  А.

Из сравнения рисунков 1 и 2 следует, что при  $b_1 = 0.05$  максимальное значение КПД достигается при большей величине ВЧ – поля  $F_0$ , чем при  $b_2 = 0.03$ . Кроме того, при  $b_1 = 0.05$  отличная от нуля величина КПД появляется также при значительной величине ВЧ поля  $F_0$ , в то время как для  $b_2 = 0.03$  нарастание КПД происходит практически от нулевых значений ВЧ поля  $F_0$ . Поэтому, даже при малой величине тока  $0.15A$ , в случае  $b_2 = 0.03$  имеется всего одна точка (т. **A**) пересечения двух кривых, в то время как для тех же значений других параметров в случае  $b_1 = 0.05$  – их две. Одна т. **B** – соответствует малой величине КПД и ВЧ – поля  $F_0$ , вторая т. **A** – большим значениям того и другого.

Рассмотрим вопрос о зависимости стационарного режима генерации от тока, вытекающей из (3). Как видно из (3),  $\eta_e \sim (F_0)^2/I_0$ , т.е. электронный КПД уменьшается с ростом тока. При этом поведение точек пересечения на Рис.1 будет обусловлено смещением параболы в сторону больших значений  $F_0$ . Поэтому точка **B** пересечения с более низким КПД сместится в сторону меньших значений  $F_0$ , а т. **A** с более высоким – в сторону больших значений  $F_0$ . К чему это должно приводить? Рассмотрим вопрос о пусковом токе для каждого положения точек пересечения на Рис.1. Очевидно, что он должен соответствовать некоторому меньшему значению  $F_0$ , которому соответствует некоторое меньшее значение  $\eta_{e-2}$ . Так как  $\eta_{e-2} \sim (F_0)^2/I_0$ , то это меньшее значение при фиксированном значении  $F_0$  определяется точкой **D** пересечением оси абсцисс на Рис.1 с касательной, проведенной к параболе в точке **B** пересечения её с кривой 1. Электронный КПД, соответствующий пусковому режиму, определяется точкой **C** пересечения перпендикуляра, восстановленного из этой точки, до пересечения с параболой  $\eta_{e-2} \sim (F_0)^2$ . Теперь не трудно проанализировать изменение режима генерации при увеличении тока для обоих стационарных режимов Рис.1. Итак, для стационарного состояния, представляемого точкой **B** пересечения с малым электронным КПД при увеличении рабочего тока мощность генерации сначала из-за роста тока возрастает. Но электронный КПД уменьшается. Эта точка стационарного режима постепенно будет смещаться вниз и пересечёт, в конце концов, горизонтальную линию, проходящую через точку **C** и соответствующую  $\eta_e$  пускового режима (тока). Поэтому генерация должна прекратиться.

Для стационарного состояния, представляемого точкой **A** пересечения  $\eta_{e-2} \sim (F_0)^2$  с большим электронным КПД, с увеличением рабочего тока мощность генерации также будет возрастать. Но, в отличие от стационарного состояния с малым КПД, для пересечения с



линией пускового тока в случае этого стационарного состояния необходимо настолько сильное его увеличение, что реализовать эту ситуацию не возможно. Поэтому, несмотря на увеличение тока и падения КПД, увеличение генерируемой мощности будет происходить без срыва генерации. Это обычно наблюдается в эксперименте, когда выполнены условия для эффективной генерации в оротроне с ДРПС. Для реализации режима генерации, соответствующего точке **В** пересечения с малым  $\eta_e$ , достаточно не выполнить эти условия, т.е. чтобы в приборе напряжённость ВЧ поля  $F_0$  в ОР была мала.

Аналогично можно провести рассмотрение зависимости электронного КПД от других параметров из (3).

Таким образом, в результате математического моделирования найден режим работы оротрона, никогда до настоящего времени не рассматривавшийся в теории и не наблюдавшийся в эксперименте. Определены условия его возникновения. Показано, что специфический режим генерации в оротроне с ДРПС может существовать в том случае, если в приборе не удаётся реализовать достаточную величину напряжённости ВЧ поля в ОР и, следовательно, достаточную величину амплитуды рабочей гармоники, взаимодействующей с электронным потоком.

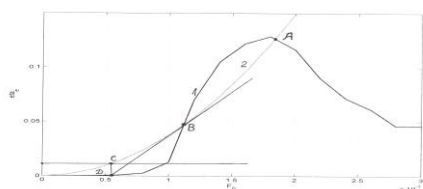


Рис1

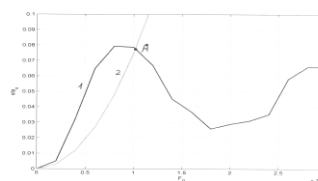


Рис.2

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Myasin Ye.A., Tseitlin M.B., Nutovich L. M. Analysis of the electron-wave interaction in the orotron on the basis of the approximate analytic nonlinear theory.// IEEE Transactions on ED, 1990. V.37. №12. P. 2634.
2. Мясин Е.А. Оптимизация оротрона с двухрядной периодической структурой на длину волны 1.3 мм на основе приближённой аналитической теории. // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59. № 8. С.770.

## Результаты экспериментального исследования антенны Вивальди несимметричной конструкции

Поляков А.О.<sup>2</sup>, Жуков А.Н.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики (МГТУ МИРЭА)*

*[Fobus92@mail.ru](mailto:Fobus92@mail.ru)*

<sup>2</sup> *ФГУП «Центральный научно-исследовательский радиотехнический институт им. ак. А.И. Берга»*  
*[polyakov37.2@gmail.com](mailto:polyakov37.2@gmail.com)*

*В процессе разработки антенн, зачастую приходится делать выбор в сторону улучшения каких либо одних параметров, при этом изменяя другие. Однако изменение параметров может, как улучшить, так и ухудшить работы устройства. Несмотря на это можно сделать выбор, в сторону обеспечения заданных параметров применяя несимметричность конструкции устройства. Целью данной работы являлось исследование влияния несимметричной конструкции антенны Вивальди на ширину диаграммы направленности. В настоящей статье описана несимметричная конструкция антенны Вивальди, рабочий макет которой был изготовлен и обмерен на базе ФГУП «ЦНИРТИ им. академика А.И. Берга». Данная конструкция была разработана для использования в ограниченном объеме размещения, малогабаритных радиотехнических станций в качестве, как приёмной, так и передающей антенны. Представлены новые экспериментальные результаты исследования (зависимость коэффициента стоячей волны по напряжению на входе антенны от частоты и амплитудная диаграмма направленности) которые сопоставлены с теоретическими расчётами, полученными путём численного моделирования. Проведено сравнение полученных результатов. Сделаны выводы о влиянии несимметричной конструкции на ширину диаграмму направленности данной антенны.*

### Основная часть

Антенна Вивальди (АВ) сверхширокополосный излучатель, выполненный в виде щелевой линии. Является одним из немногих типов антенн, которые обеспечивают низкий уровень коэффициента стоячей волны по напряжению (КСВН) на входе в широком диапазоне частот при этом имеют малые габариты и широкую диаграмму направленности. Примеры эскизных расчетов АВ представлены в статьях [1, 2]. Обычно для расчета геометрии такой антенны используют программы численного электродинамического моделирования. Конструкция антенны, представленная в данной статье, была рассчитана по теории плавных переходов [3]. Согласно теории был проведён предварительный расчет размера экспоненциального перехода антенны по входному и выходному волновому сопротивлению, а далее моделирование и оптимизация. По полученной модели был сделан чертёж и изготовлен макет на базе ФГУП «ЦНИРТИ им. академика А.И. Берга». При моделировании был учтён экспоненциальный вырез одного из лепестков (рис.1), благодаря которому упрощается процесс сборки антенны, также экспоненциальная форма выреза позволила уменьшить коэффициент отражения, что позволило получить КСВН <2 в диапазоне частот С - Х.



Рис.1. Внешний вид макета.

На рис. 2 представлены экспериментальный и теоретический графики зависимостей КСВН от частоты.

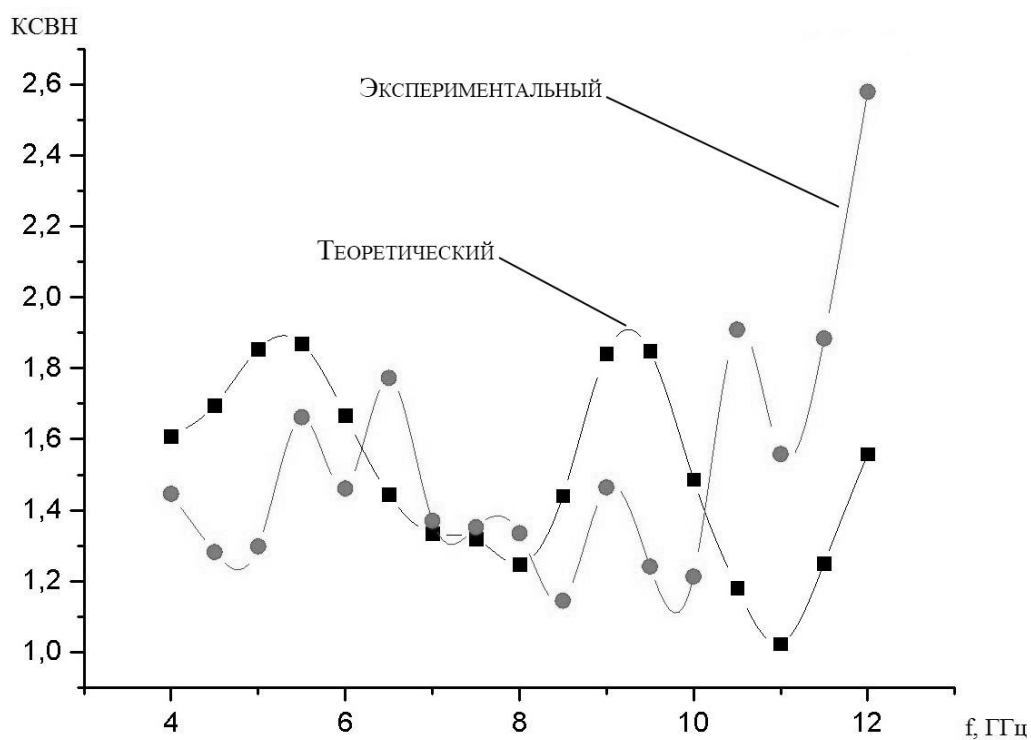


Рис.2. Экспериментальный и теоретический графики зависимости КСВН от частоты.

На рис.3 и 4 представлены нормированные экспериментальные и теоретические диаграммы направленности на средней частоте (8 ГГц) в двух поляризациях.

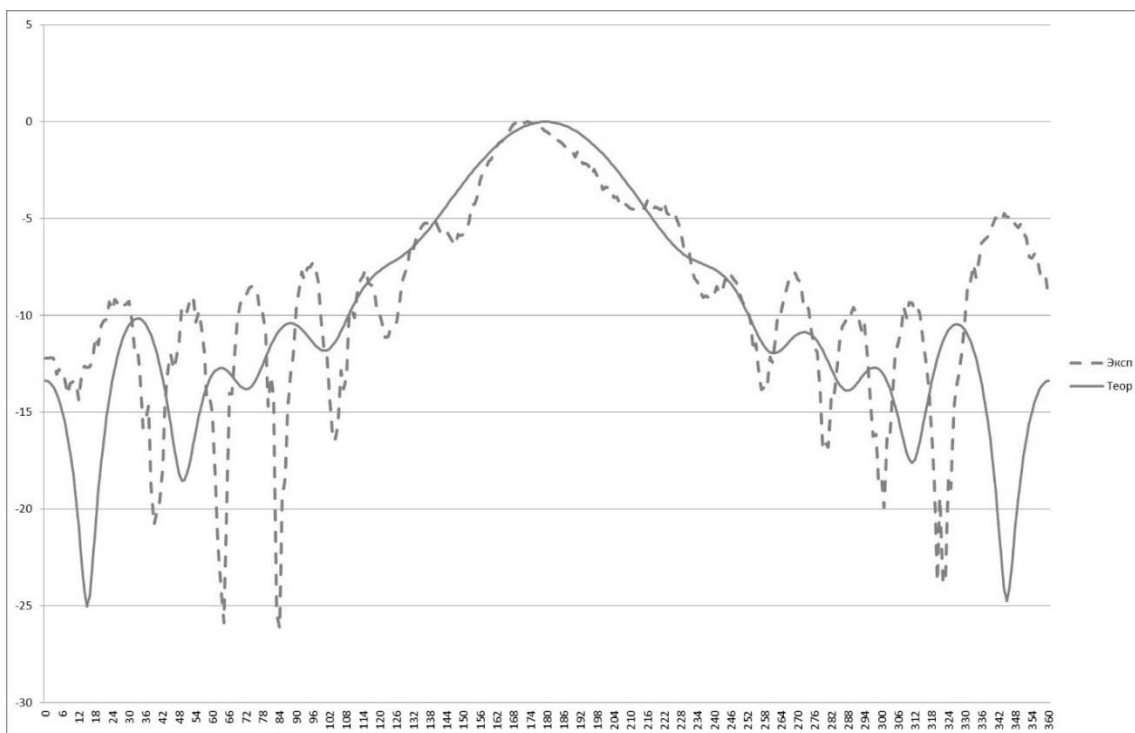


Рис.3. Нормированная ДН на частоте 8 ГГц, горизонтальная поляризация.

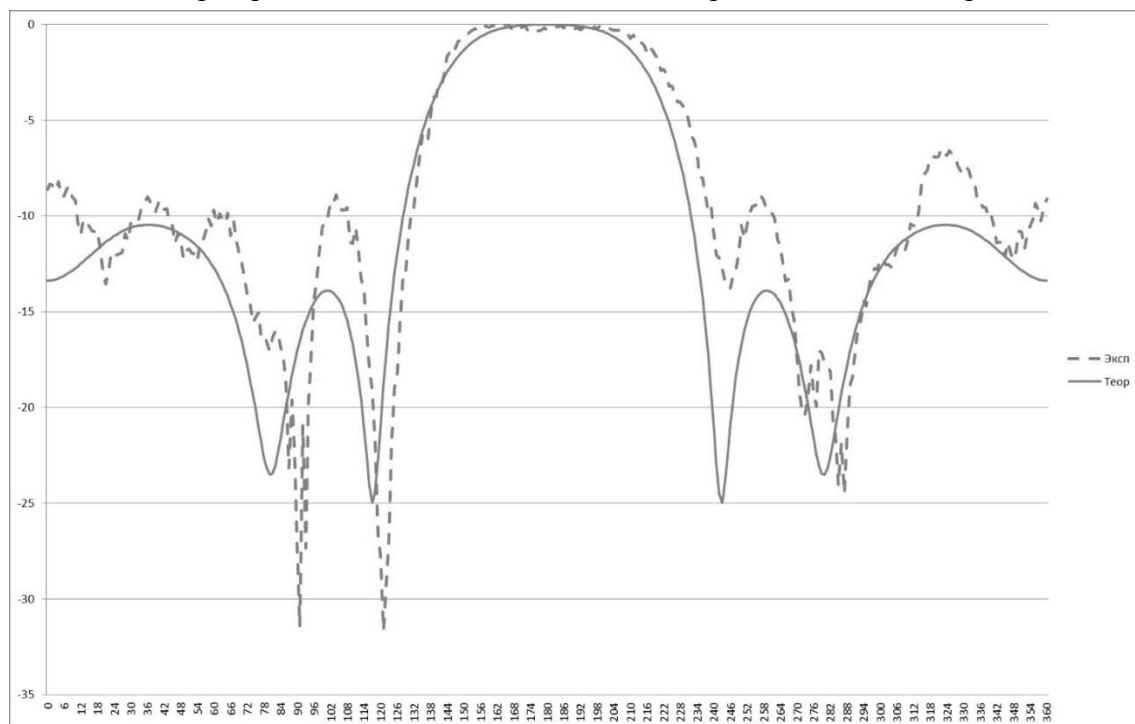


Рис.4. Нормированные ДН на частоте 8 ГГц, вертикальная поляризация.

Пунктиром обозначена экспериментально полученная ДН, сплошной линией - теоретическая. Ширина диаграммы направленности в диапазоне частот составила от  $33^\circ$  до  $84^\circ$ .

Влияние несимметричности конструкции на ДН направленности выявлено не было. Ширина ДН были проверены путём измерения ДН антенны в нормальном положении и развёрнутом на

180° относительно продольной оси макета. В таблице 1 приведены ширины диаграмм направленности на 3-х частотах в 2-х положениях.

Таблица 1. Ширина ДН в двух положениях антенны.

Частота, ГГц	$2\Theta_{-3\text{ дБ}}$ (вырез на левой стороне)	$2\Theta_{-3\text{ дБ}}$ (вырез на правой стороне)
4	52,5°	52,5°
8	47,0°	47,5°
12	33,0°	33,5°

#### Выводы

Сравнение ДН по ширине на уровне -3 дБ позволило заключить, что конструкция антенны не влияет на ширину основного лепестка ДН. Этот факт означает, что при проектировании слабонаправленных антенн Вивальди возможно отступать в определённых пределах от симметричности устройства для достижения лучших параметров или упрощения технологии производства без потерь в ширине диаграммы направленности.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Куприц В.Ю., Мещеряков А.А., Крутиков М.В. Широкополосные антенные решетки с элементами Вивальди для систем радиомониторинга // Доклады ТУСУРа. – 2011. – №1(23). – ч.2. – с.18-21.
2. Aslanov T.G., Zhukov A.N. Choice of geometry of directional lobes of Vivaldi, depending on the base width of the radiation pattern and a frequency band // IX International Conference on Antenna Theory and Techniques, pp. 352-354, Sep. 2013.
3. Пименов Ю.В., Вольман В.И., Муравцов А.Д. Техническая электродинамика. – М.: Радио и связь, 2000. – 536 с.

## Диодный генератор шума 3мм диапазона

*Е.А. Мясин<sup>1</sup>, В.Д. Котов<sup>1</sup>*

*<sup>1</sup> Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Российская Федерация, 141190 г. Фрязино, Московской обл., пл. Введенского, 1.  
E-mail: [eam168@ms.ire.rssi.ru](mailto:eam168@ms.ire.rssi.ru)*

*Приведены результаты экспериментального исследования возможности создания одно диодного генератора широкополосного шумового сигнала 3мм диапазона волн на ЛПД отечественного производства, в том числе, приведено обсуждение особенностей конструкции ГШЛПД и методик измерения параметров генерируемого сигнала.*

#### Введение

Лавинно-пролётный диод (ЛПД) был открыт советскими учёными в 1966 году [1]. Динамическое отрицательное сопротивление в резонансной системе, где ЛПД играл роль активного элемента, возникало тогда, когда на обратно смещённый р-п переход подавалось напряжение выше напряжения пробоя, и в резонансной системе начинал течь ток,

превышающий её омические потери. Параметры резонансной системы и ЛПД определяли частоту электромагнитных колебаний. В первых экспериментах по исследованию генераторов на ЛПД (ГЛПД) стремились получить генерацию гармонического сигнала. Поэтому обычно исследовалась мощность и спектр генерируемого одночастотного сигнала, а также стабильность частоты во времени и уровень шумов вблизи неё. При этом использовались приборы, позволяющие исследовать параметры сигнала за достаточно большие промежутки времени (измерители мощности, анализаторы спектра) по сравнению с временами протекания физических процессов в самом ЛПД, обеспечивающих возникновение отрицательного сопротивления.

Была обнаружена и использована возможность генерации шумовых (стохастических) колебаний низкой интенсивности ( $10^3 - 10^4 kT_0$ ) в генераторах шума на ЛПД (ГШЛПД) во всём дециметровом и сантиметровом диапазоне волн (напряжение 7 – 15 В, ток 0,2 - 10 мА) [2].

Позднее, после того, как была открыта возможность генерации хаотических колебаний в электронно-волновых системах с задержанной обратной связью [3], возможность хаотического поведения обнаружили также в других нелинейных динамических системах, в том числе и ГЛПД [4]. Для экспериментального исследования генерируемого хаотического сигнала и перехода ГЛПД в этот режим генерации шума использовались всё те же аналоговые приборы с большим временем интегрирования, даже в СВЧ диапазоне волн [4]. Тем более, этого же типа приборы приходилось использовать в миллиметровом диапазоне волн [5]. Однако исследовать быстро протекающие физические процессы, сопровождающие переход ГЛПД в режим генерации хаотических колебаний в генераторе 8 мм диапазона, удалось в работе [6] путём регистрации временных реализаций сигнала с помощью скоростного цифрового осциллографа.

### **О МЕХАНИЗМЕ ПЕРЕХОДА К ГЕНЕРАЦИИ ШИРОКОПОЛОСНОГО ШУМОВОГО СИГНАЛА В ГШЛПД**

Как в [6] показали наблюдения сигнала на скоростном цифровом осциллографе, генерация широкополосного шумового сигнала ГШЛПД 8 миллиметрового диапазона в непрерывном режиме работы реализуется за счёт кратковременных, повторяющихся цугов колебаний со случайными временными паузами между ними. При этом длительность цуга изменяется от 80 до 200 нсек. Хаотическое разрушение регулярных колебаний осуществляется практически на стадии возникновения ударного возбуждения много резонансной колебательной системы ГЛПД.

На основании полученных временных реализаций различных режимов генерации хаотических колебаний в ГЛПД можно составить картину перехода от генерации одночастотного сигнала к генерации шума, используя спектральные измерения перехода ГЛПД в режим генерации шума, приведенные в работе [5].

Как только в обратно смещённом  $p-n$  переходе ЛПД приложенное напряжение превышает напряжение пробоя, через диод и во внешней цепи начинает течь постоянный ток. При этом реализуется режим ударной ионизации атомов кристаллической решётки полупроводника [2]. Однако, акты ударной ионизации настолько редки, и количество носителей заряда в каждом из них настолько мало, что, даже двигаясь в нужной фазе (при оптимальном угле пролёта в пространстве дрейфа), они не могут возбудить колебания в колебательной системе ГЛПД. По-видимому, этот режим отвечает за широкополосный шумовой сигнал, наблюдаемый в ГЛПД до возникновения одночастотной генерации [2], о

котором упоминалось ранее. При достижении величины постоянного тока пускового значения генерации в ГЛПД количество носителей заряда в каждом из актов ударной ионизации становится достаточным, чтобы возбудить колебания в виде коротких цугов, которые хотя и успевают затухнуть, но на столько часты, что приборы с большим временем интегрирования фиксируют непрерывные колебания [5]. Прежде всего, генерация одночастотного сигнала возникает на самой низкой частоте колебательной системы ГЛПД. По мере увеличения тока через диод сначала начинает возрастать мощность этих колебаний, а затем в процесс генерации включаются новые резонансы колебательной системы ГЛПД. Спектр колебаний усложняется и, наконец, становится непрерывным. При этом и паузы между возбуждаемыми цугами колебаний уменьшаются и, наконец, практически исчезают.

Таким образом, можно рассматривать генерацию шума в ГШЛПД как результат нелинейного взаимодействия многих собственных частот много - резонансной электродинамической системы генератора. Именно, исходя из этого представления, и создавалась одно диодная конструкция 8мм и 3мм диапазона.

### ОДНОДИОДНАЯ КОНСТРУКЦИЯ ГШЛПД 3мм ДИАПАЗОНА

Начало освоения миллиметрового диапазона волн (ММДВ) широкополосными диодными генераторами шума в ИРЭ РАН относится к 1984 году и связано с постановкой работ по шумовой радиолокации (ШРЛ) в 8мм диапазоне волн в ИРЭ АН СССР.

За основу конструкции такого генератора в ММДВ была взята типичная для этого диапазона волноводная конструкция одно - диодного генератора гармонических колебаний на ЛПД (ГЛПД) с внутри волноводным открытым резонатором [7].

Однако она была изменена таким образом, чтобы в системе могло возбуждаться хотя бы две собственные частоты. Схематически конструкция изменённой резонаторной камеры ГЛПД представлена на рис. 1.

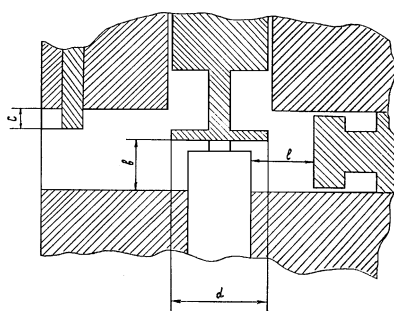


Рис. 1. Схематическое изображение резонаторной камеры генератора.

Диод 2A717A-Г размещался в стандартном волноводе 7.2x3,4 мм. Ни каких других фильтрующих устройств типа резонансных окон или резонансных зазоров не использовалось. Соответствующие изменения конструкции позволили регулировкой тока через диод и настроечных элементов получить в изменённой конструкции ГЛПД режим хаотической генерации с полосой частот ~ 200МГц и выходной мощностью ~ 40мВт в любой точке 8мм диапазона.

Так как из-за отсутствия ЛПД 3мм диапазона пришлось принять за основу получения хаотической генерации в этом диапазоне 2ую гармонику генерируемого шумового сигнала ГШЛПД 6 мм диапазона, то одно - диодная конструкция ГШЛПД 3 мм диапазона отличается от конструкции ГШЛПД на Рис.1 только поперечным сечением волновода ( $1.2 \times 2.4\text{мм}^2$ ), выводящим генерируемый шумовой сигнал в нагрузку. Такой подход привлекателен ещё и тем, что ширина спектра на 2ой гармонике генерируемого сигнала увеличивается в 2 раза.

В отличие от ЛБВ с задержанной обратной связью колебательная система ГШЛПД не имеет линии внешней обратной связи, изменением только коэффициента передачи которой можно изменять степень нелинейности в системе. Она представляет собой сложный многомодовый резонатор, и поэтому не возможно выделить один управляющий параметр, изменением которого можно было бы менять режимы работы генератора, не изменяя нелинейную характеристику его активного элемента или свойства колебательной системы. Это обстоятельство существенно усложняет поиск хаотических режимов, как при экспериментальном исследовании такого генератора, так и при математическом моделировании происходящих в нём процессов. Поэтому для экспериментального исследования сигнала, генерируемого ГЛПД в зависимости от изменения различных управляющих элементов конструкции и тока через диод, был создан специальный стенд, позволяющий измерять не только выходную мощность, но и спектральную характеристику генерируемого сигнала.

### **3. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ГЕНЕРИРУЕМОГО СИГНАЛА**

Как и раньше, мы не имеем в своём распоряжении анализатора спектра 3мм диапазона. Поэтому приходится выдумывать способы измерения некоторых параметров генерируемого сигнала 3мм диапазона, используя анализатор спектра С4-60, причём не первой свежести. Так как ГШЛПД 3мм диапазона построен по принципу переноса спектра на 2-ую гармонику шумового сигнала, генерируемого в 6мм диапазоне длин волн, то приходится регистрировать «паразитное» излучение на первой гармонике, из устройства крепления диода (см. рупорную антенну на Рис.2). Таким образом, обеспечивается возможность сравнения характера генерируемого шумового сигнала с шумами анализатора и грубой оценки ширины его спектра, с учётом того, что в 3мм диапазоне он должен быть в два раза шире.

Блок–схема этого стенда показана на Рис.2. Здесь следует отметить, что для некоторых применений необходимо иметь представление о распределении вероятностей сигнала или о распределении вероятностей его огибающей, на основе анализа которых можно судить о степени близости их соответственно к Гауссову или Релеевскому. Эти характеристики специально не исследовались, так как эта близость была установлена авторами работы [4], и именно этот факт послужил основанием для выбора ЛПД в качестве активного элемента для генератора шума.



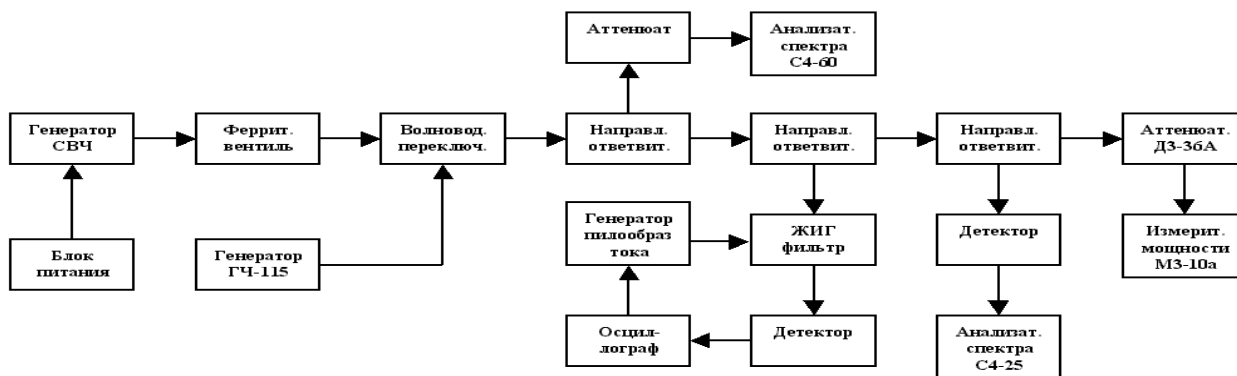


Рис.2. Блок-схема измерительного стенда.

Обратимся теперь к Рис.2. Исследуемый генератор СВЧ, работает в различных режимах в зависимости от тока через диод, который регулируется с помощью специального блока питания. Сигнал с выхода генератора СВЧ поступает в измерительный тракт, предварительно проградуированный с помощью генератора ГЧ-115. Анализатор спектра С4-60 служит для наблюдения спектра сигнала и даёт возможность сравнить характер генерируемого стохастического сигнала с шумами анализатора, а также наблюдать процесс перехода исследуемого генератора в режим шумовой генерации при изменении тока через диод и изменения положения элементов настройки генераторной камеры. Низкочастотный анализатор спектра служит для той же цели, но при наблюдении спектра протестированного сигнала. Мощность измеряется измерителем мощности М3-10а. Однако для быстрой настройки ГЛПД на режим шумовой генерации и дальнейшего улучшения неравномерности его спектральной характеристики при ширине спектра более 500МГц удобнее использовать анализатор спектра, который без зеркального канала перекрывает практически весь 8мм диапазон, на основе ЖИГ - фильтра и осциллографа.

Для исследования тех же характеристик в диапазоне от 40ГГц до 100ГГц, используется та же блок-схема измерений, что и на рис.1, только её составляющие представляют соответствующие участки частотного диапазона. Так вместо ЖИГ – фильтра диапазона 33ГГц – 40ГГц в схему измерений включается ЖИГ – фильтр диапазона 40ГГц – 50ГГц или диапазона 80ГГц - 100ГГц. Естественно изменяется и поперечное сечение волноводного тракта.

В настоящее время потребность как в 8мм, так и 3мм ГШЛПД возникла вновь в связи, как с шумовой радиолокацией (ШРЛ), так и с радио видением. Но теперь у нас отсутствуют диоды 2А717Г, обеспечивающие достаточную мощность в 6мм диапазоне волн. Приходится использовать диоды с меньшей мощностью, которые в одно - диодной камере не все имеют выходную мощность на второй гармонике даже ~1мВт. Тем не менее, режимы широкополосной шумовой генерации в ней с выходной интегральной мощностью ~1мВт получить удастся.

В настоящее время разработаны и созданы работающие макеты ГШЛПД в 8мм и в 3мм диапазонах, использующие отечественные ЛПД, для проведения экспериментальных исследований по ШРЛ, радио видению и по усилению шумового сигнала в ЛБВ.

На рис.3 представлен ГШЛПД 8мм диапазона и спектры 2ух ГШЛПД с интегральной мощностью 30мВт и 10мВт. На рис.4 - ГШЛПД 3мм диапазона и его спектры для разных токов ЛПД (снизу вверх: 62 мА, 70 мА, 80 мА и 88 мА) с интегральной мощностью 3мВт

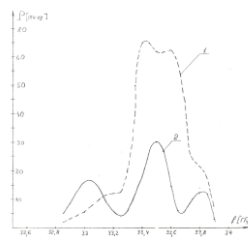
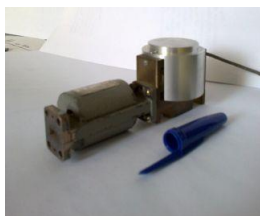


Рис.3

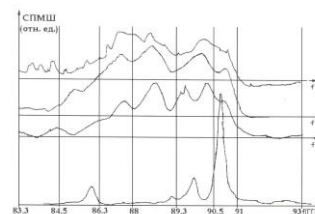
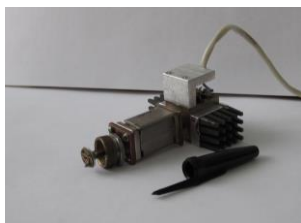


Рис.4

В принципе, в настоящее время с использованием отечественных ЛПД может быть решена задача по созданию ГШЛПД в любом участке миллиметрового диапазона с требуемыми Заказчику параметрами.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Тагер А.С., Мельников А.И., Кобельков Г.П., Цебиев А.М. Генерация и усиление радиоволн сантиметрового и миллиметрового диапазонов с помощью полупроводникового диода в области положительного наклона его статической вольт – амперной характеристики.// Диплом на открытие №24 , приоритет 27.X. 1959г.
2. Тагер А.С., Вальд - Перлов В.М.. Лавинно-пролётные диоды и их применение в технике СВЧ.// Советское радио. Москва 1968. с. 480.
3. Мясин Е.А., Кислов В.Я., Богданов Э.В. Способ генерирования электромагнитных шумовых колебаний:// А.С. N1125735, опубл.23.11.84г. БЛ N43 с приоритетом от 22.06.67г.
4. Беляев Р.В., Жерновенков А.С., Залогин Н.Н., Мельников А.И. Радиотехника и электроника. 1996. Т.41. №12. С. 1484-1489.
5. Мясин Е.А., Котов В.Д. Широкополосные диодные генераторы шума миллиметрового диапазона волн.// Радиотехника. 2005. №3. С.46-50.
6. Мясин Е.А. Генерация хаотических колебаний в автогенераторе на лавинно-пролётном диоде. Письма в ЖТФ. 1912. Т.38. №2. С.87.
7. Misawa T. Negative resistance in *p-n* junctions under avalanche breakdown conditions.// IEEE Trans., 1966, v. ED-13, № 1, P.137-143.

## МЕТОД ПОСТРОЕНИЯ ДИАГРАММООБРАЗУЮЩЕЙ СХЕМЫ ФАР СВЧ ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ ПРИМЕНЕНИЯ ЧИРПИРОВАННЫХ ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК (ВБР)

*Медведский Ю.Н., Трофимов Э.И.*  
ФГУП «ЦНИРТИ им. академика А.И. Берга»  
[lab4106@mail.ru](mailto:lab4106@mail.ru)

*В этой работе демонстрируется новая пятиэлементная система линий временных задержек (ЛВЗ), которые используют только единственную линию задержки на основе линейной настраиваемой чирпированной волоконной решётки (ЛНЧВР) для системы ЛВЗ непрерывного формирования пучка. Эта система исключает усложненную настройку длин волн, полосно-пропускающих фильтров и синхронный контроль перестраиваемых лазеров. Различные времена задержек достигаются за счет настройки ЛНЧВР, для которой применяется многоволновый лазерный источник, модулируемый СВЧ сигналом. Предлагаемое устройство из 5 элементов ЛВЗ может быть использовано для формирования пучка ФАР на СВЧ частотах до 10 ГГц. Угол направления пучка ФАР может непрерывно контролироваться посредством изменения настройки ЛНЧВР.*

### Введение

В течение нескольких последних лет, устройства линии временной задержки, основанные на принципах фотоники, широко исследовались для широкополосного формирования пучка ФАР под определенным углом. Преимущества, которые достигаются за счет применения техники ЛВЗ, включают низкий уровень потерь, малые линейные размеры и помехоустойчивость. Среди различных конструкций систем ЛВЗ часто рассматривается призма из волоконных решеток (ПВР), которая позволяет достичь требуемых параметров при формировании пучка. Обычно используются два приближения при конструировании ПВР: в первом случае используется линии задержки на основе дискретных волоконных брэгговских решеток, для того чтобы достичь дискретный уровень формирования пучка на микроволновых частотах менее 2 ГГц; во втором случае используется чирпированная волоконная решетка чтобы достичь непрерывного формирования пучка на более высоких микроволновых частотах. В этом случае системы ЛВЗ основаны на линии задержки с применением чирпированной волоконной решетки (с изменяемым показателем преломления для каждого слоя в поперечном направлении вдоль распространения пучка) и используют настраиваемые многоволновые лазеры и перестраиваемые полосно-пропускающие фильтры. В этом приближении были получены различные временные задержки путем настройки длин волн оптических несущих, которые отражаются чирпированной решеткой от различных слоев волоконной решетки. Применение только одной чирпированной волоконной решетки для всей системы позволяет избежать неточности временной задержки, возникаемой из-за механизмов неточного размещения нескольких брэгговских решеток.

### Выбор структурной схемы

Предлагаемая конструкция системы из пяти элементов временных линий задержки, на основе линейной настраиваемой чирпированной волоконной решётки представлена на рис. 1. Световой пучок от многоволнового лазерного источника модулируется СВЧ сигналом с помощью акустооптического модулятора (АОМ). На выходе лазерного источника имеется пять фиксированных длин волн с пространственным разделением. Между лазером и АОМ устанавливается поляризационный контроллер (ПК), чтобы проконтролировать поляризацию. Модулированный световой пучок направляется к ЛНЧВР, проходит через оптический циркулятор и отражается от различных слоев решетки. Отраженный свет запитывает группу из  $N$  ( $N = 5$ ) одномодовых волокон через оптический разветвитель. Каждый канал включает полосно-пропускающий фильтр (ППФ) у которого центральная длина волны соответствует одной из длин волн лазерного источника. Длины волн составляют  $\lambda_0 - 2\Delta\lambda$ ,  $\lambda_0 - \Delta\lambda$ ,  $\lambda_0$ ,  $\lambda_0 + \Delta\lambda$ ,  $\lambda_0 + 2\Delta\lambda$ , где  $\lambda_0$  – центральная длина волны ЛНЧВР, а  $\Delta\lambda$  – составляет пространственное различие между соседними длинами волн многоволнового лазерного источника.

ЛНЧВР последовательно настраивается и оптические сигналы переотражаются назад ЛНЧВР от различных слоев решетки. В результате, различное время задержки получается в соответствии с длинами волн для  $N$  различных каналов.  $N$  задержанных модулированных световых пучков далее детектируются  $N$  высокоскоростными фотодетекторами, затем после усиления запитывают  $N$  элементов ФАР. Чтобы обеспечить приемлемое отношение сигнал/шум (SNR) на выходе фотодетекторов в систему включены эрбиевые волоконные усилители (ЭВУ), встраиваемые в систему

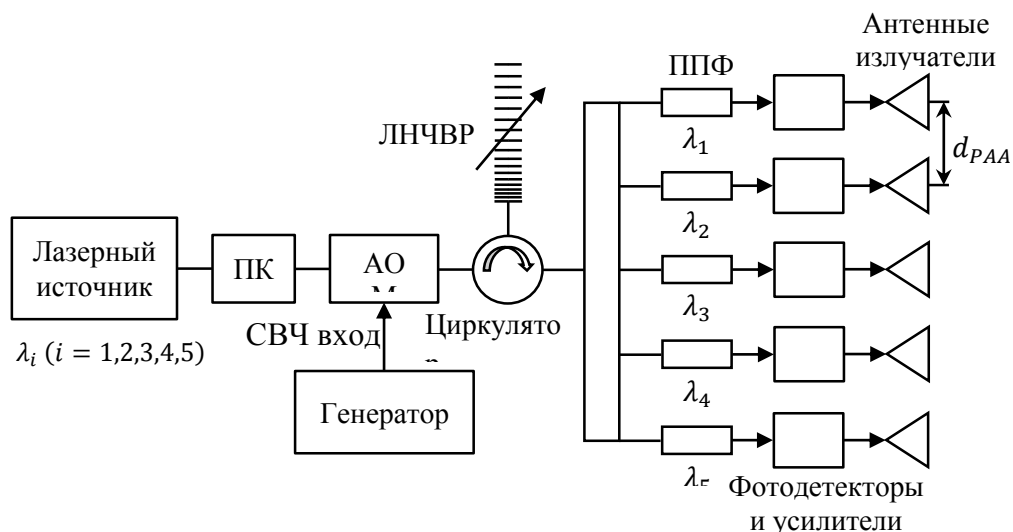


Рис. 1. Диаграммообразующая схема ФАР СВЧ диапазона из пяти элементов временных линий задержек на основе ЛНЧВР.

после модулятора, чтобы компенсировать вносимые потери, и  $N$  предварительных СВЧ усилителей, размещаемых после фотодетекторов, чтобы усилить детектируемый СВЧ сигнал.

Для многих практических применений лазеров важная задача — получение одночастотного режима генерации. Одночастотные лазеры используют в волоконно-оптических линиях связи со спектральным уплотнением каналов, спектроскопии высокого разрешения, оптических датчиках и других областях науки и техники. Еще одна важная особенность полупроводниковых лазеров, которая дополнительно расширяет круг их применения, состоит в возможности широкой перестройки длины волны в пределах всего спектрального диапазона усиления (20–40 нм).

На первых этапах создания полупроводниковых перестраиваемых лазеров использовались лазерные диоды (ЛД) с коротким резонатором (100–200 мкм). Учитывая, что межмодовый интервал для таких излучателей велик, разница в усилении соседних мод достигает значительной величины. В результате спектр излучения лазеров с коротким резонатором обычно имеет одну продольную моду. Перестройка длины волны этих лазеров осуществлялась изменением температуры и тока накачки. Недостатком таких лазеров являлось малое значение выходной мощности, большое омическое и тепловое сопротивление, которые приводят к нестабильности в работе.

Более широкое распространение получили лазеры с распределенной обратной связью (РОС). Данный класс лазеров имеет одночастотный режим работы и достаточно большую оптическую мощность излучения в широком диапазоне температур [1]. Однако для перестройки длины волны

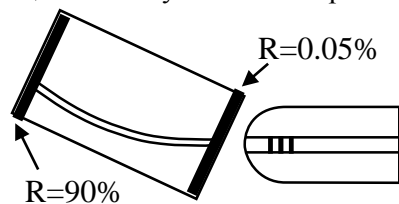


Рис. 2. Конструкция лазерного диода с искривленным активным каналом, решетка спереди.

излучения в широком диапазоне чаще всего применяются лазеры с внешним резонатором, в качестве которого используется дифракционная решетка.

Одним из основных условий при создании стабильного одночастотного режима ЛД с волоконно-брэгговской решёткой является исключение собственных мод Фабри–Перо. С этой целью используется конструкция ЛД с искривленным активным каналом и с просветленным передним зеркалом. Волоконно-брэгговская решётка расположена у передней грани (рис. 2).

Длина волны генерации лазера с брэгговской решёткой определяется из соотношения

$$2\Lambda n_{eff} = m\lambda_B \quad (1)$$

где  $\Lambda$  – период решетки,  $n_{eff}$  – эффективный показатель преломления,  $m$  – порядок волновой моды,  $\lambda_B$  – длина волны лазера.

На практике одночастотный режим генерации удается получать в пределах длины этого диапазона, отсчитанной на уровне половинной мощности. При стыковке ЛД с одиночной брэгговской решеткой, генерация начинается на длине волны отражения решетки. Требуемый одночастотный режим и перестройка длины волны можно обеспечить с помощью одиночных (дискретных), двойных (последовательно формируемых) и четверных брэгговских решеток с различным периодом, сформированных на одном участке световода [2].

Одним из основных элементов в предложенной конструкции является акустооптический модулятор, работающий в режиме дифракции Брэгга. Явление дифракции света можно объяснить следующим образом. Ультразвуковая волна, распространяясь в твердом теле или жидкости, создает локальные сжатия и разрежения среды. Вследствие эффекта фотоупругости из-за механических напряжений возникают изменения диэлектрической проницаемости, а следовательно, изменения показателя преломления среды. Таким образом, в среде образуются периодические слои с отличающимся показателем преломления. Эти слои движутся со скоростью звука и следуют друг за другом на расстоянии половины длины звуковой волны. При прохождении света через такую слоистую структуру возникает дифракция.

Различают два вида (режима) дифракции, отличающиеся разными дифракционными спектрами: Рамана – Ната и Брэгга. Дифракция Рамана – Ната наблюдается на низких звуковых частотах и при не слишком большой длине взаимодействия (глубине акустического поля). При нормальном падении света, т. е. параллельно волновому фронту звуковой волны, дифракционный спектр Рамана – Ната представляет расположенные симметрично по обе стороны от прошедшего пучка равноотстоящие друг от друга дифракционные максимумы.

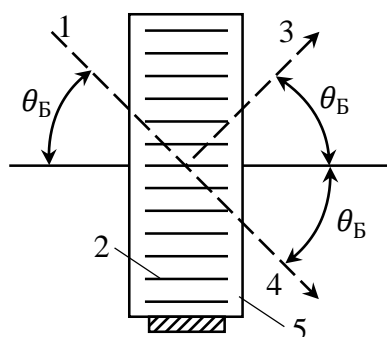


Рис. 3. Ход лучей при дифракции Брэгга: 1-падающий свет, 2-звуковая волна, 3-дифрагированный свет, 4-прошедший свет, 5 – кристалл.

$\Lambda$  – длина акустической волны.

Угол  $\theta_B$ , определяемый выражением (2), называется углом Брэгга. Дифракция Брэгга имеет место на высоких частотах при большой длине взаимодействия света с акустической волной.

### Расчетные соотношения

Для системы ЛВЗ, показанный на рис. 1, угол соответствующий основному лучу ФАР  $\theta_0$  может представлен в виде:

$$\sin\theta_0 = \frac{c \cdot \Delta t_d}{d_{PAA}} \quad (3)$$

где  $d_{PAA}$  – расстояние между элементами ФАР;  
 $c$  – скорость света в свободном пространстве;  
 $\Delta t_d$  – различие времени задержки соседних каналов.

Приведенные выражения показывают, что направление пучка определяется различием во времени задержек  $\Delta t_d$  и не зависит от частоты СВЧ колебания. Поэтому линии задержки ЛНЧВР являются оптимальным устройством для формирования временной задержки и наиболее подходит для широкополосных применений.

Для данной системы различия временных задержек определяются темпом настройки чирпа (пространственное положение отражающего слоя решетки) в чирпированной решетке и длиной волн оптических несущих. Эта величина может быть выражена следующим образом:

$$\Delta t_d = k_{\text{чирп}} \cdot \Delta \lambda \quad (4)$$

где  $k_{\text{чирп}}$  – коэффициент (темп) изменения чирпа ЛНЧВР.

В предложенной схеме, представленной на рис. 1, пространственное смещение по длине волны оптической несущей фиксируется ( $\Delta \lambda = \text{const}$ ), в то время как чирп решетки настраивается непрерывно. Различия временных задержек и направление пучка ФАР линейно связаны с темпом настройки чирпа ЛНЧВР.

Был предложен ряд технологий изготовления подходящих чирпированных волоконных решеток. Хотя другие технологии также могут использоваться, чтобы продемонстрировать работу систем ЛВЗ, в данной работе предлагается использовать единственную линию задержки на основе ЛНЧВР. Эта технология допускает непрерывный динамический контроль спектральной ширины  $\Delta \lambda_{\text{сш}}$  неоднородной ВБР в том случае, когда центральная длина волны не сдвигается. На рис. 4 показана схема конструкции установки по настройке чирпа. Неоднородная ВБР монтируется на поверхности с одной стороны поддерживаемого пучка. Средняя точка решетки соответствует точке  $O$  в центре поперечного сечения. Пучок изгибается под действием нагрузки, приложенной в точке  $O$ . В этом случае спектральная ширина чирпированной решетки  $\Delta \lambda_{\text{сш}}$  может определяться следующим выражением [3]:

$$\Delta \lambda_{\text{сш}} = kh \quad (5)$$

где  $k$  – постоянная, определяемая параметрами пучка и ЛНЧВР,

$h$  – отклонение пучка.

Используя выражения (4) и (5) можно показать, что различия во времени задержки выражается как:

$$\Delta t_d = \frac{\tau \cdot \Delta \lambda}{k} \cdot \frac{1}{h} \quad (6)$$

где  $\tau$  – полное время задержки волоконной решетки, которое постоянно и определяется длиной решетки. Как следует из (6), различие временных задержек пропорционально параметру  $1/h$ . Поэтому направление основного луча ФАР определяется отклонением пучка с ЛНЧВР.

В предлагаемой схеме могут применяться полупроводниковые лазеры с мощностью не более 3 мВт и шириной полосы на уровне половины максимума, составляющей 0.015 – 0.020 нм. Пространственное разрешение по длинам волн лазеров принято равным  $\Delta \lambda = 0.3$  нм, при центральной длине волны  $\lambda_0 = 1553.0$  нм. Как показывают результаты работы [4], чирпированная решетка изготавливается на основе одномодового фоточувствительного волокна с использованием неоднородной ВБР. В структурной схеме приняты следующие параметры решетки: длина 30 мм, при центральной длине волны  $\lambda_0 = 1553.0$  нм, ширина полосы 0.23 нм и отражательная способность в максимуме более чем 99%. ЛНЧВР поверхностно монтируется на пучок, используя клей с хорошими механическими свойствами. Задерживаемый по времени свет расщепляется на 5 каналов посредством разветвителя 1x5 и затем фильтруется полосно-пропускающими фильтрами в каждом канале. Каждый полосно-пропускающий фильтр состоит из оптического циркулятора и высокоотражающего ВБР. В практических системах другие полосно-пропускающие фильтры также могут быть использованы. Отраженный спектр ЛНЧВР может быть измерен с использованием оптического спектрального анализатора когда решетка изгибается. Во время настройки чирпа центральная длина волны ЛНЧВР должна поддерживаться постоянной, при длине волны  $\lambda_0 = 1553.0$  нм. Рисунок 5 (а) показывает спектральную ширину решетки как функцию отклонения пучка. Как показано на рис. 1 свет от многоволнового лазерного источника модулируется внешним СВЧ сигналом с частотой 2 ГГц. Модулируемый свет входит в ЛНЧВР от короткого конца волновода и отражается различными слоями ЛНЧВР при различных длинах волн. Отраженный свет снова расщепляется на пять каналов и

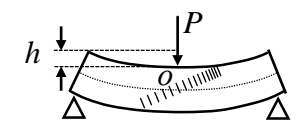


Рис. 4. Схема конструкции установки по настройке чирпа.

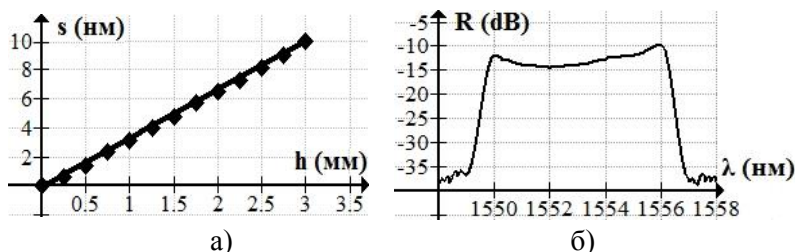


Рис. 5. а) Спектральная ширина решетки, б) Отражательная способность решетки.

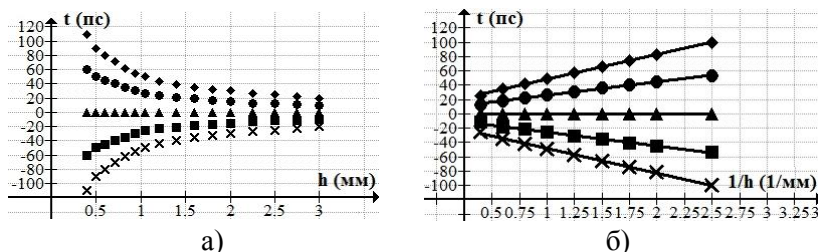


Рис. 6. а) Относительное изменение задержек, б) Кривые временных задержек как функция параметра  $1/h$ .

фотодетекторов, которые могут быть скомпенсированы в антеннах путем применения техники электронного выравнивания. Электронное выравнивание и усиление широко используется в системах ФАР, чтобы не усложнять построение системы. На рис. 6 (а) показано относительное изменение задержек для различных волн как функция отклонения пучка. Рис. 6 (б) отражает расчетные значения кривых различия временных задержек в зависимости от параметра  $1/h$ . Результаты данных расчетов показывают, что углы наклона кривых составляют  $-46.4$  пс·мм,  $-24.3$  пс·мм,  $0$  пс·мм,  $24.0$  пс·мм,  $47.1$  пс·мм. Для обеспечения непрерывного формирования пучка необходимо точное разрешение при настройке ЛНЧВР. Как показывают результаты работы [4], минимальный шаг временной задержки может составлять менее 2 пс.

Доступное максимальное число антенных элементов определяется пространственной шириной длин волн многоволнового лазера и спектральной шириной ЛНЧВР. Предлагаемое устройство из пяти элементов ЛВЗ может быть использовано для формирования пучка ФАР на СВЧ частотах до 10 ГГц. При частотах свыше 10 ГГц отрицательное влияние на работу схемы оказывает хроматическая дисперсия ЛНЧВР.

### Заключение

В данной статье представлена новая пятиэлементная система временных задержек, которая использует акустооптический модулятор и единственную линию задержки на основе chirpированной линейной брэгговской решетки. Система является простой и не требует никакого усложнения при настройке системы. К тому же, синхронный контроль настраиваемых лазеров также как и настройка полосно-пропускающих фильтров не требуется. Различное время задержек получается простой настройкой ЛНЧВР. Результаты показали, что временные задержки были обратно пропорциональны отклонению пучка. Предлагаемая система может быть использована для широкополосного непрерывного формирования пучка ФАР на СВЧ частотах до 10 ГГц.

### ЛИТЕРАТУРА:

1. Duraev V. P., Melnikov A. V. — Spectrochimica Acta, part A, 1996, v. 52, p. 877–879.
2. Дураев В.П., Медведев С.В. «Перестраиваемые одночастотные полупроводниковые лазеры» // Физика и техника полупроводников, 2014, том 48, вып. 1.
3. Y. Liu, J. Yao, X. Dong, and J. Yang, Tunable chirping of a fiber Bragg grating without center wavelength shift using a simply supported beam, in *Opt. Eng.*, vol. 41, pp. 740–741, Apr. 2002. OEL 010048.
4. Fei Zeng, Jianping Yao, Ultrawideband Impulse Radio Signal Generation Using a High-Speed Electrooptic Phase Modulator and a Fiber-Bragg-Grating-Based Frequency Discriminator, *IEEE Photonic Technology Letters*, vol. 18, №19, October 2006.
5. Chao Wang and Jianping Yao, Fiber Bragg gratings for microwave photonics subsystems, *Optic Express*, vol. 21, №19, September 2013.

## ОБ ОСОБЕННОСТЯХ МАЛОМОЩНОГО РЕЖИМА ГЕНЕРАЦИИ В ОРОТРОНЕ С ДВУХРЯДНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ КОРОТКОВОЛНОВОЙ ЧАСТИ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

*Е.А. Мясин<sup>1</sup>, В.В. Евдокимов<sup>1</sup>, А.Ю. Ильин<sup>1</sup>*

*Фрязинский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова Российской академии наук, 141190 г.Фрязино, Московская обл., пл. Введенского д.1. Тел. +7(496)565-26-85, факс +7(495)702-95-72 E-mail: [eam168@ms.ire.rssi.ru](mailto:eam168@ms.ire.rssi.ru)*

*Впервые в оротроне с двухрядной периодической структурой (ДРПС) коротковолновой части миллиметрового диапазона экспериментально обнаружен и исследован никогда ранее не наблюдавшийся режим генерации, при котором с ростом рабочего тока генерируемая высокочастотная мощность не увеличивается, а при некотором его значении обращается в ноль, т. е. генерация прекращается. Возможность существования такого режима генерации показана теоретически в нашей работе, представленной на этой конференции.*

На основе приближённой аналитической теории [1] была проведена оптимизация электронно - волнового взаимодействия в оротроне с «короткой» (5 радиусов каустики) двухрядной периодической структурой (ДРПС) и ОР со сферическим фокусирующим зеркалом для  $\lambda = 1.3$  мм. Проведен расчёт геометрических и энергетических характеристик прибора с ДРПС, имеющей период 0,29 мм. Выявлены основные закономерности влияния различных параметров на эффективность взаимодействия электронного потока с ВЧ полем ДРПС. Показано, что при определённых условиях оротрон с ДРПС может генерировать на длине волны 1,3 мм мощность, выводимую в нагрузку, в десятки Ватт. Однако может оказаться, что эти условия реализовать не представляется возможным и тогда мощность, выводимая в нагрузку, будет существенно меньше (порядка единиц Ватта или даже меньше) [2].

На основе проведенного теоретического рассмотрения была разработана и создана электродинамическая система оротрона с короткой (20.6мм) ДРПС и с полусферическим открытым резонатором (ОР) при радиусе кривизны сферы 170мм. ДРПС имела период  $l = 0.29$  мм, высоту рядов по 0.24мм, переменную высоту пролётного канала  $2H = 0.1$  мм и 0.15мм. Отметим, что отношение периода к высоте пролётного канала  $l/2H$  для высоты пролётного канала 0.1мм чуть меньше 3 и близко к значению, являющемуся границей, ниже которой уже нельзя пренебрегать неоднородностью поля по высоте пролётного канала [3]. Для высоты пролётного канала 0.15мм это отношение уже чуть меньше 2 и по этой причине эффективность электронно-волнового взаимодействия должна существенно уменьшиться. В этом случае возможность наблюдения «странного» режима, предсказанного теоретически [3] и характеризующегося срывом генерации при увеличении рабочего тока, оказывается весьма высокой.

Оротрон с ДРПС обладает очень широким диапазоном перестройки. Поэтому генерация возникает на более низких частотах, чем на расчётной частоте, при более низком напряжении. Отметим также, что в приборе возможно изменение связи ОР с нагрузкой за счёт смещения фокусирующего зеркала вдоль движения электронного потока относительно плоского зеркала, в котором расположен вывод энергии [4]. Изменяя положение фокусирующего зеркала можно



оптимизировать связь ОР с нагрузкой и, следовательно, выходную мощность для определённого диапазона частот.

Первоначально были проведены эксперименты по исследованию диапазона перестройки оротрона с пролётным каналом 0.15мм при слабой связи ОР с нагрузкой. При этом электронный поток формировался диодной электронной пушкой с высотой катода 0.1мм и анода 0.1мм, обеспечивая заполнение канала в 0.67. Эти измерения представлены на Рис.1.

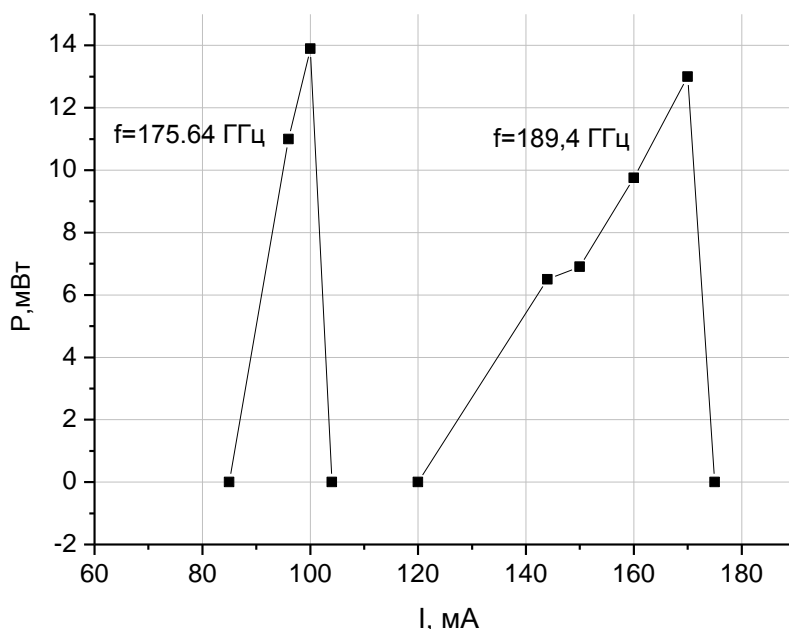


Рис.1. Зависимость выходной мощности от тока пучка при слабой связи ОР с нагрузкой

Как видно на Рис. 1, мощность генерации на каждой частоте при неизменном напряжении при увеличении рабочего тока сначала возрастает, а затем при достижении некоторого значения тока падает до 0. Такая картина наблюдается на всех частотах генерации в полном соответствии с предсказанием теории.

Затем были проведены аналогичные эксперименты при сильной связи ОР с нагрузкой. Результаты измерений представлены на Рис.2 сплошными линиями. На этом же рисунке пунктирными линиями представлены результаты измерений для оротрона с пролётным каналом 0.1мм при той же связи ОР с нагрузкой.

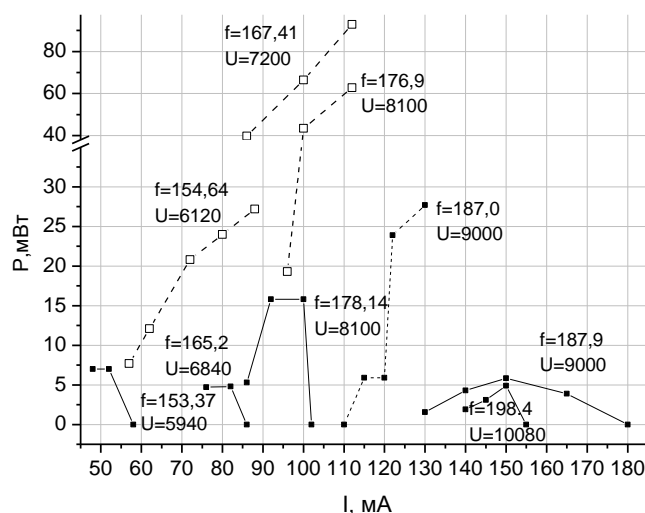


Рис.2. Частота (f) - ГГц, Напряжение (U) - Вольты

Как видно на Рис.2, в случае высоты пролётного канала 0.15мм зависимость мощности генерации от тока такая же, как на Рис.1, а в случае высоты пролётного канала 0.1мм, когда эффективность электронно-волнового взаимодействия высокая (работает вся толщина электронного потока) генерируемая мощность с ростом рабочего тока только возрастает.

Отметим в заключение, что в силу недостаточной величины фокусирующего магнитного поля в нашем приборе получить генерацию на частоте 230ГГц не удалось, так как невозможно было провести на коллектор ток достаточной величины при соответствующем высоком напряжении.

Таким образом, в результате исследования маломощного режима генерации обнаружен «странный» режим, никогда ранее не наблюдавшийся в эксперименте. Обнаружение этого режима показывает, что его можно избежать, увеличивая эффективность электронно – волнового взаимодействия, например, за счёт уменьшения высоты пролётного канала и увеличения отношения  $l/2H$  до 3. Однако, при уменьшении периода ПС в оротронах субмиллиметрового диапазона этот способ реализовать не представляется возможным вследствие возникающих технологических трудностей и необходимо находить другие пути решения проблемы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Myasin Ye.A., Tseitlin M.B., Nutovich L. M. Analysis of the electron-wave interaction in the orotron on the basis of the approximate analytic nonlinear theory.// IEEE Transactions on ED, 1990. V.37. №12. P. 2634.
2. Мясин Е.А. Оптимизация оротрона с двухрядной периодической структурой на длину волны 1.3 мм на основе приближённой аналитической теории. // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59. № 8. С.770.
3. Мясин Е.А., Андреев Ю.В. О возможном режиме генерации в оротроне с двухрядной периодической структурой терагерцового диапазона. Труды II Всероссийской Микроволновой конференции (26-28 ноября 2014 г.) г. Москва
4. Мясин Е.А., Белявский Б.А., Соловьёв А.Н.// Патент 2274922 (РФ) Оротрон. Оpubл. Б.И. 2006. № 11.



## Оротрон с двухрядной периодической структурой диапазона 150 ... 400 ГГц

**Е.А. Мясин<sup>1</sup>, В.В. Евдокимов<sup>1</sup>, А.Ю. Ильин<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Российская Федерация, 141190 г. Фрязино, Московской обл., пл. Введенского, 1.

E-mail: [eam168@ms.ire.rssi.ru](mailto:eam168@ms.ire.rssi.ru)

*Проведено экспериментальное исследование возможности продвижения высокочастотной границы перестройки в оротроне с двухрядной периодической структурой (ДРПС), выполненной с помощью электроискровой технологии, как можно дальше в субмиллиметровый диапазон. Показано, что реализовать такую возможность можно только при условии одновременного увеличения рабочего тока и использования сложных многофокусных фокусирующих зеркал. Приведены экспериментальные результаты по исследованию перестройки частоты генерации оротрона с ДРПС с периодом 0.182мм в диапазоне от 150ГГц до 400ГГц ( $\lambda = 0.75\text{мм}$ ).*

Цель нашей работы – исследование возможности создания оротрона с двухрядной периодической структурой (ДРПС) в субмиллиметровом диапазоне волн.

Результаты, о которых будет доложено здесь, были получены на вновь созданной установке. Эксперименты проводились при непрерывной откачке. На этой установке можно оперативно изменять геометрию электродинамической системы оротрона, его электронно – оптическую систему и, как следствие, получить целый ряд результатов, позволяющих сделать выводы об условиях, выполнение которых необходимо для создания оротрона с ДРПС в субмиллиметровом диапазоне длин волн.

Во – первых, это выполнение, по возможности, условия эффективного электронно-волнового взаимодействия в оротроне с ДРПС, которые обеспечили достижение впервые в мире результатов, представленных в работе [1]. Для этого, в оротроне с ДРПС и полусферическим открытым резонатором (ОР) необходимо обеспечить величину отношения периода  $l$  к высоте  $2H$  пролётного канала  $l/2H \geq 3$ , а ширину катода  $2C \cong r_k$  – радиусу каустики рабочего вида колебания  $TEM_{00q}$  на плоском зеркале ОР [2]. Выполнение приведенных условий обеспечивает исключение из рассмотрения неоднородность высокочастотного (ВЧ) поля по высоте и ширине плоского электронного потока. В этом состоит основное преимущество ДРПС по сравнению с другими открытыми периодическими структурами оротрона, поскольку потенциально позволяет использовать «толстые» мощные электронные потоки, а, следовательно, получать большие величины ВЧ мощности. Однако из этих условий также следует, что площадь катода с уменьшением периода и радиуса каустики должны уменьшаться. Как следствие, при ограниченной эмиссионной способности эмиттера должен уменьшаться и достижимый рабочий ток, и, следовательно, достижимая ВЧ мощность. В этой связи уменьшать период можно до тех пор, пока есть возможность создать электронно - оптическую систему, обеспечивающую выполнение условия  $l/2H \geq 3$ . Если такая возможность отсутствует, как в нашем случае, то нужно увеличивать длину взаимодействия и использовать при этом широкие электронные потоки [3]. Что касается второго условия, то его можно существенно облегчить, если использовать сложные многофокусные фокусирующие зеркала, как это показано в работе [4]. В данной работе параметры прибора оптимизировались для достижения наибольшей верхней частоты границы перестройки (ВЧГП), а низкочастотная граница перестройки (НЧГП) при этом просто фиксировалась.

Параметры прибора были такими.

1) ДРПС: период 0.182мм, длина 33мм, ширина 11мм, высота  $b_1$  первого ряда от плоского зеркала – 0,18 мм, второго ряда -  $b_2 = 0.17$ мм, высота пролётного канала  $2H = 0.1$ мм, общая высота ДРПС  $b_0 = b_1 + 2H + b_2 = 0.45$ мм, отношение  $l/2H = 1.82$ .

2) В ОР использовалось плоское зеркало той же длины 33мм при ширине 11мм. Вывод ВЧ энергии осуществлялся через отверстие сечением  $1.2 \times 2.4$ мм<sup>2</sup> в плоском зеркале [5]. Это позволяет смещением фокусирующего зеркала вдоль оси ДРПС изменять связь ОР с нагрузкой.

3) Фокусирующее зеркало в ОР должно было обеспечивать оптимальное распределение ВЧ поля по длине пространства взаимодействия и при этом ещё и оптимальную связь с нагрузкой. Поэтому использовался однофокусный (обычный) сфероцилиндр с длиной цилиндрической части 21мм и образующей цилиндра, направленной вдоль оси ДРПС, с радиусом кривизны цилиндра и сферы  $R_{ц} = R_{сф} = 65$ мм и поперечной апертурой  $A = 14$ мм; Расстояние  $H_{ОР}$  между зеркалами могло изменяться от 11.5мм до 9мм.

Для формирования плоского электронного потока использовалась диодная электронная пушка, погружённая в фокусирующее магнитное поле (7кГс), создаваемое электромагнитом. Расстояние катод- анод было либо  $d_{к-а} = 2$ мм, либо  $d_{к-а} = 3$ мм. Щель в аноде имела высоту 0.1мм и ширину 10мм. Металлопористый катод имел ширину  $2C = 5.3$ мм и высоту  $h = 0.98$ мм. К сожалению, катоды с меньшей высотой изготовить не удалось. Поэтому прохождение на коллектор составляло около 60%, что и определяло достижимый максимальный ток на высокочастотной границе перестройки.

Результат исследования комбинированной перестройки частоты в этом приборе при  $d_{к-а} = 3$ мм представлен на Рис.1.

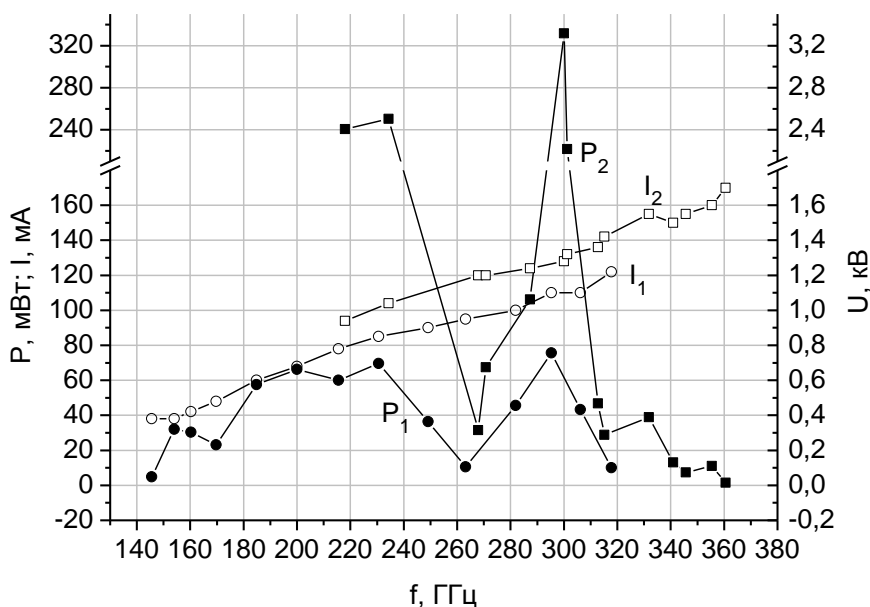


Рис.1

Как видно на Рис.1, в первый день работы катод при малом накале обеспечивает ток ( $I_1$ ), не достаточный для возбуждения генерации на частотах выше 320ГГц ( $P_1$ ). При увеличении тока до 170мА ( $I_2$ ) удалось получить генерацию на частоте 360 ГГц ( $P_2$ ), однако генерируемая

мощность мала. Это связано, прежде всего, с большой неоднородностью ВЧ поля по ширине электронного потока. Действительно, для длины волны  $\lambda = 0.833\text{мм}$  радиус каустики на плоском зеркале при расстоянии  $H = 10\text{мм}$  между зеркалами ОР равен  $r_k = 2.495\text{мм}$ , и при этом отношение ширины электронного потока к этому радиусу  $5.3/2.495 = 2.12$ . Это приводит к существенному увеличению пускового тока генерации из-за неоднородности ВЧ поля по ширине электронного потока. Очевидно, что для более коротких длин волн это отношение будет ещё больше.

Устранение этой причины за счёт соответствующего выбора фокусирующего зеркала [6,7] и изменения параметров ДРПС позволило продвинуть (ВЧГП) к **400ГГц** ( $\lambda = 0.75\text{мм}$ ).

Эти изменения параметров прибора были такими (изменения выделены жирным шрифтом).

1) ДРПС: период  $0.182\text{мм}$ , длина  $33\text{мм}$ , **ширина 13мм**, высота  $b_1$  первого ряда от плоского зеркала – **0,16 мм**, второго ряда -  $b_2 = 0.15\text{мм}$ , высота пролётного канала  $2H = 0.1\text{мм}$ , общая высота ДРПС  $b_0 = b_1 + 2H + b_2 = 0.41\text{мм}$ , отношение  $l/2H = 1.82$ .

2) В ОР использовалось плоское зеркало той же длины  $33\text{мм}$  при **ширине 13мм**. Вывод ВЧ энергии осуществлялся через отверстие сечением  **$0.8 \times 2.4\text{мм}^2$**  также в плоском зеркале [5].

3) Фокусирующее зеркало в ОР должно было обеспечивать оптимальное распределение ВЧ поля не только по длине, но и по ширине пространства взаимодействия, т.е. должно было уменьшить отношение ширины катода к радиусу каустики. При этом оно должно было обеспечить ещё и оптимальную связь с нагрузкой. Поэтому использовался «**сдвоенный**» **сфероцилиндр с образующими цилиндров, направленными вдоль оси ДРПС, с той же длиной каждого, но с  $R_{\text{ц}} = R_{\text{сф}} = 32\text{мм}$ , расстоянием между фокальными осями 3мм и поперечной апертурой  $A = 18\text{мм}$**  [7]. Расстояние  $H_{\text{ор}}$  между зеркалами могло изменяться от 10 до 7.5мм.

Результаты измерения диапазона комбинированной перестройки прибора по частоте приведены на Рис.2.

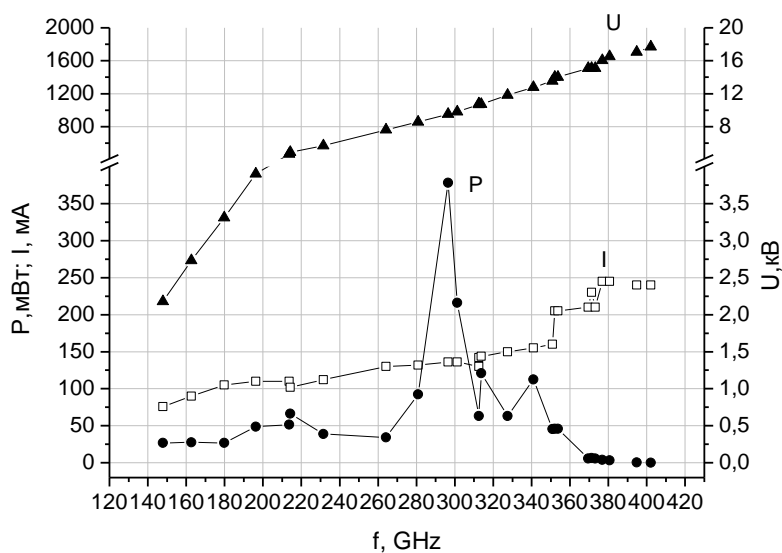


Рис. 2

Следует отметить, что последняя частота, измеренная с помощью интерферометра, - точка 370 ГГц на этом Рис.2. Значения частот выше этой точки нанесены в результате расчёта, исходя из величины рабочего напряжения, при котором наблюдалась генерация, так как интерферометр пришлось изъять из схемы регистрации, чтобы уменьшить ослабление сигнала. При этом считалось, что параметр несинхронности максимален и равен 0.083.

**Таким образом, впервые** в оротроне с ДРПС получена генерация на частотах **380 ГГц** ( $\lambda = 0.7895\text{мм}$ ) - **402 ГГц** ( $\lambda = 0.746\text{мм}$ ), а в диапазоне **310 ГГц – 350 ГГц** получена генерация с выходной мощностью от **50 мВт до 100 мВт**.

Работа выполнена при частичной поддержке Программы ОФН РАН «Современные проблемы радиофизики».

## ЛИТЕРАТУРА

1. Myasin Ye.A., Tseytlyn M.B., Belyavsky B.A et al. Study of centimeter and millimeter wave range powerful orotron's efficient regimes at the IRE of the Academy of sciences of the USSR.// Proc. 2nd Int. Conf. on Millimeter Wave and Far Infrared Technology. Editor M. Tucker. August 17-21, 1992. Beijing, China. P.94.
2. Белявский Б.А, Цейтлин М.Б. Влияние пространственного заряда на расслоение электронного потока в оротроне. //Радиотехника и электроника, 1982, Т.27, №4. С.787
3. Мясин Е.А., Соловьёв А.Н. Оротрон с ДПС при длине волны 1 мм с широким электронным потоком.//Труды 21-й Международной Крымской конференции «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии». Т.1. С.304-305. Изд-во «Вебер», Севастополь, 2011
4. Мясин Е.А., Евдокимов В. В., Ильин А. Ю. Методы повышения генерируемой мощности в оротроне с двухрядной периодической структурой коротковолновой части миллиметрового диапазона волн.//Известия вузов, сер. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т.20. №3.С.81-93.
5. Мясин Е.А., Белявский Б.А., Соловьёв А.Н. Патент РФ № 2274922 от 12.08.04
6. Мясин Е.А, Евдокимов В.В., Ильин А.Ю., Соловьёв А.Н. Оротрон //Патент на полезную модель № 87830 (РФ). Оpubл. Б.И 2009, №29
7. Мясин Е.А. Оротрон //Патент РФ № 878829. Оpubл. Б.И 2009, №29

## Методы обработки сложных сигналов РЛС СВЧ – диапазона на основе оптического вейвлет – процессора

Медведский Ю.Н., Шарапов Г.А.  
ФГУП «ЦНИРТИ им. академика А.И.Берга»  
[lab4106@mail.ru](mailto:lab4106@mail.ru)

*В данной статье мы применяем вейвлет преобразователь вместе с акустооптическим модулятором (АОМ) для исследования нестационарных сигналов, неоднородных полей и временных рядов, и для решения многих задач в радиотехнике, и электронике. Был проведен анализ нестационарных ФКМ и АМ сигналов СВЧ – диапазона при условии наличия помехового сигнала. Показано, что возможно выделение сигнала при условии заданного уровня помехового сигнала, путем применения вейвлет - преобразования.*

### Введение

Данные исследования помогут более детально углубиться в реализацию решения проблемы одновременного приема и распознавания множества случайных сигналов в широкой мгновенной полосе частот при большом динамическом диапазоне входных сигналов.

В отличие от анализа сигналов посредством преобразования Фурье, дающего информацию о спектре мощности, вейвлет–преобразование обеспечивает перевод исследуемого одномерного сигнала в двухмерное пространство (время – частота), при этом частота и время рассматриваются как независимые переменные. В результате появляется возможность анализировать свойства сигнала в пространстве время–частота. Таким образом, вейвлет–преобразование позволяет проводить локальный спектральный анализ, в отличие от преобразования Фурье. Этот метод позволяет исследовать внутреннюю структуру неоднородного сигнала, т.е. осуществлять анализ нестационарных сигналов; обнаруживать кратковременные изменения сигнала. Вейвлет-преобразование можно рассматривать как корреляцию или свертку исследуемой функции (сигнала) с набором анализирующих вейвлетов (1), поэтому для вычисления вейвлет-преобразования в оптических системах используются различные схемы оптических корреляторов.[1]

Вейвлет-преобразование состоит в разложении сигнала по базису, сформированному из локализованной функции  $\psi(t)$  посредством изменения масштаба и переноса:

$$\psi_{\alpha,\beta}(t) = |\alpha|^{-1/2} \cdot \psi[(t - \beta)/\alpha]. \quad (1)$$

Интегральное вейвлет-преобразование функции  $f(t)$  записывается в виде

$$\begin{aligned} [W_{\psi}f](\alpha, \beta) &= |\alpha|^{-1/2} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \cdot \psi^*[(t - \beta)/\alpha] dt \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \cdot \psi_{\alpha,\beta}^*(t) dt, \end{aligned} \quad (2)$$

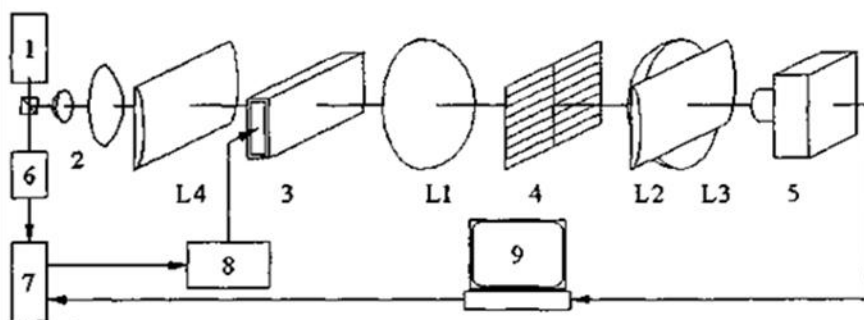


где звездочкой отмечено комплексное сопряжение.

### Выбор структурной схемы

В современных системах связи и радиолокации широко применяются сложные сигналы, в том числе шумоподобные. Среди шумоподобных сигналов достаточно распространены фазоманипулированные сигналы, в которых несущая частота промодулирована по фазе в соответствии с двоичной псевдослучайной последовательностью. Одной из задач, возникающих при анализе таких сигналов, является создание устройств, способных выделять скачки фазы исследуемого сигнала в реальном времени.

В настоящей работе проводились исследования, направленные на определение возможностей вейвлет - преобразования, перспективных областей применения оптических вейвлет - процессоров, а также отработка концепции построения оптических вейвлет - процессоров. В ранних экспериментах по выявлению скачка фазы в фазоманипулированном сигнале использовались вейвлет - преобразования. Для этого использовался многоканальный оптический коррелятор с пространственным интегрированием (рис. 1).



1-импульсный лазер; 2- формирователь оптического пучка;  
3- акустооптический модулятор; L4- фокусирующая линза; L1-сферическая линза; 4- вейвлет-фильтр; L2, L3-система линз, выполняющая преобразование Фурье вдоль горизонтальной оси и отображение вдоль вертикальной; 5-телевизионная ПЗС-камера; 6-фотоприемник; 7-устройство синхронизации; 8-источник сигнала; 9-компьютер.

Рис. 1. Структурная схема построения акустооптоэлектронных приемных устройств

Наибольший интерес представляет обработка сигналов в реальном времени. Для ввода информации использован акустооптический модулятор на необате лития или молибдате свинца. Пучок света после расширителя фокусируется на акустооптическом модуляторе цилиндрической линзы L4; линза L1 заменена на сферическую для компенсации расходимости пучка в вертикальной плоскости, вызванного введением линзы L4. Кроме того, поскольку для регистрации вейвлет-преобразования сигнала в реальном времени требуются быстродействующие устройства регистрации, в схеме использованы импульсный лазер ( $\lambda = 0.531 \mu\text{m}$ ) и

устройство синхронизации лазера и источника сигнала, управляемое компьютером. Устройство синхронизации обеспечивает формирование заданной задержки между началом сигнала и импульсом лазера, что позволит регистрировать результаты при помощи той же ПЗС-камеры.

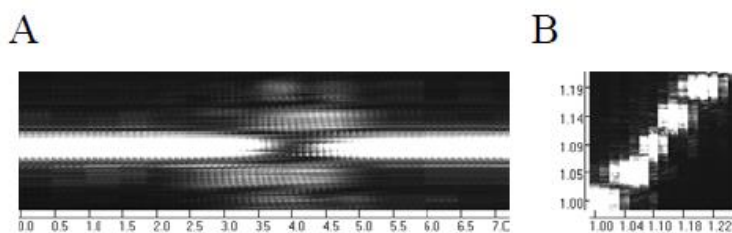


Рис. 2А Вейвлет–преобразования сигналов на основании расчетов  
 А – для сигнала, содержащего скачок фазы;  
 В – для сигнала с медленно изменяющейся частотой.

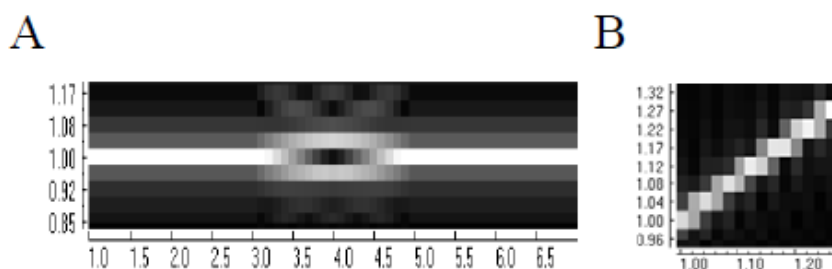


Рис. 2В Вейвлет–преобразования сигналов, полученные в результате математического моделирования:  
 А – для сигнала, содержащего скачок фазы;  
 В – для сигнала с медленно изменяющейся частотой.

Используемый сигнал представляет собой последовательность двух радиоимпульсов с несущей частотой 150-200 МГц длительностью  $3.3 \mu\text{s}$ , фазы которых отличаются на  $\pi$ . В расчетах приводилось распределение светового поля в выходной плоскости системы в зависимости от задержки между началом сигнала и импульсом лазера. Помимо того, проведены расчеты при одновременном воздействии на входе импульсного фазоманипулированного и непрерывного гармонического сигналов.

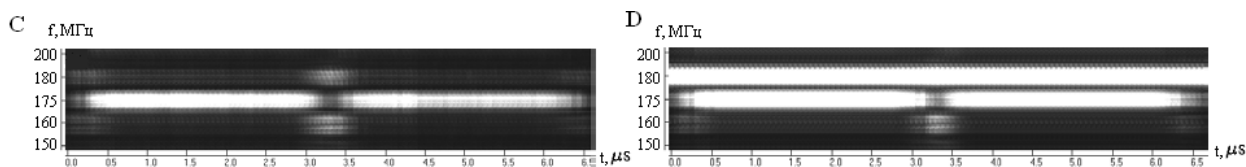


Рис.3 Вейвлет–преобразование фазоманипулированного сигнала, полученное в ходе эксперимента: С – без помехи; D – в присутствии гармонической помехи.

Результаты расчетов представлены на рис. 3, С и D в виде время частотных распределений фазоманипулированного сигнала без помехи и с гармонической помехой соответственно. Из рис. 3, D видно, что регистрация скачка фазы возможна даже при наличии близкой по частоте интенсивной гармонической помехи.

### Заключение

Таким образом, в настоящей работе рассмотрены возможности применения оптического вейвлет - процессора для анализа структуры шумоподобных сигналов; впервые предложена схема оптического вейвлет - процессора, с использованием акустооптического модулятора с исследуемым СВЧ сигналом в диапазоне 150-200 МГц. На основании выполненных расчетов можно сделать заключение о перспективности применения оптических вейвлет-процессоров для обработки сложных сигналов в реальном времени. Применение различных базисных вейвлетов позволит дополнительно расширить возможности вейвлет-процессора.

### Список литературы

1. Астафьева Н.М. // УФН. 1996. Т. 166. № 11.
2. Е.Т.Аксенов, М.Г.Высоцкий, В.П.Каасик, С.А. Рогов Быстродействующий акустооптоэлектронный спектроанализатор широкополосных радиосигналов. С.-Петербург, РАН.,Автометрия № 1, 2000.
3. Е.Т.Аксенов «Интегральная оптика для систем обработки информации» СПб,Изд. Политехн. ун-та, 2005. – 82 с.

## МЕТОДЫ ПРИБЛИЖЕННОГО ВЫЧИСЛЕНИЯ ФУНКЦИИ МАЛЮЖИНЦА В ЗАДАЧЕ ДИФРАКЦИИ НА ИМПЕДАНСНОМ КЛИНЕ

*Ахияров В.В.*

*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана*

[vakhiyarov@gmail.com](mailto:vakhiyarov@gmail.com)

*В работе рассматриваются приближенные методы вычисления функции Малюжинца, которая используется при расчете коэффициента дифракции в задаче рассеяния на импедансном клине. Представлены две аппроксимации данной функции и выполнена оценка относительных погрешностей, возникающих при их использовании. Показано, что одна из представленных аппроксимаций позволяет вычислять угловую зависимость коэффициента дифракции с относительной погрешностью не более  $10^{-2}$ .*

В задаче дифракции на клине требуется определить скалярное волновое поле  $u(r, \phi)$  в угловой области  $0 < r < \infty$ ,  $|\phi| \leq \Theta$  при падении на нее плоской волны под углом  $\phi_0$  (см. рис.1). На гранях клина  $\phi = \pm\Theta$  выполняются импедансные краевые условия:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \phi} \mp jk \sin \theta_{\pm} u = 0, \quad (1)$$

где знаки «+» и «-» соответствуют углам  $\phi = +\Theta$  и  $\phi = -\Theta$  (см. рис.1),  $\theta_{\pm}$  – комплексные постоянные.

Величина  $\theta_{\pm}$  удовлетворяет условию  $0 \leq \text{Re}(\theta_{\pm}) \leq \pi/2$  при произвольных значениях  $\text{Im}(\theta_{\pm})$  [1].

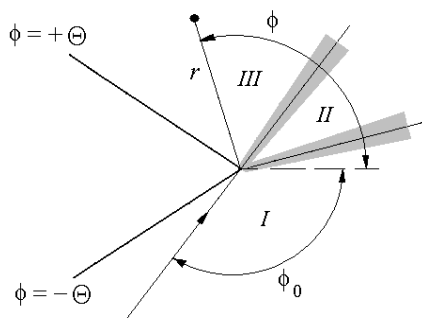


Рис.1. Падение плоской волны на клин:

I – область прямых и отраженных лучей, II – только прямых лучей, III – тень

Коэффициент дифракции в задаче бистатического рассеяния на импедансном клине определяется следующим образом [1]:

$$D(\phi_0, \phi) = \frac{\nu \cos(\nu \phi_0)}{\Psi(\phi_0)} \cdot \left[ \frac{\Psi(\phi - \pi)}{\sin \nu(\phi - \pi) - \sin(\nu \phi_0)} - \frac{\Psi(\phi + \pi)}{\sin \nu(\phi + \pi) - \sin(\nu \phi_0)} \right]. \quad (2)$$

В формуле (2) используются обозначения:  $\nu = \frac{\pi}{2\Theta}$ ,

$$\Psi(\alpha) = \psi_{\Theta}\left(\alpha + \Theta + \frac{\pi}{2} - \theta_+\right) \psi_{\Theta}\left(\alpha + \Theta - \frac{\pi}{2} + \theta_+\right) \psi_{\Theta}\left(\alpha - \Theta - \frac{\pi}{2} + \theta_-\right) \psi_{\Theta}\left(\alpha - \Theta + \frac{\pi}{2} - \theta_-\right). \quad (3)$$

где  $\psi_{\Theta}(z)$  – функция Малюжинца [1]:

$$\psi_{\Theta}(z) = e^{-\frac{1}{2} \int_0^{\infty} \frac{\cosh(zt) - 1}{t \cosh\left(\frac{\pi}{2}t\right) \sinh(2t\Theta)} dt}. \quad (4)$$

Как видно из формулы (3), аргумент функции Малюжинца  $\psi_{\Theta}(z)$  является комплексным, его мнимая часть определяется величиной  $\text{Im}(\theta_{\pm})$ . Параметр  $\Theta$  принадлежит интервалу от нуля до  $\pi$ . В данной работе ограничимся диапазоном  $\pi/2 < \Theta \leq \pi$ , что соответствует внутреннему углу при вершине клина от нуля (полуплоскость), до  $\pi$  (плоскость).

Следует отметить, что современные программы компьютерной математики (например – Maple) позволяют вычислять несобственные интегралы вида (4) и, следовательно, находить точные значения  $\psi_{\Theta}(z)$  при любых значениях аргумента. Однако, для решения прикладных задач, как правило, используются аппроксимации функции Малюжинца, допускающие быстрый расчет на персональных компьютерах. Наиболее перспективными с точки зрения соотношения между точностью расчетов и скоростью вычислений являются аппроксимации функций Малюжинца, предложенные в работах [2, 3]. Данные аппроксимации в плоскости комплексной переменной  $z$  справедливы на интервале  $0 < \text{Re}(z) < \pi/2$ , вне этого диапазона функция Малюжинца вычисляется с использованием соотношения:

$$\psi_{\Theta}\left(z + \frac{\pi}{2}\right) \psi_{\Theta}\left(z - \frac{\pi}{2}\right) = \psi_{\Theta}\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \cos\left(\frac{\pi z}{4\Theta}\right).$$

Представленная в работе [2] аппроксимация функции Малюжинца имеет вид:

$$\psi_{\Theta 1}(z) \approx e^{-\frac{1}{2}(u + jv)}, \quad (5)$$

где

$$u = 0,3 \sum_{n=1}^N \frac{\cosh[(0,3n - 0,15)x] \cos[(0,3n - 0,15)y] - 1}{(0,3n - 0,15) \cosh\left[\pi \frac{0,3n - 0,15}{2}\right] \sinh\left[2\Theta \frac{0,3n - 0,15}{2}\right]}, \quad (6.a)$$

$$v = 0,3 \sum_{n=1}^N \frac{\sinh[(0,3n - 0,15)x] \sin[(0,3n - 0,15)y] - 1}{(0,3n - 0,15) \cosh\left[\pi \frac{0,3n - 0,15}{2}\right] \sinh\left[2\Theta \frac{0,3n - 0,15}{2}\right]}. \quad (6.b)$$

В (6.a, б) использованы обозначения:  $x = \text{Re}(z)$ ,  $y = \text{Im}(z)$ , данные формулы представляют собой римановы суммы действительной и мнимой части интеграла в (4).

Отметим, что расчеты по формуле (5) с использованием (6.a, б) выполняются достаточно быстро, в [2] использовалось значение  $N = 5$ .

В работе [3] была предложена гораздо более простая аппроксимация функции  $\psi_{\Theta}(z)$ :

$$\psi_{\Theta 2}(z) \approx \cos \left( \frac{\frac{\pi}{2\Theta} z}{2 + \frac{\pi}{2\Theta}} \right)^{\frac{2 + \frac{\pi}{2\Theta}}{4}}. \quad (7)$$

Для того, чтобы оценить точность аппроксимации функции Малюжинца выражениями (5) и (7), вычислялись относительные погрешности:

$$\delta_1 = \left| 1 - \frac{\psi_{\Theta 1}(z)}{\psi_{\Theta}(z)} \right|, \quad \delta_2 = \left| 1 - \frac{\psi_{\Theta 2}(z)}{\psi_{\Theta}(z)} \right|,$$

где  $\psi_{\Theta}(z)$  - точные значения, полученные по формуле (4).

На рис.2 и рис.3 приведены результаты расчетов  $\delta_1$  для функции  $\psi_{\Theta 1}(z)$ , которая вычислялась по формуле (5) с использованием (6.а, б) при  $N = 5$  и  $\delta_2$  для аппроксимации  $\psi_{\Theta 2}(z)$  (см. формулу (7)). Функции  $\psi_{\Theta 1}(z)$  и  $\psi_{\Theta 2}(z)$  рассчитывались при изменении внешнего угла клина  $\Theta$  от  $\pi/2$  до  $\pi$ , и различных значениях  $\text{Im}(z)$ , действительная часть аргумента  $\text{Re}(z) = \pi/2$ . Как видно из представленных результатов, использование аппроксимации (7) может привести к относительной погрешности более 5%, а выражение (5) обеспечивает гораздо более высокую точность вычисления функции Малюжинца.

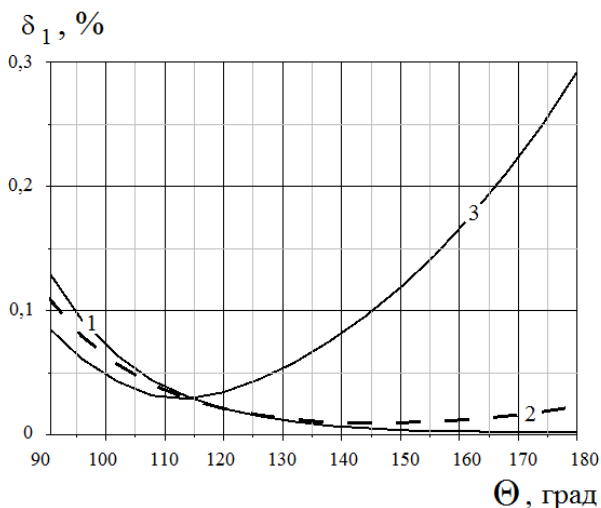


Рис.2. Погрешность аппроксимации функции  $\psi_{\Theta 1}(z)$  при различных значениях  $\text{Im}(z)$ :  
1 -  $\text{Im}(z) = 0$ , 2 -  $\text{Im}(z) = 5$ , 3 -  $\text{Im}(z) = 10$

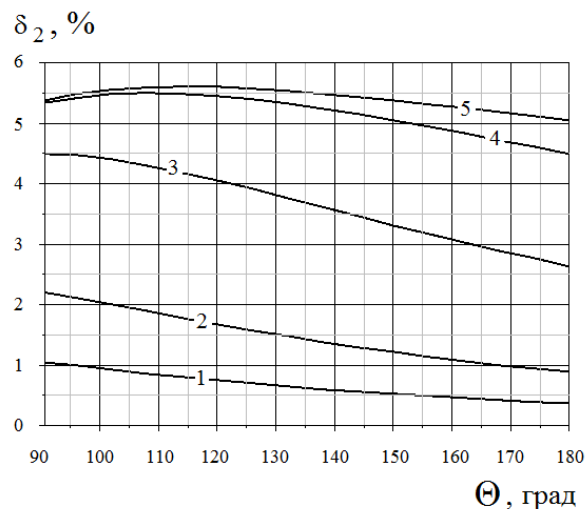


Рис.3. Погрешность аппроксимации функции  $\psi_{\Theta 2}(z)$  при различных значениях  $\text{Im}(z)$ :  
1 -  $\text{Im}(z) = 0$ , 2 -  $\text{Im}(z) = 2$ , 3 -  $\text{Im}(z) = 5$ ,  
4 -  $\text{Im}(z) = 10$ , 5 -  $\text{Im}(z) = +\infty$

При расчете коэффициента дифракции вычисляется функция  $\Psi(\alpha)$ , которая является произведением четырех функций Малюжинца при различных значениях аргумента (см. формулу (3)), поэтому важно оценить погрешность, которая возникает при вычислении коэффициента дифракции с использованием  $\psi_{\Theta 1}(z)$  и  $\psi_{\Theta 2}(z)$ .

На рис.4 представлены результаты расчетов  $D(\phi_0, \phi)$  в угловой области  $\phi < \Theta = 3\pi/4 = 135^\circ$  при  $\phi_0 = 30^\circ$  и  $\theta_{\pm} = 0,5 - 0,1i$  с использованием точных значений функций Малюжинца  $\psi_{\Theta}(z)$ , а также аппроксимаций  $\psi_{\Theta_1}(z)$  при  $N = 5$  и  $\psi_{\Theta_2}(z)$ . Представленные результаты свидетельствуют о том, что вблизи границ клина использование  $\psi_{\Theta_1}(z)$  и  $\psi_{\Theta_2}(z)$  дает существенную погрешность.

На рис.5 представлены результаты расчетов относительных погрешностей вычисления  $D(\phi_0, \phi)$  для выбранных исходных данных, полученные с использованием  $\psi_{\Theta_1}(z)$  и  $\psi_{\Theta_2}(z)$ . Видно, что функция  $\psi_{\Theta_1}(z)$  обеспечивает меньшую погрешность, при этом точность вычислений можно существенно повысить, если при расчете функции  $\psi_{\Theta_1}(z)$  использовать большее число членов ряда в формулах (6.а, б). В качестве примера на рис.6 представлены результаты расчетов относительных погрешностей вычисления  $D(\phi_0, \phi)$ , полученные для 10, 25 и 100 членов ряда. Видно, что при  $N = 100$  функция  $\psi_{\Theta_1}(z)$  обеспечивает такую же точность при вычислении  $D(\phi_0, \phi)$ , как и  $\psi_{\Theta}(z)$  при существенно меньших вычислительных затратах (см. кривую 3 на рис.6). Как показали результаты расчетов, при  $\theta_{\pm} = 0,5 - 0,1i$  и  $N = 100$  относительная погрешность, возникающая при вычислении функции Малюжинца, не превышает  $10^{-4}$ , и в этом случае угловая зависимость коэффициента дифракции вычисляется с относительной погрешностью не более  $10^{-2}$  вблизи границ клина и  $10^{-3}$  в остальных направлениях.

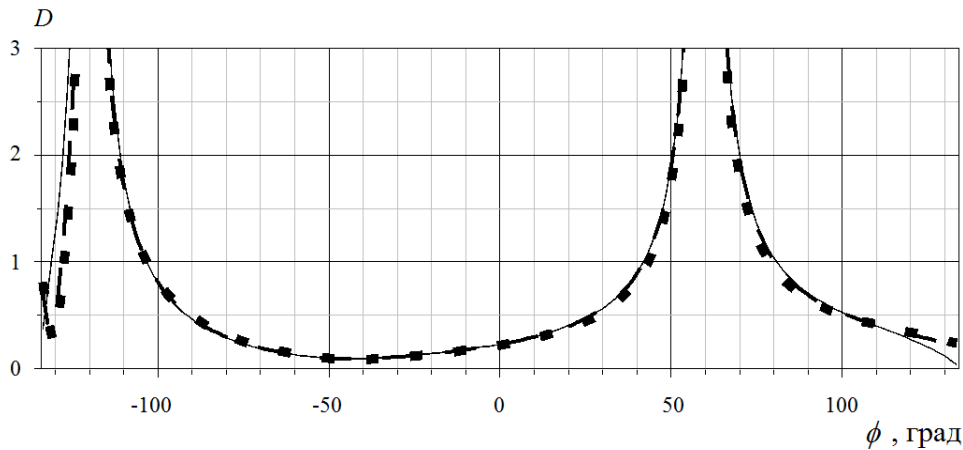


Рис.4. Угловая зависимость коэффициента дифракции.

Сплошная линия – расчеты с использованием  $\psi_{\Theta}(z)$ , штриховая –  $\psi_{\Theta_1}(z)$ , пунктир –  $\psi_{\Theta_2}(z)$

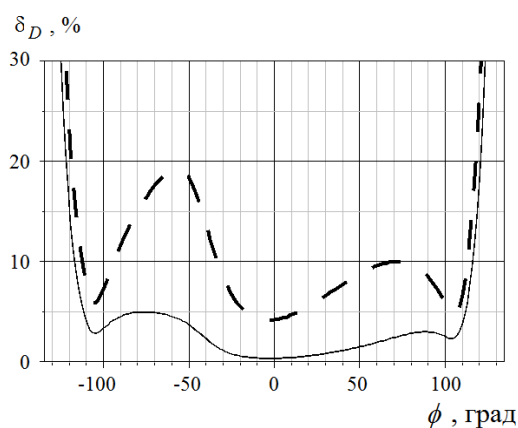


Рис.5. Погрешность вычисления  $D(\phi_0, \phi)$  при использовании  $\psi_{\Theta_1}(z)$  – сплошная линия и  $\psi_{\Theta_2}(z)$  – штриховая линия

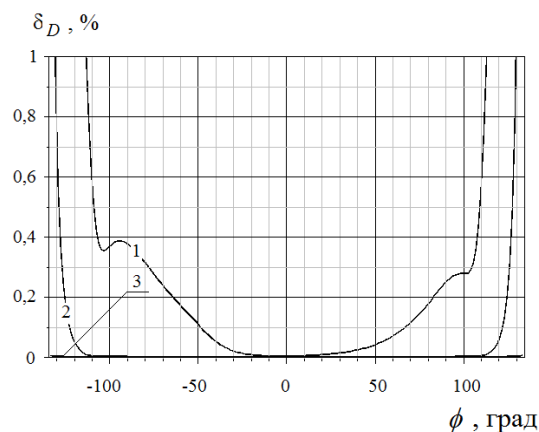


Рис.6. Погрешность вычисления  $D(\phi_0, \phi)$  при использовании  $\psi_{\Theta_1}(z)$ .  
1 –  $N = 10$ , 2 –  $N = 25$ , 3 –  $N = 100$

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Norris A.N., Osipov A.V. Far-field analysis of the Malyuzhinets solution for plane and surface waves diffraction by an impedance wedge // Wave Motion, 1999, vol. 30, no. 7, P. 69–89.
2. Herman M.I., Volakis J.L., Senior T.B.A. Analytic Expressions for a Function Occurring in Diffraction Theory // IEEE Trans., 1987, vol.AP-35, no. 9. P.1083-1086.
3. Osipov A.V. A Simple Approximation of the Maluzhinets Function for Describing Wedge Diffraction // IEEE Trans., 2005, vol.AP-53, no. 8, P.2773-2776.

## ОЦЕНКА ВКЛАДА КРАЕВЫХ ВОЛН В РАССЕЯННОЕ ПОЛЕ ДЛЯ ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩИХ И ИМПЕДАНСНЫХ ОБЪЕКТОВ

**Ахияров В.В., Борзов А.Б., Сучков В.Б.**

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана  
[vakhiyarov@gmail.com](mailto:vakhiyarov@gmail.com), [borzov@rambler.ru](mailto:borzov@rambler.ru), [suchkov2007@gmail.com](mailto:suchkov2007@gmail.com)

*В работе представлено обобщение идей, лежащих в основе физической теории дифракции (ФТД), на случай обратного рассеяния от импедансного клина, что позволяет получить решение задачи дифракции на произвольных импедансных объектах, имеющих ребра и кромки. Представлены диаграммы эффективной площади рассеяния (ЭПР) для идеально проводящего и импедансного цилиндров, полученные методами физической оптики и ФТД для E- и H-поляризации падающего поля. Приведена оценка вклада краевых волн в диаграмму ЭПР идеально проводящего и импедансного цилиндров.*

Дифракция на идеально проводящем клине является эталонной задачей, которая возникает при вычислении полей рассеяния от объектов, имеющих изломы и острые кромки. Для решения прикладных дифракционных задач на идеально проводящих объектах большого электрического



размера широко используется разработанная П.Я.Уфимцевым физическая теория дифракции (ФТД) [1].

На практике большой интерес представляют объекты, поверхность которых обладает конечным импедансом и в данном случае эталонной задачей является дифракция на импедансном клине. Как правило, для решения данной задачи используется теория Г.Д. Малюжинца [2], однако обобщение данной теории случай произвольных импедансных поверхностей с изломами сталкивается с большими трудностями. Поэтому возникла необходимость обобщить теорию ФТД на случай импедансных поверхностей с изломами, решение данной задачи рассмотрено в работе [3]. Результаты практического применения теории ФТД для импедансного цилиндра приведены в [4], где было показано, что расчеты с использованием ФТД обеспечивают очень хорошее соответствие со строгим решением данной задачи методом интегральных уравнений. В данной работе изложены основные идеи, позволившие обобщить теорию ФТД на случай импедансного клина и получены оценки вклада краевых волн в задаче дифракции на идеально проводящем и импедансном цилиндре при E- и H-поляризации падающего поля.

Основная идея метода физической теории дифракции (ФТД) заключается в представлении тока, наведенного падающим полем на любой искривленной идеально проводящей поверхности, в виде суммы равномерного (в приближении ФО) и неравномерного тока. Поэтому ФТД позволяет уточнить приближение ФО для идеально проводящих тел.

Решение П.Я. Уфимцева для поля от неравномерной части тока при падении на клин E-поляризованного поля имеет вид:

$$u^{FTD}(r, \varphi) = f^1(\varphi) \frac{e^{j\left(kr + \frac{\pi}{4}\right)}}{\sqrt{2\pi kr}}, \quad (1)$$

при H-поляризации  $f^1(\varphi)$  следует заменить на  $g^1(\varphi)$ , угол  $\varphi$  отсчитывается от освещенной грани клина. Функции  $f^1(\varphi)$  и  $g^1(\varphi)$  определяются следующим образом:

$$f^1(\varphi) = f(\varphi) - f^0(\varphi) \text{ и } g^1(\varphi) = g(\varphi) - g^0(\varphi), \quad (2)$$

где  $f^0(\varphi)$ ,  $g^0(\varphi)$  определяют поле в приближении физической оптики, а  $f(\varphi)$ ,  $g(\varphi)$  являются коэффициентами дифракции для идеально проводящего клина при соответствующей поляризации.

Полное дифракционное поле в задаче рассеяния на на идеально проводящем клине вычисляется с использованием геометрической теории дифракции (ГТД):

$$u^d(r, \varphi) = D(\varphi)^{E, H} \frac{e^{j\left(kr + \frac{\pi}{4}\right)}}{\sqrt{2\pi kr}}, \quad (3)$$

где  $D(\varphi)^{E, H}$  – коэффициент дифракции при обратном рассеянии, в точности соответствующий функциям  $f(\varphi)$ ,  $g(\varphi)$  для E-, либо H-поляризации падающего поля.

Видно, что формулы (1) и (3) соответствуют друг другу с точностью до постоянного множителя, который определяет угловое распределение поля от неравномерной части тока (формула (1)), или полного дифракционного поля (формула (3)). Поэтому представляется очевидным, что основное

различие между ГТД и ФТД заключается в том, что в ГТД решается задача вычисления полного дифракционного поля  $u^d(r, \varphi)$ , а ФТД позволяет рассматривать поле  $u^d(r, \varphi)$  как сумму дифракционных полей, излучаемых равномерной и неравномерной частями тока:

$$u^d(r, \varphi) = u^{FO}(r, \varphi) + u^{FTD}(r, \varphi), \quad (4)$$

при этом следует отметить, что задача определения поля от равномерной части тока  $u^{FO}(r, \varphi)$ , т.е. поля физической оптики (ФО), имеет строгое решение [5].

Использование формул (1)...(4) позволяет получить простое и эффективное обобщение теории ФТД на случай импедансного клина. Коэффициент дифракции для данной задачи считается известным и определяется в соответствии с теорией Г.Д.Малюжинца. Обобщение ФТД на случай импедансного клина позволяет получить  $u^{FTD}(r, \varphi)$  как составную часть дифракционного поля, что открывает путь к решению задач дифракции на импедансных объектах произвольной конфигурации аналогично тому, как это делается для идеально проводящих тел [6].

Предложенное в [3] обобщение ФТД для импедансного клина заключается в следующем:

- поле  $u^{FO}(r, \varphi)$ , соответствующее известному решению для идеально проводящего клина, умножается на коэффициент отражения плоских волн от соответствующей грани;
- функции  $f(\varphi)$  и  $g(\varphi)$  заменяются коэффициентом дифракции Малюжинца.

В этом случае решение для поля от неравномерной части тока  $u^{FTD}(r, \varphi)$  является очевидным обобщением выражения (1):

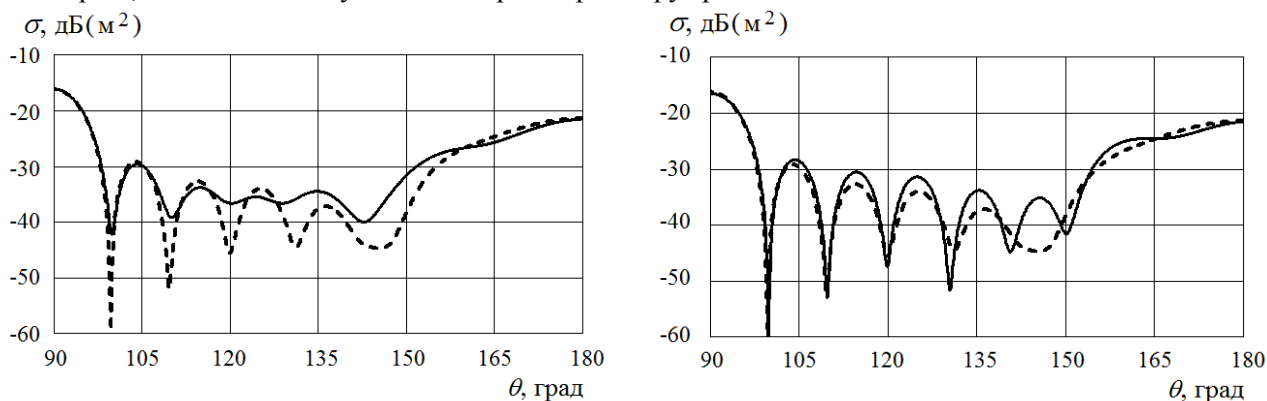
$$u^{FTD}(r, \varphi) = K_{f, g}(\varphi) \frac{e^{-j\left(kr + \frac{\pi}{4}\right)}}{\sqrt{2\pi kr}}. \quad (5)$$

Формула для вычисления функции  $K_{f, g}(\varphi)$ , которая определяет угловое распределение поля от неравномерной части тока для импедансного клина, представлена в [3].

Для того, чтобы оценить вклад краевых волн в поле обратного рассеяния, были выполнены расчеты эффективной площади рассеяния (ЭПР) для идеально проводящего и импедансного цилиндров диаметром  $d = 3 \text{ см}$  и длиной  $L = 9 \text{ см}$ . Длина волны –  $\lambda = 3 \text{ см}$ , что соответствует  $d = \lambda$  и  $L = 3\lambda$ , электрические параметры импедансного цилиндра:  $\varepsilon = 6$  и  $\sigma = 1 \text{ См/м}$ . Расчеты выполнялись с использованием фасетной модели цилиндра методами ФТД и ФО, для импедансного цилиндра поле ФО определялось с учетом коэффициента отражения от каждого facets.

На рис.1 представлены результаты расчетов ЭПР идеально проводящего цилиндра методами ФТД (сплошная линия) и ФО (штриховая линия) для двух поляризаций падающего поля. E-поляризация соответствует случаю, когда вектор  $\mathbf{E}$  направлен перпендикулярно плоскости, проходящей через волновой вектор  $\mathbf{k}$  и ось цилиндра, при H-поляризации аналогичное направление имеет вектор  $\mathbf{H}$ . Угол  $\theta = 90^\circ$  соответствует направлению вектора  $\mathbf{k}$  по нормали к оси цилиндра,  $\theta = 180^\circ$  - по нормали к его торцу. Как и следовало ожидать, при использовании ФО отсутствует поляризационная зависимость в угловой диаграмме ЭПР (штриховые линии на рис.1), использование ФТД, т.е. учет краевых волн, дает поправку к полю ФО и позволяет оценить ЭПР цилиндра для различных поляризаций падающего поля. Отметим, что представленные на рис.1 результаты численных расчетов методами ФО и ФТД полностью соответствуют результатам, которые были получены аналитически П.Я. Уфимцевым [5], что свидетельствует о корректности применявшегося вычислительного алгоритма. Здесь, однако, необходимо отметить, что аналитические решения задач дифракции методом ФТД существуют для очень ограниченного класса объектов простейшей формы (цилиндр, диск и т.д.). Расчеты численными

методами с использованием факетной модели объекта не накладывают никаких ограничений на его геометрию, что позволяет существенно расширить круг решаемых задач.



а) б)  
Рис.1. ЭПР идеально проводящего цилиндра.  
Сплошные линии – ФТД, штриховые линии – ФО.  
а) Е-поляризация, б) Н-поляризация.

На рис.2 представлены результаты аналогичных расчетов для импедансного цилиндра, полученные методами ФО и ФТД. Видно, что в отличие от идеально проводящего цилиндра решение методом ФО имеет поляризационную зависимость, что можно объяснить различными значениями коэффициента отражения на разных поляризациях при одном и том же угле падения. При этом, как и для идеально проводящего цилиндра, использование ФТД дает существенную поправку к полю ФО в секторе углов  $\theta \approx 120^0 \dots 150^0$ , т.е. при отклонении направления падения на  $30^0$  от оси, либо торца цилиндра. Сравнение рис.1 и рис.2 позволяет сделать вывод о том, что при переходе от идеально проводящего к импедансному цилиндру число лепестков и характер осцилляций в угловой диаграмме ЭПР сохраняются, а ЭПР уменьшается примерно на 5...10 дБ в зависимости от углового направления.

На рис.3 представлена оценка энергетического вклада краевых волн в угловую диаграмму ЭПР для идеально проводящего (сплошная линия) и импедансного (штриховая линия) цилиндров при *E*- и *H*- поляризации падающего поля. Видно, что в абсолютном значении вклад краевых волн является более существенным для идеально проводящего цилиндра. Однако, если краевые волны рассматривать как поправку к полю ФО, использование представленного обобщения ФТД позволяет уточнить приближение ФО для импедансных объектов точно так же, как это было сделано ранее для идеально проводящих тел [1, 5].

Таким образом, в данной работе представлено обобщение ФТД на случай клина с импедансными гранями. Возможность выделения в дифракционном поле составляющей, связанной с полем от неравномерной части тока, дает возможность использования ФТД для решения задач дифракции на телах большого электрического размера, поверхность которых обладает конечным импедансом.

Авторы выражают признательность В.А. Калошину за подсказанное направление научных исследований.

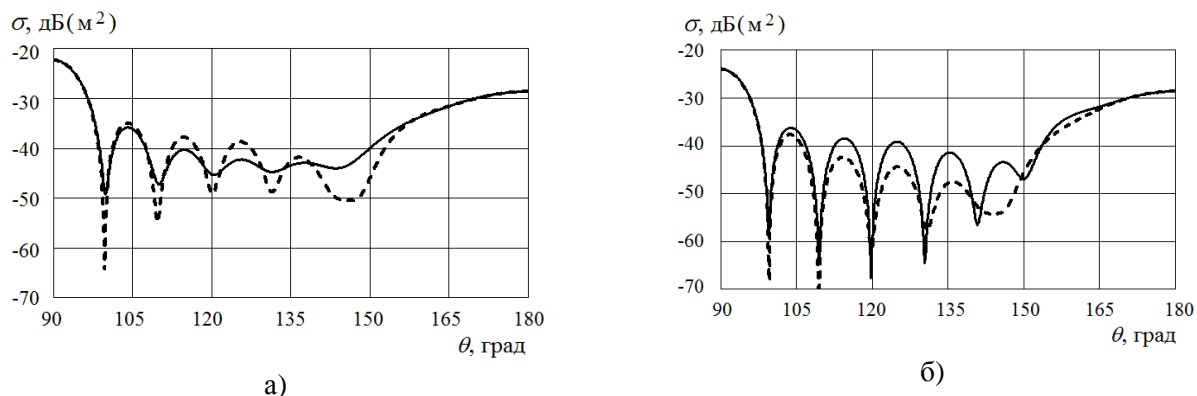


Рис.2. ЭПР импедансного цилиндра. Сплошные линии – ФТД, пунктир – ФО.  
а) Е-поляризация, б) Н-поляризация.

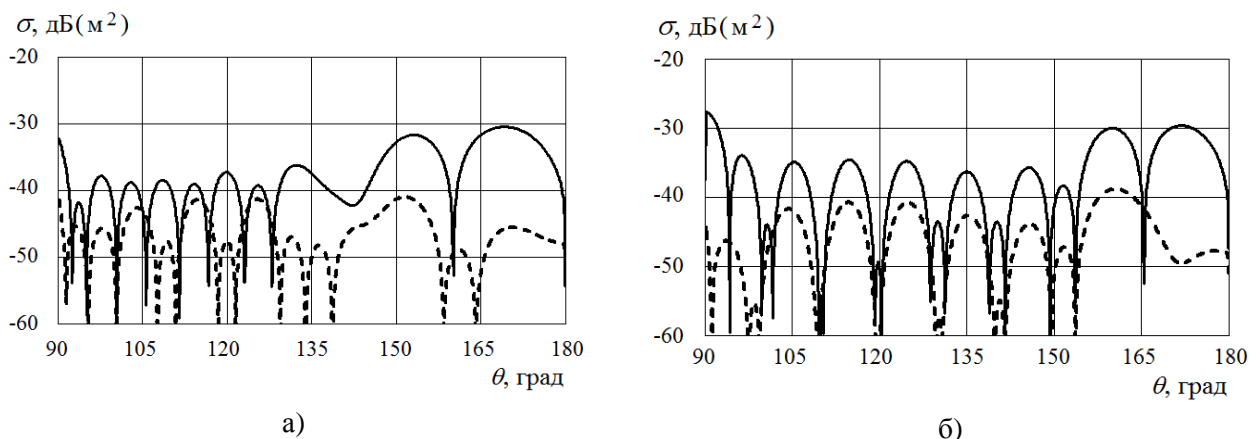


Рис.3. Вклад краевых волн в ЭПР идеально проводящего (сплошные линии) и импедансного (штриховые линии) цилиндра.  
а) Е-поляризация, б) Н-поляризация.

#### ЛИТЕРАТУРА

4. Уфимцев П.Я. Теория дифракционных краевых волн в электродинамике // пер. с англ. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2007.
5. Малюжинец Г.Д. Излучение звука колеблющимися гранями произвольного клина // Акустический журнал, 1955, т.1, № 2, с.144-164.
6. Ахияров В.В., Борзов А.Б., Сучков В.Б. Обобщение физической теории дифракции для решения задачи обратного рассеяния от клина с импедансными гранями // Электромагнитные волны и электронные системы, 2014, т.19, № 3, С.49-56.
7. Борзов А.Б., Сучков В.Б., Ахияров В.В., Каракулин Ю.В. Математическое моделирование характеристик рассеяния объектов локации с импедансной поверхностью // Журнал радиоэлектроники, 2014, № 2.
8. Ufimtsev P.Ya. Fundamentals of the Physical Theory of Diffraction. – New York, Wiley & Sons, Inc., 2007.
9. Антифеев В.Н., Борзов А.Б., Сучков В.Б. Физические модели радиолокационных полей рассеяния объектов сложной формы: учебное пособие – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2003.- 63 с.

## КОМПАКТНЫЙ ВОЛНОВОДНЫЙ ДИПЛЕКСЕР НА ФИЛЬТРАХ КВАЗИПЛАНАРНОГО ТИПА

**Мануилов М.Б., Кобрин К.В.**

*Южный федеральный университет  
[m\\_manuilov@sfedu.ru](mailto:m_manuilov@sfedu.ru)*

*Предложена новая компактная конструкция волноводного диплексера на квазипланарных фильтрах с E-плоскостными гребневыми секциями и индуктивными диафрагмами, выполненными на одной металлической вставке из тонкой фольги. Диплексер содержит E-плоскостное волноводное разветвление и согласующий ступенчатый переход. Разработан эффективный гибридный метод электродинамического анализа данного класса диплексеров, основанный на методе Галеркина с учетом краевой особенности поля, методе модового шивания и методе обобщенных матриц рассеяния. Приведены характеристики оптимизированной конструкции диплексера K-диапазона, длина которого сокращена примерно в 1.5 раза по сравнению с известными аналогами.*

### **Введение**

Волноводные диплексеры и фильтры квазипланарного типа находят широкое применение при разработке различных систем связи сантиметрового и миллиметрового диапазонов, в т.ч. для таких приложений как Local Multipoint Distribution Services (LMDS), Multichannel Video Distribution Systems (MVDS) и др. Диплексеры предназначены для частотного разделения трактов приема и передачи приемо-передающих модулей аппаратуры связи. В частности, они используются для частотного разделения стандартных связных диапазонов на поддиапазоны. Известен ряд конструкций диплексеров с фильтрами на металлических вставках из фольги в E-плоскости прямоугольного волновода [1-5]. Характеристики квазипланарных фильтров определяются главным образом геометрией металлического вкладыша, образующего систему неоднородностей. Применение технологии фотолитографии для изготовления этих вкладышей позволяет получить допуски 10 мкм и менее, обеспечивая прецизионность изготовления, высокую повторяемость параметров и дешевизну конструкции. Подобные высокотехнологичные конструкции обеспечивают также низкие вносимые потери и успешно применяются в сантиметровом и миллиметровом диапазоне от 10 ГГц до 150 ГГц. Конструкция полосно-пропускающих фильтров на E-плоскостных продольных индуктивных диафрагмах [1,2] имеет паразитную полосу пропускания, расположенную относительно близко к основной полосе пропускания. Это может приводить к тому, что ширина полосы заграждения и уровень затухания в ней оказываются недостаточными для некоторых практических приложений, например, для диплексеров и мультиплексеров. Для увеличения крутизны скатов частотной характеристики у таких фильтров может быть увеличено число резонаторов, однако, это сопровождается ростом омических потерь и размеров структуры. Для решения этой проблемы был предложен ряд конструкций, к числу которых относятся квазипланарные фильтры на гребневых секциях и индуктивных полосках [6,4,7]. Данный тип фильтров обеспечивает улучшенную крутизну фронтов частотной характеристики и ее симметрию, существенно расширенную верхнюю полосу заграждения, низкие вносимые потери и более компактные размеры. Исходя из этого, ниже предложена и исследована новая

конструкция диплексера с каналными фильтрами, реализованными на Е-плоскостных гребневых секциях и индуктивных полосках.

### Конструкция диплексера

Предложенная конструкция диплексера (рис. 1) реализована на Е-плоскостном волноводном разветвлении, поскольку такая конструкция обладает лучшими диапазонными свойствами, чем, например, конструкция на Н-плоскостных разветвлениях [1]. В состав диплексера входит ступенчатый согласующий переход с произвольным количеством секций. Канальные фильтры диплексера выполнены на запредельном волноводе, причем высота всех волноводов  $b$  одинакова, а запредельность секций с фильтрами (секции  $L_f$  на рис. 1,б) достигается уменьшением ширины волноводов.

Корпус диплексера разделен в Е-плоскости на две половины, между которыми помещается вставка из тонкой металлической фольги, на которой выполнена топология фильтров (рис.1,б). Резонаторы фильтров образованы гребневыми секциями (с Н-образным сечением), разделенными отрезками запредельных волноводов. Между гребневыми секциями располагаются индуктивные полоски (продольные диафрагмы) на всю высоту волновода.

Такая конструкция является технологичной, поскольку позволяет изготовить оба фильтра на одном листе фольги, что обеспечивает прецизионность изготовления. Наличие индуктивных полосок позволяет существенно сократить длину запредельных областей связи и длину всей структуры в целом. Увеличенная высота запредельных волноводов позволяет увеличить зазоры между гребнями и несколько снизить вносимые потери.

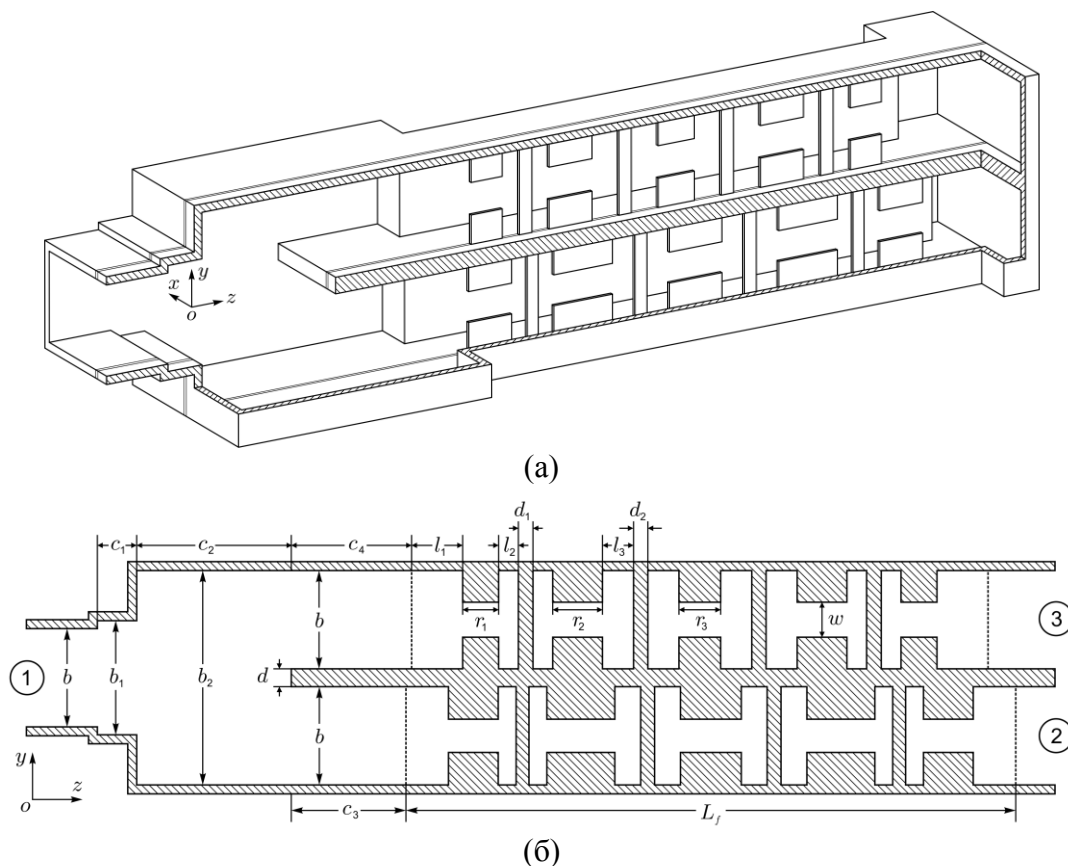


Рис. 1. Волноводный диплексер на фильтрах квазипланарного типа с гребнями и индуктивными полосками в Е-плоскости: трехмерная модель (а), сечение в Е-плоскости (б).

**Метод анализа**

При постановке задачи электродинамического анализа диплексера предполагалось, что структура на рис. 1 может содержать произвольное количество согласующих ступенчатых неоднородностей и гребневых секций фильтров. Для решения задачи анализа предложен эффективный гибридный электродинамический метод анализа данного класса структур, основанный на методе Галеркина с учетом краевой особенности поля, методе модового сшивания и методе обобщенных матриц рассеяния.

Решение задачи включает следующие этапы: (i) декомпозиция сложной исходной структуры на базовые блоки (неоднородности); (ii) решение задачи на собственные значения для гребневого волновода (расчет критических частот и полей собственных волн); (iii) решение ключевых задач рассеяния для базовых неоднородностей и вычисление их многомодовых матриц рассеяния; (iv) рекомпозиция многомодовых S-матриц неоднородностей и вычисление матриц рассеяния фильтров и волноводного разветвления с согласующим переходом; (v) вычисление многомодовой матрицы рассеяния диплексера.

В результате декомпозиции рассматриваемой структуры в качестве базовых блоков были выделены сочленение прямоугольного и гребневого волноводов (рис. 2,а), сочленение прямоугольных волноводов, волноводное разветвление. В качестве волнового базиса для решения соответствующих ключевых задач рассеяния использовались Н- и Е-волны.

Исходя из этого, вначале решалась задача расчета критических частот и полей гребневого волновода [4]. Постановка данной задачи представлена на рис. 2,б. В плоскостях  $x = 0$ ,  $y = 0$  может налагаться граничное условие, соответствующее электрической или магнитной стенке, что позволяет учесть различные типы симметрии структуры. Задачи на собственные значения решаются независимо для Н-волн и Е-волн. Исходные задачи на собственные значения сводятся к однородному интегральному уравнению относительно неизвестной тангенциальной компоненты электрического поля на границе регулярных областей  $x = t_1$  (рис.2,б). Решение интегрального уравнения ищется методом Галеркина с базисом в виде взвешенных полиномов Гегенбауэра, весовой множитель которых учитывает асимптотику поля у ребра неоднородности.

Детерминант полученной однородной системы линейных алгебраических уравнений приравнивается к нулю, образуя трансцендентное уравнение для вычисления спектра критических частот волновода. Быстрая сходимость и высокая точность данного решения в значительной степени обеспечивают высокую эффективность всего предложенного гибридного метода расчета диплексеров.

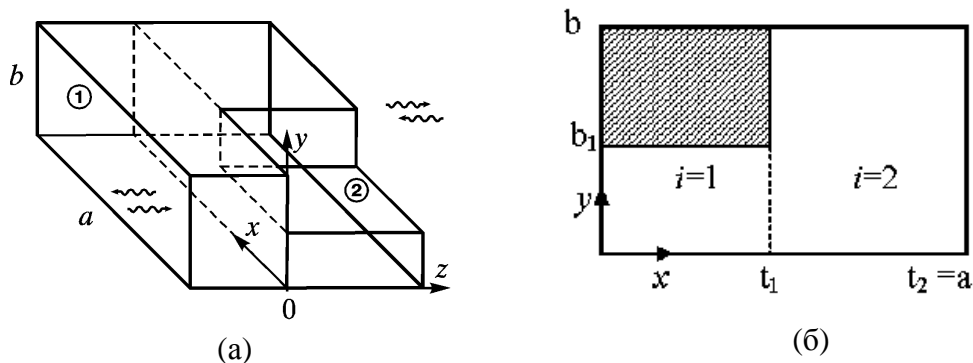


Рис. 2. Сочленение прямоугольного и гребневого волноводов (а)  
поперечное сечение гребневого волновода (б).

На следующем шаге вычисляются многомодовые матрицы рассеяния базовых неоднородностей. Для координатных задач данного типа хорошо подходит метод модового сшивания [4]. В частности, при анализе сочленения прямоугольного и гребневого волноводов (рис.2,а) поля в регулярных областях 1 и 2 представляются в виде суперпозиции падающих и отраженных Н- и Е-волн соответственно прямоугольного и гребневого волноводов. Собственные функции гребневого волновода записываются в соответствии с методом поперечного резонанса и содержат значения критических волновых чисел и коэффициенты разложения полей, найденные из решения задачи на собственные значения для гребневого волновода. Выполнив сшивание тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на апертуре неоднородности, получаем систему функциональных уравнений относительно неизвестных амплитуд падающих и отраженных волн и путем стандартных преобразований получаем в аналитическом виде многомодовую матрицу рассеяния неоднородности.

Аналогичным образом решаются дифракционные задачи и для стыка прямоугольных волноводов различного сечения, а также для волноводного разветвления.

При реализации рекомпозиционных процедур вначале находятся многомодовые матрицы рассеяния фильтров и согласующего перехода с волноводным разветвлением. Для этого используется эффективный алгоритм рекомпозиции каскадного соединения двух последовательно соединенных неоднородностей, учитывающий симметрию объединяемых матриц рассеяния. Последовательное объединение матриц рассеяния неоднородностей дает многомодовые S-матрицы фильтров, а также S-матрицу согласующего перехода с волноводным разветвлением.

Рекомпозиционная схема волноводного диплексера приведена на рис. 3. Она включает матрицу рассеяния волноводного разветвления с согласующим переходом  $S^B$ , матрицу регулярных отрезков волноводов  $S^{W_i}$ , матрицы канальных фильтров  $S^{F_i}$  ( $i=1, 2$ ). Векторы-столбцы комплексных амплитуд падающих (+) и отраженных (-) волн обозначены  $A_k^\pm, B_k^\pm, C_k^\pm$ , где индекс  $k=1, 2, 3$  определяет номер входа диплексера. Размерность данных векторов и S-матриц определяется общим количеством типов волн учитываемых при рекомпозиции.

Векторы комплексных амплитуд  $A_k^\pm$  связаны тремя матричными уравнениями, в которые входит матрица  $S^B$ . Еще четыре матричных уравнения с матрицами канальных фильтров  $S^{F_i}$  получим для векторов  $B_k^\pm, C_k^\pm$ . Исключая из полученной системы уравнений векторы  $A_2^\pm, A_3^\pm, B_2^\pm, B_3^\pm, C_2^\pm, C_3^\pm$ , получим выражения для многомодовой матрицы рассеяния диплексера.

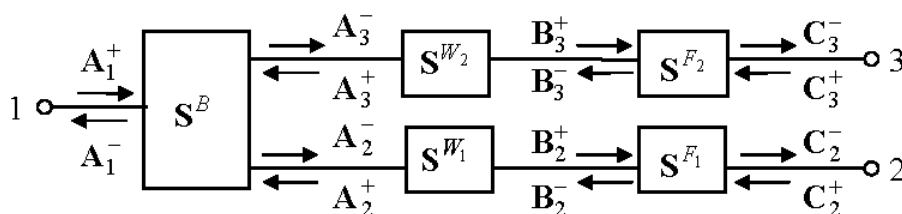


Рис. 3. Рекомпозиционная схема волноводного диплексера.



### Численные результаты

Предложенный гибридный метод электродинамического анализа диплексеров характеризуется высокой эффективностью, поскольку для решения частных подзадач выбраны наиболее эффективные методы, соответствующие специфике этих подзадач. Так, метод Галеркина с учетом краевой особенности поля при учете всего трех-четырех базисных функций обеспечивает пять верных значащих цифр при расчете критических частот гребневых волноводов. Эффективность метода модового сшивания и метода обобщенных матриц рассеяния при анализе волноводных устройств также хорошо известна. При рекомпозиции  $S$ -матриц в рассмотренном случае учитывалось около 20 высших волн каждого типа.

На рис. 4 представлены характеристики оптимизированной конструкции диплексера  $K$ -диапазона, изображенного на рис. 1 (размеры см. в Табл. 1). На первом этапе отдельно оптимизировались характеристики двух канальных фильтров диплексера и согласующего ступенчатого перехода с волноводным разветвлением. Итоговая оптимизация диплексера осуществлялась путем варьирования параметров ступенчатого перехода и положения фильтров в каналах диплексера.

Диплексер реализован на пятирезонаторных фильтрах (рис. 1) и осуществляет частотное разделение трактов приема и передачи, работающих в поддиапазонах 21.85-22.4 ГГц и 23.15-23.7 ГГц, что соответствует полосе пропускания фильтров 2.5%. Модуль коэффициента отражения в общем канале в пределах полос пропускания не хуже 22 дБ. Развязка каналов диплексера не хуже 47 дБ. Продольный размер диплексера сокращен примерно в 1.5 раза по сравнению с аналогом на  $E$ -плоскостных продольных индуктивных диафрагмах [1].

### Заключение

Предложена новая компактная и технологичная конструкция волноводного диплексера для работы в сантиметровом и миллиметровом диапазоне. Диплексер реализован на  $E$ -плоскостных гребневых резонаторах и продольных индуктивных диафрагмах, которые выполнены на одной тонкой металлической вставке из фольги.

Предложен эффективный гибридный электродинамический метод анализа данного класса диплексеров, основанный на методе Галеркина с учетом краевой особенности поля, методе модового сшивания и методе обобщенных матриц рассеяния. Приведены характеристики оптимизированной конструкции диплексера  $K$ -диапазона, размеры которой в 1.5 раза уменьшены по сравнению с известными аналогами.

Таблица 1. Геометрические размеры диплексера на рис. 1 (в мм)

Переход с разветвлением	Фильтр 1	Фильтр 2
$b=5.5$ $c_1=2.214$	② $l_i= 2.399, 1.009, 1.459$	③ $l_i= 2.88, 1.113, 1.753$
$b_1=6.389$ $c_2=8.715$	$r_i= 2.803, 3.831, 3.427$	$r_i= 2.028, 2.804, 2.353$
$b_2=12$ $c_3=6.467$	$d_i= 0.725, 0.783$	$d_i= 0.824, 0.806$
$d=1$ $c_4=6.784$	$L_j=34.381$	$L_j=32.008$

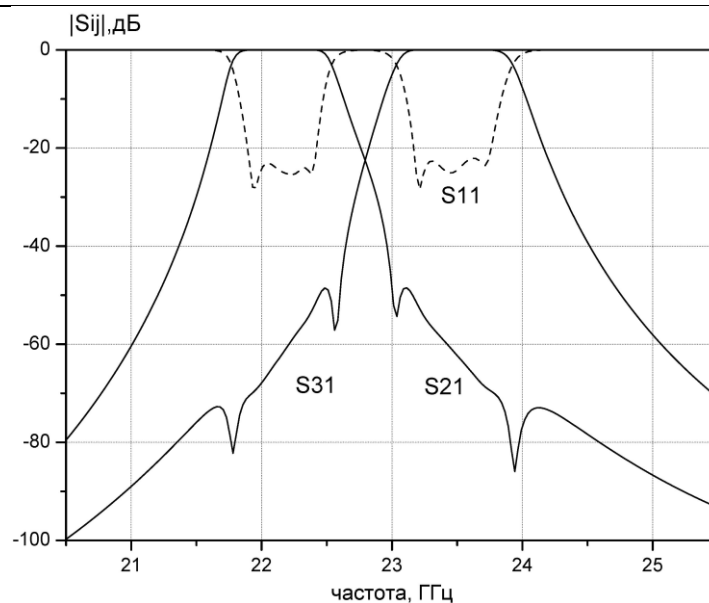


Рис. 4. Частотные характеристики диплексера К-диапазона (рис. 1, размеры в Таблице 1) (входные волноводы  $11 \times 5.5$ , запредельные волноводы  $6 \times 5.5$ ,  $w = 1.86$ , толщина фольги 0.2).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Dittloff J., Arndt F. Rigorous Field Theory Design of Millimeter-Wave E-plane Integrated Circuit Multiplexers // IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., 1989, vol. MTT-37, N.2, pp. 340-350.
2. Morini A., Rozzi T., Angelis D. A Novel Matched Diplexer Configuration in E-plane Technology // IEEE MTT-S Intern. Microwave Symposium Digest, 1993, pp. 1077- 1080.
3. Мануилов М.Б., Синявский Г.П. Рассеяние волн многоэлементными неоднородностями в составе волноводных фильтров и мультиплексеров // Радиотехника и электроника, 2001, том 46, N. 2, с. 141- 147.
4. Синявский Г.П., Мануилов М.Б., Кобрин К.В. Волноводные фильтры квазипланарного типа с улучшенными характеристиками // Успехи современной радиоэлектроники, № 4, 2006, с. 5-26.
5. Ofli E., Vahldieck R., Amari S. Novel E-Plane Filters and Diplexers With Elliptic Response for Millimeter-Wave Applications// IEEE Trans. Microwave Theory and Techn., vol. 53, N. 3, March 2005, pp. 843-851
6. Kirilenko A., Rud L., Tkachenko V., Kulic D. Evanescent-mode ridged waveguide band-pass filters with improved performance // IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., 2002, vol. MTT-50, N.5, pp. 1324-1328.
7. M.B. Manuilov, K.V. Kobrin, G.P. Sinyavsky, O.S. Labunko. Full Wave Hybrid Technique for CAD of Passive Waveguide Components with Complex Cross Section // Proc. Progress of Electromagnetics Research Symposium (PIERS 2009), August 18-21, 2009, Moscow, pp. 1393-1397.

## Расчет критических частот волноводов со сложным сечением обобщенного вида

Мануилов М.Б., Кобрин К.В.

Южный федеральный университет  
[m\\_manuilov@sfedu.ru](mailto:m_manuilov@sfedu.ru)

*Изложено эффективное решение задачи расчета критических частот и полей Н- и Е-волн волноводов с обобщенным сложным сечением, имеющим ступенчатый профиль. Предложенная постановка задачи включает в рассмотрение волноводы с произвольным числом гребней различных размеров, а также волноводы с некоординатными границами, которые могут быть заданы с помощью ступенчатой аппроксимации. Решение построено на основе метода Галеркина с учетом краевой особенности поля. В качестве базисных функций использовались взвешенные полиномы Гегенбауэра, что обеспечивает быструю сходимость и высокую точность метода. Приведены результаты расчета спектров 10-гребневого и 20-гребневого волноводов.*

### Введение

Исследованию волноводов сложных сечений посвящено большое количество работ, обзоры которых можно найти, например, в [1-3]. В настоящее время наряду со стандартными волноводами сложных сечений (одно-, двух-, четырехгребневыми и др.) используются различные новые компоненты, содержащие волноводные структуры с многоступенчатой или многогребневой формой поперечного сечения, либо с сечением некоординатного типа. Сюда могут быть отнесены структуры вафельного типа, применяемые в фильтрах нижних частот [3], гребневые волноводы с трапецеидальной формой поперечного сечения для терагерцового диапазона [4], ridge gap волноводы (RG волноводы), представляющие собой гребневый волновод с периодическими структурами вафельного типа по обе стороны от гребня [5,6]. RG волновод предложен в качестве перспективной линии передачи для миллиметрового и терагерцового диапазонов, которая работает на квази-ТЕМ волне, обладает некоторыми преимуществами перед обычными волноводами и планарными линиями передачи и может быть использована для реализации антенн и различных компонентов [6].

Расчет волноводов сложных сечений выполнялся на основе различных электродинамических методов, среди которых можно назвать альтернирующий метод Шварца, метод конечных элементов, метод конечных разностей, вариационный метод, метод Галеркина. Одним из наиболее эффективных и точных методов решения данного класса задач является метод Галеркина с учетом краевой особенности поля [2,3], который ниже обобщен на случай волновода со сложным сечением произвольной ступенчатой формы.

### Постановка задачи

Исследуемая обобщенная структура волновода сложного сечения изображена на рис. 1,(а). Рассматриваемая структура имеет идеально проводящие стенки. В плоскостях  $x=0$ ,  $y=0$  может накладываться граничное условие типа электрической или магнитной стенки, что позволяет учесть все возможные варианты симметрии структуры. Количество ступенчатых секций на рис. 1,(а) и их размеры задаются произвольно. На рис. 1,(б)-(д) представлены поперечные сечения некоторых волноводов, которые могут быть рассчитаны в рамках данной модели. Модель позволяет также рассчитывать структуры с некоординатными границами, используя их ступенчатую аппроксимацию.

Задача расчета критических частот и полей волновода сложного сечения в случае Н-волн сводится к решению двумерного уравнения Гельмгольца для магнитного векторного потенциала  $\mathbf{A}^m = (0, 0, A_z^m)$ , а в случае Е-волн – для электрического векторного потенциала  $\mathbf{A}^e = (0, 0, A_z^e)$  при соответствующих граничных условиях на рис. 1,(а).

### Волны Н-типа

В каждой из  $M$  регулярных областей, на которые распадается структура, магнитный векторный потенциал записывается в виде ряда по тригонометрическим функциям. Далее воспользовавшись непрерывностью тангенциальных компонент полей  $E_y, H_z$  на границах регулярных областей, сводим задачу к системе интегральных уравнений [2,3]. Для этого введем неизвестные функции, определяющие тангенциальную компоненту электрического поля на границах областей:

$$E_y(x = t_i) \sim \left. \frac{\partial A_z^m}{\partial x} \right|_{x=t_i} = f_i^m(y), \quad i = 1, 2, \dots, M-1.$$

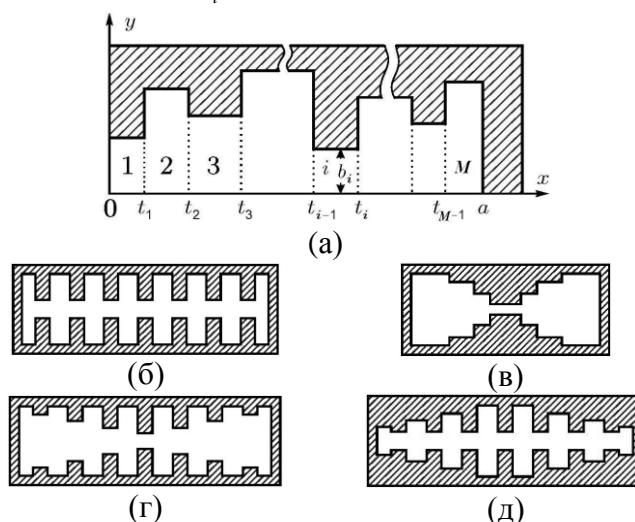


Рис. 1. Волновод со сложным сечением обобщенного вида (а); различные варианты волноводов сложных сечений (б)-(д).

Полученная система  $(M - 1)$  интегральных уравнений первого рода относительно неизвестных  $f_i(y)$  решается методом Галеркина с базисом в виде взвешенных полиномов Гегенбауэра, учитывающих асимптотику поля у ребер структуры:

$$f_i^m(y) = \sum_{l=0}^N u_l^{(i)} \left(1 - (y/h_i)^2\right)^{\tau-1/2} C_{2l+g_y}^{\tau}(y/h_i), \quad (1)$$

где  $h_i = \min(b_i, b_{i+1})$ ,  $u_l^{(i)}$  – неизвестные коэффициенты,  $C_i^{\tau}(x)$  – полиномы Гегенбауэра, показатель, определяющий особенность для прямоугольного ребра, равен  $\tau = 1/6$ ,  $g_y = 0$  или  $1$ , если в плоскости  $y=0$  электрическая или магнитная стенка соответственно.

Применяя метод Галеркина, получаем однородную систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), матричный оператор которой имеет блочно-диагональную структуру:

$$\begin{pmatrix} D_{kl}^{1,1} & D_{kl}^{1,2} & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & D_{kl}^{i,i-1} & D_{kl}^{i,i} & D_{kl}^{i,i+1} & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & \dots & \dots & 0 & D_{kl}^{M-1,M-2} & D_{kl}^{M-1,M-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_l^{(1)} \\ \dots \\ u_l^{(i)} \\ \dots \\ u_l^{(M-1)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \dots \\ \dots \\ \dots \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

Матричные элементы в (2) определяются выражениями:

$$D_{kl}^{1,1} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2-\delta_0\beta_{1n}) \operatorname{ctg}(\sigma_{1n}^m d_1 - g_x \pi / 2)}{b_1 \sigma_{1n}^m} W_{2k+g_y}^{\tau}(\beta_{1n} h_1) W_{2l+g_y}^{\tau}(\beta_{1n} h_1) + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2-\delta_0\beta_{2n}) \operatorname{ctg}(\sigma_{2n}^m d_2)}{b_2 \sigma_{2n}^m} W_{2k+g_y}^{\tau}(\beta_{2n} h_1) W_{2l+g_y}^{\tau}(\beta_{2n} h_1), \quad (3)$$

$$D_{kl}^{i,i} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2-\delta_0\beta_{in}) \operatorname{ctg}(\sigma_{in}^m d_i)}{b_i \sigma_{in}^m} W_{2k+g_y}^{\tau}(\beta_{in} h_i) W_{2l+g_y}^{\tau}(\beta_{in} h_i) + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2-\delta_0\beta_{i+1,n}) \operatorname{ctg}(\sigma_{i+1,n}^m d_{i+1})}{b_{i+1} \sigma_{i+1,n}^m} W_{2k+g_y}^{\tau}(\beta_{i+1,n} h_i) W_{2l+g_y}^{\tau}(\beta_{i+1,n} h_i), \quad (4)$$

$$i = 2, 3, \dots, M-1,$$

$$D_{kl}^{i,i-1} = D_{lk}^{i-1,i} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{-(2-\delta_0\beta_{in})}{b_i \sigma_{in}^m \sin(\sigma_{in}^m d_i)} W_{2k+g_y}^{\tau}(\beta_{in} h_i) W_{2l+g_y}^{\tau}(\beta_{in} h_{i-1}), \quad (5)$$

$$i = 2, 3, \dots, M-1,$$

$$\beta_{in} = \frac{\pi}{b_i} \left( n + \frac{g_y}{2} \right), \quad \sigma_{in}^m = \begin{cases} \sqrt{(\alpha^m)^2 - \beta_{in}^2}, & \alpha^m > \beta_{in} \\ j\sqrt{\beta_{in}^2 - (\alpha^m)^2}, & \alpha^m < \beta_{in} \end{cases},$$

где  $W_k^{\tau}(x) = \frac{J_{k+\tau}(x)}{x^{\tau}}$ ,  $J_{\nu}(x)$  – функция Бесселя первого рода,  $d_i = t_i - t_{i-1}$ ,  $\delta_{ik}$  – символ

Кронекера,  $g_x = 0$  или 1, если в плоскости  $x=0$  электрическая или магнитная стенка соответственно.

Итоговая СЛАУ (2) имеет порядок  $(M-1)(N+1)$ , где  $(N+1)$  – число базисных функций, учитываемых в (1). Т.е. порядок решаемой СЛАУ пропорционален как числу гребней в волноводе, так и числу учитываемых базисных функций.

### Волны Е-типа

Введем неизвестные функции  $f_i^e(y)$  на границах областей

$$E_z(x=t_i) \sim A_z^e(t_i, y) = f_i^e(y), \quad i = 1, 2, \dots, M-1.$$

Воспользовавшись непрерывностью компонент поля  $E_z, H_y$  на границах регулярных областей (рис. 1,(a)), получим систему интегральных уравнений, решение которой ищем в виде

$$f_i^e(y) = \sum_{l=0}^N u_l^{(i)} \left( 1 - \left( \frac{y}{h_i} \right)^2 \right)^{\tau + \frac{1}{2}} C_{2l+1-g_y}^{\tau+1} \left( \frac{y}{h_i} \right). \quad (6)$$

Разложения (6) по взвешенным полиномам Гегенбауэра в явном виде учитывают асимптотику поля у ребер структуры.

После выполнения стандартных преобразований получаем однородную СЛАУ вида (2), где матричные элементы имеют следующий вид:

$$D_{kl}^{1,1} = \sum_{n=1-g_y}^{\infty} \frac{\sigma_{1n}^e \operatorname{ctg}(\sigma_{1n}^e d_1 + g_x \pi / 2)}{b_1} W_{2k+1-g_y}^{\tau+1}(\beta_{1n} h_1) W_{2l+1-g_y}^{\tau+1}(\beta_{1n} h_1) + \\ + \sum_{n=1-g_y}^{\infty} \frac{\sigma_{2n}^e \operatorname{ctg}(\sigma_{2n}^e d_2)}{b_2} W_{2k+1-g_y}^{\tau+1}(\beta_{2n} h_1) W_{2l+1-g_y}^{\tau+1}(\beta_{2n} h_1), \quad (7)$$

$$D_{kl}^{i,i} = \sum_{n=1-g_y}^{\infty} \frac{\sigma_{in}^e \operatorname{ctg}(\sigma_{in}^e d_i)}{b_i} W_{2k+1-g_y}^{\tau+1}(\beta_{in} h_i) W_{2l+1-g_y}^{\tau+1}(\beta_{in} h_i) + \\ + \sum_{n=1-g_y}^{\infty} \frac{\sigma_{i+1,n}^e \operatorname{ctg}(\sigma_{i+1,n}^e d_{i+1})}{b_{i+1}} W_{2k+1-g_y}^{\tau+1}(\beta_{i+1,n} h_i) W_{2l+1-g_y}^{\tau+1}(\beta_{i+1,n} h_i), \quad (8)$$

$$i=2, 3, \dots, M-1.$$

$$D_{kl}^{i,i-1} = D_{lk}^{i-1,i} = \sum_{n=1-g_y}^{\infty} \frac{-\sigma_{in}^e}{b_i \sin \sigma_{in}^e d_i} W_{2k+1-g_y}^{\tau+1}(\beta_{in} h_i) W_{2l+1-g_y}^{\tau+1}(\beta_{in} h_{i-1}), \quad (9)$$

$$i=2, 3, \dots, M-1.$$

где  $\sigma_{in}^e = \begin{cases} \sqrt{(\alpha^e)^2 - \beta_{in}^2}, & \alpha^e > \beta_{in} \\ j\sqrt{\beta_{in}^2 - (\alpha^e)^2}, & \alpha^e < \beta_{in} \end{cases}$ , остальные обозначения прежние.

Приравняв нулю определитель СЛАУ (2), и решая численно полученное трансцендентное уравнение  $\det \mathbf{D}=0$ , находим критические значения волновых чисел Н- и Е-волн ( $\alpha_p^{m,e}$ ,  $p=1, 2, \dots$ ).

#### Численные результаты

Предложенный метод характеризуется высокой численной эффективностью, быстрой сходимостью и высокой точностью результатов. Это позволяет рассматривать данное решение как одно из лучших для широкого класса волноводов сложных сечений. В таблице 1 приведены результаты исследования сходимости метода по числу базисных функций  $N$  в разложениях (1), (6) при различном числе членов  $Q$ , учитываемых в рядах (3)-(5) и (7)-(9). При проведении практических расчетов для обеспечения приемлемой для практики точности в большинстве случаев достаточно брать  $N=3$ ,  $Q=100$ . Это позволяет рассчитать спектры, содержащие до 100 и более волн обоих типов в волноводах, поперечное сечение которых состоит из нескольких десятков регулярных областей, что может быть необходимо при анализе сложных СВЧ компонентов (например, вафельных фильтров).

Таблица 1. Сходимость значений критических частот 10-гребневого волновода (рис. 2).

Q	N	Cut-off frequencies of TE <sub>p</sub> modes, GHz						Cut-off frequencies of TM <sub>p</sub> modes, GHz					
		TE <sub>1</sub>	TE <sub>2</sub>	TE <sub>3</sub>	TE <sub>4</sub>	TE <sub>5</sub>	TE <sub>18</sub>	TM <sub>1</sub>	TM <sub>2</sub>	TM <sub>3</sub>	TM <sub>4</sub>	TM <sub>5</sub>	TM <sub>18</sub>
100	1	1.96349	5.49216	7.15236	12.69400	12.94646	38.73507	26.92259	26.99374	36.17408	36.41116	38.19853	61.55431
	2	1.97157	5.50367	7.15258	12.81159	13.05371	39.00352	26.90231	26.97894	35.83835	36.11356	37.59908	60.94181
	3	1.97161	5.50374	7.15262	12.81177	13.05382	39.04307	26.90179	26.97849	35.83652	36.11191	37.59502	60.91684
	4	1.97161	5.50374	7.15262	12.81182	13.05386	39.04324	26.90170	26.97840	35.83649	36.11189	37.59500	60.91582
	5	1.97161	5.50375	7.15262	12.81185	13.05388	39.04327	26.90163	26.97832	35.83649	36.11189	37.59499	60.91579
	6	1.97161	5.50375	7.15263	12.81188	13.05391	39.04330	26.90155	26.97825	35.83648	36.11188	37.59495	60.91575
	7	1.97162	5.50376	7.15264	12.81191	13.05393	39.04332	26.90147	26.97816	35.83647	36.11186	37.59490	60.91569
200	1	1.96336	5.49183	7.15197	12.69372	12.94597	38.73503	26.92454	26.99557	36.17649	36.41348	38.20454	61.55891
	2	1.97150	5.50341	7.15217	12.81092	13.05307	39.00280	26.90372	26.98032	35.83877	36.11404	37.60049	60.94312
	3	1.97154	5.50349	7.15223	12.81107	13.05317	39.04251	26.90330	26.97996	35.83706	36.11251	37.59674	60.91803
	4	1.97154	5.50350	7.15223	12.81110	13.05320	39.04266	26.90326	26.97992	35.83700	36.11247	37.59669	60.91705
	5	1.97154	5.50350	7.15223	12.81111	13.05321	39.04267	26.90324	26.97990	35.83700	36.11246	37.59669	60.91705
	6	1.97154	5.50350	7.15223	12.81112	13.05322	39.04268	26.90322	26.97988	35.83700	36.11246	37.59669	60.91703
	7	1.97154	5.50350	7.15223	12.81112	13.05322	39.04269	26.90321	26.97986	35.83699	36.11246	37.59668	60.91702
CST		1.97059	5.49949	7.14499	12.79425	13.03831	38.97232	26.90536	26.98238	35.78944	36.06765	37.54816	
HFSS		1.97093	5.50130	7.14860	12.80370	13.04670	39.03722	26.91588	26.99237	35.84105	36.11692	37.61066	

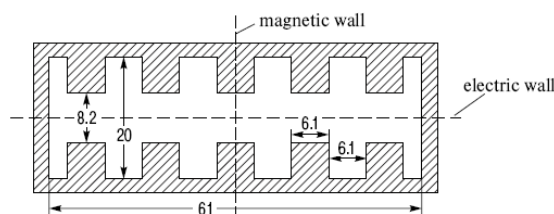


Рис. 2. Геометрические размеры 10-гребневого волновода для Таблицы 1.

Данное решение может использоваться как тестовое для других методов. В таблице 1 приведено сравнение с известными пакетами CST MWS и HFSS, которые дают неплохую точность для первых типов волн в относительно простых структурах. Однако по мере усложнения структуры точность обоих пакетов снижается, а также появляются ложные решения и быстро растет время счета.

На рис. 3 приведены спектры Н- и Е-волн низших порядков, рассчитанные для 20-гребневого волновода с плавным изменением высоты гребней. Размеры волноводов на рис. 2 и 3 равны 61×20мм. Как видно из рис. 3 и таблицы 1 полоса одномодового режима для 20-гребневого волновода составляет  $f_2 / f_1 = 3.2$ , в то время как у 10-гребневого она равна  $f_2 / f_1 = 2.8$ .

### Заключение

Предложен эффективный метод расчета критических частот и полей широкого класса волноводов сложных сечений обобщенного вида. Решение основано на методе Галеркина с учетом краевой особенности поля. В качестве базисных функций использовались взвешенные полиномы Гегенбауэра, учитывающие асимптотику поля на ребрах. Показана быстрая сходимость и высокая точность метода. Приведены результаты расчета волноводов с десятью и двадцатью гребнями.



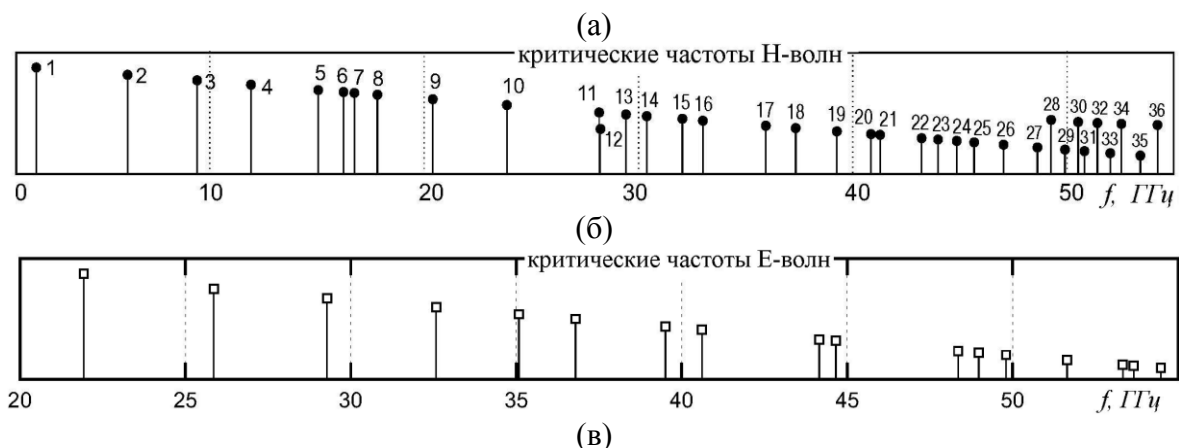


Рис. 3. Двадцатигребневый волновод (а) и его спектры волн Н-типа (б) и Е-типа (в).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Rong Y., Zaki K.A. Characteristics of Generalized Rectangular and Circular ridge Waveguides.// IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., 2000, vol.48, N. 2, pp.258–265.
2. Мануилов М.Б., Кобрин К.В. Собственные волны многогребневых волноводов // Электромагнитные волны и электронные системы, 2005, т.10, № 6, с. 21-28.
3. Мануилов М.Б., Кобрин К.В. Электродинамический анализ пассивных устройств на волноводах сложных сечений // Радиотехника и электроника, 2009, т. 54, №11, с. 1315 -1328.
4. Gerhard M., Beigang R., Rahm M. Compact High-Q Photonic Resonator inside a Metallic Ridge Terahertz Waveguide // Proc/ 38<sup>th</sup> Inter. Conf. Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW'13), 2013, 2 p.
5. Kildal P.S. Gap Waveguides and PMC Packaging: Octave Bandwidth mm- and submm-Wave Applications of Soft & Hard Surfaces, EBGs and AMCs // 2013 Asia-Pacific Microwave Conference Proceedings, 4 p.
6. Zaman A., Vukusic T., Alexanderson M., Kildal P.S. Design of a Simple Transition From Microstrip to Ridge Gap Waveguide Suited for MMIC and Antenna Integration // IEEE Antennas and Wireless Propag. Letters, Vol. 12, 2013, pp. 1558-1561.
7. Simone M., Fanti A., Mazzarella G. Optimization of Rectangular Ridge Waveguides Using PSO // Proc. 2013 Loughborough Antennas and Propagation Conf., 11-12 November 2013, Loughborough, UK, 4 p.



## Генерация терагерцового излучения в упорядоченном ансамбле нитевидных нанокристаллах на основе GaAs

Трухин В.Н.<sup>1,2</sup>, Буравлев А.Д.<sup>1</sup>, Мустафин И.А.<sup>1,2</sup>, Dhaka V.<sup>3</sup>, Lipsanen H.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> НИУ ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Аалто Университет, Эспо, Финляндия

В настоящей работе приведены результаты исследования генерации ТГц излучения массивом нанопроводов на основе GaAs, отличающихся геометрическими параметрами, при возбуждении сверхкороткими оптическими импульсами. Показано, что процесс ТГц генерации обусловлен дрейфовым движением носителей заряда в поверхностном и контактном полях. Эффективность ТГц генерации определяется возможностью усиления электромагнитного поля за счет возбуждения цилиндрических волновых мод в нанопроводе и достигает оптимума при значении расстояния между нанопроводами порядка длины волны возбуждающего света.

Полупроводниковые наноструктуры в виде свободно стоящих полупроводниковых нанопроводов являются одним из наиболее перспективных одномерных нанобъектов для применения в нанoeлектронике, нанoфотонике и нанoбиоэлектронике. Кроме того, использование квазиодномерных наноструктур, таких как нитевидные нанокристаллы (ННК), в качестве терагерцовых излучателей является перспективным направлением совершенствования существующих эмиттеров терагерцового излучения ввиду уникальности их электрических и оптических свойств. Недавние исследования показали, что эффективность терагерцового излучения может быть существенно увеличена, если объемный материал излучателя заменить структурированной поверхностью [1-7]. Однако реального увеличения эффективности ТГц генерации в этих структурах по сравнению с генерацией в объемном InAs продемонстрировано не было. Естественно, что для ответа на вопрос – насколько эффективна ТГц генерация в структурах на основе нанопроводов по сравнению с объемным материалом, необходимо экспериментально исследовать ТГц генерацию в структурах с плотностью нанопроводов от сотых до нескольких десятых объемной доли. Настоящая работа посвящена решению именно этого вопроса.

На текущий момент является общепризнанным, что генерация ТГц излучения в полупроводнике при возбуждении его поверхностного слоя сверхкороткими оптическими импульсами является следствием двух процессов: кратковременное движение фотоносителей, распространяющихся вблизи поверхности [8, 9], и нелинейные оптические процессы [10]. Возникновение поверхностного тока фотоносителей может быть связано с рядом факторов: поверхностным или приложенным электрическим полем, в этом случае генерация ТГц излучения обусловлена дрейфовым током; амбиполярной диффузией при неоднородном возбуждении, в этом процессе ТГц излучение связано с диффузионными токами и анизотропией распределения носителей в импульсном пространстве – в простейшем случае это имеет место на границе раздела полупроводник-вакуум. В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований генерации терагерцового излучения в периодическом массиве ННК на основе GaAs при возбуждении сверхкороткими оптическими импульсами.

Нанопровода выращивались на подложках p-GaAs (111)В путем селективного роста с помощью метода MOVPE (металл-органическое химическое осаждение из паровой фазы). Поскольку ННК имеют преимущественное направление роста  $\langle 111 \rangle$ , полученные нанокристаллы имели ось роста перпендикулярную поверхности подложки. На поверхность подложки в начале наносился слой SiO<sub>2</sub>. Затем методом электронной литографии в слое SiO<sub>2</sub>

вытравливались отверстия с определенным диаметром и расстоянием между ними. На каждой подложке таким путем были созданы массивы вытравленных отверстий с диаметром 50 и 100 нм, расстояние  $a$  между ними составляло 300, 600, 900, 1200, 1500, 1800 и 2100 нм. Вытравленные отверстия располагались в вершинах равностороннего треугольника. В дальнейшем на этих подложках осуществлялся рост GaAs нанопроводов. В итоге фактический диаметр нанопроводов составил 80 и 160 нм. Высота нанопроводов  $h$  определялась не только временем роста, но и их плотностью. Размеры массива нанопроводов с заданной плотностью составлял 200x200 мкм.

Эксперименты выполнялись с помощью техники времяразрешенной спектроскопии, а именно, регистрировались амплитуда электрического поля ТГц волны и её фаза. Экспериментальная схема приведена на рисунке 1. В качестве источника оптического излучения

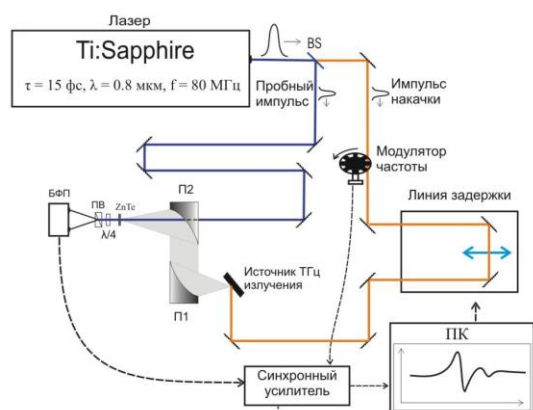


Рис. 1. Схема ТГц спектрометра

использовался фемтосекундный Ti:S лазер, генерирующий световые импульсы длительностью 15 фс с частотой повторения 80 МГц. Центральная длина волны светового импульса составляла 795 нм. Фемтосекундный импульс расщеплялся на два световых импульса. Первый импульс – «накачка» использовался для возбуждения полупроводниковой наноструктуры, ориентированной под углом  $45^\circ$  к направлению возбуждающего импульса. Фокусировка лазерного излучения осуществлялось параболомидом. Второй – «пробный» импульс использовался для регистрации ТГц излучения и направлялся на нелинейный кристалл ZnTe. На этот же кристалл фокусировалось ТГц излучение с помощью двух параболомидов П1 и П2. Изменение поляризации

пробного пучка света, вызванное ТГц импульсом в нелинейном кристалле, регистрировалось балансным фотоприёмником. Сигнал фотоприёмника, пропорциональный амплитуде ТГц поля с фазой, определяемой временной задержкой между пробным импульсом и импульсом накачки, подавался на синхронный усилитель с частотой синхронизации равной частоте модуляции импульса накачки. Модуляция накачки осуществлялась с помощью механического модулятора на частоте около 1 кГц. Выход синхронного усилителя, а также управление оптической линией задержки были связаны с ПК. Программа, разработанная в среде LabVIEW, позволяла управлять оптической линией задержки, регистрировать и обрабатывать сигнал с синхронного усилителя. Меняя оптическую задержку между пробным и накачивающим импульсами, регистрировалась волновая форма ТГц импульса.

Для определения конкретного механизма, обуславливающего генерацию ТГц излучения в полупроводниковом нанопроводе, были проведены эксперименты по регистрации волновых форм ТГц импульсов и определение зависимости величины амплитуды электрического поля ТГц импульса от интенсивности возбуждения для различных массивов ННК, отличающихся геометрическими параметрами.

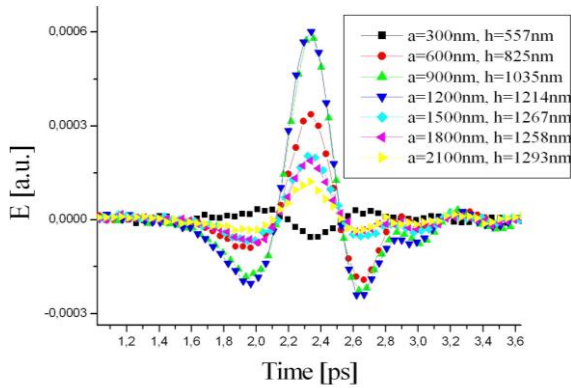


Рис. 2. Волновые формы ТГц импульса, полученные при возбуждении массивов ННК с диаметром  $\sim 160$  нм и с различной плотностью нанопроводов.

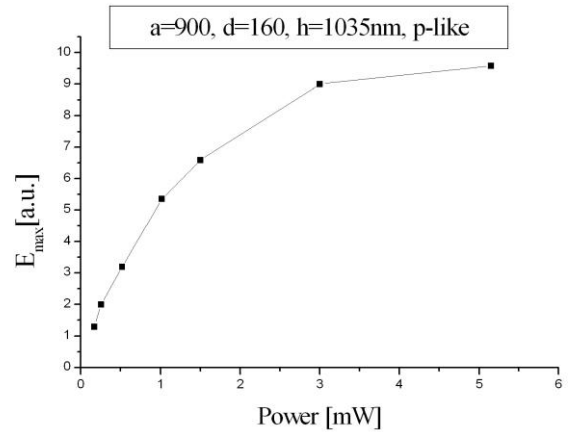


Рис.3. Зависимость максимума амплитуды волновой формы ТГц импульсов от средней мощности возбуждающего импульса.

На рис.2 представлены волновые формы ТГц импульса, полученные при возбуждении массивов ННК с диаметром  $\sim 160$  нм и с различной плотностью нанопроводов. На вставке указаны расстояние между нанопроводами и их высота. Указанные массивы размещены на одной подложке, тем не менее высоты нанопроводов для разных массивов оказались разные. Из рис.2 видно, что максимальная амплитуда электрического поля ТГц импульса получается при генерации электромагнитного излучения массивом ННК при  $a=1200$  нм. Эффективность генерации уменьшается как при увеличении расстояния между нанопроводами, так и при уменьшении. Обращает на себя факт инверсии знака напряженности поля ТГц импульса при генерации ТГц излучения от массива ННК, когда высота нанопроводов имеет значение 557 нм. При исследовании других массивов ННК, состоящих из нанопроводов с диаметром 80 нм и 160 нм, этот эффект подтвердился, но зависел также от величин  $a$  и  $d$ . Исследовалась ТГц генерация при возбуждении поверхности чистой подложки р-GaAs (возбуждались области между массивами). В этих экспериментах направление электрического поля ТГц импульса совпадало с направлением поля при вышеописанном эффекте, но амплитуда поля была значительно меньше. Как было отмечено в нашей предыдущей публикации [7], генерация ТГц излучения в GaAs ННК при возбуждении их сверхкороткими оптическими импульсами, энергия фотона которых больше запрещенной зоны полупроводника, в основном, обусловлена током неравновесных носителей, который связан с поверхностным электрическим полем или внутреннем полем, в этом случае генерация ТГц излучения обусловлена дрейфовым током, и амбиполярной диффузией; при неоднородном возбуждении, в этом процессе ТГц излучение связано с диффузионными токами. Поверхностное поле в наших образцах образуется как на боковых поверхностях нанопровода, так и на его верхней грани. Кроме того, между нанопроводом и подложкой образуется контактное поле, обусловленное р-n переходом р-GaAs/n-GaAs. Из соображения симметрии, следует, что процесс генерации ТГц излучения будет обусловлен движением неравновесных носителей в

поверхностном поле, расположенном на верхней грани нанопровода. Таким образом, генерация ТГц излучения в наших образцах может быть связана с движением неравновесных носителей в поверхностном поле на верхней грани нанопровода; в контактном поле, образованного р-п переходом на нижней грани нанопровода, анизотропией распределения носителей по импульсу и амбиполярной диффузией. Что касается последнего процесса – его вклад, по-видимому, будет незначителен при расстояниях между нанопроводами и их высоте порядка длины волны возбуждающего света. Ввиду того, что направление поверхностного поля и поля р-п перехода противоположны, движение неравновесных носителей в этих полях будут создавать электромагнитные волны с противоположным направлением электрического поля, т.е. общее ТГц поле будет меньше. Наблюдаемый эффект смены знака ТГц поля при уменьшении высоты нанопровода, свидетельствует о том, что при  $h > 600\text{нм}$  вклад движения неравновесных носителей заряда в поверхностном поле больше и поэтому направление ТГц поля противоположно направлению ТГц поля, генерируемого от поверхности подложки р-GaAs. При меньших значениях высоты нанопровода, вклад движения неравновесных носителей заряда в контактном поле увеличивается и направление ТГц поля изменяется. Естественно, при увеличении уровня возбуждения, когда разделяющиеся носители заряда экранируют внутренние поля, неравный вклад в ТГц генерацию фототоков в этих полях, могут значительно повлиять на ход зависимости максимума амплитуды волновой формы ТГц импульсов от средней мощности возбуждающего импульса. На рис. 3 представлена зависимость максимума амплитуды волновой формы ТГц импульса от средней мощности возбуждающего импульса для образцов с GaAs ННК, имеющих следующие параметры:  $a = 900\text{нм}$ ,  $d = 160\text{нм}$ ,  $h = 1035\text{нм}$ . Направление поляризации возбуждающего света лежало в плоскости параллельной направлению оси нанопроводов и волновому вектору возбуждающей волны. Полученная зависимость имеет нелинейный характер и при увеличении средней мощности оптического излучения выходит на уровень насыщения. Для дальнейшего анализа процесса ТГц излучения удобно (это будет показано ниже) представить зависимость максимальной амплитуды ТГц поля генерируемого массивом ННК от величины объемной доли нанопроводов, при их равных высотах. Подобную зависимость удалось получить для массива ННК с диаметром  $d = 80\text{нм}$  и примерной высотой  $h \sim 1100\text{нм}$ . На рис.4 приведена такая зависимость. На представленной кривой наблюдается пик эффективности генерации ТГц излучения при расстоянии между нанопроводами порядка длины волны возбуждающего света. При  $a > \lambda$  – экспериментальные точки ложатся практически на прямую, а это свидетельствует о том, что эффективность ТГц генерации определяется плотностью нанопроводов, т.е. мы регистрируем суммы вкладов электромагнитного излучения от каждого нанопровода. Действительно, генерацию ТГц излучения от отдельного нанопровода можно представить в виде излучающего точечного диполя. Тогда общее ТГц поле в дальней

зоне с учетом интерференции полей от отдельных диполей можно представить в виде следующего выражения

$$E \sim P_0 \frac{\sin(N\pi k a(\sin \psi - \sin \theta) / \lambda_{\text{THz}})}{\pi k a(\sin \psi - \sin \theta) / \lambda_{\text{THz}}}$$

(1)

где  $k$  – волновой вектор,  $\lambda_{\text{THz}}$  – длина ТГц волны,  $N$  – число возбужденных нанопроводов,

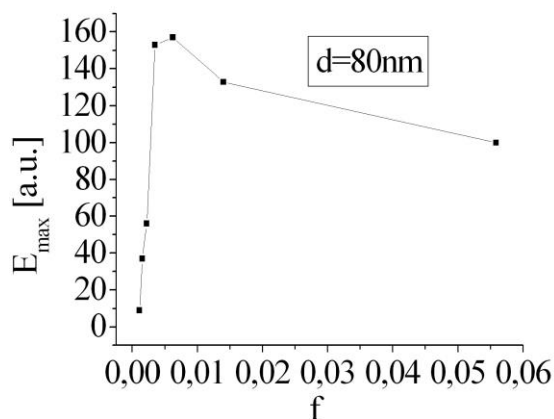


Рис.4. Максимальная амплитуда ТГц поля, генерируемое массивом ННК с различной плотностью

$\psi$  – угол падения,  $\theta$  – угол между  $k$  и осью диполя и  $P_0$  – дипольный момент.

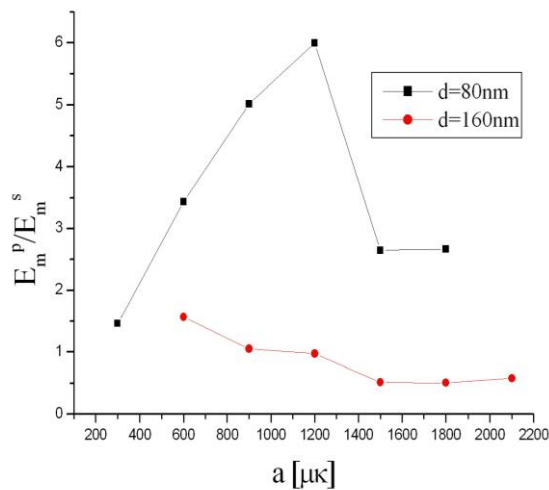


Рис.5. Зависимость соотношения между максимальными амплитудами ТГц импульса для ТМ-поляризации и ТЕ-поляризации возбуждающего света от расстояния между нанопроводами

генерации становится больше для поляризации возбуждающего оптического излучения, направление которой перпендикулярно оси нанопровода. На рис.5 представлены зависимости соотношения между максимальными амплитудами ТГц импульса для ТМ-поляризации и ТЕ-поляризации возбуждаемого излучения от расстояния между нанопроводами. Угол падения составлял  $45^\circ$ . Из этого рисунка видно, что в интервале величин  $a$ , когда ТГц поле является суммой вкладов от одиночного нанопровода, максимальная амплитуда ТГц поля, генерируемого от массива ННК с диаметром  $d=160$  нм, для ТЕ-поляризации примерно в два раза больше, чем для ТМ-поляризации. Тем не менее, для массива ННК с диаметром  $d=80$  нм соответствующие соотношения значения амплитуд ТГц полей прямо противоположно. Эти экспериментальные результаты вполне интерпретируются в рамках физического процесса, связанного с возбуждением цилиндрических волновых мод при наклонном падении света на нанопровод. Первые теоретические работы рассеяния света на диэлектрическом бесконечном цилиндре были выполнены в рамках теории Лоренца-Ми [11,12]. В этих работах было показано, что при падении плоской электромагнитной волны на неограниченный диэлектрический цилиндр происходит резонансное возбуждение цилиндрических волновых мод и, соответственно, в случае поглощающего диэлектрика, поглощение света происходит также резонансно и амплитуда поля внутри цилиндра при определенных условиях на порядки может превышать значение падающего поля. Отметим, что подобное резонансное поглощение при исследовании фотоэда от структур на основе GaAs ННК, наблюдалось в работе [13]. Используя данные для комплексного показателя преломления GaAs, мы вычислили сечение поглощения света при наклонном падении на цилиндр, следуя [14]. На рис.6 представлена зависимость сечения поглощения света от величины  $kr$  при угле падения  $45^\circ$ . Из рис.6 видно, что поглощение света примерно в два раза больше для ТЕ поляризации по сравнению с ТН поляризацией при значении  $kr=0.63$  ( $d=160$  нм). При  $kr=0.31$

При  $\lambda_{THz} \gg a$  соотношение (1) приводится к выражению для величины поля пропорциональной числу возбуждаемых диполей. Таким образом, если принять во внимание рассуждения авторов ряда публикаций [4-6] о том, что гигантская эффективность ТГц генерации полупроводниковыми ННК определяется свободным выходом излучения испускаемого от отдельного нанопровода, пик на кривой рис.4 должен наблюдаться при таких значениях  $f$ , когда эффективный показатель преломления слоя нанопроводов становится значительным, а это соблюдается при условии, когда величина  $a$  будет порядка диаметра нанопровода, т.е. ни какой корреляции с длиной волны возбуждающего излучения, как это следует из эксперимента. Разгадка раскрылась при исследовании зависимости генерации ТГц излучения массивом ННК от поляризации возбуждающего излучения. Оказалось, что определенных условиях, эффективность ТГц

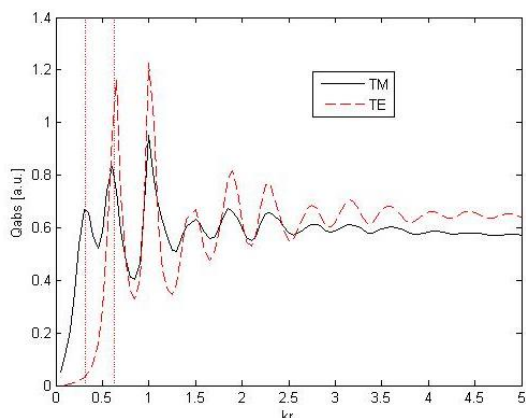


Рис.6. Спектры сечения поглощения для ТМ –поляризации и ТЕ-поляризации.

ННК. Действительно, при увеличении плотности нанопроводов, взаимодействие этих точечных диполей между собой, можно в первом приближении учесть, вводя эффективный показатель преломления среды, в котором излучает точечный диполь. Можно показать, что при увеличении плотности нанопроводов будет наблюдаться красный сдвиг резонансной частоты и величина поля внутри нанопровода будет уменьшаться. Естественно, данное рассмотрение выполняется при условии  $\lambda > a$ . Следовательно, при этих условиях спад эффективности ТГц генерации будет интенсивнее, чем при учете только изменения прохождения излучения в окружающее пространство из слоя массива ННК. Потому максимальная эффективность генерации ТГц излучения массивом ННК, по-видимому, будет при условии  $\lambda \sim a$  и соответствующих значений  $d$  и  $\lambda$ , когда возникает резонансное возбуждение цилиндрических волновых мод в нанопроводе. Отметим, что использование подложки на основе GaAs с электронной проводимостью или Si, также даст положительный эффект.

Таким образом, в данной работе проведены исследования генерации ТГц излучения массивом GaAs ННК различных массивов ННК, отличающихся геометрическими параметрами, при возбуждении сверхкороткими оптическими импульсами. Показано, что процесс ТГц генерации обусловлен дрейфовым движением носителей заряда в поверхностном, контактном полях и анизотропией распределения носителей по импульсу, возникающей при отражениях носителей заряда на границе раздела полупроводник-вакуум. Эффективность ТГц генерации определяется возможностью усиления электромагнитного поля за счет возбуждения цилиндрических волновых мод в нанопроводе и достигает оптимума при значении расстояния между нанопроводами порядка длины волны возбуждающего света.

#### Список литературы

- [1] M. Reid, I. V. Cravetchi, R. Fedosejevs et al., Appl. Phys. Lett. **86**, 024904 (2005).
- [2] H. Ahn, Y.-P. Ku, Y.-C. Wang et al., Appl. Phys. Lett. **91**, 132108 (2007).
- [3] S. He, X. Chen, X. Wu et al., Journal of Lightwave Technology **26** 1519 (2008).
- [4] G. B. Jung, Y. J. Cho, Y. Myung et al., Optics Express **18**, 16353 (2010).
- [5] P. Hoyer, M. Theuer, R. Beigang et al., Appl. Phys. Lett. **93**, 091106 (2008).
- [6] D. V. Seletskiy, M. P. Hasselbeck, J. G. Cederberg et al., Phys. Rev. B **84**, 115421 (2011).
- [7] V.N.Trukhin, A.S. Buyskih, A.D. Buravlev et al., Appl. Phys. Lett. **93**, 091106 (2013)
- [8] X.-C. Zhang, J. T. Darrow, B. B. Hu et al., Appl. Phys. Lett. **56**, 2228 (1990).

( $d = 80\text{nm}$ ) наблюдается противоположная картина. Величина ТГц поля, генерируемого в процессе движения неравновесных носителей заряда в поверхностном или приложенном электрическом поле пропорциональна концентрации фотовозбужденных носителей заряда [15]. Соответственно, значение ТГц поля будет коррелировать с величиной поглощения света. Таким образом, экспериментальные результаты, приведенные на рис.5, объясняются в рамках модели возбуждения цилиндрических волновых мод в нанопроводе. Также, с привлечением этой модели, можно объяснить экспериментальные результаты, связанные с определением максимальной эффективности генерации ТГц излучения массивом

- [9] J. E. Pedersen, I. Balslev, J. M. Hvam et al., Appl. Phys. Lett. **61**, 1372 (1992).  
[10] Chuang S. L., Schmitt-Rink S., Greene B. I. et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 102 (1992)  
[11] Wait J R Can. J. Phys. **33** 189 (1955)  
[12] H. Chew, D. D. Cooke, and M. Kerker, Applied Optics **19**, 44-52(1980)  
[13] Shu Hu, Chun-Yung Chi et al., Energy Environ. Sci., **6**, 1879–1890(2013)  
[14] C.F. Bohren, D.R. Huffman. Absorption and scattering of light by small particles. Wiley–VCH, (1998).  
[15] V. N. Trukhin, A. V. Andrianov, N. N. Zinov`ev, Phys. Rev. B **78**,#155325 (2008).

## ПЛОСКИЕ ЛИНЗОВЫЕ АНТЕННЫ

**Б. Д. Мануилов, М. Б. Мануилов, С. А. Стрельченко, В. Б. Черных**  
ФГУП «Ростовский-на-Дону НИИ Радиосвязи»  
[b.d.manuilov@mail.ru](mailto:b.d.manuilov@mail.ru)

*Рассмотрены возможности создания классических замедляющих линз на основе плоского листа диэлектрика, в котором эффективная диэлектрическая проницаемость изменяется по определённому закону за счёт перфорирования сквозных отверстий. Показано, что таким же образом можно построить плоские зонированные замедляющие линзы, плоские линзы Френеля и цилиндрические линзы Люнеберга.*

### Введение

Линзовые антенны являются одним из основных типов апертурных антенн. В зависимости от величины диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$  материала линзы последние подразделяются на замедляющие ( $\sqrt{\varepsilon} > 1$ ) и ускоряющие ( $\sqrt{\varepsilon} < 1$ ). Классические замедляющие линзы имеют форму тела вращения вокруг фокальной оси. В зависимости от назначения линзы один из её фокусов может находиться в бесконечности (в дальней зоне) либо оба фокуса могут находиться в ближней зоне. Замедляющие линзы могут иметь две либо одну преломляющую поверхность (во втором случае одна из поверхностей выполняется плоской). Наличие криволинейных поверхностей является недостатком этих антенн. Сделать обе поверхности замедляющей линзы плоскими можно, если обеспечить изменение по определённому закону коэффициента преломления. Пример подобного решения приведён в [1], где рассмотрена плоская линзовая антенна на основе зонной пластинки Френеля, в которой кольцевые участки, соответствующие разным зонам, выполнены из четырёх различных материалов. Данный путь применительно к замедляющим линзовым антеннам представляется неоптимальным из-за необходимости иметь большой набор материалов с мало отличающимися коэффициентами преломления, а также из-за технологических сложностей, связанных с сопряжением колец из разных материалов. Эти сложности нарастают с увеличением как рабочей частоты, так и диаметра линзы. В ряде работ, (например [2], [3]), рассматриваются вопросы, связанные с созданием согласующего слоя на поверхности диэлектрика путём перфорирования его отверстиями различной формы и глубины. Для определения эффективной диэлектрической проницаемости согласующего слоя находят численными методами его толщину, количество углублений на единицу поверхности, их форму и диаметр, при которых коэффициент отражения от структуры обращается в ноль. Разовьём это направление, перфорируя в диэлектрике сквозные отверстия.

**Целью работы** является нахождение закона изменения эффективной диэлектрической проницаемости вдоль радиуса плоской линзы на основе однородного листа диэлектрика (в классической замедляющей линзе, в том числе зонированной, линзе Френеля, линзе

Люнеберга), а также оценка необходимых для этого геометрических параметров сквозных перфорированных отверстий.

### Построение математической модели плоской линзы

Построим математическую модель плоской замедляющей линзы с изменяющейся по радиусу диэлектрической проницаемостью. Для общности рассмотрения будем полагать, что оба фокуса линзы находятся в ближней зоне (рис. 1). Пусть в первом фокусе  $F_1$  размещён облучатель. Расстояния по оси линзы от фокусов до ближних поверхностей линзы обозначены  $r'_0$  и  $r''_0$ . Радиальное расстояние от оси до  $n$ -й точки поверхности линзы со стороны облучателя обозначено как  $\rho_n$ . Толщина линзы обозначена  $t$ .

Для эффективной работы линзы необходимо выровнять электрические длины осевого

$$S_0 = r'_0 + t \cdot \sqrt{\varepsilon} + r''_0 \quad (1)$$

и произвольного лучей:

$$S_n = r'_n + l_n \cdot \sqrt{\varepsilon_n} + r''_n. \quad (2)$$

Здесь через  $\varepsilon_n$  ( $\varepsilon_n < \varepsilon$ ) обозначена величина диэлектрической проницаемости (в данном случае эффективной) материала линзы на расстоянии  $\rho_n$  от оси. Обозначим разность электрических длин этих лучей как функцию  $\rho_n$  и  $\varepsilon_n$

$$Y(\rho_n, \varepsilon_n) = S_n - S_0. \quad (3)$$

Задаваясь величинами  $\rho_n$ , можно из (3) найти значения  $\varepsilon_n$ , минимизирующие  $Y(\rho_n, \varepsilon_n)$ .

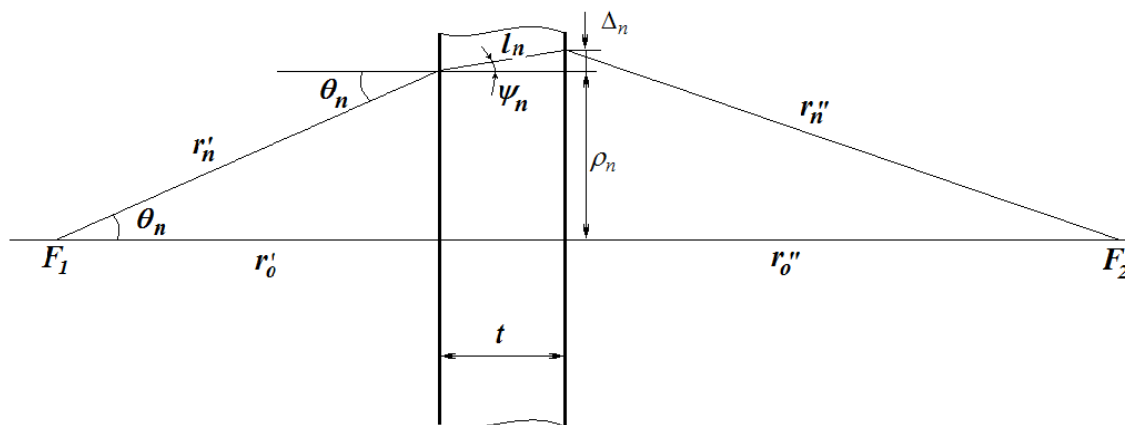


Рис. 1. Схема плоской линзы

При этом необходимо учитывать связи между величинами, обозначенными на рис. 1:

$$r'_n = \sqrt{(\rho_n)^2 + (r'_0)^2}, \quad (4)$$

$$\theta_n = \arctan(\rho_n / r'_0), \quad (5)$$

$$\psi_n = \arcsin \left( \left( \sqrt{\varepsilon_n} \right)^{-1} \cdot \sin \theta_n \right), \quad (6)$$



$$l_n = \frac{t}{\cos(\psi_n)}, \quad (7)$$

$$\Delta_n = t \cdot \tan(\psi_n), \quad (8)$$

$$r_n'' = \sqrt{(\rho_n + \Delta_n)^2 + (r_0'')^2}. \quad (9)$$

Задаваясь радиальной координатой  $\rho_n$  и решая уравнение (3) с учётом (4) – (9), нетрудно найти соответствующие значения  $\varepsilon_n$ . На рис. 2а приведена зависимость  $\varepsilon_n$  от  $\rho_n$ . Расчёт выполнен при следующих исходных данных: длина волны  $\lambda = 1$  см,  $\rho_n = n \cdot \lambda$ ,  $t = 3.0$  см,  $\varepsilon = 3.8$ ,  $r_0' = 100$  см,  $r_0'' = 500$  см.

Решение уравнения (3) выполнялось в среде MathCAD. Непрерывной линией обозначен случай фокусировки на дальность 5 м, пунктир соответствует фокусировке на бесконечность. В этом случае в выражениях (1) и (2) исключаются третьи слагаемые, соответствующие  $r_n''$  и  $r_0''$ . Из рис. 2а следует, что при выбранных параметрах ( $\lambda, t, \varepsilon, r_0'$  и  $r_0''$ ) возможно построить плоскую линзу с диаметром до 40 см. При необходимости создать линзу большего диаметра можно применить некое подобие принципа «зонирования», допуская значение невязки (3) равным целому числу длин волн. Путём численного эксперимента установлено, что с учётом отбрасывания целого числа ( $\mu_n$ ) длин волн невязку (3) можно представить в следующем виде:

$$Y'(\rho_n, \varepsilon_n) = Y(\rho_n, \varepsilon_n) - \mu_n \cdot \lambda. \quad (10)$$

Величина  $\mu_n$  выбирается такой, чтобы получить приемлемые значения  $\varepsilon_n$ .

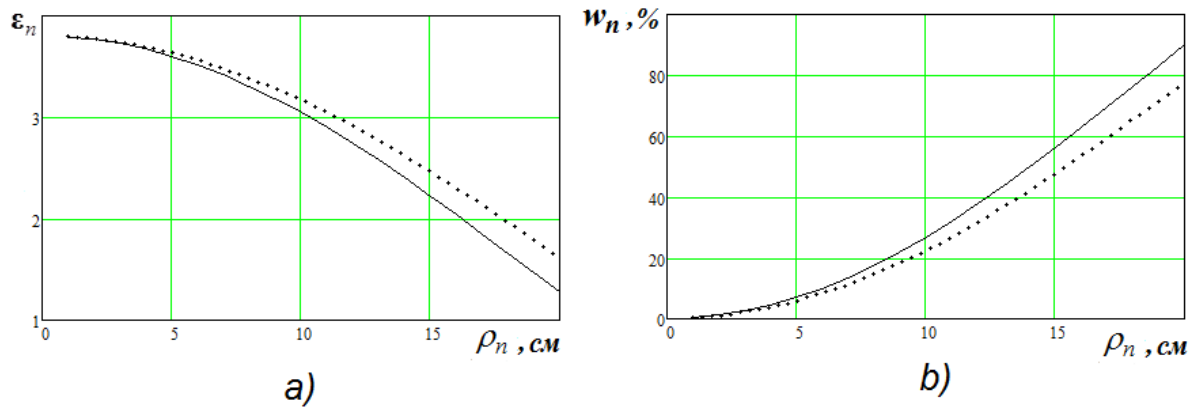


Рис. 2. Зависимость от радиальной координаты диэлектрической проницаемости плоской замедляющей линзы (а) и доли поверхности (б), занимаемой отверстиями в листе диэлектрика (сплошная линия  $r_0'' = 500$  см, пунктир  $r_0'' = \infty$ )

Для реализации требуемых значений эффективной диэлектрической проницаемости перфорируем лист диэлектрика сквозными, в простейшем случае цилиндрическими отверстиями (диаметр отверстий и расстояние между ними много меньше  $\lambda$ ). Обозначим через  $w_n$  долю площади, занимаемой сквозными отверстиями ( $\varepsilon_0 = 1$ ) на расстоянии  $\rho_n$  от оси, а через  $(1 - w_n)$  – остальную долю участка поверхности диэлектрика с проницаемостью  $\varepsilon$ .

Тогда, рассматривая перфорированный слой как параллельное соединение конденсаторов, можем приближённо записать<sup>2</sup>

$$\varepsilon_n = \varepsilon_0 \cdot w_n + \varepsilon \cdot (1 - w_n). \quad (11)$$

Из (11) следует

$$w_n = \frac{\varepsilon - \varepsilon_n}{\varepsilon - \varepsilon_0}. \quad (12)$$

На рис. 2b представлены зависимости  $w_n$  от  $\rho_n$ , характеризующие процент площади, занимаемой отверстиями в листе диэлектрика для достижения требуемых значений  $\varepsilon_n$ .

### Приложение полученных результатов к линзам Френеля и Люнеберга

В [4] нами были получены выражения для расстояния от первого фокуса до нижней границы  $n$ -ой зоны бинарной<sup>3</sup> линзы Френеля при расположении второго фокуса в ближней зоне:

$$r'_n = 0.5 \left[ \frac{(r'_0 - r''_0)(r'_0 + r''_0)}{0.5n\lambda_0 + (r'_0 + r''_0)} + 0.5n\lambda + (r'_0 + r''_0) \right] \quad (13)$$

и выражение для радиусов зон Френеля:

$$R_n = \sqrt{(r'_n)^2 - (r'_0)^2}. \quad (14)$$

Найдём значения диэлектрических проницаемостей зон Френеля, при которых сигналы, переизлучённые разными зонами, окажутся в точке второго фокуса синфазными. Для этого воспользуемся выражением (10), в котором  $\rho_n$  необходимо заменить на  $R_n$ .

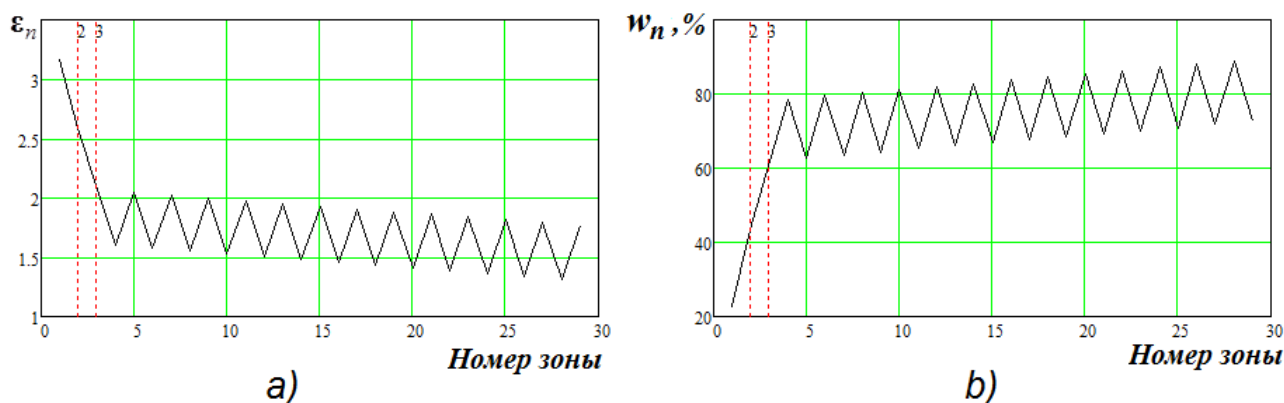


Рис. 3. Зависимость от номера зоны диэлектрической проницаемости плоской бинарной линзы Френеля (а) и доли поверхности (б), занимаемой отверстиями в листе диэлектрика

На рис. 3а приведены значения диэлектрической проницаемости зон бинарной линзы

<sup>2</sup> В общем случае эффективная диэлектрическая проницаемость зависит и от угла падения, но по данным [3] при  $\varepsilon < 4$  и углах падения меньших  $30^\circ$  градусов эта зависимость незначительна.

<sup>3</sup> У бинарной линзы Френеля пути из одного фокуса в другой через соседние зоны отличаются на  $\lambda/2$ .

Френеля. На рис. 3b приведена информация о долях поверхности, занимаемой отверстиями в соответствующих зонах бинарной линзы Френеля. Вертикальными штриховыми линиями на рис. 3 обозначены границы второй и третьей зон. Исходные данные те же, что и ранее ( $\lambda = 1$  см,  $t = 3.0$  см,  $\varepsilon = 3.8$ ,  $r_0' = 100$  см,  $r_0'' = 500$  см). Поясним, что область линзы, ограниченная радиусом  $R_1$  (назовём её нулевой), имеет диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon = 3.8$ , то есть исходную диэлектрическую проницаемость материала. Кольцевая область, лежащая между  $R_1$  и  $R_2$ , должна иметь  $\varepsilon_1 = 3.17$ , для чего отверстия должны занимать  $w_1 = 22.6\%$  её поверхности. Иными словами, приведённые на рисунках параметры  $\varepsilon_n$  и  $w_n$  относятся к зоне, расположенной между  $R_n$  и  $R_{n+1}$ . Из рис. 3 следует, что зоны одинаковой чётности должны иметь различные значения  $\varepsilon_n$ , что не учитывается в [1].

На рис. 4 представлены поперечные сечения фокальных объёмов, сформированных при названных выше исходных данных плоскими бинарной линзой (непрерывная линия, 28 зон) и четвертьволновой<sup>4</sup> линзой (пунктир, 56 зон). Радиусы линз одинаковы и составляют 49.5 см. Ширина по уровню -3 дБ поперечных сечений фокальных объёмов в области второго фокуса одинакова и равна 5.6 см. Уровни первых трёх боковых лепестков у бинарной линзы выше на 0.1 дБ, 1 дБ и 2.4 дБ соответственно. Более значительно отличаются уровни дальних лепестков.

Заметим, что каждый из приведённых на рис. 4 графиков нормирован к своему максимуму. При этом надо иметь в виду, что у бинарной линзы этот максимум примерно на 3 дБ меньше. Очевидно, что рассматриваемый путь регулирования эффективной диэлектрической проницаемости позволяет относительно простыми средствами повысить эффективность линз Френеля.

Надо иметь в виду, что в рассмотренных выше случаях имеется возможность формирования на поверхностях линз согласующих слоёв по типу [2, 3].

---

<sup>4</sup> У четвертьволновой линзы пути из одного фокуса в другой через соседние зоны отличаются на  $\lambda/4$

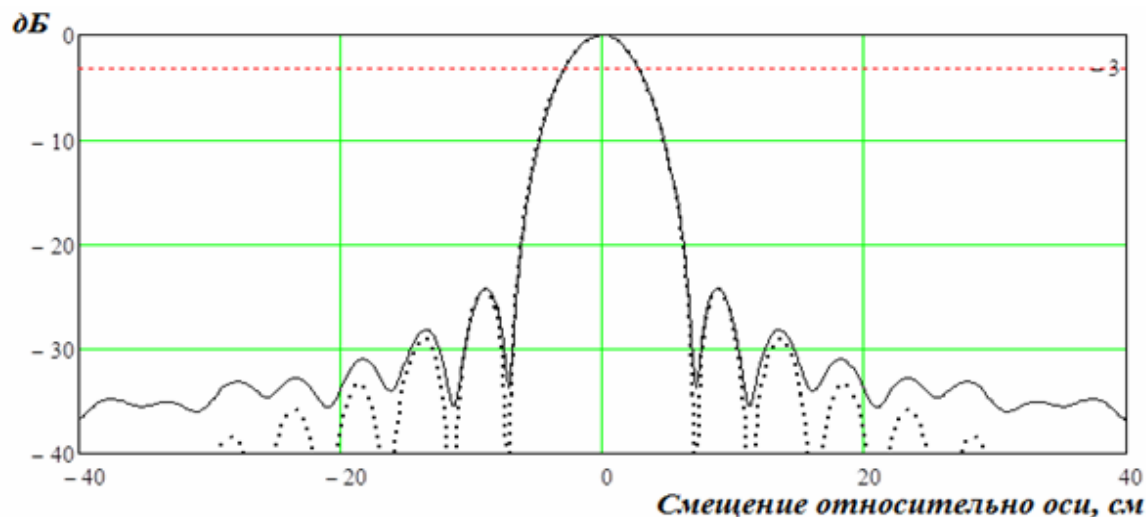


Рис. 4. Поперечные сечения фокальных объёмов бинарной (непрерывная кривая) и четвертьволновой (пунктир) линз

Применительно к линзе Лüneберга с цилиндрической симметрией условием фокусировки является следующий закон изменения эффективной диэлектрической проницаемости в зависимости от удаления  $\rho_n$  от оси цилиндра с радиусом  $R$  [5]

$$\varepsilon_n = 2 - (\rho_n / R)^2. \quad (15)$$

В связи с этим доля поверхности, занимаемой отверстиями в листе диэлектрика, должна определяться выражением (10) с учётом (15).

### Выводы

Перфорирование сквозных отверстий в однородном листе диэлектрика является удобным средством регулирования эффективной диэлектрической проницаемости диэлектрика и может использоваться при разработке плоских линзовых антенн различных типов (классических и зонированных замедляющих линзовых антенн, линз Френеля и Лüneберга).

### Литература

1. Hristo D. Hristov, Mathieu H. A. J. Herben. Millimeter-Wave Fresnel-Zone Plate Lens and Antenna // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 43, N. 12, December 1995, p. 2779 – 2785.
2. Kildal P.-S., Jakobsen K., Sudhakar Rao K. Meniscus-lens corrected corrugated horn: a compact feed for a Cassegrain antenna // IEE Proc., 1984, vol. 131, pt. H, №. 6, pp. 390-394.
3. Смольникова О. Н., Скобелев С. П. Численный анализ эффективной проницаемости перфорированного диэлектрического слоя // Труды 24-й Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», (CriMiCo'2014), Севастополь, 2014, с. 497 -498.
4. Мануилов Б.Д., Мануилов М.Б., Резниченко Д.В., Стрельченко С.А., Черных В.Б. Способ получения радиоизображений протяжённых объектов // Радиотехника, 2014, №8, с. 55 – 60.
5. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ.-М: Высш. шк., 1988.- 432 с.

## ОБОБЩЕННАЯ ФОРМУЛА ФАЗОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ СЕКТОРНЫХ ЛУЧЕЙ ФАР

Грибанов А.Н., Титов А.Н., Мосейчук Г.Ф., Гаврилова С.Е.

ОАО «НИИ приборостроения им. В. В. Тихомирова»

[gribanov@nio11.niip.ru](mailto:gribanov@nio11.niip.ru)

*Предложен метод нахождения обобщенного аналитического выражения, используемого для расчета фазовых распределений, используемых для одномерного расширения луча ФАР. Параметры полученного выражения зависят от формы амплитудного распределения в раскрыве и коэффициента расширения луча. Формируемые лучи имеют форму близкую к прямоугольной. Предложенный метод основан на фазовом методе веерных парциальных ДН и отличается простотой и практической реализуемостью.*

### Введение

Особенность работы ФАР в составе многофункциональной РЛС состоит в обеспечении возможности быстрой смены характеристик излучения ФАР, в том числе вида и ориентации лучей специальной формы. Естественно, это может быть реализовано только за счет управления фазами возбуждения элементарных излучателей решетки при известном и фиксированном амплитудном распределении возбуждения элементов. Известно значительное число теоретических работ по фазовому синтезу лучей в антенных решетках, например [1-4]. В большинстве из них подразумевается априорный и сохраненный в памяти ЭВМ расчет фаз возбуждения элементов для всевозможных режимов работы РЛС. В то же время быстрдействие современных вычислительных средств, входящих в состав ФАР, позволяют производить расчет фазового распределения (ФР) в реальном времени непосредственно на основе общих алгоритмов расчета фаз. При этом желательно, чтобы исходные формулы для расчета фаз в максимальной степени соответствовали возможностям вычислительных средств ФАР.

В данной работе приводится пример подобного метода при формировании лучей секторного вида. При этом в качестве задаваемой характеристики луча берется его коэффициент расширения  $K\rho$ , равный отношению угловой ширины секторного луча к ширине луча при синфазном возбуждении элементов. Амплитудное распределение при этом считается известным и симметрично спадающим к краям раскрыва. Для сканирования луча, как обычно, производится наложение на найденное фазовое распределение линейного.

### Фазовый синтез секторных лучей методом веерных парциальных диаграмм

В работах [5-8] авторами был предложен метод, позволяющий с помощью простых алгоритмов определять фазовые распределения, обеспечивающие формирование одномерно расширенных лучей при заданном амплитудном распределении.

Основная идея метода заключается в нахождении фазового распределения, при котором каждый участок раскрыва излучает энергию в свое индивидуальное направление внутри заданного углового сектора (рис. 1). Основной задачей фазового синтеза является определение именно этих направлений. С этой целью, вся антенная решетка, состоящая из  $M$  излучателей, рассматривается в виде совокупности  $M-1$  подрешеток (рис. 1а), каждая из которых состоит из двух соседних излучателей. Так первая подрешетка состоит из первого и второго излучателей, вторая подрешетка - из второго и третьего и т.д. Каждая из этих виртуальных подрешеток формирует виртуальные независимые парциальные диаграммы направленности  $\{F_m(u)\}$ , и за счет изменения фаз одного из излучателей пары формирует максимум излучения в некотором направлении (рис. 1б). Относительный уровень лучей этих подрешеток определяется законом амплитудного распределения в раскрыве.

Область углов, занимаемая формируемым секторным лучом, также разбивается на парциальные угловые сектора  $\{\Delta u_m\}$ , число которых равно количеству виртуальных подрешеток (рис. 1в). Требуемая

форма секторного луча достигается за счет того, что направления лучей парциальных диаграмм располагают в середине соответствующего парциального углового сектора.

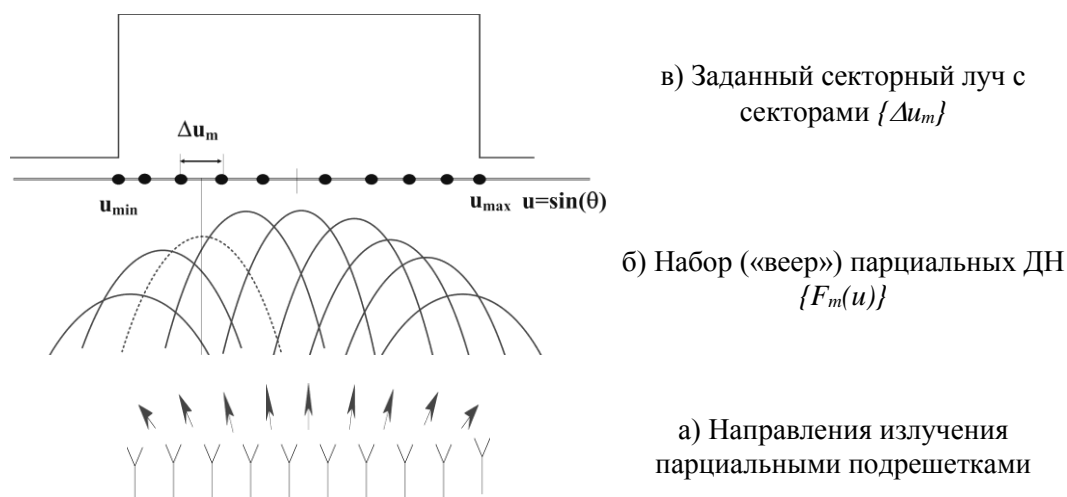


Рис. 1. Формирование секторного луча методом веерных парциальных ДН

В предыдущих работах[5-8] были приведены простые алгоритмы расчета фаз в излучателях раскрыва, обеспечивающие формирование одномерно расширенных лучей заданной формы. Сформированные лучи имеют высокую энергетическую эффективность, поэтому форма секторных лучей близка к заданной прямоугольной.

#### Метод определения обобщенного закона результирующего фазового распределения

Отличительной чертой получаемых ФР является плавный характер изменения фаз вдоль раскрыва. Поэтому ФР может быть аппроксимировано некоторой функцией, зависящей от удаленности излучателя от центра раскрыва. В качестве таких функций целесообразно брать полиномиальные, так как для них хорошо разработан аппарат аппроксимации. Кроме того, работа с такими функциями требует относительно небольшой производительности вычислительных средств. ФР, формирующие симметрично расширенные секторные лучи, также являются симметричными относительно центра раскрыва, поэтому выражение для фаз возбуждения элементов будет иметь вид:

$$\varphi(h) = \sum_{n=1}^N A_n(Kp) \cdot (h)^n, \quad (1)$$

где:  $h$  – удалённость излучателя от центра раскрыва;

$N$  - число членов полинома;

$A_n$  - коэффициенты полинома.

Значения коэффициентов полинома  $\{A_n\}$  зависят от вида полученного ФР, а, следовательно, от значения  $Kp$ .

Найти обобщенное решение, справедливое для всех значений коэффициента расширения луча  $Kp$ , предлагается на основе анализа совокупности фазовых распределений, полученных с помощью метода веерных парциальных диаграмм для различных значений  $Kp$ . Для этого необходимо провести аппроксимацию второго уровня.

На этом этапе необходимо для всего диапазона значений  $Kp$  рассчитать массив величин  $\{A_n\}$  и эти данные в свою очередь аппроксимировать какой-либо функцией. Эту аппроксимацию можно также проводить с помощью полиномиальных функций.

В этом случае обобщенная формула фазового распределения может быть записана в следующем виде:

$$\varphi(Kp, h) = \sum_{n=1}^N \left( \sum_{m=1}^M B_{nm} \cdot Kp^m \right) \cdot (h)^n \quad (2)$$

где  $B_{nm}$  – коэффициенты полиномов аппроксимации второго уровня.

Полученная аналитическая формула (2) и является обобщенной формулой расчета ФР, формирующего секторные лучи с любыми заданными значениями  $Kp$ . При этом, важно правильно выбрать число членов  $N$  и  $M$  используемых полиномов. Дело в том, что при формировании конкретного фазового распределения в раскрыве ФАР расчет фаз по переменной  $m$  необходимо проводить один раз, а по переменной  $n$  - для каждого излучателя раскрыва, число которых может быть достаточно велико. Поэтому избыточное число используемых членов ряда приведет к неоправданному увеличению времени, отводимому на расчеты. Недостаточная степень полинома приведет к ошибкам аппроксимации и искажению формы луча.

#### Пример получения обобщенной формулы

Проверка работоспособности метода была проведена с использованием программы математического моделирования раскрыва и характеристик излучения [9], для случая ФАР с раскрывом круглой формы диаметром  $D \approx 28\lambda$ , числом излучателей около 2000 и амплитудным распределением с КИП  $\approx 0.9$ .

Расчеты показали, что применение полинома третьего порядка ( $M=3$ ) для аппроксимации табличных значений фазовых распределений (1), формирующих секторные лучи, приводит к практически полному совпадению, как, с одной стороны, анализируемых фазовых распределений, так и формируемых ими ДН с расширенными лучами - с другой. Подобные же результаты были получены и при исследовании расширенных лучей с различными коэффициентами расширения в широком диапазоне их значений.

В свою очередь, полученные закономерности поведения коэффициентов  $A_1, A_2, A_3$  были также аппроксимированы полиномом. Как показали предварительные расчеты, для данного приближения достаточно использовать также полином степени 3. В результате, получаются аналитические выражения, описывающее поведение полиномиальных коэффициентов фазового распределения:

$$\begin{aligned} A_1(Kp) &= 5.548 \cdot 10^{-2} + 1.503 \cdot 10^{-1} (Kp) - 4.804 \cdot 10^{-4} (Kp)^2 \\ A_2(Kp) &= 6.278 \cdot 10^{-2} + 1.697 \cdot 10^{-1} (Kp) - 5.416 \cdot 10^{-4} (Kp)^2 \\ A_3(Kp) &= -9.306 \cdot 10^{-4} - 2.515 \cdot 10^{-3} (Kp) + 8.028 \cdot 10^{-6} (Kp)^2 \end{aligned} \quad (3)$$

Формулы (2) и (3) являются обобщенными формулами расчета ФР, формирующего секторные лучи с любыми заданными значениями  $Kp$ .

Таким образом, при формировании секторных лучей, для расчета ФР достаточно знать всего лишь 9 коэффициентов. Причем 3 коэффициента  $A_1, A_2, A_3$  необходимо рассчитать для заданного  $Kp$  в соответствии с (3) всего один раз. Остальные расчеты в соответствии с (1) надо провести для каждого излучателя ФАР или, при наличии симметрии в расположении излучателей, в 2 раза меньше.

На рис. 2 для данной ФАР приведен пример формирования в угломестном сечении секторных лучей с использованием полученных обобщенных формул. Представлены 2 фазовых распределения вдоль центрального столбца излучателей (рис. 2б) и ДН с двумя соответствующими секторными лучами ( $K_p=10$  и  $K_p=35$ ) (рис. 2в), а также пространственная ДН, луч которой расширен в 35 раз (рис. 2г). Для сравнения на рис. 2в представлена также исходная ДН.

Наличие обобщенной формулы позволяет для плоских ФАР значительно упростить операцию формирования расширенных лучей в наклонных плоскостях. Пример подобного варианта расширения луча приведен на рис. 3. Это особенно важно для ФАР, установленных, например, на летательных аппаратах, в тех случаях, когда необходимо стабилизировать форму луча при эволюциях самолета. Ее реализация в ФАР осуществляется путем изменения в раскрыве плоскости формирования фазового распределения.

При анализе приведенных результатов, необходимо учитывать, что приведенные в данном разделе количественные значения параметров обобщенной формулы фазового распределения

справедливы лишь для рассматриваемой ФАР с конкретными геометрическими размерами и используемым видом амплитудного распределения.

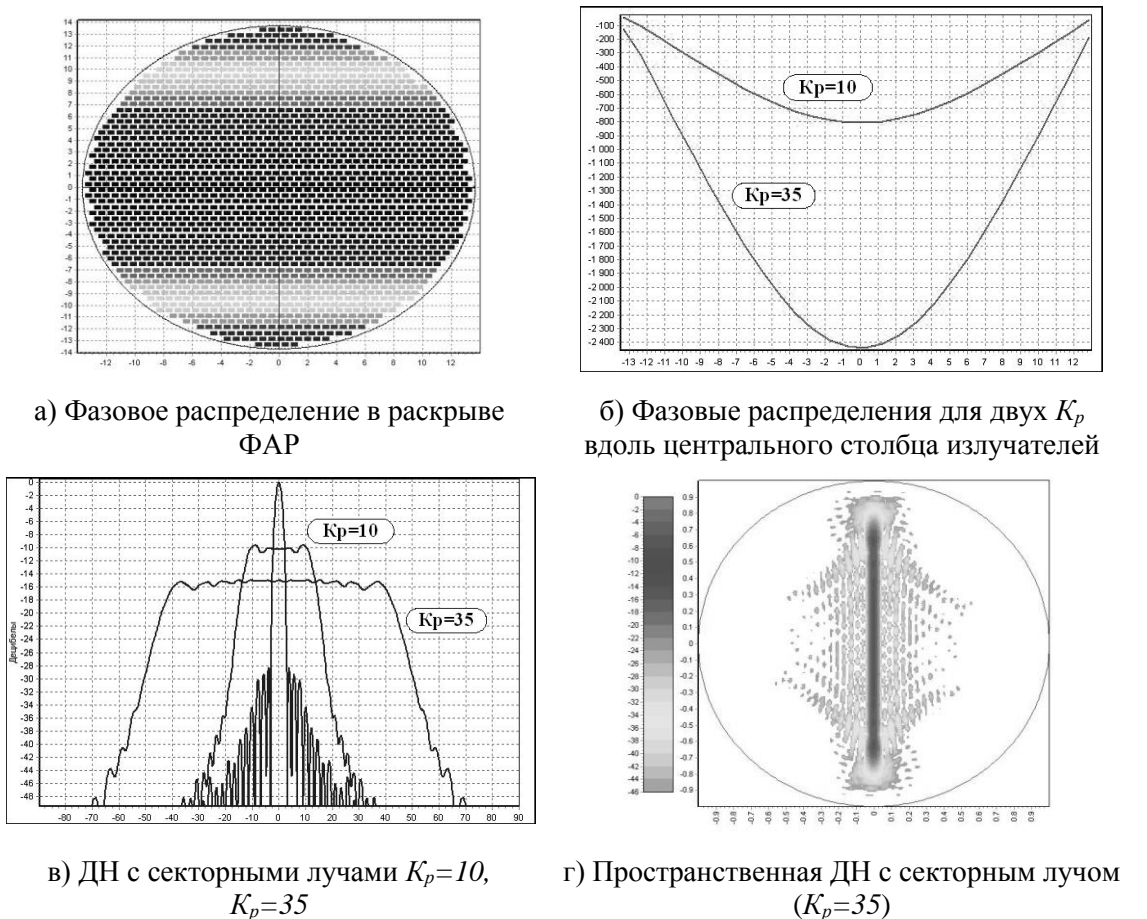


Рис. 2. Пример формирования секторных лучей в ДН плоской ФАР.



Рис.3. Пример формирования секторного луча в наклонной плоскости.



### Заключение

1. В данной работе впервые получены обобщенные аналитические решения, непосредственно связывающие коэффициент расширения луча  $K_r$  с законом изменения фазового распределения в раскрыве ФАР. Предложенный метод базируется на фазовом методе веерных парциальных диаграмм формирования лучей специальной формы.

2. Выбор функции аппроксимации, используемой в той или иной ФАР, решается с учетом возможностей быстродействия спецвычислителя ФАР и требованиям на точность реализации формы лучей.

3. Для каждого вида одномерно расширенных лучей, используемого возбуждения и геометрических параметров ФАР, можно найти свой вид обобщенной формулы и ее количественные параметры.

4. На примере конкретной ФАР показано, что для формирования секторных лучей достаточно определить количественные значения 9-и параметров.

5. Преимуществом данного метода является использование сравнительно малого числа количественных параметров, входящих в обобщенную аналитическую формулу и высокие энергетические характеристики формируемых лучей.

6. Наличие обобщенной формулы позволяет упростить операцию формирования расширенных лучей в наклонных плоскостях при использовании бортовых ФАР.

7. Предложенный метод может быть применим в любых видах ФАР и АФАР с линейными и плоскими раскрывами.

### ЛИТЕРАТУРА:

1. Зелкин Е.Г., Соколов В.Г. Методы синтеза антенн: Фазированные антенные решетки и антенны с непрерывным раскрывом. – М.: Сов. Радио, 1980. – 296 с.
2. Kautz G.M. Phase-only shaped beam synthesis via technique of approximated beam addition //, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Issue: 5, May 1999. - Vol. 47. – pp. 887-894.
3. Trastoy, Ares F., Moreno E. Phase-only control of antenna sum and shaped patterns through null perturbation // IEEE Antennas and Propagation Magazine, Dec. 2001. - Vol. 43. № 6. - pp.45-54.
4. Gatti R.V., Marcaccioli L., Sorrentino R. A novel phase-only method for shaped beam synthesis and adaptive nulling // 33rd European Microwave Conference, 2003, 7-9 Oct. 2003.- Vol. 2. – pp.739-742.
5. Грибанов А.Н. Эффективный метод фазового синтеза одномерно расширенных лучей в фазированной антенной решетке. // Антенны, 2007, №6(121).
6. Грибанов А.Н., Титов А.Н., Мосейчук Г.Ф. Фазовый синтез расширенных лучей ФАР методом веерных парциальных диаграмм. // Антенны, 2008, №9(136).
7. Gribanov A. N., Titov A. N., Moseychuk G. F. Synthesis of Shaped Beam Antenna Pattern Using a New Phase Method of Fan Partial Patterns. // International Conference on Antenna Theory and Techniques, 6-9 October, 2009, Lviv, Ukraine pp. 304-306.
8. Gribanov A.N., Titov A.N., Moseychuk G.F., Gavrilova S.E. Generalized formula for phase synthesis of phased array sector beams. International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT), ICATT'13. September 16–20, 2013, Odessa, Ukraine, pp.273-276.
9. Алексеев О.С., Грибанов А.Н., Крылов П.К.. Математическая модель антенной системы с электронным управлением лучом, особенности построения и результаты применения. // Антенны, 2005, №2(93).

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО СИГНАЛА ЧЕРЕЗ СЛОИСТО-НЕОДНОРОДНУЮ СРЕДУ

**Нарышкин В.И.,**  
ФИРЭ РАН им. В.А.Котельникова  
[nar@ms.ire.rssi.ru](mailto:nar@ms.ire.rssi.ru)

*В настоящее время для расчётов электромагнитных сигналов, распространяющихся в различных средах, широко применяется метод FDTD (finite-difference time domain). Применение этого метода к расчётам сигнала на больших расстояниях ограничено появлением неустойчивости алгоритма. Для устранения этого явления был разработан для одномерного случая метод, использующий расчёт одновременно прямой и обратной волны и линеаризацию компонент поля при достаточно малых шагах по времени и по пространству. Это позволило избежать появления неустойчивости, но пока этот метод применим лишь к средам без дисперсии. Были выполнены расчёты распространяющегося прямоугольного сигнала с гармоническим заполнением при различных конфигурациях диэлектрической проницаемости слоёв, построенные картины отражённого сигнала позволяют сделать оценки о характере этой конфигурации. Имеются значительные сложности в распространении этого метода на проводящие слои, однако эти трудности преодолимы.*

Для изучения распространения электромагнитных волн в различных средах часто используется метод FDTD [1,2]. Но при применении на больших расстояниях он проявляет неустойчивость, и для устранения этого недостатка необходимо в него ввести соответствующие усовершенствования. В настоящей работе предлагается такой метод, повышающий устойчивость алгоритма.

Рассмотрен сигнал, распространяющийся в слоисто-неоднородной среде вдоль оси  $z$ , перпендикулярной слоям. Он описывается одномерным электромагнитным полем с компонентами  $E_x(t, z)$  и  $H_y(z, t)$ . Вектор его электрической напряжённости направлен вдоль оси  $x$ , вектор магнитной напряжённости направлен вдоль оси  $y$ , волновой вектор  $\vec{k}$  направлен вдоль оси  $z$ ,  $t$  - время. Слои однородны и изотропны, и их границы являются координатными  $xy$  плоскостями, различающимися толщиной  $\Delta z$  и диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon(z)$ . Для всех слоёв магнитная проницаемость равна  $\mu_0$  и проводимость равна нулю. Уравнения Максвелла в этом случае принимают вид:

$$\begin{cases} \varepsilon(z) \partial E_x(t, z) / \partial t = -\partial H_y(t, z) / \partial z, \\ \mu_0 \partial H_y(t, z) / \partial t = -\partial E_x(t, z) / \partial z. \end{cases} \quad (1)$$

Будем рассматривать электрическое и магнитное поле  $E_x(t_i, z_j)$  и  $H_y(t_i, z_j)$  в дискретные моменты времени  $t_i$  в точках  $z_j$ , лежащих на границах слоёв.

$$\begin{cases} \varepsilon(z_j) \partial E_x(t_i, z_j) / \partial t = -\partial H_y(t_i, z_j) / \partial z, \\ \mu_0 \partial H_y(t_i, z_j) / \partial t = -\partial E_x(t_i, z_j) / \partial z. \end{cases} \quad (2)$$

Производные в (2) можно представить в виде разностей:  $\partial E_x(t_i, z_j) / \partial t = (E_{x,i+1,j} - E_{x,i,j}) / \Delta t$  и  $\partial E_x(t_i, z_j) / \partial z = (E_{x,i,j+1} - E_{x,i,j}) / \Delta z_j$ . Интервал  $\Delta z_j$  равен интервалу между точками  $j+1$  и  $j$ . В дальнейшем интервал  $\Delta t$  постоянен для всех интервалов. Тогда равенства (2) запишутся в следующем виде:

$$\begin{cases} \varepsilon_i (E_{x,i+1,j} - E_{x,i,j}) / \Delta t = -(H_{y,i,j+1} - H_{y,i,j}) / \Delta z_j, \\ \mu_0 (H_{y,i+1,j} - H_{y,i,j}) / \Delta t = -(E_{x,i,j+1} - E_{x,i,j}) / \Delta z_j. \end{cases} \quad (3)$$

Отсюда следует:

$$\begin{cases} E_{x,i+1,j} = E_{x,i,j} - (\Delta t / \varepsilon_j \Delta z_j) (H_{y,i,j+1} - H_{i,j}), \\ H_{y,i+1,j} = H_{y,i,j} - (\Delta t / \eta_0 \Delta z_j) (E_{x,i,j+1} - E_{x,i,j}). \end{cases} \quad (4)$$

Здесь везде используются односторонние производные. При достаточно малых интервалах  $\Delta t$  и  $\Delta z_j$  поля на четырёхугольнике с угловыми точками поверхности  $E(t_i, z_j)$ ,  $E(t_{i+1}, z_j)$ ,  $E(t_{i+1}, z_{j+1})$ ,  $E(t_i, z_{j+1})$  можно считать линейно зависящими от  $t$  и  $z$ . Это позволяет представить электрическое поле в виде:

$$E_{x,i,j} = a_{i,j}^e + b_{i,j}^e(t - t_i) + c_{i,j}^e(z - z_j). \quad (5)$$

В момент времени  $t = t_i$  при  $z = z_j$  напряжённость электрического поля равна  $E_{x,i,j} = a_{i,j}$  и в момент времени  $t = t_{i+1}$  при  $z = z_{j+1}$  напряжённость электрического поля равна  $E_{x,i+1,j+1} = a_{i,j} + b_{i,j}\Delta t + c_{i,j}\Delta z_j$ , где  $\Delta t$  постоянно,  $\Delta z_j = z_{j+1} - z_j$  и  $\Delta z_j$  изменяется от слоя к слою. Точки поля с заданными значениями для среды без дисперсии двигаются с постоянной для этого слоя скоростью, равной, согласно (5),  $v = b_{i,j}^e / c_{i,j}^e$ . Значит, весь сигнал движется в слое с этой скоростью. Можно показать, что  $v = 1 / \sqrt{\mu_0 \varepsilon_j}$ .

Поле сигнала представляется суммой компонент сигнала, распространяющихся в положительном направлении оси  $z$  ( $E_x^p$  и  $H_y^p$ ), и компонент сигнала, распространяющихся в отрицательном направлении оси  $z$  ( $E_x^m$  и  $H_y^m$ ). Так же будем обозначать соответствующие параметры компонент электрического поля:  $a_{i,j}^p, b_{i,j}^p, c_{i,j}^p$  и  $a_{i,j}^m, b_{i,j}^m, c_{i,j}^m$ . Рассмотрим сигнал, распространяющийся в положительном направлении в слое  $j-1$  в моменты времени, следующие за  $t_{i-1}$ :

$$E_{x,i-1,j-1}^p(t, z) = a_{i-1,j-1}^{e,p} + b_{i-1,j-1}^{e,p}(t - t_{i-1}) + c_{i-1,j-1}^{e,p}(z - z_{j-1}). \quad (6)$$

Слой  $j-1$  имеет диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon_{j-1}$  и толщину  $\Delta z_{j-1}$ , для слоя  $j$  эти параметры равны  $\varepsilon_j$  и  $\Delta z_j$ . Коэффициент прохождения электрической компоненты из слоя  $j-1$  в слой  $j$  обозначим  $\rho_{j-1,j}^e$ :

$$\rho_{j-1,j}^e = 2\sqrt{\varepsilon_j} / (\sqrt{\varepsilon_j} + \sqrt{\varepsilon_{j-1}}) \quad (7)$$

При этом в слое  $j$  образуется прошедшая волна с параметрами

$$E_{x,i,j}^p = a_{i,j}^p + b_{i,j}^p(t - t_i) + c_{i,j}^p(z - z_j), \quad (8)$$

а в слое  $j-1$  возбуждается отражённая от слоя  $j$  волна с коэффициентом отражения электрической компоненты от слоя  $j$ , обозначаемым  $r_{j-1,j}^e$ :

$$r_{j-1,j}^e = (\sqrt{\varepsilon_j} - \sqrt{\varepsilon_{j-1}}) / (\sqrt{\varepsilon_j} + \sqrt{\varepsilon_{j-1}}). \quad (9)$$

Эта волна, распространяется от границы  $z_j$  к границе  $z_{j-1}$ :

$$E_{x,i,j-1}^m = a_{x,i,j-1}^m + b_{i,j-1}^m(t - t_i) + c_{i,j-1}^m(z - z_j). \quad (10)$$

Аналогичным выражением может быть представлено магнитное поле в слое  $j$ :

$$H_{y,i,j}^p = a_{i,j}^{h,p} + b_{i,j}^{h,p}(t - t_i) + c_{i,j}^{h,p}(z - z_j). \quad (11)$$

Поскольку в нашем случае магнитное поле выражается через электрическую напряжённость с постоянным коэффициентом пропорциональности в слое, равным импедансу среды  $\sqrt{\mu_0 / \varepsilon_i}$ , то его можно не привлекать к расчётам и рассматривать только электрическую напряжённость.

Состояние поля в каждый дискретный момент времени  $t_{i-1}$  определяется состоянием поля в этот момент на обеих сторонах всех граничных плоскостей  $z_j$ ,  $j = 0, \dots, j_N$ . Для этого необходимо знать на каждой границе  $z_{j+1}$  значения волны слева и волны справа от границы, распространяющихся в прямом направлении, и волны слева и волны справа от границы, распространяющихся в обратном направлении:  $E_{x,i,j+1}^p$ ,  $\tilde{E}_{x,i,j+1}^p$ ,  $E_{x,i,j+1}^m$ ,  $\tilde{E}_{x,i,j+1}^m$ . Волны  $E_{x,i,j+1}^p$  и  $E_{x,i,j+1}^m$  движутся от границы между слоями  $j, j+1$ , а волны  $\tilde{E}_{x,i,j+1}^p$  и  $\tilde{E}_{x,i,j+1}^m$  движутся к этой границе. При этом используются полученные от предыдущего расчёта при  $t_{i-1}$  значения приведённых ниже полей.

Поле  $E_{x,i,j+1}^p$  получается суммированием полей прошедшего через границу из слоя  $j$  в слой  $j+1$  поля  $E_{x,i-1,j}^p \rho_{j,j+1}^e$  и отражённого от этой границы обратного поля, идущего от границы  $j+2$   $E_{x,i-1,j+2}^m r_{j+1,j}^e$ .

Поле  $\tilde{E}_{x,i,j+1}^p$  получается смещением на  $\Delta z_j$  поля  $E_{x,i-1,j}^p$ .

Обратное поле  $E_{x,i,j+1}^m$  получается суммированием полей прошедшего через границу из слоя  $j+1$  в слой  $j$  обратного поля  $E_{x,i-1,j+2}^m$  и отражённого от этой границы прямого поля  $\tilde{E}_{x,i-1,j}^p r_{j,j+1}^e$ .

Поле  $\tilde{E}_{x,i,j+1}^m$  получается смещением на  $\Delta z_{j+1}$  поля  $E_{x,i-1,j+2}^m$ .

Таким образом, для каждой плоскости  $z_j$  определяются значения прямых и обратных электрических напряжённостей с каждой стороны. Значения самих напряжённостей равны сумме прямой и обратной напряжённостей на каждой стороне. При каждом временном шаге  $\Delta t$  число точек сигнала увеличивается на одну с каждой стороны сигнала. Прежде всего определяются положения точек  $z_j$  на всей предполагаемой области значений координаты  $z$ . При этом используется определение скорости распространения сигнала в слое с известной диэлектрической проницаемостью в виде  $v = 1/\sqrt{\mu_0 \varepsilon_j}$ , и ширина слоя равна  $\Delta z_j = \Delta t / \sqrt{\mu_0 \varepsilon_j}$ . Временной интервал  $\Delta t$  должен быть во много раз меньше временной длины участка с самым быстрым изменением сигнала. На пространственном интервале  $\Delta z_j$  изменение  $\varepsilon$  должно быть много меньше значений  $\varepsilon$  в пределах  $\Delta z_j$ .

С помощью описанного алгоритма численно исследовалось влияние диэлектрической неоднородности на преобразование формы импульса при его распространении на расстоянии до 20 км. Начальная форма огибающей импульса прямоугольная, она имеет ЛЧМ-заполнение с несущей частотой 30 МГц и частотной девиацией 5 МГц, длина импульса 1 мкс, источник сигнала расположен на расстоянии 11,5 км от начала координат. Среда распространения непроводящая, её относительная диэлектрическая проницаемость равна 1. На расстоянии 12 км от начала координат располагался участок среды с переменной диэлектрической проницаемостью длиной 1,5 км. В нём относительная диэлектрическая проницаемость в зависимости от расстояния менялась по косинусоидальному закону и имела двугорбую зависимость с максимумами, равными 11, и минимумом, равным 5. Форма импульса вдоль трассы в разные моменты времени представлена на рисунках 1...4.

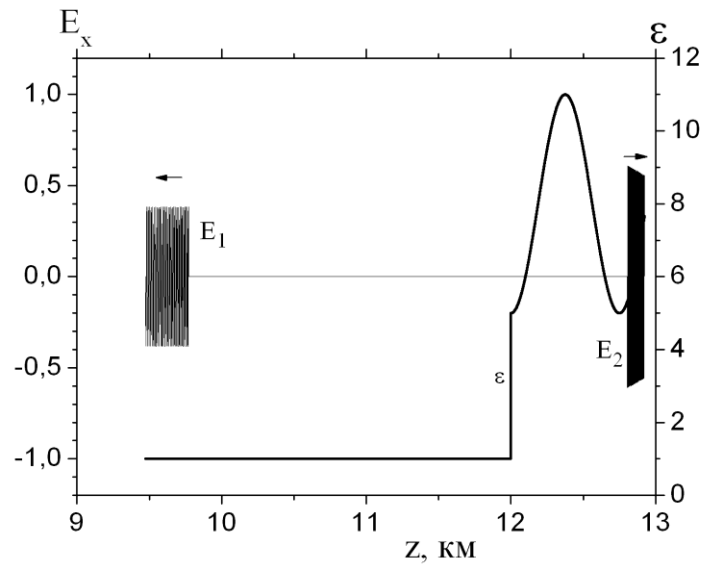


Рис. 1. Начало процесса отражения импульса.

На рис. 1 часть импульса  $E_1$  уже частично отразилась от диэлектрического участка трассы, его оставшаяся часть  $E_2$  ещё находится в диэлектрическом слое. Сплошная линия, обозначенная знаком  $\epsilon$ , выражает зависимость относительной диэлектрической проницаемости от координаты  $z$ . Заметно искажение прямоугольной формы прошедшего импульса вследствие неоднородности диэлектрика.

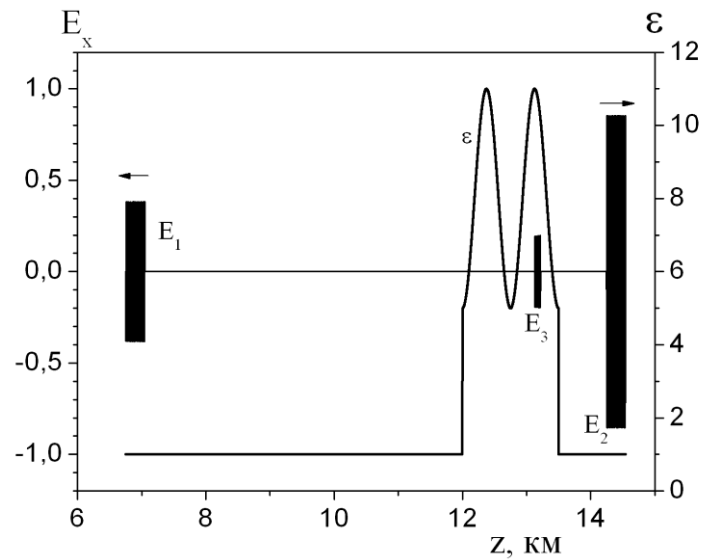


Рис.2. Появление в диэлектрике зародыша нового отражённого импульса.

На рис. 2 отражённая часть импульса  $E_1$  ещё больше сместилась в отрицательную сторону оси  $z$ . Прошедшая часть импульса  $E_2$  разделилась на основную прошедшую часть  $E_2$  и оставшуюся в диэлектрике часть  $E_3$ .

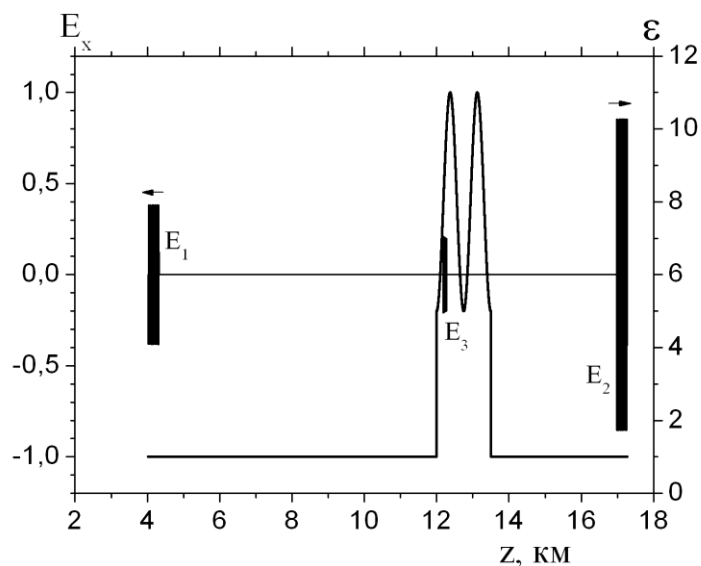


Рис. 3. Начало перехода нового отражённого импульса через границу диэлектрика.

На рис. 3 части  $E_1$  и  $E_2$  ещё больше удалились от диэлектрика, а часть  $E_3$  изменила своё положение в диэлектрике и готова выйти за его границу.

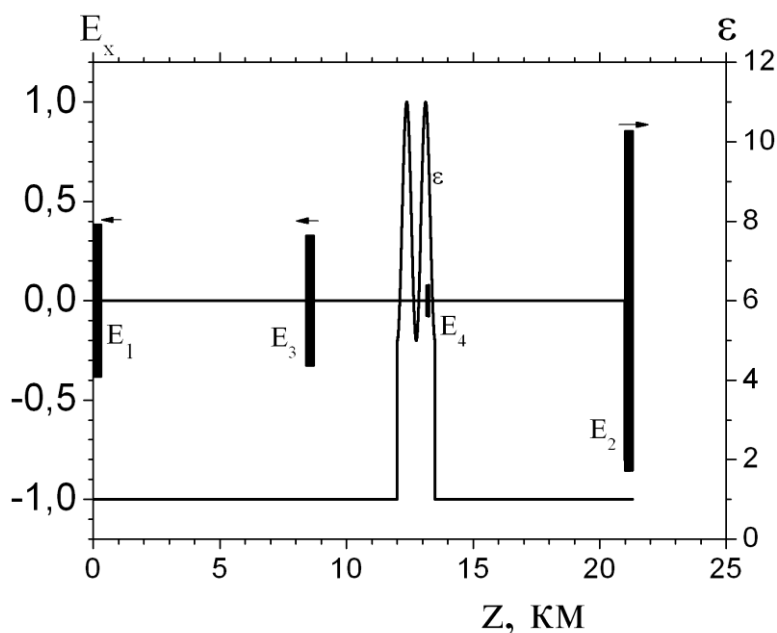


Рис. 4. Выход из диэлектрика нового отражённого импульса и зарождение третьего отражённого импульса.

На рис. 4 части импульса  $E_1$  и  $E_2$  ещё больше сдвинулись в прежних направлениях. Большая часть импульса  $E_3$ , бывшая в диэлектрике, вышла за границу диэлектрика в обратном направлении, но в диэлектрике ещё осталась её часть, обозначенная  $E_4$ . Главная часть отражённого импульса дошла

до начала координат. Оставшаяся в диэлектрике часть импульса  $E_4$ , видимо, с течением времени также частично выйдет за пределы диэлектрика, оставив в диэлектрике, как и  $E_3$ , некоторую часть  $E_4$ .

Приведённые рисунки свидетельствуют о том, что отражённый от диэлектрика со сложной структурой импульс состоит из серии импульсов, отличающихся амплитудами и временными интервалами между ними, Это даёт значительный объём информации, который может послужить решению обратной задачи определения структуры среды по импульсам, отражённым этой средой.

Из приведённого выше описания следует, что разработанный метод может оказаться полезным для решения задач, связанных с распространением электромагнитных волн в неоднородных средах. Для большей применимости метода его следует распространить на случай сред с дисперсией и поглощением.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Teixeira F. J. , Time-Domain Finite-Difference and Finite-Element Methods for Maxwell Equations in Complex Media // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 56, no. 8, pp. 2150-2165, August 2008.
2. Sullivan D.M., Electromagnetic Simulation using the FDTD Method. New York: IEEE Press, 2000.

## Сверхкороткий электромагнитный импульс в резонансно-поглощающей газовой среде

Стрелков Г.М.

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН  
[strelkov@ms.ire.rssi.ru](mailto:strelkov@ms.ire.rssi.ru)

*Дано новое представление решения задачи о дисперсионных искажениях, сопровождающих процесс рас-пространения электромагнитного импульса в газовой среде и обусловливаемых изолированной спектральной линией одного из ее компонентов. На его основе выполнен анализ закономерностей и особенностей деформации сверхкороткого импульса в виде синусоидального цуга при прохождении по горизонтальной трассе. Им-пульс изначально образован несколькими полными колебаниями поля и частота, на которой для него дости-гается максимум спектральной плотности энергии, совпадает или близка к резонансной частоте 183,36 ГГц сильной линии атмосферного водяного пара, принадлежащей наиболее освоенной части терагерцового диапа-зона. Показано, что при прочих равных условиях значительное влияние на текущую форму распространяюще-гося импульса оказывает полуширина спектральной линии или, что то же, высота трассы.*

### Введение

В настоящее время происходит интенсивное освоение терагерцового частотного диапазона, к ко-торому принято относить частоты от 100 ГГц до 1000 ГГц. В связи с этим значительный интерес представляют закономерности распространения электромагнитных импульсов, спектр которых при-надлежит указанному интервалу частот, в газовых оболочках планет и, прежде всего, в земной атмо-сфере (см., напр., [1-4]). Общепринятым способом описания искажений импульсов в диспергирую-щей среде является их представление в виде интеграла Фурье и обращение последнего в рамках мно-гочисленных допущений. В [5] дисперсионные искажения в резонансной среде описаны непосредст-венно во временной области, что позволяет выполнить их анализ без ограничений, в том числе, на структуру излучаемого импульса, а значит, и на вид его комплексного спектра. Цель доклада – пред-ставить новый вид решения задачи, найденного ранее в [5], и изложить ряд полученных на его основе данных по характеру атмосферных искажений импульса, моделируемого сверхкоротким синусоида-льным цугом.

### Постановка задачи и ее решение

Процесс распространения излученного электромагнитного импульса в резонансно-поглощающей газовой среде описывается системой уравнений:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + 2\delta \frac{\partial P}{\partial t} + \omega_{ij}^2 P = \frac{e^2 n}{m} E, \quad (2)$$

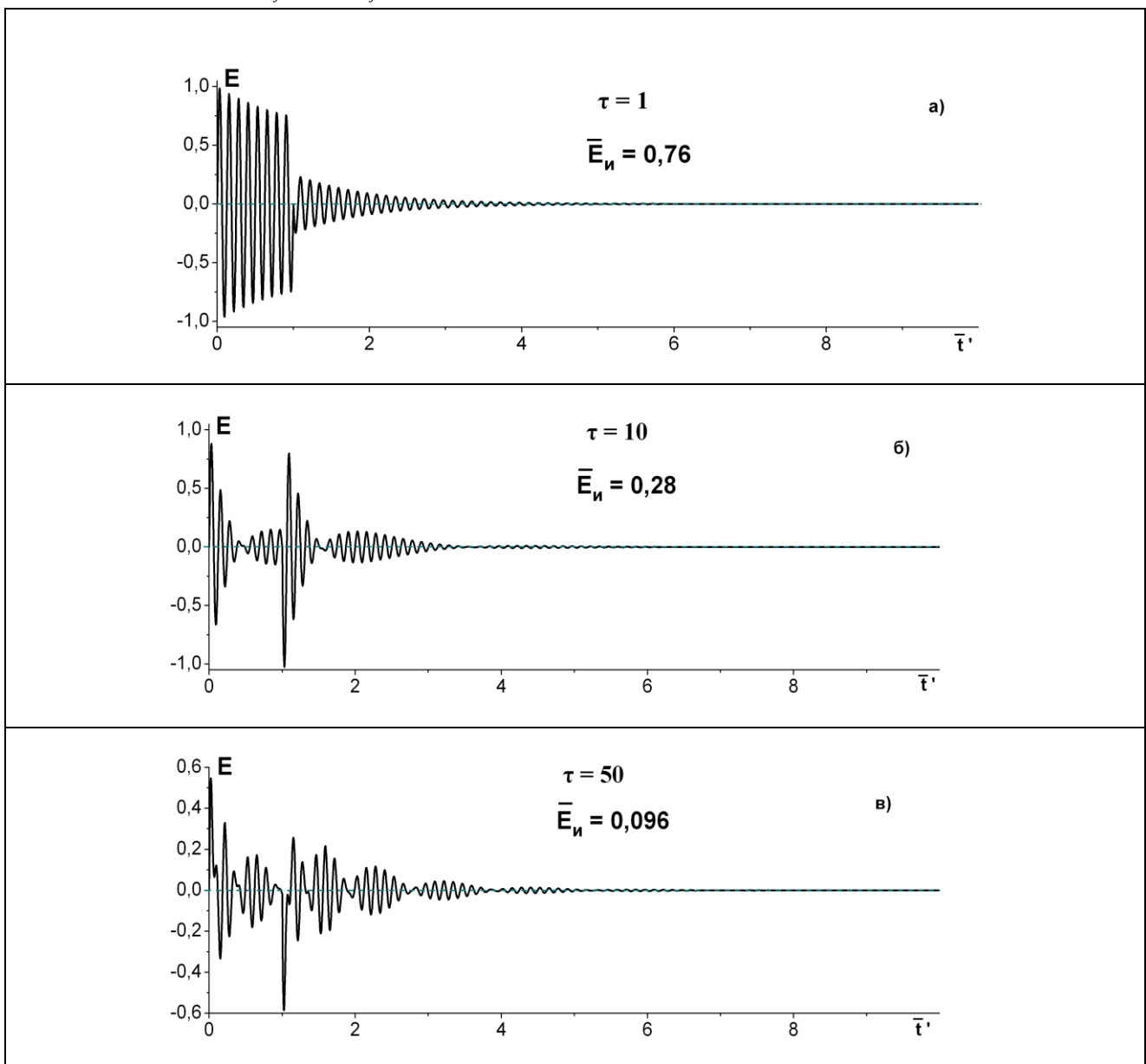
Здесь  $t$  – время;  $E$  – напряженность электрического поля;  $\tilde{n}$  – скорость света в среде;  $z$  – направле-



ние распространения;  $P$  – поляризация единицы объема среды, обусловленная молекулами, поглощающими на резонансной частоте среды  $\nu_{ij}$ ;  $e$  и  $m$  – заряд и масса электрона,  $n$  – концентрации указанных молекул,  $\omega_{ij} = 2\pi \nu_{ij}$ ;  $\delta_{1,2} = 2\pi d\nu_{1,2}$ ;  $d\nu_{ij}$  – полуширина спектральной линии. Как и в [5], решение системы уравнений (1) и (2) находилось с применением преобразования Лапласа. Если при обратном преобразовании дополнительно привлечь преобразование Эфроса, решение примет вид:

$$E(\tau; t') = E(0; t') - \int_0^{t'} E(0; t' - \theta) \sqrt{\frac{D}{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta\theta}) \exp(-2\delta\theta) d\theta + \int_0^{t'} E(0; t' - \theta) (\omega_{ij}) \left[ \int_0^\theta J_1(2\omega_{ij}\sqrt{\alpha(\theta-\alpha)}) J_1(2\sqrt{D\alpha}) \sqrt{\frac{D}{\theta-\alpha}} \exp(-2\delta\alpha) d\alpha \right] d\theta. \quad (3)$$

Здесь  $D = \delta\tau$ ;  $\tau = \gamma(\nu_{ij})z$ ;  $\gamma(\nu_{ij})$  и  $\tau$  – коэффициент поглощения (по мощности) и оптическая



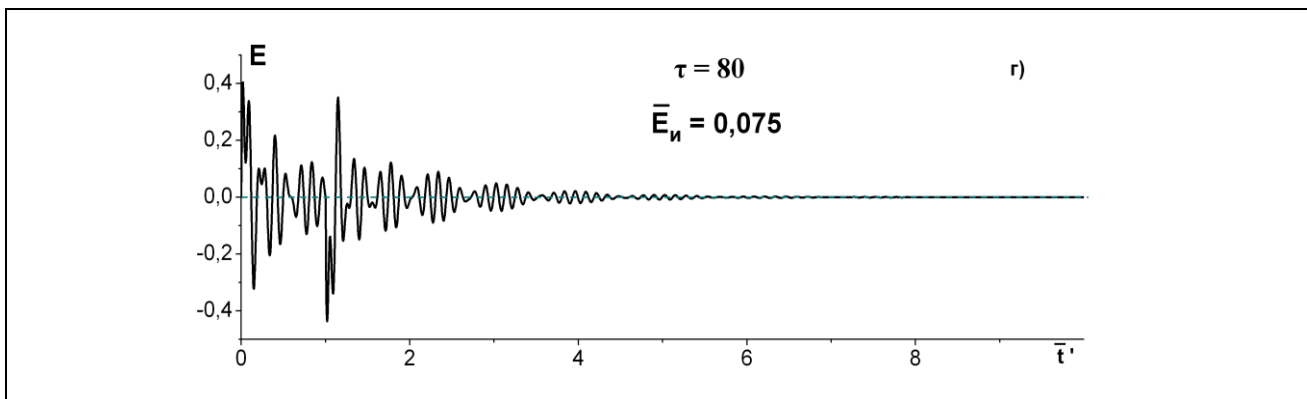
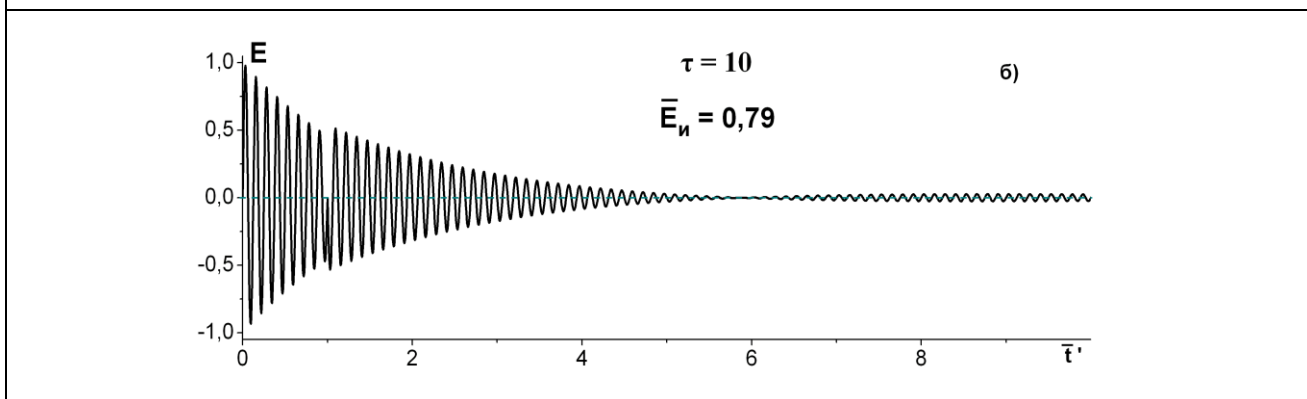
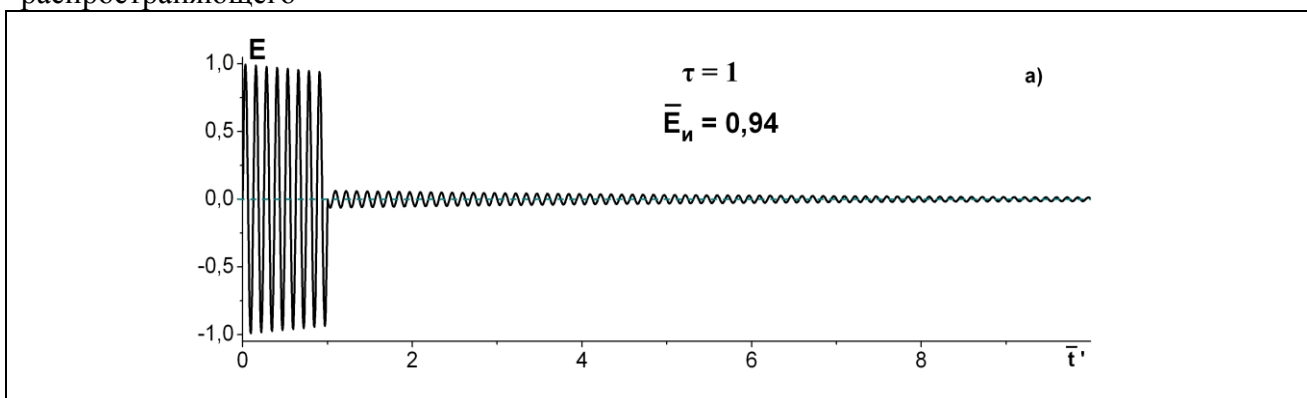


Рис.1. Пример искажений сверхкороткого синусоидального пуга в резонансно-поглощающей атмосфере при  $E_0 = 1$ ;  $f' = \nu_{ij} = 183,36$  ГГц;  $t_{и} = 4,363 \cdot 10^{-11}$  с;  $N = 8$ ;  $\Delta f = 0$  и  $d\nu_{ij} = 3,0$  ГГц.

глубина трассы на частоте резонансного поглощения;  $t' = t - z/c$  и остальные обозначения введены

выше. Первое слагаемое в правой части равенства (3) описывает поле импульса, распространяющегося-



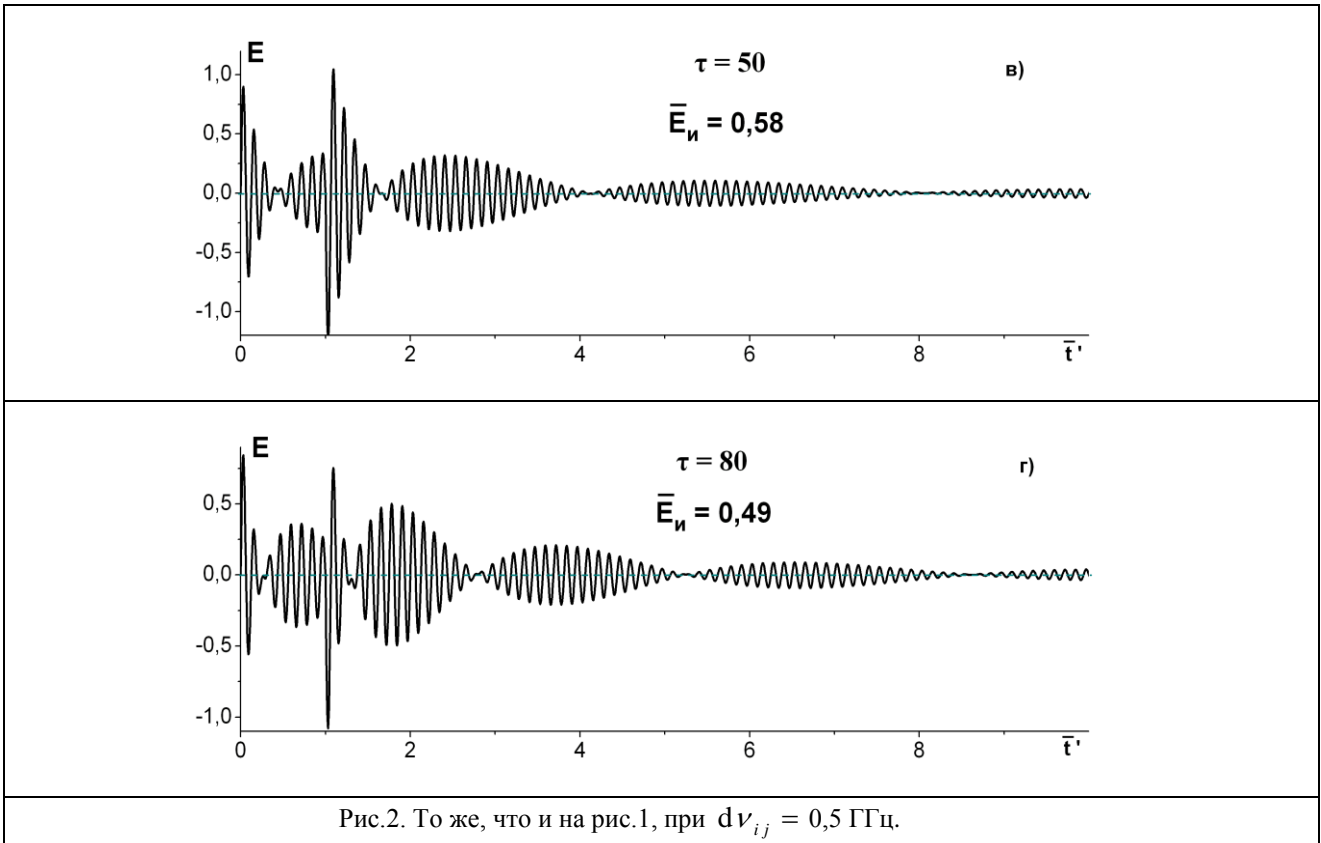
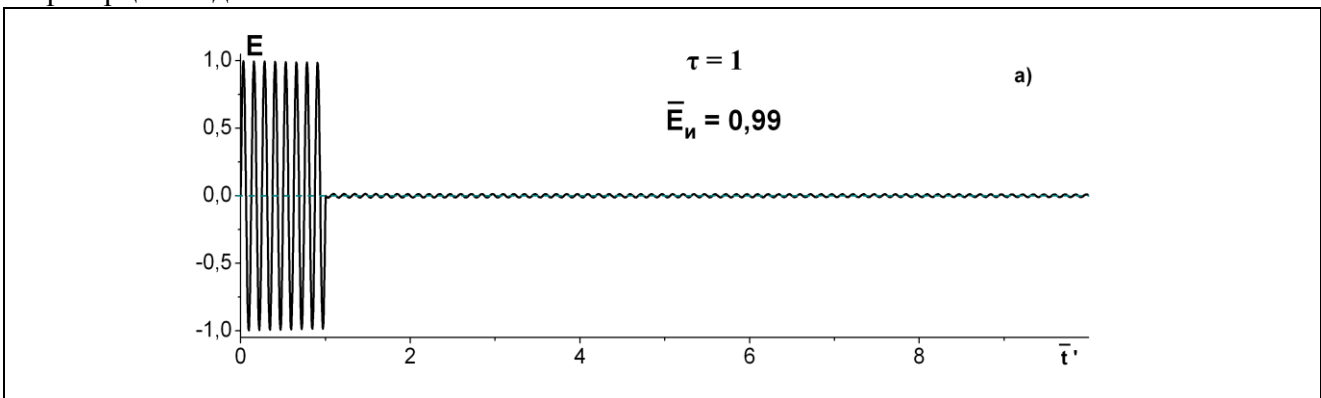
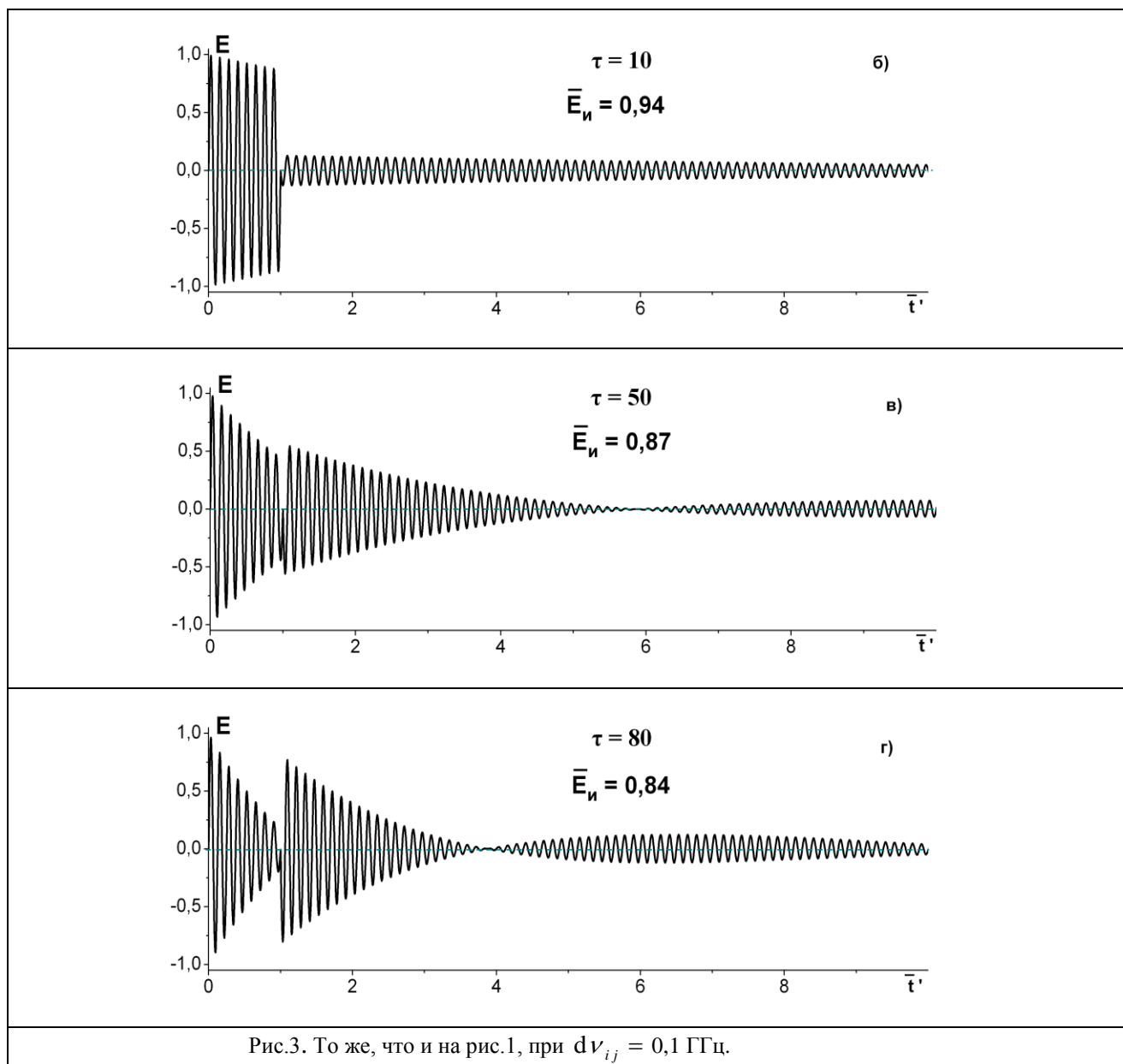


Рис.2. То же, что и на рис.1, при  $d\nu_{ij} = 0,5$  ГГц.

ся без искажений; второе и третье слагаемые – реакцию среды на внешнее поле (высвечивание энергии колебаний поглощающих молекул). Как и в [5], решение (3) получено при единственном условии  $|\tilde{n}(f) - 1| \ll 2$  для частот  $f$ , формирующих излучаемый импульс ( $\tilde{n}$  – комплексный показатель преломления среды). В случае атмосферы указанное неравенство в терагерцовом диапазоне выполня-





ется безусловно. Принципиальным отличием решения (3) от решения, представленного в [5], является отсутствие в нем комплекснозначных величин. При этом оба решения приводят к совпадающим результатам. Заметим, что решение (3), будучи полученным, позволяет далее немедленно устанавливать текущие интегральные характеристики деформирующегося импульса, включая его корреляционные характеристики.

#### Дисперсионные искажения сверхкороткого синусоидального цуга

Примеры возможного характера дисперсионных искажений, обусловливаемых резонансно-поглощающей средой и описываемых формулой (3), приведены на рис.1 – 3. Им соответствуют различающиеся величины полуширины спектральной линии (см. подписи). Первый из них отвечает при-земной трассе, для других высоты трассы равны  $\sim 12$  км и  $\sim 23$  км. Излучаемый импульс описывается здесь выражением

$$E(0;t) = \begin{cases} E_0 \operatorname{Sin} \left( \omega' t + \Delta\omega \frac{t^2 - t t_n}{2 t_n} \right), & 0 \leq t \leq t_n; \\ 0, & t > t_n, \end{cases}$$

(4)

где  $E_0$  – амплитуда колебаний излучаемого поля;  $\omega' = 2\pi f'$ ;  $f' = 1/T$ ;  $T$  – период колебаний поля;  $t_n = NT$  – длительность цуга;  $\Delta\omega = 2\pi\Delta f$ ;  $\Delta f$  – девиация частоты колебаний. Частота колебаний поля совпадает с резонансной частотой 183,36 ГГц единственной сильной линии водяного пара в диапазоне миллиметровых волн, то-есть в наиболее освоенной части терагерцового частотного диапазона. Введение в (4) параметра  $\Delta f$  позволяет рассматривать искажения импульсов с изменяющимся в пределах их длительности периодом колебаний. На поле рисунков возле каждой кривой  $E(\tau;t')$  указаны оптическая глубина трассы  $\tau$  (см. выше)

и относительная энергия  $\bar{E}_n = E_n(\tau) / E_n(0)$  изображаемого ею импульса ( $E_n(\tau) = \int_0^\infty E^2(\tau;t') dt'$  - текущая энергия импульса;  $E_n(0) = 0,5$ ).

Представленные результаты указывают на возможное значительное влияние газовой среды на характеристики распространяющегося в ней сверхкороткого электромагнитного импульса независимо от характерной ширины области резонансного поглощения и, таким образом, от давления в среде.

Влияние проявляется как в изменении формы импульса – первоначально синусоидального цуга, так и в быстром формировании у него «хвоста», протяженность которого многократно превышает начальную длительность импульса. Фактически «хвост» есть результат «высвечивания» энергии, ранее поглощенной слоем среды с оптической глубиной  $\tau$  при прохождении через него импульса в пределах временного интервала  $0 \leq t \leq t_n$ .

Прослеживаются два режима «высвечивания» или, что то же, две характерные формы «хвоста». При относительно небольших оптических глубинах слоя «хвост» представляет собой синусоиду с экспоненциально убывающей амплитудой (рис. 1а, 2а, 3а,б). Привлекая термины теории переходных процессов, назовем такой режим «высвечивания» аperiodическим. Чем больше величина  $d\nu_{ij}$ , тем быстрее с увеличением  $\tau$  аperiodический режим сменяется колебательным или, что то же, режимом биений «высвечиваемого» поля.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Yang Yi., Mandehgar M., Grischkowsky D.R. Broadband THz Pulse Transmission Through the Atmosphere. // IEEE Trans. Terahertz Sci. and Technology, vol. 1, no. 1, pp. 264 – 273, 2011.
2. Pinhasi Y., Yahalom A., Pinhasi G.A. Propagation analysis of ultrashort pulses in resonant dielectric media. // J. Opt.Soc. Am. B, vol. 26, no. 12, pp. 2404 – 2413, 2009.
3. Бухман Н.С. Об искажении короткого квазимонохроматического сигнала в резонансно-поглощающей среде. // Радиотехника и электроника, т. 52, № 5, с.593 – 604, 2007.
4. Стадник А.М., Ермаков Г.В. Искажения сверхширокополосных электромагнитных импульсов в атмосфере Земли. // Радиотехника и электроника, т. 40, № 7, с.1009 – 1016, 1995.
5. Стрелков Г.М. О распространении сверхкороткого радиоимпульса в резонансно-поглощающей атмосфере. // Радиотехника и электроника, т. 58, № 10, с. 989 – 1001, 2013.

## СВОЙСТВА НЕКОГЕРЕНТНЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК В СОСТАВЕ БЛА И ИХ ПРАКТИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

*Веденькин Д.А., Седельников Ю.Е., Морозов Г.А., Абдуллин А.И.*

*Казанский национальный исследовательский технический университет*

*им. А.Н. Туполева – КАИ*

[denis\\_ved@mail.ru](mailto:denis_ved@mail.ru), [sedhome2013@yandex.ru](mailto:sedhome2013@yandex.ru), [gmorozov-2010@mail.ru](mailto:gmorozov-2010@mail.ru), [airat92@yandex.ru](mailto:airat92@yandex.ru)

*Развитие концепции сетецентризма, согласно которому отдельные устройства могут быть объединены в управляемую группу и осуществлять своё воздействие подчиняясь некоторой организующей логике, нашло свое продолжение и в антенной теории. Соответствующая организация работы приемо-передающих модулей отдельных аппаратов с учетом размеров антенной решетки позволяет осуществлять фокусировку излучения в заданной области пространства и добиться улучшения ряда характеристик. Количественная оценка предлагаемых свойств существенным образом зависит от размеров сфокусированной антенной решетки и степени сгруппированности отдельных аппаратов. В докладе рассматриваются свойства некогерентных случайных антенных решеток и предлагается вариант ее применения в качестве средства постановки помех.*

### **Введение**

В настоящее время активно развивается концепция сетецентризма, основная суть которой заключается в организации из отдельных технических средств группу, обладающую новыми качествами. В частности, беспилотные летательные аппараты, объединенные сетевыми методами взаимодействия в группу способны на качественно более высоком уровне решать задачи видеонаблюдения, патрулирования, организации связи и т.п. Как известно, существенным фактором, ограничивающим потенциал радиосвязи является низкая энерговооруженность отдельных малоразмерных беспилотных летательных аппаратов. Объединение нескольких беспилотных летательных аппаратов в группу, с соответствующей организацией их работы способно существенно повысить этот потенциал. Помимо этого, организацию работы группы беспилотных летательных аппаратов можно реализовать с учетом свойств сфокусированных апертур, тем самым получив некогерентную сфокусированную антенную решетку.

### **Идея сфокусированной некогерентной антенной решетки**

Принцип действия некогерентной антенной решетки состоит в том что отдельные элементы антенной решетки излучают радиосигналы в виде коротких (не более нескольких наносекунд) импульсов в различные моменты времени. Временная расстановка излучаемых импульсов выполнена таким образом, чтобы в заданной точке пространства, по аналогии с когерентными апертурами назовем ее точкой фокусировки, происходило одновременное воздействие всех излученных сигналов. Пример подобной некогерентной антенной решетки приведен на рис. 1.

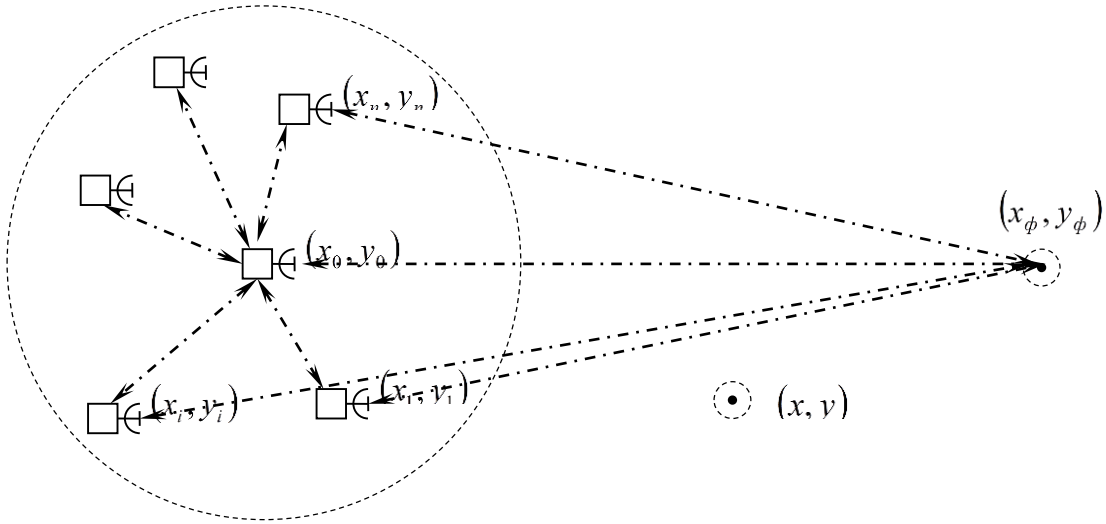


Рис. 1. Пример разреженной некогерентной сфокусированной антенной решетки.

При одновременном воздействии импульсов в точке фокусировки с координатами  $(x_\phi, y_\phi)$  напряженность электрического поля может быть представлена как

$$E(x_\phi, y_\phi, t) = \sqrt{\frac{c \sum_{i=1}^N f^2(t)}{R_i^2(x_\phi, y_\phi)}}. \quad (1)$$

В произвольной точке с координатами  $(x, y)$

$$E(x, y, t) = \sqrt{\frac{c \sum_{i=1}^N f^2 \left[ t - \frac{R_i(x, y)}{c} + \frac{R_i(x_\phi, y_\phi)}{c} \right]}{R_i^2(x, y)}}. \quad (2)$$

Таким образом максимальная напряженность поля соответствует точке фокусировки с координатами  $(x_\phi, y_\phi)$  и уменьшается для других положений точки наблюдения.

### Свойства сфокусированной некогерентной антенной решетки

С практической точки зрения представляет интерес оценка размеров области фокусировки, в пределах которой значение напряженности поля близко к максимальному (эта величина аналогична понятию ширины ДН антенны). Границы области фокусировки определяются условием

$$\frac{\max_t E(t, x, y)}{\max_t E(t, x_\phi, y_\phi)} = 0.707. \quad (3)$$

Отметим, что максимальная эффективность некогерентной сфокусированной антенной решетки достигается тогда, когда расстояние от всех излучателей до точки фокусировки примерно одинаково. В случае расположения точки фокусировки вблизи одного из излучателей сама возможность фокусировки практически сводится на нет, поскольку уровень излучения от ближайшего излучателя фактически является доминирующим слагаемым в (2) и тем самым размеры области фокусировки значительно увеличиваются. С другой стороны, расположение точки фокусировки на значительном расстоянии от условного центра антенны приводит к тому, что продольный размер области фокусировки достигает очень больших значений, сравнимых с удвоенным расстоянием до точки фокусировки. В первую очередь это

связано с тем, что несмотря на то, что по мере приближения от точки фокусировки к центру антенны излученные импульсы все меньше совпадают во времени друг с другом их мгновенные амплитуды увеличиваются, что приводит к увеличению напряженности поля по мере приближения к центру антенны.

### Организация моделирования

Для оценки свойств некогерентных антенных решеток, наиболее естественно использовать метод прямого численного моделирования, которое заключается в проведении серии расчетов значений определяемых параметров на основе ее математической модели в форме (2) с последующей обработкой данных численного эксперимента. Поскольку для некогерентных решеток оценки энергетической эффективности и скрытности представляются достаточно тривиальными, моделирование ограничивалось определением размеров сфокусированной области. Оценка энергетического выигрыша дает значение, близкое к  $\sqrt{N}$ ,  $N$  - число элементов. Скрытность также оценивается величиной, близкой к  $\sqrt{N}$ .

В качестве модели антенны выберем линейную некогерентную эквидистантную антенную решетку. В процессе моделирования оценивались зависимости продольного и поперечного размеров области фокусировки от размеров некогерентной сфокусированной антенной решетки. В качестве исходных параметров были выбраны следующие:

1. Максимальный размер линейной антенной решетки  $R_a = 2000$  м.;
2. Количество излучателей  $n = 9$ ;
3. Расстояние до точки фокусировки  $R_\phi = 200; 500; 1000; 2000; 3000; 4000; 5000$  м.

Огибающая излучаемого импульса при длительности импульса  $\tau = 3$  нс показана на рис.

2.

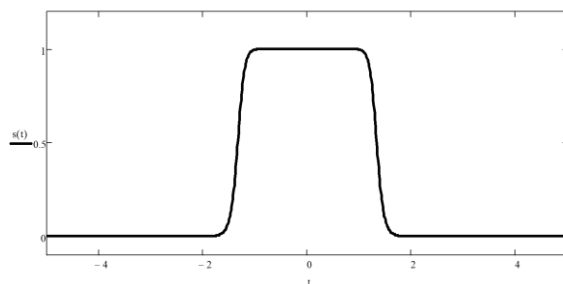


Рис.2. Пример излучаемого импульса с длительностью  $\tau = 3$

Моделирование осуществлялось во временной области на основе соотношения (2). Рис. 3. иллюстрирует «работу» сфокусированной некогерентной решетки.

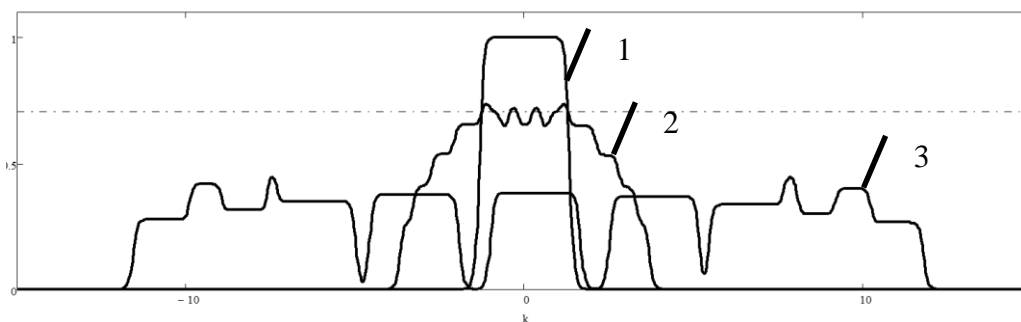


Рис. 3. Сложение амплитуд импульсов в точке фокусировки (1), сложение амплитуд импульсов на расстоянии 10 м. от точки фокусировки (2), отдельные импульсы и наложение импульсов на расстоянии 44 м. от точки фокусировки (3).



Рассчитанные значения продольного и поперечного размеров области фокусировки для ряда размеров линейной антенной решетки представлены в таблице 1.

Таблица 1.

	0	200	0	500	0	1000	0	2000	0	3000	0	4000	0	5000
М	X	Y	X	Y	X	Y	X	Y	X	Y	X	Y	X	Y
200	30	540	70	1420	140	2820	280	5620	420	8500	560	11300	700	14100
400	20	482	36	1270	70	2800	144	5660	210	8460	280	11260	350	14100
600	16	480	26	1200	50	2520	94	5560	140	8500	190	11300	240	14100
800	16	454	22	1126	36	2410	70	5040	100	7960	142	11200	170	14100
1000	15	66	20	1140	30	2270	56	4890	84	7500	112	10540	144	13800
1200	14	68	18	1110	26	2202	48	4640	70	7318	94	9880	114	12730
1400	14	57	18	149	24	2220	40	4540	60	7120	80	9900	100	12500
1600	16	52	18	123	22	225	36	4412	54	6890	72	9550	88	12300
1800	16	42	16	106	20	190	34	495	48	6700	64	9200	78	11900
2000	16	35	16	90	18	170	30	400	43	900	56	9000	68	11400

По значениям, представленным в таблице 1, построим графики (рис. 4 и 5), характеризующие зависимость поперечного и продольного размеров области фокусировки от размера линейной антенны и от расстояния до точки фокусировки.

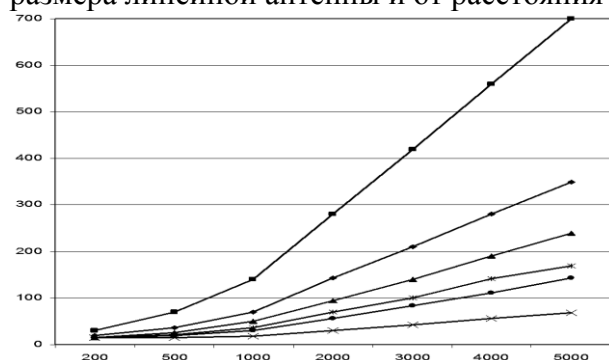


Рис. 4. Зависимость поперечного размера области фокусировки от расстояния до точки фокусировки для линейной антенны.

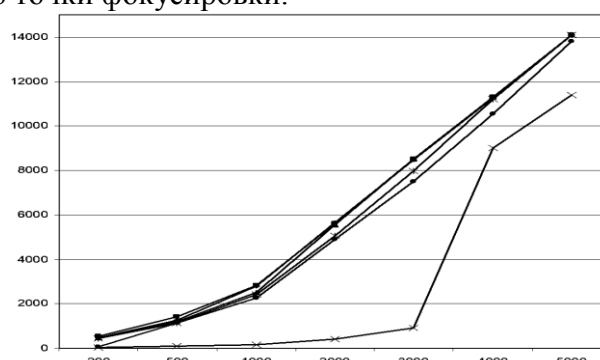


Рис. 5. Зависимость продольного размера области фокусировки от расстояния до точки фокусировки для линейной антенны.

Из приведенных данных следует, что поперечные и продольные размеры области фокусировки отличаются друг от друга, более чем на порядок, причем, как и следовало ожидать, значительно большими оказываются именно продольные размеры. Кроме того, следует отметить, что при превышении дальностью некоторого значения происходит ускоренное возрастание значения ширины сфокусированной области. Это особенно хорошо заметно на рис. 5. Например, для линейной антенной решетки длиной 2000 м. при увеличении  $R_\phi$  от 200 м. до 3 км. продольный размер области фокусировки изменяется относительно плавно от 35 м. до 900 м. При следующем расстоянии  $R_\phi = 4$  км. продольный размер резко возрастает до 9км, а при  $R_\phi = 5$  км – уже до 11,4 км. Для линейных антенных решеток меньшей длины это резкое увеличение размера происходит при меньших расстояниях  $R_\phi$ . Этому эффекту можно дать следующее объяснение: при увеличении расстояния  $R_\phi$  дальность от каждого излучателя  $R_i$  стремится к  $R_{i-1}$ , тем самым разность времени между излучением импульса  $i$ -ым излучателем и  $i-1$  излучателем стремится к нулю. Это эквивалентно уменьшению числа излучателей в решетке с одновременным увеличением амплитуды излучаемого сигнала, что приводит к увеличению размеров области фокусировки [1,2].

### Вариант практического применения некогерентной сфокусированной антенны

В целях радиоэлектронной борьбы используется широкий спектр устройств, создающих помехи РЭС противника – начиная от простейших пассивных рассеивателей вплоть до сложных современных систем, размещаемых на летательных аппаратах, в том числе беспилотных. Наряду со сложными многофункциональными комплексами рассматриваются и используются относительно простые средства, специализированные под решение конкретных задач радиоподавления. Использование некогерентной решетки позволяет строить аппаратуру радиоподавления радиосредств с короткими импульсными сигналами, в частности СШП РЛС с ударным возбуждением антенны.

Принцип действия состоит в следующем: аппаратура группы БЛА принимает импульсное излучение, приходящее из конкретной точки пространства и формирует ответный импульсный сигнал таким образом, чтобы обеспечить синхронное воздействие отдельных импульсных излучений на первичный источник излучения.

Технической задачей данного варианта применения является повышение эффективности создания помех при групповом применении станций помех, устанавливаемых на малоразмерных беспилотных летательных аппаратах.

Структурная схема предлагаемого устройства представлена на рис. 6.

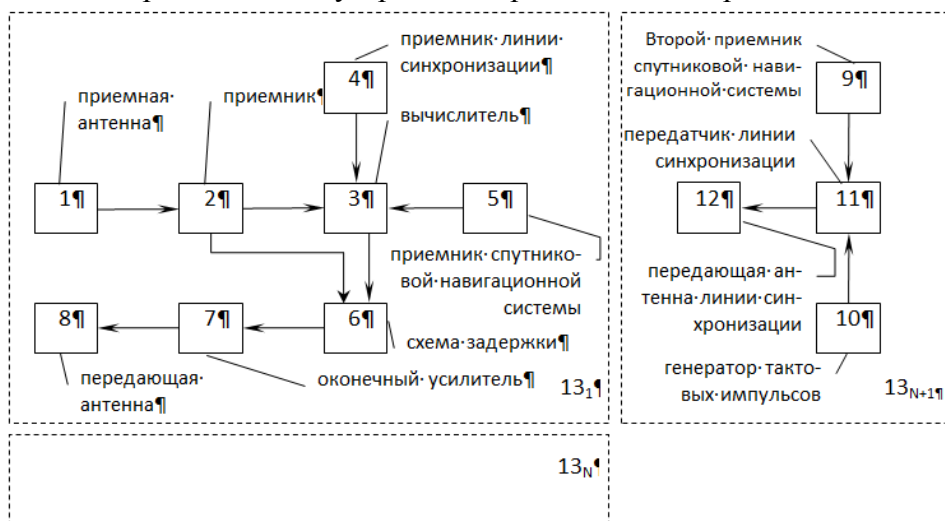


Рис. 6. Структурная схема системы постановки помех мобильным системам радиосвязи со СШП сигналами.

Устройство работает следующим образом. Установленный на  $13_{N+1}$  носителе генератор тактовых импульсов создает серии импульсов с периодом  $T_0$ . Эти импульсы и данные от второго приемника спутниковой навигационной системы поступают на входы передатчика линии синхронизации, излучаются передающей антенной линии синхронизации и принимаются приемником линии синхронизации, установленным на каждом из  $13_N$  носителей. Входные сигналы, содержащие данные о текущих координатах  $13_{N+1}$  носителя -  $(x_0, y_0, z_0)$  и тактовом периоде  $T_0$  поступают в вычислитель. Также в вычислитель поступает сигнал от приемника спутниковой навигационной системы, содержащий информацию о текущих координатах  $i$ -го модуля -  $(x_i, y_i, z_i)$ . В вычислителе определяется текущее расстояние между носителем  $13_N$  и носителем  $13_{N+1}$  и соответствующая ему временная

задержка  $\tau_{0i} = \frac{\sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2 + (z_i - z_0)^2}}{c}$ , а также осуществляется сдвиг принимаемой последовательности тактовых импульсов на величину  $mT_0 - \tau_{0i}$ , где  $m = 0,1,2,\dots$

Вычислитель работает согласно следующего алгоритма: входные сигналы, содержащие данные о текущих координатах  $13_{N+1}$  носителя  $(x_0, y_0, z_0)$  и тактовом периоде  $T_0$  поступают в вычислитель, затем в вычислитель поступает сигнал от приемника спутниковой навигационной системы, содержащей информацию о текущих координатах  $i$ -го модуля -  $x_i, y_i, z_i$ . Рассчитывается текущее расстояние между носителем  $13_N$  и  $13_{N+1}$ , по формуле

$$R_i(x_i, y_i, z_i) = \sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2 + (z_i - z_0)^2}.$$

Затем осуществляется расчет временной задержки по формуле  $\tau_{0i} = \frac{\sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2 + (z_i - z_0)^2}}{c}$  и сдвиг принимаемой последовательности тактовых импульсов на величину  $mT_0 - \tau_{0i}$ , где  $m = 0,1,2,\dots$

В результате в вычислителях каждого из модулей формируется общая для всей системы шкала времени. Принятый импульс излучения от подавляемого средства принимается приемной антенной каждого из модулей и соответствующим приемником, на выходе которого формируются импульсы, временная задержка которых соответствует времени распространения сигнала от источника излучения до  $i$ -го модуля:  $\tau_i = \frac{R_i(x_i, y_i, z_i)}{c}$ . Этот сигнал с выхода приемника поступает на вход схемы задержки и в вычислитель. В вычислителе производится измерение временной задержки  $\tau_i$  и формируется сигнал управления для схемы задержки, соответствующий временной задержке на величину  $T_0 - \tau_i$ . В результате импульсный сигнал на выходе схемы задержки оказывается сдвинут по времени на величину  $T_0 - \tau_i$ . Этот сигнал усиливается до необходимой величины в оконечном усилителе и излучается передающей антенной. Таким образом каждый из носителей переизлучает принятый сигнал в момент времени  $T_0 - \tau_i$ , в то время как принимает в момент  $\tau_i$ . Поэтому все переизлученные всеми модулями сигналы приходят в точку, соответствующую расположению подавляемого источника излучения одновременно с задержкой равной  $T_0$ . Одновременное воздействие  $N$  переизлученных импульсов соответствует увеличению в  $\sqrt{N}$  раз амплитуды помехи по сравнению со случаем несинхронного действия  $N$  источников помех [3].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Веденькин Д.А., Седельников Ю.Е. Сфокусированные антенные решетки на базе беспилотных летательных аппаратов, Глобальный научный потенциал №10, 2013, с. 86-88.
2. Веденькин Д.А., Седельников Ю.Е. Параметры разреженных сфокусированных антенных решеток, Наука и бизнес: пути развития №10, 2013, с. 56-59.
3. Патент на полезную модель №113019 от 27.01.2012г. Система постановки помех мобильным пунктам радиосвязи со сверхширокополосными сигналами. //Веденькин Д.А., Седельников Ю.Е., Васильев С.В.

## **ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЖИДКИХ СРЕД С ПОМОЩЬЮ БРЭГГОВСКОЙ СВЧ-СТРУКТУРЫ В КОАКСИАЛЬНОМ КАБЕЛЕ**

**О.Г. Морозов, А.Р. Насыбуллин, Р.В. Фархутдинов.**

*Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ*  
[microoil@mail.ru](mailto:microoil@mail.ru), [aydar.nasybullin@mail.ru](mailto:aydar.nasybullin@mail.ru), [23Rafael@mail.ru](mailto:23Rafael@mail.ru)

*Рассмотрен метод измерения диэлектрических параметров жидких материальных сред, основанный на использовании в качестве элемента измерительного преобразования брэгговской СВЧ-структуры в радиочастотном коаксиальном кабеле. Измеритель представляет собой отрезок коаксиального кабеля с периодически расположенными неоднородностями в виде отверстий круглого сечения по всей длине кабеля. Отверстия прорезают внешнюю изоляцию, внешний проводник и внутренний диэлектрик кабеля. Определение диэлектрических параметров происходит посредством анализа частотных характеристик передачи и отражения структуры.*

### **Введение**

СВЧ-устройства, которые можно обобщить определением структуры с периодическими неоднородностями, широко известны в теории и технике направляющих и излучающих систем. Подобные устройства, принцип действия которых основан на взаимодействии прямых и многократно отраженных от неоднородностей электромагнитных волн, нашли применение при создании фильтрующих схем, формирователей и преобразователей радиочастотных сигналов.

Наблюдающаяся на современном этапе научно-технического развития тенденция трансферта оптических и радиочастотных технологий обусловила повышенный интерес к этим устройствам как аналогам оптических фотонных кристаллов, брэгговских структур и метаматериалов. Исследование свойств таких устройств в одном диапазоне электромагнитных колебаний может помочь открыть новые качества и явления в другом диапазоне.

Одним из направлений обмена технологий являются сенсорные приложения. Примером может служить волоконно-оптическая решетка Брэгга, широко используемая в измерительной технике, аналогом которой в радиодиапазоне можно назвать коаксиальный волновод с продольными периодическими неоднородностями [1].

В настоящей работе рассматриваются методы измерения параметров материальных сред, основанные на использовании в качестве преобразовательного элемента брэгговской СВЧ-структуры в коаксиальном кабеле. В частности, исследуются свойства и характеристики решетки при заполнении неоднородностей различными по диэлектрической проницаемости жидкими материалами.

### **Брэгговская СВЧ-структура в коаксиальном кабеле (БССКК)**

Рассмотрим свойства СВЧ устройств с периодическими неоднородностями брэгговских структур в коаксиальном кабеле и их приложения для измерения параметров материальных сред.

СВЧ системы с периодическими неоднородностями обладают большими перспективами использования в сенсорной технике в силу существования зависимостей частотных характеристик подобных структур от внешних условий: вариации электрофизических

параметров материалов, контактно связанных с системой; геометрических преобразований структуры, изменений физических свойств компонентов системы [2-3].

В радиочастотной области аналогом волоконной решетки Брэгга можно считать структуру, представляющую собой расположенные в направляющем волноводе периодические нерегулярности волнового сопротивления. В качестве направляющей системы может быть использован коаксиальный волновод, частным случаем такой структуры является брэгговская СВЧ-структура в коаксиальном кабеле (БССКК) [4-5]. Введение нерегулярностей в поперечных сечениях оси БССКК производится высверливанием отверстий во внешнем проводнике и диэлектрическом заполнении кабеля рис. 1,а.

Периодическое расположение отверстий приводит к отражениям распространяющейся электромагнитной волны от каждой неоднородности. Суперпозиция отраженных волн формирует частотную характеристику коэффициента отражения БССКК, в котором существуют кратные дискретные резонансы, определяемые условием Брэгга:

$$f_{рез}^m = \frac{m}{2L\sqrt{LC}}, \quad (1)$$

где  $m$  – порядок резонансной частоты,  $L$  – период решетки (расстояние между отверстиями),  $L$  и  $C$  – погонная индуктивность и емкость коаксиального кабеля.

На рис. 1,а представлена базовая модель БССКК, впервые предложенная в [6]. Помимо данной структуры возможны модификации форм неоднородностей, позволяющие управлять характером частотных свойств БССКК, например, изготовлены и исследованы БССКК с диаметрально расположенными отверстиями рис. 1,б и с расположением отверстий под углом  $120^\circ$  рис. 1,в.

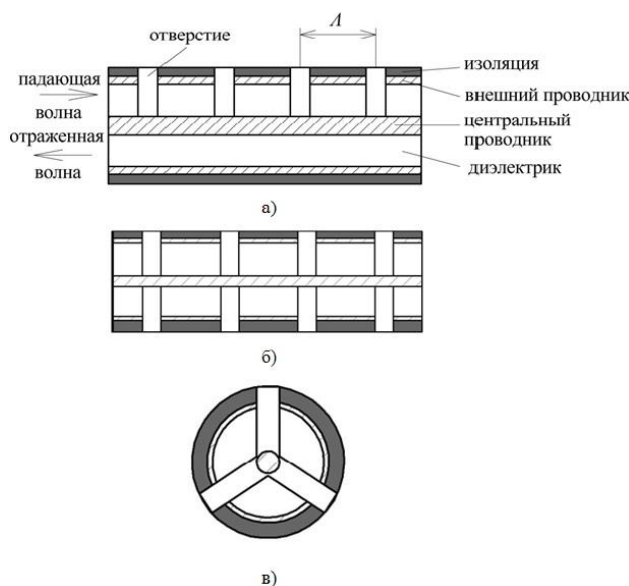


Рис. 1. Модели брэгговских структур в коаксиальном кабеле:

а) – с односторонним; б) – с двухсторонним расположением отверстий и в) – под углом  $120^\circ$

На рис. 2 приводятся частотные зависимости коэффициента отражения для трех форм неоднородностей.

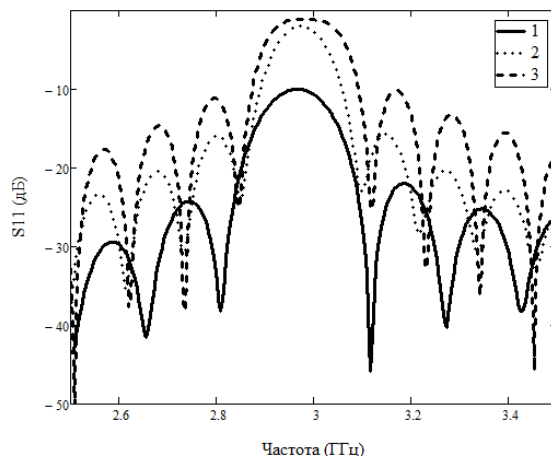


Рис. 2. Коэффициент отражения БССКК:

1 – с односторонним, 2 – с двусторонним, 3 – под углом  $120^\circ$  расположением отверстий

Как можно видеть из рис. 2 при увеличении числа отверстий в поперечном сечении кабеля коэффициент отражения на резонансной частоте увеличивается и стремится к единице. При количестве отверстий в сечении большем трех наблюдается увеличение полосы контура с одновременным увеличением крутизны склонов.

В работе [7] реализована методика измерения комплексной диэлектрической проницаемости (КДП) образцов неполярных и полярных жидких диэлектриков, играющих роль неоднородности в ФК на основе открытой микрополосковой линии (МПЛ) с переменной диэлектрической проницаемостью подложки.

Измерение КДП возможно при внесении исследуемого вещества в неоднородности БССКК. Стоит отметить, что метод наиболее эффективен при анализе веществ в жидком состоянии при заполнении ими отверстий кабеля. В результате преобразования комплексной проводимости неоднородностей изменяется форма частотной характеристики коэффициента отражения и передачи, характер этих изменений будет указывать на значения диэлектрических параметров среды рис. 3. Измерение КДП можно осуществлять в диапазоне допустимых температур коаксиального кабеля, так при использовании кабеля с фторопластовой изоляцией температурный предел достигает  $400^\circ\text{C}$ .

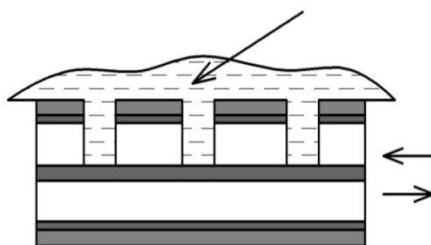


Рис. 3. К пояснению измерения КДП

Достоинством указанного метода можно назвать его инвариантность к частоте: для измерения диэлектрических характеристик на конкретной частоте, необходимо подобрать БССКК с соответствующим периодом.

В работе [8] проведено численное и имитационное моделирование характеристик отражения БССКК при внесении в полости отверстий жидкого диэлектрика с потерями - этиленгликоля. Вычислительный эксперимент проводился для различных значений температуры

этиленгликоля и, соответственно, при различных диэлектрических свойствах. Комплексные коэффициенты отражения и передачи элементарного участка с неоднородностью рассчитывались в программе CST Microwave Studio, при моделировании задавались известные дисперсионные характеристики вещественной части диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь для четырех значений температуры: 25, 35, 55 и 100 градусов. На рис. 4 показаны полученные спектральные характеристики коэффициента отражения для БССКК с воздушным заполнением отверстий и с этиленгликолем различной температуры.

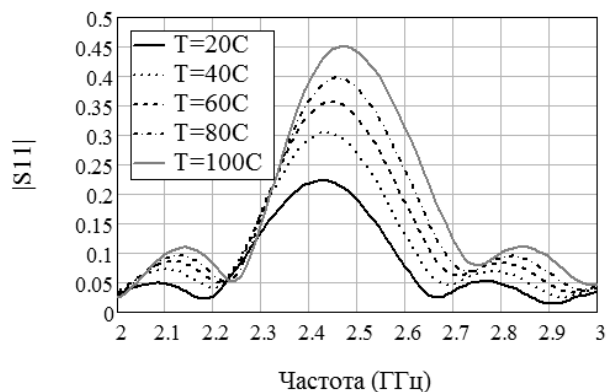


Рис. 4. Модуль коэффициента отражения БССКК при изменении температуры и диэлектрической проницаемости заполнения отверстий ( $N=10$ )

При моделировании использовались следующие параметры: коэффициент затухания в кабеле  $\alpha=0,04$ ; центральная частота первого резонанса  $f_0=2,45$  ГГц; количество отверстий  $N=10$ .

Анализ полученных характеристик показывает, что при увеличении температуры уменьшается коэффициент отражения на центральной частоте и увеличивается добротность контура.

Численный расчет характеристик отражения БССКК при определении диэлектрических свойств жидкостей проведен для вариантов заполнения отверстий бензином ( $\epsilon'=4,5$ ,  $\text{tg}\delta=0,01$ , рис. 5 линия 1) и ацетоном ( $\epsilon'=20,7$ ,  $\text{tg}\delta=0,05$ , рис. 5 линия 2). Анализируя зависимости коэффициента отражения для различных значений диэлектрической проницаемости материала заполнения неоднородности, можно сделать вывод, что при увеличении  $\epsilon$  увеличивается полоса резонансного контура отражения, происходит сдвиг центральной частоты резонанса и увеличивается амплитуда резонанса коэффициента отражения.

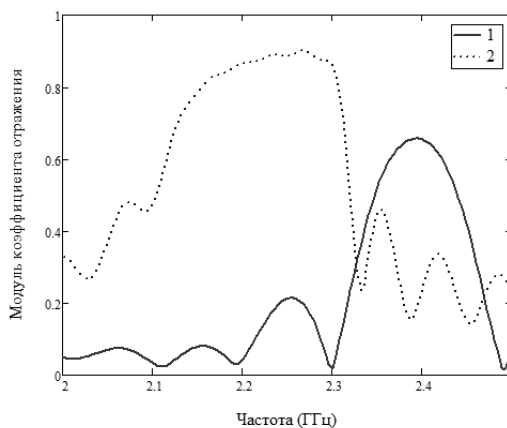


Рис. 5. Расчетные характеристики коэффициента отражения БССКК при заполнении бензином (линия 1) и ацетоном (линия 2)

Проведенный анализ показывает, что связанный с неоднородностью диэлектрический материал приводит к преобразованию формы частотных характеристик СВЧ периодической системы, характер которого зависит от диэлектрических параметров материального объекта.

#### Заключение

В результате проведенных исследований разработаны принципы построения, методы анализа и синтеза измерителей диэлектрических параметров жидкостей, основанных на брэгговских сенсорных структурах в радиочастотном коаксиальном кабеле.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Куприянов В.Г., Морозов О.Г., Насыбуллин А.Р. и др. Маломодовое зондирование датчиков на основе волоконных решеток Брэгга // Научно-технический вестник Поволжья. — 2013. — № 4. — С. 200-204.
2. Морозов О.Г., Морозов Г.А., Насыбуллин А.Р. и др. Резонансный метод мониторинга технологического процесса отверждения полимеров // Вестник Поволжского государственного технологического университета. Серия: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. — 2012. — № 1(15). — С.67-75.
3. Морозов О.Г., Морозов Г.А., Насыбуллин А.Р. и др. Резонансные методы мониторинга технологических процессов отверждения полимеров в функционально адаптивных СВЧ-реакторах // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. — 2012. — Т.14(35). — № 1(2). — С. 568-572.
4. Морозов О.Г., Насыбуллин А.Р., Севастьянов А.А. и др. Двухчастотный метод определения параметров резонансных датчиков СВЧ-диапазона // Вестник Поволжского государственного технологического университета. Серия: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. — 2014. — № 1 (20). — С. 76-86.
5. Насыбуллин А.Р., Морозов О.Г., Севастьянов А.А. Брэгговские сенсорные СВЧ-структуры на коаксиальном кабеле // Журнал радиоэлектроники. — 2014. — № 3. [электронный ресурс] — Режим доступа. — URL: <http://jre.cplire.ru/koi/contents.html>
6. Tao Wei, Songping Wu, Jie Huang, Hai Xiao, and Jun Fan. Coaxial cable Bragg grating. Appl. Phys. Lett. 99, 113517 (2011). 6
7. Усанов Д. А. Использование микрополосковых фотонных кристаллов для измерения электрофизических параметров водноэтанольных растворов / Скрипаль А. В., Абрамов А. В., Боголюбов А. С., Куликов М. Ю., Пономарев Д. В. // 20th Int. Crimean Conference "Microwave & Telecommunication Technology" (CriMiCo'2010), 2010 - С.1063-1064 7
8. Насыбуллин, А.Р. Разработка и исследование СВЧ-устройств для технологий переработки полиэтилентерефталата. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук, Казань. - 2012. 9



## Разработка и оптимизация приемной структуры ТГц диапазона для радиотелескопа АРЕХ.

К.И. Рудаков<sup>1,2</sup>, П.Н. Дмитриев<sup>2</sup>, А.М. Барышев<sup>3</sup>, А.В. Худченко<sup>2,3</sup>, В.П. Кошелец<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет)

[rudakov@phystech.edu](mailto:rudakov@phystech.edu).

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

[pavel@hitech.cplire.ru](mailto:pavel@hitech.cplire.ru), [valery@hitech.cplire.ru](mailto:valery@hitech.cplire.ru),

<sup>3</sup>Организация космических исследований Нидерландов(SRON)

[A.M.Baryshev@sron.nl](mailto:A.M.Baryshev@sron.nl), [A.Khudchenko@sron.nl](mailto:A.Khudchenko@sron.nl)

Было проведено исследование сверхпроводникового приёмника терагерцового диапазона в полосе частот 0,7 - 1,1 ТГц. Для определения электрофизических параметров структуры было проведено сравнение экспериментально измеренных характеристик приемника с результатами численного моделирования сверхпроводникового приемного элемента на основе СИС перехода NbTiN-Nb-AlN-NbN субмикронной площади с плотностью туннельного тока порядка 30 кА/см<sup>2</sup> (удельное сопротивление 7 Ом\*мкм<sup>2</sup>). В ходе выполнения данного исследования были проведены измерения четырех модификаций приемного элемента, предложен способ полного 3d моделирования сверхпроводниковой структуры, определена удельная ёмкость СИС перехода; для технологии, используемой в ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, величина Суд = 80 фФ/мкм<sup>2</sup>. Конечной целью данного исследования является разработка сверхпроводникового приёмника в диапазоне 0,79 - 0,95 ТГц с шумовой температурой не выше 200 К для телескопа АРЕХ (Atacama Pathfinder Experiment).

В 2006 г. в рамках проекта СНАМР для телескопа АРЕХ (Atacama Pathfinder Experiment) был разработан и изготовлен высокочувствительный приёмник. Прибор, установленный на телескопе, состоит из двух 7-пиксельных матриц [1] гетеродинных приёмников, работающих в диапазонах 600 - 720 ГГц и 790 - 950 ГГц, которые соответствуют окнам прозрачности атмосферы. Высокочувствительными элементами приёмников являются смесители на основе туннельных переходов сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (СИС) Nb-AlOx-Nb. Однако приёмники верхнего частотного диапазона имеют сравнительно высокую шумовую температуру порядка 400 К. Для улучшения чувствительности телескопа был открыт проект СНАМР+, целью которого является создание гетеродинного сверхпроводникового приёмника с шумовой температурой порядка 200 К, работающего в диапазоне 790 - 950 ГГц. Как известно, переходы с высокой плотностью тока J<sub>C</sub> позволяют повысить рабочую частоту СИС-приемников и расширить их полосу. Однако, существует предел повышения прозрачности барьера для СИС-переходов на основе окиси алюминия. Это предел составляет величину порядка 10-15 кА/см<sup>2</sup>, при дальнейшем увеличении плотности тока наступает резкая деградация качества переходов. Для того, чтобы преодолеть это ограничение, в ИРЭ РАН, была разработана технология изготовления туннельных СИС-переходов Nb/Al-AlN<sub>x</sub>/NbN с экстремально высокой прозрачностью туннельного барьера (плотности тока до 70 кА/см<sup>2</sup>) с приемлемыми значениями R<sub>j</sub>/R<sub>n</sub> [2, 3]. Для получения сверхтонкого и высококачественного барьера из AlN был разработан процесс нитридации поверхности Al в плазменном RF-разряде в среде чистого N<sub>2</sub>. На этой основе была разработана технология формирования многослойных микросхем, и создан ряд сверхчувствительных приемных устройств диапазона 100–1000 ГГц.

Данная работа посвящена исследованию прототипа приёмника диапазона 790-950 ГГц, который был разработан в институте космических исследований Нидерландов на основе СИС смесительной структуры NbTiN-Nb-AlN-NbN. Проведено численное электромагнитное 3D моделирование всей структуры приёмника, и результаты сопоставлены его с экспериментально измеренным откликом. Смесительный элемент приёмника выполнен по планарной технологии на кремниевой подложке и состоит из антенны, согласующей структуры, системы ПЧ фильтров в диапазоне 4 - 12 ГГц и детектора на основе двух СИС переходов. Приемная структура была изготовленной в ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, фото структуры представлено на рис. 1. Вольт-амперная характеристика двойного СИС перехода на основе структуры Nb/Al-AlN<sub>x</sub>/NbN с нижним подводящим электродом из NbTiN и верхним разводящим электродом из Al показана на рис. 2.

Поскольку рабочая частота приемника превышает «щелевую» частоту ниобия, в качестве нижнего электрода приемного элемента использовалась плёнка сверхпроводника NbTiN ( $T_c = 15 - 16$  К), а в качестве верхнего - высококачественная плёнка Al. Несмотря на то, что приёмники работают в условиях вакуума, при проведении тестовых испытаний верхний слой Al постепенно разрушается ввиду высокой химической активности Al. В связи с этим часть изготовленных образцов была пассивирована слоем SiO<sub>2</sub>, что обеспечило большую надёжность и повторяемость результатов измерений характеристик СИС переходов при термоциклировании. Вольт-амперные характеристики измерялись по 4-х точечной схеме в режиме задания напряжения. Измерения зависимости отклика смесительной структуры от частоты производились с помощью интерферометра Майкельсона методом Фурье-спектрометрии (Fourier Transform Spectroscopy, FTS). Управление подвижным зеркалом производилось с помощью шагового двигателя, в качестве источника широкополосного сигнала был использован резистивный нагреватель «глобар», для разделения квазиоптического пучка была использована майларовая плёнка-мембрана.

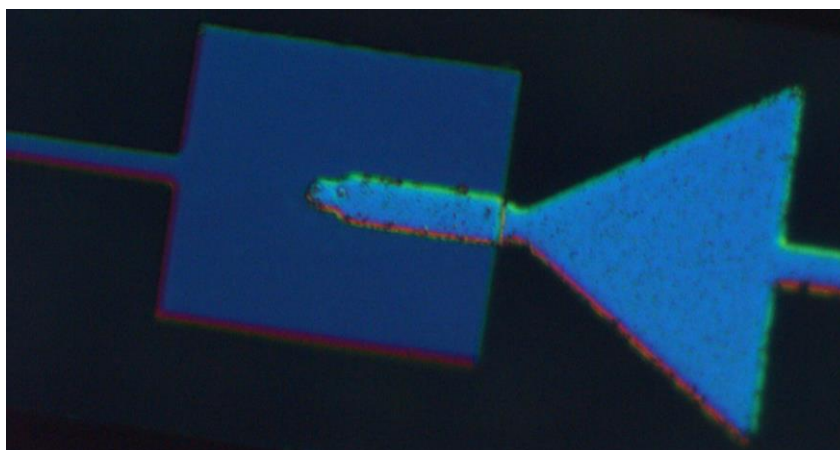


Рис. 1. Фото центральной части смесительного элемента на основе структуры с двумя параллельно соединенными СИС-переходами Nb/Al-AlN<sub>x</sub>/NbN площадью 0.5 мкм<sup>2</sup> (нижний подводящий электрод выполнен из NbTiN, верхний электрод - из Al).

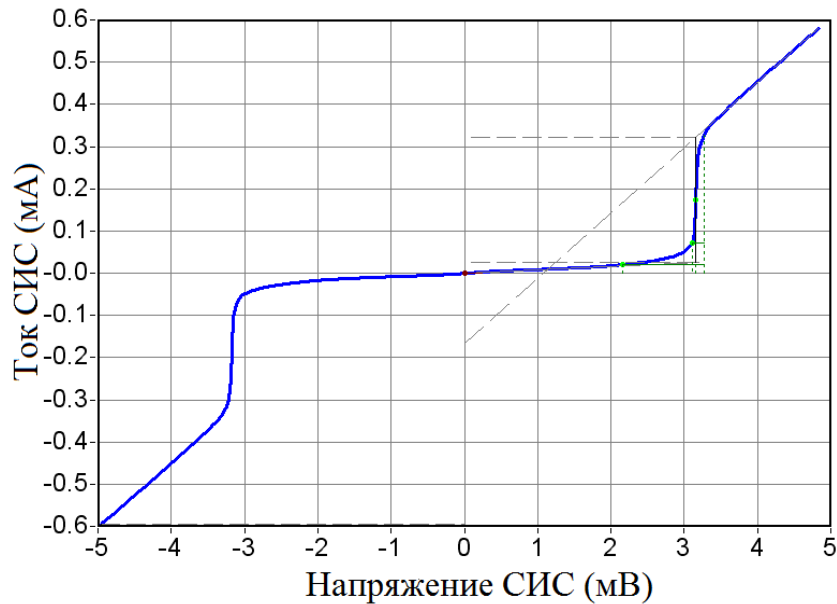


Рис. 2. Вольтамперная характеристика двойного СИС перехода на основе структуры Nb/Al-AlN<sub>x</sub>/NbN с нижним подводящим электродом из NbTiN и верхним разводящим электродом из Al.

Первичный расчёт структуры производился на основе модели микрополосковых линий с учетом частотнозависимых потерь. Ввиду использования сверхпроводящих материалов формулы [4] требуют уточнения; а именно, для учёта эффекта Мейснера [5] применяется эффективная диэлектрическая проницаемость, а для учёта поверхностных потерь используется теория поверхностной проводимости Маттиса-Бардина [6, 7]. В данной расчётной системе происходит численное решение электродинамической задачи, специфику сверхпроводимости можно учесть путём задания матрицы поверхностного импеданса материала. Расчет, проведённый с помощью программы CST, позволил учесть влияние верхнего пассивирующего слоя SiO<sub>2</sub> на частотные характеристики приёмника (рис. 3).

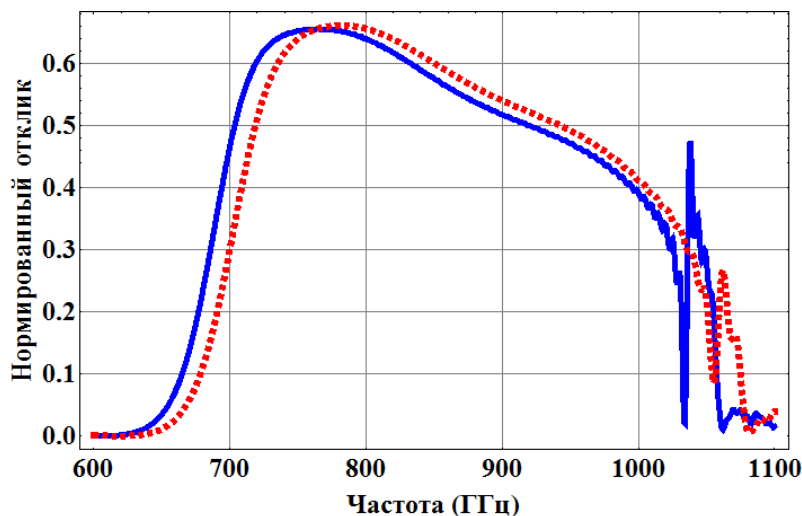


Рис. 3. Теоретическая зависимость отклика приёмного элемента от частоты для образцов с пассивирующим слоем (сплошная кривая) и без него (пунктир).

Характеристики приемного элемента сильно зависят от величины удельной ёмкости СИС-перехода, точное значение которой не было известно. Поэтому было рассчитано и изготовлено 4 различных типа приёмных структур, каждая из которых была оптимизирована под свою удельную ёмкость СИС, а именно 100, 150, 200 и 250 фФ/мкм<sup>2</sup>. Варьируя величину удельной ёмкости СИС перехода в расчёте можно добиться согласия теоретических и экспериментальных кривых FTS, измеренных с помощью интерферометра Майкельсона; наилучшее согласие (см. рис. 4) было получено при значении  $C_{уд} = 80$  фФ/мкм<sup>2</sup>. Определение данного параметра позволит оптимизировать новые дизайны образцов под имеющуюся технологию.

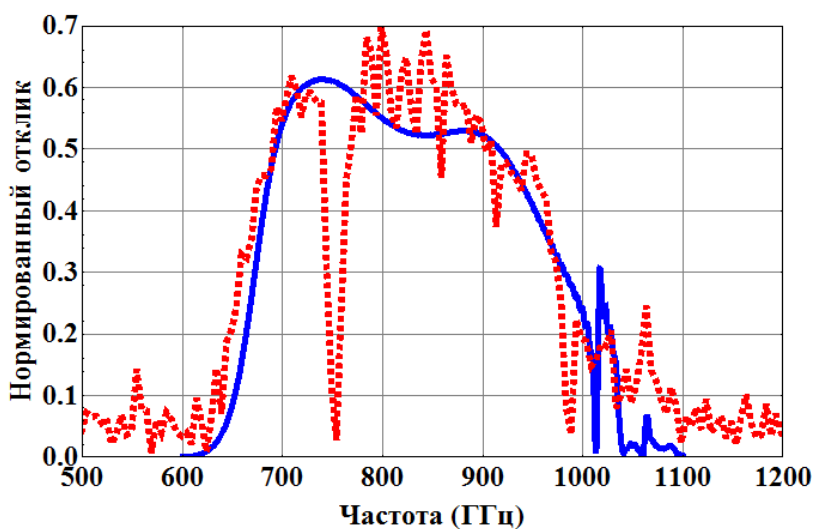


Рис. 4. Экспериментально измеренный отклик FTS приёмного элемента от частоты (пунктирная кривая) и теоретическая зависимость отклика (сплошная кривая). Провал на частоте 750 ГГц обусловлен линией поглощения воды.

Резкое уменьшение отклика на частотах ниже 650 ГГц объясняется приближением к частоте отсечки волновода, в который помещен образец, а резкий провал в окрестности 750 ГГц вызван сильной линией воды в атмосфере. Правая граница отклика FTS обусловлена потерями в плёнках образца.

Шумовая температура приёмника является важнейшей характеристикой приёмного устройства. Её измерение проводилось методом горячей - холодной нагрузки. В качестве холодной нагрузки был использован поглотитель при температуре жидкого азота, в качестве горячей – нагрузка при комнатной температуре. В качестве гетеродина использовался сигнал высокостабильного генератора (каскад умножителей, на который подается усиленный сигнал синтезатора частоты). Из-за конструктивных особенностей был использован каптоновый делитель пучка. После компенсации влияния оптической системы, лучшая шумовая температура составила 220 К.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты # 13-02-00493-а, 14-02-91335) и гранта для ведущих научных школ НШ 4871.2014.2

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kasemann C., Güsten R., Heyminck S., Klein B., Klein T., Philipp S.D., Korn A., Schneider G., Henseler A., Baryshev A., Klapwijk T.M., «CHAMP+: a powerful array receiver for APEX», Proc. of SPIE, 2006, Vol. 6275, -С. 62750N-62750N12.

2. P.N. Dmitriev, I.L. Lapitskaya, L.V. Filippenko, A.B. Ermakov, S.V. Shitov, G.V. Prokopenko, S.A. Kovtonyuk, and V.P. Koshelets. "High Quality Nb-based Integrated Circuits for High Frequency and Digital Applications", *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, vol. 13, No 2, pp. 107-110, 2003.
3. M.Yu. Torgashin, V.P. Koshelets, P.N. Dmitriev, A.B. Ermakov, L.V. Filippenko, and P.A. Yagoubov, "Superconducting Integrated Receivers based on Nb-AlN-NbN circuits", *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, vol. 17, pp.379- 382, 2007.
4. Бахарев С.И. и др. «Справочник по расчёту и конструированию СВЧ полосковых устройств» – М.: Радио и Связь, 1982. - 301с.
5. Бароне А., Патерно Дж-Ф. «Эффект Джозефсона. Физика и Применения». – М.: Мир, 1984. - 640с.
6. Zhou, Shi-Ping; Jabbar, A.; Bao, Jia-Shan; Wu, Ke-Qin; Jin, Bian-Jun, Analytical solution of Mattis–Bardeen theory for surface impedance of superconductors», *J Appl Phys.* -1992, vol.71, -С. 2789-2794.
7. J. P. Turneaure, J. Halbritter, H. A. Schwettman, «The Surface Impedance of Superconductors and Normal Conductors: The Mattis-Bardeen Theory», -*Journal of Superconductivity*, 1991, vol.4, No.5 –С. 341-354.

## Рассеяние плоской электромагнитной волны на поглощающем непрозрачном прямоугольнике с заданным эффективным комплексным коэффициентом отражения при E - и H - поляризации падающей волны

Кравченко Д.С.<sup>1</sup>, Черепанов А.К.<sup>1</sup>

Московский государственный технический университет радиотехники электроники и автоматики (МГТУ МИРЭА)

[Booty1@yandex.ru](mailto:Booty1@yandex.ru), [Акcher@yandex.ru](mailto:Акcher@yandex.ru)

Задача решается с помощью метода физической оптики (ФО) (см. например, [1]). Данный метод обобщается на случай полупрозрачных пластин (бесконечная лента, диск) в работе [2]. Обобщенный метод ФО применялся также в работе [3] при решении задачи о дифракции плоской электромагнитной волны на поглощающем клине.

В данной работе приводятся результаты решения задачи о дифракции плоской электромагнитной волны на непрозрачном прямоугольнике с заданным эффективным комплексным коэффициентом отражения при E и H - поляризации падающей волны.

Отметим, что аналогичная задача решена в работе авторов, [4], для действительного коэффициента отражения при E-поляризации падающей волны.

### 1. Постановка задачи

Пусть плоская электромагнитная волна падает на часть плоской непрозрачной поверхности (прямоугольник) с заданным эффективным коэффициентом отражения, ограниченную контуром, проходящим через точки A, B, C, D. Размеры прямоугольника:  $2a \times 2b$  (см. рис.1). Рассматривается случай падения волны в плоскости XOY, поэтому волновой вектор падающей волны имеет две компоненты, отличные от нуля:

$$k_i = \{k_{ix}, k_{iy}, 0\}$$

Направление падения волны определяется углом  $\alpha$ , отсчитываемым от оси X. Точка наблюдения находится на плоскости XOY и ее угловое положение определяется углом  $\varphi$ , отсчитываемым также от оси X.

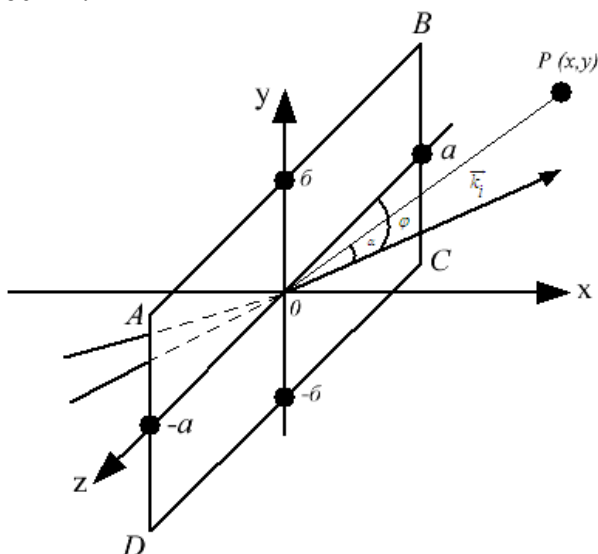


Рис. 1 ABCD – рассеивающая площадка,  $k_i$  – волновой вектор падающей волны,  $\alpha$  – угол падения волны,  $\varphi$  – угловое положение точки наблюдения – P от (X, Y).

## 2. Расчетные формулы

В предыдущей работе, [4], получены расчетные формулы для рассеянного поля в задаче о дифракции плоской электромагнитной волны на непрозрачном прямоугольнике с заданным действительным коэффициентом отражения при E – поляризации падающей волны. В данной работе представлено решение этой задачи для комплексного коэффициента отражения при E и H – поляризации падающей волны. Приведем вывод расчетных формул для H-поляризации падающей волны (E-поляризацию см. в работе [4]).

На прямоугольник падает плоская волна, у которой, вектор магнитного поля имеет одну компоненту

$$H_z^i = \{0, 0, H_z^i\}$$

$$H_z^i = H_{oz} \cdot e^{ik_i(x \cos \alpha + y \sin \alpha)}, \quad k_i = |\vec{k}_i|. \quad (1)$$

В этом случае зеркально отраженная волна имеет вид:

$$H_z^s = V^h \cdot H_{oz} h^{ik_s(-x \cos \alpha + y \sin \alpha)}, \quad k_s = k_i \quad (2)$$

где  $V^h$  - коэффициент отражения рассеивающей поверхности.

Полное поле у поверхности имеет вид:

$$H_z^i = H_{oz} \cdot e^{ik_i(x \cos \alpha + y \sin \alpha)} + V^h \cdot H_{oz} e^{ik_i(-x \cos \alpha + y \sin \alpha)} \quad (3)$$

Используя уравнение Максвелла для монохроматического поля в вакууме

$$\text{rot} \vec{H} = -ik \vec{E} \quad (4)$$

можно записать:

$$E_x = -\frac{1}{ik} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial y}, \quad E_y = \frac{1}{ik} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (5)$$

$$E_x = -H_{oz} \left[ e^{ik(x \cos \alpha + y \sin \alpha)} + V^h \cdot e^{ik(-x \cos \alpha + y \sin \alpha)} \right] \cdot \sin \alpha \quad (6)$$

$$E_y = H_{oz} \left[ e^{ik(x \cos \alpha + y \sin \alpha)} - V^h \cdot e^{ik(-x \cos \alpha + y \sin \alpha)} \right] \cdot \cos \alpha$$

(7)

При  $x \rightarrow 0$  найдем компоненты поля на поверхности прямоугольника

$$H_z = H_{oz} \cdot (1 + V^h) \cdot e^{iky \cdot \sin \alpha}, \quad (8)$$

$$E_x = -H_{oz} \cdot (1 + V^h) \cdot e^{iky \cdot \sin \alpha} \cdot \sin \alpha, \quad (9)$$

$$E_y = H_{oz} \cdot (1 - V^h) \cdot e^{iky \cdot \sin \alpha} \cdot \cos \alpha. \quad (10)$$

Как известно, поверхностные эквивалентные электрические и "магнитные" токи определяются соотношениями, [1]:

$$\vec{j}^e = \frac{c}{4\pi} [\vec{n} \vec{H}] \quad (11)$$

$$\vec{j}^m = -\frac{c}{4\pi} [\vec{n} \vec{E}], \quad (12)$$

где  $\vec{n}$  нормаль к поверхности со стороны падающей волны.

Принимая во внимание соотношения (5,6,7), найдем компоненты поверхностных эквивалентных токов:

$$j_z^e = \frac{c}{4\pi} H_z, \quad j_y^m = \frac{c}{4\pi} E_y, \quad (13)$$

и компоненты вектор – потенциалов для электрического и «магнитного» токов

$$\vec{A}^e = -\frac{1}{c} \iint \vec{j}^e \frac{e^{ikr}}{r} dS, \quad \vec{A}^m = \frac{1}{c} \iint \vec{j}^m \frac{e^{ikr}}{r} dS, \quad (14)$$

где  $r = \sqrt{x^2 + (y-\eta)^2 + \zeta^2}$  есть расстояние до точки наблюдения находящейся на плоскости  $uOx$

Используя формулы (14), компоненты вектор - потенциалов, отличные от нуля запишем в виде:

$$A_z^e = -\frac{H_{0z}}{4\pi} \cdot (1 - R^h) \cdot I \cdot \cos \alpha \quad (15)$$

$$A_y^m = \frac{H_{0z}}{4\pi} \cdot (1 + R^h) \cdot I, \quad (16)$$

где

$$I = \int_{-a}^a d\zeta \int_{-b}^b e^{ik\eta \cdot \sin \alpha} \cdot \frac{e^{ik\sqrt{x^2 + (y-\eta)^2 + \zeta^2}}}{\sqrt{x^2 + (y-\eta)^2}} d\eta. \quad (17)$$

При  $a, b \ll r$  используем приближенное выражение для интеграла  $I$

$$I = 4 \cdot \frac{e^{ikR}}{\sqrt{kR}} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{k} \cdot \frac{\sin[kb(\sin \alpha - \sin \varphi)]}{(\sin \alpha - \sin \varphi)} \cdot (C(u) + iS(u)), \quad \text{где } u = \frac{ka^2}{2R}, \quad (18)$$

тогда для компонент вектор – потенциала электрического и "магнитного" токов получим:

$$A_z^e = \frac{1}{k} \cdot \frac{H_{0z}}{\sqrt{\pi}} \cdot (1 - R^h) \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\sin[kb(\sin \alpha - \sin \varphi)]}{(\sin \alpha - \sin \varphi)} \cdot (C(u) + iS(u)) \cdot \frac{e^{ikR}}{\sqrt{kR}}, \quad (19)$$

$$A_y^m = \frac{1}{k} \cdot \frac{H_{0z}}{\sqrt{\pi}} \cdot (1 + R^h) \cdot \frac{\sin[kb(\sin \alpha - \sin \varphi)]}{(\sin \alpha - \sin \varphi)} \cdot (C(u) + iS(u)) \cdot \frac{e^{ikR}}{\sqrt{kR}}, \quad (20)$$

$$\text{где } C(u) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\sqrt{u}} \cos t^2 dt; \quad S(u) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\sqrt{u}} \sin t^2 dt \quad (21)$$

интегралы Френеля.

С помощью известных соотношений для компонент электрического поля и вектор - потенциалов электрического и "магнитного" токов, найдем компоненты электрического и магнитного полей  $H_z, H_x, H_y$ :

$$H_z = \frac{iH_{0z}}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{e^{ikR}}{\sqrt{kR}} \cdot (C(u) + iS(u)) G(\varphi) \cdot (\cos \alpha + \cos \varphi - V^e \cdot (\cos \alpha - \cos \varphi)), \quad (22)$$



$$H_x = -\frac{iH_{0z}}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{e^{ikR}}{\sqrt{kR}} \cdot (C(u) + iS(u)) \cdot G(\varphi) \cdot (\cos \alpha + \cos \varphi - V^e \cdot (\cos \alpha - \cos \varphi)) \cdot \sin \varphi, \quad (23)$$

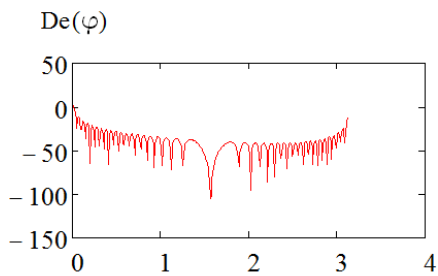
$$H_y = \frac{iH_{0z}}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{e^{ikR}}{\sqrt{kR}} \cdot (C(u) + iS(u)) \cdot G(\varphi) \cdot (\cos \alpha + \cos \varphi - V^e \cdot (\cos \alpha - \cos \varphi)) \cdot \cos \varphi. \quad (24)$$

Легко видеть, что  $|H_z| = \sqrt{|H_x|^2 + |H_y|^2}$ .

### 3. Результаты численных расчетов

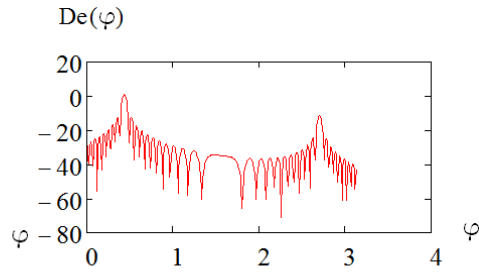
По формуле (22) данной работы и по формуле (22) работы [4] проведены численные расчеты и построены графики  $E_z(\varphi)$  и  $H_z(\varphi)$  для комплексных коэффициентов отражения РПМ 1 и РПМ 2 при следующих исходных данных:  $\varphi = 0 \dots \pi$ ;  $a = 30$  см;  $b = 40$  см;  $R = 1200$  см;  $k = 2$ ; при углах падения волны  $\alpha = 0^\circ; 25^\circ; 50^\circ; 60^\circ$ . Результаты расчетов приведены в ДБ.

#### Е - поляризация РПМ1



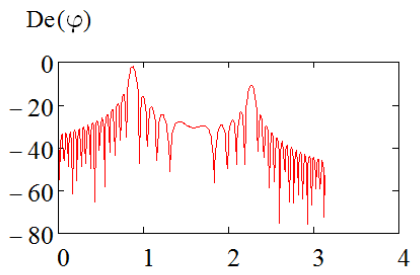
$a = 40; b = 30; R = 1200; V_e = -0,15-0,15i; \alpha = 0$

Рис.1



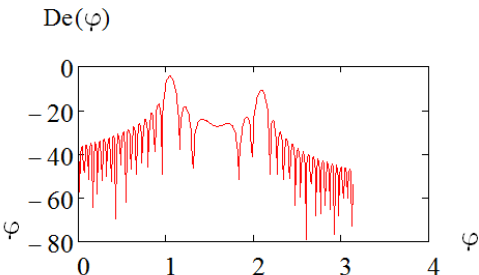
$a = 40; b = 30; R = 1200; V_e = -0,16-0,18i; \alpha = 25$

Рис.2



$a = 40; b = 30; R = 1200; V_e = 0,29-0,22i; \alpha = 50$

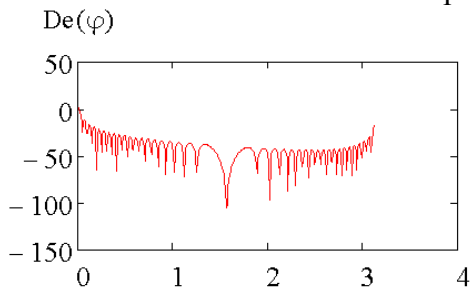
Рис.3



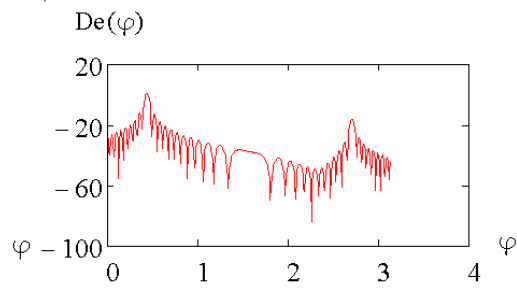
$a = 40; b = 30; R = 1200; V_e = -0,4 -0,25i; \alpha = 60$

Рис.4

#### Е - поляризация РПМ 2

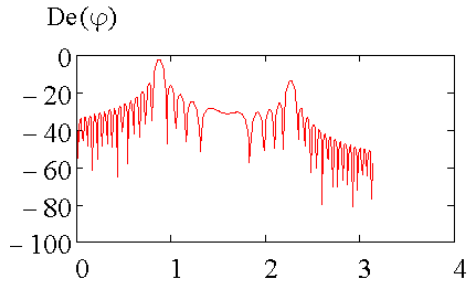


$a = 40; b = 30; R = 1200; V_e = -0,11-0,06i; \alpha = 0$



$a = 40; b = 30; R = 1200; V_e = 0,12-0,07i; \alpha = 25$

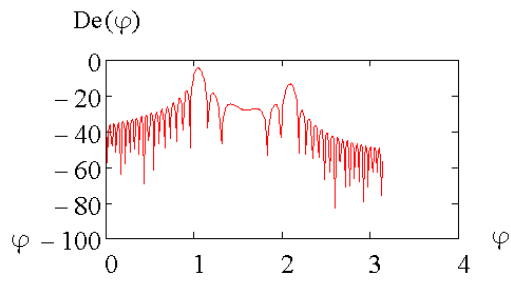
Рис.5



$a = 40; v = 30; R = 1200; V_e = -0,23-0,13i; \alpha = 50$

Рис.7

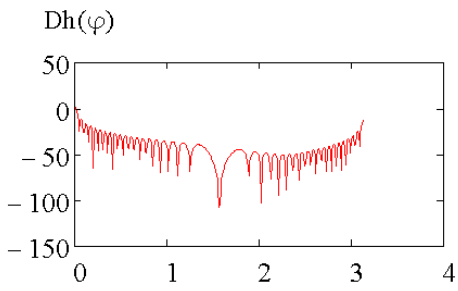
Рис.6



$a = 40; v = 30; R = 1200; V_e = -0,3-0,19i; \alpha = 60$

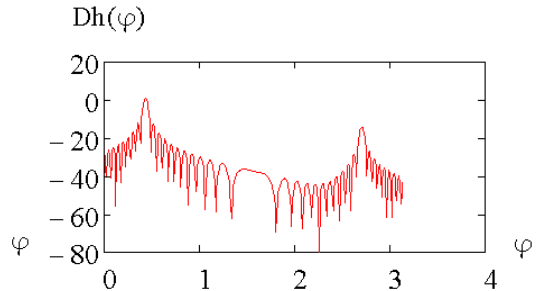
Рис.8

Н - поляризация РПМ 1



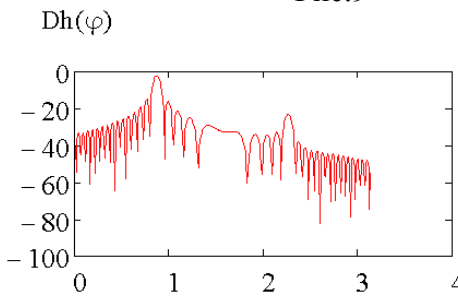
$a = 40; v = 30; R = 1200; V_e = 0,16+0,14i; \alpha = 0$

Рис.9



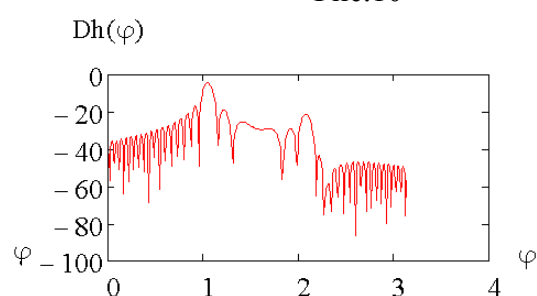
$a = 40; v = 30; R = 1200; V_e = 0,12+0,13i; \alpha = 25$

Рис.10



$a = 40; v = 30; R = 1200; V_e = -0,05+0,07i; \alpha = 50$

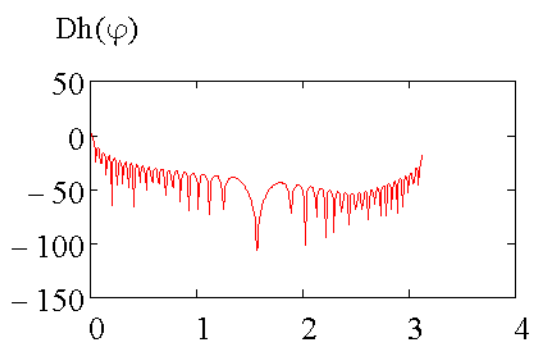
Рис.11



$a = 40; v = 30; R = 1200; V_e = -0,14+0,01i; \alpha = 60$

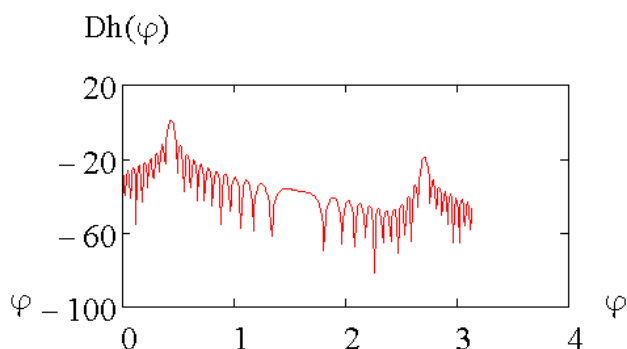
Рис.12

Н - поляризация РПМ 2



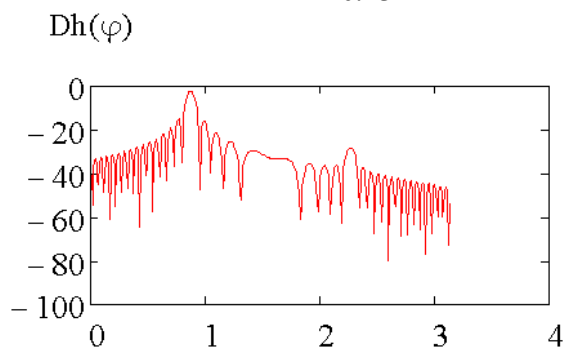
$a = 40; b = 30; R = 1200; \epsilon = 0,1+0,07i; \alpha = 0$

Рис.13



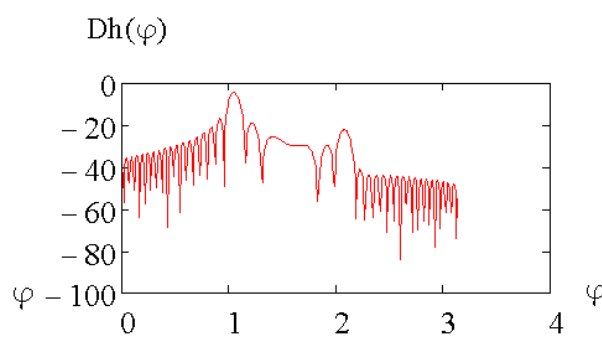
$a = 40; b = 30; R = 1200; \epsilon = 0,08+0,06i; \alpha = 25$

Рис.14



$a = 40; b = 30; R = 1200; \epsilon = -0,001+0,05i; \alpha = 50$

Рис.15



$a = 40; b = 30; R = 1200; \epsilon = -0,11+0,06i; \alpha = 60$

Рис.16

#### Литература

1. П.Я. Уфимцев. "Метод краевых волн в физической теории дифракции". - М.: Изд. "Советское радио", 1962.
2. П.Я. Уфимцев. "Дифракция на черных телах и на полупрозрачных пластинах". - Известия вузов том XI, № 6. Радиофизика. 1968.
3. А.К. Черепанов. "Дифракция плоской электромагнитной волны на неограниченном поглощающем клине". - Межвузовский сборник научных трудов "Вопросы повышения эффективности радиоэлектронных систем", М.: Министерство образования и науки РФ, МГТУ МИРЭА, 2001.
4. Д.С. Кравченко, А.К. Черепанов «Дифракция плоской электромагнитной волны на непрозрачном прямоугольнике с заданным эффективным комплексным коэффициентом отражения при E - поляризации падающей волны». Доклад на VI Всероссийской научной конференции "Радиофизические методы в дистанционном зондировании". 27.05-29.05. 2014. Муром.

# УСТРОЙСТВО ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ И ФОРМИРОВАНИЯ ЦИФРОВЫХ РАДИОСИГНАЛОВ В РАДИОЛОКАЦИОННЫХ И РАДИОНАВИГАЦИОННЫХ АВТОМАТИЗИРОВАННЫХ СИСТЕМАХ УПРАВЛЕНИЯ И СВЯЗИ

Кравченко Д.С.<sup>1</sup>, Черепанов А.К.<sup>1</sup>

Московский государственный технический университет радиотехники электроники и автоматики  
(МГТУ МИРЭА)

[Booty1@yandex.ru](mailto:Booty1@yandex.ru), [Akcher@yandex.ru](mailto:Akcher@yandex.ru)

*В докладе рассматривается устройство обработки информации и формирования цифровых радиосигналов с учетом модуляции различного вида в радиолокационных радионавигационных автоматизированных системах управления и связи. Описан принцип работы цифрового обработчика сигналов на современной элементной базе и его структурная схема.*

## Основные положения

Предлагаемое устройство цифровой обработки информации и запоминания копии радиосигналов различного вида построено на современной элементной базе. В устройстве осуществляется дополнительная функция модуляции различного вида.

Осуществляется перенос принимаемого сигнала из диапазона 750...1250 МГц в диапазон с максимальной частотой 250 МГц.

В соответствии с теоремой Котельникова частота дискретизации составляет 500 МГц.

Такой способ преобразования входного сигнала, позволяет в два раза сузить полосу промежуточных частот, в которой осуществляется дискретизация сигнала, уменьшить в два раза тактовую частоту, однозначно и без потерь мощности восстанавливать сигнал в рабочий частотный диапазон.

Сверхширокополосная обработка радиосигнала с мгновенной полосой запоминания и воспроизведения составляет 500 МГц.

В устройстве используется 6-ти разрядное амплитудное квантование. Соотношение сигнал/шум составляет более 36 дБ.

Устройство может быть запрограммировано на работу в следующих режимах:

- одновременная запись и воспроизведение сигнала с модуляцией по частоте и задержке,
- одновременное воспроизведение 2-х сигналов в режиме микширования,
- воспроизведение 8 - ми сигналов с разделением по времени (в случае совпадения воспроизводимых импульсов по времени воспроизводится наиболее приоритетный сигнал, приоритеты устанавливаются программно).

Рабочая программа, определяющая работу устройства, загружается в область памяти команд перед началом работы. Устройство стартует при подаче немаскируемого прерывания от внешнего процессора.

Структура устройства позволяет минимизировать обращения от внешнего процессора, поскольку работает автономно.

При этом внешний процессор может изменять параметры воспроизведения (модуляцию, частотный сдвиг, задержку, приоритеты, полосы шума и др.), не прерывая работы внутренней программы устройства.

Структурная схема устройства УФЦР показана на рис. 1. Основными узлами устройства являются: радиочастотный и цифровой обработчик сигналов. Радиочастотный обработчик сигналов

состоит из квадратурного преобразователя вниз, квадратурного преобразователя вверх, синтезатора частоты 1 ГГц и стабилизатора напряжения.

Цифровой обработчик сигналов состоит из синтезатора частоты на 600 МГц, СБИС 1879ВМ3, шинного формирователя и формирователя сигналов управления 3,3/5 В.

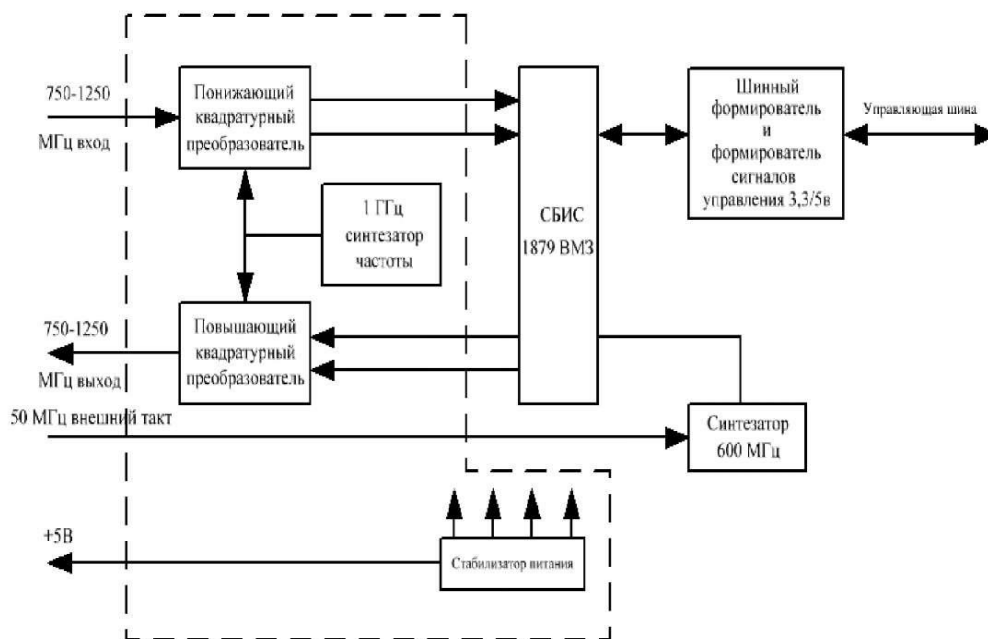


Рис 1. Структурная схема устройства УФЦР

**Квадратурный преобразователь вниз** состоит из четырех идентичных активных смесителей и схемы привязки уровня выходного напряжения к опорному напряжению АЦП. На выходах формируется дифференциальный выходной сигнал и ортогональный ему дифференциальный сигнал в диапазоне частот 0...250 МГц (со сдвигом фазы на 90 градусов), которые подаются на АЦП. Функции однозвенных фильтров нижних частот на входе АЦП с частотой среза около 400 МГц выполняют входные индуктивности платы и емкости входов АЦП. Схема привязки синфазного уровня выходного напряжения поддерживает постоянное напряжение на выходах всех четырех смесителей на уровне 1,25В.

**Квадратурный преобразователь вверх** состоит из двух активных двухбалансных модуляторов и согласующей цепи, выполняющей роль полосового фильтра.

Наличие в схеме преобразователей частоты вверх и вниз вызывает появление в выходном сигнале частоты 1 ГГц и зеркальных составляющих сигнала, уровень этих составляющих определяется балансировкой схемы и для данного устройства составляет не более 25 дБ.

**Синтезатор частоты 1 ГГц** выполнен на основе петли фазовой автоподстройки частоты с синхронизацией по внешнему опорному сигналу 50 МГц.

**Синтезатор частоты 600 МГц** выполнен также на основе петли фазовой автоподстройки частоты с синхронизацией по внешнему опорному сигналу 50 МГц.

**Микросхема 1879ВМ3** представляет собой быстродействующий программируемый сигнальный контроллер. В микросхеме используется принцип квантования амплитуды сигнала с последующей упаковкой восьми квадратурных отсчетов в 128-битовое слово и запоминание его в памяти данных.

Основными функциями сигнального программируемого контроллера является:

- оцифровка, запись и хранение в памяти цифровой копии сигнала;
- восстановление сигнала из хранящейся в памяти цифровой копии сигнала;
- осуществление вычислений, в соответствии с заданными законами модуляции;

-управление работой устройства формирования цифрового радиосигнала в соответствии с программой, заранее размещенной в памяти команд контроллера, и обеспечивает требуемый алгоритм работы устройства.

**Основной функциональной частью устройства является модуль обработки и формирования цифровых модулированных радиосигналов различного вида, который входит в состав микросхемы 1879ВМ3.**

Структурная схема модуля обработки и формирования цифровых модулированных радиосигналов приведена на рис 2.



Рис.2 Структурная схема модуля обработки и формирования цифровых радиосигналов

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1.Радиопередающие устройства: Учебник для вузов/ под ред. Академика В. В. Шахгильдяна – М.: Радио и Связь, 2003. – 560 с.
2. Радиопередающие устройства: Учебник для техникумов/ Шумилин М.С.Головин О. В. – М.: Высшая школа , 1981. – 293с.
3. <http://rfdesign.ru/> Архитектура тракта передачи РЧ блоков устройств мобильной связи.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТЕХНИЧЕСКОГО УГЛЕРОДА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СПЕКТРОФОТОМЕТРА LAMBDA 1050

**Большаков Д.А., Мурлага А.Р.**  
ФГУП «ЦНИРТИ им. академика А.И. Берга»  
[dimasy92@mail.ru](mailto:dimasy92@mail.ru), [myrlaga\\_olga@mail.ru](mailto:myrlaga_olga@mail.ru)

*В настоящей работе построена расчётно-экспериментальная модель взаимодействия ЭМИ диапазона длин волн 250-2500 нм с техническим углеродом – наноразмерным ультрадисперсным материалом. Получены коэффициенты отражения и пропускания исследуемого материала. Теоретическое моделирование проводилось в программной среде Mathcad 15 на основании теории релейского распределения и теории рассеяния Ми. Экспериментальные исследования выполнены на спектрофотометре Lambda 1050 (Перкин-Элмер, США). Измеряемые образцы представляли собой твёрдо спрессованные таблетки радиопрозрачного связующего (KBr) с внедрёнными в его матрицу частицами технического углерода. Результаты работы показали, что технический углерод даёт ослабление падающего излучения до уровня фона, а следовательно, с его помощью наилучшим образом может быть решена задача снижения заметности различных объектов в указанном диапазоне длин волн.*

Проблема снижения заметности различных технических объектов (в частности, летательных аппаратов и спутников) за счёт свойств материалов, из которых они изготовлены, в широком диапазоне длин волн (радиолокационном (РЛ), инфракрасном (ИК), видимом, ультрафиолетовом (УФ)) и в настоящее время сохраняет свою актуальность [1]. Это связано с тем обстоятельством, что системы обнаружения объектов совершенствуются. Как следствие, для минимизации вероятности распознавания объектов необходимо улучшать существующие на данный момент методы и средства снижения их заметности [1 – 5].

Для решения указанной проблемы в ФГУП «ЦНИРТИ им. академика А.И. Берга» разработан специализированный стенд контроля параметров материалов в РЛ, ИК, видимом и УФ областях спектра. Преимуществом стенда является возможность формирования на основании требований Заказчика индивидуального подхода к каждому конкретному объекту, к которому должна быть применена концепция защиты. При этом учитываются особенности геометрии этого объекта, условия его эксплуатации и технического обслуживания, возможности модификации его отдельных узлов и блоков, а также среды, окружающей объект. Как следствие, в каждом случае получается перечень рекомендаций и решений по снижению заметности конкретного объекта. Структура и принцип работы стенда в РЛ диапазоне длин волн приведены в [6]. В ИК, видимом и УФ диапазонах длин волн стенд включает лазерный анализатор размеров частиц, а также набор спектрофотометров. В рамках настоящей работы остановимся подробно на применении одного из таких спектрофотометров (Lambda 1050 производства Перкин-Элмер, США; внешний вид спектрофотометра Lambda 1050 приведён на рис. 1, а схема его оптического тракта – на рис. 2) для исследования электродинамических свойств (коэффициентов отражения  $r$  и пропускания  $t$ ) технического углерода (рис. 3). Преимущество технического углерода, являющегося наноразмерным ультрадисперсным материалом, состоит в высокой температуре плавления, низкой стоимости, потенциальной возможности применения в широком диапазоне длин волн.

В зависимости от условий конкретной задачи концепция защиты объекта от обнаружения сводится к распылению вокруг него указанного материала (создание объёмно-распределённого образования, метод формирования которого заключается в том, что при атаке объекта из специальной капсулы выбрасывается спецсостав (ультрадисперсный порошок), образующий облако, которое закрывает объект [7]) либо к использованию покрытий или экранов (в таком случае технический углерод вводится в качестве наполнителя

в матрицу радиопрозрачного связующего, конструктивные свойства которого подбираются исходя из условий эксплуатации покрытия/экрана).

В ходе работы проведены экспериментальные исследования электродинамических свойств технического углерода на спектрофотометре Lambda 1050, а также теоретическое моделирование этих свойств в программной среде Mathcad 15 на основании теории релейского распределения и теории рассеяния Ми в диапазоне длин волн 250 – 2500 нм. Результаты измерений коэффициентов отражения  $r$  и пропускания  $t$  образцов, представлявших собой спрессованные таблетки (толщина таблетки 0,7 мм, диаметр 40,1 мм) технического углерода, внедрённого в матрицу радиопрозрачного связующего KBr, приведены на рис. 4 и рис. 5.



Рис. 1. Внешний вид спектрофотометра Lambda 1050

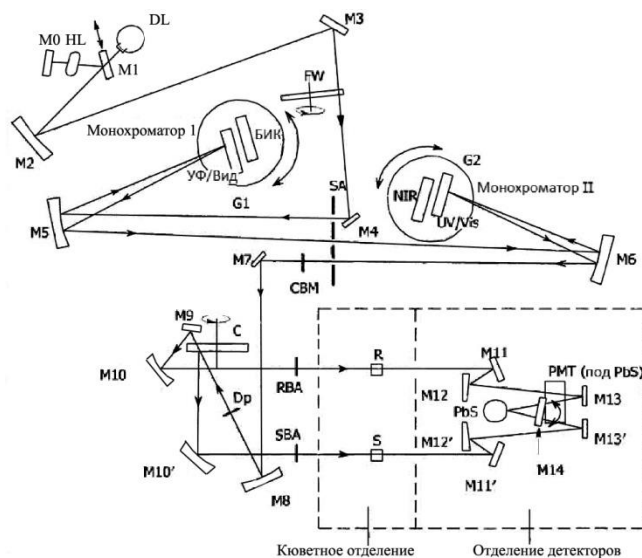


Рис. 2. Схема оптического тракта спектрофотометра Lambda 1050

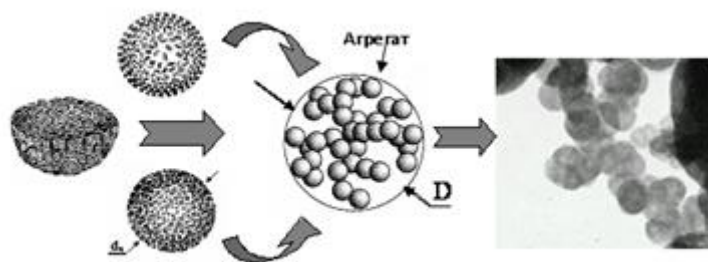


Рис. 3. Образование технического углерода



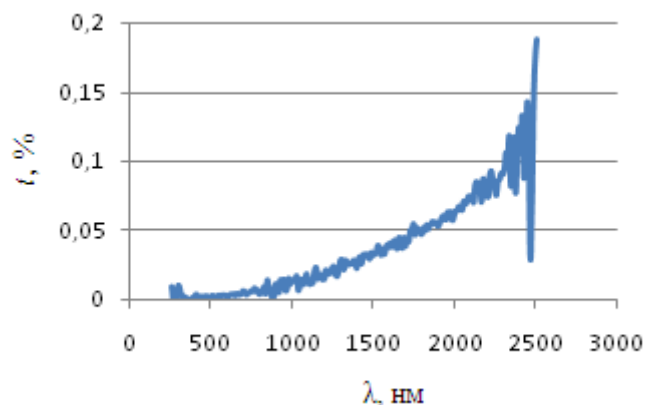


Рис. 4. График зависимости

экспериментальных значений коэффициента пропускания  $t$  от длины волны

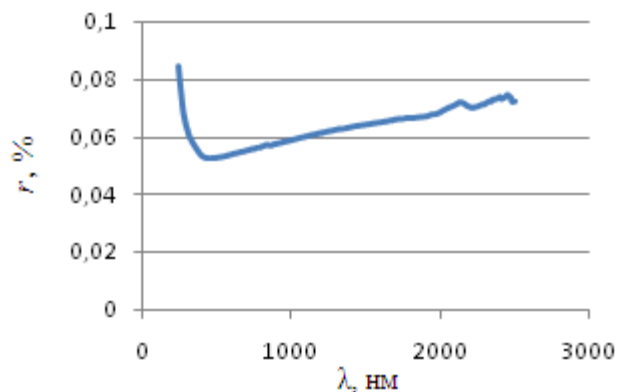


Рис. 5. График зависимости

экспериментальных значений коэффициента отражения  $r$  от длины волны

В качестве физической модели при теоретическом моделировании ослабления электромагнитного излучения порошком технического углерода выбран объём свободного пространства, ограниченный диском, в котором находятся отдельные частицы порошка технического углерода. При этом использован следующий порядок расчёта:

1. Вычисление сечения рассеяния для одной частицы технического углерода.
2. Вычисление сечения поглощения для одной частицы технического углерода.
3. Вычисление сечения рассеяния электромагнитной энергии для облака частиц технического углерода.
4. Вычисление сечения поглощения электромагнитной энергии для облака частиц технического углерода.
5. Вычисление относительных коэффициентов отражения и пропускания технического углерода.

Согласно [8], относительные коэффициенты отражения  $r$  и пропускания  $t$  технического углерода задаются следующим образом:

$$r(L_1) = \frac{[1 - e^{-k_2 b L_1}] \cdot A}{1 - A^2 \cdot e^{-k_2 b L_1}} \cdot 100\% \quad (1)$$

$$t(L_1) = \frac{(1 - A^2) \cdot e^{-k_1 b L_1}}{1 - A^2 \cdot e^{-k_2 b L_1}} \cdot 100\% \quad (2)$$

Здесь  $b = \sqrt{\chi_N^2 + 2 \cdot \sigma_N \cdot \chi_N}$  [см<sup>2</sup>] – показатель ослабления излучения в одномерном приближении;

$A = \frac{b - \chi_N}{b + \chi_N}$  [см<sup>2</sup>] – альbedo или коэффициент отражения материала полубесконечной толщины;

$\chi_N$  [см<sup>2</sup>] – сечение поглощения электромагнитной энергии для облака частиц технического углерода;

$\sigma_N$  [см<sup>2</sup>] – сечение рассеяния электромагнитной энергии для облака частиц технического углерода;

$L_1 = 0,07$  [см] – толщина образца;

$k_1 = 1$  [1/см<sup>3</sup>] – масштабный коэффициент;

$k_2 = 2$  [1/см<sup>3</sup>] – масштабный коэффициент.

Результаты расчётов по формулам (1) и (2) приведены на рис. 6 и рис. 7.

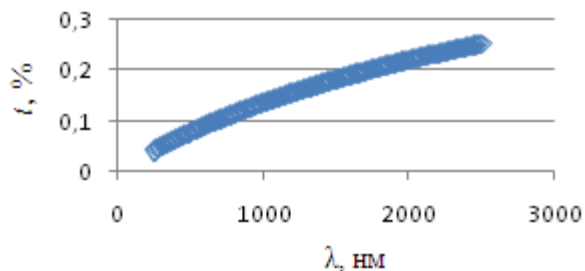


Рис. 6. График теоретических значений коэффициента пропускания  $t$  в зависимости от длины волны ЭМИ

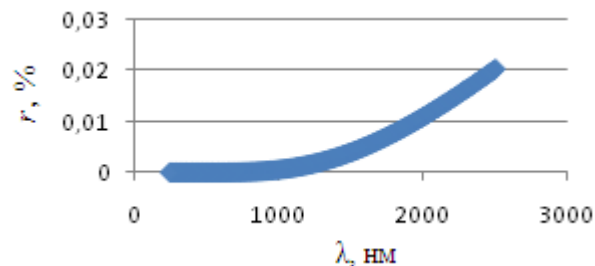


Рис. 7. График теоретических значений коэффициента отражения  $r$  в зависимости от длины волны ЭМИ

Из рис. 4 – 7 следует, что исследуемый материал (технический углерод) даёт ослабление падающего излучения во всём рассматриваемом диапазоне длин волн (250 – 2500 нм) до уровня фона, а следовательно, является сверхширокодиапазонным материалом и может быть эффективно применён для снижения заметности различных технических объектов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мурлага А.Р. Способ ослабления энергии электромагнитного излучения модифицированным водяным паром// Труды МАИ, № 68, 2013.
2. Черняк В.С. Многопозиционная радиолокация. М.: Радио и связь., 1993. – 416 с.
3. Давыдова Н.С. Информационное подавление радиоэлектронных систем. Активные помехи, передатчики и станции активных помех. Учебное пособие. М.: Изд-во МАИ, 2002 г. – 80 с.
4. Алексеев А.Г., Штагер Е.А., Козырев С.В. Физические основы технологии Stealth. Санкт-Петербург: Изд. Ввм, 2007. – 283 с.
5. Николайчук Г., Иванов В., Яковлев С. Радиопоглощающие материалы на основе наноструктур. М.: РИЦ «Техносфера», 2010. – 95 с.
6. Дамарацкий И.А., Мурлага А.Р. Расчётно-экспериментальный стенд для решения задачи снижения радиолокационной заметности различных объектов// Излучение и рассеяние электромагнитных волн: Труды Международной научной конференции «Излучение и рассеяние ЭМВ – ИРЭМВ-2013». Таганрог: Изд-во ЮФУ, 2013. – с. 321 – 323.
7. Алексашенко В.А., Солдатов В.П., Соловьев А.А. Радиоэлектронная защита вооружения и военной техники сухопутных войск от высокоточного оружия// Обмен опытом в области создания сверхширокополосных радиоэлектронных систем. Сборник докладов научно-технической конференции. Омск: Изд-во ОмГТУ, 2008. – с. 5 – 15.
8. Красс М. С., Мерзликин В. Г. Радиационная теплофизика снега и льда. Л.: Гидрометеиздат, 1990. – 261 с.

## Измерение коэффициента отражения радиопоглощающих покрытий в широком диапазоне температур

Семенов В.Н., Кибец С.Г., Чистяев В.А., Политико А.А.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук (ИТПЭ РАН)

[alexey.politiko@mail.ru](mailto:alexey.politiko@mail.ru)

*В работе представлена методика измерения температурной зависимости коэффициента отражения плоских образцов радиопоглощающих покрытий при нормальном падении электромагнитной волны в широком диапазоне частот от 2 до 24 ГГц. Получены частотные зависимости в диапазоне частот от 3 до 18 ГГц коэффициента отражения образца магнитного радиопоглощающего покрытия типа РАН-6 на металлической подложке, измеренные в широком интервале температур от минус 55 °С до +170 °С. Приведены зависимости коэффициента отражения образца покрытия от температуры на фиксированных частотах – 2, 6, 8, 9, 10 и 15 ГГц.*

### Введение

В ИТПЭ РАН разработана сверхширокополосная методика измерения электрофизических параметров листовых материалов в свободном пространстве в ближней зоне рупорных антенн [1]. В данной методике проводятся измерения образцов радиопоглощающих покрытий (РПП) при нормальных условиях при комнатной температуре без учета влияния на покрытия внешних воздействующих факторов: пониженных и повышенных температур, повышенной влажности, солевого тумана и др. В связи с этим значительный интерес с прикладной точки зрения представляет измерение коэффициента отражения покрытий при различных температурах, соответствующих условиям эксплуатации. В настоящей работе исследуется частотная зависимость модуля коэффициента отражения образца РПП типа РАН-6 на основе кремнийорганического связующего, наполненного мелкодисперсным карбонильным железом, при нормальном облучении в интервале температур от минус 55 °С до +170 °С.

### Описание методики и анализ результатов измерений

В основе методики измерения лежит измерение коэффициента отражения  $S_{11}$  квазиплоской электромагнитной волны образцов материалов с помощью сверхширокополосной диафрагмированной линзовой рупорной антенны и векторного анализатора электрических цепей. На Рисунке 1 представлена принципиальная схема измерительной установки. При проведении измерений образец материала помещается в окно круглой металлической радиопоглощающей диафрагмы (6), расположенной в ближней зоне рупорной антенны Пб-23М (4), для минимизации вклада от процессов дифракции на краях образца и кромках рупорной антенны. В процессе измерения коэффициента отражения образца в зоне за диафрагмой устанавливается согласованная нагрузка – объемный радиопоглощающий блок (5) с низким коэффициентом отражения в рабочей полосе частот (не выше минус 55 дБ) для исключения дополнительных паразитных отражений от окружающего пространства. Для устранения влияния переотражений между измеряемым образцом и рупорной антенной используется временная селекция мешающих отражений (Time Domain) с подавлением эффекта Гиббса [2]. Методика обеспечивает измерение низких значений коэффициента

отражения материалов до уровней ниже минус 50 дБ с погрешностью не более 1 дБ и предельно высоких значений коэффициента отражения с погрешностью не более  $\pm 0,1$  дБ. Измерения температурной зависимости коэффициента отражения образца покрытия проводились в диапазоне частот от 2 до 24 ГГц в интервале температур от минус 55 °С до +170 °С в два этапа:

- 1) охлаждение образца до температуры минус 55 °С с последующим выравниванием температуры до комнатной +25 °С;
- 2) термический нагрев от комнатной температуры +25 °С до температуры +170 °С.

Для охлаждения образца до температуры минус 55 °С использовалась горизонтальная низкотемпературная морозильная камера SANYO MDF-193 (диапазон температур: минус 50 °С...минус 86 °С).

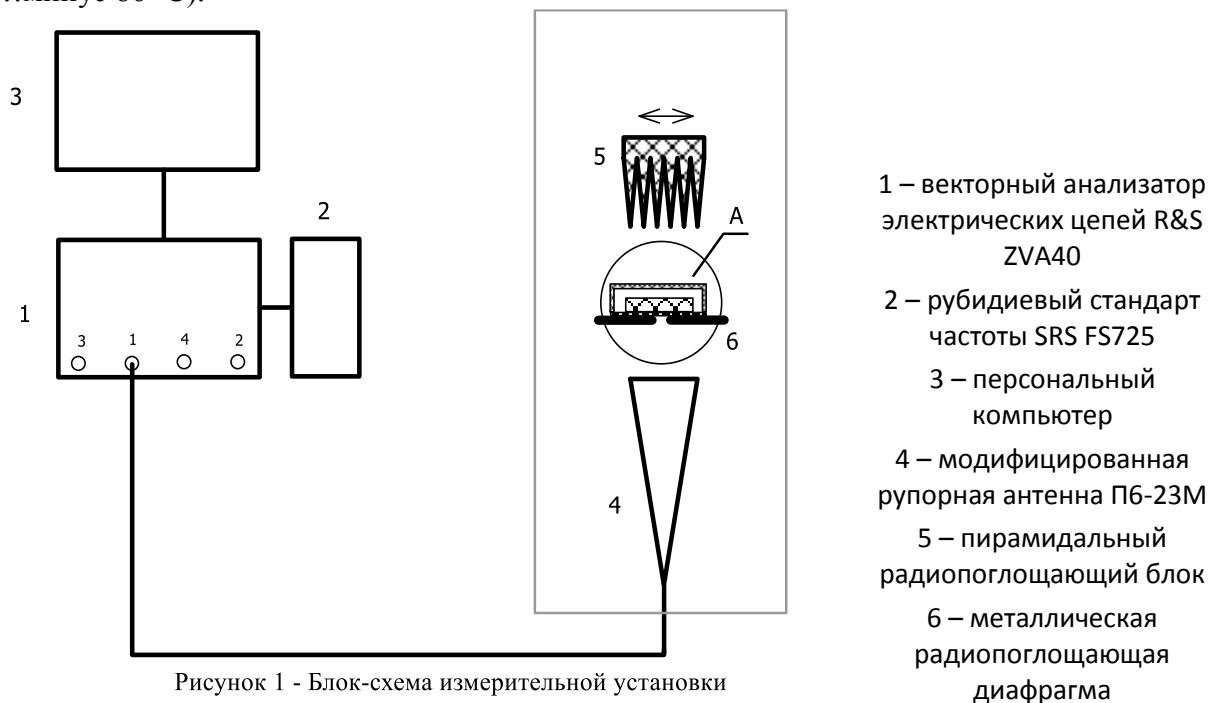


Рисунок 1 - Блок-схема измерительной установки

В морозильную камеру помещался образец вместе с малоотражающей теплоизолированной ячейкой (Рисунок 2) и металлической пластиной с впаянным температурным датчиком, которая тыльной стороной прижималась к металлической подложке РПП. Нижняя крышка термоячейки изготовлена из радиопрозрачного материала ТЗМ-23М на основе супертонкого кремнеземного волокна.

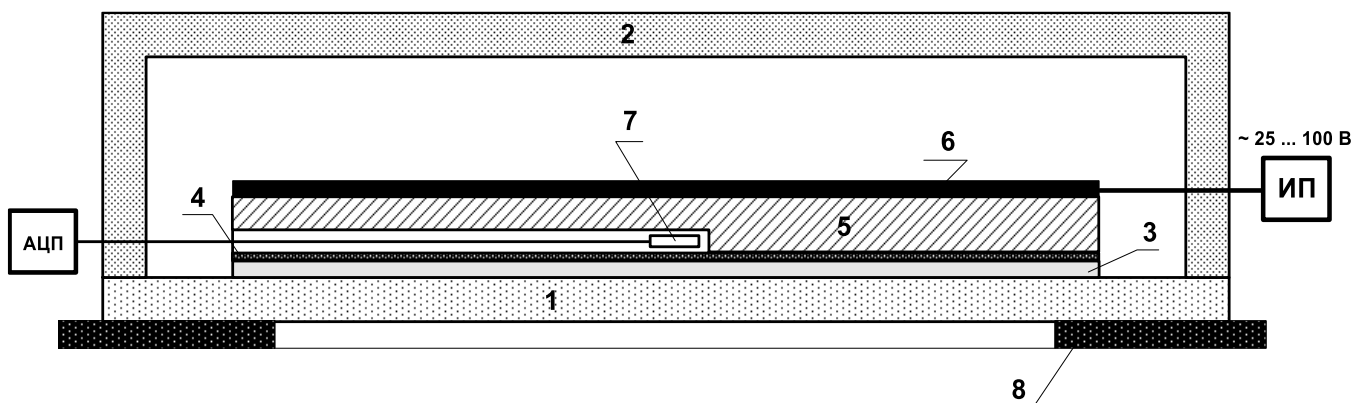


Рисунок 2 - Схема термоизолированной ячейки (вид А)

- 1 – нижняя крышка термоизолированной ячейки из материала ТЗМ-23М
- 2 – верхняя крышка термоизолированной ячейки из материала АТМ-9
- 3 – образец покрытия РАН-6
- 4 – металлическая подложка образца
- 5 – металлическая пластина
- 6 – плоский электрический нагреватель
- 7 – аналоговый платиновый температурный датчик
- 8 – металлическая радиопоглощающая диафрагма

Верхняя крышка ячейки сделана из теплоизоляционного материала АТМ-9 на основе стеклянных волокон.

Время выхода морозильной камеры на температурный режим минус 55 °С составило 6 часов. Охлаждение термоячейки и металлической пластины до температуры образца покрытия необходимо для того, чтобы избежать градиента температур во время измерений. При достижении требуемой температуры образец покрытия вместе с пластиной в термоизолированной ячейке переносился на измерительный стенд, где производились измерения коэффициента отражения образца покрытия. Измерения и контроль температуры осуществлялись с помощью аналогового платинового термосопротивления, интегрированного в металлическую пластину, и аналогово-цифрового преобразователя (АЦП).

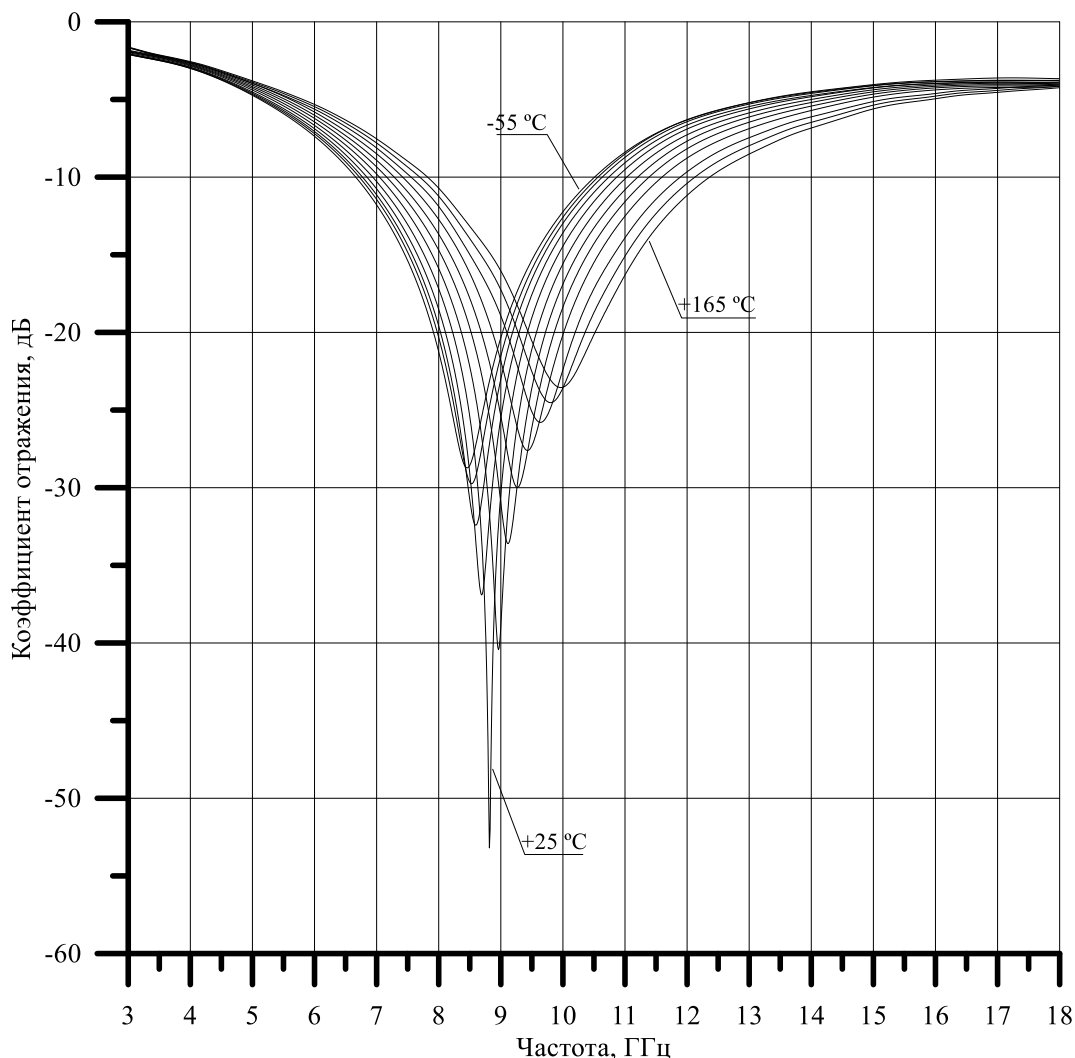


Рисунок 3 - Частотная зависимость коэффициента отражения образца РПП РАН-6 в диапазоне температур от минус 55 °С до +170 °С

Запись и первичная обработка результатов измерений коэффициента отражения проводились с интервалом 5 °С в автоматизированном режиме средствами программного обеспечения, разработанного на языке С++.

При достижении температуры образца +25 °С на втором этапе для термического нагрева образца покрытия (3) (Рисунок 2) использовалась более массивная по сравнению с предыдущим случаем металлическая пластина (5), которая прижималась к тыльной стороне образца – металлической подложке (4). Пластина (5) разогревалась путем подачи на ее контакты переменного напряжения от 25 до 100 В от источника питания переменного тока (ИП). Образец с пластиной и нагревателем (6), так же как и на первом этапе проведения измерений, помещались в термоячейку (1, 2), которая устанавливалась на измерительной диафрагме (8). Контроль температуры образца осуществлялся с помощью идентичного температурного датчика (7) и АЦП. При достижении верхнего порога температуры +170 °С измерения коэффициента отражения были закончены, а результаты измерений объединялись с результатами, полученными в предыдущем этапе.

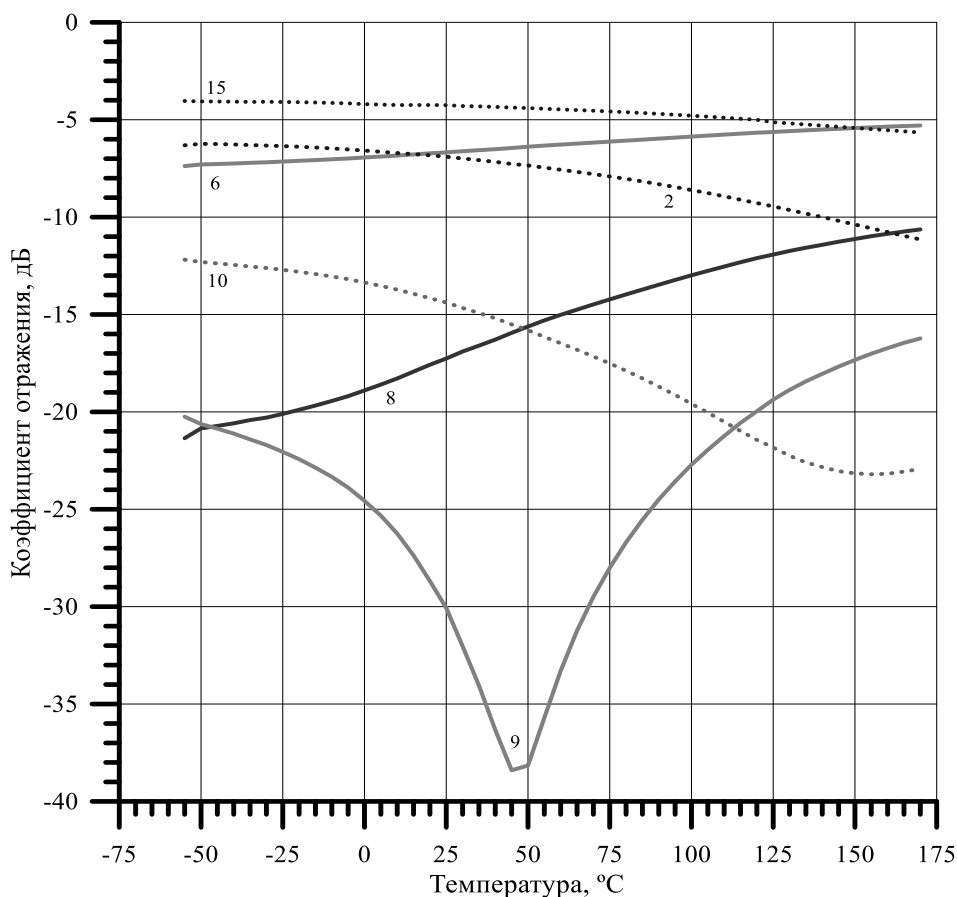


Рисунок 4 - Зависимости коэффициента отражения образца РПП от температуры на частотах 2, 6, 8, 10, 15 ГГц

Анализ результатов проведенных измерений температурной зависимости коэффициента отражения РПП РАН-6 при нормальном падении волны свидетельствует о том, что исследуемый образец демонстрирует сильную зависимость значений коэффициента отражения от рабочей температуры покрытия. На Рисунке 3 представлено несколько кривых частотной зависимости в диапазоне от 3 до 18 ГГц коэффициента отражения образца РПП РАН-6 в интервале температур от минус 55 °C до +170 °C. Для удобства отображения на графике показаны кривые, записанные с шагом 20 °C. Выносными линиями изображены зависимости, полученные в исходном состоянии при комнатной температуре +25 °C, при минимальной температуре минус 55 °C и при максимальной температуре +170 °C. Как следует из графиков, приведенных на Рисунке 3, охлаждение образца РПП РАН-6 приводит к росту минимального значения коэффициента отражения от минус 53 дБ до минус 29 дБ, при этом частота, соответствующая локальному минимуму, смещается в область низких частот на 0,4 ГГц. При термическом нагреве образца РПП РАН-6 точно также наблюдается сдвиг локального минимума частотной зависимости. Так рост минимального значения коэффициента отражения составляет 30 дБ по сравнению с исходным значением, записанным при комнатной температуре +25 °C, при этом частота, соответствующая локальному минимуму, смещается в область высоких частот от 8,8 до 10,0 ГГц. Такое смещение обусловлено значительными изменениями значений магнитной и диэлектрической проницаемости материала покрытия в данном диапазоне температур.

На Рисунке 4 приведены зависимости коэффициента отражения образца покрытия РАН-6 от температуры на фиксированных частотах 2, 6, 8, 9, 10 и 15 ГГц. Анализ результатов показывает, что наибольшие изменения коэффициента отражения наблюдаются на частотах в окрестности минимума частотной зависимости коэффициента отражения.

#### **Заключение**

Проведенные исследования показали возможность измерения температурной зависимости коэффициента отражения радиопоглощающих покрытий на металлической подложке при нормальном падении электромагнитной волны в широком диапазоне частот и подтвердили применимость предложенной методики для проведения испытаний плоских образцов РПП на стойкость к внешним воздействующим факторам – изменениям температуры и термоциклированию.

#### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Семененко В.Н., Чистяев В.А. Сверхширокополосная методика измерения электрофизических параметров листовых материалов в свободном пространстве // Материалы 20-й Международной крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», Сентябрь, 2010, Севастополь, Украина, С. 1091-1092
2. Семененко В.Н., Чистяев В.А. Подавление эффекта Гиббса при цифровой обработке сигналов для повышения точности измерений параметров материалов // Пятнадцатая ежегодная научная конференция ИТПЭ РАН: Москва, 12-15 мая 2014 г.: Сборник тезисов докладов. М: ИТПЭ РАН, 2014, С. 34-35

### **Метод исключения эффекта волнового взаимодействия контактных антенн при многоканальной 3D локации области изменения температуры биологического объекта в ближнеполевой радиотермографии с использованием матриц взаимодействия антенн и корреляций наведенных в них токов**

**Ю.Н.Барабаненков, К.М.Бограчев**

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова российской академии наук  
[barab624@mail.ru](mailto:barab624@mail.ru)*

*В предлагаемом решении обратной задачи восстановления 3D локального изменения температуры внутри приповерхностного слоя биологического объекта путем измерения его теплового излучения используется оригинальный метод сведения многоканального приема на N контактных электродинамически связанных антенн к приему на N данных изолированных антенн, то есть к известной задаче о N одноканальных приемах. В основе метода лежит полученная в 2011г. с участием одного из авторов доклада система линейных уравнений для наведенных токов в приемных антеннах с учетом волнового взаимодействия антенн, равно как и матрица авто-и кросс корреляционных функций наведенных токов, измеряемых по предположению экспериментально. Приемные контактные антенны выбираются в виде тонких вибраторов-диполей, установленных вблизи поверхности объекта и настроенных на половину длины волны внутри его. Тепловое излучение от локального изменения температуры моделируется в*



*соответствии с флуктуационно-диссипационной теоремой излучением трех случайных взаимно перпендикулярных и в остальном статистически независимых электрических диполей-источников.*

### **Введение**

Последнее тридцатилетие прошлого века было ознаменовано введением в практику нейрофизиологии и клинической медицины неинвазивного метода радиотермографии, осуществляющего пассивное дистанционное зондирование биологических тканей их собственным тепловым излучением в микроволновом диапазоне электромагнитных волн [1]. С помощью 12-канального радиотермографа “РАСКАТ” сотрудниками НИИ нейрохирургии им. Бурденко РАМН совместно с сотрудниками ИРЭ РАН получены важные результаты при исследовании теплового возбуждения в коре головного мозга больных с эпилептогенными очагами при функциональных тестах с оценкой области локализации основных источников тепла вблизи борозды коры головного мозга [2]. Следует обратить внимание на то, что радиотермография биологических тканей использует контактные приемные антенны, соприкасающиеся с поверхностью зондируемого объекта и измеряющие, как часто полагают, среднюю мощность выходящего из объекта теплового излучения в виде так называемой радиояркостной температуры. При обработке результатов этих измерений предполагают, что регистрируется интегральное излучение из некоторой цилиндрической области под апертурой антенны. Тем самым не ставится задача о восстановлении латерального распределения температуры объекта вдоль элементарных внутренних слоев, параллельных его поверхности. Как было явно осознано за два последних десятилетия, контактная антенна находится в области действия ближних тепловых полей поверхности нагретого объекта, имеющих вид экспоненциально затухающих неоднородных волн согласно предсказанию С.М. Рытова [3]. Вследствие важности 3D локализации при исследовании, напр., коры головного мозга в 2011 году были получены [4] новые научные результаты в ближнеполевой радиотермографии, позволяющие подойти к созданию ближнеполевого интерференционного радиотермографа на основе интерференционно-экстремальных свойств передаточной функции его приемного антенного устройства с учетом волнового взаимодействия отдельных антенн многоканального приема. В этой работе впервые показано путем детального анализа воздействия теплового микроволнового излучения на приемную антенну в виде полуволнового вибратора-диполя, что в основе сканирования такой антенной локального изменения внутренней температуры биологического объекта лежат экстремально – интерференционные свойства передаточной функции антенны. Впервые рассмотрены эффекты волнового взаимодействия антенн. Это означает, в частности, что обработка результатов измерений с многоканальным радиотермографом должна производиться с учетом того, что сигнал на каждую антенну может приходиться не только из биологического объекта, но и от соседних антенн. Показано, что в пренебрежении волновым взаимодействием между приемными антеннами существует опасность зафиксировать ложные цели в многоканальной радиотермографии биологических объектов. Таким образом, одноканальный прием теплового излучения позволяет определить 3D положение области локального изменения температуры объекта на основе экстремально – интерференционных свойств передаточной функции антенны, но это требует времени сканирования. С другой стороны, многоканальный прием не требует времени сканирования, но связан с учетом взаимодействия антенн. Возникает проблема соединения преимуществ этих двух видов приема в радиотермографии, которой и посвящается тема нашего доклада.

### Взаимодействующие приемные антенны около поверхности биологического объекта

На рис.1 представлена схема приема микроволнового теплового излучения биологического объекта приемными антеннами, расположенными около поверхности объекта в зоне ее ближнего поля. На рисунке изображены для простоты две антенны в виде тонких параллельных между собой и поверхности объекта проволочных приемных вибраторов-диполей. В общем случае антенны могут быть произвольными телами с заданной комплексной диэлектрической проницаемостью на частоте принимаемого электромагнитного излучения и представлять собой в совокупности, например, дифракционную решетку конечных размеров. Под действием падающего на антенны из объекта электромагнитного теплового излучения в них возбуждаются электрические токи с плотностями  $\vec{J}^{(q)}(\vec{r})$ , где  $q$  это номер антенны. Возбужденные в антеннах токи вследствие волнового взаимодействия антенн являются самосогласованными и удовлетворяют выведенной в [4] системе уравнений вида

$$J_{\alpha}^{(q)}(\vec{r}) = J_{q\alpha}(\vec{r}) + \int d\vec{r}' \int d\vec{r}'' T_{q\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}') G_{\beta\gamma}^0(\vec{r}', \vec{r}'') \sum_{q' \neq q} J_{\gamma}^{(q')}(\vec{r}'') \quad (1)$$

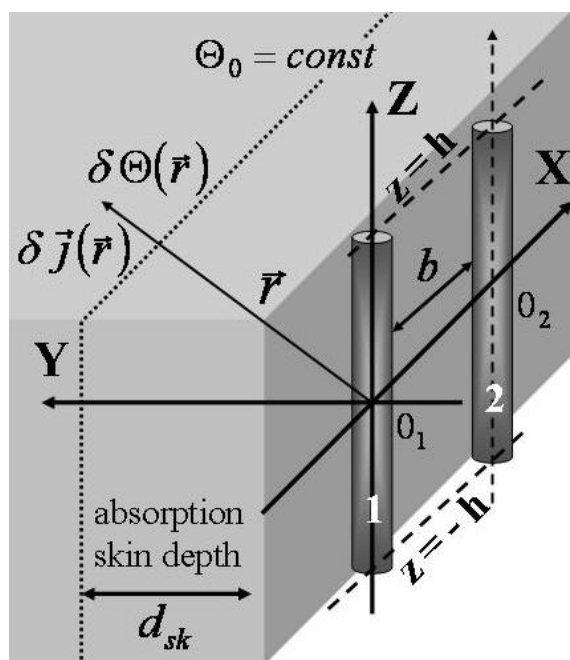


Рис.1. Схематическое изображение приема теплового излучения биологического объекта (серая область; точечная линия символически отмечает скин-слой поглощения толщиной  $d_{sk}$ )

В этой системе уравнений  $T_{q\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}')$  представляет тензорный  $T$ -оператор рассеяния электрического поля изолированной  $q$ -ой антенной,  $G_{\alpha\beta}^0(\vec{r}', \vec{r}')$ - тензорная функция Грина биологического объекта и неоднородные члены  $J_{q\alpha}(\vec{r})$  это токи, возбуждаемые падающим полем в изолированных антеннах. В случае тонких проволочных приемных вибраторов-диполей, настроенных на половину длины волны в биологическом объекте, система уравнений (1) упрощается до системы алгебраических уравнений вида

$$\sum_{q'=1}^N B_{Nqq'} I^{(q')} = a_q; \quad B_{Nqq'} = \delta_{qq'} - a_{qq'} \quad (2)$$

Здесь амплитуды самосогласованных токов  $I^{(q)}(z_q) = I^{(q)} \psi(z_q)$ , возбуждаемых продольными к вибраторам-диполям  $q = 1, \dots, N$ ,  $z_q$  - компонентами  $E_{zq}^0(z_q)$  падающего электрического поля (см.рис. 2), обозначены  $I^{(q)}$ , причем  $\psi(z_q)$  имеют вид простых тригонометрических функций. Через  $a_q$  обозначены амплитуды токов, возбуждаемых падающим электрическим полем в изолированных вибраторах-диполях и равных

$$a_q = \int dz_q \psi(z_q) E_z^0(z_q) \quad (3)$$

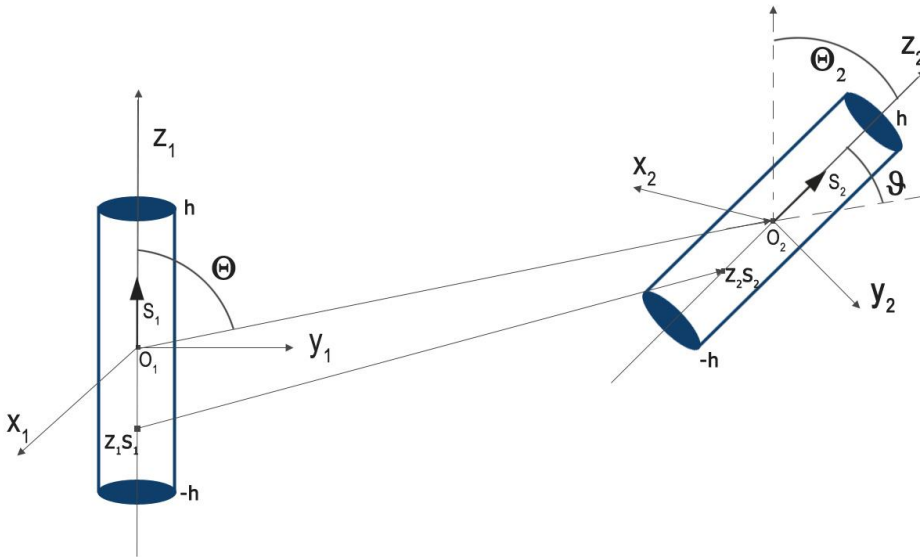


Рис.2. Схематическое изображение двух взаимодействующих вибраторов-диполей с произвольной взаимной ориентацией. С каждым вибратором –диполем связана своя система координат  $x_q, y_q, z_q; q = 1, 2$ , и  $\vec{s}_1$  и  $\vec{s}_2$  это единичные векторы вдоль осей  $z_1$  и  $z_2$ , соответственно.

Матрица взаимодействия вибраторов-диполей  $B_N$  задается своими элементами (2), где  $a_{qq'}$  - фактор волнового взаимодействия двух вибраторов-диполей  $q$  и  $q'$ , способ вычисления которого описан в [4] и дается двойным интегралом вида

$$\frac{i\omega\varepsilon'}{4\pi} Z_1 a_{12} = \int_{-h}^h dz_1 \int_{-h}^h dz_2 [k_1'^2 \cos \theta_2 \psi(z_1) \psi(z_2) - \psi'(z_1) \psi'(z_2)] G_0(R_{12}) \quad (4)$$

В этом равенстве величины  $\varepsilon'$  и  $k_1'$  – вещественная часть диэлектрической проницаемости биологического объекта и волновое число внутри него.  $Z_1$  обозначает импеданс изолированного вибратора-диполя.  $G_0(R_{12})$  это скалярная функция Грина, ее аргумент  $R_{12}$  измеряет расстояние между точками  $z_1 \vec{s}_1$  и  $z_2 \vec{s}_2$  осей вибраторов- диполей на рис.2. Значение

фактора  $a_{12}$  волнового взаимодействия вибраторов-диполей 1 и 2 существенно зависит от их взаимной ориентации. В простейшем случае симметричного параллельного расположения трех вибраторов-диполей с их центрами в вершинах правильного треугольника перпендикулярно его плоскости двойной интеграл (4) существенно упрощается и для фактора взаимодействия  $a_{12}$  каждой двух вибраторов-диполей получается одно и то же выражение. Однако такое расположение трех вибраторов-диполей образует 3D систему. На рис.3 представлено симметричное 2D расположение трех вибраторов-диполей в плоскости правильного треугольника, в его вершинах, перпендикулярно к биссектрисам углов.

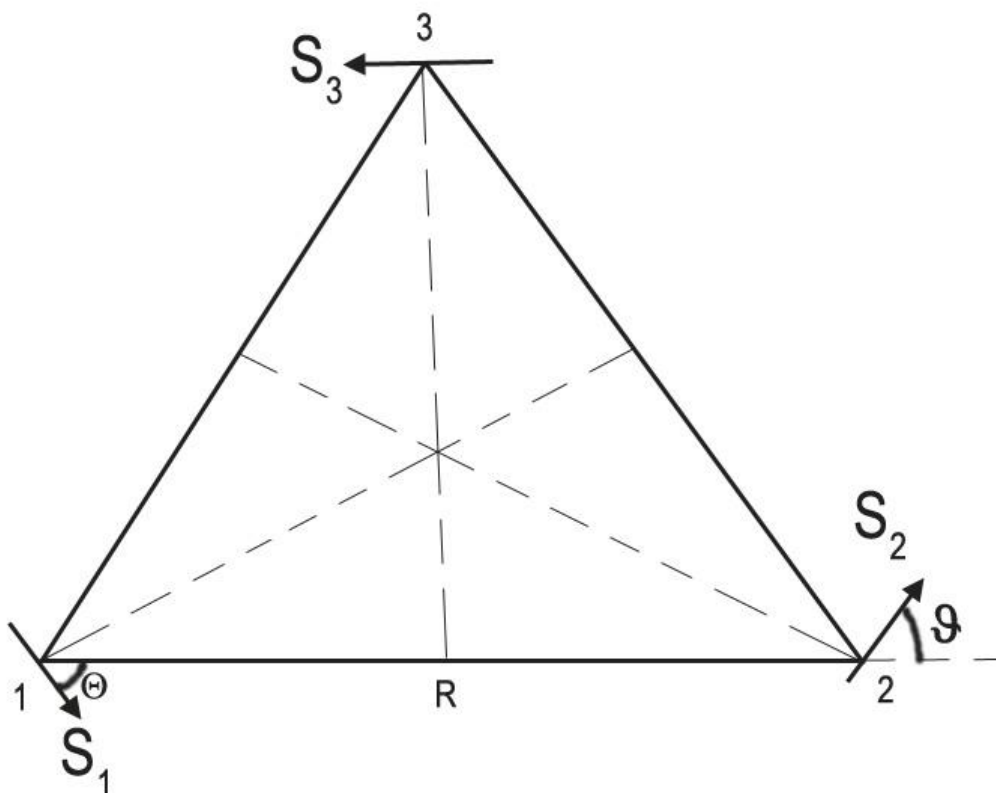


Рис. 3. Симметричное 2D расположение трех вибраторов-диполей в плоскости правильного треугольника, в его вершинах, перпендикулярно к биссектрисам углов. Обозначения, как на рис.2.

Такое расположение трех вибраторов-диполей уже может быть использовано в качестве системы контактных к поверхности объекта антенн в трехканальном приеме теплового излучения из объекта.

#### **Принципиальная возможность условного исключения эффекта волнового взаимодействия антенн при многоканальном приеме**

Вернемся к системе уравнений (2) для самосогласованных токов, наведенных источниками теплового излучения в приемных вибраторах-диполях. В правых частях этих уравнений выступают токи, наведенные источниками теплового излучения в изолированных вибраторах-

диполях. На практике такие изолированные вибраторы–диполи существуют только виртуально (теоретически). Но наведенные в них токи находятся из системы уравнебраторов диполей.ий (2), если известны факторы взаимодействия вибраторов-диполей и наведенные в них реальные токи, которые измеряются. После этого решение задачи о восстановления положения локального изменения температуры объекта при взаимодействующих приемных вибраторах-диполях сводится к такой задаче при невзаимодействующих приемных вибраторах-диполях. Конечно, при этом необходимо измерить корреляционные функции наведенных токов во всех парах вибраторах-диполях, что представляет трудоемкую техническую задачу.

### Заключение

Построена аналитическая теория возбуждения наведенных токов в системах контактных тонких полуволновых взаимодействующих вибраторов-диполей, применяемых в многоканальной радиотермографии биологических объектов. Показано, что система таких вибраторов- диполей, симметрично расположенных в вершинах правильного треугольника (или многоугольника) может обладать довольно простой матрицей взаимодействия, которая задается одним параметром взаимодействия двух вибраторов-диполей.. Сформулирован способ условного исключения эффекта волнового взаимодействия антенн при многоканальном приеме теплового излучения от локального изменения температуры объекта. Работа поддержана программой фундаментальных исследований ООФ РАН “Пассивная многоканальная радио- и акустотермография человека в ближней зоне “.

### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Godik E.E., Gulyev Yu.V. Functional imaging of the human body // IEEE Engineering in Medicine and Biology, vol.10, p.21, 1991.
- 2 *Anzimirov V.L., Arkhipova N.A., Pasechnik V.I., Yanovich A.V.* Investigation of thermal excitation in human head brain core at functional tests by method of dynamic multichannel radiothermovision // Biomed. Radioelektron., vol. 8, p.22, 2000.
- 3 *Rytov S.M.* Theory of electric fluctuations and thermal radiation. Akad. Nauk SSSR, Moscow, 1953 [in Russian].
- 4 Barabanenkov Yu.N., Barabanenov M.Yu, Cherepenin V.A.. Near-field coherent effects at thermal microwave radiation receiving on coupled linear wire antennas//Journal of radio electronics, 2011, № 12, pp. 1-52.

## КРАЕВЫЕ МОДЫ В ОГРАНИЧЕННОЙ Двумерной ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ ИЗ МАЛЫХ ПЛАЗМОННЫХ ЧАСТИЦ

Ю.Н.Барабаненков<sup>1</sup>, М.Ю.Барабаненков<sup>2</sup>

*1 Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова российской академии наук*

*2 Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов российской академии наук*

*[barab624@mail.ru](mailto:barab624@mail.ru), [barab@itpm.ru](mailto:barab@itpm.ru)*

*Представлены простые аналитические результаты для решения проблемы о коллективных оптических модах в двумерном кольцевом кластере из малых плазмонных сферических частиц с электрическим дипольным взаимодействием и вектором поляризации электрического поля, перпендикулярным плоскости кольцевой системы. Выписаны формулы для собственных основной и обертоновых мод Блоха и их собственных значений. Из этих формул получаются собственные частоты мод, способ возбуждения мод, фактор взаимодействия внутренней части, например, квадратной решетки частиц с ее граничной частью. Показана зависимость добротности обертона кластера четырех плотноупакованных наночастиц от их размера.*

### Введение

Ансамбли микронных и наноразмерных частиц являются полезными для многих оптических приложений благодаря их резонансному взаимодействию с видимым светом. С такими ансамблями встречаются, например, при анализе вопросов волнового взаимодействия между оптическими микроволноводами и высокодобротными резонаторами, которые могут быть созданы внутри трехмерных фотонных кристаллов [1], а также свойств высокодобротных оптических мод в низкоразмерных (1D и 2D) структурах из диэлектрических наночастиц [2]. Металлические наночастицы с плазмонным резонансом особенно интересны для современной нанобиотехнологии [3]. Обсуждается специфический эффект затенения [4] в ансамблях малых частиц, обусловленный их взаимодействием ближними полями. В перечисленных работах решается тем или иным способом проблема существования собственных коллективных оптических мод в конечных системах различной размерности из малых частиц, с исследованием добротности и спектров экстинкции собственных частот мод. Однако, опускается из вида проблема возбуждения и добротности коллективных мод в системе частиц. Кроме того, не затрагивается интересное физическое явление взаимодействия мод во внутренней части системы частиц с модами на её внешней части, напоминающие недавно предсказанные краевые ротационные магноны в магнонных кристаллах [5]. В этой работе дано полное аналитическое решение проблемы собственных оптических мод и собственных значений для 2D кольцевой системы малых плазмонных сферических частиц с электродипольным взаимодействием и вектором поляризации электрического поля, перпендикулярным плоскости кольцевой системы. Находятся основная мода, обертоновые моды, собственные частоты мод. Решается проблема возбуждения мод внешним электрическим полем. Исследуется зависимость добротности мод кластеров из нескольких

частиц по отношению к размеру частиц. Рассмотрение кольцевого кластера из малых плазмонных взаимодействующих частиц в вершинах правильного многоугольника, внутри которого может располагаться еще подобного рода кластер меньших размеров, производится на простом примере правильного треугольника, в вершинах которого и во внутренней точке симметрии помещены частицы. Эта структура допускает точное аналитическое решение, на основе которого анализируется вопрос о взаимном влиянии между током во внутренней частице и током в кольцевом кластере.

### Система уравнений для наведенных токов

Мы используем общий метод [6] квази-сепарабельного  $T$ - оператора рассеяния для решения задач многократного рассеяния электромагнитных волн на ансамблях диэлектрических частиц с учетом их проводимости. Физически  $T$ - оператор рассеяния ансамбля частиц непосредственно связан с электрическими токами, возбуждаемыми в частицах падающей электромагнитной волной. Поэтому важным аналитическим инструментом оказывается система уравнений для самосогласованных электрических токов с плотностями  $\vec{J}^{(j)}(\vec{r})$  токов, возбуждаемых под действием электрического поля  $\vec{E}^{(0)}(\vec{r})$  падающей электромагнитной волны в частицах с номерами  $j = 1, 2, \dots, N$  [6]

$$\vec{J}^{(j)}(\vec{r}) = \vec{J}_{(1)}^{(j)}(\vec{r}) + \int d\vec{r}' \int d\vec{r}'' \bar{\bar{T}}^{(0)}(\vec{r} - \vec{r}_j, \vec{r}' - \vec{r}_j) \bar{\bar{G}}^{(0)}(\vec{r}' - \vec{r}'') \sum_{j' \neq j} \vec{J}^{(j')}(\vec{r}''), \quad (1)$$

Здесь  $\bar{\bar{T}}^{(0)}(\vec{r}, \vec{r}')$  и  $\bar{\bar{G}}^{(0)}(\vec{r})$  это тензорные (диадные) квантово-механический  $T$ - оператор рассеяния электрического волнового поля изолированной частицей в свободном пространстве и функция Грина электрического поля в свободном пространстве, соответственно. Через  $\vec{J}_{(1)}^{(j)}(\vec{r})$  обозначена плотность электрического тока в изолированной частице.  $T$ -оператор рассеяния электрического волнового поля ансамблем частиц связан с токами в частицах соотношением

$$\int d\vec{r}' \bar{\bar{T}}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{E}^{(0)}(\vec{r}') = \sum_{j=1}^N \vec{J}^{(j)}(\vec{r}), \quad (2)$$

где в левой части выступает падающее электрическое поле в виде, например, плоской волны (рис.1)

$$\vec{E}^{(0)}(\vec{r}) = E^{(0)} \vec{e}^{(0)} \exp(ik_0 \vec{s}^{(0)} \vec{r}), \quad (3)$$

с амплитудой  $E^{(0)}$ , единичными векторами поляризации  $\vec{e}^{(0)}$  и направления распространения  $\vec{s}^{(0)}$ , соответственно;  $k_0$  - волновое число свободного пространства.

В случае малых плазмонных сферических частиц,  $k_0 r_0 \ll 1$ ,  $kr_0 \ll 1$ , радиуса  $r_0$  решение системы уравнений (1) представляется в виде

$$\vec{J}^{(j)}(\vec{r}) = \delta(\vec{r} - \vec{r}_j) \vec{e}^{(0)} I^{(j)}, \quad (4)$$

где  $I^{(j)}$  - скалярные амплитуды токов. Пусть частицы расположены в вершинах правильного многоугольника, лежащего в плоскости  $xz$  прямоугольной системы координат  $xuz$ . Падающая волна (3) распространяется параллельно плоскости расположения частиц и поляризована перпендикулярно этой плоскости (рис.1). В таком случае для скалярных амплитуд токов получается алгебраическая система уравнений

$$\sum_{j'=1}^N A_{Njj'} J^{(j')} = a_j, \quad A_{Njj'} = \delta_{jj'} - a_{jj'}, \quad a_{jj} = 0, \quad (5)$$

неоднородные члены которой задаются равенствами  $a_j = \tilde{t}E^{(0)}(\vec{r}_j)$ , где  $E^{(0)}(\vec{r}_j)$  имеет смысл скалярной части падающей волны (3). Амплитуда рассеяния частицы  $\tilde{t} = -4\pi k_0^2 \eta$  представляется через ее поляризуемость  $\eta = (3i / 2k_0^3) a_{(M)1}$ , где  $a_{(M)1}$  - это парциальный коэффициент рассеяния теории Ми. Параметр волнового взаимодействия частиц, например первой и второй  $a_{12} = \tilde{t} G_0^t(r_{12})$ , зависит от расстояния между ними  $r_{12}$  в плоскости расположения частиц через поперечную составляющую  $G_0^t(r)$  функции Грина в свободном пространстве по отношению к вектору  $\vec{r}_{12}$ .

Матрица  $A_N$  алгебраической системы уравнений (5) имеет равные элементы вдоль каждой диагонали, параллельной главной, то есть является теплицевой. Кроме того, сумма элементов каждой строки этой матрицы имеет одно и то же значение, что является характерным свойством стохастических матриц. Хотя истинно стохастическая матрица имеет положительные элементы, указанное стохастическое свойство матрицы (5) позволяет автоматически указать ее собственный вектор-моду, которую назовем стохастической или основной. В основной моде у всех частиц возбуждаются одинаковые токи и ей отвечает собственное значение, совпадающее с суммой элементов матрицы в каждой строке. Наряду с основной модой у матрицы (5) существуют другие моды - обертоны, для которых возбуждаемые в частицах токи имеют разные значения. Все

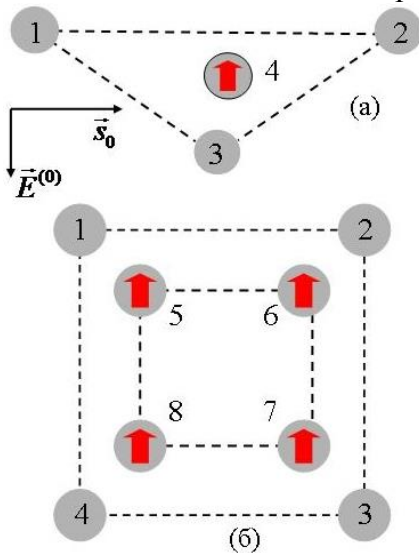


Рис. 1. Схематическое изображение вложенных кластеров частиц с треугольной (а) и квадратной (б) конфигурацией. Стрелками помечены возбуждаемые частицы.

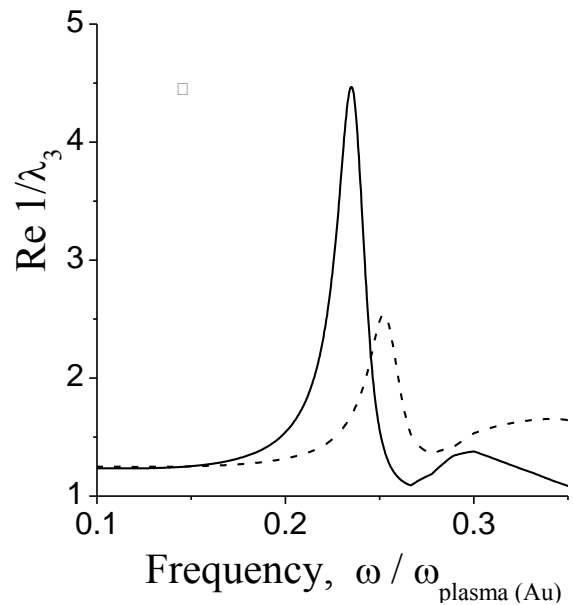


Рис. 2. Частотная зависимость амплитуды рассеяния четырех плотно упакованных Au сферических частиц радиусом 80 (сплошная кривая) и 60 нм (пунктирная кривая).

собственные моды матрицы (5) находятся как аналоги волн Блоха в периодических структурах с правилом согласования токов в соседних частицах кольцевого кластера с естественным условием периодичности

$$I^{(j)} = pI^{(j-1)}, \quad I^{(N+1)} = I^{(1)}, \quad (6)$$



Параметр согласования токов  $p$  в соседних частицах находится из условия периодичности (6) и определяется как

$$p^N = 1, \quad p = \exp(i2\pi m / N), \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (7)$$

Условия (6) и (7) позволяют выписать все  $N$  собственных мод матрицы (5), которые удовлетворяют системе уравнений

$$\sum_{j \neq j'=1}^N A_{Njj'} I^{(j')} = \lambda I^{(j)}, \quad (8)$$

После этого удастся выписать явно соответствующие этим модам собственные значения матрицы (5)  $\lambda_j$ ,  $j = 1, 2, \dots, N$ , не решая фактически детерминантного уравнения

$$\det(A_N - \lambda I) = 0.$$

### Оптические моды в двумерных кольцевых кластерах

В простейшем случае двух малых плазмонных сферических частиц матрица  $A_2$  имеет две собственные моды  $u = (1, 1)$  и  $v = (1, -1)$ , которым соответствуют собственные значения  $\lambda_1 = 1 - a_{12}$  и  $\lambda_2 = 1 + a_{12}$ . Собственные моды взаимно ортогональны, что позволяет записать решение неоднородной системы алгебраических уравнений (5) для двухкомпонентного вектора тока  $I$  в терминах скалярных произведений векторов

$$2I = \langle a, u \rangle \frac{u}{\lambda_1} + \langle a, v \rangle \frac{v}{\lambda_2}, \quad (9)$$

Формула (9) решает проблему возбуждения собственных мод системы двух частиц путем воздействия на неё внешним полем. В частности, при условии  $a_1 = a_2$  возбуждается только основная мода  $u$ , а при  $a_1 = -a_2$  возбуждается только обертона  $v$ .

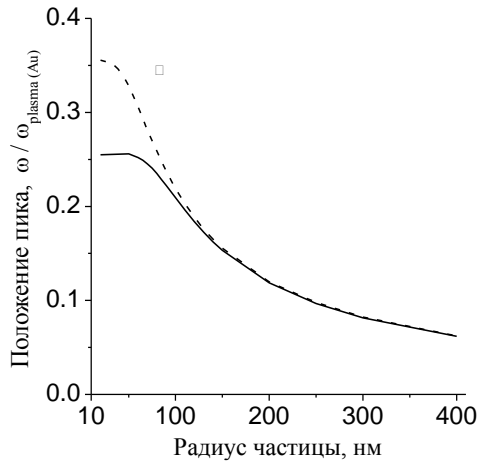


Рис. 3. Зависимость частотного положения пика (рис.2) от радиуса частиц Au (сплошная кривая) и Ag (пунктир).

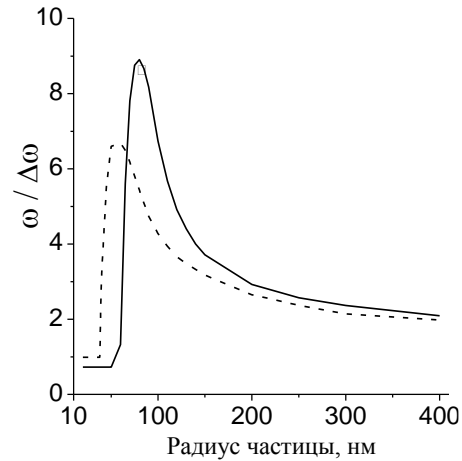


Рис. 4. Отношение частотного положения пика (рис.2) к его ширине на полувысоте в зависимости от радиуса частиц Au (сплошная кривая) и Ag (пунктир).

Рассмотрим теперь случай трех малых плазмонных сферических частиц, расположенных в вершинах правильного треугольника. Относящаяся к этому случаю матрица  $A_3$  имеет три собственные моды  $u = (1, 1, 1)$ ,  $v = (1, p_2, p_2^2)$  и  $w = (1, p_3, p_3^2)$  с параметрами преобразования токов от частицы к частице, равными  $p_2 = -\exp(-i\pi/3)$  и  $p_3 = p_2^*$ . Три соответствующих

собственных значений  $\lambda_1 = 1 - 2a_{12}$  и  $\lambda_2 = \lambda_3 = 1 + a_{12}$  показывают, что две обертоновые моды вырождены. Три собственные моды взаимно ортогональны. Как и в случае двух частиц записываем трехкомпонентный вектор тока

$$3I = \langle a, u \rangle \frac{u}{\lambda_1} + \langle a, v \rangle \frac{v}{\lambda_2} + \langle a, w \rangle \frac{w}{\lambda_3}, \quad (10)$$

Формула (10) решает проблему о возбуждении собственных мод системы из трех частиц путем воздействия на неё внешним полем. В частности, при условии  $a_1 = a_2 = a_3$  возбуждается только основная мода.

Рассмотрим случай плотной упаковки четырех наночастиц в квадратную решетку. Пример частотной зависимости амплитуды рассеяния такого кластера приведен на рис. 2 для наиболее узкого пика обертона  $(-1, 1, -1, 1)$  с собственным значением  $\lambda_3 = 1 + 2a_{12} - a_{13}$ . Частотное положение пиков показано на рис.3. Рис.4 иллюстрирует скачкообразное увеличение добротности обертона при увеличении размера частиц от 30 до 60 нм и плавное ее уменьшение с дальнейшим укрупнением частиц.

#### Взаимодействие между внутренней и граничной модами квадратной решетки частиц

Рассмотрим взаимодействие мод внутренней части ограниченной 2D системы малых плазмонных сферических частиц с модами ее внешней части. Примером такой ограниченной системы может быть квадратная решетка из 8-ми частиц (рис.1(б)), из которых 4-е частицы с номерами 1, 2, 3, 4 составляют внешнюю часть системы и другие 4-е частицы с номерами 5, 6, 7, 8 образуют внутреннюю часть системы. Поставим задачу о возбуждении главной моды внешней части системы под действием главной моды внутренней части системы. Анализ решения поставленной задачи на основе системы алгебраических уравнений (5) показывает, что решение задачи имеет общий характер, который легче проиллюстрировать на, пожалуй, самом простом примере правильного треугольника с частицами 1, 2, 3 в его вершинах и частицей 4 в его внутреннем центре симметрии (рис.1(а)). Считаем, что внешнее поле действует только на внутреннюю частицу 4, возбуждая в ней одночастичную “основную” моду. Полагая в системе уравнений (5)  $a_1 = a_2 = a_3 = 0$ , переписываем ее как состоящую из двух подсистем

$$\sum_{j'=1}^3 A_{3jj'} I^{(j')} = a_{j4} I^{(4)}, \quad j=1, 2, 3, \quad I^{(4)} - \sum_{j'=1}^3 a_{4j'} I^{(j')} = a_4, \quad (11)$$

Исходя из условий симметрии задачи, ищем решение первой подсистемы уравнений (30) в виде основной моды для системы трех частиц  $I^{(1)} = I^{(2)} = I^{(3)}$ . Дальнейшие вычисления приводят к результату

$$I^{(1)} = \frac{a_{14}}{1 - 2a_{12} - 3a_{14}^2} a_4, \quad I^{(4)} = \frac{1 - 2a_{12}}{1 - 2a_{12} - 3a_{14}^2} a_4. \quad (12)$$

Уравнения (11) и формулы (12) раскрывают физический механизм возбуждения основной моды в системе трех внешних частиц под действием возбуждения внутренней частицы.

Для случая квадратной решетки из восьми частиц постановка задачи и метод ее решения аналогичны. Считаем, что внешнее поле действует только на внутренние четыре частицы, возбуждая в них основную моду. Это означает, что  $a_1 = a_2 = a_3 = a_4 = 0$  и  $a_5 = a_6 = a_7 = a_8$ . Считаем, что и во внешней решетке и во внутренней возбуждаются основные моды

$I^{(1)} = I^{(2)} = I^{(3)} = I^{(4)}$  и  $I^{(5)} = I^{(6)} = I^{(7)} = I^{(8)}$ . Решение системы уравнений (5) дает для токов основной моды во внешней решетке выражение

$$I^{(1)} = \frac{a_{15} + 2a_{16} + a_{17}}{(1 - 2a_{12} - a_{13})(1 - 2a_{56} - a_{57}) - (a_{15} + 2a_{16} + a_{17})^2} a_5. \quad (13)$$

Изложенный метод решения проблемы о взаимодействии мод внутренней части ограниченной 2D системы малых плазмонных сферических частиц с модами ее внешней части является весьма общим и использует подразделение системы уравнений (5) для токов в частицах на подсистемы уравнений, соответствующие симметрии расположения частиц.

#### Заключение

В работе дано простое аналитическое и физически наглядное полное решение проблемы о собственных оптических модах и собственных значениях в кольцевом кластере малых плазмонных частиц с электрическим дипольным взаимодействием и вектором поля электрического поля, перпендикулярным плоскости частиц. Решена проблема возбуждения собственных мод внешним электрическим полем. На простых примерах сформулирован общий подход к решению проблемы о взаимодействии мод внутренней части ограниченной 2D системы малых плазмонных сферических частиц с модами ее внешней части.

Работа поддержана программой фундаментальных исследований ОФ РАН "Пассивная многоканальная радио- и акустотермография человека в ближней зоне".

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Xu Y., Li Y., Lee R.K. and Yariv A. Scattering theory analysis of waveguide- resonator coupling // Phys. Rev. E, vol 62, pp. 7389-7404, 2000.
2. Burin A.L. Bound whispering gallery modes in circular arrays of dielectric spherical particles // Phys. Rev. E, vol. 73, pp. 066614(1-6), 2006.
3. Khlebtsov B.N., Khanadeyev V.A., Ye J., Makowski D.W., Borghs G. and Khlebtsov N.G. Coupled plasmon resonances in monolayers of metal nanoparticles and nanoshells // Phys. Rev. B., vol. 77, pp. 035440(1-14), 2008.
4. Tishkovets V.P. Light scattering by closely packed clusters: shielding of particles by each other in the near field // JQSRT, vol. 109, pp. 2665-2672, 2008.
5. Lisenkov I., Kalyabin D and Nikitov S. Edge rotational magnons in magnonic crystals // Appl. Phys. Lett., vol. 103, pp. 2002402(1-5), 2013.
6. Барабаненков Ю.Н., Барабаненков М.Ю. Quasi-separable t-scattering operator approach to local field direct calculations in multiple scattering problems// Журнал радиоэлектроники, №4, стр. 1 - , 2013.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК МИЛЛИМЕТРОВОЛНОВОГО ИЗОБРАЖАЮЩЕГО РАДИОТЕЛЕСКОПА

**Хайкин В.Б., Лебедев М.К.**

*Специальная астрофизическая обсерватория РАН,  
[vkhsu@mail.ru](mailto:vkhsu@mail.ru)*

*В работе описаны способы и результаты моделирования и оптимизации характеристик многолучевого изображающего миллиметрового радиотелескопа для решения солнечных задач. С этой целью использованы как традиционные методы антенной техники и радиоастрономии так и приемы радиовидения. Рассмотрены оптические схемы сканирования луча радиотелескопа с помощью третичной оптики и вторичной оптики, делается вывод о предпочтительности использования для сканирования луча вторичной оптики.*

### **Введение**

Радиотелескопы ММ и субММ диапазона могут быть реализованы как многолучевые, позволяющие быстро строить изображение протяженного космического объекта. Объектами изображения может быть как быстродинамичное Солнце, где достигается высокое отношение Сигнал/Шум, но требуется высокое временное разрешение и широкий динамический диапазон, так и относительно холодные и квази-стационарные области такие как галактические области звездообразования, где необходимо длительное накопление сигнала для проявления тонкой структуры облаков газа и пыли. Многолучевой режим работы изображающего радиотелескопа обеспечивается его широкой безабберационной фокальной зоной и использованием многоэлементных приемных матриц одного или нескольких диапазонов. Примером продвинутого изображающего ММ-субММ радиотелескопа является Atacama Pathfinder Experiment (APEX) в Чили с 295 элементной приемной матрицей (камерой) LABOCA [1].

Моделирование характеристик изображающего радиотелескопа требует выбора оптической схемы и расчета его фокальной оптики, выполнения лучевого трассирования оптики, расчета многолучевых диаграмм в дальней зоне в режиме работы антенны на передачу и фокального поля в режиме работы антенны на прием. Это необходимо для оценки качества изображения, размеров фокального пятна, потерь энергии от оси к периферии, выбора шага приемной решетки. Оптимизация включает получение оптимальных характеристик и параметров многолучевого радиотелескопа, достижение приемлемой антенной эффективности в широком поле зрения, оптимизацию размеров облучателей приемной решетки, выполнение требований к развязке и взаимному влиянию соседних облучателей, допустимому затенению вторичного зеркала.

В настоящей работе описаны способы и результаты моделирования и оптимизации характеристик 12 м миллиметрового изображающего радиотелескопа типа Кассегрен для решения солнечных задач. С этой целью предложено использовать двухрядную приемную матрицу, развернутую по одной координате и режим сканирования по другой координате, что позволяет достичь наибольшего числа пикселей и наилучшего качества изображения при минимальном размере и весе приемной решетки. Для решения задачи

использованы как традиционные методы антенной техники и радиоастрономии так и приемы радиовидения, где получение быстрого изображения протяженного статического и динамического объекта необходимо для решения различных прикладных задач [2].

### Выбор оптической схемы и геометрии приемной матрицы многолучевого солнечного радиотелескопа

Для солнечных исследований сегодня одновременно требуется высокое пространственное, частотное и временное разрешение, возможность быстрого получения изображения области более  $+15'$ , широкодиапазонность и многоканальность, возможность выполнения поляризационных измерений. Для калибровки солнечных данных необходимо также обеспечить возможность наблюдений дискретных калибровочных источников, потоки которых в ММ диапазоне как правило меньше 1 Ян. Это требует высокой антенной эффективности радиотелескопа и его облучателей, высокой чувствительности приемников наряду с широким динамическим диапазоном, необходимым для наблюдения активного Солнца. Для получения качественной карты Солнца необходима оптимизация оптики и максимально плотная упаковка приемной решетки.

Указанные выше требования противоречат друг другу и в процессе моделирования приходится искать компромиссное решение. Наилучшим с точки зрения качества изображения является применение двухрядной приемной матрицы с шагом  $d$  и смещением  $d/2$  двух рядов матрицы с числом элементов  $N$ . Такой прием широко используется в радиовидении [2]. В результате число элементов в направлении развертки матрицы составит  $2N$  с шагом  $d/2$ . В направлении перпендикулярном развертке матрицы необходимо обеспечить сканирование либо главным зеркалом радиотелескопа, либо с помощью вторичной или третичной оптики, что дает наибольшую частоту обновления изображения, позволяет разделить и упростить процессы сопровождения и сканирования космического объекта.

Для матричных применений целесообразно рассмотреть два варианта оптики радиотелескопа: длиннофокусный (увеличение  $M \gg 3$ ) и среднефокусный ( $M$  около 3). Короткофокусный радиотелескоп с  $M < 1$  не подходит для матричных применений из-за значительного уровня внеосевых aberrаций. На рис.1 представлена геометрия двухзеркального радиотелескопа типа Кассегрен с наклоняемым вторичным зеркалом.

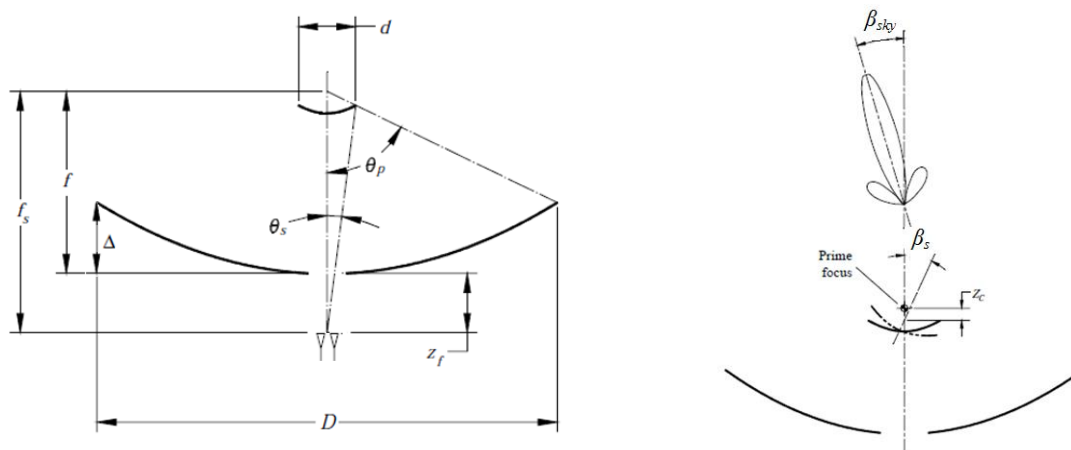


Рис.1. Геометрия радиотелескопа типа Кассегрен с наклоняемым вторичным зеркалом.

Расстояние между первичным и вторичным фокусами  $f_s$  выражается через другие параметры [3]:

$$f_s = \frac{d(M+1)(16f^2M - D^2)}{16Mdf}$$

где  $M$  – увеличение антенной системы, которое определяется эксцентриситетом вторичного зеркала  $e$ :

$$M = \frac{e+1}{e-1}, \quad M = \frac{tg(\theta_p/2)}{tg(\theta_s/2)}$$

Глубина параболоида:

$$\Delta = \frac{D^2}{16f} = f\left(\frac{D}{4f}\right)^2 = \left(\tan\frac{\theta_p}{2}\right)^2$$

$$\theta_p = 2 \operatorname{atan}\left(\frac{D}{4f}\right), \theta_s = 2 \operatorname{atan}\left(\frac{D}{4fM}\right)$$

$$z_f = f_s - f$$

Соотношение углов наклона луча радиотелескопа и вторичного зеркала:

$$\beta = \frac{\beta_{sky}}{\beta_s} = -\left(\frac{z_c}{f} - \frac{f_s - z_c}{Mf}\right)$$

При совпадении оси вращения вторичного зеркала с первичным фокусом ( $z_c=0$ ):

$$\beta = \frac{f_s}{Mf}$$

Угол  $\theta_s$  в длиннофокусных системах слишком мал для построения матричных устройств, поскольку требует применения облучателей значительного поперечного сечения и длины. Поэтому в случае длиннофокусного радиотелескопа целесообразно применить третичную фокальную оптику, состоящую из плоского и вогнутого зеркал с поверхностью второго порядка. Сканирование выполняется плоским зеркалом в плоскости перпендикулярной плоскости развертки матрицы. Такие схемы позволяют многократно уменьшить размеры облучающих устройств и обеспечить достаточное поле зрения для картографирования Солнца. Ниже рассмотрен также вариант среднефокусного радиотелескопа типа Кассегрен с сканирующей вторичной оптикой.

#### **Оптическое моделирование и лучевое трассирование оптики миллиметрового радиотелескопа**

Выполнено оптическое моделирование, оптимизация и лучевое трассирование предложенных оптических схем: 1/с использованием третичной оптики для сканирования и согласования углов облучения 2/ классического радиотелескопа типа Кассегрен с наклоном вторичного зеркала. Результаты лучевого трассирования представлены на рис.2.

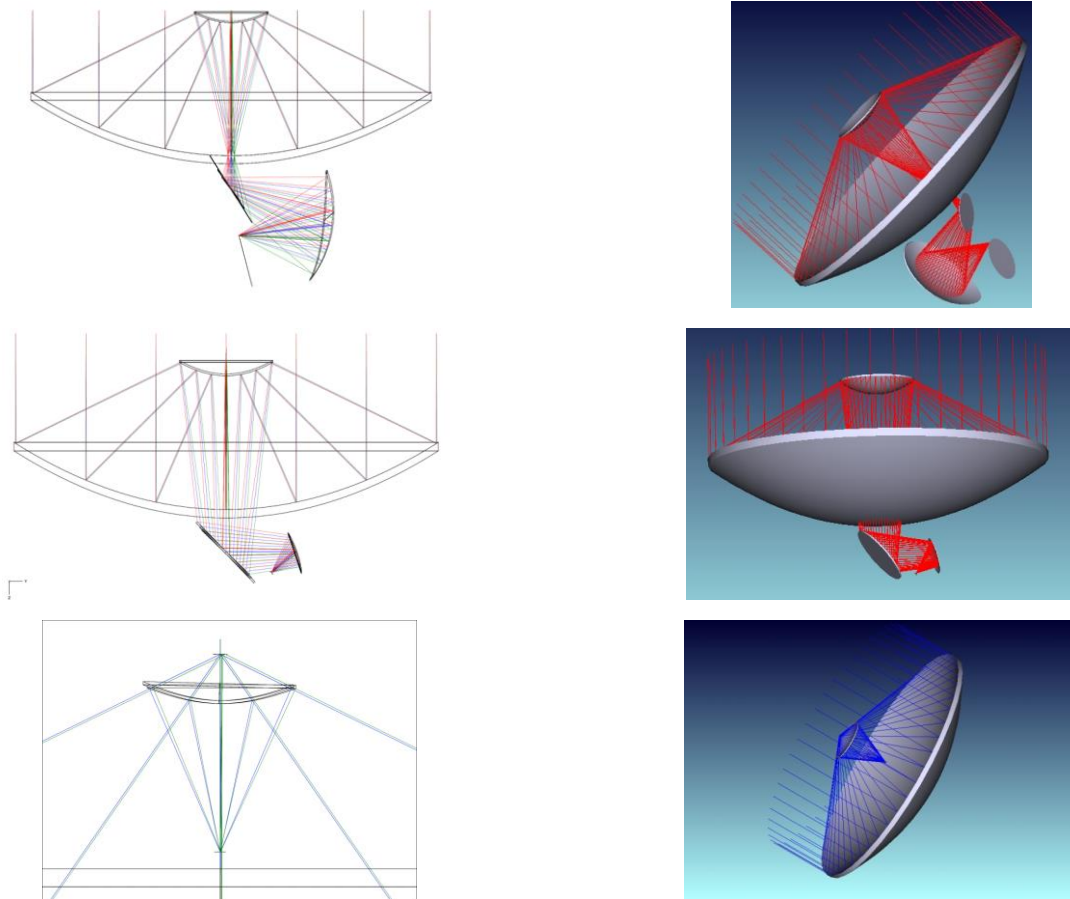


Рис.2.Лучевое трассирование сканирующего радиотелескопа с третичной (вверху, середина) и вторичной оптикой (внизу)

Третичная оптика рассмотрена в двух вариантах: с эллиптическим (рис.2 вверху) и гиперболическим (рис.2 середина) зеркалами для  $M=10$ , сканирование вторичным зеркалом рассмотрено для случая  $M=3$ . Как видно из рис.2 получаемый размер эллиптического зеркала в несколько раз больше размера гиперболического. По результатам моделирования потери энергии в оптическом фокальном пятне (ФП) при отклонении центрального луча на  $15'$  составляют 12% и 6% соответственно. В случае сканирования вторичным зеркалом и отклонении луча на угол  $15'$  потери энергии в ФП составят 1-2%, при этом наклон вторичного зеркала равен  $1.45^\circ$ . Таким образом, из двух вариантов третичной оптики предпочтителен второй, а из рассмотренных трех вариантов сканирования наиболее эффективен и предпочтителен третий. Как показывает динамическое моделирование частота сканирования Солнца с вторичной оптикой может быть доведена до 1-2 Гц, с третичной – до 5 Гц.

#### Моделирование и оптимизация многолучевых диаграмм направленности

Моделирование и оптимизация диаграмм направленности (ДН) изображающего миллиметрового радиотелескопа выполнялось методами геометрической оптики (ГО) в ближней зоне и апертурным методом в дальней зоне [4]. Для расчета поля в ближней зоне (в раскрытии антенны) применялся метод трассировки лучей: рассматривалось семейство лучей, направленных под различными углами из фазового центра первичного облучателя с известной (измеренной) ДН в Н и Е плоскостях. Для каждого луча из данного семейства при помощи законов геометрической оптики определяются точка его пересечения с плоскостью апертуры

и оптическая длина пути. Поле в дальней зоне вычисляется путем применения к полученному двумерному массиву значений поля в апертуре двумерного преобразования Фурье. Описанный метод обеспечивает приемлемую точность расчета ДН при малых углах отклонения от оси для сравнительно коротких длин волн, при этом, в отличие от более точных методов, не требует значительной вычислительной мощности.

На рис.3 сверху представлены модельные многолучевые ДН двухзеркального радиотелескопа типа Кассегрен на волне 8 мм с диаметром главного и вторичного зеркал 12 м и 1.5 м при отклонении луча на  $0'$  и  $21'$  с помощью наклона контр-рефлектора. На рис.4 внизу представлены ДН осевого и периферийного лучей радиотелескопа без наклона (слева) и с наклоном контр-рефлектора на угол  $1.75^\circ$  (справа), что дает разворот луча на  $21'$ . Из рис. 4 видно, что сканирование луча на  $\pm 21'$  с помощью наклона контр-рефлектора уменьшает эффективность осевого и периферийного лучей всего на 2%-3% на волне 8 мм. На рис.5 слева представлены модельные многолучевые ДН на волне 3 мм при выносе облучателя из фокуса на 0-160 мм с шагом 20 мм, что приводит к смещению луча на небе на угол около  $40'$ . При выносе облучателя из фокуса на 60 мм (смещение луча на небе на угол  $20'$ ) эффективность падает не более 5%. При наклоне контр-рефлектора на тот же угол  $1.75^\circ$ , что дает смещение луча на  $21'$ , падение эффективности составит 20% (рис.5 справа).

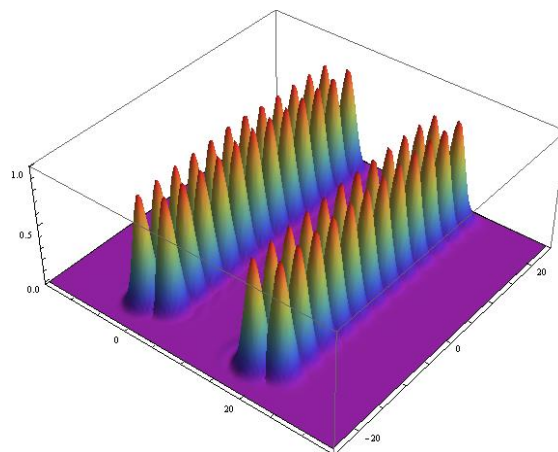
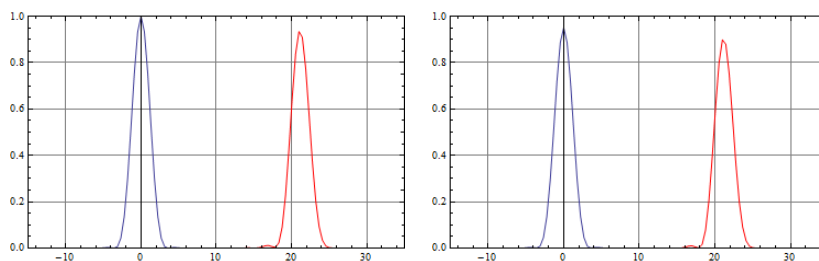


Рис.3. Многолучевая диаграмма направленности сканирующего радиотелескопа на волне 8 мм





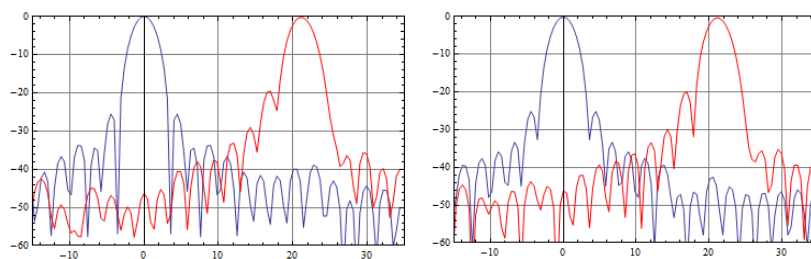


Рис.4. Осевой и периферийный лучи двухзеркального сканирующего радиотелескопа на волне 8 мм

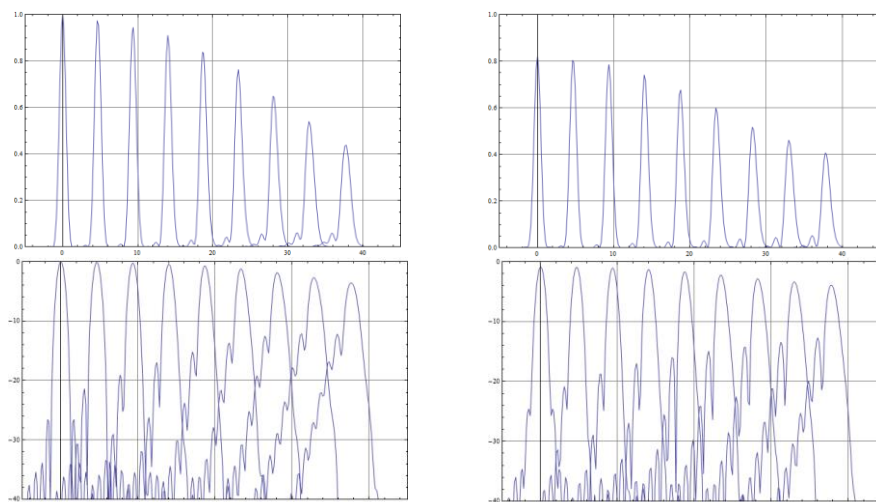


Рис.5. Многолучевые диаграммы направленности при выносе облучателя из фокуса (слева) и при наклоне контр-рефлектора на волне 3 мм

Таким образом, показано, что вариант сканирования луча наклоном вторичного зеркала радиотелескопа типа Кассегрен дает наиболее высокую эффективность, не требует дополнительной (третичной) оптики и потому предпочтителен для реализации изображающего ММ солнечного радиотелескопа. Применение двухрядной матрицы вместо квадратной позволяет многократно уменьшить размер приемной решетки и при использовании легкого вторичного зеркала достичь частоты обновления изображения 1-2 Гц.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. G. Siringo et al. The Large APEX Volometer CAmera LABOCA. *A&A* 497, 945–962 (2009).
2. В. Б. Хайкин, А. А. Стороженко, М. К. Лебедев, В. Н. Радзиховский, С. Е. Кузьмин, С. В. Шлензин. Многоэлементная приемная матричная система 8 мм диапазона для задач пассивного радиовидения. *Журнал Радиоэлектроники*, февраль 2014 г.
3. J. W. Lamb and A. D. Olver: “Gain loss and noise temperature degradation due to subreflector rotations in a Cassegrain antenna,” *Proc. Int. Conf. Antennas Propagat.* 85, April 1985.
4. M.K.Lebedev, V.B.Khaikin, A.Boag, C. Letrou. OPTICAL AND DIFFRACTION SIMULATION TECHNIQUES FOR LARGE MULTIBEAM REFLECTOR In *Proceed. of MSMW 2010, Kharkov, Ukraine, June 21-26, 2010.*

## КОНТРОЛЬ ХАРАКТЕРИСТИК РАДИОТЕЛЕСКОПА РАТАН-600 ПО ГСЗ

Хайкин В.Б., Бурсов Н.Н., Стороженко А.А., Лебедев М.К.

*Специальная астрофизическая обсерватория РАН,  
[vkhstu@mail.ru](mailto:vkhstu@mail.ru)*

*Описаны способы контроля характеристик радиотелескопа РАТАН-600 по ГСЗ. Приводятся результаты измерения двумерных диаграмм направленности, фокальных пятен, оценки эффективной площади и СКО поверхности, контроля вклада отражающих элементов радиотелескопа. Измеренные характеристики сравниваются с расчетными, дается оценка достигаемой точности.*

### Введение

Измерение характеристик крупного радиотелескопа таких как диаграмма направленности (ДН), фокальное пятно (ФП), СКО отражающей поверхности, эффективная площадь радиотелескопа и др, представляет значительную сложность в коротком СМ диапазоне волн из-за невозможности использовать наземные источники излучения и недостаточного отношения СИГНАЛ/ШУМ по космическим источникам. Такую возможность дают только геостационарные спутники Земли (ГСЗ) но работа с ними имеет ряд особенностей, среди которых собственное суточное движение, которое необходимо отслеживать. Особенности антенных измерений по наиболее удобному для радиотелескопа РАТАН-600 ГСЗ Turksat 2A/3A приведены в работе [1].

Такой важный параметр как эффективная площадь радиотелескопа традиционно измеряется по калибровочным источникам. Точность определения эффективной площади радиотелескопа таким способом обычно не выше 10%, поскольку она включает нестабильность калибровочного генератора шума (не выше 5%), погрешность знания величины калибровочной ступеньки (не лучше несколько процентов), погрешность знания потоков калибровочных источников (не выше 2-3% в коротком СМ диапазоне), погрешность установки антенны на источник и облучателя в фокус радиотелескопа. Способ измерения эффективной площади по измеренной двумерной ДН применяется на радиотелескопах редко из-за проблем с отношением С/Ш по космическим источникам, особенно это проявляется в области далеких лепестков ДН где необходимо выполнять измерения. Сильный сигнал ГСЗ снимают эту проблему и позволяет получить приемлемую точность измерений ДН в эффективном телесном угле, где сосредоточено не менее 95% энергии ДН. В этом случае можно достичь той же точности не хуже 10% но это можно делать в любое свободное время, а не только в момент верхней или нижней кульминации источника на радиотелескопе РАТАН-600 и такой способ не требует знания абсолютных потоков калибровочных источников.

Настоящая работа посвящена способам и результатам измерения характеристик радиотелескопа РАТАН-600 по ГСЗ, сравнению их с расчетными характеристиками и оценке достигаемой точности. В работе также приведены результаты измерения по ГСЗ КПД (вклада) щитов сектора РАТАН-600.

**Подслеживание собственного движения ГСЗ на РАТАН-600**

Графики собственного движения ГСЗ Turksat 2A/3A по азимуту (наиболее критичная координата для РАТАН-600) в дни выполненных антенных измерений приведены на рис.1. Кривые получены программой расчета положения спутников с учетом координат точки наблюдения, даты и времени наблюдения. В двух отмеченных областях траектории спутника с наименьшим градиентом зависимости  $\alpha(t)$ , имеющей форму синусоиды с суточным периодом, азимут спутника уходит на величину не более  $1'$  за 3-4 часа вечером и утром. Этого времени вполне достаточно для измерения двумерной диаграммы направленности и других характеристик радиотелескопа по ГСЗ.

Для снижения возможных амплитудно-фазовых ошибок в процессе длительных антенных измерений из-за собственного движения спутника было предложено и реализовано автоматическое подслеживание кареткой облучателя радиотелескопа максимума отклика антенны на сигнал ГСЗ в пределах  $\Delta X = \pm 50$  мм, что соответствует азимутальному суточному движению спутника в пределах  $\pm 5'$ . Реализованная схема автоматического управления и подслеживания кареткой отклика радиотелескопа по спутнику приведена на рис.2. Автоматическое подслеживание спутника осуществляется непрерывно или по команде оператора.

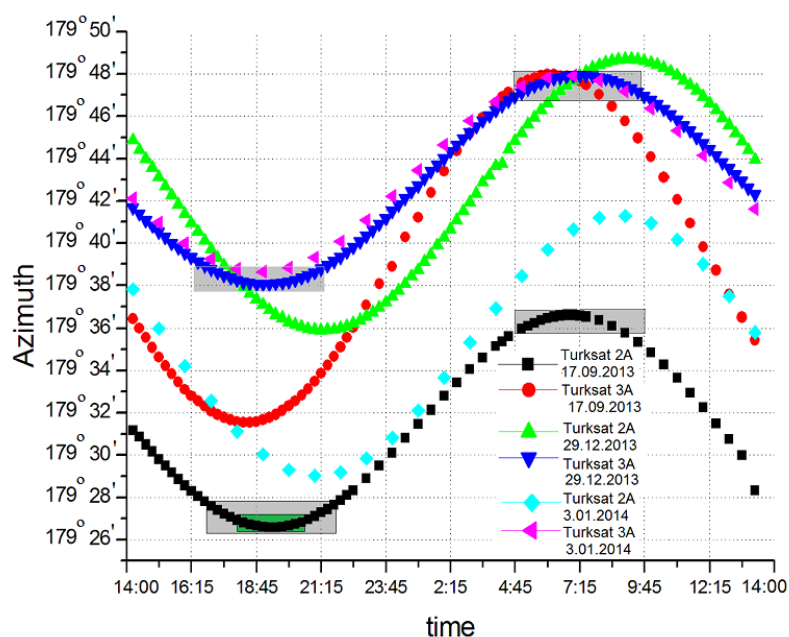


Рис.1. Графики собственного суточного движения ГСЗ Turksat 2A/3A по азимуту

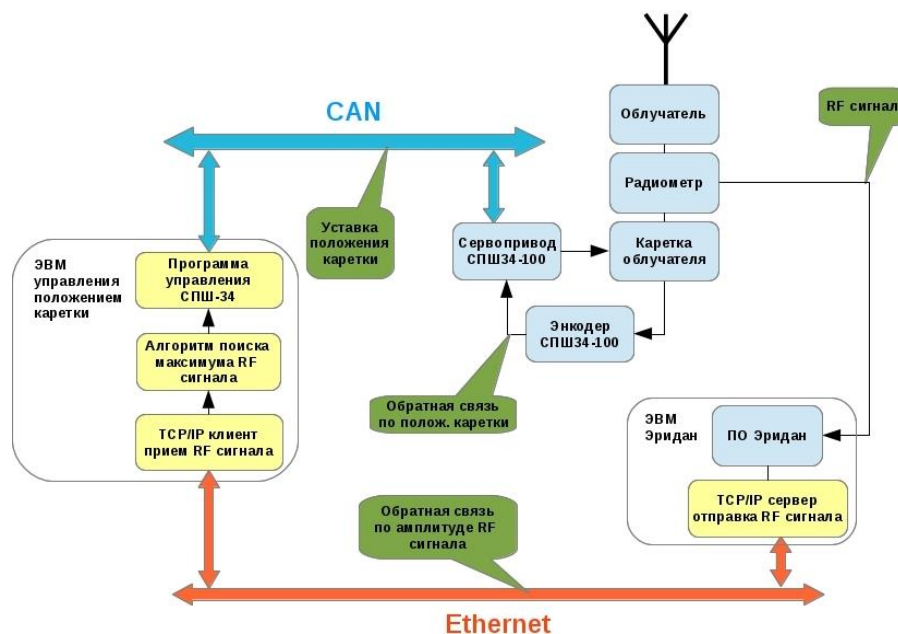


Рис.2. Схема автоматического управления и подслеживания кареткой ГСЗ по отклику радиотелескопа

### Оценка эффективной площади по измеренной двумерной диаграмме направленности РАТАН-600

По одному из определений эффективной площади антенны (1):

$$S_{\text{eff}} = \eta_r \frac{\lambda^2}{\int_{4\pi} P_n(x,y) d\Omega} \quad [1]$$

где элемент телесного угла  $d\Omega$  в декартовых и сферических координатах равен:

$$d\Omega = \frac{dx dy}{\cos \theta} = \sin \theta \, d\theta \, d\varphi,$$

( $\theta=0 \div \pi$ ,  $\varphi=0 \div 2\pi$ )

Тогда в сферических координатах:

$$S_{\text{eff}} = \eta_r \frac{\lambda^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi P_n(\theta,\varphi) \sin \theta d\theta d\varphi} \quad [2]$$

$P_n$  – нормированная ДН,

$\eta_r$  – излучательная эффективность или КПД антенны, которая отражает отличие реальной антенны от идеальной,  $1 - \eta_r$  - доля энергии собираемой антенной, поглощенная самой антенной, как правило  $\eta_r$  отражает внутренние омические потери в самой антенне: потери на отражение от металлической поверхности, потери в облучающем рупоре и антенном тракте, потери на разогрев элементов конструкции, грунта. Активная часть сопротивления антенны состоит из сопротивления излучения и сопротивления потерь. В режиме работы антенны на передачу  $\eta_r$  – отношение мощности излученной антенной к подводимой к ней мощности. В нашем случае  $1 - \eta_r$  характеризует потери, которые не отражаются в нормированной ДН, имеющей как дифракционные лепестки так и рассеянный фон. Часто КПД антенны понимают

в более широком смысле, включая в него переоблучение главного и вторичного зеркал, поскольку с ним связаны безвозвратные потери энергии, но поскольку измеренная и расчетная ДН отражает переоблучение, в результате которого растет уровень ближних боковых лепестков мы будем понимать КПД в узком смысле омических потерь в облучателе и самой антенне.  $\eta_r$  обычно падает из-за потерь на отражение только в ММ и субММ диапазонах волн, но и там потери на отражение в металле обычно составляют доли процента. Омические потери в первичном рупоре и антенном тракте радиотелескопа в СМ диапазоне волн обычно также незначительны. Оценить величину  $\eta_r$  радиотелескопа практически сложно, но в интересующем нас диапазоне волн потери  $1-\eta_r$  обычно не превышают нескольких процентов и мы можем ими пренебречь, поскольку точность метода оценки эффективной площади по ДН не может быть выше 5%-10% из-за ограниченности области измерения.

Находя отношение измеренной  $S_{\text{eff meas}}$  к расчетной  $S_{\text{eff calc}}$ , полученной по той же формуле [1] можно найти эффективность, связанную со случайной ошибкой поверхности:

$$\eta_{er} = \frac{S_{\text{eff meas}}}{S_{\text{eff calc}}} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi P_{n \text{ calc}}(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi P_{n \text{ meas}}(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi}$$

и саму ошибку поверхности. Согласно (Ваарс, 1973):

$$\eta_{er} = e^{-\sigma^2} + \frac{1}{\eta_{a0}} \left(\frac{c}{D}\right)^2 (1 - e^{-\sigma^2})$$

$\eta_{a0}$  – апертурная эффективность совершенного рефлектора (без ошибок поверхности),  $c$  – радиус корреляции ошибок поверхности,  $\sigma$  – ср.кв. фазовая ошибка в апертуре.

$$\sigma = \frac{4\pi\varepsilon}{\lambda}$$

$\varepsilon$  – СКО отражающей поверхности.

Первый член в  $\eta_{er}$  – Ruze член зависит от случайной мелкомасштабной ошибки, второй член существенен при крупномасштабной фазовой ошибке в раскрыве и большом радиусе корреляции ошибок. Для  $c \ll D$ , вторым членом выражения можно пренебречь.

Оценим погрешность измерения  $S_{\text{eff meas}}$  по формуле [1], связанную с ограниченностью области измерений  $\Omega_{\text{exp}} \ll 4\pi$ . По этой причине мы получим меньшее значение интеграла по ДН и следовательно завышенную  $S_{\text{eff meas}}$ .

$$S_{\text{eff meas}} \simeq \frac{\lambda^2}{\int_{\Omega_{\text{exp}}} P_n(x,y) d\Omega + \int_{4\pi - \Omega_{\text{exp}}} P_n(x,y) d\Omega} \simeq \frac{\lambda^2}{\int_{\Omega_{\text{exp}}} P_n(x,y) d\Omega (1+I)}$$

где  $I = \frac{\int_{4\pi - \Omega_{\text{exp}}} P_n(x,y) d\Omega}{\int_{\Omega_{\text{exp}}} P_n(x,y) d\Omega}$

Оценим эффективный телесный угол  $\Omega_{\text{eff}}$ , где  $I$  на волне 2.7 см составит не более 5% с помощью расчетной ДН, задавая при моделировании ДН максимально возможную случайную ошибку отражающей поверхности 1 мм (СКО). Оценки показывают, что для этого нужно выполнять измерения в области не менее 10 НРВW по высоте и 50 НРВW по азимуту.

Практически на углах расположения ГСЗ диапазон углов измерений не более  $\pm 1.5^\circ$  по  $\theta$  и не более  $\pm 0.3^\circ$  по  $\varphi$ , что соответствует перемещению каретки облучателя не более  $\pm 0.35$  м. Это приемлемо как в смысле времени измерений – не более 1 минуты требуется на одно сечение ДН, так и в плане физических ограничений движения каретки облучателя РАТАН-600. При числе сечений 40 полное время измерений 2D ДН обычно не более 45 минут.

### Результаты измерений и характеристик радиотелескопа РАТАН-600

На рис.3 приведено двумерное ФП антенной системы “Юг+Плоский”, полученное по спутнику с помощью движения облучателя по радиальному рельсовому пути и каретки облучателя в сравнении с моделью. Ядро ФП как и ДН имеет ножевую форму а периферийная часть - гантелевидную.

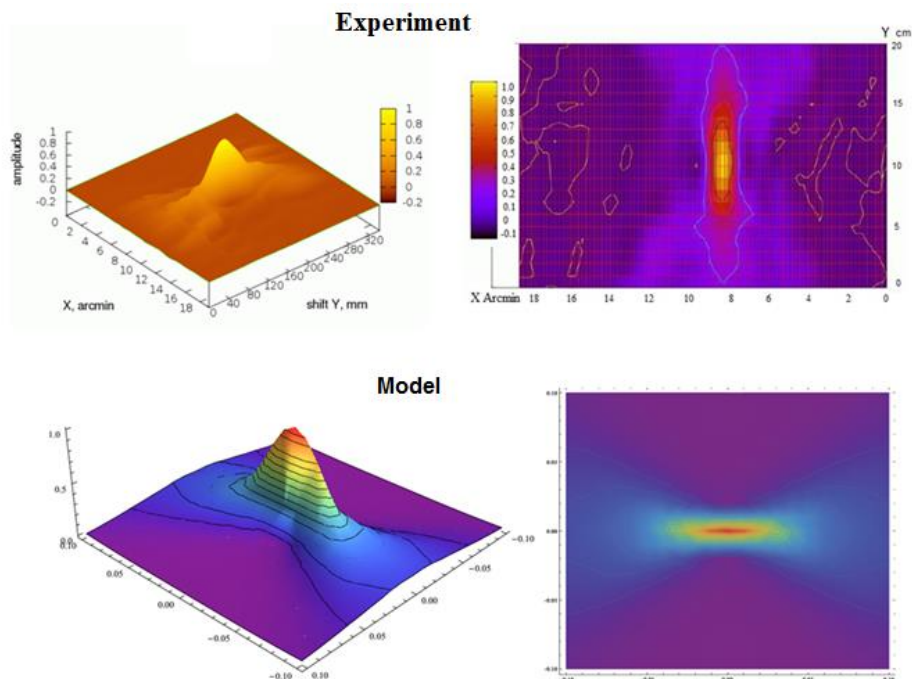


Рис.3. Двумерное фокальное пятно в модели (внизу) и эксперименте (вверху)

В [2] был предложен и отлажен способ измерения КПД (вклада) щитов сектора РАТАН-600 по ГСЗ. На рис.4 приведен результат измерения КПД щитов антенной системы Юг+Плоский за 3 дня измерений. Видны затенение облучателем главного зеркала вблизи оси, хорошая повторяемость измерений и несимметрия облучения сектора (восток облучается лучше). Длительность измерения КПД щитов сектора не менее 3 часов, что требует подслеживания максимума отклика ГСЗ кареткой.

На рис.5 слева представлена измеренная ДН с помощью наклона Плоского отражателя АС “ЮГ+ПЛОСКИЙ” и движения каретки облучателя тип 3 [4]. На рис.5 справа приведено сравнение измеренных вертикальной ДН, ФП а также НРВW горизонтальных сечений 2D ФП, как видно из рисунка форма вертикальной ДН и ФП совпадают до уровня -3 дБ, что соответствует теории. Полученная по результатам интегрирования ДН СКО поверхности равно 0.9 мм, что близко к ожидаемой величине. Достигнутая точность оценки эффективной площади описанным способом пока не выше 20%.

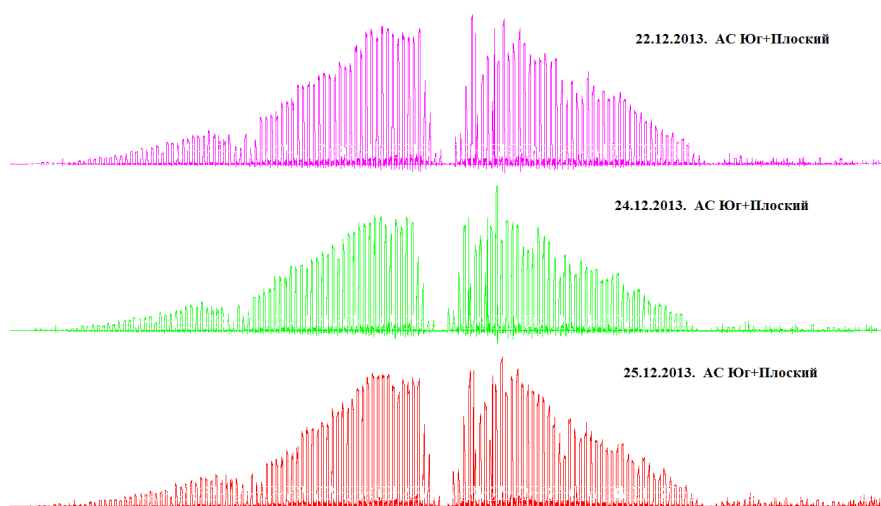


Рис.4. Результат измерения КПД (вклада) щитов антенной системы Юг+Плоский за 3 дня

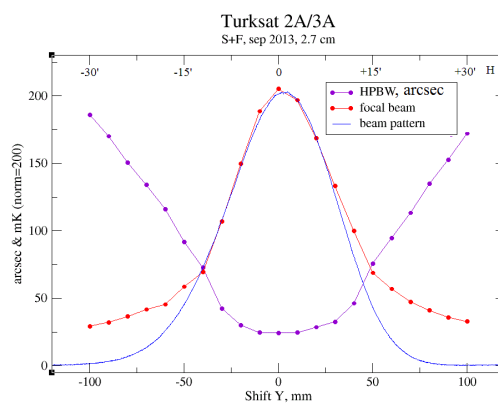
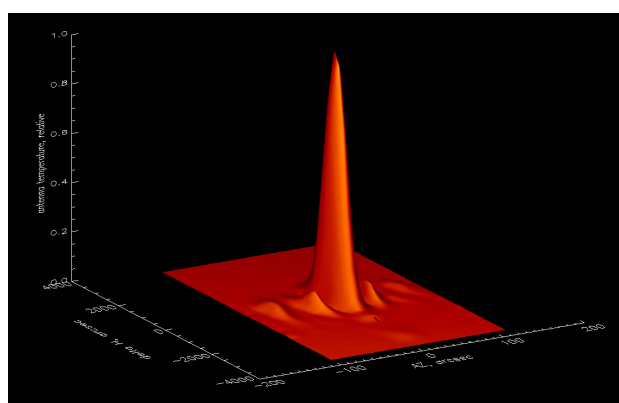


Рис.5. Измеренная двумерная ДН (слева), сравнение вертикальных ДН и ФП и НВВВ горизонтальных сечений (справа)

Таким образом, контроль характеристик РАТАН-600 по ГСЗ показал свою эффективность, но требует дальнейшей отладки методики для достижения точности оценки эффективной площади по результатам измерения двумерной ДН не хуже 10%.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. У.Христиансен, И.Хегбом. Радиотелескопы. Москва “Мир” 1998.
2. В.Б.Хайкин, Н.Н.Бурсов, А.А.Стороженко. Юстировка и контроль характеристик радиотелескопа РАТАН-600 по ГСЗ. В трудах ВРК-2014, сентябрь 2014.
3. J.Baars. The measurement of large antennas with cosmic radio sources. IEEE Trans. Antennas Propag., Vol. AP-21, p. 461-474.
4. В.Б.Хайкин, С.Х.Тохчукова, М.К.Лебедев, Н.Н.Бурсов, А.А.Стороженко, А.В.Шендрик, В.М.Богод. Результаты моделирования и измерений характеристик антенной системы “Юг+Плоский” радиотелескопа РАТАН-600 в режиме многоазимутальных наблюдений. В трудах ВРК-2014, сентябрь 2014.

## РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИЕ ПРИЕМНИКИ ММ ДИАПАЗОНА С РАЗДЕЛЕНИЕМ СПЕКТРАЛЬНЫХ КАНАЛОВ ПО РАДИО ЧАСТОТЕ

В.Б.Хайкин<sup>1</sup>, В.Н.Радзиховский<sup>2</sup>, С.Е.Кузьмин<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Специальная астрофизическая обсерватория РАН, СПбФ

[vkhstu@mail.ru](mailto:vkhstu@mail.ru)

<sup>2</sup>НПФ Айсберг-НТ, Санкт-Петербург

[www.iceberg-nt.ru](http://www.iceberg-nt.ru)

*Описаны способы построения радиоастрономического приемника миллиметрового диапазона с разделением спектральных каналов по радио частоте. Представлены результаты разработки 8-ми канальных приемников диапазона 30-40 ГГц с полосой канала 900 МГц в микрополосковом исполнении и диапазона 38-46 ГГц с полосой канала 300 МГц в волноводном исполнении. Приводятся достигнутые полосы ППФ, реализованная развязка каналов.*

### Введение

На радиотелескопе РАТАН-600 спектр солнечного сигнала анализируется многоканальным приемником (МП) перекрывающим диапазон 0.75 ГГц – 18 ГГц с частотным разрешением 1%. С этой целью реализовано 112 приемных каналов для каждой из двух круговых поляризаций [1]. В миллиметровом (ММ) диапазоне для солнечных задач не требуется столь высокое частотное разрешение как в сантиметровом диапазоне, поскольку контраст вариаций радиояростной температуры Солнца в активных образованиях падает, в основном работают тепловые и тепловые-тормозные механизмы излучения, резко снижается напряженность магнитных полей. Для исследования Солнца в ММ диапазоне целесообразным является построение МП с полосой канала 500-900 МГц, что составляет 1.5-2.5% в 8 мм диапазоне волн.

Важнейшим звеном МП является полосно-пропускающий фильтр (ППФ), от избирательности которого зависит достижимое число каналов и развязка между ними.

Обычно ППФ МП реализуются на промежуточной частоте, что значительно упрощает их изготовление и достижение необходимой полосы и развязки между каналами. Переход на ПЧ требует высокостабильного гетеродина с низким уровнем амплитудно-фазовых шумов и подавления зеркальных каналов, что представляет значительную сложность в ММ диапазоне волн.

Частотное разделение каналов по радио частоте лишено подобных недостатков однако сопряжено с рядом технологических сложностей как в микрополосковом так и волноводном исполнении. Среди них построение приемника прямого усиления с высоким КУ по СВЧ, изготовление широкополосных делителей мощности с хорошей развязкой каналов и высокодобротных ППФ на радио частоте.

Принцип построения ММ МП приемника с разделением каналов по радио частоте предложен в [2], некоторые результаты разработки 8-канального приемника 8 мм диапазона приведены в [3]. В настоящей работе представлены результаты разработки 8-ми канальных приемников диапазона 30-40 ГГц с полосой канала 900 МГц в микрополосковом исполнении ППФ и диапазона 38-46 ГГц с полосой канала 300 МГц в волноводном исполнении ППФ.

### Схемы приемников

Предложенные блок-схемы приемников приведены на рис.1. В качестве антенны предлагается использовать коммерчески доступный облучатель, разделяющий круговые поляризации с



помощью ортомодного трансдюсера и гибридного 90° моста. В диапазоне 30-40 ГГц делитель мощности на 8 каналов построен с помощью семи микрополосковых мостов Ланге. В диапазоне 38-46 ГГц делитель мощности на 7 каналов построен с помощью направленных ответвителей с отверстиями связи по узкой стенке волновода, по которому волна поступает 8-й (широкополосный) канал. В качестве ППФ применяются многозвенные микрополосковые фильтры на связанных резонаторах и волноводные септум-фильтры. На рис.2 представлены реализованные конструктивные схемы микрополоскового и волноводного вариантов МП. Для реализации приемников был разработан широкополосный финлайновый переход с прямоугольного волновода на полосок с малыми потерями (0.3 дБ). Все микрополосковые элементы схемы МП, включая МШУ чипы, мосты Ланге, ППФ, активные чип-аттенюаторы, чип-детекторы установлены в запердельном волноводном объеме для предотвращения возникновения волноводных мод при передаче сигнала по полосковым линиям что позволило добиться высокой устойчивости усиления МП без применения полосковых ферритовых вентилях, полоса которых не превышает 5-10%. В волноводном варианте для дополнительной развязки каналов применены волноводные вентили.

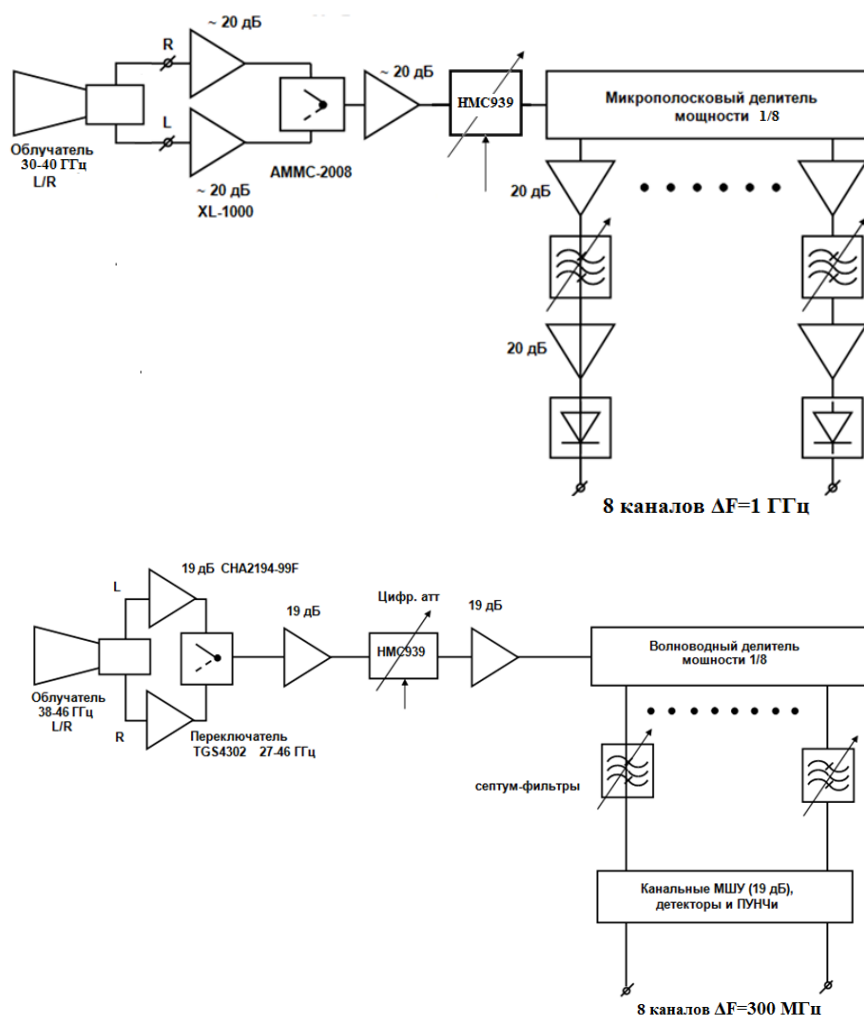


Рис.1. Блок-схема приемника диапазона 30...40 ГГц и 38-46 ГГц для солнечных задач с разделением каналов по радио частоте

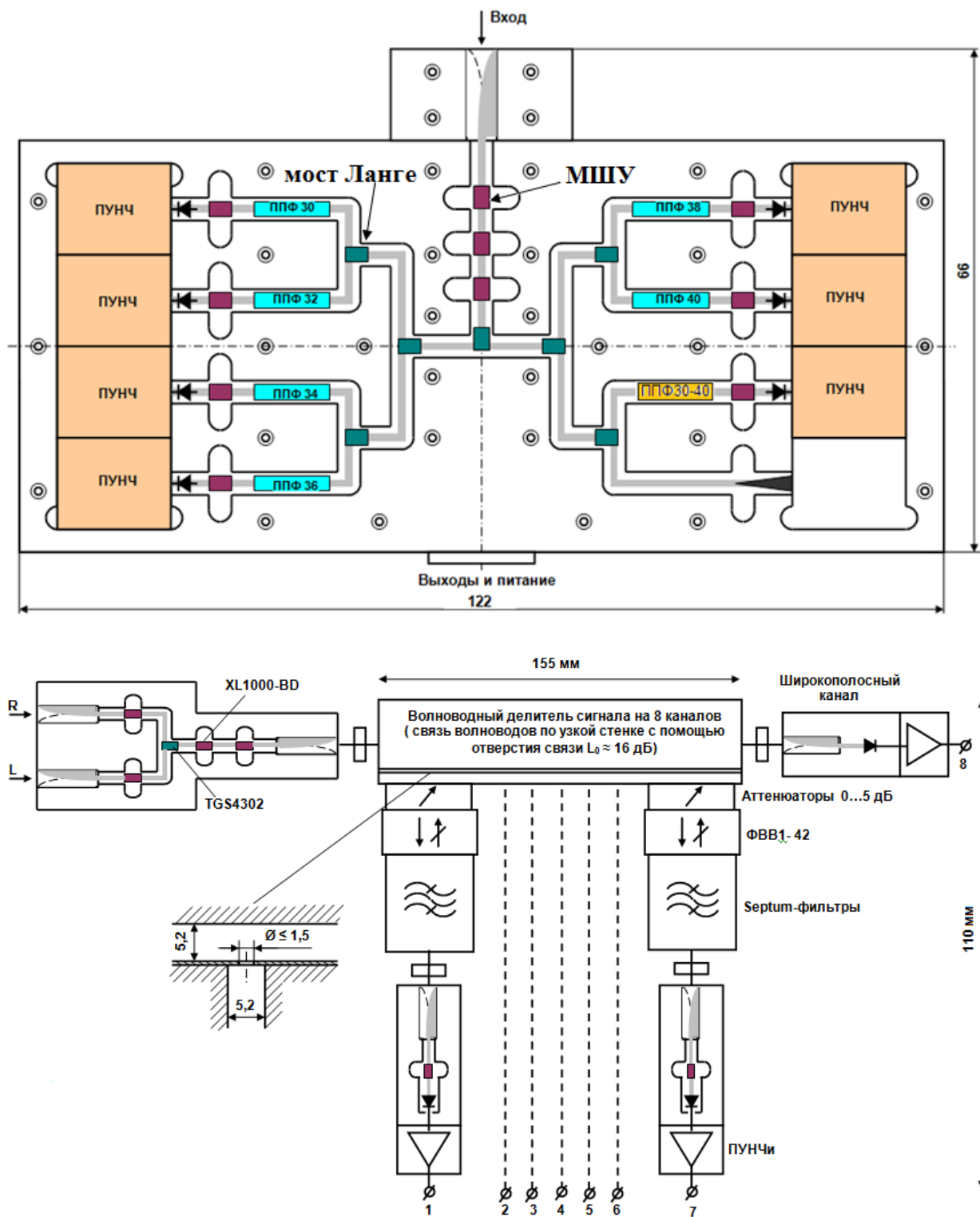


Рис.2. Реализованные конструктивные схемы 8-канальных приемников на 30-40 ГГц (вверху) и 38-46 ГГц (внизу)

**Реализация узлов и схем приемников**

Пример семизвенных ППФ на подложке из поликора толщиной 150 мкм приведен на рис.3. Потери в ППФ около 3 дБ. Были также разработаны и испытаны ППФ на сапфировой подложке с меньшими потерями и лучшей крутизной АЧХ при меньшем числе звеньев. Пример расчета характеристик пятизвенного ППФ на подложке из сапфира с потерями и без приведен на рис.3 слева [4]. Пример расчета АЧХ волноводного септум-фильтра и реализованный образец приведены на рис.3 внизу. Процесс измерения характеристик микрополосковых ППФ показан на рис.4.

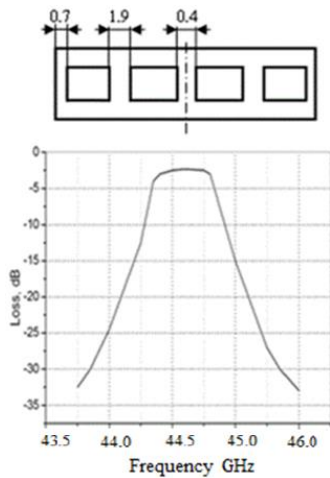
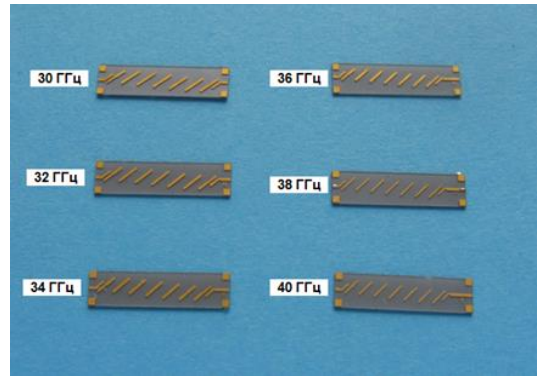
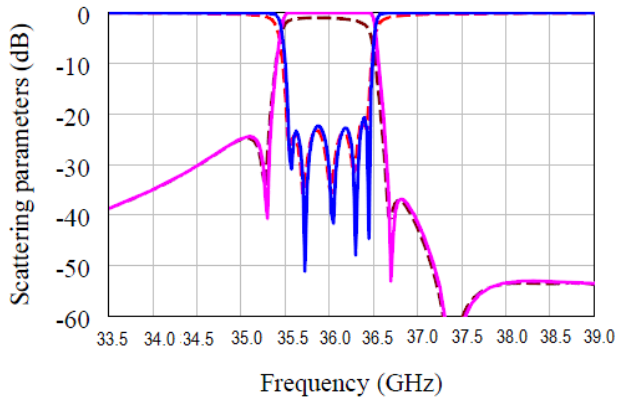


Рис.3. Расчетные характеристики ППФ (слева) и образцы реализованных ППФ (справа)

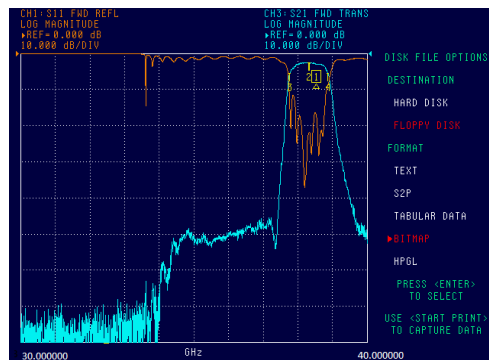
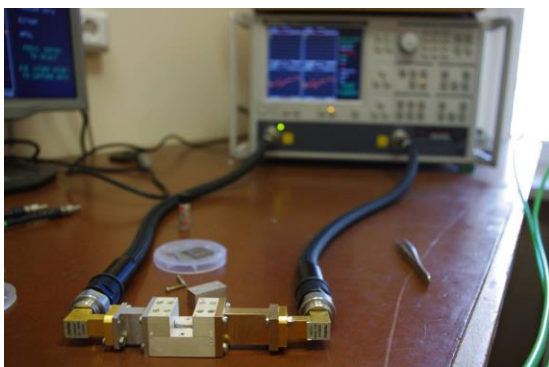


Рис.4. Процесс измерения характеристик микрополоскового ППФ на Векторном анализаторе VNA Anritsu 37269D

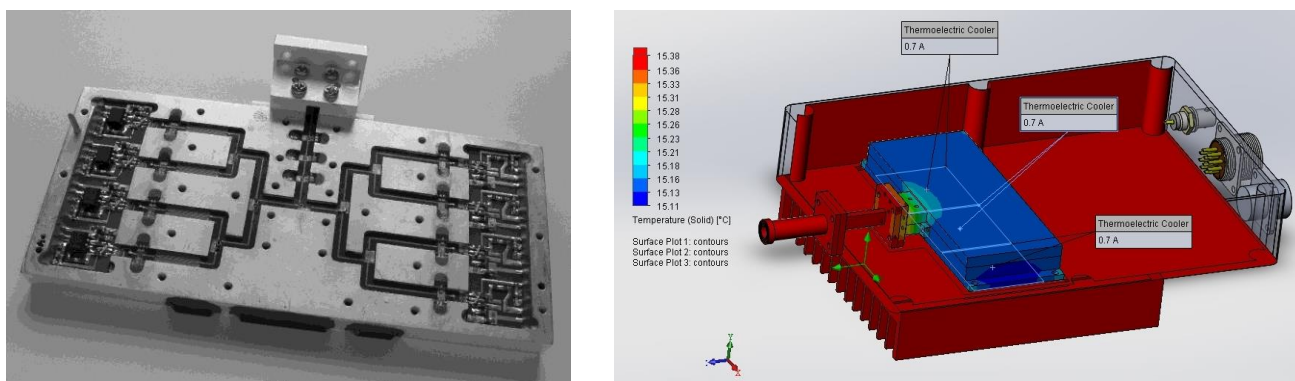


Рис.5.Образец 8-канального приемника диапазона 30-40 ГГц (слева). Тепловая модель термостабилизации 8-канального приемника диапазона 30-40 ГГц (справа)

На рис.5 слева приведен образец 8-канального приемника диапазона 30-40 ГГц без крышки. На рис.5 справа представлена тепловая модель реверсивной термостабилизации 8-канального приемника диапазона 30-40 ГГц с использованием элементов Пельтье.

Реализованные полосы каналов МП в микрополосковом исполнении составили 900-1000 МГц, в волноводном - 300-350 МГц. Ожидаемые флуктуационные чувствительности описанных выше приемников  $25 \text{ мК/Гц}^{1/2}$  и  $35 \text{ мК/Гц}^{1/2}$  соответственно, достигнутая развязка каналов не хуже 20-25 дБ.

### Заключение

МП ММ диапазона могут быть реализованы с разделением каналов по радио частоте в микрополосковом и волноводном исполнении. В микрополосковом исполнении достигается частотное разрешение 2-2.5% в диапазоне до 40 ГГц. В волноводном исполнении предельная частота МП с разделением каналов по радио частоте может быть доведена до 110 ГГц с частотным разрешением 1%. В обоих случаях достигается развязка каналов не хуже 20-25 дБ.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Bogod V. M., Alesin A. M., Baldin S. V., Garaimov V. I., Pervakov A. A. About Parameters of New SpectralPolarization Receiver for Solar Study with RATAN-600 Proceedings of the 11th European Solar Physics Meeting "The Dynamic Sun: Challenges for Theory and Observations" (ESA SP-600). 11-16 September 2005.
2. Радзиховский В. Н., Кузьмин С. Е., Хайкин В. Б. Разделение каналов в многоканальном приемнике ММ диапазона по радиочастоте // В трудах Всероссийской конференции "Микроэлектроника СВЧ". Санкт-Петербург. Июнь 2012.
3. В. Б. Хайкин, В. Н. Радзиховский, С. Е. Кузьмин, С. В. Шлензин, В. М. Богод. Многоканальный приемник 8 ММ диапазона с разделением каналов по радио частоте. В трудах ВРК-2014, Пущино, сентябрь 2014.
4. Zemlyakov K., Paralchuk P., Vendik I., Khaikin V., Radzikhovsky V. High Q Bandpass Filters on Sapphire Substrate for Atmosphere Remote Sensing // In Proceed. of MRRS'2011. Khar'kov. Aug 2011.

## УТОЧНЕНИЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ ФИЗИЧЕСКОЙ ОПТИКИ В ЗАДАЧАХ ДИФРАКЦИИ НА ТРЕХМЕРНЫХ ОБЪЕКТАХ

**М.В. Весник**

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН  
[vesnik@cplire.ru](mailto:vesnik@cplire.ru)*

*Приведены несколько способов уточнения приближения физической оптики, позволяющие получать эвристические формулы для решений задач дифракции на трехмерных объектах сложной формы с неидеальными граничными условиями. Новые эвристические формулы обладают такой же простотой, что и физоптические формулы, а точность новых эвристических формул превосходит точность известных эвристических подходов (ГТД, МКВ, МЭКТ) и приближается к точности строгого решения.*

### **Введение**

В работе [1] были описаны новые эвристические подходы решения задач дифракции. В данном докладе описано применение новых подходов для решения конкретной практической задачи – уточнения приближения физической оптики и доведения точности эвристических формул до точности строгих решений. Приближение физической оптики универсально, достаточно хорошо изучено, существует множество разнообразных формул, описывающих решения трехмерных задач [2 – 7]. Эти решения сводят интеграл по поверхности рассеивателя к интегралу по кромке, совпадающей с границей «свет – тень» на поверхности рассеивателя.

Иногда приближение физической оптики дает достаточно точный результат, но в большинстве случаев оно требует уточнения [8]. Уточнение проводится при помощи эвристических подходов, не обладающих математической строгостью и требующих верификации, т.е. проверки при помощи более надежных решений (обычно – численных). Строгих аналитических решений задач дифракции очень мало. Зато в последнее время происходит быстрое развитие компьютерной техники и вычислительных методов, появилось большое количество новых численных результатов. Эти результаты можно использовать для верификации новых эвристических формул.

Обычно для уточнения решения в приближении физической оптики (ФО) применяется такой эвристический подход, как метод краевых волн [9]. Алгоритм уточнения заключается в следующем: (а) найти решение ФО; (б) найти строгое решение двумерной задачи дифракции для полуплоскости, касательной к рассматриваемому элементу кромки; (в) найти краевые токи двумерного решения (для двумерного случая вычесть токи ФО из токов строгого решения); (г) проинтегрировать краевые токи вдоль кромки трехмерного рассеивателя; (д) добавить результат интегрирования к решению ФО.

Мы предлагаем избавиться от выполнения пунктов (в), (г) и (д), а вместо решения для каждого нового вида граничных условий двумерной задачи в соответствии с пунктом (б) ограничиться решением одномерной задачи и проведением несложной модификации известного двумерного решения для идеально проводящего клина. Таким образом, мы избегаем решения сложных двумерных и трехмерных задач, ограничившись решением одномерной задачи (см. также п.3).

Следует отметить ряд случаев, когда приближение ФО не нуждается в уточнении. Например, при нахождении точки наблюдения вблизи границы «свет – тень» (зеркальные точки на выпуклых и плоских поверхностях, зеркальные антенны, уголкового отражатели) точность физоптического решения очень высока.

Аналитические решения являются важными, ценными и сложными. Приведем несколько примеров, подтверждающих эти тезисы. Примеры связаны с недавно осуществленным в США проектом «Стелс» по созданию самолетов с пониженной радиолокационной заметностью. В этом проекте применялся метод краевых волн (МКВ) П.Я. Уфимцева [9]. По поводу важности скажем, что

по признанию самих разработчиков «Стелс», без применения МКВ самолеты с пониженной радиолокационной заметностью выглядели бы по-другому. По поводу ценности скажем, что применение МКВ в проекте «Стелс» позволило сэкономить 10 миллиардов долларов США из средств, отпущенных на расчеты.

По поводу сложности скажем, что между получением строгого аналитического решения задачи дифракции электромагнитной волны на идеально проводящей полуплоскости [10, 11] и получением строгого аналитического решения задачи дифракции электромагнитной волны на идеально проводящей четверть-плоскости [12] прошло более 100 лет. Поэтому трудно прогнозировать, сколько времени займет получение строгого аналитического решения задачи дифракции электромагнитной волны на четверть-плоскости, имеющей неидеальные граничные условия, конечную толщину или содержащей оба этих усложнения. А указанное решение имело бы большую практическую ценность.

Сложность аналитических решений зависит от размерности решаемой задачи. Проще всего получать «1D» решения, описывающие взаимодействие плоской волны с безграничной плоской поверхностью. Решения для дифракции на кромках при нормальном падении можно классифицировать как имеющие размерность «2D». При наклонном падении решение усложняется, его размерность можно классифицировать как «2.5D». Самые сложные решения описывают дифракцию на трехмерных объектах, их размерность можно классифицировать как «3D».

### Получение уточняющих формул для рассеивателей с идеальными и неидеальными граничными условиями.

Аргумент интеграла при интегрировании по кромке характеризует двумерные решения, соответствующие плоскости, касательной к кромке. При любом способе перехода от интеграла по плоскости к интегралу по кромке из физоптического решения можно выделить дифракционные коэффициенты. Дифракционные коэффициенты двумерных строгого и физоптического решений связаны между собой (см. далее формулу (12)). Заменяя в трехмерном решении физоптические дифракционные коэффициенты на строгие, можно получить решение в приближении метода эквивалентных контурных токов.

Рассмотрим в сферических координатах  $(\varphi, \vartheta, r)$  падение электромагнитной волны на трехмерный идеально проводящий (с граничным условием на поверхности  $[\vec{n} \times \vec{E}] = 0$ ) плоский рассеиватель. Поля  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  в дальней зоне можно выразить через векторный электромагнитный потенциал  $\vec{A}^e$

$$E_\vartheta = H_\varphi = ikA_\vartheta^e, E_\varphi = -H_\vartheta = ikA_\varphi^e, E_r = H_r = 0. \quad (5)$$

В свою очередь, электромагнитный потенциал  $\vec{A}^e$  можно выразить через падающее магнитное поле  $\vec{H}^0$  на поверхности рассеивателя.

$$\vec{A}^e = \frac{1}{2\pi} \frac{\exp(ikR)}{R} [\vec{n} \times \vec{H}^0] I, \quad I = \iint_S \exp\{ik(\vec{\Delta}, \vec{\rho})\} ds. \quad (6)$$

В эти выражения входит интеграл  $I$ , который можно записать через интеграл по площади рассеивателя  $S$ , а также через интеграл по контуру  $C$ , окружающему рассеиватель.

$$I = \iint_S \exp\{ik(\vec{\Delta}, \vec{\rho})\} ds = \frac{i}{k|\vec{\Delta}|^2} \oint_C (\vec{\Delta}, \vec{n}^j) \exp\{ik(\vec{\Delta}, \vec{\rho})\} dt, \quad (7)$$

где  $\vec{\rho}$  - радиус-вектор точки на поверхности рассеивателя,  $R$  - расстояние от центра координат до точки наблюдения,  $\vec{n}^j$  - единичная внутренняя нормаль к контуру  $C$ . Кроме того, без ограничения

общности предполагаем выполнение условия дальней зоны  $r \cong R - (\vec{n}'' , \vec{\rho})$ , где  $r$  – расстояние между точкой на рассеивателе и точкой наблюдения.

Вспомогательный вектор  $\vec{\Delta}$  связан с градиентом фазы  $\Phi$ , стоящей в экспоненте из (7):

$$\Phi = k(\vec{\Delta}, \vec{\rho}) = k(\Delta_x x + \Delta_y y), \quad grad \Phi = \vec{e}_x \frac{d\Phi}{dx} + \vec{e}_y \frac{d\Phi}{dy} = k(\vec{e}_x \Delta_x + \vec{e}_y \Delta_y) = k\vec{\Delta} \quad (8)$$

Если в формуле (6) вместо первичного (геометрооптического) падающего поля  $\vec{H}^0$  взять точные значения поля на поверхности рассеивателя, то формула (5) даст точные значения для полей  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  в дальней зоне. Физоптические дифракционные коэффициенты для ТН- и ТЕ- поляризованных волн определяются выражениями

$$f^0(\varphi, \varphi_0) = \frac{1}{2} \left( \frac{\sin \frac{\varphi - \varphi_0}{2}}{-\cos \frac{\varphi - \varphi_0}{2}} - \frac{\sin \frac{\varphi + \varphi_0}{2}}{-\cos \frac{\varphi + \varphi_0}{2}} \right) = \frac{\sin \varphi_0}{\cos \varphi + \cos \varphi_0} \quad (\text{ТН}),$$

$$g^0(\varphi, \varphi_0) = \frac{1}{2} \left( \frac{\sin \frac{\varphi - \varphi_0}{2}}{-\cos \frac{\varphi - \varphi_0}{2}} + \frac{\sin \frac{\varphi + \varphi_0}{2}}{-\cos \frac{\varphi + \varphi_0}{2}} \right) = \frac{-\sin \varphi}{\cos \varphi + \cos \varphi_0} \quad (\text{ТЕ}). \quad (9)$$

Здесь углы  $\varphi$  и  $\varphi_0$  характеризуют положение точки наблюдения и источника.

Строгое решение для рассеянного поля при дифракции плоской электромагнитной волны единичной амплитуды на двумерном идеально проводящем клине с внешним углом раствора клина  $\pi n$  хорошо известно (см., например, [9]).

$$v(r, \psi) = \frac{-2}{n} \frac{\sin \frac{\pi}{n}}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\psi}{n}} \cos \frac{\psi}{2} \frac{e^{-ikr \cos \psi}}{\sqrt{\pi i}} \int_{\infty \cos(\psi/2)}^{\sqrt{2kr} \cos(\psi/2)} \exp(iq^2) dq, \quad \text{где } \psi = \mp \varphi + \varphi_0. \quad (10)$$

Здесь  $i$  – мнимая единица,  $k=2\pi/\lambda$  – волновое число,  $r$  – расстояние от кромки до точки наблюдения. Решение (10) записано в двулистной области, подстановка  $(-\varphi)$  в формулу для  $\psi$  соответствует листу падающей волны, а подстановка  $(+\varphi)$  соответствует листу отраженной волны.

Выражение (10) содержит дифракционные коэффициенты, которые вдали от границы «свет – тень» в случае полуплоскости ( $n=2$ ) принимают вид

$$f(\varphi, \varphi_0) = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{-\cos \frac{\varphi - \varphi_0}{2}} - \frac{1}{-\cos \frac{\varphi + \varphi_0}{2}} \right) = \frac{2 \sin \frac{\varphi}{2} \sin \frac{\varphi_0}{2}}{\cos \varphi + \cos \varphi_0} \quad (\text{ТН}),$$

$$g(\varphi, \varphi_0) = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{-\cos \frac{\varphi - \varphi_0}{2}} + \frac{1}{-\cos \frac{\varphi + \varphi_0}{2}} \right) = \frac{-2 \cos \frac{\varphi}{2} \cos \frac{\varphi_0}{2}}{\cos \varphi + \cos \varphi_0} \quad (\text{ТЕ}). \quad (11)$$

Из [13] известно выражение связи между строгим решением  $v(r, \psi)$  (10) и физоптическим  $v^0(r, \psi)$ , подтверждающее соотношение между отдельными слагаемыми дифракционных коэффициентов в формулах (11) и (9).

$$v^0(r, \psi) = \sin \frac{\psi}{2} v(r, \psi), \quad \text{где } \psi = \varphi \mp \varphi_0. \quad (12)$$

Модификацию физоптического выражения для дифракционного коэффициента краевого тока можно провести при помощи выражений [14]

$$\frac{f(\varphi\gamma, \varphi\gamma_0)}{f^0(\varphi\gamma, \varphi\gamma_0)} \rightarrow c p \gamma = \frac{\sin \frac{\varphi\gamma}{2}}{\sin \frac{\varphi\gamma_0}{2}} \text{ и } \frac{g(\varphi\gamma, \varphi\gamma_0)}{g^0(\varphi\gamma, \varphi\gamma_0)} \rightarrow c r \gamma = \frac{\sin \frac{\varphi\gamma_0}{2}}{\sin \frac{\varphi\gamma}{2}}. \quad (13)$$

Выражения (13) меняют только числитель дифракционного коэффициента (поляризационную часть). В отличие от реальных углов  $\varphi$  и  $\varphi_0$ , углы  $\varphi\gamma$  и  $\varphi\gamma_0$  берутся на «условной кромке» [14] и определяются из геометрических соображений. Применение готового решения на «условной кромке» позволяет избежать интегрирования поверхностных токов по элементарным полоскам, прилегающим к контуру  $C$ . При умножении на одно из выражений (13) интеграл физоптического поля по поверхности, связанной с частью бесконечной кромки двумерной задачи, становится равным интегралу строгого решения по той же поверхности. Подставив модифицирующие коэффициенты (13) в подынтегральное выражение (7) для линейного физоптического интеграла по контуру  $C$ , можно получить эвристическое выражение в приближении метода эквивалентных контурных токов (МЭКТ) для поля, рассеянного трехмерным рассеивателем.

С целью уточнения физоптического решения на рассеивателе с неидеальными граничными условиями применяем еще один новый метод – метод обобщенных дифракционных коэффициентов (ОДК) [15]. В этом методе для построения эвристических дифракционных коэффициентов используем коэффициенты отражения и прохождения, описывающие взаимодействие волны с безграничной плоской поверхностью.

Для полупрозрачной полуплоскости можно получить

$$fg(\varphi, \varphi_0, R, T) = \frac{1}{2} \left( \frac{1-T}{-\cos \frac{\varphi-\varphi_0}{2}} + \frac{R}{-\cos \frac{\varphi+\varphi_0}{2}} \right). \quad (14)$$

Здесь  $R$  и  $T$  – коэффициенты отражения и прохождения, описывающие взаимодействие падающей волны с плоской безграничной поверхностью. Для обобщенного дифракционного коэффициента (14) можно получить выражения, аналогичные (13), при этом получим модификацию физоптического решения для полупрозрачной полуплоскости [15].

Классические формы ГТД и МКВ не учитывают возмущение поля вблизи концов кромок (т.е. вблизи вершин). Классический с точки зрения МКВ подход – учет краевых токов вершины, он требует применения строгого решения. Могут быть и неклассические подходы (такие, как переотражение лучей в окрестности вершины), но они все равно являются эвристическими и не имеют строгого математического обоснования. Для уточнения решения для вершинной волны мы предлагаем новый подход – модифицирующие множители, зависящие от соотношения между строгими и физоптическими дифракционными коэффициентами, а также от угла раскрытия плоского сектора [14]. Строгое решение при построении формул не применяем, но используем его в качестве верификации.

Точность физоптического решения настолько высока, насколько мал уход точки наблюдения, находящейся на дифракционном конусе, от границы свет – тень. Аналогично, точность приближения МЭКТ настолько высока, насколько мал уход точки наблюдения от угла дифракционного конуса.

#### **Последовательность действий при построении эвристических формул, уточняющих физоптическое решение.**

Исходные данные для проведения уточнения – аналитическое решение задачи дифракции, записанное при помощи интеграла по кромке, и коэффициенты отражения и прохождения  $R$  и  $T$ , описывающие взаимодействие волны с безграничной плоской поверхностью.

Шаги, которые нужно сделать для модификации физоптического решения:



(а) найти коэффициенты отражения  $R$  и прохождения  $T$ , описывающие взаимодействие падающей волны с плоской безграничной поверхностью (для поверхности с идеальными граничными условиями выполняется  $R=\pm 1$ ,  $T=0$ );

(б) найти на «условной кромке» множители, корректирующие дифракционные коэффициенты (13 для данного типа кромки и поверхности (14 (при этом учесть однолиственный или двулиственный характер решения);

(в) ввести эти множители в линейный интеграл по контуру  $C$  (7 или в любой из линейных физоптических интегралов, приведенных, например, в [2 – 7];

(г) дополнительно скорректировать влияние вершин при помощи формул (13 [14].

### Заключение.

Новые подходы позволяют уточнить физоптическое решение в части кромок, вершин и граничных условий. Полученные эвристические формулы обладают такой же простотой, как и формулы в приближении физической оптики. При этом не требуется применять заранее полученные строгие решения. Если такие решения имеются, то их можно использовать для верификации эвристических формул, так же как и имеющиеся численные решения.

Ввиду универсальности поведения волнового поля в изотропном пространстве мы можем использовать найденные закономерности для описания поведения отдельных полубесконечных фрагментов электромагнитного поля (что позволяет описать поле, несимметричное относительно плоскости рассеивателя), а также для описания дифракции волн другой физической природы [16].

### ЛИТЕРАТУРА

1. М.В. Весник, «Новые эвристические подходы в задачах дифракции волновых полей разной физической природы на многоугольниках и многогранниках», Труды 1-ой Всероссийской Микроволновой конференции, 27-29 ноября 2013 г., ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва, стр. 213-218
2. W.B.Gordon, "Far field approximations to the Kirchhoff-Helmholtz representations of scattered fields", *IEEE Trans. A&P*, vol. AP-23, pp. 590-592, 1975
3. J. S. Asvestas, "The physical optics field of an aperture on a perfectly conducting screen in terms of line integrals," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-34, pp. 1155–1159, Sept. 1986.
4. M.V. Vesnik "Elimination of Infinites in Diffraction Coefficients of Physical Optics Current's Components for a Shadow Contour of a Scatterer", *Proceedings of the 1995 International Symposium on Electromagnetic Theory*, pp. 407-409, St. Petersburg, Russia, May 23-26, 1995
5. P. M. Johansen and O. Breinbjerg, "An exact line integral representation of the physical optics scattered field: The case of a perfectly conducting polyhedral structure illuminated by electric Hertzian dipoles," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 43, pp. 689–696, July 1995.
6. G. Pelosi, G. Toso, and E. Martini, "PO near field expression of a penetrable planar structure in terms of a line integral," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 48, Aug. 2000.
7. Molinet F.A. Some extensions of the exact line integral representation of the physical optics scattered field to multiple interactions between planar surfaces, *Proceedings of the 2013 ICEAA*, September 9 – 13, Torino, Italy, pp.316 – 319
8. Vesnik M.V., "Efficiency of Different Heuristic Approaches to Calculation of Electromagnetic Diffraction by Polyhedrons and other Scatterers", *Radio Science*, No.9 , Sep. 2014, doi: 10.1002/2014RS005520
9. Уфимцев П.Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции. М.: Сов. радио, 1962. - 243с.
10. Sommerfeld A. // *Math. Ann.*, 45, 263 (1894)
11. Sommerfeld A. // *Math. Ann.*, 47, 317 (1896)
12. Ludger Klinkenbusch "Electromagnetic Scattering by a Quarter Plane", *Proceedings of the 2005 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, 3-8 July 2005, vol. 3B, pp. 163 – 166

13. Н. Hönl, A.W. Maue, K. Westpfahl, в кн. “Handbuch ger physic”, Springer, Berlin, 1961, Vol. 25/1. (См. перевод Х. Хенл, А. Мауэ, К. Вестпфаль Теория дифракции. М.: Мир, 1964. - 428с.)

14. М.В. Весник «О возможности построения уточненного эвристического решения в задаче дифракции на плоском угловом секторе», Радиотехника и электроника, 2011, том 56, № 5, с. 573 – 586

15. М.В. Весник, «Построение эвристических дифракционных коэффициентов в аналитических решениях задач рассеяния волновых полей разной физической природы на плоских многоугольных пластинах со сложными граничными условиями», Радиотехника и электроника, 2014, т.59, №6, с.543 – 551

16. M. V. Vesnik, Analytical heuristic solution for the problem of elastic wave diffraction by a polygonal flat 3D scatterer, Abstracts of International conference Days on Diffraction 2013, St. Petersburg, May 27-31, 2013, p. 89

## **Высокоэффективная фокусировка субмиллиметрового излучения посредством плоских дифракционных элементов на основе сложных метаповерхностей**

С. А. Кузнецов<sup>1,2</sup>, М. А. Астафьев<sup>1</sup>, Е. А. Лоншаков<sup>1</sup>, А. В. Аржанников<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова 2, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>2</sup>Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, пр. Лаврентьева 11, Новосибирск, 630090, Россия

С инструментальной точки зрения ключевым достоинством квазиоптических устройств, работающих в миллиметровом и субмиллиметровом (терагерцового) диапазонах электромагнитного спектра, является возможность использовать при их создании базовые физические принципы, которые лежат в основе, с одной стороны, оптических устройств, а, с другой стороны, СВЧ-техники. Такие квазиоптические устройства, создаваемые с использованием частотно-селективных экранов в виде массивов металлизированных элементов субволновой топологии (“метаповерхностей”), позволяют эффективно управлять амплитудными, поляризационными и фазовыми характеристиками пучков излучения [1]. В частности, использование метаповерхностей с заданным изменением топологического рисунка составляющих ее субволновых элементов дает возможность изготовить плоские фокусирующие устройства с толщиной менее одного миллиметра, что снижает до минимума его весогабаритные параметры. Кроме того, технологии изготовления таких фокусирующих устройств присуща низкая ее стоимость, что выгодно отличает тонкие фокусирующие устройства от традиционных линз из диэлектриков и криволинейных металлических зеркал. В докладе будут представлены результаты разработки высокоэффективных плоских дифракционных устройств на основе голографических метаповерхностей, осуществляющих при отражении излучения с частотой 0.35 ТГц его фокусировку в заданные, подчас геометрически сложные области пространства [2]. Для достижения набега фазы в отраженной волне уровня  $360^\circ$ , предложено плавно изменять от точки к точке вдоль метаповерхности топологический рисунок ее элементарных ячеек, когда в них постепенно трансформируется форма металлических элементов от цельных квадратов к расщепленным кольцам. Экспериментально продемонстрировано, что предложенный подход обеспечивает значение дифракционной эффективности не менее 80% при фокусировке гауссовых пучков.

[1] Balanis, C. A. Modern Antenna Handbook, Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 2008.

[2] S. A. Kuznetsov et al., “Planar Holographic Metasurfaces for Terahertz Focusing”, Scientific Reports, 2014 (в печати)

## Моделирование динамики жидкости при электрическом пробое наносекундным импульсом напряжения

Андреев В.Г.<sup>1</sup>, Вдовин В.А.<sup>2</sup>, Корниенко В.Н.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет

<sup>2</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН  
[korn@cplire.ru](mailto:korn@cplire.ru)

*Предложен численный алгоритм решения нестационарных уравнений гидродинамики с учетом стрикционных сил, возникающих в жидкости, заполняющей пространство между электродами, на которые подается импульс напряжения наносекундной длительности. Алгоритм был использован для моделирования динамики пространственно-временного распределения давления жидкости при различных скоростях нарастания электрического напряжения. Представлены профили поперечного распределения давления, дающие возможность оценить силы, действующие на неоднородности, содержащиеся в жидкости (в частности, газовые пузырьки).*

### Введение

С развитием техники, позволяющей создавать короткие (несколько наносекунд) импульсы высокого напряжения, возрос интерес к исследованиям электрического пробоя жидкостей такими импульсами. Оказалось, что динамика развития пробоя в этих случаях существенно отличается от динамики, имеющей место при использовании микросекундных длительностей прикладываемого напряжения. Созданные ранее модели длинноимпульсного пробоя не смогли объяснить целый ряд наблюдаемых явлений, в частности, более высокую скорость развития пробоя и геометрические параметры первичных стримеров. В ряде работ (например, в [1]) указывается на то, что при короткоимпульсном пробое существенную роль могут играть стрикционные волны в жидкости, возбуждаемые приложенным высоким напряжением. Целью данной работы является оценка амплитуды и характерных времен возбуждения таких волн при заданной конфигурации электродов, на которые подается импульс напряжения общей длительностью около 10 нс и амплитудой ~300 кВ.

### Постановка задачи

Рассмотрим систему электродов (рис.1.), расположенных в жидкой диэлектрической среде. Верхний электрод имеет вид сферы, радиус которой  $r_S = 5$  мкм. Расстояние от центра сферы до проводящей плоскости  $D = 1$  см.

Пусть разность потенциалов  $U$  между электродами имеет временную зависимость, вид которой представлен на рис.2.

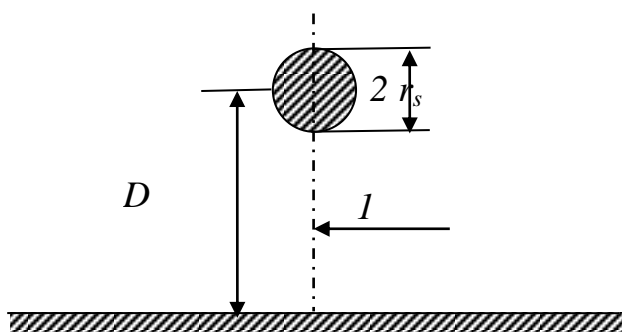


Рис. 1. Схематический вид рассматриваемой системы.  $l$  – ось симметрии.

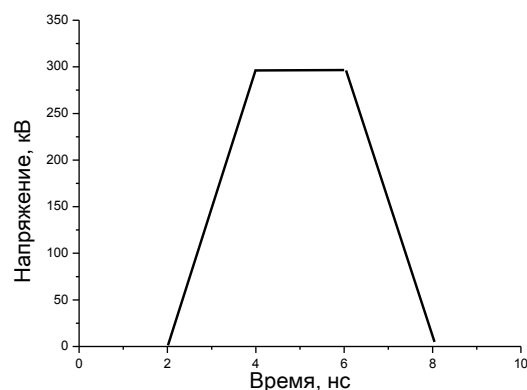


Рис. 2. Временная зависимость напряжения.

В виду малого расстояния  $D$ , запаздыванием распространения электромагнитного поля можно пренебречь. Тогда для напряженности электрического поля на расстоянии нескольких  $r_s$  от верхнего электрода, имеющего сферическую форму, будет справедливо следующее выражение:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{U}{r^3} \left( \frac{1}{r_s} - \frac{1}{2D - r_s} \right)^{-1} \vec{r}, \quad (1)$$

где  $\vec{r}$  – радиус-вектор точки наблюдения с началом в центре сферы.

Согласно [2], объемная плотность сил  $\vec{f}(\vec{r})$ , создаваемая электрическим полем  $\vec{E}(\vec{r})$  в жидком диэлектрике, имеет вид:

$$\vec{f} = -\text{grad}(p_0) + \frac{1}{8\pi} \text{grad} \left[ \rho \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T E^2 \right] - \frac{E^2}{8\pi} \text{grad}(\varepsilon) \quad (2)$$

Здесь  $p_0$  – гидростатическое давление;  $\rho$ ,  $\varepsilon$  – плотность жидкости и ее диэлектрическая проницаемость соответственно.

На толщине 1 см  $p_0$  практически не изменяется. Считая, что  $\varepsilon$  постоянна во всем рассматриваемой объеме жидкости, получаем

$$\vec{f} = \frac{1}{8\pi} \text{grad} \left[ \rho \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T E^2 \right] \quad (3)$$

Для описания поведения диэлектрика под действием стрикционной силы  $\vec{f}$  будем использовать систему уравнений гидродинамики для невязкой жидкости [3]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \vec{f} \quad (5)$$

Связь между давлением и плотностью устанавливает уравнение состояния. В данном случае мы использовали эмпирический закон Тэта [4]:

$$p = p_* \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\Gamma \quad (6)$$

Согласно [5], для воды  $p_* \approx 3200 \text{ кГ/см}^2$ ,  $\Gamma \approx 7.2$ .

Так как система обладает осью симметрии, удобно выбрать цилиндрическую систему координат. Учитывая, что входящие в выражения (3)-(5) величины не зависят от полярного угла, систему уравнений (4)-(5) можно записать в виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho v_r)}{\partial r} \quad (7)$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} + f_r \quad (8)$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} - v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} + f_z \quad (9)$$

Далее воспользуемся конечно-разностной аппроксимацией частных производных в (7)-(9). В области построения решения введем прямоугольные пространственные сетки с шагом  $\Delta Z$  и  $\Delta R$  по каждой координате. Пусть индекс  $i$  соответствует координате  $z$ , а  $j$  -  $r$ . Полагая шаг по времени равным  $\Delta T$ , получаем:

$$\rho_{i,j}^{k+1} = \rho_{i,j}^k + \Delta T \left( \frac{\rho_{i-1,j}^{k+1/2} v_{z,i-1,j}^{k+1/2} - \rho_{i+1,j}^{k+1/2} v_{z,i+1,j}^{k+1/2}}{\Delta Z} + \frac{r_{i,j-1} \rho_{i,j-1}^{k+1/2} v_{r,i,j-1}^{k+1/2} - r_{i,j+1} \rho_{i,j+1}^{k+1/2} v_{r,i,j+1}^{k+1/2}}{r_{i,j} \Delta R} \right) \quad (10)$$

$$v_{r,i,j}^{k+1} = v_{r,i,j}^k + \Delta T \left( \frac{p_{i,j-1}^{k+1/2} - p_{i,j+1}^{k+1/2}}{\rho_{i,j}^{k+1/2} \Delta R} + v_{r,i,j}^{k+1/2} \frac{v_{r,i,j-1}^{k+1/2} - v_{r,i,j+1}^{k+1/2}}{\Delta R} + v_{z,i,j}^{k+1/2} \frac{v_{r,i-1,j}^{k+1/2} - v_{r,i+1,j}^{k+1/2}}{\Delta Z} + f_{r,i,j}^{k+1/2} \right) \quad (11)$$

$$v_{z,i,j}^{k+1} = v_{z,i,j}^k + \Delta T \left( \frac{p_{i-1,j}^{k+1/2} - p_{i+1,j}^{k+1/2}}{\rho_{i,j}^{k+1/2} \Delta Z} + v_{r,i,j}^{k+1/2} \frac{v_{z,i,j-1}^{k+1/2} - v_{z,i,j+1}^{k+1/2}}{\Delta R} + v_{z,i,j}^{k+1/2} \frac{v_{z,i-1,j}^{k+1/2} - v_{z,i+1,j}^{k+1/2}}{\Delta Z} + f_{z,i,j}^{k+1/2} \right) \quad (12)$$

Верхний индекс в (10)-(12) соответствует номеру шага по времени. Слагаемое  $+1/2$  указывает на то, что данные временные последовательности сдвинуты относительно друг друга на половину величины  $\Delta T$ . В (10)-(12) аппроксимации частных производных как по пространству, так и по времени являются центрированными и имеют второй порядок точности по отношению к величине соответствующего шага [6]. Выполняя последовательно действия в соответствии с приведенными выше рекуррентными соотношениями, используя заданные начальные и граничные условия, можно получить решение, эквивалентное решению задачи (4)-(6).

### Результаты моделирования

На рис.3. приведена характерная зависимость давления в жидкости от координаты  $z$ , возникающая практически сразу же после приложения напряжения. На расстоянии менее одного микрона от сферического электрода давление значительно превышает равновесное значение. На удалении от 2 до 6 мкм наблюдается область пониженного давления.

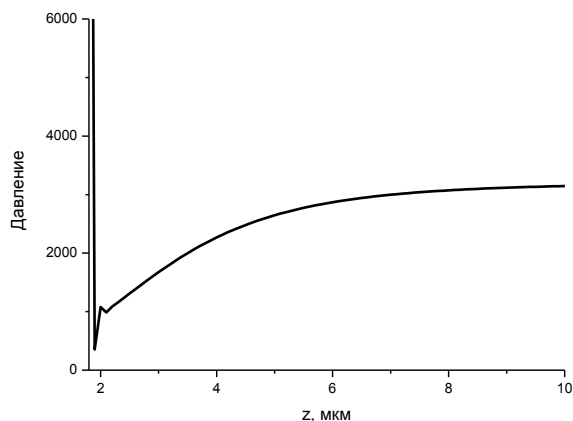


Рис. 3. Зависимость давления от продольной координаты в фиксированный момент времени. Уменьшение давления приводит к увеличению характерных линейных размеров газовых пузырьков, содержащиеся в жидкости. В свою очередь, давление газа внутри пузырьков также снижается, что улучшает условия возникновения пробоя. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 13-02-12233.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Куперштох А.Л., Медведев Д.А. Электрострикционные механизмы зарождения электрического пробоя жидких диэлектриков в сильных электрических полях // Научный вестник НГТУ. 2014. №1. С.103.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред.- М.: Наука, 1982.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика.- М.: Наука, 1986.
4. Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. – М: Наука, 1966.
5. Шкловская-Корди В.В. Акустический метод определения внутреннего давления в жидкостях // Акуст.ж. 1963. Т.9. №1. С.107-111.
6. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. –М.: Мир, 1980.

## МЕЖСПУТНИКОВАЯ ЛИНИЯ СВЯЗИ ММВ ДИАПАЗОНА

**Вечтомов В.А.**

*Московский Государственный Технический Университет имени Н.Э. Баумана  
Россия, 105005, г. Москва, 2-ая Бауманская, 5  
E-mail: [vvechtomov@mail.ru](mailto:vvechtomov@mail.ru)*

*Предложены оригинальные технические и конструктивные решения по созданию межспутниковой системы связи в миллиметровом диапазоне волн. Дан анализ элементной базы диапазона 54,5...61,5ГГц для построения межспутниковой линии связи между космическими аппаратами, базирующимися на геостационарной орбите.*

Назначением систем спутниковой связи (ССС) является обеспечение непрерывной и устойчивой передачи цифровой телефонной связи, высококачественных радиовещательных и телевизионных

каналов индивидуального и коллективного пользования, широкополосного доступа в Интернет и других мультимедийных услуг не только в крупных населенных пунктах, но и в труднодоступных местах, где может отсутствовать сотовая, радиорелейная проводная (кабельные и волоконно-оптические сети) связь.

Одним из основных путей совершенствования средств спутниковой связи является разработка принципов и инженерно-технических решений по реализации межспутниковых линий связи (МЛС). Задачей МЛС является радиообмен между земными станциями (ЗС), не находящимися в прямой видимости с одного КА, без использования промежуточной станции «подскока», что существенно повышает эффективность и надежность коммерческих и специальных спутниковых линий связи [1]. МЛС позволяет:

- увеличить протяженность спутниковых линий связи;
- сократить время распространения сигнала за счет исключения «двойного скачка» на линии спутниковой связи;
- уменьшить загрузку спутниковых каналов связи за счет исключения связи со станции «подскока»;
- повысить надежность и устойчивость спутниковых линий связи;
- обеспечить скрытность передач информации между КА через МЛС.

Разработка и включение МЛС в состав космического ретранслятора (РТР) является исключительно *актуальной* задачей. Применение МЛС является одним из важнейших направлений совершенствования ССС.

Наиболее перспективным для построения МЛС считается диапазон 60 ГГц, выделенный МККР для линий связи между КА [2]. Большое затухание в атмосфере Земли в этом диапазоне практически полностью исключает радиоперехват сообщений с МЛС, в тоже время не создает помехи ЗС. Сложность создания системы МЛС в V-диапазоне объясняется отсутствием, прежде всего, усилителей мощности и элементов фидерного тракта.

Анализ разработок усилителей мощности в V-диапазоне [3-6] показал, что активно разрабатываемые GaAs псевдоморфные монокристаллические СВЧ интегральные схемы с высокой подвижностью электронов способны удовлетворить требования разработчиков СВЧ аппаратуры для МЛС в коротковолновой части миллиметрового диапазона.

Одной из основных проблем при создании МЛС является передача СВЧ-сигнала от приемо-передающего блока к бортовой цифровой платформе КА. Эта задача разрешима при размещении приемо-передающего блока на задней стороне зеркала антенны МЛС. В этом случае тракт выполняется с использованием двух взаимно-перпендикулярных вращающихся сочленений, работающих на видеочастоте (1,8 ГГц с полосой 400 МГц). Это позволяет, с одной стороны, минимизировать потери в фидерном тракте, с другой – обеспечить наведение остронаправленного луча антенны МЛС в верхней полусфере. Проектирование МЛС проводилось со следующими параметрами: скорость передачи информации 36 Мбит/сек; диапазон рабочих частот 54,5...62,5 ГГц; сектор сканирования – верхняя полусфера.

На рис. 1а приведена 3-D модель антенны Кассегрена (2) с двумя вращающимися сочленениями (4), оборудованными двигателями, работающими по командам блока управления КА и обеспечивающими её вращение в верхней полусфере. На задней стороне большого зеркала расположен приемо-передающий блок (1) с селектором поляризации (рис. 1б). Малое зеркало антенны Кассегрена обозначено поз. 3.

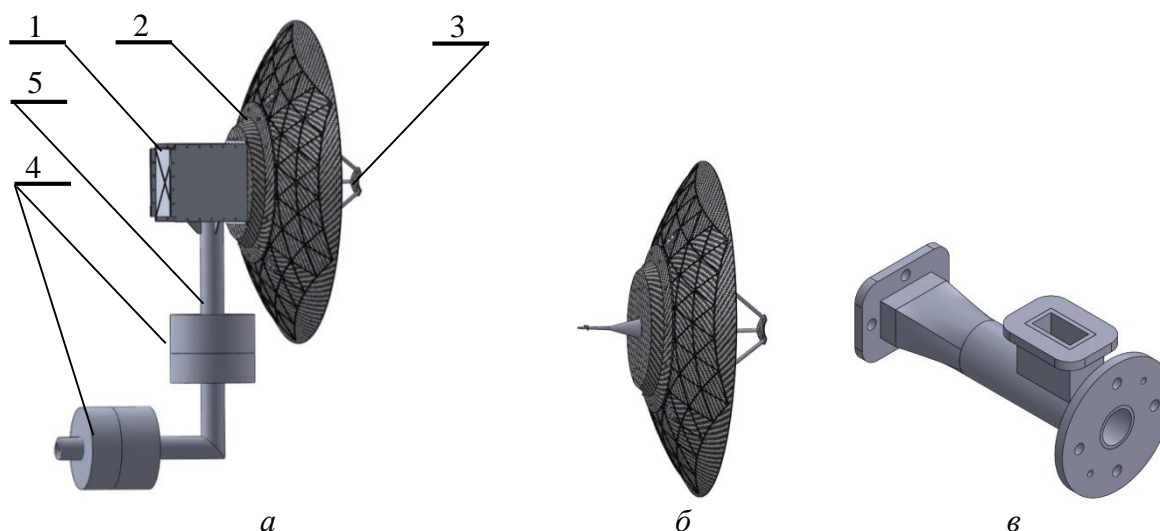


Рис. 1. 3-D модель аппаратуры МЛС в программе SolidWorks

МЛС рассчитывалась для произвольно взятых 4-х точек стояния КА на ГСО: 25° з.д., 35° в.д., 85° в.д. и 170° з.д. Расчет бюджета радиолинии при максимальной трассе 80412 км показал, что при ЭИИМ  $\approx 64$  дБВт и диаметре большого зеркала в один метр достаточно мощности передатчика порядка 10 Вт.

Следует отметить, что при орбитальных маневрах КА дальность трассы МЛС может изменяться от максимальной (80 тыс. км) км до минимальной (50...150 км). Это приводит к тому, что приемный тракт ствола МЛС работает в динамическом диапазоне сигнала  $D_{\text{дин}} = 20 \cdot \log(R_{\text{max}}/R_{\text{min}})$  не менее 50 дБ, который реализовать только в приемном блоке практически невозможно. Следовательно, необходима регулировка выходной мощности передатчика ствола МЛС.

В [6] опубликована информация о разработке твердотельного усилителя, развивающего СВЧ-мощность в V-диапазоне порядка 12,8 Вт с КПД 31%. Эта СВЧ-мощность получается путем сложений мощности большого числа когерентных каскадных предварительных и окончных усилителей (рис. 2а).

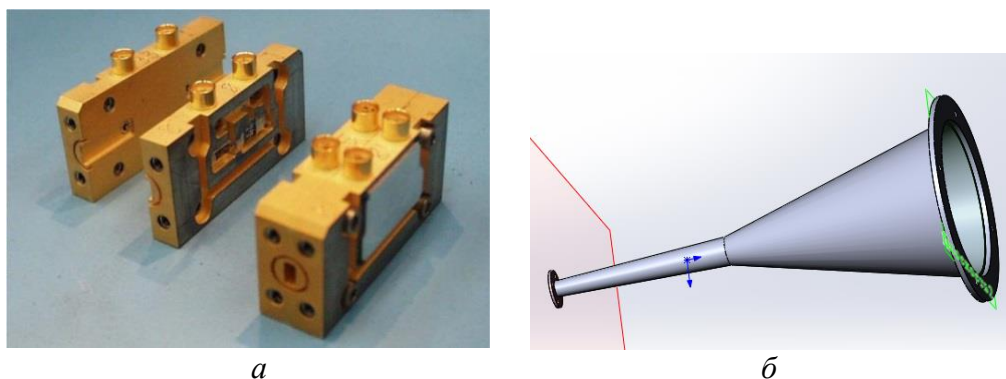


Рис. 2. СВЧ интегральная схема на основе GaAs (а); частотно-поляризационный селектор (б)

Усилители идентичны, всего их 32 шт. Каждый усилитель представляет собой псевдоморфную монокристаллическую СВЧ интегральную схему на основе арсенида галлия (GaAs) на полевых транзисторах с высокой подвижностью электронов и шириной затвора 0,15 мкм и энергией активации электронов 1,6эВ при температуре канала 125°С. СВЧ интегральная схема выполнена по НЕМТ (PHEMT) (PHEMT – Pseudomorphic High Electron Mobility Transistor) технологии.

Минимизации излучения (приема) бортовой антенны МЛС в направлениях на смежные КА до уровня «минус» 50 дБ и получена путем разработки антенны с низким уровнем



боковых лепестков и создания частотно-поляризационного селектора с переходным затуханием более 35 дБ (рис. 1б). Частотно-поляризационный план МЛС разбит на две полосы частот: 54,5...56,5 ГГц; 59,5...62,5 ГГц. Прием и передача между смежными КА ведутся на взаимно перпендикулярных поляризациях.

Антенна (рис. 1б) выполнена из композиционного материала [7]. Малое зеркало облучается рупором с изломом конической образующей (рис. 2б). Расчет ДН антенны произведен в программной среде MatLab.

Важным вопросом проектирования антенных систем является размещение её под обтекателем модуля полезной нагрузки. Несмотря на сравнительно малые размеры антенны, размеры системы МЛС в развернутом рабочем положении существенно превышают габариты под обтекателем. Предложенные технические решения позволяют отказаться от разработки специальной системы разворачивания и фиксации в рабочем положении антенной системы МЛС. Её роль выполняют всё те же электродвигатели с вращающимися сочленениями фидерного тракта (рис. 3).

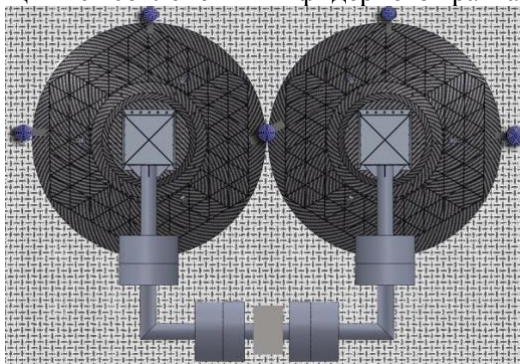


Рис. 3. Транспортное положение антенной системы МЛС

- Масса АС МЛС ориентировочно 7,9 кг. В том числе: зеркала с креплениями – 4 кг; облучатель – 0,7 кг; частотно-поляризационный селектор – 0,2 кг; корпус (вес приемопередающего блока не учтена) – 1 кг; вращающиеся сочленения – 2 кг.

Потребляемая мощность: менее 40 Вт. Вес изделия дан ориентировочно. Не учтены веса и потребление электромоторов. Следует учесть, что время работы электромоторов ограничено наведением антенны на связь с соседним КА.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Proceeding of SPIE, vol.1866, Jan. 1993, vol.2990, Febr.1997.
2. Kamnev VE, Cherkasov VV, GV Chechin Satellite-based networks. М.: Alpina Publisher, 2004. 536 p.
3. S. Reynolds, B. Floyd, U. Pfeiffer, T. Beukema, J. Grzyb, C. Haymes, B. Gaucher and M. Soyuer “A silicon 60-GHz receiver and transmitter chipset for broadband communications”, IEEE J. solid-state circuits, vol. 41, no. 12, pp. 2820-2831, Dec. 2006
4. C. Karnfelt, P. Hallbjorner, H. Zirath and A. Alping “High gain active microstrip antenna for 60 GHz WLAN/WPAN applications”, Chalmers Univ. of technology
5. A. Valdes-Garcia, S. Nicolson, J.W. Lai, A. Natarajan, P.Y. Chen, S. Reynolds, J.H. Conan Zhan, D. Kam, D. Liu and B. Floyd “A fully integrated 16-element phased-array transmitter in SiGe BiCMOS for 60-GHz communications”, IEEE J. solid-state circuits, vol. 45, no. 12, pp. 2820-2831, Dec. 2010
6. K.L. Ngo-Wah, J. Goel, Y.C. Chou, R. Grundbacher, R. Lai, G. Nassour, E. Divish, G. Schreuer, K. Whitney and A. Oki “A V-band eight-way combined solid-state power amplifier with 12,8 Watt output power”, Northrop Grumman Space Technology, 2005
7. Exploratory studies of modern technologies of manufacturing precision antenna reflectors of PCM with a low surface density, high stiffness and dimensionally: Research Report. М.: MSTU. Bauman, 2013
8. Website: <http://www.telemultimedia.ru>

## БОРТОВАЯ АНТЕННАЯ РЕШЕТКА С ДВУХУРОВНЕВЫМ УПРАВЛЕНИЕМ ЛУЧА ДЛЯ ГЕОСТАЦИОНАРНОГО КОСМИЧЕСКОГО РЕТРАНСЛЯТОРА

Пономарев Л.И.<sup>1</sup>, Вечтомов В.А.<sup>2</sup>, Милосердов А.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)

Россия, 125993, г. Москва, А-80, Волоколамское шоссе, д. 4

[mai@mai.ru](mailto:mai@mai.ru)

<sup>2</sup>Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана,

Россия, 105005, г. Москва, 2-ая Бауманская, д.5

[vvechtomov@mail.ru](mailto:vvechtomov@mail.ru)

*Рассмотрен вариант построения приемной антенной решетки с двухуровневым управлением лучом для геостационарного спутника связи. Приведено возможное конструктивное исполнение бортовой антенной решетки с цифровой обработкой информационного сигнала для космического ретранслятора спутниковой связи. Антенна оптимизирована к условиям функционирования на геостационарной орбите. Дана оценка электрических, прочностных и энергомассовых характеристик.*

Тактико-технические характеристики (ТТХ) космических ретрансляторов (РТР) во многом определяются параметрами бортовых антенных систем. В последнее время все больший акцент делается на применение цифровых устройств [1], способных обрабатывать большие объемы информации и обеспечивать требуемый уровень помехозащиты. Алгоритмы пространственной фильтрации, как правило, разрабатываются применительно к гибридно-зеркальным (ГЗА) или гибридно-линзовым антеннам (ГЛА), либо к фазированным антенным решеткам (ФАР) [2].

Массо-габаритные параметры ГЗА и ГЛА не отвечают требованиям к бортовой аппаратуре космического ретранслятора, требуя, к тому же, трансформирования в транспортное положение. Традиционные ФАР применительно к бортовым антеннам геостационарного ретранслятора имеют избыточное число излучателей [3].

Построение цифровой антенной решетки (ЦАР), сочетающей в себе малую стоимость, сравнительно небольшой вес, малые продольные размеры, осесимметричное электрическое сканирование лучами в небольших пределах ( $\pm 8,7^\circ$ ) является **актуальной** задачей.

В настоящем докладе излагаются новые инженерно-технические решения по созданию приемных ЦАР с зонированным обслуживанием (ЗО) всей видимой части земной поверхности узкими лучами. Решением поставленной задачи, близким к **оптимальному**, является построение бортовой антенны в виде антенной решетки из крупноапертурных излучателей (КАИ), которые сами являются многолучевой антенной (МЛА). Подобная антенна совмещает в себе свойства как фазированных АР, так и МЛА. Теоретическое обоснование построения такой антенны представлено в ряде работ [4-8].

Для достижения минимального падения коэффициента усиления на краях сектора обслуживания бортовой антенны в качестве облучателя КАИ используются решетки из 3-х, 7-и и 13-и элементов, имеющие максимальную осевую симметрию (рис. 1, а, б, в), где  $n$  – число элементов в решетке.

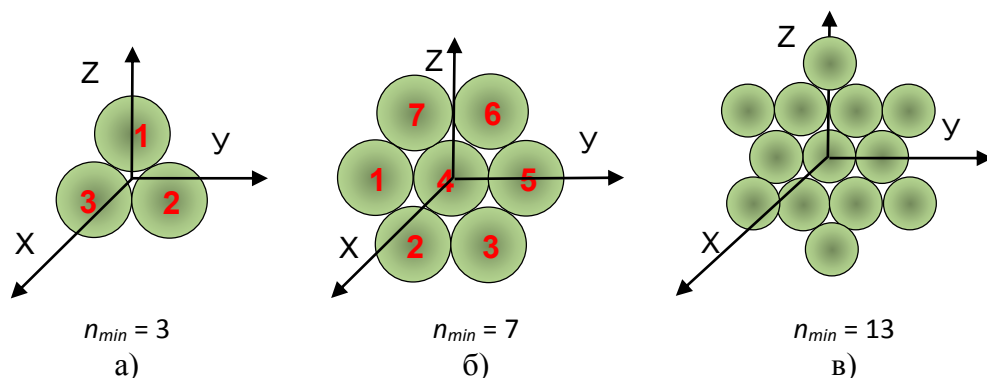


Рис. 1. Облучатели КАИ с максимальной симметрией в азимутальной плоскости

Возможная диаграмма направленности (ДН) единичного излучателя (КАИ) бортовой антенной решетки с трех элементным облучателем, расположенного вдоль оси  $y$  приведена на рис. 2а.

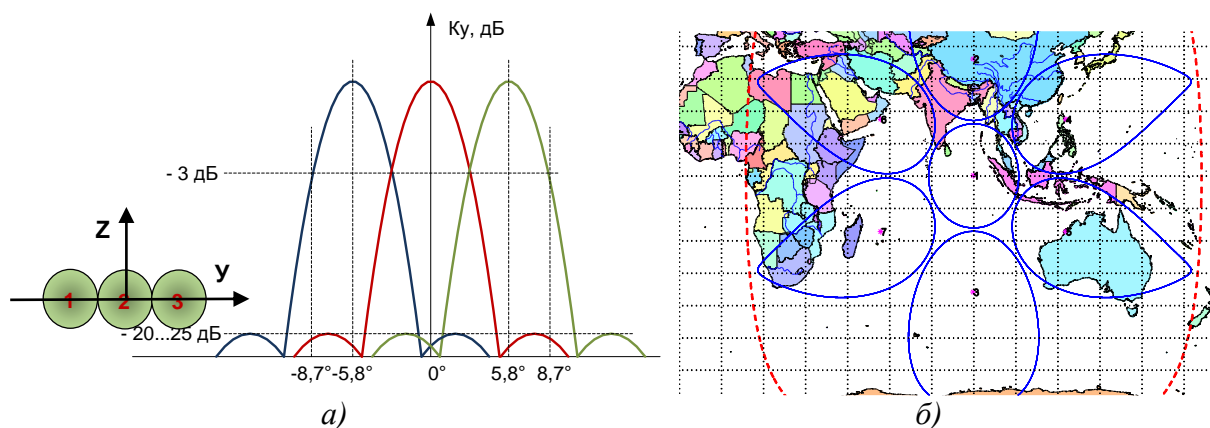


Рис. 2. а – ДН КАИ для 3-х элементов, расположенных в одной плоскости; б – зоны обслуживания земной поверхности КАИ с ГСО

Наиболее целесообразно применение в качестве КАИ линзовой антенны, состоящей из отрезков открытых концов волноводов с многоэлементным облучателем из-за отсутствия затенения апертуры массивным многоэлементным облучателем, что позволяет получить низкий уровень боковых лепестков. 3-D модель КАИ в программе Solid Works 2-10 дана на рис. 3.

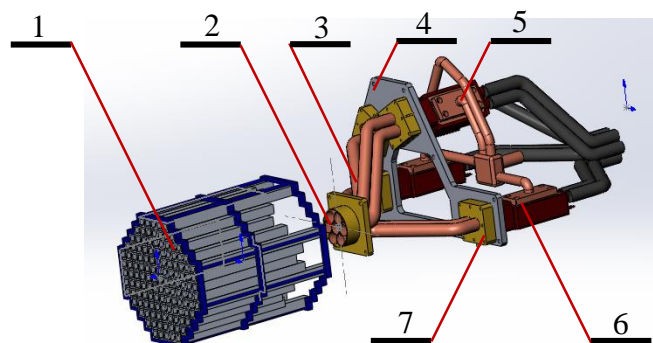


Рис. 3. 3-D модель КАИ

На рис. 3 обозначено: 1 – линза КАИ; 2 – облучатель КАИ; 3 – волноводный тракт; 4 – панель с малошумящим преобразователем частоты (МШПр); 5 – тепловые трубки; 6 – МШПр; 7 – согласующее устройство.

Формирование ДН многолучевой антенной решетки (МАР) производится на двух уровнях: первым уровнем является выбор луча из многолучевой ДН единичного излучателя, которым является КАИ (рис. 2а), направленного в требуемую зону обслуживания (рис. 2б). На втором уровне производится сложение сигналов от симметричных облучателей КАИ. Коэффициент усиления МАР определяется числом КАИ, составляющих бортовую антенну (см. таблицу). При этом коэффициент усиления отдельного КАИ может изменяться в пределах от 28 до 30 дБ.

Таблица. Результаты расчета коэффициента усиления МАР в зависимости от числа КАИ.

$N$	7	19	37	61	91	127	169	217	271	331
$\frac{R_{МАР}}{2R_0}$	1,5	2,5	3,5	4,5	5,5	6,5	7,5	8,5	9,5	10,5
$\frac{G_{МАР}}{G_1(\theta_0, \varphi_0)}$ [дБ]	8,45	12,78	15,68	17,85	19,59	21,03	22,27	23,36	24,33	25,19
$v_z$	0,94	0,919	0,913	0,911	0,909	0,909	0,908	0,908	0,908	0,908

В таблице  $N$  – число КАИ;  $2R_0$  – расстояния между центрами соседних излучателей;  $R_{МАР}$  – радиус описанной вокруг шестиугольника окружности;  $G_{МАР}(\theta, \varphi)$  – коэффициент усиления в зависимости от направления луча МАР;  $v_z$  – геометрический коэффициент использования поверхности шестиугольной МАР. Предполагается, что радиус  $R_{МАР}$  таков, что позволяет получать целочисленные значения  $N$ . Коэффициент усиления МАР при идентичных КАИ может быть определен из соотношения:

$$G_{МАР}(\theta, \varphi) = \sum_{i=1}^N G_i(\theta, \varphi),$$

где  $G_i(\theta_0, \varphi_0)$  КУ отдельного  $i$ -го КАИ МАР.

При разработке конструкции МАР (рис. 4) решено отказаться от модульного принципа построения (один КАИ – один модуль) в пользу поэтажного, что позволит сконструировать более прочную, с меньшей массой бортовую антенну. При конструировании применен принцип автономности – антенна должна быть пригодна для функционирования, испытаний, настройки и транспортировки вне КА, являясь сборочной единицей, готовой к встраиванию в вышестоящую по иерархии (РТР).

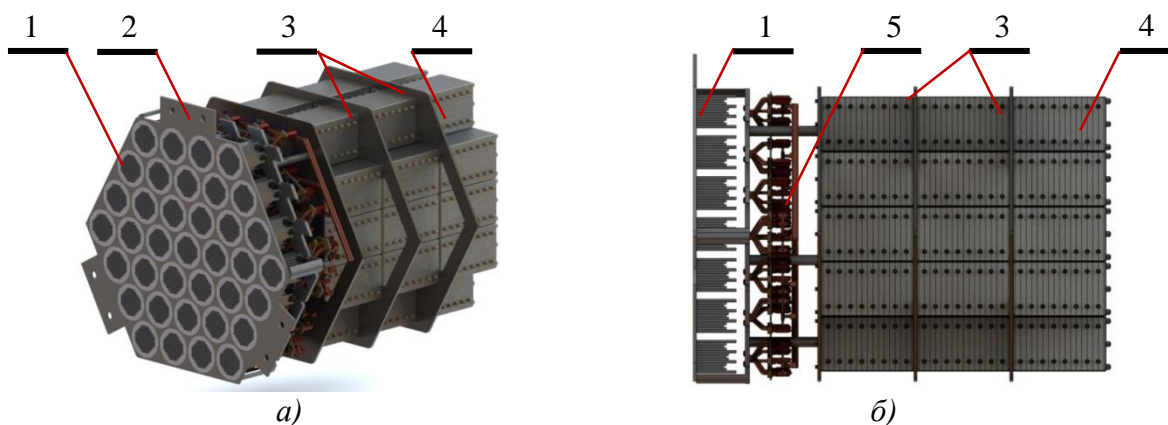


Рис. 4. а – 3-D модель ЦАР Q-диапазона; б – её сечение

На рис. 4 обозначено: 1 – волноводная линза КАИ; 2 – панель с МШПр; 3 – панель с блоками обработки цифровой информации; 4 – блок обработки цифровой информации; 5 – тепловые трубки.

С целью унификации и облегчения монтажа, а также облегчения отработки электрических характеристик при построении блока облучателей и фидерного тракта применен модульный принцип. Антенна имеет предельно малые продольные габариты, что делает необязательным трансформирование её в транспортное положение. При этом существенно упрощается конструкция, увеличивается прочность и снижется масса.

После МШПр на промежуточной частоте 1,8 ГГц производится оцифровка информационного сигнала, что позволит применить цифровое формирование зон обслуживания видимой с КА поверхности Земли.

В САПР Altium Designer спроектирована печатная плата аналого-цифрового преобразователя (АЦП). Цифровые комплектующие для АЦП выбирались из класса *aerospace*, с целью обеспечения длительного функционирования на ГСО при воздействии ионизирующего излучения, тяжелых заряженных частиц (ТЗЧ) и повышенной температуры. Микросхемы должны допускать внешнюю синхронизацию, так как в ЦАР одновременно работают большое количество АЦП, а формируемые ими выходные сигналы синхронно поступают в адаптивный процессор.

Для оценки живучести и стойкости к внешним воздействиям в условиях космической среды конструкции ЦАР, в том числе по сохранению ТТХ на этапе выведения КА на ГСО, проведен численный анализ её напряжённно-деформированного состояния с использованием программного комплекса MSC.Patran-Nastran для нагрузений порядка 20 g. Получено, что низшая собственная частота колебаний конструкции ЦАР в зачеканном положении составила 47,9 Гц, а перегрузки 20 g в продольном и поперечном направлениях не приводят к пластическим деформациям.

С использованием программно-аппаратного комплекса в среде «Спектр-2» [9] проведена апробация линейно-ограниченного (Linearly Constrained, LC) рекурсивного алгоритма по критерию наименьших квадратов (Recursive Least Squares, RLS) [2] с постоянным значением модуля информационных символов (Constant Modulus, CM). Для подавления известных коррелированных помех в алгоритме вычисления весовых коэффициентов адаптивной МАР предлагается [10] использовать совокупность линейных ограничений, обеспечивающих как поддержание основного луча ДН (обозначенных серым цветом, пунктиром и черным цветом) в каждой из подрешеток в направлении принимаемого, так и одновременное формирование провалов в известных направлениях на источники пространственно-коррелированных CM-помех. Первой стрелкой над каждым рисунком показана помеха, остальные три стрелки обозначают полезный сигнал. Отношение сигнал-помеха на входе каждой антенны для некоррелированной помехи задавалось равным «минус» 20 дБ. При расчете принято, что отношение сигнал-шум в каждом из каналов задавалось равным 30 дБ. Каждая из подрешеток в качестве полезного сигнала принимала один из CM-сигналов с Phase Shift Keying (PSK) модуляцией и  $|a_i| = 1$ : PSK-4, PSK-8 или PSK-16.

Алгоритм [10] обеспечивает неадаптивное формирование основного луча ДН каждой из подрешеток в известном направлении на источник полезного сигнала (рис. 5, а), провалов в ДН в известных направлениях на источники коррелированных помех (рис. 5, б), которые для соседних подрешеток являются полезными сигналами, а также адаптивное формирование провалов в ДН **в неизвестных** направлениях на источники некоррелированных помех (рис. 5, в).

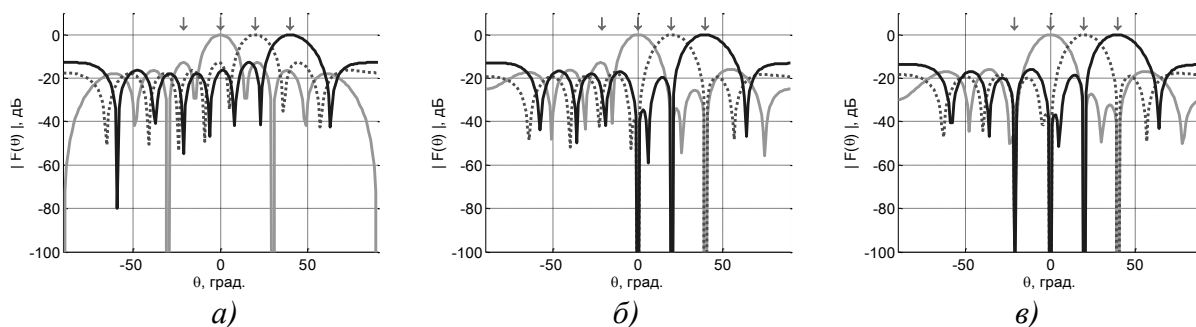


Рис. 5. Формирование провалов в ДН МАР: *а* – в известном направлении на источник полезного сигнала; *б* – в известных направлениях на источники коррелированных помех; *в* – адаптивное формирование провалов в ДН **в неизвестных** направлениях на источники некоррелированных помех

Предложенная в работе МАР, построенная из многолучевых КАИ выполненных из отрезков открытых концов волновод позволяет обеспечить глобальный сектор обзора с достаточно высоким и равномерным высоким КУ, а приведенные результаты моделирования и конструкторские могут быть использованы в качестве основы, для проектирования современного бортового антенного устройства для системы глобальной спутниковой связи с геостационарной орбиты.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г.В. Верзунов. Бортовая обработка сигналов: перспективы и проблемы. «Технологии и средства связи». Специальный выпуск, 2007, с. 52-58.
2. Джиган В.И. Адаптивная фильтрация сигналов: теория и алгоритмы – М.: Техносфера, 2013. – 528 с.
3. Милосердов А.С, Зинин Е.Д., Мельников Г.А. Перспектива использования ФАР в бортовых антеннах глобальной спутниковой сотовой связи // Труды МАИ. № 73.
4. Л.И. Пономарев, В.А. Вечтомов, А.С. Милосердов. Многолучевая антенная решетка для системы спутниковой связи // Антенны. 2012, вып. №5 (180). С. 52 – 63.
5. Бортовая антенная решетка из крупноапертурных излучателей с глобальным обслуживанием с геостационарной орбиты / Вечтомов В.А., Л.И. Пономарев, А.С. Милосердов, Р.Х. Воронов – М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, ISSN 0236-3933. Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. «Приборостроение», 2012, с. 297-302.
6. Пономарев Л.И., Вечтомов В.А., Милосердов А.С. Многолучевая антенная решетка системы спутниковой связи из крупноапертурных линзовых излучателей // Антенны. 2013.- вып. №9 (196), с. 23 – 30.
7. Пономарев Л.И., Вечтомов В.А., Милосердов А.С. **Н11** Научно-технические серии. Выпуск 3: Устройства СВЧ и антенные системы. Кн.1 Антенные системы локации, навигации и радиосвязи. Коллективная монография / под ред. А.Ю. Гринева. – М.: Радиотехника, 2013,. – 176 с.: ил.
8. Пономарев Л.И., Вечтомов В.А., Терехин О.В., Милосердов А.С. Многолучевая антенная решетка системы спутниковой связи. Патент на изобретение №2509399 от 05.07.2012 г.
9. Программно-аппаратный комплекс для моделирования параметров системы спутниковой связи на линии «вверх». / Вечтомов В.А., Воробьев К.А., Лебедев А.Н. и др. – М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, ISSN 0236-3933. Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. «Приборостроение», 2012, с. 297–302.
10. Пространственная фильтрация помех в антенне, построенной из подрешеток. / Джиган В.И. Вечтомов В.А. – Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. «Приборостр.» 2012 .- Спец. выпуск №7 «Радиооптические технологии в приборостроении».- С. 158 – 171.

## СИНТЕЗ И АНАЛИЗ ПЛАНАРНЫХ ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВЫХ Фокусирующих систем

Калошин В.А., Фролова Е.В.

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН  
[vak@cplire.ru](mailto:vak@cplire.ru), [frolova.e@mail.ru](mailto:frolova.e@mail.ru)

*Рассмотрена задача синтеза планарных двухслойных зеркально-линзовых систем, преобразующих цилиндрический фронт в плоский. Получены дифференциальные уравнения для поверхностей системы зеркало-линза и линза-зеркало. В результате численного интегрирования дифференциальных уравнений для закона отображения, удовлетворяющего условию "синусов" Аббе, найдена форма поверхностей апланатических систем. Методом трассировки лучей при наклонном падении плоского фронта на одну из поверхностей (отражающую или преломляющую) проведен анализ несимметричных aberrаций по критерию среднеквадратичной aberrации для пятна рассеяния при больших углах зрения. Проведено сравнение уровня aberrаций в исследованных зеркально-линзовых системах соответствующей величиной в двухслойных однозеркальных и трехслойных двухзеркальных планарных системах.*

### Введение

В связи с развитием миллиметровых и субмиллиметровых широкополосных систем связи, радиолокации и радиовидения растет интерес к квазиоптическим схемам формирования многолучевых диаграмм направленности на основе планарных технологий [1-6]. Планарные квазиоптические фокусирующие системы можно реализовать на основе однослойных, двухслойных, а также трехслойных структур. В однослойных системах в качестве фокусирующих элементов используются линзы (Ротмана [2], Люнеберга [3]), однозеркальные [5,6] и двухзеркальные [4] офсетные системы. С учетом больших потерь в микрополосковых линиях в этих диапазонах волн предпочтительным является использование волноводных и диэлектрических линз.

В случае использования в качестве фокусирующего элемента симметричного параболического зеркала для решения проблемы его затенения облучателями применяется двухслойная конструкция [5-6]. Симметричные двухзеркальные системы, в том числе апланатические, могут быть реализованы на основе трехслойной конструкции. Недостатком однозеркальных систем с параболическим зеркалом и классических двухзеркальных систем Грегори и Кассегрена является наличие несимметричных aberrаций, в первую очередь, "комы", величина которой растет с увеличением угла отклонения лучей. Использование офсетных зеркальных систем приводит к дополнительному увеличению aberrаций. Апланатическая двухзеркальная система Шварцшильда [7] свободна от сферической aberrации и комы третьего порядка, а aberrации высших порядков могут быть минимизированы выбором параметров системы [8]. Однако симметричная апланатическая система реализуется в виде трехслойной структуры, что приводит к усложнению конструкции. С целью реализации симметричной апланатической системы на основе двухслойной конструкции в данной работе предложены и исследованы зеркально-линзовые системы, содержащие две поверхности, одна из которых – отражающая, а другая преломляющая. В первом варианте системы преломляющая поверхность вместе с облучателем располагается в первом слое. Этот тип системы будем называть зеркально-

линзовая (ЗЛ) (первая буква в принятом обозначении обозначает тип поверхности, на которую падает плоская волна). Во втором варианте преломляющая поверхность находится во втором слое. Такую систему будем называть линзово-зеркальной (ЛЗ).

### Синтез образующих зеркально-линзовых систем

На рис. 1, 2 показаны отражающие и преломляющие поверхности, а также ход лучей в ЗЛ и ЛЗ системах, соответственно. По аналогии с зеркальными системами будем называть первую поверхность на пути лучей, выходящих из фокуса, - вспомогательной, а вторую поверхность, непосредственно формирующую плоский фронт, - главной. Пусть начало декартовой системы координат  $Z, X$  находится в центре главной поверхности. Примем следующие обозначения:  $f$  - фокальный отрезок, характеризующий положение первичного фокуса на продольной оси системы  $Z$ ,  $d$  - расстояние между образующими,  $\rho_0$  - расстояние от фокуса до образующей вспомогательной поверхности вдоль оси  $Z$ ,  $n$  - относительный показатель преломления диэлектрика. Уравнение вспомогательной поверхности удобно описывать радиус вектором  $\rho(\alpha)$  в полярной системе координат, связанной с фокусом  $f$ . Обозначим  $\beta$  угол между нормалью к вспомогательной поверхности и падающим из фокуса лучом,  $l$  - расстояние между двумя поверхностями вдоль луча,  $\gamma$  - угол между лучом  $l$  и осью  $Z$ . Декартовы координаты точки пересечения луча с главной и вспомогательной поверхностью обозначим  $Z, X$  и  $z, x$ , соответственно.

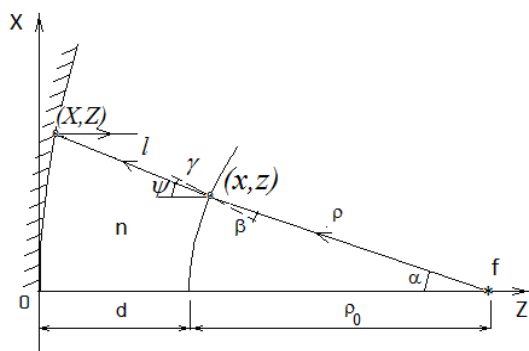


Рис. 1. Схема зеркально-линзовой системы.

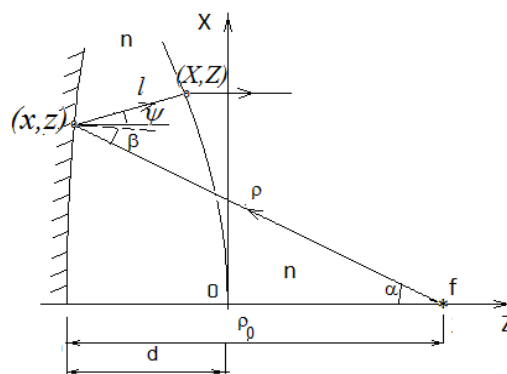


Рис. 2. Схема линзово-зеркальной системы.

Запишем систему уравнений для схемы ЗЛ системы, изображенной на рис. 1. Условие равенства эйконала вдоль лучей:

$$\rho + nl + nS = \rho_0 + 2nd .$$

(1)

Условия равенства проекций лучей на оси X и Z:

$$\rho \sin \alpha + l \sin \psi = y ;$$

(2)

$$(\rho_0 + d) - \rho \cos \alpha - l \cos \psi + S = d .$$

(3)

Условие “синусов” Аббе:

$$X = f_1 \sin \alpha .$$

(4)

Соотношение между углами:

$$\psi = \alpha + \gamma - \beta .$$

(5)



Закон преломления:

$$\sin \beta = n \sin \gamma .$$

(6)

Дифференциальное уравнение радиус-вектора, описывающего вспомогательную поверхность:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\alpha} = \operatorname{tg} \beta .$$

(7)

Выразив  $S$  из (1) и подставив в (3), после подстановки (4) в (3) получим:

$$l \sin \psi = (f_1 - \rho) \sin \alpha ;$$

(8)

$$l(1 + \cos \psi) = \rho_0(1 + 1/n) + 2d - \rho(1/n + \cos \alpha) .$$

(9)

Откуда следует соотношение:

$$\operatorname{tg} \frac{\psi}{2} = \frac{\sin \psi}{(1 + \cos \psi)} = \frac{(f_1 - \rho) \sin \alpha}{\rho_0(1 + 1/n) + 2d - \rho(1/n + \cos \alpha)}$$

(10)

Преобразовывая (6) с учетом (5), получим выражение:

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{n \sin(\psi - \alpha)}{1 - n \cos(\psi - \alpha)}$$

(11)

Дифференциальное уравнение (7) с граничным условием  $\rho(0) = \rho_0$  примет вид:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\alpha} = \frac{n \sin(\psi - \alpha)}{1 - n \cos(\psi - \alpha)},$$

(12)

где

$$\psi = 2 \operatorname{arctg} \left( \frac{(f_1 - \rho) \sin \alpha}{\rho_0(1 + 1/n) + 2d - \rho(1/n + \cos \alpha)} \right) .$$

(13)

Выражения для декартовых координат зеркал в соответствии со схемой на рис.1 имеют вид:

$$x = \rho \sin \alpha, \quad z = d + \rho_0 - \rho \cos \alpha; \quad X = f_1 \sin \alpha, \quad Z = z - l \cos \psi ,$$

(14)

$$\text{где} \quad l = \frac{\rho_0(1 + 1/n) + 2d - \rho(1/n + \cos \alpha)}{1 + \cos \psi}$$

(15)

Для ЛЗ системы, которая изображена на рис. 2, записав уравнения, аналогично (1)-(7), и, выполнив преобразования, получим следующие соотношения:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\alpha} = \frac{\psi + \alpha}{2}$$

(16)

$$\frac{\sin \psi}{(n - \cos \psi)} = \frac{(f_1 - \rho) \sin \alpha}{\rho_0(n + 1) + d(n - 1) - \rho(1/n + \cos \alpha)}$$

(17)

$$l = \frac{\rho_0(n + 1) + d(n - 1) - \rho(1/n + \cos \alpha)}{1 + \cos \psi}$$

(18)

При этом в соответствии с рис.2, выражения для декартовых координат поверхностей запишутся в виде:

$$y = (\rho \sin \alpha, \quad x = (\rho_0 - d) - \rho \cos \alpha; \quad Y = f_1 \sin \alpha, \quad X = x + l \cos \psi \quad (19)$$

Для апланатической системы Шварцшильда функциональная зависимость для угла  $\psi$  определяется равенством:

$$\frac{\sin \psi}{(1 + \cos \psi)} = \frac{(f_1 - \rho) \sin \alpha}{2d - \rho(1 - \cos \alpha)},$$

(20)

при этом дифференциальное уравнение имеет аналитическое решение [7].

В случае двух преломляющих поверхностей (апланатической линзы) дифференциальное уравнение получено в [9], при этом соотношение для угла  $\psi$  имеет вид:

$$\frac{\sin \psi}{(n - \cos \psi)} = \frac{(f_1 - \rho) \sin \alpha}{d(n - 1) - \rho(1 - \cos \alpha)}$$

(21)

Дифференциальные уравнения для зеркально-линзовых систем, как в случае линзы, не имеют аналитического решения, и решения могут быть получены только численно.

#### Анализ aberrаций в зеркально-линзовых системах

Для численного анализа выберем системы с малым осевым расстоянием между поверхностями. Такой выбор обусловлен тем, что при значительных углах отклонения лучей с увеличением расстояния между поверхностями  $d$  для перехвата наклонных лучей требуются дополнительные участки образующей вспомогательной поверхности. При этом поперечный размер этой поверхности может значительно превышать размер главной, определяющей КИП системы. При малых расстояниях  $d$  поперечные размеры главной и вспомогательной поверхностей почти равны, в результате чего практически отсутствует эффект “промахивания” лучей, и эффективность такой системы возрастает.

Анализ aberrаций был выполнен методом трассировки лучей с использованием в качестве критерия среднеквадратичную aberrацию  $\sigma$ . Среднеквадратичная aberrация (СКА) определяется интегральным соотношением, введенным в [8] :

$$\sigma = \sqrt{\int_0^{x_{\max}} h^2(x) dx}, \quad (22)$$

где  $h(x)$  характеризует величину несимметричных aberrаций в пятне рассеяния в зависимости от поперечной координаты выхода луча (рис.3).

Следует заметить, что решение дифференциального уравнения для зеркально-линзовых систем существует не для всех значений параметров  $d$ ,  $\rho_0$ ,  $f_1$ . В этом случае невозможно построение полной картины линий уровня СКА при непрерывном изменении параметров  $d$ ,  $\rho_0$ , как это было сделано в [8] для двухзеркальной системы.

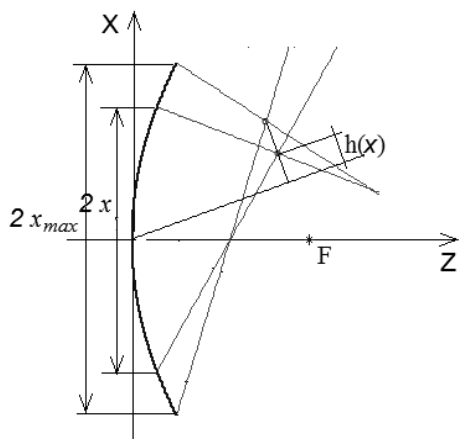


Рис.3 Аберрации в пятне рассеяния.

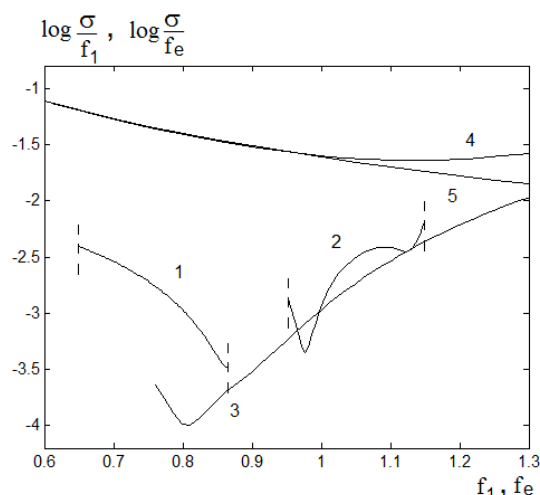


Рис.4 Зависимость величины СКА от фокального радиуса (эквивалентного фокусного расстояния).

Для сравнительного анализа различных систем величины  $d$ ,  $\rho_0$  подбирались таким образом, чтобы при этих параметрах существовали решения как для ЛЗ, так и для ЗЛ систем. Расчеты были выполнены для  $d = 0.16$ ,  $\rho_0 = 0.8$ , значения фокального радиуса при этом изменялись в области существования решений (все линейные параметры при этом нормировались на поперечный размер главной поверхности). Результаты расчетов зависимости СКА от фокального радиуса для показателя преломления  $n = 1.6$  изображены на рис.4 (кривая 1 соответствует ЛЗ системе, кривая 2 – ЗЛ). По оси ординат приведены значения функции  $\log(\sigma/f_1)$ . Нормировка величины  $\sigma$  на фокальный радиус  $f_1$  позволяет сравнивать размеры геометрооптического пятна рассеяния, определяемого аберрациями, и дифракционного пятна, зависящего от электрического размера апертуры главной поверхности [8].

Для сравнения на рис.4 приведены зависимости, рассчитанные для двухзеркальной системы Шварцшильда (кривая 3), системы Кассегрена (кривая 4), а также для параболического зеркала (кривая 5). Как видно из рисунка, для апланатических зеркально-линзовых систем уровень аберраций соизмерим с уровнем аберраций в зеркальной системе Шварцшильда.

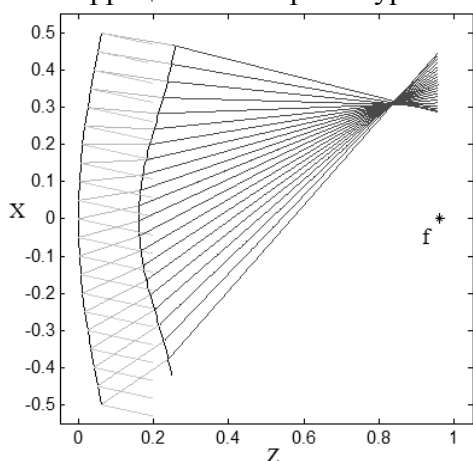


Рис. 5. Фокусировка в зеркально-линзовой (ЗЛ) системе ( $n=1.6, d=0.16, \rho_0=0.8, f_1=0.977$ ).

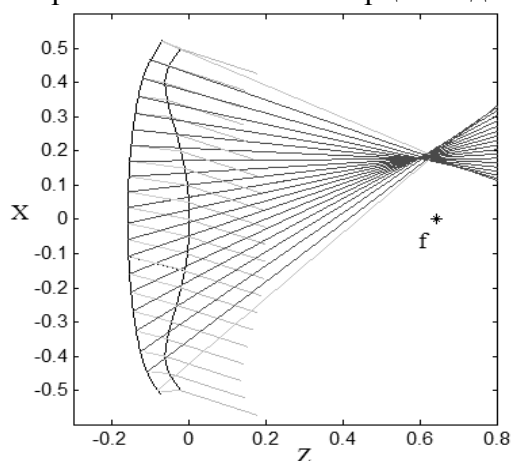


Рис. 6. Фокусировка в линзово-зеркальной (ЛЗ) системе ( $n=1.6, d=0.16, \rho_0=0.8, f_1=0.865$ ).

В области существования решения можно определить значения фокального радиуса  $f_1$ , при которых достигается минимум СКА, т. е. минимизировать несимметричные аберрации

высших порядков. На рис. 5, 6, соответственно, представлены образующие ЗЛ для  $f_l=0.977$  и ЛЗ для  $f_l=0.865$  систем, а также трассировка лучей в этих системах для угла зрения  $20^\circ$ . Выбранные значения  $f_l$  обеспечивают минимумы функции  $\log(\sigma/f_l)$  для зеркально-линзовых систем (см. кривые 1, 2 на рис. 4). Для сравнения систем по уровню aberrаций в пятне рассеяния на рисунках 7,8 приведены, соответственно, образующие и трассировка лучей в апланатической системе Шварцшильда с фокальным радиусом  $f_l=0.81$ , оптимизированной по минимуму СКА, и системе Кассегрена с эквивалентным фокусным расстоянием  $f_e=0.81$  и одинаковыми значениями параметров  $d$  и  $\rho_0$ . Как видно на рис. 4 при указанном значении фокусного расстояния уровень aberrаций в системе Кассегрена такой же, как для параболического зеркала.

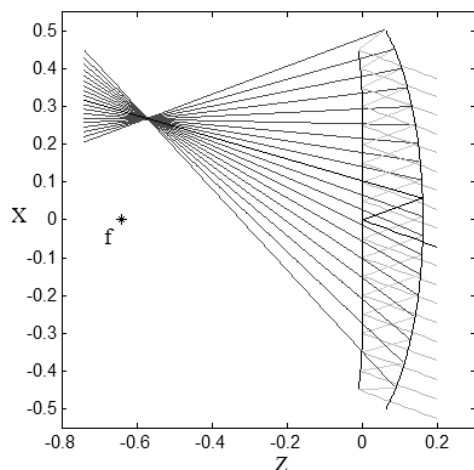


Рис.7. Фокусировка в системе Шварцшильда ( $d = 0.16$   $\rho_0=0.8$ ,  $f_l=0.81$ ).

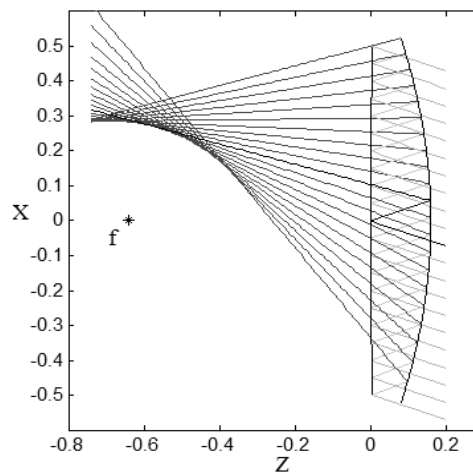


Рис.8. Фокусировка в системе Кассегрена ( $d = 0.16$   $\rho_0=0.8$ ,  $f_e=0.81$ ).

Как следует из расчетов, с увеличением продольного размера  $\rho_0$  уровень aberrаций уменьшается так же, как в двухзеркальной апланатической системе [8], и aberrации тем меньше, чем больше показатель преломления  $n$ .

#### Выводы

Используя двухслойные планарные апланатические зеркально-линзовые системы, можно реализовать практически такие же большие углы зрения, как и в двухзеркальных апланатических системах, при более простой конструкции системы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Rotman W. Wide angle scanning with microwave double-layer pillboxes // IRE trans. 1957. N10.
2. Cheng H., Hong W., Wu K., Qi Kuai Z., Chen Yu, Chen J, Zhou J. and Tang H. Substrate Integrated Waveguide (SIW) Rotman Lens and Its Ka-Band Multibeam Array Antenna Applications // IEEE Trans. AP. 2008. N8.
3. Ахияров В.В., Калосин В.А., Никитин Е.А., Исследование широкополосных планарных линз Люнебурга// ЖРЭ, 2014, №1, <http://jre.cplire.ru/jre/jan14/18/text.html>.
4. Cheng Y., Hong W., and Wu K. Millimeter-Wave Substrate Integrated Waveguide Multibeam Antenna Based on the Parabolic Reflector Principle // IEEE Trans. AP. 2008. V.56, N. 9.
5. Ettore M., Sauleau R. and Le Coq L. Multi-Beam Multi-Layer Leaky-Wave SIW Pillbox Antenna for Millimeter-Wave Applications // IEEE Trans AP. 2011. V. 59, N. 4.

6. Gandini E., Ettore M., Casaletti M., Tekkouk K., Le Coq L., Sauleau R., SIW Slotted Waveguide Array with Pillbox Transition for Mechanical Beam Scanning //IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, V. 11, Dec. 2012.
7. Галимов Г.К. Апланаты, т.3: “Антенны-связь НПК”, 2011.
8. Калошин В. А., Фролова Е. В. Анализ и минимизация aberrаций в широкоугольных планарных зеркальных системах// ЖРЭ, 2014, №1, <http://jre.cplire.ru/jre/jan14/16/text.html>
9. Head A.K., Aplanatic Lens, Proceedings of the Physical Society, Volume 74, Issue 6, 1959.

## ИЗЛУЧЕНИЕ СЛАБОНАПРАВЛЕННЫХ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ АНТЕНН С КРУГЛЫМИ ЭКРАНАМИ

В. А. Калошин<sup>1</sup>, К. К. Клионовски<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН  
[vak@cplire.ru](mailto:vak@cplire.ru),

<sup>2</sup> ООО «Радиоэлектронные технологии»  
[klionovski@outlook.com](mailto:klionovski@outlook.com)

Приведено решение модельной задачи рассеяния векторной тороидальной волны с гармонической азимутальной зависимостью общего вида на полупрозрачном диске в приближении Кирхгофа. Полученные асимптотические формулы для диаграммы рассеяния использованы для моделирования различных типов слабонаправленных осесимметричных антенн с круглыми экранами: рамки, пэтч и открытого конца волновода. Результаты моделирования сопоставлены с соответствующими численными результатами, полученными методом конечных элементов.

### Введение

В целях уменьшения обратного излучения слабонаправленных антенн используют экраны. Наиболее часто используются круглые металлические (см. работу [1] и библиографию к ней) и импедансные экраны (см. [2, 3] и библиографию). Кроме того, применяются полупрозрачные [4, 5] экраны, которые в общем случае характеризуются двумя коэффициентами отражения  $\eta_{\rho, \varphi}$  и прохождения  $\tau_{\rho, \varphi}$  (для радиальной ( $\rho$ ) и азимутальной ( $\varphi$ ) компоненты магнитного поля на поверхности экрана). Данные коэффициенты в осесимметричном случае зависят от радиальной координаты точки на поверхности экрана и угла падения волны на экран в этой точке.

В работе [1] в приближении Кирхгофа получены асимптотические выражения для поля диполя, рассеянного соосно расположенным полупрозрачным диском и показано, что полученные асимптотические выражения обеспечивают хорошее совпадение с численным решением интегрального уравнения для данной задачи. В данной работе развитая методика обобщается на случай рассеяния векторной тороидальной волны, создаваемой кольцевым источником радиусом  $a$ , с меридиональной  $H_{\theta}(\theta, \varphi) = D_{\theta}(\theta)[J_{n-1}(ka \sin \theta) \pm J_{n+1}(ka \sin \theta)] \cos(n\varphi + \psi)$  и азимутальной поляризацией

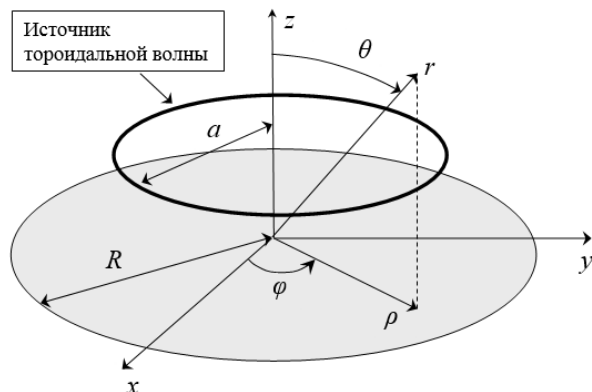


Рис. 1. Рассеяние тороидальной волны на диске

$H_\varphi(\theta, \varphi) = D_\varphi(\theta) [J_{n-1}(k \sin \theta) \pm J_{n+1}(k \sin \theta)] \cos(n\varphi + \psi)$  вектора напряженности магнитного поля в свободном пространстве. Здесь  $k=2\pi/\lambda$ ;  $\lambda$  – длина волны излучения;  $n=0, 1, \dots$ ;  $\theta, \varphi$  – сферические координаты;  $\psi$  – начальная фаза;  $D_\theta(\theta)$  и  $D_\varphi(\theta)$  – диаграммы направленности (ДН) источника в меридиональной плоскости.

В работе получены равномерные по расстоянию от границ свет-тень асимптотические формулы для расчета ДН векторной тороидальной волны на полупрозрачном диске радиусом  $R$ . При этом источник расположен соосно диску на расстоянии  $h$  от его поверхности.

Асимптотические выражения для ДН получены отдельно для области углов наблюдения вблизи и вдали от оси диска и, как показано, описывают решение во всем пространстве.

### 1. Асимптотические выражения для поля вдали от оси.

При условии, что коэффициенты отражения и прохождения являются медленно меняющимися функциями, асимптотические выражения для меридиональной  $H_\theta^\Sigma(\theta, \varphi)$  и азимутальной  $H_\varphi^\Sigma(\theta, \varphi)$  компонент ДН тороидальной волны, рассеянной полупрозрачным диском, для области углов  $\theta$  вдали от оси в приближении Кирхгофа имеют вид

$$H_\theta^\Sigma(\theta, \varphi) = H_\theta(\theta, \varphi) \left[ e^{ikh \cos \theta} \chi(\pi/2 + \theta^s - \theta) + \xi \eta_\rho(h \tan \theta) e^{-ikh \cos \theta} \chi(\pi/2 - \theta^s - \theta) + \tau_\rho(h \tan(\pi - \theta)) e^{ikh \cos \theta} \chi(\theta - \pi/2 - \theta^s) \right] + \eta_\rho(R) H_\theta(\theta, \varphi) f_1(\theta) + \sin \theta^s \eta_\rho(R) H_\theta(\pi/2 + \theta^s, \varphi) f_2(\theta), \quad (1)$$

при меридиональной поляризации падающей волны, и

$$H_\varphi^\Sigma(\theta, \varphi) = H_\varphi(\theta, \varphi) \left[ e^{ikh \cos \theta} \chi(\pi/2 + \theta^s - \theta) + \xi \eta_\varphi(h \tan \theta) e^{-ikh \cos \theta} \chi(\pi/2 - \theta^s - \theta) + \tau_\varphi(h \tan(\pi - \theta)) e^{ikh \cos \theta} \chi(\theta - \pi/2 - \theta^s) \right] + \eta_\varphi(R) H_\varphi(\theta, \varphi) f_1(\theta) - \cos \theta \eta_\varphi(R) H_\varphi(\pi/2 + \theta^s, \varphi) f_2(\theta), \quad (2)$$

при азимутальной поляризации падающей волны. Здесь

$$f_1(\theta) = \sqrt{\cos \theta^s / \sin \theta} \left( e^{ikh \cos \theta} [F(s_Q^r(\theta)) - \tilde{F}(s_Q^r(\theta)) - (-1)^n i(F(s_P^r(\theta)) - \tilde{F}(s_P^r(\theta)))] + \xi e^{-ikh \cos \theta} [F(s_Q^m(\theta)) - \tilde{F}(s_Q^m(\theta)) - (-1)^n i(F(s_P^m(\theta)) - \tilde{F}(s_P^m(\theta)))] \right) + f_2(\theta) = \frac{i^n \sqrt{R}}{L \sqrt{2\pi k \sin \theta}} \left( e^{i(kR \sin \theta - kL - \frac{\pi}{4} - \frac{n\pi}{2})} [\cos(\Theta_1(\theta)) + \cos \theta^s]^{-1} - e^{-i(kR \sin \theta + kL - \frac{\pi}{4} - \frac{n\pi}{2})} [\cos(\Theta_2(\theta)) + \cos \theta^s]^{-1} \right), \quad (3)$$

$$F(x) = -\text{sign}(x) \sqrt{\frac{i}{\pi}} \int_{-\infty}^{-\text{sign}(x)x} e^{-it^2} dt, \quad \tilde{F}(x) = -\frac{e^{-ix^2}}{2\sqrt{i\pi x}}, \quad \chi(z) = \begin{cases} 1, & z \geq 0 \\ 0, & z < 0 \end{cases}, \quad \Theta_2(\theta) = \begin{cases} \pi/2 - \theta, & 0 \leq \theta < \pi/2 \\ 2\pi + \pi/2 - \theta, & \pi/2 \leq \theta \leq \pi \end{cases}$$

$$s_Q^r(\theta) = \sqrt{2kL} \cos((\Theta_1(\theta) - \theta^s)/2), \quad s_P^r(\theta) = \sqrt{2kL} \cos((\Theta_2(\theta) - \theta^s)/2), \quad s_Q^m(\theta) = \sqrt{2kL} \cos((\Theta_1(\theta) + \theta^s)/2),$$

$$s_P^m(\theta) = \sqrt{2kL} \cos((\Theta_2(\theta) + \theta^s)/2), \quad \Theta_1(\theta) = \theta + \pi/2, \quad \theta^s = \arctan(h/R), \quad L = \sqrt{R^2 + h^2}, \quad i = \sqrt{-1}.$$

Для идеально проводящего диска асимптотические выражения (1), (2) можно уточнить путем замены ДН краевой волны в приближении Кирхгофа (последнее слагаемое в указанных выражениях) на ДН краевой волны из решения Зоммерфельда для идеально проводящего клина. В результате получаем асимптотические выражения ДН вдали от оси в приближении физической теории дифракции (ФТД):

$$H_\theta^\Sigma(r, \theta, \varphi) = H_\theta(\theta, \varphi) \left[ e^{ikh \cos \theta} \chi(\pi/2 + \theta^s - \theta) + \xi e^{-ikh \cos \theta} \chi(\pi/2 - \theta^s - \theta) \right] + H_\theta(\theta, \varphi) f_1(\theta) + \sqrt{\cos \theta^s / \sin \theta} \left[ H_\theta(\pi/2 + \theta^s, \varphi) e^{ikh \cos \theta} [\tilde{F}(s_Q^r(\theta)) - (-1)^n i \tilde{F}(s_P^r(\theta))] + \xi H_\theta(\pi/2 - \theta^s, \varphi) e^{-ikh \cos \theta} [\tilde{F}(s_Q^m(\theta)) - (-1)^n i \tilde{F}(s_P^m(\theta))] \right], \quad (4)$$

при меридиональной поляризации падающей волны, и

$$\begin{aligned}
 H_{\varphi}^{\Sigma}(\theta, \varphi) = & H_{\varphi}(\theta, \varphi) \left[ e^{ikh \cos \theta} \chi(\pi/2 + \theta^s - \theta) + \xi e^{-ikh \cos \theta} \chi(\pi/2 - \theta^s - \theta) \right] + H_{\varphi}(\theta, \varphi) f_1(\theta) + \\
 & + \sqrt{\cos \theta^s / \sin \theta} \left[ H_{\varphi}(\pi/2 + \theta^s, \varphi) e^{ikh \cos \theta} \left[ \tilde{F}(s_{\varrho}^r(\theta)) - (-1)^n i \tilde{F}(s_{\rho}^r(\theta)) \right] + \right. \\
 & + \xi H_{\varphi}(\pi/2 - \theta^s, \varphi) e^{-ikh \cos \theta} \left[ \tilde{F}(s_{\varrho}^m(\theta)) - (-1)^n i \tilde{F}(s_{\rho}^m(\theta)) \right] \left. \right] + \\
 & + (-1)^n \sqrt{2iR} \left( L \sqrt{\pi k \sin \theta} \right)^{-1} H_{\varphi}(\pi/2 + \theta^s, \varphi) e^{-ik(R \sin \theta + L)} \text{sign}(\sin(\pi/4 - \theta/2)) F(\sqrt{2kR(1 - \sin \theta)}),
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

при азимутальной поляризации падающей волны. Переменная будет равна  $\xi = -1$  или  $1$  в случае, когда источник, полученный по методу зеркального изображения, противофазен или синфазен истинному источнику. Последнее слагаемое в (5) описывает вторичную дифракцию на идеально проводящем диске.

## 2. Асимптотические выражения для поля вблизи от оси.

Для первого члена асимптотического разложения ДН вблизи оси получаем выражения: при меридиональной поляризации падающей волны –

$$H_{\theta}^{\Sigma}(\theta, \varphi) = \begin{cases} H_{\theta}(\theta, \varphi) \left[ e^{ikh \cos \theta} + \xi \eta_{\rho}(h \tan \theta) e^{-ikh \cos \theta} \right] - H_{\theta}^s(\theta, \varphi), & 0 \leq \theta \leq \pi/2 \\ H_{\theta}(\theta, \varphi) \tau_{\rho}(h \tan(\pi - \theta)) e^{ikh \cos \theta} - H_{\theta}^s(\theta, \varphi), & \pi/2 < \theta \leq \pi \end{cases},
 \tag{6}$$

при азимутальной поляризации падающей волны –

$$H_{\varphi}^{\Sigma}(\theta, \varphi) = \begin{cases} H_{\varphi}(\theta, \varphi) \left[ e^{ikh \cos \theta} + \xi \eta_{\varphi}(h \tan \theta) e^{-ikh \cos \theta} \right] - H_{\varphi}^s(\theta, \varphi), & 0 \leq \theta \leq \pi/2 \\ H_{\varphi}(\theta, \varphi) \tau_{\varphi}(h \tan(\pi - \theta)) e^{ikh \cos \theta} - H_{\varphi}^s(\theta, \varphi), & \pi/2 < \theta \leq \pi \end{cases}.
 \tag{7}$$

Компоненты ДН волны, рассеянной диском, в (6), (7) имеют вид

$$H_{\theta}^s(\theta, \varphi) = 0.5i^{n+1} \sin \theta^s \eta_{\rho}(R) H_{\theta}(\pi/2 + \theta^s, \varphi) \left[ J_{n-1}(kR \sin \theta) - J_{n+1}(kR \sin \theta) + f_3(\theta) \right] e^{-ikL},
 \tag{8}$$

$$H_{\varphi}^s(\theta, \varphi) = -0.5i^{n+1} \sin \theta^s \eta_{\rho}(R) H_{\theta}(\pi/2 + \theta^s, \varphi - \pi/2n) \cos \theta \left[ J_{n-1}(kR \sin \theta) + J_{n+1}(kR \sin \theta) + f_4(\theta) \right] e^{-ikL},$$

при меридиональной поляризации падающей волны, и

$$H_{\theta}^s(\theta, \varphi) = -0.5i^{n+1} \eta_{\varphi}(R) H_{\varphi}(\pi/2 + \theta^s, \varphi - \pi/2n) \left[ J_{n-1}(kR \sin \theta) + J_{n+1}(kR \sin \theta) + f_4(\theta) \right] e^{-ikL},
 \tag{9}$$

$$H_{\varphi}^s(\theta, \varphi) = -0.5i^{n+1} \eta_{\varphi}(R) H_{\varphi}(\pi/2 + \theta^s, \varphi) \cos \theta \left[ J_{n-1}(kR \sin \theta) - J_{n+1}(kR \sin \theta) + f_3(\theta) \right] e^{-ikL},$$

при азимутальной поляризации падающей волны. Здесь  $J_n(kR \sin \theta)$  – функция Бесселя порядка  $n$  от аргумента  $kR \sin \theta$ . Функции  $f_3(\theta)$  и  $f_4(\theta)$  имеют вид

$$f_3(\theta) = \begin{cases} i \frac{\sin \theta (J_0(kR \sin \theta) - J_2(kR \sin \theta))}{\cos \theta^s}, & n = 0 \\ i \frac{\sin \theta (3J_1(kR \sin \theta) - J_3(kR \sin \theta))}{2 \cos \theta^s}, & n = 1, \\ 0, & n \geq 2 \end{cases}, \quad f_4(\theta) = \begin{cases} 0, & n = 0 \\ i \frac{\sin \theta (J_3(kR \sin \theta) + J_1(kR \sin \theta))}{2 \cos \theta^s}, & n = 1. \\ 0, & n \geq 2 \end{cases}.
 \tag{10}$$

Уточним асимптотические выражения (6), (7), используя асимптотические формулы из работы [6], которые получены в приближении ФТД для общего случая рассеяния осесимметричного лучевого поля на идеально проводящем осесимметричном теле с кромкой.

В частном случае рассеяния тороидальной волны на диске, асимптотические выражения составляющих ДН для углов вблизи от оси в приближении ФТД имеют вид:

$$H_{\theta}^{\Sigma}(\theta, \varphi) = \begin{cases} H_{\theta}(\theta, \varphi) \left[ e^{ikh \cos \theta} + \xi e^{-ikh \cos \theta} \right] - H_{\theta}^s(\theta, \varphi), & 0 \leq \theta \leq \pi/2 \\ -H_{\theta}^s(\pi - \theta, \varphi), & \pi/2 < \theta \leq \pi \end{cases},
 \tag{11}$$

при меридиональной поляризации падающей волны, и



$$H_{\varphi}^{\Sigma}(\theta, \varphi) = \begin{cases} H_{\varphi}^s(\theta, \varphi) [e^{ikh \cos \theta} + \xi e^{-ikh \cos \theta}] - H_{\varphi}^s(\theta, \varphi), & 0 \leq \theta \leq \pi/2 \\ -H_{\varphi}^s(\pi - \theta, \varphi), & \pi/2 < \theta \leq \pi \end{cases},$$

(12)

при азимутальной поляризации падающей волны. Компоненты ДН волны, рассеянной идеально проводящим диском, в (11), (12) имеют вид

$$H_{\theta}^s(\theta, \varphi) = 0.25i^{n+1} \cos \theta^s H_{\theta}(\pi/2 + \theta^s, \varphi) [J'_n(u(\theta)) \omega_0^+(\theta) - iJ'_{n+1}(u(\theta)) \omega_0^-(\theta)] e^{-ikL},$$

$$H_{\varphi}^s(\theta, \varphi) = \frac{(-i)^{n+1} \cos \theta^s}{4} H_{\theta}(\pi/2 + \theta^s, \varphi + \pi/2n) \cos \theta \left[ n \frac{J_n(u(\theta))}{u(\theta)} \omega_0^+(\theta) - i(n+1) \frac{J_{n+1}(u(\theta))}{u(\theta)} \omega_0^-(\theta) \right] e^{-ikL},$$

при меридиональной поляризации падающей волны, и

$$H_{\theta}^s(\theta, \varphi) = -\frac{i^{n+1} \cos \theta^s}{4} H_{\varphi}(\pi/2 + \theta^s, \varphi + \pi/2n) \left[ n \frac{J_n(u(\theta))}{u(\theta)} \Omega_0^+(\theta) - i(n+1) \frac{J_{n+1}(u(\theta))}{u(\theta)} \Omega_0^-(\theta) \right] e^{-ikL},$$

$$H_{\varphi}^s(\theta, \varphi) = 0.25(-i)^{n+1} \cos \theta^s H_{\varphi}(\pi/2 + \theta^s, \varphi) \cos \theta [J'_n(u(\theta)) \Omega_0^+(\theta) - iJ'_{n+1}(u(\theta)) \Omega_0^-(\theta)] e^{-ikL}.$$

при азимутальной поляризации падающей волны, где

$$\Omega_0^{\pm}(\theta) = -V_e(\theta)/\cos \theta \mp V_e(-\theta)/\cos \theta, \quad \omega_0^{\pm}(\theta) = V_m(\theta) \pm V_m(-\theta), \quad u(\theta) = kR \sin \theta, \quad J'_n(x) = d[J_n(x)]/dx,$$

$$V_e(\theta) = (2\sqrt{2\pi})^{-1} \left[ \cos((\Theta_1(\theta) - \theta^s)/2) \right]^{-1} + \left[ \cos((\Theta_1(\theta) + \theta^s)/2) \right]^{-1} - 2 \cos \theta / (\sin \theta - \cos \theta^s),$$

$$V_m(\theta) = (2\sqrt{2\pi})^{-1} \left[ \cos((\Theta_1(\theta) - \theta^s)/2) \right]^{-1} - \left[ \cos((\Theta_1(\theta) + \theta^s)/2) \right]^{-1} - 2 \sin \theta^s / (\sin \theta - \cos \theta^s).$$

### 3. Моделирование осесимметричных слабонаправленных антенн

Диаграмма направленности рамочной антенны радиуса  $a$  в свободном пространстве имеет следующие компоненты –

$$H_{\theta}(\theta, \varphi) = i[J_0(k a \sin \theta) - J_2(k a \sin \theta)] e^{i\varphi}, \quad H_{\varphi}(\theta, \varphi) = -\cos \theta [J_0(k a \sin \theta) + J_2(k a \sin \theta)] e^{i\varphi}.$$

(15)

Диаграмма направленности пэтч антенны радиуса  $a$  в свободном пространстве имеет компоненты

$$H_{\theta}(\theta, \varphi) = \cos \theta [J_0(k a \sin \theta) + J_2(k a \sin \theta)] \sin \varphi, \quad H_{\varphi}(\theta, \varphi) = [J_0(k a \sin \theta) - J_2(k a \sin \theta)] \cos \varphi.$$

(16)

Диаграмма направленности открытого конца круглого волновода радиуса  $a$  с волной  $H_{11}$  при условии  $ka \gg 1$  имеет компоненты [7]:

$$H_{\varphi}(\theta, \varphi) = \begin{cases} i1.18\pi k^3 a^4 \Delta \sin(\tilde{\theta}_1/2) \cos(\theta/2) [J_0(k a \sin \theta) + J_2(k a \sin \theta)] \sin \varphi e^{U(\pi-\theta) + \tilde{U}(\pi-\tilde{\theta}_1)}, & 0 \leq \theta \leq \pi/2 \\ i1.18ka^2 \Delta \sin(\tilde{\theta}_1/2) \sin \varphi [\sin(\theta/2) \sin \theta H_1^{(1)}(k a \sin \theta)]^{-1} e^{U(\pi-\theta) + \tilde{U}(\pi-\tilde{\theta}_1)}, & \pi/2 < \theta \leq \pi \end{cases},$$

$$H_{\theta}(\theta, \varphi) = \begin{cases} \frac{\pi a \cos(\theta/2) [J_0(k a \sin \theta) - J_2(k a \sin \theta)] \left[ 1 + \Delta^2 \left[ \frac{\tan(\tilde{\theta}_1/2)}{\cot(\theta/2)} \right]^2 \right]}{\sin(\tilde{\theta}_1/2) (\cos \theta + \cos \tilde{\theta}_1)} e^{\tilde{U}(\pi-\theta) + \tilde{U}(\pi-\tilde{\theta}_1)} \cos \varphi, & 0 \leq \theta \leq \pi/2, \\ -\frac{2 \left[ 1 + \Delta^2 \left[ \tan(\tilde{\theta}_1/2) / \cot(\theta/2) \right]^2 \right] e^{\tilde{U}(\pi-\theta) + \tilde{U}(\pi-\tilde{\theta}_1)} \cos \varphi}{k \sin(\tilde{\theta}_1/2) \sin(\theta/2) [H_0^{(1)}(k a \sin \theta) - H_2^{(1)}(k a \sin \theta)] (\cos \theta + \cos \tilde{\theta}_1)}, & \pi/2 < \theta \leq \pi \end{cases}$$

$$U(\theta) = (i2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} (t - \sqrt{i2ka \cos \theta})^{-1} \ln \left( 1 - e^{i2[\arctan(N_1(ka)/J_1(ka)) + \pi/2] - 0.5t^2} \right) dt, \quad \tilde{\theta}_1 = \arccos \left[ -\sqrt{k^2 - (1.841/a)^2} / k \right],$$

$$\tilde{U}(\theta) = (i2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} (t - \sqrt{i2ka \cos \theta})^{-1} \ln \left( 1 - e^{i2[\arctan([N_0(ka) - N_2(ka)]/[J_0(ka) - J_2(ka)]) - \pi/2] - 0.5t^2} \right) dt, \quad \Delta = ie^{U(\pi) - \tilde{U}(\pi)} / (2ka).$$

Здесь  $N_n(x)$  и  $H_n^{(1)}(x)$  – функция Неймана и Ханкеля первого рода порядка  $n$  от аргумента  $x$ , соответственно. Результаты расчета коэффициента усиления (КУ) рамочной антенны радиусом  $a = \lambda/2\pi$  и толщиной проводника  $0.05\lambda$ , расположенной на расстоянии  $h = 0.25\lambda$  над

идеально проводящим диском радиусом  $R=2\lambda$ , в Е-плоскости  $H_\varphi^\Sigma(\theta, \varphi = 0)$  и Н-плоскости  $H_\theta^\Sigma(\theta, \varphi = 0)$  представлены на рис. 2 и 3, соответственно.

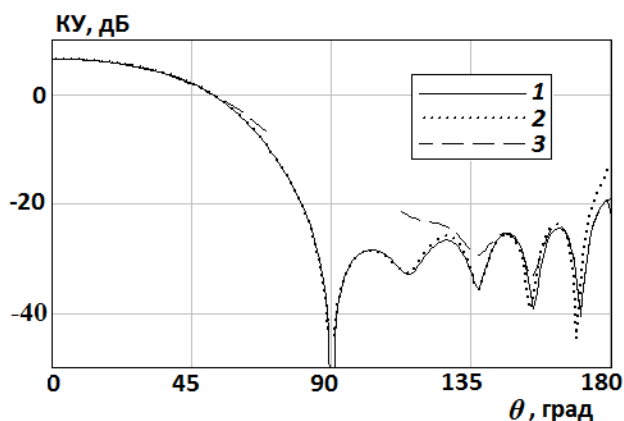


Рис. 2. ДН рамочной антенны в Е-плоскости: 1- численный расчет методом конечных элементов; 2 - асимптотическая формула (5) вдали от оси; 3 - асимптотическая формула (12) вблизи оси.

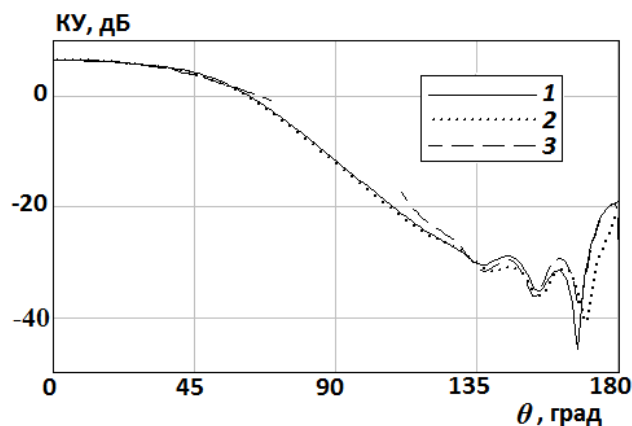


Рис. 3. ДН рамочной антенны в Н-плоскости: 1- численный расчет методом конечных элементов; 2 - асимптотическая формула (4) вдали от оси; 3 - асимптотическая формула (11) вблизи оси.

Результаты расчета КУ пэточа радиусом  $a=\lambda/8$  и толщиной  $0.05\lambda$ , возбуждающегося коаксиальным разъемом, расположенного на идеально проводящем диске радиусом  $R=2\lambda$ , в Е-плоскости  $H_\varphi^\Sigma(\theta, \varphi = 0)$  и Н-плоскости  $H_\theta^\Sigma(\theta, \varphi = \pi/2)$  представлены на рис. 4 и 5, соответственно.

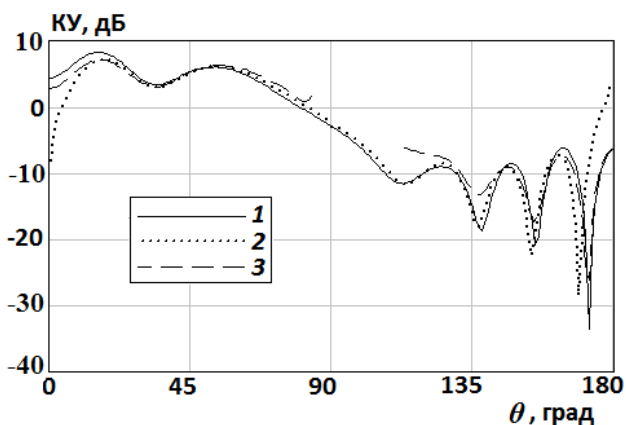


Рис. 4. ДН пэточа в Е-плоскости: 1- численный расчет методом конечных элементов; 2 - асимптотическая формула (5) вдали от оси; 3 - асимптотическая формула (12) вблизи оси.

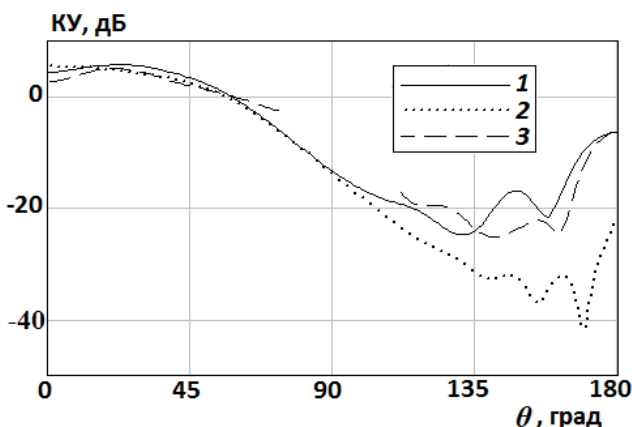


Рис. 5. ДН пэточа в Н-плоскости: 1 - численный расчет методом конечных элементов; 2 - асимптотическая формула (4) вдали от оси; 3 - асимптотическая формула (11) вблизи оси

Результаты расчета КУ открытого конца круглого волновода радиусом  $a=\lambda$  с волной  $H_{11}$ , расположенного в плоскости идеально проводящего диска радиусом  $R=2\lambda$ , в Е-плоскости  $H_\varphi^\Sigma(\theta, \varphi = \pi/2)$  и Н-плоскости  $H_\theta^\Sigma(\theta, \varphi = 0)$  представлены на рис. 6 и 7, соответственно.

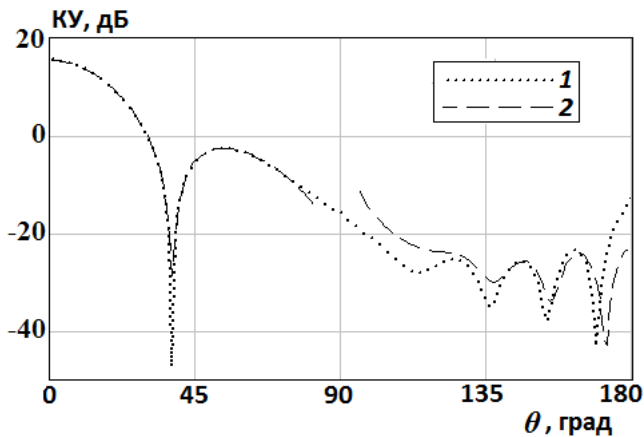


Рис. 6. ДН открытого конца круглого волновода в Е-плоскости: 1 - асимптотическая формула (5) вдали от оси; 2 - асимптотическая формула (12) вблизи оси.

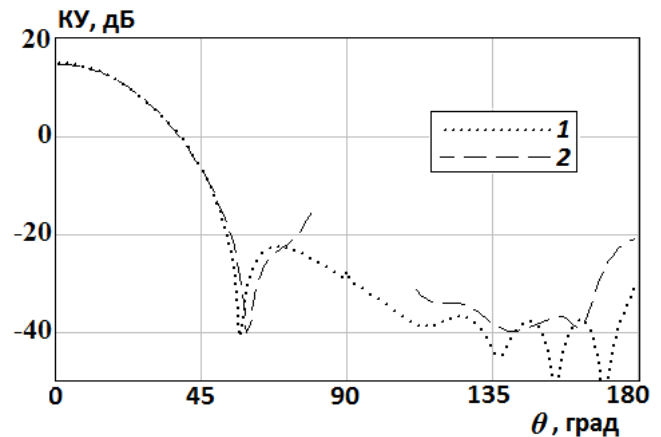


Рис. 7. ДН открытого конца круглого волновода в Н-плоскости: 1 - асимптотическая формула (4) вдали от оси; 2 - асимптотическая формула (11) вблизи оси.

Из графиков на рис. 2-7 видно, что асимптотические решения для ДН слабонаправленных антенн с экраном вблизи и вдали от оси перекрываются. В случае рамочной антенны совпадение асимптотических формул и численного расчета имеет точность порядка 1 дБ. Для пэтча с идеально проводящим диском в Е-плоскости точность асимптотических формул порядка 2 дБ, а в Н-плоскости точность в задней полусфере ниже указанного значения, что объясняется тем, что амплитуда поля кольцевого тока, падающего на кромку диска, значительно ниже амплитуды поля пэтча в этом направлении.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kaloshin V. A. and Klionovski K. K., Radiation of a dipole located on axis of a semitransparent disk // Journal of Radioelectronics, №.5, 2014, URL: <http://jre.cplire.ru/jre/may14/10/text.pdf>.
2. Wang EnCheng, Wang Zhuopeng, and Chang Zhang, A Wideband Antenna for Global Navigation Satellite System with Reduced Multipath Effect // IEEE Antenn. and Wireless Propag. Lett., vol. 12, pp. 124-127, 2013.
3. Aboerwal N. A., Balanis C. A., and Birtcher C. R., Coated Ground Plane Edge Diffractions and Amplitude Patterns of Coated Circular Apertures // 2014 IEEE Int. Symp. on Antenn. and Propag. and USNC-URSI Radio Sci. Meeting, pp. 2226-2227.
4. Wang R.W. and Liepa V.V., Reduction of the edge diffraction of a circular ground plane by using resistive edge loading // Antenn. and Propag. Soc. Int. Symp., vol. 23, pp. 769-771, June 1985.
5. Klionovski K. K. Theoretical and Experimental Research of Diffraction on Round Semitransparent Ground Plane // IEEE Trans. on Antenn. and Propag., vol. 61, no. 6, pp. 3207-3215, June 2013.
6. Калошин В. А., Попов А. П., Рассеяние на осесимметричной кромке // РЭ, Т. 29, № 8, 1984, С.1502-1509.
7. Вайнштейн Л. А. Теория диффракции и метод факторизации. М.: Сов. радио, 1966.

## Исследование и оптимизация ТЕМ рупоров в сверхширокой полосе частот

Ефимова Н.А.

natalie@cplire.ru

В работе предлагается несколько моделей для описания излучения нерегулярного ТЕМ рупора. Точность и область применимости моделей оценивается на основе сравнения характеристик излучения антенн, вычисленных с помощью предлагаемых моделей, с аналогичными характеристиками, вычисленными с помощью метода конечных элементов. Решается задача оптимизации формы образующей рупора с целью стабилизации диаграммы направленности в сверхширокой полосе частот.

Ключевые слова: СШП, рупорная антенна, диаграмма направленности, оптимизация, стабилизация формы диаграммы направленности

Сверхширокополосные (СШП) системы связи известны уже более двадцати лет. За это время они прошли путь от чисто академической проблемы до коммерческой разработки. Так, например, на данный момент разрабатывается стандарт мульти-гигабитной беспроводной связи «gigabit wireless» на основе технологии передачи сигнала в сверхширокой полосе частот [1]. Таким образом, задача разработки излучателей для СШП систем связи сейчас крайне актуальна.

При передаче СШП сигнала приобретает значение стабильность характеристик направленности излучателя во всей рабочей полосе частот. Стабилизации диаграммы направленности (ДН) можно достигнуть с помощью оптимизации геометрии антенны, например, выбора формы образующей нерегулярного рупора (см. рис. 1) [2–4]. Основными геометрическими параметрами рупора являются углы раскрыва  $\alpha$  и  $\beta$  и радиус  $a$  сферы, описанной вокруг антенны.

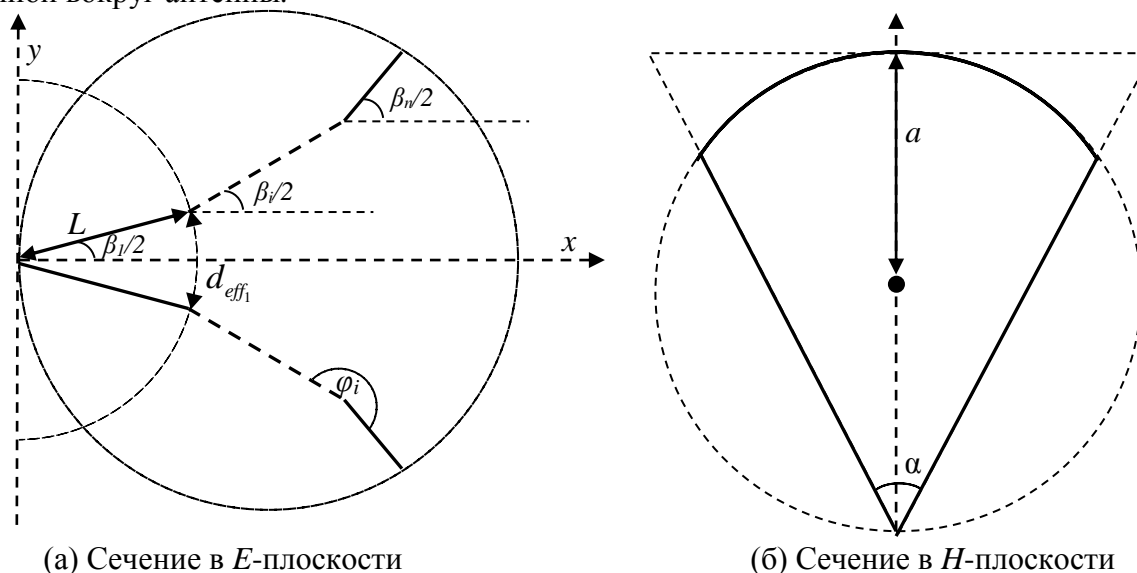


Рис. 1. Сечения нерегулярного ТЕМ рупора

Рассмотрим модель излучения нерегулярного рупора, основанную на выражении для диаграммы направленности плоского волновода в  $E$ -плоскости из [5]. В нем расстояние между пластинами плоского волновода для получения диаграммы направленности ТЕМ рупора заменяется дугой, соединяющей пластины ТЕМ рупора. Таким образом, диаграммы направленности СШП ТЕМ рупора в  $E$ -плоскости находятся по формуле:

$$F(\theta) = \frac{e^{-\pi q_{eff}} e^{-\pi q_{eff} \cos \theta} \sin(\pi q_{eff} \sin \theta)}{\pi \sin \theta}, \quad (1)$$

где  $q_{eff} = \frac{kd_{eff}}{2\pi}$ ,  $k$  – волновое число,  $d_{eff}$  равно длине дуги (см. рис. 1а), соединяющей пластины рупора.

В данной работе для проверки точности предлагаемых моделей проводится сравнение результатов, полученных с помощью предлагаемых моделей с результатами, полученными с помощью метода конечных элементов (МКЭ). На рис. 2–5 изображены нормированные диаграммы направленности в  $E$ -плоскости для рупора, состоящего из 6 секций, с углами раскрытия  $\beta_i$ ,  $i = 1..6$ , равными 16.61, 36.61, 46.61, 86.61, 96.61, 96.61, вычисленные с помощью предлагаемых моделей и с помощью МКЭ для различных значений электрического размера  $(ka)$  радиуса сферы, описанной вокруг рупора.

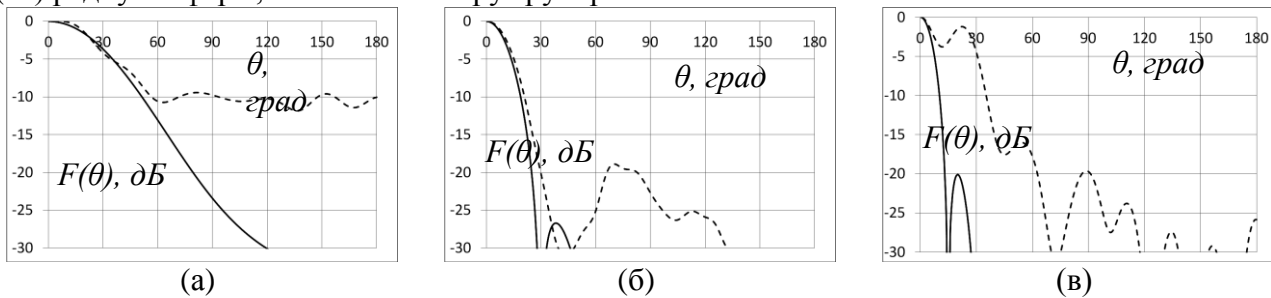


Рис. 2. Сравнение нормированных диаграмм направленности нерегулярного рупора, полученных с помощью формулы (1) (сплошная линия) и МКЭ (штриховая линия) для различных значений электрического размера  $ka$  радиуса сферы, описанной вокруг рупора: (а)  $ka = 3$ , (б)  $ka = 6.3$ , (в)  $ka = 12$

Из рис. 2 можно видеть, что при значениях электрического размера  $ka$ , изменяющихся от 3 до 7, диаграмма направленности узконаправленная. Предлагаемая модель с хорошей точностью описывает главный лепесток диаграммы на этих частотах вплоть до уровня -10 дБ.

Рассмотрим далее другой метод получения диаграммы направленности нерегулярного СШП ТЕМ рупора, а именно, апертурный метод Г. Кирхгофа. В качестве излучающей поверхности  $S$  была выбрана апертура рупора, поле на которой приравнялось тангенциальной составляющей основной моды  $E$ -секториального рупора (см., например, [6]). Далее поле в апертуре было преобразовано в поле в дальней зоне с помощью интеграла Г. Кирхгофа (см., например, [7]). Окончательная формула для диаграмм направленности СШП ТЕМ рупора в  $E$ -плоскости выглядит следующим образом:

$$F(\theta) = \left| (1 + \cos \theta) \int_{-y_n}^{y_n} H_0^{(2)}(kr(y_s, \beta_n)) \cos \left( \arctg \frac{y_s}{x_n} \right) e^{Iky_s \sin \theta} dy_s \right|, \quad (2)$$

где  $H_0^{(2)}(kr)$  – функция Ганкеля второго рода от аргумента  $(kr)$ ,  $r$  – радиус-вектор, изменяющийся в пределах апертуры рупора,  $I$  – мнимая единица,  $y_s$ ,  $x_s$  – оси декартовой системы координат,  $R$ ,  $\varphi$  и  $\theta$  – координаты сферической системы координат, отсчитываемые от оси рупора. Множитель  $(1 + \cos \theta)$  – диаграмма направленности отдельного элемента Гюйгенса,  $y_n$  и  $x_n$  – максимальный раскрыв рупора в плоскостях  $E$  и  $H$ , соответственно,  $\beta_n$  – угол раскрыва последней, апертурной, секции рупора.

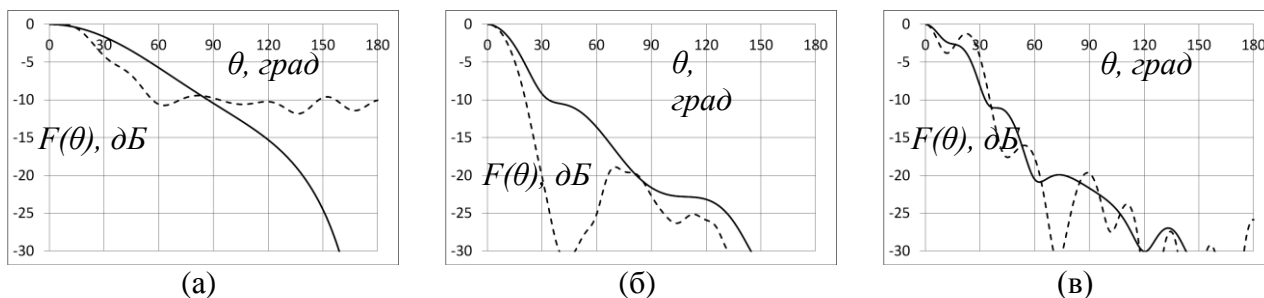


Рис. 3. Сравнение нормированных диаграмм направленности нерегулярного рупора, полученных с помощью формулы (2) (сплошная линия) и МКЭ (штриховая линия) для различных значений электрического размера  $ka$  радиуса сферы, описанной вокруг рупора: (а)  $ka = 3$ , (б)  $ka = 6.3$ , (в)  $ka = 12$

Из рис. 3 можно видеть, что главный лепесток диаграммы направленности с помощью апертурного метода Г. Кирхгофа до уровня  $-10$  дБ описывается достаточно хорошо.

Рассмотрим также для описания диаграмм направленности в  $E$ -плоскости ТЕМ рупора модель на основе токового метода Г. Кирхгофа, где используем двумерную модель сечения ТЕМ рупора в  $E$ -плоскости (см. рис. 1а). Каждая секция рупора представляется в виде пары элементарных излучающих токовых нитей. Диаграмма направленности каждой нити синусоидальная, наклоненная относительно оси рупора. Распределение тока определяется двумерной функцией Грина для границы на бесконечности [8]. В местах разрыва производной образующей рупора ток сшивается согласно методу частичных областей. Таким образом, комплексная диаграмма направленности отдельного излучателя вычислялась по формуле:

$$\dot{F}_{\text{верхн},i}(\theta) = \sin\left(\theta - \frac{\beta_i}{2}\right) \int_{x_{i-1}}^{x_i} H_0^{(2)}(kr(x_i, y_i)) \frac{H_0^{(2)}(kr(x_{i-1}, y_{i-1}))}{H_0^{(2)}(kr(x_{i-1}, y_i))} e^{jkx \cos \theta + jky_i \sin \theta} dx, \quad (3)$$

где  $x_i$  – точка окончания очередной секции рупора,  $y_i$  – уравнение прямой, описывающее профиль очередной секции. Ток на нижней пластине равен по модулю и противоположен по направлению току на верхней. Диаграмма направленности всего рупора находится как модуль суммы отдельных диаграмм направленности каждой секции рупора:

$$F(\theta) = \left| \sum_{i=1}^n (\dot{F}_{\text{верхн},i}(\theta) + \dot{F}_{\text{нижн},i}(\theta)) \right|, \quad (4)$$

где  $n$  – количество секций рупора.

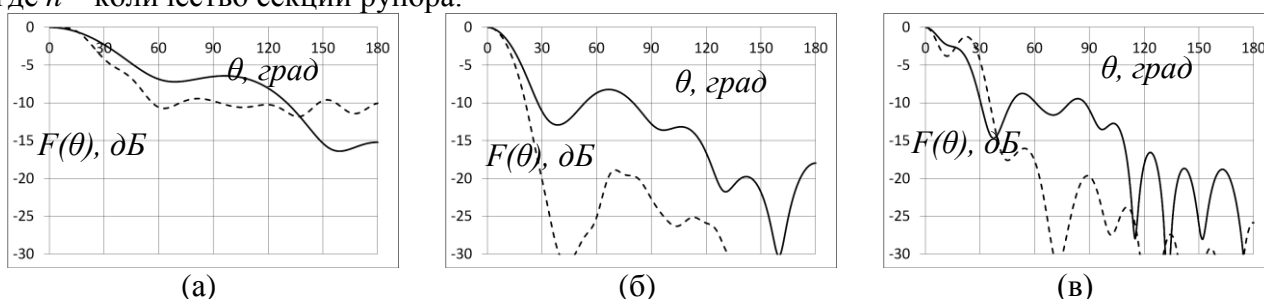


Рис. 4. Сравнение нормированных диаграмм направленности нерегулярного рупора, полученных с помощью формулы (4) (сплошная линия) и МКЭ (штриховая линия) для различных значений электрического размера  $ka$  радиуса сферы, описанной вокруг рупора: (а)  $ka = 3$ , (б)  $ka = 6.3$ , (в)  $ka = 12$

Из рис. 4 можно видеть, что токовый метод Г. Кирхгофа хорошо описывает главный лепесток диаграммы направленности до уровня  $-10$  дБ для значений электрического размера  $ka$ , изменяющихся от 3 до 15, но завышает уровень боковых лепестков.

Рассмотрим, наконец, модель излучения нерегулярной ТЕМ рупорной антенны на основе равномерной асимптотической теории дифракции. Согласно ей, поле в любой точке плоскости раскрыва рупора можно представить в виде двух лучей, выходящих из его вершины. Они образуют поле прямых лучей  $\dot{E}_1$  и  $\dot{E}_2$ . Приходя на кромку рупора, лучи образуют дифракционные лучи, порождающие дифракционные поля первого порядка малости  $\dot{E}_{\theta 1}$  и  $\dot{E}_{\theta 2}$ . Согласно [10], сумма этих полей позволяет вычислить излученное поле с достаточной точностью. Выражения для расчета прямых и дифракционных полей можно найти в [10].

На высоких частотах начинают играть важную роль неоднородности внутри рупора, что можно учесть, применив выражения из [10] последовательно к каждому излому. Умножив поле каждой секции на  $g(\alpha, \beta, c) = g^- + \varepsilon g^+$ ,  $g^\pm(\alpha, \beta, c) = \frac{1}{c} \sin \frac{\pi}{c} (\cos \frac{\pi}{c} - \cos \frac{\alpha \pm \beta}{c})^{-1}$  – дифракционный коэффициент, описывающий решение задачи дифракции плоской волны на клине, где  $c_i = \frac{\varphi_i}{\pi}$ , можно учесть влияние соседних секций. Угол  $\varphi_i = \frac{\beta_i}{2} - \frac{\beta_{i+1}}{2} + \pi$  (см. рис. 1а). Для последней секции рупора при переходе к свободному пространству  $\varphi_n = 2\pi$ . Затем все поля складываются с учетом набега фазы до апертуры.

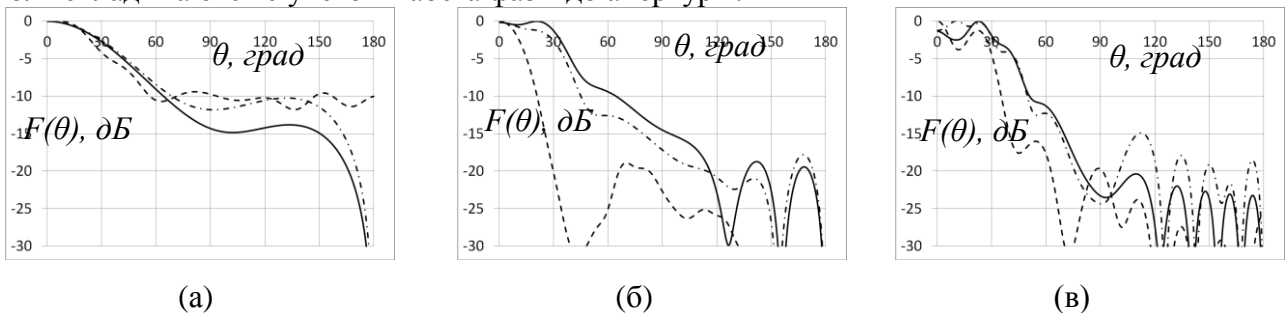


Рис. 5. Сравнение нормированных диаграмм направленности нерегулярного рупора, полученных с помощью равномерной асимптотической теории дифракции в применении к апертурной кромке (сплошная линия), равномерной асимптотической теории дифракции в применении ко всем изломам (штрих-пунктирной) и МКЭ (штриховая линия)

для различных значений электрического размера  $ka$  радиуса сферы, описанной вокруг рупора: (а)  $ka = 3$ , (б)  $ka = 6.3$ , (в)  $ka = 12$

Равномерная асимптотическая теория дифракции в применении к последней секции рупора хорошо описывает диаграммы направленности для значений электрического размера  $ka$ , изменяющихся от 2 до 3 (см. рис. 5). Использование равномерной асимптотической теории дифракции применительно к каждому излому еще больше уточняет модель в области нижних частот, но не затрагивает область высоких частот. Там точность остается неудовлетворительной.

Проведенная проверка точности показала, что предлагаемые модели можно использовать для оптимизации геометрии ТЕМ рупора с целью стабилизации диаграммы направленности. Целевой функцией оптимизации было выбрано среднеквадратическое отклонение от среднего значения ширины диаграммы направленности по уровню  $-10$  дБ для значений электрического размера  $ka$ , изменяющихся от 3 до 7. Требовалось найти конструкцию нерегулярного рупора, обеспечивающую минимальное значение целевой функции. Значения функции вычислялись с помощью формулы (1).

В процессе оптимизации был получен рупор со следующими характеристиками: углы раскрыва  $\beta_i, i=1..5$  принимают значения [16.61, 16.61, 16.61, 96.61, 136.61], угол раскрыва  $\beta_6$

равен  $180^\circ$  (см. рис. 6–7). Данная конструкция относится к классу рупоров с фланцами, которые хорошо известны своей стабильной диаграммой направленности [3-4].

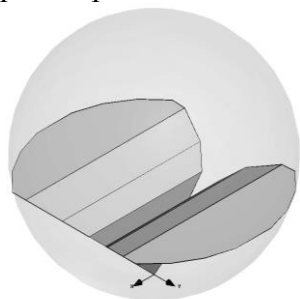


Рис. 6. Конструкция ТЕМ рупора, вид в изометрии



Рис. 7. Конструкция ТЕМ рупора, сечение в  $E$ -плоскости

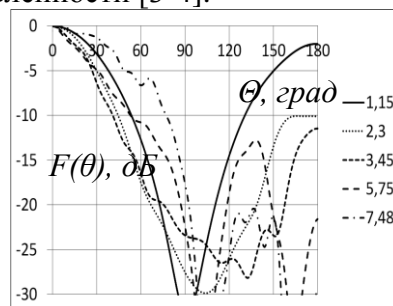


Рис. 8. Нормированные ДН ТЕМ рупора

На рис. 8 можно видеть нормированные диаграммы направленности оптимизированной антенны, вычисленные с помощью МКЭ для значений электрического размера  $ka$ , изменяющихся от 1 до 8. Из графика видно, что для значений электрического размера  $ka$  от 1 до 6 ширина диаграммы направленности изменяется всего на  $13^\circ$ , или 25%. После достижения электрическим размером значения 6 ширина диаграммы направленности изменяется скачком.

#### Заключение

В работе предлагается несколько численно-аналитических моделей излучения нерегулярных ТЕМ рупорных антенн в сверхширокой полосе частот на основе решений Л.А. Вайнштейна, Г. Кирхгофа, равномерной асимптотической теории дифракции.

Проведено исследование излучения ТЕМ рупорных антенн с использованием предлагаемых моделей и метода конечных элементов и показана возможность их использования для оптимизации ТЕМ рупоров с точки зрения стабилизации ширины диаграммы направленности.

#### Литература:

1. Sipal V., Allen B., Edwards D., Honary B. Twenty years of ultrawideband: Opportunities and challenges // IET Communications, 2012, Vol. 6, Is. 10, p. 1147 – 1162
2. Бобрешов А.М., Усков Г.К. и др. Оптимизация геометрических размеров ТЕМ рупорной антенны для излучения сверхкоротких импульсов // Антенны, 2009, № 6(145), с. 80-83
3. Oloumi D., Mousavi P., Pettersson M.I., Elliott D.G. A Modified TEM Horn Antenna Customized for Oil Well Monitoring Applications // IEEE Transactions On Antennas And Propagation, Vol. 61, №. 12, December 2013, p. 5902-5909
4. Ставцев Б.С., Терентьев А.М. Влияние формы изгиба токоведущих шин с эллиптическим профилем на направленность СШП ТЕМ рупора // III Всероссийские Армановские чтения [Электронный ресурс]: Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике / Материалы IV Всероссийской научной конференции (Муром, 25-27 июня 2013 г.) – Муром: Изд.-полиграфический центр МИ ВлГУ, 2013. 230-234 стр.
5. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: «Сов. радио», 1957. 442 с.
6. Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Г., Терешин О.Н. Антенны УКВ. Т.1 М.: Связь – 1977 г.,
7. Фрадин А.З. Антенны сверхвысоких частот, М.: «Сов. радио», 1952. 476 с.
8. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.-Л.: «Энергия», 1967. 376 с.
9. Боровиков В.А., Кинбер Б.Е. Геометрическая теория дифракции. М.: «Связь», 1978. 247 С. 247
10. Тимофеева А.А. Расчет направленных свойств рупорных антенн дифракционным методом. – «Труды НИИР», 1976, № 2, с. 7-12



## ПРОЕКТИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАНАРНОЙ МНОГОЛУЧЕВОЙ ДВУХЗЕРКАЛЬНОЙ АПЛАНАТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

**Банков С.Е., Грачев Г. Г., Фролова Е.В.**

*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.*

*[sbankov@yandex.ru](mailto:sbankov@yandex.ru), [greggo@mail.ru](mailto:greggo@mail.ru), [frolova@cplire.ru](mailto:frolova@cplire.ru)*

*Приводятся результаты проектирования и экспериментального исследования многолучевой планарной трехслойной двухзеркальной системы в миллиметровом диапазоне волн. Зеркальная система представляет собой апланатическую систему Шварцшильда с симметричными образующими. Параметры системы выбраны в результате оптимизации методом физической оптики и с использованием критерия Парето. Создан макет интегрированной квазиоптической системы в виде многослойной печатной платы, содержащий интегральную двухзеркальную оптическую систему, облучаемую решеткой из 19 планарных микрополосковых рупоров. Проведены экспериментальные исследования в диапазоне 36 ГГц и получена многолучевая диаграмма направленности в секторе сканирования  $\pm 38^\circ$ . Выполнено сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов.*

### **Введение**

В последние десятилетия одним из развивающихся направлений в создании интегральных схем миллиметрового диапазона является использование оптических принципов пространственной обработки и формирования электромагнитных полей. Наиболее перспективной областью их практического применения является разработка сложных сканирующих и многолучевых антенных систем [1-5]. Центральным элементом такой антенны является планарная оптическая система – линзовая [5] или зеркальная [1-3].

Среди интегральных зеркальных систем выделяют однослойные и двухслойные зеркала. Однослойные планарные рефлекторы имеют ряд недостатков, к которым, в первую очередь, относится эффект затенения зеркала облучателем и одного зеркала другим. По этой причине приходится использовать несимметричные офсетные зеркала. В результате размеры системы зеркало – облучатель или зеркало – зеркало увеличиваются, а электродинамические характеристики ухудшаются. Решением данной проблемы является применение двухслойных планарных зеркал типа pillbox (пилбокс). Затенение в них отсутствует в силу того, что падающие и отраженные от зеркала волны распространяются на разных слоях. Такое техническое решение известно в антенной технике достаточно давно [4], однако активное использование его для построения интегральных зеркал началось в последние годы [1-3,5]. Например, в работах [1-3] рассматриваются многолучевые антенны на основе параболического зеркала и решетки облучателей, расположенных вдоль его дуги сканирования.

Двухслойные планарные зеркала открывают хорошие перспективы для построения многозеркальных систем. Причем, многие технические решения, которые в трехмерных объемных зеркальных системах были неэффективны и неработоспособны, благодаря применению двухслойных

зеркал становятся не только работоспособными, но и обеспечивают улучшения ряда важных показателей качества, например, сектора обзора.

В данной работе рассматривается проектирование и экспериментальное исследование трехслойной двухзеркальной апланатической системы Шварцшильда, которая обладает расширенным сектором обзора по сравнению с однозеркальной системой. Она состоит (см. рис.1) из трех основных частей: многоканального облучателя, квазиоптической системы и излучающего устройства.

### Облучающая система

Многоканальный облучатель расположен на нижнем слое (слой 1 на рис.1) и выполнен в виде решетки микрополосковых рупоров. Выбор размеров апертуры рупоров осуществлялся из условия оптимального облучения оптической системы. Расчет диаграммы направленности планарного рупора проводился в рамках приближения модели Олинера [6] и при помощи строгого численного метода конечных элементов. В соответствии методом Олинера микрополосковый рупор (рис. 2) заменялся волноводным Е-плоскостным рупором с эффективными параметрами. Расчет диаграммы направленности волноводного рупора проводился в рамках приближения физической оптики, при этом использовался размер апертуры, равный эффективной апертуре, оценка которой производилась указанным методом (6).

При исследовании излучения планарного рупора методом конечных элементов рассматривалась модель, представленная на рис. 3. Следует отметить, что численный анализ такой структуры представляет весьма сложную задачу, для решения которой требуется исключить влияние на диаграмму направленности ряда паразитных факторов, таких как отражение от краев полосковых проводников. Для уменьшения их влияния была использована специальная методика, в рамках которой численно рассчитывалось поле в апертуре рупора, которое сравнительно мало зависит от указанных выше факторов, а затем по методу физической оптики находилась диаграмма направленности рупора.

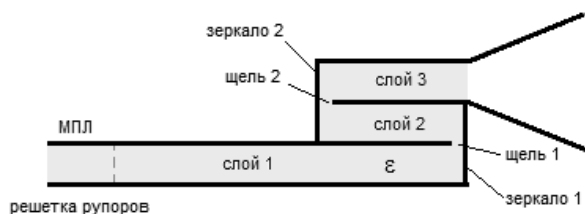


Рис. 1. Структура планарной трехслойной системы.

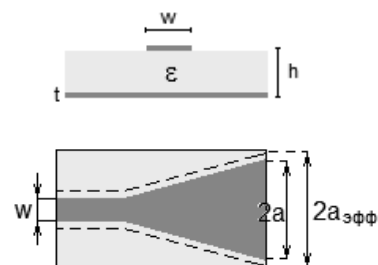


Рис. 2. МПЛ и МП рупор.

На рис. 4 приведены диаграммы направленности, рассчитанные этими методами на частоте 36 ГГц для рупора с шириной апертуры 6.8 мм. Сплошной линией – ДН для амплитудно-фазового распределения в плоскости апертуры микрополоскового (МП) рупора, полученного методом конечных элементов, пунктиром – ДН по методу Олинера для эффективной апертуры. Как видно из рисунка, эти

диаграммы имеют одинаковую ширину на уровне -3дБ. Коэффициент отражения в модели рупора на рис. 3 не превышал -15 дБ в полосе частот 30 ГГц – 36 ГГц.

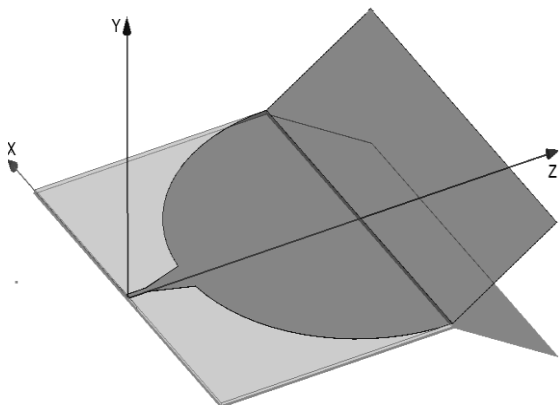


Рис. 3. Модель планарного рупора.

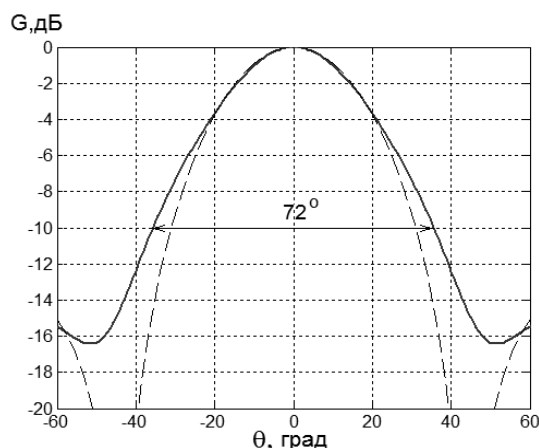


Рис. 4. ДН планарного рупора.

Облучающая решетка образована расположенными вплотную девятнадцатью рупорами. Фазовые центры рупоров лежат на фокальной кривой квазиоптической системы. Координаты фокальной кривой, углы наклона осей рупоров и требуемая ширина диаграммы направленности рупоров определялись при оптимизации зеркальной системы методом физической оптики (ФО).

#### Квазиоптическая система

Квазиоптическая система состоит из двухзеркальной системы и щелей связи, обеспечивающих переход волны при отражении от зеркал с одного слоя на другой. Вспомогательное зеркало объединяет планарные волноводы слоев 1,2, главное зеркало – слоев 2,3 (рис.1).

Щели связи. Анализ планарного двухслойного зеркала проводился по методике предложенной в работе [7]. Параметры щели связи выбирались для плоского зеркала с прямолинейной образующей из условия минимизации коэффициента отражения в диапазоне частот и диапазоне углов падения. Оптимизация формы зеркал проводилась в предположении, что они имеют достаточно большую кривизну, которая не влияет на коэффициент отражения от зеркала.

Как было показано в [7], в диапазоне углов падения лучей  $\pm 45^\circ$  коэффициент отражения не превышает -25 дБ, если выполнено условие, так называемого, статического режима работы зеркала, которое требует, чтобы удвоенная высота плоских волноводов, образующих зеркало была меньше половины длины волны в среде внутри волноводов.

Система зеркал. Двухзеркальная система представляет собой апланатическую систему Шварцшильда [8]. Несмотря на то, что в апланатической системе отсутствуют сферическая aberrация и кома третьего порядка, при больших углах отклонения лучей могут наблюдаться aberrации высших порядков, ограничивающие сектор обзора зеркальной системы. Исследования, выполненные в геометрооптическом приближении методом СКА (среднеквадратичных aberrаций) в [9], показали существование двух областей параметров зеркальной системы Шварцшильда с минимальными несимметричными aberrациями. Обе

области характеризуются большими продольными размерами  $\rho_0 > 1$  (при принятой нормировке параметров на поперечный размер главного зеркала) и положением фокуса за главным зеркалом ( $f < 0$ ). При этом одной из областей соответствуют большие расстояния между зеркалами  $d > 0.6$ , другой – малые,  $d < 0.2$  (параметры  $f$ ,  $d$ ,  $\rho_0$  показаны на схеме зеркальной системы, изображенной на рис.5). При оптимизации зеркальной системы в приближении ФО [10] с использованием критерия Парето в область “нехудших” решений попадает лишь область “тонких” зеркальных систем с  $d < 0.2$ . Область с  $d > 1$  характеризуется большими размерами вспомогательного зеркала ( $D_1 > 1$ ), что увеличивает поперечные габариты без увеличения усиления антенны. При проектировании данной системы были выбраны следующие нормированные значения:  $d = 0.1$ ,  $\rho_0 = 0.8$ . Как было замечено в [9], для каждой пары параметров  $d$  и  $\rho_0$  апланатической системы существует оптимальное значение фокального радиуса  $f_1$ . В приближении метода СКА это значение составляет 0.87. При полной оптимизации методом ФО с учетом диаграммы направленности облучателя величина  $f_1$  равна 0.91.

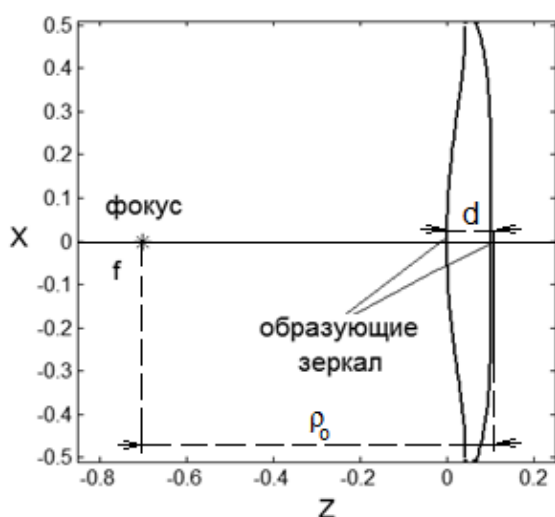


Рис. 5. Схема апланатической двухзеркальной системы.

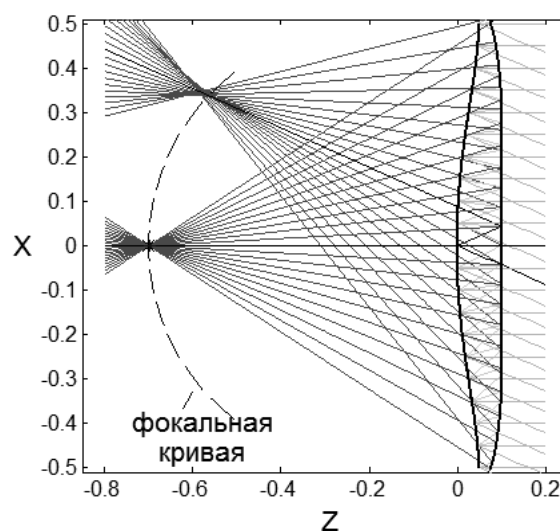


Рис. 6. Трассировка лучей в апланатической двухзеркальной системе.

Образующие апланатической системы с параметрами  $d = 0.1$ ,  $\rho_0 = 0.8$ ,  $f_1 = 0.91$  приведены на рис.5. Трассировка лучей в этой системе от главного зеркала до области фокусировки при углах падения  $\theta = 0^\circ$  и  $\theta = 24^\circ$  изображена на рис.6. Пунктиром на рисунке обозначена оптимальная фокальная кривая.

#### Макет многолучевой антенны и экспериментальные исследования

Прототип интегрированной трехслойной планарной системы, формирующей веерную диаграмму из 19 лучей в горизонтальной плоскости, был создан на основе материала для печатных плат Rogers Duroid 5880 с диэлектрической проницаемостью подложки  $\varepsilon = 2.2$ , толщиной  $h = 0.787$  мм, толщиной металлизации  $t = 0.035$  мм, тангенсом угла потерь 0.001. Изготовление квазиоптической системы выполнено на лазерном фрезерно-сверлильном станке LPKF S63. Вся конструкция была размещена на пластине размерами 180 мм x 200 мм. Три слоя конструкции изображены на рис. 7, первый слой - на рис.8, Поперечные размеры зеркал составляют 160 мм, расстояние между зеркалами вдоль оси системы 16.16 мм,

расстояние от фокуса до вспомогательного зеркала 128 мм, фокальный радиус 145.6 мм. Фокальная кривая аппроксимирована окружностью радиуса 78.4 мм с центром, расположенным на расстоянии 49.6 мм от вспомогательного зеркала. Решетка облучателей состоит из рупоров длиной 18 мм и шириной апертуры 6.8 мм, обеспечивающей ширину диаграммы направленности рупора  $72^\circ$  по уровню -10 дБ.

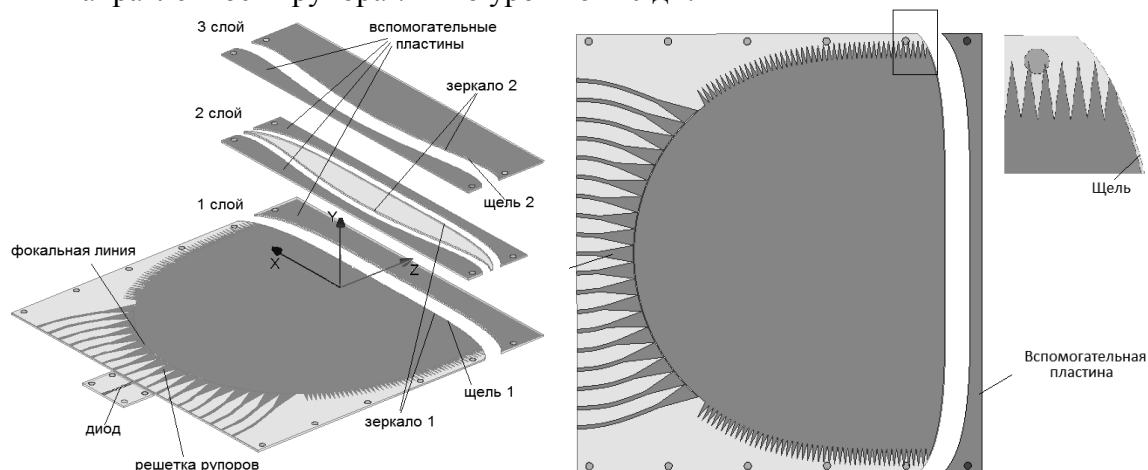


Рис. 8. Слой 1 квазиоптической системы

Рис. 7. Структура планарной системы.

Зеркала в макете были реализованы металлизацией пар торцевых стенок планарных волноводов вдоль образующих. При сборке конструкции добавлены вспомогательные пластины, фиксирующие зеркальные поверхности. Щели были выполнены в металлических плёнках слоя 1 (см. рис.8) и слоя 3 (см. рис.7), ширина щелей составляет 0.35 мм. Слой 2 (рис. 7) представляет собой диэлектрическую пластину без металлизации. Фотография изготовленного макета многолучевой системы представлена на рис. 9.

Измерения диаграмм направленности лучей проводились на частотах 30 ГГц, 33 ГГц, 36 ГГц. Прием осуществлялся E-плоскостным рупором с апертурой 180 мм x 40 мм, расширяющим открытый конец планарного волновода (слой 3) в вертикальной плоскости. После прохождения трехслойной структуры излучение детектировалось в приемной части, состоящей из пластины с детектором, впаянным в МПЛ. Пластина перемещалась и последовательно присоединялась к каналам решетки облучателей. На рис.10 представлены нормированные диаграммы направленности центрального луча в горизонтальной плоскости на частотах 30 ГГц, 33 ГГц, 36 ГГц. Сплошные кривые соответствуют результатам расчетов, квадратиками (36 ГГц), кружочками (33 ГГц), звездочками (30 ГГц) отображены данные, полученные экспериментально. На рис. 11 и 12 изображены расчетные и измеренные многолучевые диаграммы направленности на частоте 36 ГГц (рис. 11 - расчетные, рис. 12 - экспериментальные). Падение усиления крайнего (N=9) луча с углом отклонения  $37.5^\circ$  в измеренной характеристике сканирования составляет -2.2 дБ. Ширина центрального луча по уровню -3дБ –  $3.3^\circ$ , крайнего луча –  $4.5^\circ$ .

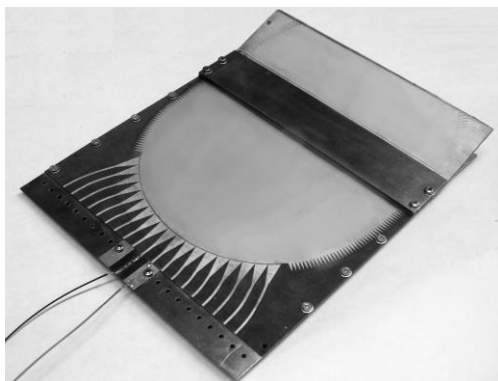


Рис.9 Макет многолучевой системы.

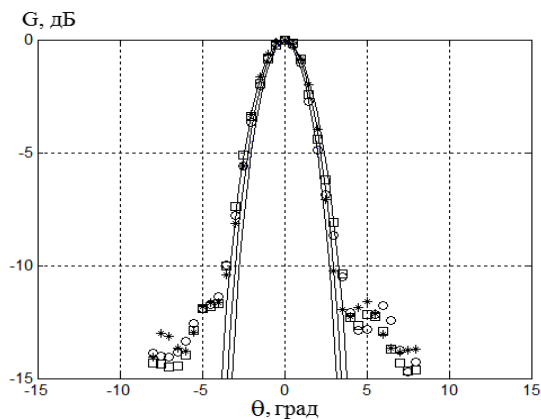


Рис.10. ДН центрального луча

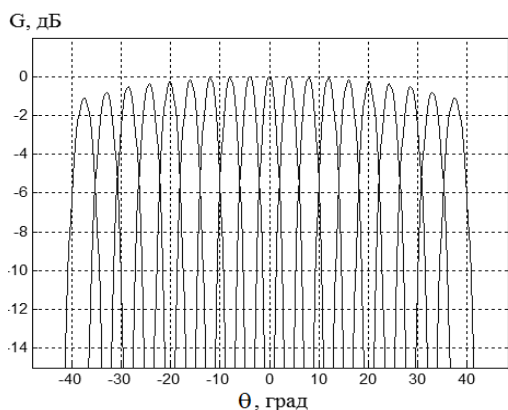


Рис.11. Расчетные ДН лучей

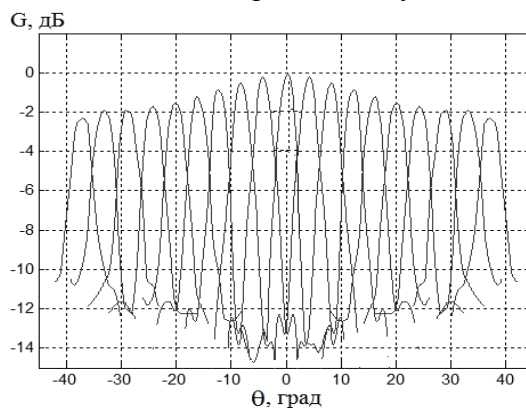


Рис.12. Экспериментальные ДН лучей

## ЛИТЕРАТУРА

1. Cheng Y., Hong W., and Wu K. Millimeter-Wave Substrate Integrated Waveguide Multibeam Antenna Based on the Parabolic Reflector Principle // IEEE Trans. AP. 2008. V. 56, N. 9.
2. Ettorre M., Sauleau R. and Le Coq L. Multi-Beam Multi-Layer Leaky-Wave SIW Pillbox Antenna for Millimeter-Wave Applications // IEEE Trans AP. 2011. V. 59, N. 4.
3. Gandini E., Ettorre M., Casaletti M., Tekkouk K., Le Coq L., Sauleau R. SIW Slotted Waveguide Array with Pillbox Transition for Mechanical Beam Scanning // IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, V. 11, Dec. 2012.
4. Rotman W. Wide angle scanning with microwave double-layer pillboxes // IRE trans. 1957. N10.
5. Cheng H., Hong W., Wu K., Qi Kuai Z., Chen Yu, Chen J, Zhou J. and Tang H. Substrate Integrated Waveguide (SIW) Rotman Lens and Its Ka-Band Multibeam Array Antenna Applications // IEEE Trans. AP. 2008. N8.
6. Бахарев С.И., Вольман В.И. и др Справочник по расчету и конструированию СВЧ полосковых устройств/ под редакцией Вольмана В.И.. М: Радио и связь, 1982.
7. Банков С.Е. Проектирование и экспериментальное исследование решетки щелевых излучателей. // РЭ, 2004, т.49, №6.
8. Галимов Г.К. Апланаты, т.3, Апланатические телескопы и антенны: "Антенны-связь НПК", 2011.
9. Калошин В. А., Фролова Е. В. Анализ и минимизация aberrаций в широкоугольных планарных зеркальных системах// ЖРЭ, 2014, №1, <http://jre.cplire.ru/jre/jan14/16/text.html>
10. Банков С.Е., Калошин В.А., Фролова Е.В. Оптимизация планарных зеркальных систем по совокупности показателей качества // РЭ, 2014, 11.

## Оценка параметров модели распределенного источника электромагнитных излучений по измерениям в ближней зоне

Горбунова А.А., Коновалюк М.А., Баев А.Б., Кузнецов Ю.В.

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)  
[kaf405@mai.ru](mailto:kaf405@mai.ru)

*В работе рассматривается алгоритм локализации источников стохастических электромагнитных излучений (ЭМИ) в составе сложного устройства по результатам измерений электромагнитного поля в ближней зоне излучающей структуры. Показано, что стационарное стохастическое ЭМИ может быть описано с использованием корреляционной функции компонент поля в различных точках пространства. В качестве модели измерительной системы предлагается система анализа сигналов во временной области с двумя пробниками поля для сканирования в плоскости, параллельной поверхности исследуемого объекта с фиксированным шагом. В работе рассматривается простейшая модель распределённого источника ЭМИ в плоскости объекта в виде совокупности взаимосвязанных дипольных излучателей. Параметры модели определяются с использованием процедуры параметрической идентификации. Также представлены результаты применения предлагаемой процедуры локализации к результатам моделирования и экспериментальным данным.*

### Введение

Современные средства вычислительной техники (СВТ) содержат в своём составе большое количество элементов, излучающих различные типы сигналов в широком диапазоне частот, что приводит к случайному характеру формируемого ЭМИ. Электромагнитное излучение устройства может измеряться как в непосредственной близости от источника (в ближней зоне) так и на значительном расстоянии (в дальней зоне). По сравнению с измерениями в дальней зоне, измерения в ближней зоне имеют преимущества по скорости, точности, надёжности, стоимости и диапазону применений.

В работе [1] показано, что измерения в ближней зоне корреляционных функций сигналов в двух различных точках пространства, как и в детерминированном случае, позволяют оценить распределение поля на поверхности излучающего объекта и в дальней зоне. Эти измерения могут быть использованы для определения параметров источников в составе анализируемого объекта и их парциального излучения.

### Модель распределённого источника ЭМИ

В работе предлагается модель формирования ЭМИ СВТ, которая рассматривает компоненты электромагнитного поля  $\vec{E}_u(f, \vec{r})$  и  $\vec{H}_u(f, \vec{r})$  излучения СВТ в точке  $\vec{r}$  как произведение спектра тока, формирующего ЭМИ  $I_u(f)$ , на частотную характеристику излучения  $\vec{K}_{\{E,H\}}(f, \vec{r})$  [2]:

$$\vec{E}_u(f, \vec{r}) = I_u(f) \cdot \vec{K}_E(f, \vec{r}) \quad \text{и} \quad \vec{H}_u(f, \vec{r}) = I_u(f) \cdot \vec{K}_H(f, \vec{r}). \quad (32)$$

Частотная характеристика излучения может быть определена для заданной модели устройства по результатам измерений компонент электромагнитного поля в ближней зоне, как показано на рис. 1а). В этом случае исследуемая структура заменяется некоторым набором эквивалентных источников, параметры которых определяются по результатам измерений в

ближней зоне и используются для расчёта характеристик излучения в любой точке пространства. В качестве эквивалентной модели СВТ в работе предлагается использовать распределённую дипольную модель, которая рассматривает излучающую структуру как совокупность  $M_x \times M_y$  произвольно ориентированных элементарных электрических диполей длиной  $dL$ , расположенных в узлах фиксированной сетки (рис. 1б)). Параметрами такой модели являются электрические дипольные моменты в узлах сетки в плоскости объекта  $p_{\{x,y\}j}$ . Расчёт тангенциальных компонент вектора дипольных моментов  $\mathbf{p}_{\{x,y\}}$  и определение компонент вектора напряжённости магнитного поля в точке  $\vec{r}$  для случая детерминированного ЭМИ производится в соответствии с выражениями:

$$\mathbf{A}_{\{x,y\}} \cdot \mathbf{p}_{\{y,x\}} = \mathbf{H}_{\{x,y\}} \Rightarrow \mathbf{p}_{\{y,x\}} = \mathbf{A}_{\{x,y\}}^+ \mathbf{H}_{\{x,y\}} \Rightarrow \begin{cases} \dot{H}_{\{x,y\}}(\vec{r}) = \mathbf{a}_{\{x,y\}}(\vec{r}) \cdot \mathbf{p}_{\{y,x\}} \\ \dot{H}_z(\vec{r}) = \mathbf{a}_{zy}(\vec{r}) \cdot \mathbf{p}_y - \mathbf{a}_{zx}(\vec{r}) \cdot \mathbf{p}_x \end{cases}, \quad (33)$$

где  $\mathbf{A}_{\{x,y\}}$  и  $\mathbf{a}_{\{x,y,zy,zx\}}$  – матрицы и вектора коэффициентов преобразования соответственно,  $( )^+$  – псевдообращение Мура-Пенроуза.

Такой подход может быть обобщён на случай исследования характеристик стационарного стохастического ЭМИ СВТ, формируемого одним распределённым источником на каждой частоте [3]. В этом случае оценка распределения дипольных моментов в плоскости объекта может быть получена путём решения линейного матричного уравнения вида:

$$\mathbf{W}_{\{x,y\}} = \mathbf{A}_{\{x,y\}} \cdot \hat{\mathbf{p}}_{\{y,x\}}, \quad (34)$$

где  $\mathbf{W}_{\{x,y\}}$  ( $N_x \cdot N_y \times 1$ ) – вектор отсчётов взаимно-корреляционного спектра во всех точках сканирования на одной частоте  $f_m$ ,  $\mathbf{A}_{\{x,y\}}$  ( $N_x \cdot N_y \times M_x \cdot M_y$ ) – матрица коэффициентов,  $\hat{\mathbf{p}}_{\{y,x\}}$  ( $M_x \cdot M_y \times 1$ ) – оценка вектора тангенциальных компонент дипольных моментов.

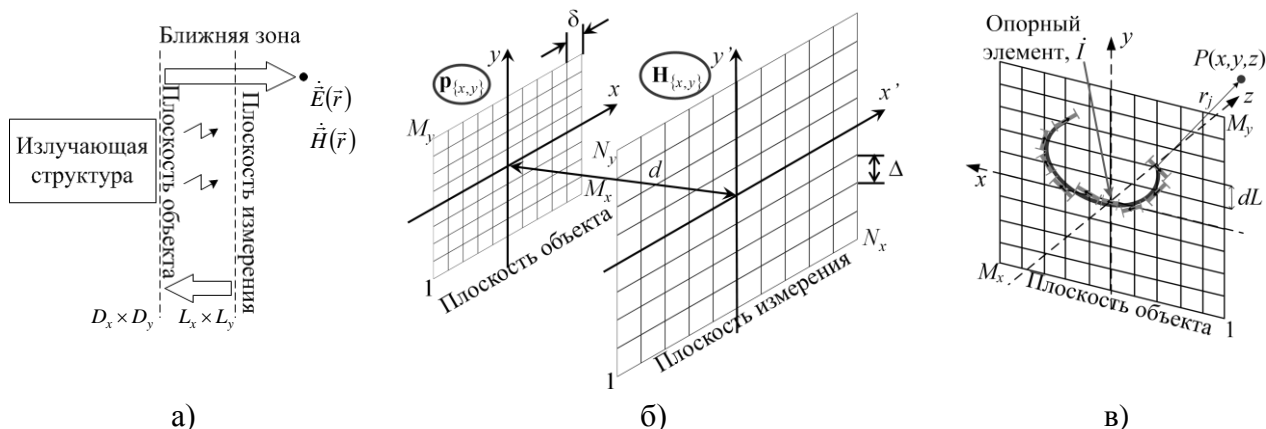


Рис. 1. Расчёт ЭМИ с использованием метода эквивалентного моделирования источника (а), схема расположения плоскостей измерения и объекта (б) и модель распределённого источника ЭМИ (в).

В рамках этого приближения, излучающая структура представляется плоской поверхностью, распределение токов на которой создаётся одним источником, расположенным в опорной точке (рис. 1в)). Ток в  $j$ -ом диполе представляет собой задержанную на время  $\tau_j$  копию тока в опорном элементе, где  $\tau_j$  определяется конфигурацией диполей и направлениями протекания тока. Частотные характеристики излучения распределённого источника ЭМИ для двух тангенциальных компонент вектора напряжённости магнитного поля в этом случае определяются выражениями:



$$\begin{aligned}
 K_{H_x}(f, \vec{r}) &= \sum_{j=1}^{M_x \cdot M_y} \frac{e^{-j(kr_j + 2\pi f \tau_j)}}{4\pi r_j^2} \left( jk + \frac{1}{r_j} \right) \cdot (z - z_j) \cdot \Delta l_{y_j}, \\
 K_{H_y}(f, \vec{r}) &= - \sum_{j=1}^{M_x \cdot M_y} \frac{e^{-j(kr_j + 2\pi f \tau_j)}}{4\pi r_j^2} \left( jk + \frac{1}{r_j} \right) \cdot (z - z_j) \cdot \Delta l_{x_j},
 \end{aligned} \tag{35}$$

где  $r_j$  – расстояние от  $j$ -го диполя с координатами до точки наблюдения  $\vec{r}$ ,  $\Delta l_{\{x,y\}j}$  – проекции вектора ориентации дипольного момента  $j$ -го диполя.

Из выражения (4) следует, что параметрами модели распределённого источника являются количество диполей  $M_{\{x,y\}}$ , задержки  $\tau_j$  и вектор ориентации элементарного диполя  $\vec{\Delta l}_j$  в каждом элементе сетки в области объекта.

Предложенная модель может использоваться как для описания ЭМИ элементов малых электрических размеров и длинных линий передачи, так и плоских излучателей с произвольной конфигурацией.

Для оценки параметров рассмотренной модели СВТ может быть использована система измерения ЭМИ в ближней зоне во временной области, реализующая принцип двухточечного плоского сканирования тангенциальных компонент магнитного поля и состоящая из двух пробников, подключённых к двум каналам цифрового осциллографа. Один пробник является опорным, второй осуществляет сканирование по узлам плоской сетки, расположенной в ближней зоне излучения объекта на расстоянии  $d$ . Размеры  $L_x \times L_y$  плоскости измерения выбираются исходя из размеров объекта с небольшим запасом для приёма излучений источников, находящихся на границах исследуемого устройства. Шаг сканирования  $\Delta$  определяется исходя из условий выполнения теоремы Котельникова для пространственной дискретизации [4] и необходимого разрешения источников в плоскости объекта. Приёмное устройство осуществляет одновременную фиксацию дискретных отсчётов сигналов двух пробников с частотой дискретизации, удовлетворяющей теореме Котельникова для максимальной частоты спектра исследуемых ЭМИ:  $F_d \geq 2 \cdot F_{\max}$ .

### Идентификация параметров модели распределённого источника ЭМИ

Локализация источников стохастического ЭМИ в составе исследуемого объекта и определение их параметров может быть проведена путём обработки дискретных сигналов, полученных одновременно в одной из  $N_x \times N_y$  точек в плоскости измерения, расположенной в ближней зоне излучения исследуемого объекта, и фиксированной опорной точке для каждой из двух тангенциальных компонент магнитного поля.

Предлагаемый алгоритм локализации источников стохастического ЭМИ СВТ и определения их параметров состоит из следующих этапов:

1. Оценка взаимно-корреляционного спектра сигналов в двух точках в плоскости измерения по измеренным отсчётам цифрового сигнала с использованием периодограммы Уэлча, которая представляет собой результат усреднения произведения спектров перекрывающихся сегментов исходных сигналов, взвешенных оконной функцией.

2. Оценка распределения дипольных моментов в плоскости объекта на частоте  $f_m$  путём регуляризации по Тихонову решения линейного матричного уравнения (3). Параметр регуляризации  $\lambda$  в отсутствие априорной информации о шумах наблюдения предлагается определять с помощью метода  $L$ -кривой.

3. Параметрическая идентификация эффективных источников ЭМИ СВТ, которая заключается в определении их количества  $K \ll M_x \cdot M_y$ , координат в плоскости объекта  $(x_{0k}, y_{0k})$  и дипольных моментов  $\vec{p}_{0k}$ . Исходными данными для определения координат эффективных

источников ЭМИ является тангенциальная компонента векторного распределения дипольных моментов  $\hat{\mathbf{P}}_{\text{танг}}$  в плоскости объекта на частоте  $f_m$ , которая в предположении ограниченного числа источников может быть представлена в виде:

$$\dot{g}[i, j] = \hat{\mathbf{P}}_{\text{танг}} = \sum_{k=1}^K \dot{\alpha}_{0k} \cdot \delta(x_i - x_{0k}, y_i - y_{0k}) + \eta[i, j], \quad i = 1, 2, \dots, M_x; \quad j = 1, 2, \dots, M_y, \quad (36)$$

где  $\dot{\alpha}_{0k}$  – комплексная амплитуда  $k$ -го источника излучения,  $\eta[i, j]$  – двумерный гауссовский шум.

Порядок модели (5) в работе предложено определять в спектральной области с использованием информационного критерия MDL [5]. Координаты эффективных источников в алгоритме локализации определяются с использованием двумерного метода матричных пучков, который, как показали проведённые ранее исследования [5], обеспечивает точность оценки параметров модели (5) в 5–10 раз выше по сравнению с классическим непараметрическим подходом.

Компоненты вектора дипольных моментов эффективных источников  $\bar{p}_{0k}$  определяются для каждой из компонент векторного распределения дипольных моментов  $\hat{\mathbf{P}}_{\{x,y\}}$  путём решения методом наименьших квадратов системы линейных алгебраических уравнений вида:

$$DFT_{2D} \left\{ \dot{\hat{P}}_{\{x,y\}}[m, n] \right\} = \sum_{k=1}^K \dot{\alpha}_{\{x,y\}k} \cdot \exp \left\{ -j \frac{2\pi x_{0k} m}{D_x} \right\} \cdot \exp \left\{ -j \frac{2\pi y_{0k} n}{D_y} \right\}, \quad (37)$$

где  $DFT_{2D}\{ \}$  – оператор двумерного дискретного преобразования Фурье.

По полученным результатам могут быть рассчитаны характеристики ЭМИ исследуемого объекта на частоте  $f_m$ .

При наличии априорной информации о среднеквадратическом значении тока  $\bar{I}$  в выбранном опорном элементе на частоте  $f_m$ , по полученному набору значений  $x_{0k}, y_{0k}, \bar{p}_{0k}$  могут быть также определены параметры  $\Delta \bar{I}_{0k}, \tau_{0k}$  частотных характеристик излучения исследуемого устройства (4):

$$\tau_j = -\arg \left( j 2\pi f_m \dot{\hat{P}}_j \right) / 2\pi f_m, \quad \Delta I_{\{x,y\}j} = \left| j 2\pi f_m \dot{\hat{P}}_{\{x,y\}j} \right| / \bar{I}. \quad (38)$$

Таким образом, предложенный алгоритм позволяет для заданного спектра тока, формирующего излучение распределённого источника в плоскости объекта, определить пространственно-частотные характеристики его ЭМИ по параметрам распределённой дипольной модели, определённым на одной опорной частоте.

### Результаты моделирования

В качестве модели распределённого источника рассматривалось два проводника, сигнал в которых создавался одним источником гауссовского шума. Моделирование проводилось на частоте 1 ГГц. Один из проводников, длиной 10 см располагался вдоль оси  $x$ , а другой, длиной 8 см, под углом  $45^\circ$ , как показано на рис. 1а).

Тангенциальная компонента  $\mathbf{W}_\tau$  корреляционного спектра на частоте 1 GHz в плоскости объекта представлена на рис. 1б). На рис. 1 в) показан результат восстановления тангенциальной составляющей дипольных моментов в плоскости объекта. Результат параметрической идентификации представлен на рис. 1г) и демонстрирует высокую точность восстановления распределённого источника стационарного стохастического ЭМИ в составе объекта.

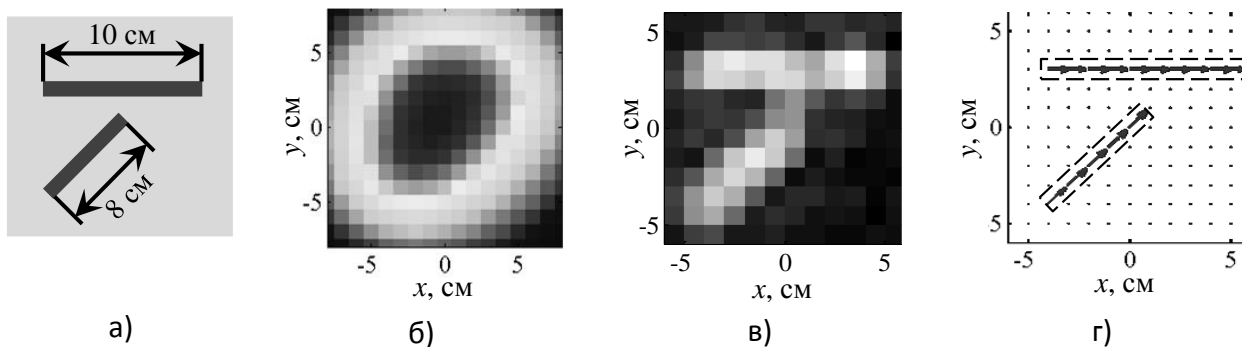


Рис. 2. Модель распределённого источника ЭМИ (а), тангенциальная компонента корреляционного спектра в плоскости измерения (б), восстановленное распределение тангенциальной компоненты дипольных моментов в плоскости объекта (в) и результат параметрической идентификации (г).

При моделировании также учитывались внешние шумы, которые рассматривались как независимые гауссовские процессы для каждой точки в области измерения. Полученные результаты показывают, что предложенный алгоритм и методика измерения могут быть эффективно использованы для локализации распределённых источников в составе сложных радиотехнических систем с использованием результатов измерения компонент стохастического электромагнитного поля в ближней зоне излучения.

#### Результаты экспериментальных исследований

Для иллюстрации процедуры параметрической идентификации эффективных источников была проведена обработка результатов измерения ЭМИ платы монитора на частоте 80 МГц, формируемого центральным процессором, расположенным в середине платы. Амплитудное распределение тангенциальной компоненты корреляционного спектра представлено на рис. 3а). Процедура оценки порядка модели с использованием критерия MDL для тангенциальной компоненты восстановленного распределения дипольных моментов представлена на рис. 3б), который показывает, что количество эффективных источников, формирующих ЭМИ на этой частоте равно 17. На рис. 3 в) представлено распределение тангенциальной составляющей дипольных моментов эквивалентной модели, а также распределение эффективных источников, полученных с помощью параметрической идентификации.

Исследования показали, что представленное на рис. 3в) распределение эффективных источников ЭМИ платы монитора характерно и для других частот, кратных 80 МГц.

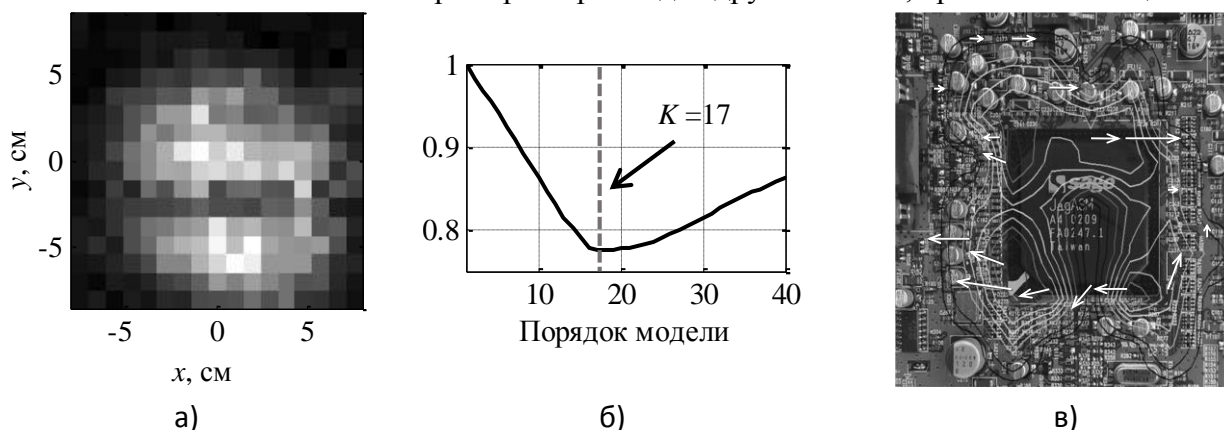


Рис. 3. Тангенциальная компонента корреляционного спектра ЭМИ (а); информационный критерий MDL (б); распределение дипольных моментов и результат параметрической идентификации (в).

### Заключение

В работе предложено использование метода измерений в ближней зоне для исследования ЭМИ СВТ с целью повышения достоверности результатов, снижения временных затрат, а также требований к условиям проведения измерений и измерительной аппаратуре. Другим достоинством предложенного подхода является возможность использования результатов измерения для локализации источников ЭМИ в составе СВТ с целью последующего принятия мер по снижению его уровня, а также формирования более точной модели излучения СВТ. В качестве модели устройства в работе предложена распределённая дипольная модель, описывающая ЭМИ на каждой частоте как излучение одного сигнала, источник которого распределён в плоскости объекта. Параметрами предложенной модели, определяющими её частотную характеристику излучения, являются временные задержки информационного сигнала между элементами, а также две компоненты векторов, определяющих ориентацию диполей в узлах сетки в плоскости объекта.

В связи со случайным характером ЭМИ СВТ в работе предлагается система измерения ЭМИ в ближней зоне во временной области, основанная на двухточечном сканировании временных реализаций сигналов компонент электромагнитного поля в плоскости, параллельной плоскости расположения исследуемого объекта.

Для решения обратной задачи определения электрических дипольных моментов в плоскости объекта в условиях плохой обусловленности системы и присутствии шумов в алгоритме локализации применяется процедура регуляризации по Тихонову. Также рассмотрено применение процедуры параметрической идентификации для повышения точности локализации и определения эффективных источников ЭМИ СВТ, количество которых существенно меньше размерности дипольной модели.

### ЛИТЕРАТУРА

1. J. A. Russer and P. Russer, An Efficient Method for Computer Aided Analysis of Noisy Electromagnetic Fields // IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (MTT), 2011, pp. 1–4.
2. Горбунова А.А., Коновалюк М.А., Баев А.Б., Кузнецов Ю.В., Модель электромагнитных излучений проводных интерфейсов передачи данных средств вычислительной техники // Специальная техника. – 2013. – № 5. – С. 26–36.
3. A. Gorbunova, A. Baev, M. Konovalyuk, Y. Kuznetsov, Parametric Reconstruction of Stochastic EMI Sources Based on Two-Point Planar Near-Field Scanning // International Symposium on Electromagnetic Compatibility, 2014, pp. 102–107.
4. E. B. Joy and D. T. Paris, Spatial Sampling and Filtering in Near-Field Measurements // IEEE Transactions on Antennas Propagation, vol. AP-20, pp. 253-261, May 1972.
5. Коновалюк М.А. Параметрическая идентификация радиолокационного изображения объекта. Анализ комплексного изображения и синтез многоточечного портрета высокого разрешения. – LAP LAMBERT Academic Publishing, 2012. – 220 с.

## СВЕРХШИРОКОПОЛОСНАЯ ЦИФРОВАЯ АНТЕННАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ПАССИВНОЙ радиоЛОКАЦИИ

**Банков С.Е., Бредихин И.Ю., Давыдов А.Г., Дородных М.Д., Сафин М.Д., Черненко А.И.**

Московское конструкторское бюро «Компас»

e-mail: [sbankov@yandex.ru](mailto:sbankov@yandex.ru)

*Обсуждаются результаты проектирования сверхширокополосной цифровой антенной системы, построенной по схеме гибридной зеркальной антенны, содержащей зеркало, формирующее узкий луч, а также облучающую его решетку. Исследованы различные варианты построения антенной системы, технические характеристики облучающей решетки из логопериодических антенн, различные зеркальные схемы. Приводятся результаты формирования лучей антенной системы с использованием линейных и нелинейных алгоритмов.*

### Введение

Известно, что антенные системы с цифровым диаграммообразованием имеют большие перспективы в активных и пассивных РЛС [1]. Однако, их применение в пассивных РЛС наталкивается на трудности, связанные с необходимостью обеспечения достаточно широкой полосы рабочих частот. В данной работе анализируется один из возможных вариантов построения такой системы, использующий многолучевую гибридную зеркальную антенну, в которой основное усиление обеспечивается зеркалом, а сканирование и оптимизация формы луча достигается применением в качестве облучателя цифровой решетки.

В данной работе обсуждается выбор конструкции системы, типа зеркальной схемы и способа обзора пространства, численное и экспериментальное исследование цифровой антенной системы, содержащей сферическое зеркало и решетку печатных логопериодических антенн. Разрабатываемая антенна предназначена для работы в диапазоне частот с трехкратным перекрытием (4 – 12 ГГц) и коэффициентом усиления на частоте 8 ГГц не менее 28 дБ.

### 1. Зеркальная система ГЗА

В работе рассматривались следующие конфигурации антенной системы: (а) – зеркало с вертикальной линейной решеткой, (б) – зеркало с горизонтальной решеткой и полным облучением зеркала, (в) – зеркало с горизонтальной решеткой и неполным облучением. Исследовались вырезки из зеркал параболической и сферической форм. Анализ схем проводился путем возбуждения их плоской волной и исследования полей в фокальной области. Определялось максимальное значение сфокусированного поля и положение максимума, которое рассматривалось как оптимальная точка размещения фазового центра облучателя.

По результатам этих расчетов варианты (а) и (б) были признаны предпочтительными перед (в), так как последний требует применения зеркала чрезмерно больших размеров. Далее анализировались зеркала с выходной апертурой 450x1000 мм и разными фокусными расстояниями F. Схема (а) показала хорошие характеристики сканирования (см. рис. 1, который получен для частоты  $f=12$  ГГц). Как видно, сектор обзора по уровню – 3 дБ достигает  $47^\circ$ .

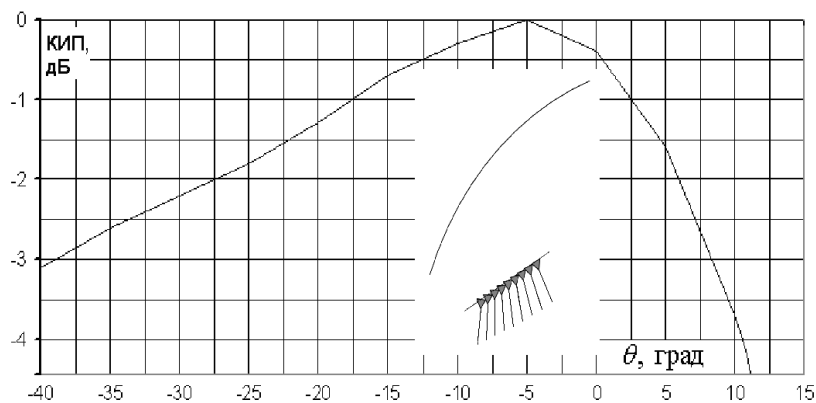


Рис. 1. КИП гибридной антенной системы с вертикальным обзором

Дополнительным достоинством данного варианта является вырождение дуги сканирования в прямую, что удобно с конструктивной точки зрения.

Альтернативный вариант (б) с обзором в горизонтальной (азимутальной) плоскости исследовался в двух модификациях - со сферическим и параболическим зеркалами. В конечном итоге предпочтение было отдано сферическому зеркалу (кривая 2), которое проигрывает параболическому (кривая 1) при излучении вдоль оси, но имеет лучший КНД при больших значениях отклонении луча (см. рис. 2,  $f=12$  ГГц).

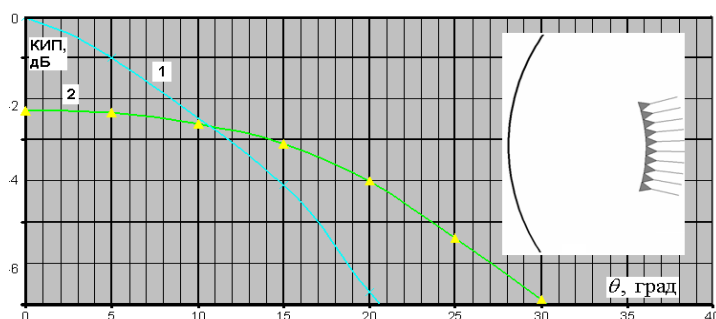


Рис. 2. КИП гибридной антенной системы с горизонтальным обзором

Таким образом, исследованные антенные системы с вертикальным и горизонтальным обзорами имеют близкие сектора в  $45-47^\circ$ . Для практической реализации был выбран вариант с горизонтальным обзором.

## 2. Облучатель

В качестве элемента облучающей решетки использовалась логопериодическая антенна, обеспечивающая формирование диаграммы направленности постоянной ширины в широкой полосе частот. Особенностью разрабатываемого облучателя является работа с волнами двух ортогональных поляризаций, а также формирование ДН разной ширины в двух главных плоскостях.

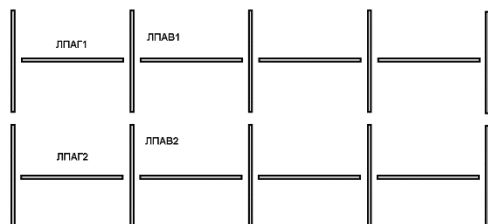


Рис. 3. Структура облучающей решетки

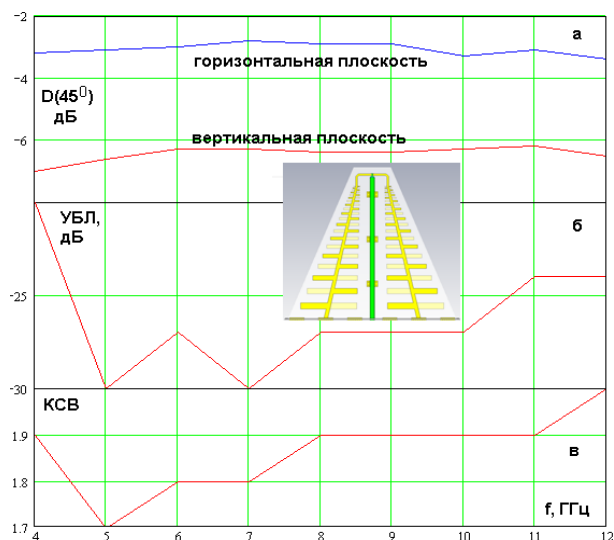


Рис. 4. Параметры печатной логопериодической антенны

Каждый элемент решетки, изображенной на рис. 3, состоит из четырех логопериодических излучателей, выполненных в виде печатных плат. Вертикальные элементы ЛПАВ1,2 создают широкую ДН в горизонтальной плоскости и узкую в вертикальной для волн вертикальной поляризации. Горизонтальные элементы ЛПАГ1,2 решают данную задачу для горизонтальной поляризации.

Параметры облучателя вертикальной поляризации представлены на рис. 4 а-в. На нем приведены частотные зависимости нормированного КНД при угле отклонения  $45^\circ$  в двух плоскостях, уровня боковых лепестков и КСВ.

Основным недостатком логопериодического облучателя является зависимость положения его фазового центра от частоты. Однако исследования системы зеркало – облучатель показали, что снижение КУ, обусловленное данным эффектом, не превышает 1 дБ при оптимальной настройке облучателя на частоте 8 ГГц.

### 3. Экспериментальное исследование гибридной антенной системы

На основе полученных результатов был изготовлен образец гибридной антенны по схеме с обзором в горизонтальной плоскости. Он показан на рис. 5а. Антенна имеет 15 каналов. На рис. 5б показана частотная зависимость КУ половины каналов.

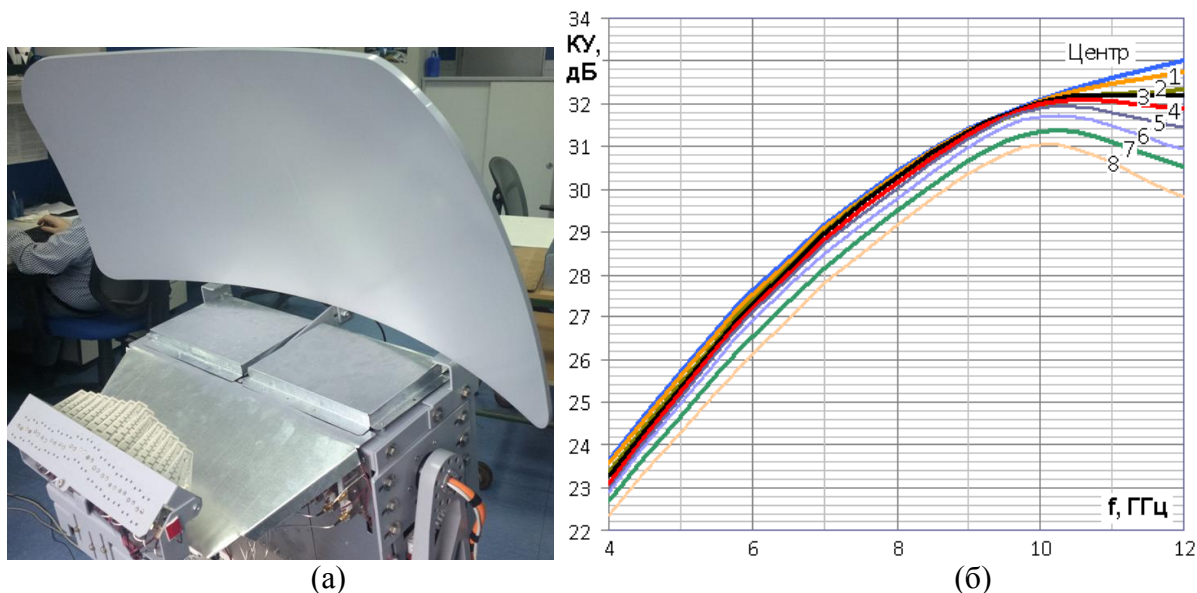


Рис. 5. Многолучевая гибридная антенная система (а) и частотная зависимость КУ ее каналов (б)

Аналоговый канал цифровой антенной системы построен следующим образом: сигнал с элемента решетки поступает на МШУ, конструктивно объединенный с излучателем, затем на перестраиваемый фильтр на ЖИГ-резонаторе, смеситель и УПЧ (см. рис. 6). С выхода УПЧ сигнал поступает на АЦП и далее в тракт цифровой обработки.



Рис. 6. Аналоговый канал цифровой гибридной антенной системы

Измеренные непосредственно на выходах приемных элементов нормированные ДН по всем каналам показаны на рис. 7. Как видно, эти ДН имеют весьма высокий уровень боковых лепестков, особенно в крайних каналах.

Появление боковых лепестков в значительной степени обусловлено эффектами взаимного влияния в решетке. Как показали исследования, данный недостаток допускает эффективное устранение с помощью алгоритма цифрового формирования лучей.



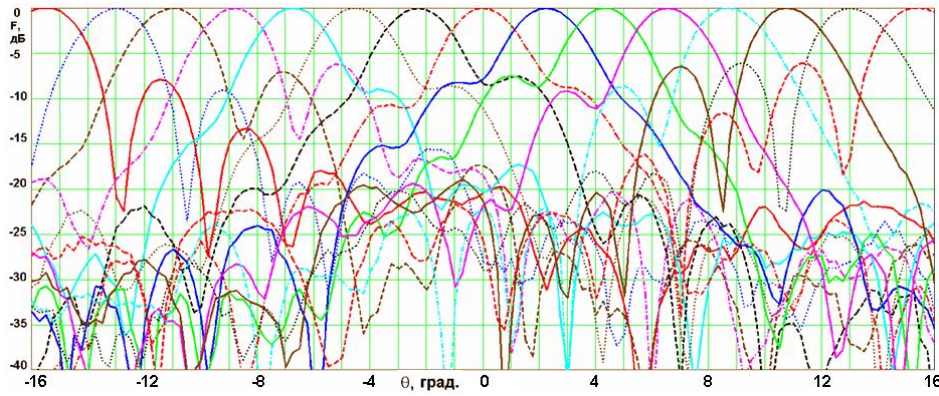


Рис. 7. Нормированные ДН антенны

#### 4. Алгоритм цифрового формирования лучей

На первом этапе исследования рассматривался стандартный линейный алгоритм цифрового формирования лучей, который описывается следующим соотношением [2]:

$$F_n(\theta) = \sum_{m=1}^N C_{n,m} F_{0,m}(\theta), \quad (1)$$

где  $N$  - число лучей антенной системы,  $F_{0,m}(\theta)$  - исходные ДН лучей,  $C_{n,m}$  - коэффициенты, которые находятся из условия максимального приближения виртуальной ДН, полученной цифровым образом  $F_n(\theta)$  к тестовой (оптимальной) ДН:  $F_m(\theta)$ . В численных расчетах использовался критерий среднеквадратичного приближения для модулей ДН:

$$\int_{\theta} \| |F_n(\theta)| - |F_m(\theta)| \|^2 d\theta \rightarrow 0. \quad (2)$$

В качестве тестовых ДН использовались различные функции. Наилучшие результаты давало применение функций Гаусса.

На рис. 8 показаны ДН каналов антенны, которые были получены с помощью линейного алгоритма.

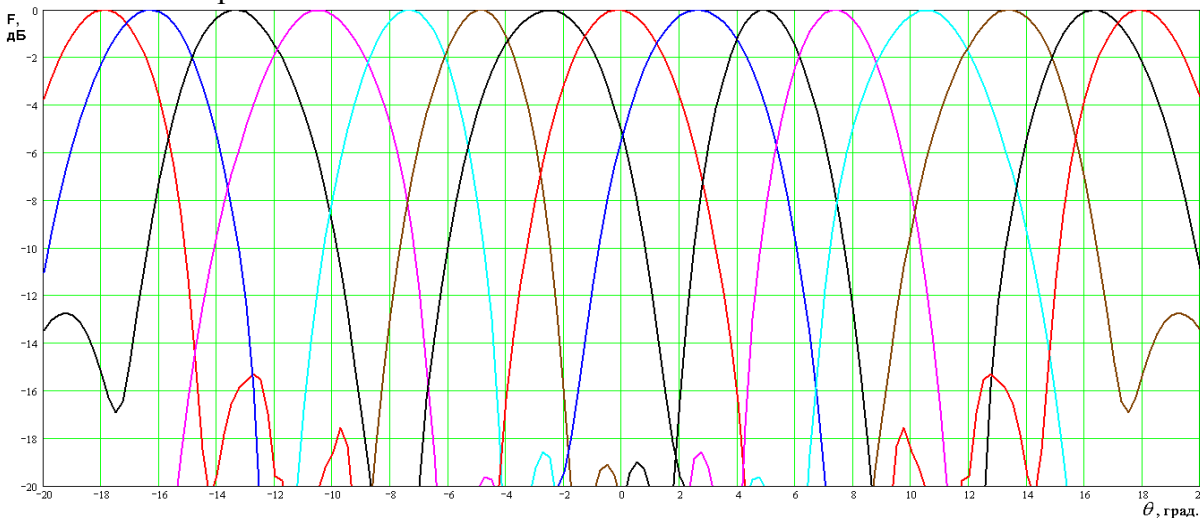


Рис. 8. Виртуальные ДН, полученные при помощи линейного алгоритма

Из рис. 8 видно, что линейный алгоритм имеет ограниченные возможности. С его помощью удается снизить уровень боковых лепестков до  $-13$  дБ для каналов, расположенных

на краях облучающей зеркало решетки. Центральные каналы имеют боковые лепестки, не превышающие – 19 дБ.

Такие уровни боковых лепестков являются недопустимо большими во многих приложениях. Поэтому для их снижения был разработан специальный нелинейный алгоритм формирования лучей. В рамках этого алгоритма ДН формируется следующим итерационным образом:

$$F_n^{k+1}(\theta) = \left| \sum_{m=1}^N C_{n,m}^k F_m^k(\theta) \right|, \quad (3)$$

где  $k$  - номер итерации. При этом на каждом шаге коэффициенты  $C_{n,m}^k$  ищутся из условия, соответствующего (2). Оно сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов  $C_{n,m}^k$ :

$$\sum_{n=1}^N C_{n,m} \int_{\theta_1}^{\theta_2} F_n^k(\theta) F_m^k(\theta) d\theta = \int_{\theta_1}^{\theta_2} F_{l,m}(\theta) F_m^k(\theta) d\theta \quad (4)$$

где  $\theta_{1,2}$  - границы сектора обзора пространства. Отметим, что с вычислительной точки зрения это более эффективно, чем использование оптимизационного алгоритма для поиска  $C_{n,m}$  из условия (2).

Таким образом, отличие нелинейного алгоритма от линейного состоит в том, что нелинейный алгоритм на каждом шаге использует модуль вновь сформированной ДН. Это отличие имеет принципиальное значение, позволяющее существенно снизить уровень боковых лепестков формируемых лучей.

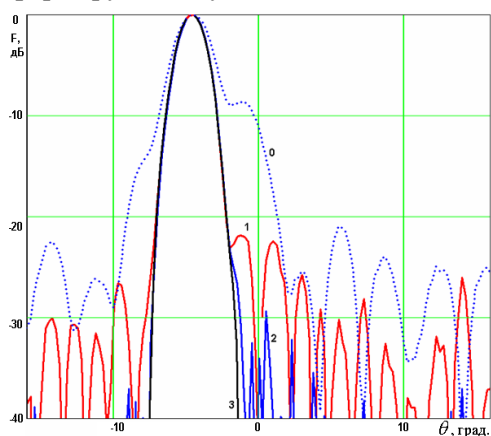


Рис. 9. ДН на разных итерациях

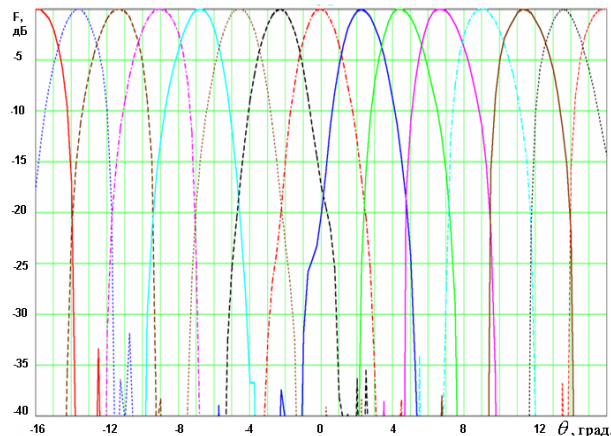


Рис. 10. Результирующие ДН

В качестве иллюстрации работы алгоритма на рис. 9 показана амплитудная ДН одного из каналов антенны на разных шагах итерационного процесса. Цифры у различных кривых на рис. 9 соответствуют номеру шага. Нулевой номер имеет исходная ДН. Уже на втором шаге ДН имеет уровень боковых лепестков менее –30 дБ, а на третьем – менее –40 дБ. Окончательный вид ДН всех 15 каналов гибридной антенны показан на рис. 10. Отметим, что платой за снижение уровня боковых лепестков является некоторое ухудшение соотношения сигнал/шум, соответствующего главному лепестку.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ратынский М.В. Адаптация и сверхразрешение в антенных решетках. - М.: Радио и связь, 2003.
2. Мануилов Б.Д., Башлы П.Н., Мануилов М.Б., Безуглов Ю.Д., Климухин Д.В. Многофункциональные антенные решетки с комплексным управлением. Ростов на Дону: Изд-во РВИ РВ. 2010.

## ЛОВУШКИ ДЛЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ТОКОВ

Лебедев А.М., Фурманова Т.А.

Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, г. Москва  
[itae@itae.ru](mailto:itae@itae.ru)

*Конструкции ловушек предлагаются и исследуются применительно к решению задачи минимизации вторичной дифракции на краях макета при измерениях / расчёте диаграммы обратного рассеяния элемента конструкции в составе макета. Назначение предлагаемых ловушек – поглощать медленно затухающие неравномерные электрические токи на металлических частях объекта, возникшие при первичной дифракции, и тем самым предотвращать заметную вторичную дифракцию. При этом сами ловушки должны обладать малой заметностью.*

**1. Назначение ловушек** – предотвращать вторичную дифракцию путём поглощения медленно затухающих неравномерных электрических токов, возникших на металлических частях поверхности при первичной дифракции. В данной работе обсуждается минимизация влияния вторичной дифракции на измерения диаграммы обратного рассеяния (ДОР) элементов конструкции (ЭК) в составе макета, либо в иной постановке - на вычисление ДОР ЭК в составе виртуального макета, путём нанесения ловушек на поверхность макета. Разумеется, и макет вообще, и ловушки в частности должны обладать малой ЭПР по сравнению с измеряемой ЭПР ЭК.

Почему ДОР во всяком случае многих ЭК необходимо измерять / вычислять в составе макета? Во-первых, многие ЭК могут быть только в составе макета, например, край поверхности, шов в виде канавки на поверхности. Во-вторых, помещение ЭК в свободное пространство всегда приводит к появлению фактически несуществующих обрывов по местам стыковки элемента с окружающей поверхностью - вопрос только в относительной роли этих обрывов в формировании ДОР ЭК. В-третьих, при близкой к плоской поверхности, окружающей ЭК, его вклад в обратное рассеяние формируется с "участием" переотражений от окружающей поверхности.

Здесь решается задача поглощения именно неравномерного поверхностного тока, который, в соответствии с физической теорией дифракции (ФТД), представляет разность полного тока и тока физической оптики. Медленно затухающие неравномерные поверхностные токи текут не вдоль, а от границ ЭК. Так, при дифракции волны на условно заднем краю поверхности (облучение края со стороны поверхности грани) эти токи возбуждаются при векторе  $\vec{E}$ , перпендикулярном кромке. Выделим два типа медленно затухающих неравномерных поверхностных токов: ток, текущий по гладкой поверхности от источника первичной дифракции, и ток под рёберной волной.

Вторичная дифракция приводит к появлению нежелательных дополнительных максимумов обратного рассеяния в направлениях, близких к скользящему вдоль поверхности макета. Соответственно, в этой угловой области растут погрешности определения ДОР ЭК. Поясним, что максимум излучения от поверхностного тока не может приходиться на направление вдоль поверхности, в котором ориентирован ток, - ток просто не излучает в направлении своей ориентации. Однако интерференция излучений элементов тока приводит к тому, что максимум излучения поверхностного тока ориентирован всё же в направлении, близком к направлению тока.

Здесь рассматривается уменьшение вторичной дифракции для макетов в виде 5-угольной и 6-угольной металлических пластин. Они получаются из прямоугольных преобразованием одной из сторон в носик, либо пары параллельных сторон в носики. 5-угольная пластина – широко используемый макет для измерения ДОР края поверхности в плоскости, перпендикулярной краю, при том, что первичная дифракция на носике, противоположном краю, пренебрежимо мала по сравнению с первичной дифракцией на краю. 6-угольная пластина служит для измерений ДОР элементов, помещаемых на центральную часть пластины, при малых вкладах в обратное рассеяние от первичной дифракции на носиках.

**2. Конструкции ловушек.** Рассматриваются ловушки, тонкие по сравнению с длиной волны и выполненные нанесением электродинамически плотного радиопоглощающего покрытия (РПП) с магнитными потерями на металлическую поверхность. Возможны два типа размещения ловушек – отдельно на металлической поверхности и на элементе макета, с которого происходит вторичная дифракция. В первом случае ловушка – это новый тип устройств, во втором вместе с подавлением неравномерных поверхностных токов ловушка может решать задачу дополнительной маскировки вспомогательного элемента макета (носика) при первичной дифракции. Из-за ограниченности объёма публикации здесь остановимся только на наносимых отдельно ловушках.

Отметим, что применение поперечных полос РПП для подавления неравномерных поверхностных токов будет приводить к появлению эффективных разрывов поверхности, на которых будут наблюдаться дополнительные эффекты первичной и вторичной дифракции. Таким образом, такие конструкции ловушек не удовлетворяют требованиям их малой собственной заметности.

Были опробованы ряд конструкций ловушек для поверхностных токов. Общим требованием к конструкциям ловушек является обеспечение плавного перехода между частями поверхности без РПП (как в окрестности ловушки) и с РПП, регулярным образом нанесённым на металл (как у основного "тела" ловушки). Плавный переход решает двуединую задачу. Во-первых, вход поверхностных токов в ловушку хорошо согласован, а уменьшение амплитуды поверхностных токов по длине ловушки происходит постепенно. Во-вторых, обеспечивается малая собственная заметность ловушки. Отдельный вопрос – обеспечение плавности перехода металл-РПП, если он реализуется путём равномерного изменения толщины РПП. Будем считать, что задача обеспечения линейной зависимости входного импеданса от толщины РПП решена выбором электродинамических параметров РПП и подходящей верхней границы интервала изменения его толщины.

Примеры протестированных вариантов ловушек приведены на рис. 1. Базовая конструкция ловушки – полоса РПП, нанесённая на металлическую поверхность поперёк к направлению неравномерных поверхностных токов и имеющая по краям длинные скосы, то есть участки плавного уменьшения толщины РПП до нуля (рис. 1а). Для краткости далее будем область регулярного нанесения РПП, где состав и толщина РПП постоянны, обозначать как "полка"; тогда базовая конструкция ловушки описывается как скос-полка-скос. Опробованы были также варианты ловушек с краями в виде зубцов РПП (рис. 1б), ловушки из полос РПП в виде гребней скос-полка-скос, (рис. 1в). Протестированы были также ловушки из полос РПП постоянной толщины, заканчивающиеся зубцами РПП.

Было доказано, что ловушки, практически совпадающие по эффективности с выступающими (когда РПП просто наносится на внешнюю поверхность объекта), можно выполнять и невыступающими, то есть заподлицо. В этом случае РПП наносится в заранее подготовленные углубления на поверхности, как, например, в случае ловушки на рис. 1г. Для имитации зубцов, полос с зубцами и гребней в варианте заподлицо предложен более удобный вариант, когда в поверхности объекта под ловушку заготавливается общее углубление, туда наносится РПП, а затем уже на поверхность РПП наносится тонкий металлический слой с рисунком, повторяющим вид сверху для гребней и зубцов, рис. 1д-е.

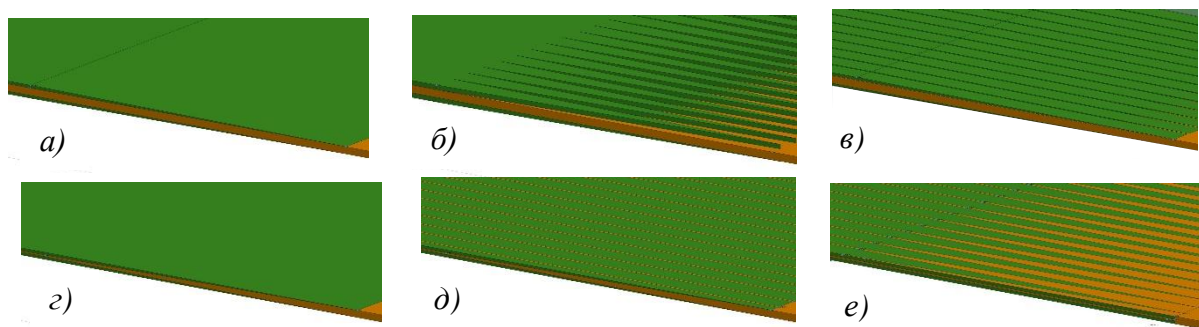


Рис. 1. Примеры конструкций ловушек для неравномерных поверхностных токов

В целом расчёты показали, что очень разные конструкции ловушек, как внешние, так и заподлицо, демонстрируют очень близкую эффективность в подавлении неравномерных поверхностных токов.

**3. Снижение обратного рассеяния макетом до уровней, предсказываемых физической теорией дифракции, с помощью ловушек для поверхностных токов.** ДОР 5-угольной идеально проводящей, бесконечно тонкой пластины, показанной на рис. 2а, вычисленное по ФТД (толстая серая кривая на рис. 3), при близких к скользящим направлениям существенно отличается от фактического ДОР пластины (чёрная пунктирная кривая). Однако совпадение улучшается в том числе и при скользящих углах, если нанесением на макет практически незаметных ловушек подавить вторичную дифракцию.

При нанесении ловушки как на рис. 2б в значительной мере были сняты отклонения ДОР в угловом интервале  $\theta = 60^\circ \div 80^\circ$ , обусловленные вторичной дифракцией поверхностного тока, генерирующегося краем пластины, на носике, смотри кривую, размеченную синими квадратами на рис. 3.

Значительные отклонения точной и вычисленной по ФТД ДОР при  $\theta = -90^\circ \div -40^\circ$ , заключаются не только в осцилляциях, но и в повышении среднего уровня точной диаграммы. Подавление рёберных волн нанесением цилиндров РПП на боковые края пластины, как это показано на рис. 2в, позволяет резко уменьшить указанные отклонения, смотри красную кривую на рис. 3. С введением цилиндров РПП произошёл переход к осцилляциям ДОР вокруг среднего уровня, предсказываемого методом ФТД, что говорит о значительном затухании рёберных волн. Напомним, что аналогичным образом в [1] подавлялась генерация рёберной волны на условно заднем краю стержня путём нанесения на него цилиндрической ловушки из РПП.

**4. Корректировка макетов для измерений рассеивающих свойств элементов конструкций с помощью отдельно стоящих ловушек** целесообразна при необходимости измерить ДОР элементов под ракурсами, близкими к скользящим вдоль поверхности макета.

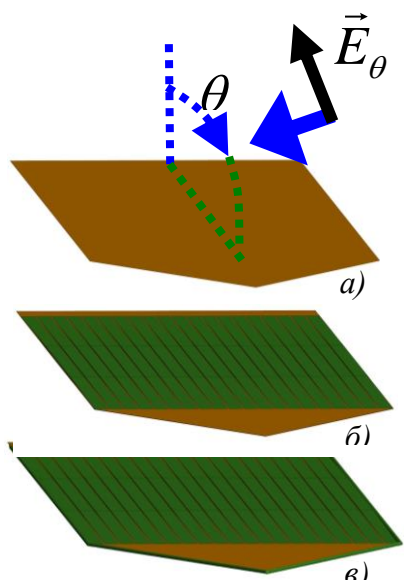


Рис. 2. Идеально проводящая, бесконечно тонкая пластина а) без ловушки для поверхностных токов, б) с ловушкой, в) с ловушкой и

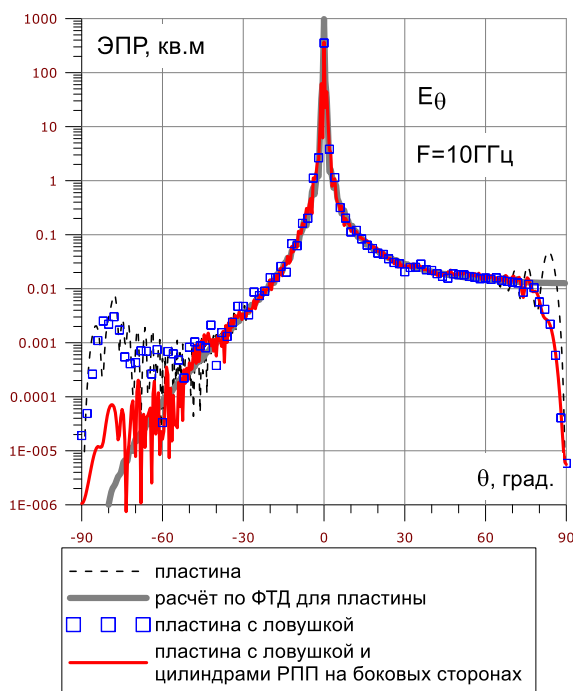


Рис. 3. ДОР идеально проводящей, бесконечно тонкой пластины

Будем полагать, что исследуется ДОР канавки шириной много меньше длины волны, идущей поперёк 6-угольной пластины и моделирующей шов между листами обшивки; как вариант, на правую половину пластины наносится ловушка для поверхностных токов (рис. 4). Известно, что ДОР узкой канавки на бесконечной металлической поверхности практически однородна по углу в плоскости, перпендикулярной канавке, от нормального до скользящего падения. Это делает канавку идеальным измераемым объектом при проведении тестов по корректировке макетов.

Чёрной пунктирной кривой на рис. 5 представлена ДОР пластины без канавки и ловушки. Видно, что уровень "фона", даваемый этим макетом, действительно мал вдали от нормали к макету. ДОР пластины с канавкой представлена на рис. 5 толстой серой кривой. Начиная с  $|\theta| \geq 60^\circ$  и с дальнейшим ростом  $|\theta|$  наблюдаются всё более существенные осцилляции около постоянного уровня ЭПР канавки, вплоть до формирования главного лепестка диаграммы неравномерного поверхностного тока.

Красная кривая на рис. 5 показывает, как изменилась ДОР пластины при нанесении ловушки. Если левая половина диаграммы изменилась очень мало, то правая половина при близких к скользящим углах в целом более выровненная, главный лепесток диаграммы неравномерного поверхностного тока полностью исчез.

Сохранение общего уровня ЭПР подтверждает отсутствие сколько-нибудь заметных искажений измеряемой ДОР при нанесении ловушки. Угловой интервал достоверных измерений, в котором отсутствуют дополнительные осцилляции ЭПР около измеряемого уровня, расширился в сторону близких к скользящим углов от  $\theta \rightarrow 60^\circ$  вплоть до  $\theta \rightarrow 80^\circ$ .

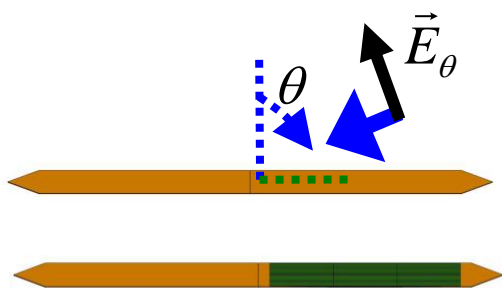


Рис. 4. 6-угольная пластина с канавкой посередине и ловушкой

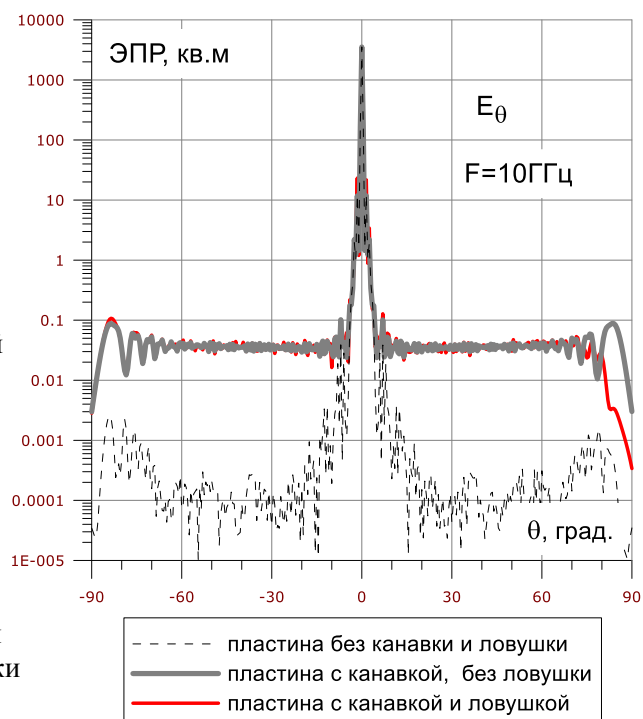


Рис. 5. ДОР 6-угольной пластины с канавкой, без нанесённой ловушки и с ловушкой

## 5. Заключение

Показано, что с использованием ловушек для поверхностных токов и рёберных волн вторичная дифракция на краях макетов для измерений ДОР элементов конструкций может быть в значительной мере подавлена, что даёт возможность измерения ДОР элементов вплоть до направлений, весьма близких к скользящим.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Елизаров С.В., Краснолобов И.И., Лебедев А.М., Семененко В.Н., Федоренко А.И., Фурманова Т.А. Минимизация вклада в обратное рассеяние от поверхностных волн на тонком металлическом стержне путём нанесения радиопоглощающего покрытия на один из концов стержня // Труды конференции "Излучение и рассеяние электромагнитных волн ИРЭМВ-2013", Таганрог - Дивноморск, ЮФУ, 2013. С.329-333

## Гладкостенные осесимметричные рупорные антенны малых габаритов с высоким КИП

Кривошеев Ю.В., Шишлов А.В.

ОАО "Радиофизика"  
[krivosheev-yury@yandex.ru](mailto:krivosheev-yury@yandex.ru)

Рассматривается задача численной оптимизации геометрии гладкостенных осесимметричных рупорных антенн для получения высокого КИП и малых продольных размеров. Оптимизационная процедура основывается на известной программе анализа рупорных антенн, основанной на использовании ступенчатой аппроксимации гладких частей внутренней поверхности и замене внешней поверхности рупора на полубесконечную цилиндрическую поверхность диаметром, равным внешнему диаметру раскрытия рупора, и минимаксном методе численной оптимизации. Приводятся результаты моделирования и сравнение с результатами, представленными в известных публикациях.

## Эффект Боррманна в фотонном кристалле с усиливающими слоями

В. Ю. Шишков<sup>1,2</sup>, А. А. Зябловский<sup>1</sup>, Е. С. Андрианов<sup>1,2</sup>, А. А. Пухов<sup>1,2,3</sup>, А. П. Виноградов<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup> Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (государственный университет)

<sup>3</sup> Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН

В работе проводится теоретический анализ режимов генерации в плазмонных лазерах с резонаторами в виде металлической пленки перфорированной массивом отверстий. Показано, что в подобных системах возможна генерация на частотах вблизи второй запрещенной зоны. В этом случае благодаря эффекту Боррманна наблюдается концентрация поля в окрестности отверстий. Если рассматривается вторая запрещенная зона, то поля над отверстиями находятся в фазе, что позволяет сформировать в направлении нормальном к плоскости пленки пучок когерентного излучения.

## Тезисы

В последнее время в связи с активным развитием плазмоники большой интерес вызывает создание плазмонных резонансных структур размером много меньше длины волны. Наибольший прогресс был достигнут в создании плазмонных резонаторов, имеющих размер меньше длины волны только в одном пространственном измерении. К данному типу структур в первую очередь относятся лазеры с резонаторами на основе металлической пленки перфорированной массивом дырок [1], а также двумерные массивы, состоящие из отдельных плазмонных нанолазеров [2]. Такие структуры выгодно отличаются от единичных нанолазеров высокой направленностью генерируемого излучения. Кроме того, в эксперименте [3] наблюдалась лазерная генерация в упорядоченном массиве дырок в металлической пленке при наличии усиливающей среды. Хотя неупорядоченный массив со схожей геометрией экспериментально показывает отсутствие лазерной генерации [1].

Описанные выше системы представляют собой нелинейные плазмонные (фотонные) кристаллы. Поверхностные плазмоны в таких системах свободно распространяются вдоль границы раздела металл-диэлектрик, и рассеиваются на отверстиях в металлической пленке. Такое рассеяние происходит, как в моды поверхностных плазмонов, так и в моды свободного пространства, что позволяет использовать подобные структуры в качестве источников дальних электромагнитных полей.

Конечный образец фотонного кристалла представляет из себя Фабри-Перо резонатор, внутри которого возникают области с повышенной и пониженной интенсивностью поля, модулированные с периодом блоховской волны. С началом генерации такое неравномерное распределение поля порождает вторичную модуляцию действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости благодаря наличию нелинейных эффектов. Из-за несоизмеримости блоховской длины волны с периодом фотонного кристалла это приводит к нарушению периодичности фотонного кристалла. В этих условиях вызывает сомнение сам факт сохранения решения в виде блоховской волны, и встает вопрос о величине эффективного волнового числа, и даже о существовании стационарного решения.

В работе исследована генерация в плазмонном лазере с резонатором в виде перфорированной металлической пленки, на примере фотонного кристалла с усиливающими и поглощающими слоями. Показано, что вблизи низкочастотной границы второй запрещенной зоны распределение поля в фотонном кристалле остается периодическим даже с учетом нелинейного взаимодействия поля и усиливающей среды. Важным свойством полученного распределения поля в фотонном кристалле является его устойчивость относительно добавления потерь. Устойчивость относительно потерь стационарного состояния позволяет создать на основе таких систем узконаправленные источники излучения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Meng X. [et al.] Highly directional spaser array for the red wavelength region // *Laser Photonics Rev.* - 2014. - V. 5 - P. 1-8.
2. Busch K. [et al.] Radiating dipoles in photonic crystals // *Physical Review E.* - 2000. - V. 62. - P. 4251-4260.
3. Beijnum F. [et al.] Plasmon lasing observed in metal hole arrays // *Physical Review Letters.* - 2013. - V. 110, - P. 206802. Коган М.Н. Динамика разреженного газа. – М.: Наука, 1967. – 289 с.



## **Неинвазивная диагностика меланомы и других новообразований кожи методом резонансного ближнеполюсного СВЧ-зондирования**

**Янин Д.В., Галка А.Г., Смирнов А.И., Костров А.В., Стриковский А.В.**

*Институт прикладной физики РАН*

*[smirnov@appl.sci-nnov.ru](mailto:smirnov@appl.sci-nnov.ru)*

*Работа посвящена развитию метода резонансной ближнеполюсной СВЧ-томографии применительно к задачам ранней диагностики меланомы и других новообразования кожи. Разрабатываемая методика позволяет получать информацию о свойствах изучаемого объекта без нарушения его целостности. В ее основе лежит физиологический факт изменения диэлектрической проницаемости и проводимости биологических тканей в области патологии.*

### **Введение**

Меланома кожи (МК) относится к категории наиболее агрессивных опухолей с лимфогенным и гематогенным метастазированием и плохим прогнозом на излечение при позднем выявлении. Так, составляя структурно не более 10% от всех форм рака кожи, меланома ответственна за 80% смертей, приходящихся на всю группу злокачественных опухолей кожи. Прирост заболевания неуклонно увеличивается и за последние 10 лет достиг уровня 44%. Повышение результативности лечения напрямую связаны с развитием диагностических методов, которые позволяют выявлять МК на ранней стадии.

В дерматологии и онкологии для постановки диагноза опухоли используются гистоморфологические (инвазивные) методики. Однако в случае меланомы взятие биопсии недопустимо, так как она может спровоцировать ускоренное развитие заболевания. Наиболее распространенным неинвазивным способом диагностики меланомы является дерматоскопия – визуальный метод диагностики, при котором с помощью простой лупы или специального люминесцентного микроскопа с увеличением в 10 раз исследуется поверхность кожи. В последнее время в литературе подробно описаны различные дополнительные диагностические методики для выявления и стадирования МК: цитологическое исследование мазков-отпечатков с поверхности опухоли, радиофосфорная индикация, термометрия, рентгенологическое исследование зоны опухоли, и другие [1-5].

В рамках настоящей работы исследуются возможности метода резонансной ближнеполюсной СВЧ-томографии для диагностики меланомы и других новообразований кожи. Данный метод позволяет визуализировать распределения диэлектрической проницаемости и проводимости биологических тканей.

Поясним основные принципы, на которых базируется резонансная ближнеполюсная СВЧ-томография. Область среды, находящейся в ближнем поле зондирующей электрически малой антенны, оказывает влияние на ее импеданс. Если антенна включена в качестве нагрузки в резонансную систему, то по смещению резонансной частоты и изменению добротности, можно судить об электродинамических характеристиках среды вблизи антенного устройства. Другими словами, располагая антенну рядом с поверхностью исследуемого объекта, изменяя ее размеры (глубину зондирования) и место положения, удается получать информацию о подповерхностной структуре. Исходными данными для решения обратной задачи резонансной ближнеполюсной СВЧ томографии являются результаты измерения резонансных характеристик СВЧ зона при сканировании над поверхностью среды его измерительной частью, представляющей собой систему электрически малых антенн с разными глубинами зондирования.

### Описание измерительных датчиков

Измерительная система для исследования меланомы кожи представляет собой СВЧ резонатор в виде отрезка коаксиальной линии с фторопластовым заполнением, на одном конце которого расположена магнитная рамка диаметром 0,5 см (для этого центральный проводник коаксиальной линии замыкается на экран, образуя индуктивную нагрузку). К противоположному концу резонатора, посредством выносного коаксиального кабеля длиной 1 м подключается аппликатор, содержащий на конце цилиндрический конденсатор длиной 1 см. Зондирование биологических тканей осуществляется краевой емкостью цилиндрического конденсатора аппликатора (измерительная ёмкость). Для уменьшения вносимых в резонатор потерь при контакте с поверхностью исследуемого объекта в точке подключения выносного кабеля к резонатору параллельно впаяна индуктивность порядка 5нГн. Возбуждение резонатора и прием его отклика осуществляется при помощи петель магнитной связи, расположенных вблизи магнитной рамки резонатора. Торцы измерительной емкости прикладываются к поверхности исследуемой среды. Глубина зондирования такой системы определяется расстоянием между внешним и центральным проводниками аппликатора. Наличие вещества в области краевого квазистатического поля измерительной емкости приводит к изменению резонансной частоты и добротности системы. Для глубинного зондирования тканей кожи изготовлено три аппликатора: радиус внешней обкладки цилиндрических емкостей (аппликатора) составлял 2мм, внутренней – соответственно 1.5мм, 0.75мм и 0.35мм. Собственные частоты датчиков 600-700 МГц, добротность резонансных системы ~ 150. Датчики снабжены динамометрическим устройством, позволяющим контролировать силу прижима аппликатора на биологическую ткань.



Рис. 1. Фотография аппликатора с динамометрическим устройством.

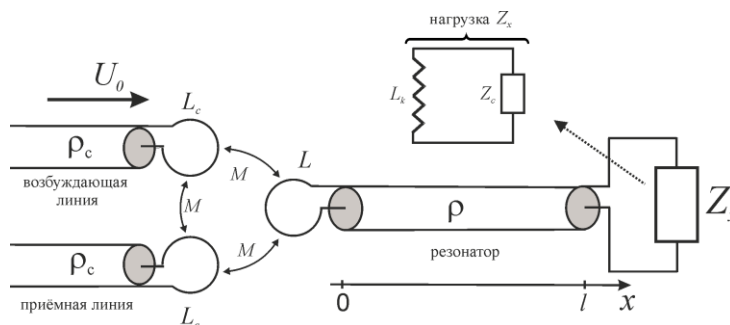


Рис. 2. Схема резонансного датчика.

Основной характеристикой описанных выше датчиков при диагностике неоднородных по глубине сред является их максимальная глубина зондирования  $h_{zond}$ . Величина  $h_{zond}$  определяется геометрическими размерами измерительной емкости (радиусом  $r_1$  центрального и радиусом  $r_2$  внешнего проводника цилиндрического конденсатора), параметрами резонансной системы ближнепольного датчика и электродинамических характеристик тестируемой среды. Очевидно, что характерный масштаб локализации электрического поля измерительной емкости определяется расстоянием  $d$  между ее проводниками. Поэтому чем больше расстояние  $d$ , тем больше максимальная глубина зондирования датчика. Кроме того  $h_{zond}$  зависит от индуктивности  $L_k$ , подключенной параллельно выносному коаксиальному кабелю. Чем больше  $L_k$ , тем выше чувствительность резонансной системы и как следствие больше глубина зондирования. При заданной геометрии измерительной емкости и

параметрах резонансной системы  $h_{zond}$  увеличивается в случае более контрастных неоднородностей изучаемого объекта.

Для оценки максимальной глубины зондирования датчиков применительно к исследованию кожного покрова исследовалось поведение резонансной кривой датчика в зависимости от расстояния  $h$  между измерительной емкостью и поверхностью жидкости, находящейся в кювете. В качестве жидкости использовался спирт, измерительная емкость располагалась в воздухе. Объем, занимаемый спиртом, можно было рассматривать как инородное включение, находящееся в воздушном полупространстве с  $\epsilon=1$ , а расстояние  $h$  – как глубину его залегания. Контрастность действительной и мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости была соответственно 1:24 и 1:10. В эксперименте частотный сдвиг резонансных систем был максимален при непосредственном контакте со спиртом и уменьшался при увеличении расстояния  $h$ . После некоторого  $h$  частотный сдвиг становится равным нулю, и датчик не замечает присутствие инородного объекта. Данное расстояние соответствует максимальной глубиной зондирования  $h_{zond}$ . Результаты измерений  $h_{zond}$  для используемых датчиков приведены в таблице 1. Поскольку поверхностные слои кожи характеризуются низким влагосодержанием (малой проводимостью) и диэлектрической проницаемостью порядка единицы, значения  $h_{zond}$ , приведенные в таблице 1, можно использовать для оценки глубины зондирования измерительных систем при исследовании кожи.

Таблица 1. Глубины зондирования датчиков.

Номер датчика	1	2	3
Параметры измерительной емкости	$r_1=1.5\text{мм}$ $r_2=2\text{мм}$	$r_1=0.75\text{мм}$ $r_2=2\text{мм}$	$r_1=0.35\text{мм}$ $r_2=2\text{мм}$
$h_{zond}(\text{мм})$	0.2	0.8	1.1

### Теория резонансных датчиков

Математическое описание работы датчика, согласно [6,7], сводится к решению системы телеграфных уравнений для комплексных амплитуд тока  $I$  и напряжения  $U$  в резонаторе:

$$\begin{cases} \frac{dU}{dx} = -i\omega L_0 I + E\delta(x+0), \\ \frac{dI}{dx} = -i\omega C_0 U \end{cases} \quad (1)$$

с граничными условиями

$$U|_{x=0} = Z_L I|_{x=0}, \quad U|_{x=l} = Z_x I|_{x=l}, \quad Z_L = i\omega L \quad (2)$$

В выражениях (1) – (2) введены следующие обозначения:  $L_0$  и  $C_0$  – погонная индуктивность и емкость передающей линии, образующей резонатор;  $1/\sqrt{L_0 C_0} = c$ ,  $c$  – скорость распространения электромагнитной волны в передающей линии,  $\sqrt{L_0/C_0} = \rho$ ,  $\rho$  – волновое сопротивление линии резонатора;  $E = -i\omega M(I_2 + I_3)$  – ЭДС взаимной индукции в резонаторе;  $M$  – коэффициент взаимной индукции между петлями связи и резонатором;  $I_2$  и  $I_3$  – комплексные амплитуды токов соответственно в передающей и приемной петлях связи;  $L$  и  $Z_L$  – соответственно индуктивность и импеданс магнитной рамки резонатора.

$$I_2 = 2I_0 - i\frac{\omega M}{\rho_c} I|_{x=0}, \quad I_3 = -i\frac{\omega M}{\rho_c} I|_{x=0}, \quad I_0 = i\frac{U_0}{\rho_c}, \quad (3)$$

где  $I_0$  и  $U_0$  – амплитуды тока и напряжения зондирующей волны в возбуждающей линии.

Нагрузка  $Z_x$  представляет собой параллельное соединение индуктивности  $L_k$ , при помощи которой осуществляется коррекция резонансной характеристики системы, и нагрузки  $Z_k$ , представляющей собой импеданс  $Z_c$  измерительной емкости  $C_k$ , пересчитанной по длине выносного пятидесятиомного коаксиального кабеля с фторопластовым заполнением длиной  $l_k$  в точку подключения к резонатору:  $Z_x = (1/i\omega L_k + 1/Z_k)^{-1}$

$$Z_k = 50 \left( Z_c + i50 \operatorname{tg} \left( \frac{\omega}{c} \sqrt{2} l_k \right) \right) \left( 50 + iZ_c \operatorname{tg} \left( \frac{\omega}{c} \sqrt{2} l_k \right) \right)^{-1} \quad (\text{Ом})$$

Импеданс  $Z_c$  определяется эффективной диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_{\text{eff}}$  среды на глубине зондирования измерительной системы:  $Z_c(\varepsilon_{\text{eff}}) = 1/(i\omega C_k \varepsilon_{\text{eff}})$ . При контакте измерительной емкости с биологической тканью нагрузка  $Z_x$  изменяется на величину  $Z_x^{(1)} = Z_x(\varepsilon_{\text{eff}}) - Z_x(1)$ .

Решение задачи (1) – (3) на частотах  $\omega$ , близких к вакуумной резонансной частоте  $\omega_0$ , ( $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$ ,  $|\Delta\omega| \ll \omega_0$ ), будем искать в виде асимптотического ряда по малому параметру  $\gamma$ :

$$I = I^{(0)} + I^{(1)} + \dots, \quad U = U^{(0)} + U^{(1)} + \dots, \quad \gamma \sim \max \left\{ \frac{\Delta\omega}{\omega_0}, \left( \frac{Z_x^{(1)}}{\rho} \right), \left( \frac{\omega M}{\rho} \right)^2, \left( \frac{\omega M}{\rho_c} \right)^2, \left| \frac{I_1}{I_0} \right| \right\} \ll 1$$

В первом порядке теории возмущений можно получить следующее выражение для напряжения  $U_3$  в приёмной петле связи.

$$U_3 = \frac{U_0}{\sqrt{Q_0^2 (\delta\omega + \operatorname{Im} q)^2 + (1 + Q_0 \operatorname{Re} q)^2}} \quad (4)$$

где  $Q_0$  - собственная добротность резонансной системы,

$$q = \frac{1}{\beta} \frac{Z_x^{(1)}}{\rho} \cos^2 \left( \frac{\omega_0 l}{c} + \operatorname{arctg} \left( \frac{\omega_0 L}{\rho} \right) \right)$$

(5)

Выражение (4) представляет собой уравнение резонансной кривой датчика. Параметр  $q$  определяется поправкой  $Z_x^{(1)}(\varepsilon_{\text{eff}})$  к импедансу нагрузки на конце резонатора. В зависимости от электродинамических свойств среды действительная и мнимая часть параметра  $q$ , согласно (4), определяет относительный сдвиг резонансной частоты  $\delta\omega$  и величину сигнала  $\max U_3$  при резонансе:

$$\delta\omega = -\operatorname{Im} q, \quad \max U_3 = (1 + Q_0 \operatorname{Re} q)^{-2} \quad (6)$$

При известных экспериментальных значениях  $\delta\omega$  и  $\max U_3$  выражения (6) позволяют найти комплексную величину эффективной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{\text{eff}}$  среды.

### Экспериментальные результаты

Для демонстрации возможностей измерительных систем проведено изучение глубинной структуры здоровой кожи. Исследование осуществлялось следующим образом. Сначала измерения проводятся датчиком с наименьшей глубиной зондирования  $h_1$ , результаты измерений отражают интегральные свойства среды в приповерхностном слое толщиной  $h_1$ . Для датчика с глубиной зондирования  $h_2 > h_1$  - интегральные свойства среды в приповерхностном слое уже большей толщиной  $h_2$  и т.д. Зная отклики измерительных систем

с разными  $h_{zond}$ , можно восстановить изменение эффективной комплексной диэлектрической проницаемости среды при увеличении глубины зондирования датчиков.

Кожа является сложной средой с ярко выраженной неоднородностью своих физических характеристик. В ней выделены три основных слоя: эпидермис, дерма и подкожная жировая клетчатка (гиподерма). Электродинамические характеристики структурных слоев кожи зависят, в первую очередь, от их клеточной структуры и содержания в них влаги (жидкости). На рис. 3 представлена  $\epsilon_{eff}$  кожи кисти и мозолистого участка ладони для трёх датчиков. Из рисунков видно, что эффективная диэлектрическая проницаемость растёт с увеличением глубины зондирования. Это свидетельствует об увеличении диэлектрической проницаемости тканей кожи по мере удаления от ее поверхности.

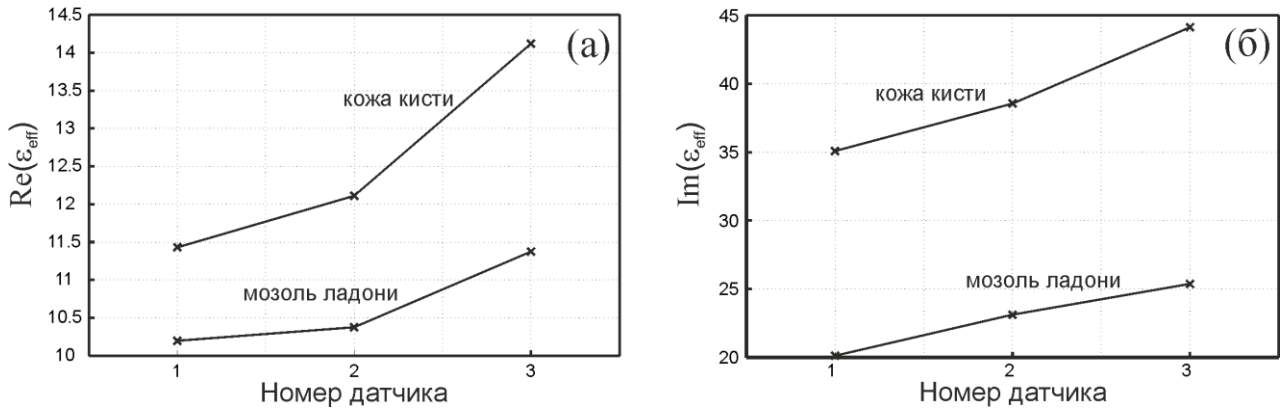


Рис. 3. Действительная (а) и мнимая (б) части эффективной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{eff}$  кожи кисти и мозолистого участка ладони для трёх датчиков.

Представленные на рис. 3 значения  $\epsilon_{eff}$  для разных глубин зондирования являются данными для решения обратной задачи по восстановлению пространственного распределения комплексной диэлектрической проницаемости кожи.

Применительно к диагностике меланомы кожи нами была проведена обработка метода резонансного ближнеполюсного СВЧ-зондирования на удаленных в ходе оперативного вмешательства тканях кожи, содержащих доброкачественные и злокачественные новообразования: родинка, кератома, меланома. В каждой группе заболеваний было пять человек. На рис. 4 представлены результаты измерений действительной части  $\epsilon_{eff}$  тканей кожи датчиком с глубиной зондирования 1.1мм. По данным гистологического исследования поверхностные слои кожи в области пигментных новообразований были идентичны здоровой кожи. Из экспериментальных данных следует, что электродинамические свойства родинки и здоровой кожи практически не отличаются. У тканей меланомы  $\epsilon_{eff}$  меньше чем у здоровой кожи примерно в 2 раза, а в случае кератомы – в 1.3 раза.

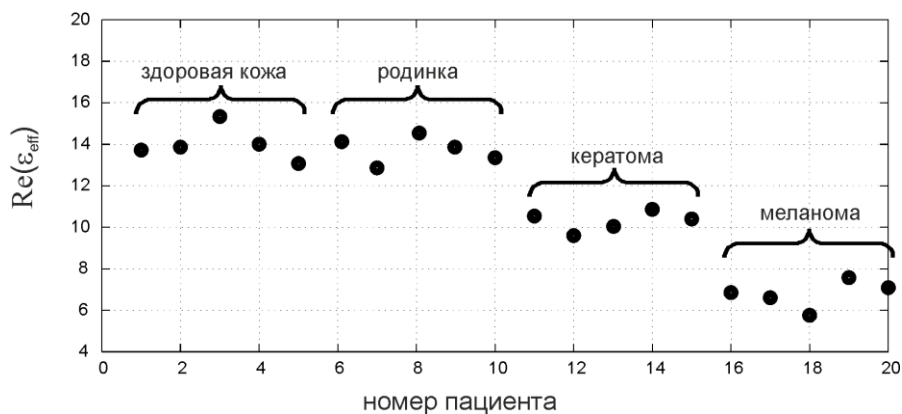


Рис. 4. Действительная часть эффективной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{eff}$  кожи для датчика с глубиной зондирования 1.1мм кожи в области различных пигментных новообразований.

### Заключение

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность использования резонансной ближнепольной СВЧ-томографии для исследования глубинной структуры кожи.

Применительно к диагностике пигментных новообразований кожи показаны различия интегральной диэлектрической проницаемости тканей кожи в области родинки, кератомы и меланомы.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №13-02-97069 р\_поволжье\_a.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Демидов Л.В., Соколов Д.В., Булычева И.В. и др. Совершенствование методов диагностики меланомы кожи // Вестник РОНЦ им. Н.Н. Блохина РАМН. 2007. Т. 18, № 1. С. 36–41.
2. Фрадкин С.З., Залуцкий И.В. Меланома кожи. - Минск: Беларусь, 2000. – 221
3. Чиссов В.И.; Давыдов М.И. Онкология: национальное руководство.- Издательство: М.: ГЭОТАР- Медиа, 2008. – 1072.
4. Демидов Л.В., Харкувич Г.Ю., Маркина И.Г. Меланома и другие злокачественные новообразования кожи (глава в книге: Энциклопедия клинической онкологии. Под ред. М.И.Давыдова). М., 2004. – С. 341-364.
5. Blum A., Luedtke H., Ellwanger U. et al. Digital image analysis for diagnosis of cutaneous melanoma. Development of a highly effective computer algorithm based on analysis of 837 melanocytic lesions // Br. J. Dermatol. 2004. Vol. 151, № 5. P. 1029–1038.
6. Кондратьев И.Г., Костров А.В., Смирнов А.И., Стриковский А.В., Шашурин А.В. Резонансный СВЧ-зонд на отрезке двухпроводной линии // Физика плазмы. 2002. Т. 28, №11. С. 977-983.
7. Yanin D. V., Galka A. G., Kostrov A. V., Smirnov A. I., Strikovskiy A. V., Kuznetsov I. V. Diagnostics of subsurface quasi-one-dimensional inhomogeneities by the method of resonance near-field microwave sounding // Radiophysics and Quantum Electronics: V. 57, Issue 1 (2014), Page 31-42.

## ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОЛЯ В ДАЛЬНОЙ ЗОНЕ АНТЕННЫ ПОДПОВЕРХНОСТНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ (ИМПУЛЬСНАЯ АМПЛИФАЗОМЕТРИЯ)

**Болтинцев В.Б.**  
ЗАО НПФ «Геодизонд»  
[boltintzev@yandex.ru](mailto:boltintzev@yandex.ru)

*Представлены результаты применения голографических методов моделирования поля антенны подповерхностного зондирования в дальней зоне. Для антенны ( $KCBH < 1.85$  в полосе  $0 \div 700$  МГц), излучающей электромагнитный импульсный (ЭМИ) сверхширокополосный (СШП) сигнал в подстилающую среду, измерено поле в ближней зоне. Измерительный зонд – микрополосковый аналог «диполя Герца» ( $KCBH < 2$  в полосе  $0 \div 700$  МГц), схема измерений поля – на просвет, зонд в материальной среде. Размерность матрицы измерений  $X \times Y = 42 \times 42$ , в каждом из измерений 500 значений. Компоненты поля в дальней зоне выражены интегралами типа Гюйгенса – Кирхгофа по плоскости измерений в ближней зоне от функций распределений измеренных тангенциальных составляющих. Вид смоделированного ЭМИ СШП сигнала совпадает с аналогичным сигналом, распространяющимся в водной толще.*

Необходимость знания излучаемого поля в дальней зоне, особенно – в подстилающей среде требует применения голографических методов моделирования поля. Вид используемого сигнала в подповерхностном зондировании требует применения импульсной амплифазометрии. Лабораторная установка такого типа, предназначенная для экспериментального определения вида распространяющегося в среде поля от ЭМИ СШП сигнала, излучаемого передающей антенной комплекса, содержит:

- неоднородную микрополосковую излучающую антенну м – диапазона [1];

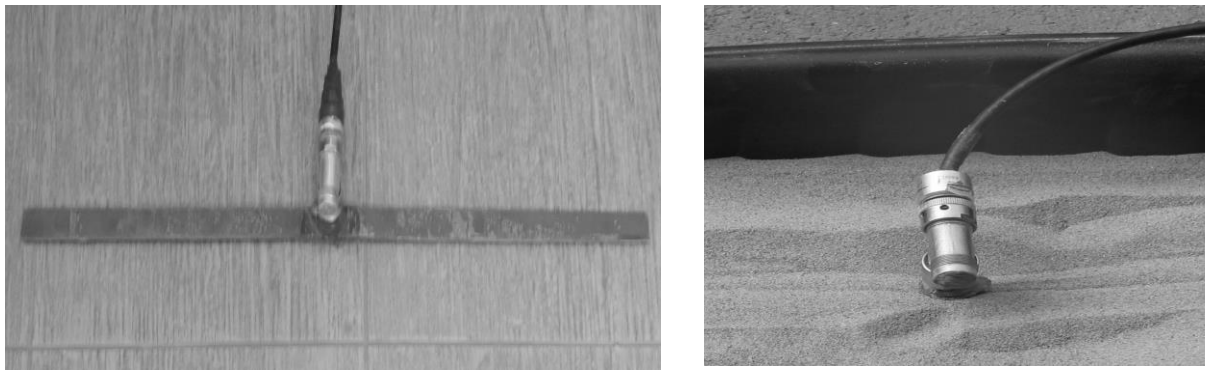


Рис. 1 – Излучающая «на просвет» антенна м- диапазона с ДДРВ генератором и

- генератор на базе дрейфового диода с резким восстановлением (ДДРВ), параметры: ампл.~300 В,  $\tau_{\text{фронт}} \sim 1$  нс,  $\tau_{\text{имп}} \sim 4$  нс;

- датчик поля – несимметричная микрополосковая антенна (МПА) в виде диполя Герца;
- трёхслойную среду (бетон – 25 см; асфальт – 8 см; среднезернистый песок – 20см);
- приёмник - осциллограф TDS3052В.

На рис. 1 представлен внешний вид излучающей «на просвет» антенны м- диапазона. Антенна «нагружена» на бетонную поверхность. На рис. 2 представлен внешний вид датчика поля на границе раздела «воздух - кафель» и датчик поля в песке (антенна в материальной среде).



а

б

Рис. 2 – Датчик поля на границе раздела «воздух - кафель» (а) и в песке (б)

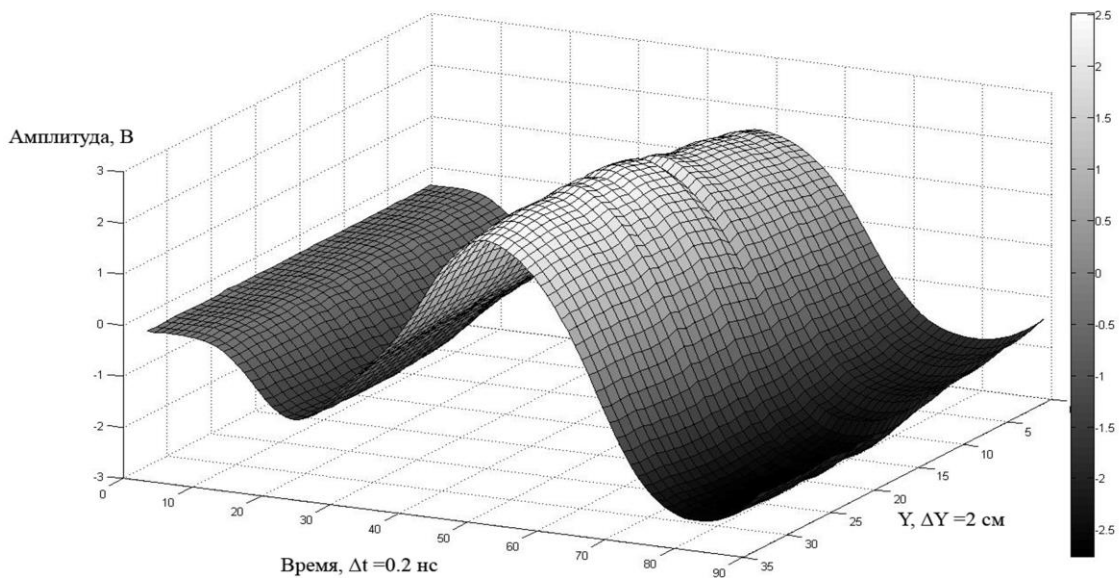
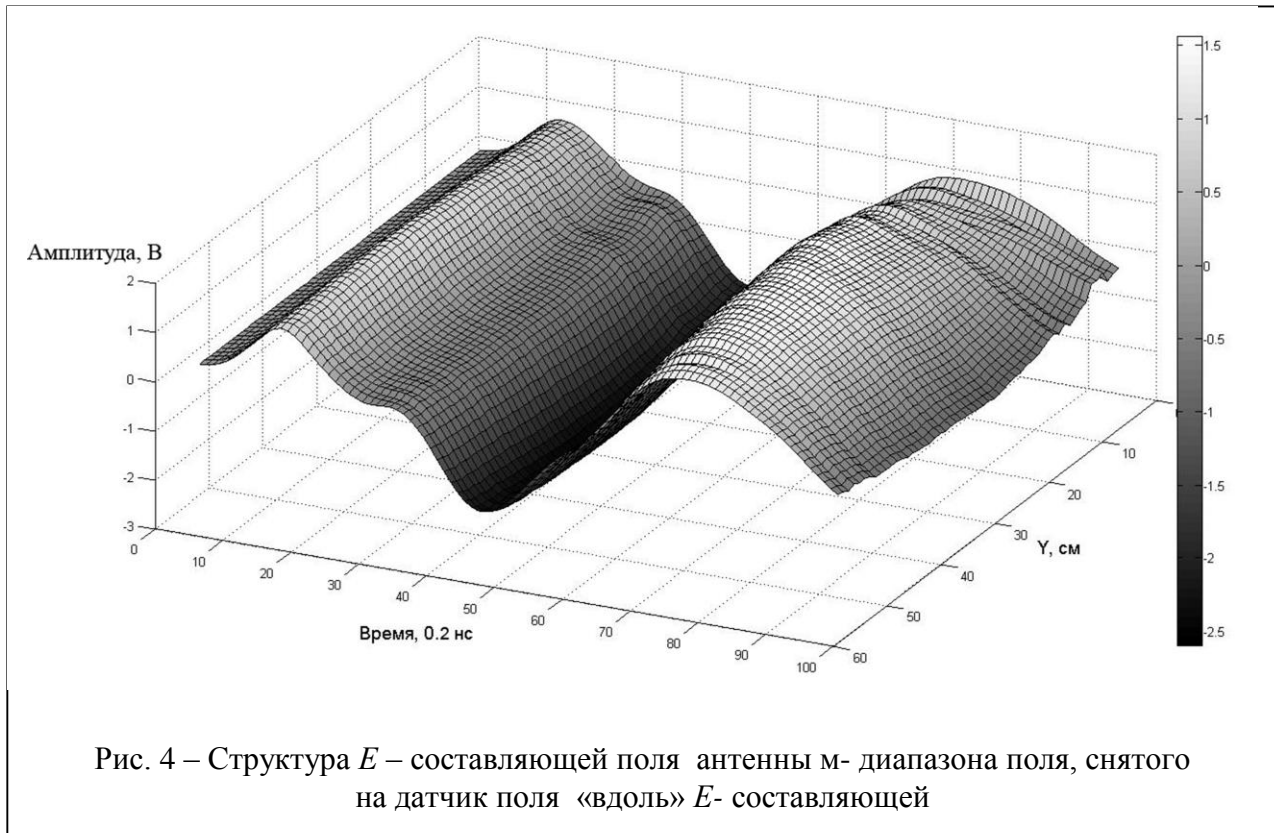


Рис. 3 – Структура  $E$  – составляющей поля антенны м- диапазона, снятого на датчик поля «поперёк»  $E$ - составляющей



МПА перемещается в материальной среде вдоль излучаемого вектора  $E$  напряжённости поля в раскрыве антенны, затем – поперёк. Структура  $E$  – составляющей распространяющегося от антенны м- диапазона поля представлена на рис. 3, 4.

Ближнее поле (рис. 3, рис. 4) измеряется в каждой точке плоской поверхности сканирования  $S$ ; результатом измерений является векторная комплексная функция  $E^u(r_s)$  ( $r_s$ ) – векторная координата на поверхности  $S$ . Составляющие вектора есть значения сигнала на выходе



измерительной антенны (рис. 2б) при различных её ориентациях, различающихся поворотом  $E$ -плоскости измерительной антенны на  $90^0$ ; они пропорциональны распределённой на  $S$  тангенциальной компоненте электрического поля исследуемой антенны). Тогда искомое поле должно находиться как решение краевой задачи для однородных (без источников) уравнений Максвелла, удовлетворяющее условию излучения и краевому условию  $E_t = E^u$  на  $S$  [2].

Строгое решение уравнений Максвелла даётся интегралами типа Гюйгенса – Кирхгофа по поверхности  $S$  от функций тангенциальных  $E_t, H_t$ .

$$E = \left( \frac{k}{4\pi i R_0} \right) \exp(-ikR_0) \iint_S \left[ \left( \frac{\mu}{\varepsilon} \right) i_{R_0} \times (H_t \times n) - (E_t \times n) \times i_{R_0} \right] \times \exp(ik \rho i_{R_0}) dS, H = i_{R_0} \times E \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}, (1)$$

где  $R_0$  – расстояние от начала системы координат, расположенной внутри  $S$ , до точки наблюдения;  $\rho$  – радиус - вектор точек на поверхности  $S$ ;  $i_{R_0}$  – единичный вектор из начала системы координат в точку

наблюдения;  $n$  - единичный вектор внешней нормали к поверхности  $S$ ;  $k$  - волновое число;  $\varepsilon$ ,  $\mu$  - диэлектрическая и магнитная проницаемости среды вне  $S$ . Значения тангенциальных составляющих ближнего поля должны быть известны на замкнутой поверхности, охватывающей антенну.

Для определения поля в дальней зоне необходимо подставить в (1) функции измеренных тангенциальных составляющих (рис. 3, 4) и выполнить интегрирование. Используемое преобразование дано [3].

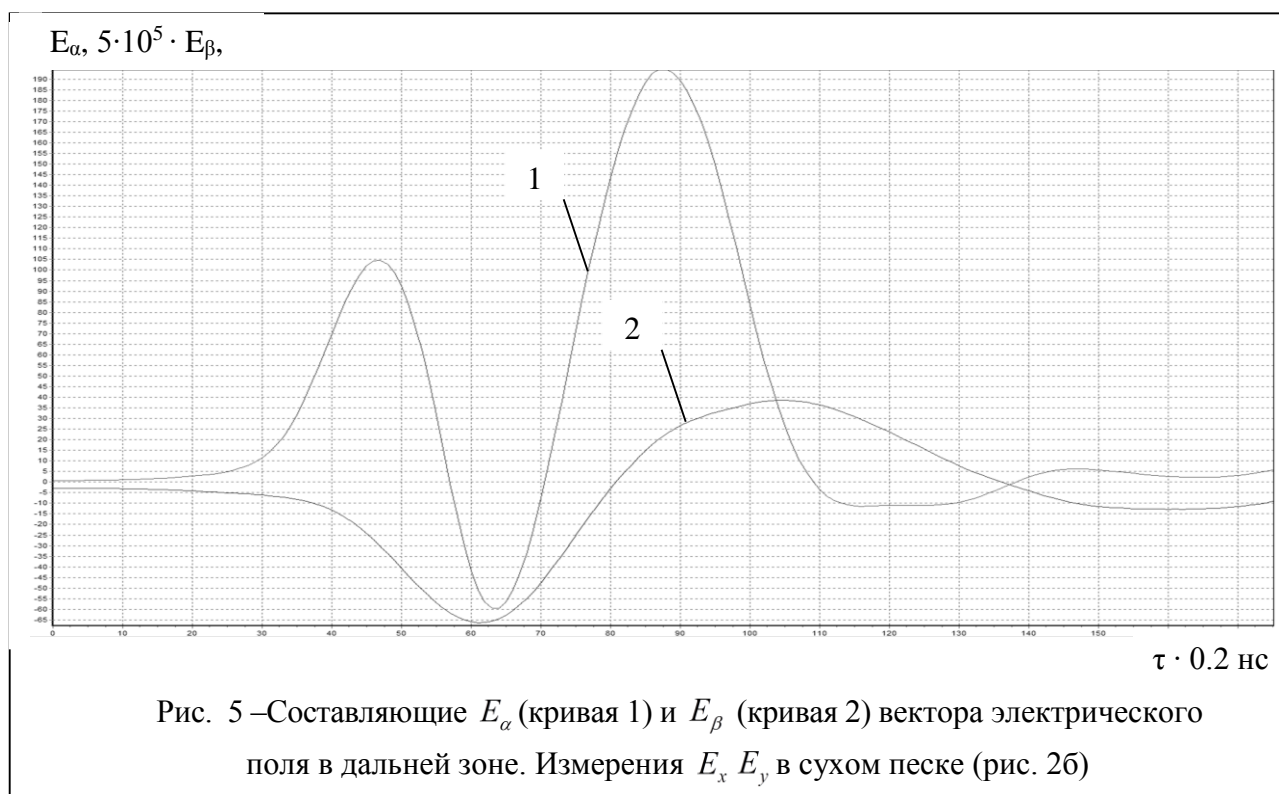
Измерение поля на плоскости  $z=0$  осуществляется в системе координат  $x, y$  (плоскость раскрыва антенны). Поле в дальней зоне рассматривается как функция сферических координат  $\alpha$ ,  $\beta$  (угол  $\alpha$  отсчитывается от соответственно декартовой и сферической систем координат), из (1) в системе координат  $\alpha$ ,  $\beta$  можно получить следующие выражения для составляющих вектора электрического поля в дальней зоне

$$E_{\alpha} = A \int_S (E_x \cdot \cos\beta + E_y \cdot \sin\alpha \cdot \sin\beta) \cdot \exp[ik(x \cdot \sin\alpha \cdot \cos\beta + y \cdot \sin\beta)] dx dy,$$

$$E_{\beta} = A \cdot \cos\alpha \int_S E_y \cdot \exp[ik(x \cdot \sin\alpha \cdot \cos\beta + y \cdot \sin\beta)] dx dy,$$

$$\text{где } A = \left( \frac{k}{4\pi i R_0} \right) \exp(-ikR_0), k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon}.$$

Результаты восстановления поля в дальней зоне по полю, измеренному на плоскости, представлены на рис. 5. Здесь  $A = \text{Const} = 1$ ,  $k = 0.016 \text{ м}^{-1}$  (бетон). Площадь сканирования  $S$  больше площади раскрыва антенны.



Главной особенностью полученного результата является то, что сигнал на рис. 5 (кривая 1) полностью совпадают с результатами экспериментов по распространению ЭМИ СШП сигналов в толще воды [4].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Болтинцев В. Б. Оценка реализации свойства сверхширокополосности Т- волн для антенн подповерхностного зондирования с параметрической оптимизацией размеров поперечных сечений токоведущих линий // Журнал радиоэлектроники. 2012, №3; <http://jre.cplire.ru/jre/mar12/13/text.pdf>
2. Методы измерения характеристик антенн СВЧ / Л. Н. Захарьев, А.А. Леманский, В.И. Турчин и др., Под ред. Н.М. Цейтлина. – М.: Радио и связь, 1985. -368 с.
3. Бахрах Л. Д., Курочкин А.П. Голография в микроволновой технике. – М.: Сов.радио, 1979. -320с.
4. Болтинцев В.Б. Болтинцев В.Б. Метод электромагнитного импульсного сверхширокополосного зондирования подстилающей среды / В. Б. Болтинцев, В. Н. Ильяхин, К. П. Безродный // V Всероссийская научно – техническая конференция “Радиолокация и радиосвязь”: труды конф., – Москва: ИРЭ РАН, 2011. –Том I, С.32-37.

## ЗАДАЧИ И ИНСТРУМЕНТЫ НАЗЕМНОЙ МИЛЛИМЕТРОВОЙ И СУБМИЛЛИМЕТРОВОЙ АСТРОНОМИИ

**Зинченко И.И.**

*ИИФ РАН*

[zin@appl.sci-nnov.ru](mailto:zin@appl.sci-nnov.ru)

*Несмотря на успехи космических миссий, проводивших астрофизические исследования на миллиметровых и субмиллиметровых волнах, наземные наблюдения в данном диапазоне по прежнему являются важным средством изучения различных астрономических объектов. Для этой цели строятся новые уникальные обсерватории. Наиболее яркий пример – ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array). В данном докладе будет дан обзор актуальных научных задач наземной миллиметровой и субмиллиметровой астрономии, обусловленных ими требований к инструментам, а также существующих и проектируемых наземных обсерваторий этого диапазона длин волн.*

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ ИЗ ЦИЛИНДРО – БИКОНИЧЕСКИХ И ПОЛИКОНИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Калошин В.А.<sup>1,2</sup>, Нгуен К.З.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (государственный университет)

Email: vak@cplire.ru

*Аннотация. Проведены результаты численного моделирования и оптимизации сверхширокополосной всенаправленной в горизонтальной плоскости линейной антенной решетки, содержащей два цилиндра – биконических или три поликонических элемента. Для решетки из двух цилиндра – биконических элементов реализовано согласование в полосе частот от 2,9 до 5,2 ГГц со средним коэффициентом усиления 4,5дБ, а для решетки из трех поликонических элементов, реализовано согласование в полосе частот от 2,8 до 6,1 ГГц со средним коэффициентом усиления - 5,0дБ.*

В работе [1] предложен новый тип сверхширокополосных (СШП) излучателей – поликоническая антенна. Поликоническая антенна обеспечивает хорошее согласование в сверхширокой полосе частот, но относительно небольшое усиление. В данной работе для увеличения усиления использована линейная решетка из двух цилиндра - биконических и трех поликонических коаксиально расположенных элементов (рис.1). Отметим, что цилиндра – биконический излучатель, являющийся частным случаем поликонического излучателя, уже использовался в качестве СШП антенны [2].

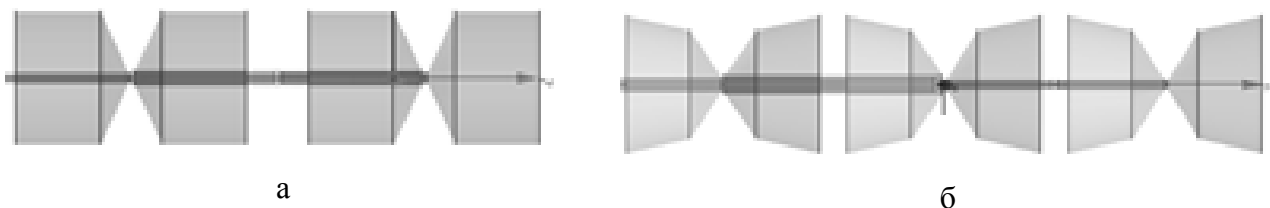
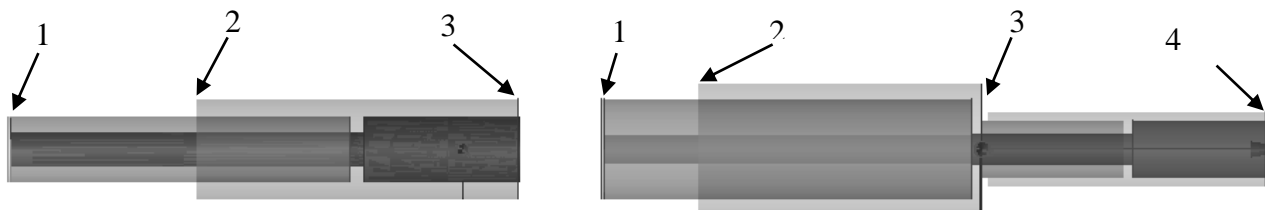


Рис.1. Линейные антенные решетки из цилиндра – биконических (а) и поликонических (б) элементов.

Для питания элементов антенной решетки разработаны два варианта коаксиального делителя мощности - на два и три канала, соответственно (рис.2). Двухканальный делитель мощности



а – двухканальный делитель

б – трехканальный делитель

Рис.2. Делители мощности.

содержит вход (1) с волновым сопротивлением 50 Ом и два выхода (2,3) с волновыми сопротивлениями 25 Ом, которые обеспечивают равномерное деление мощности на выходе с

амплитудой -3дБ. Трехканальный делитель мощности содержит три выхода (2,3,4) с волновыми сопротивлениями 17 Ом, которые обеспечивают равномерное деление мощности на выходе с амплитудой -4,8дБ. Результаты расчета в полосе частот модуля коэффициентов передачи для выходов двухканального и трехканального делителя показаны на рис.3а и 3б, соответственно. Результаты расчета в полосе частот разности фаз коэффициентов передачи на выходах двухканального и трехканального делителя показаны на рис.4а и 4б, соответственно.

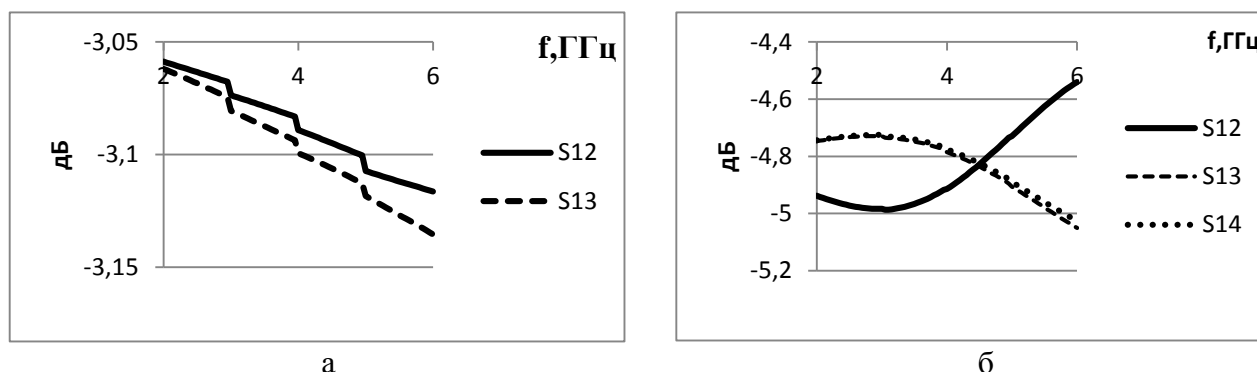


Рис.3. Амплитудное распределение мощности на выходах делителей.

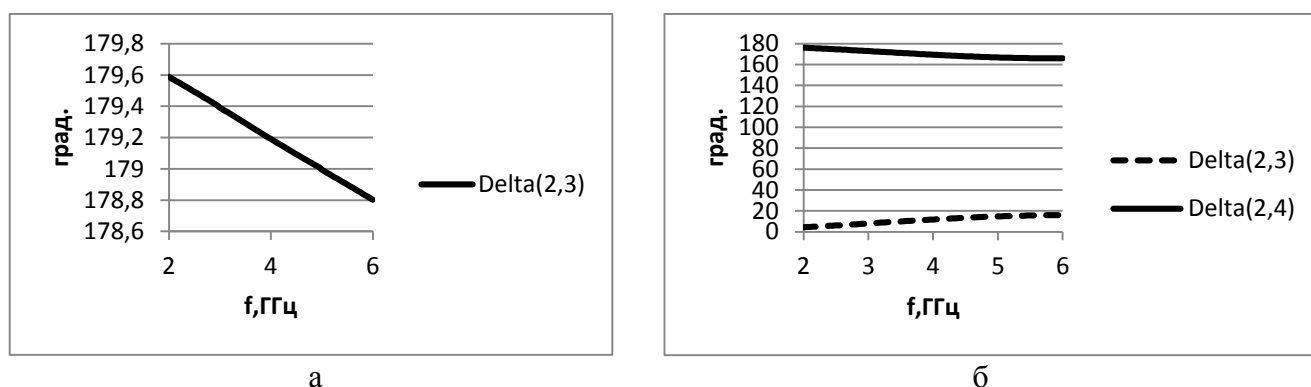


Рис.4. Разность фаз на выходах делителей.

Следующий этап работы заключался в согласовании цилиндрических – биконических и поликонических элементов решетки с выходами делителей. В результате оптимизации получены следующие значения геометрических параметров. Для 25-омного цилиндрического – биконического излучателя: угол образующей конуса  $\theta=70$  градусов, диаметр цилиндра 27 мм, длина излучателя 37 мм. Для 17-омного поликонического излучателя: угол образующей малого конуса  $\theta=72$  градуса, угол образующей большого конуса  $\theta=22$  градуса, его диаметр - 34 мм, длина излучателя - 30 мм. Коэффициенты отражения ( $S_{11}$ ) цилиндрического – биконического и поликонического излучателей от частоты показаны на рис.5 пунктирной и сплошной линией, соответственно.

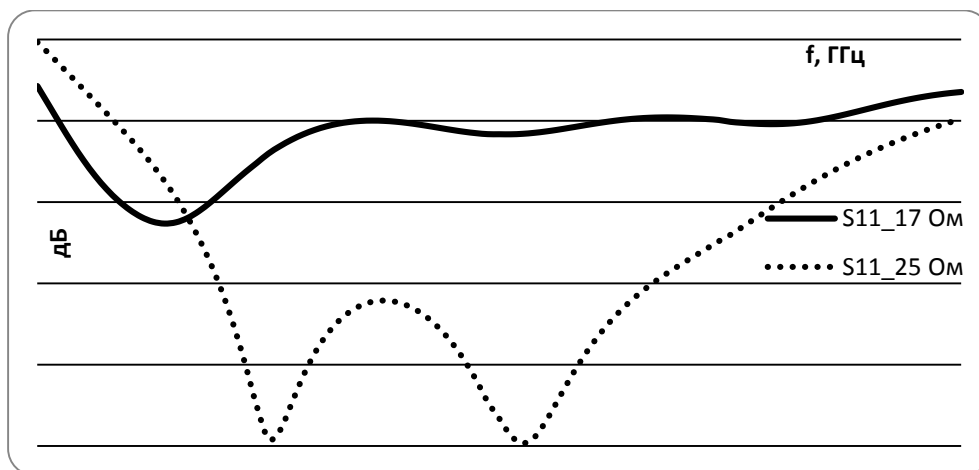


Рис.5. Зависимость коэффициента отражения от частоты

Как видно на рис.5 полоса согласования 25-омного цилиндра – биконического излучателя составляет 2,35 – 6ГГц, а 17-омного поликонического излучателя - 2,1 – 5,4ГГц. На рис.6 показаны диаграммы направленности в Е – плоскости на трех частотах 25-омного элемента (рис.6а) и 17-омного элемента (рис.6б).

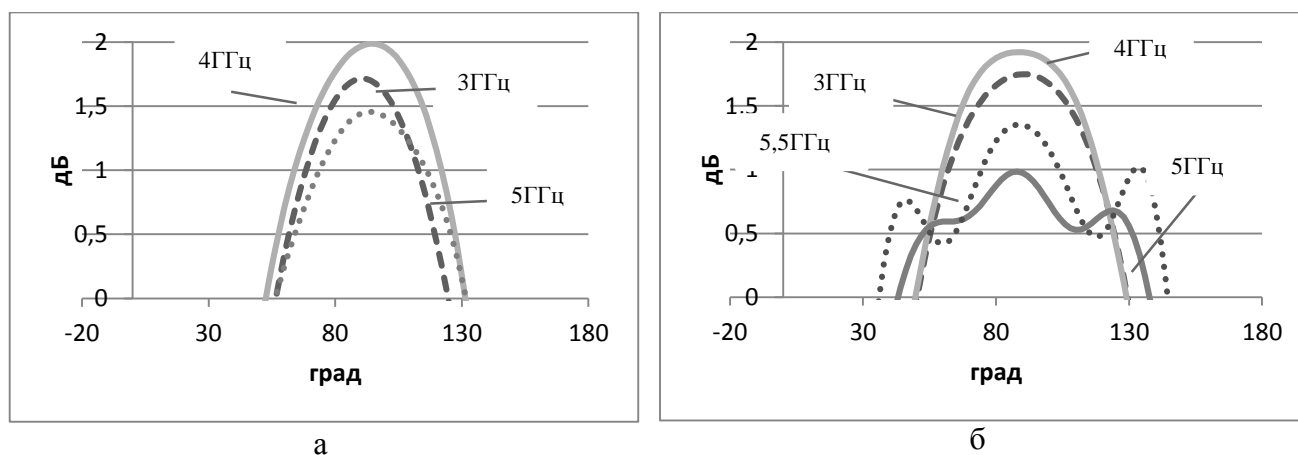


Рис.6. Усиление элемента решетки

Третий этап работы состоял в согласовании решетки и оптимизации ее параметров с целью получения максимального усиления в полосе согласования. В результате оптимизации получены такие параметры: для двухэлементной решетки: общая длина  $L = 84\text{мм}$ , период - 47мм; а для трехэлементной решетки: общая длина  $L = 100\text{мм}$ , период - 35мм. Зависимости коэффициенты отражения двух и трехэлементной решеток от частоты показаны на рис.7, а их диаграммы направленности в Е – плоскости для 7 разных частот показаны на рис.8 и рис.9, соответственно.

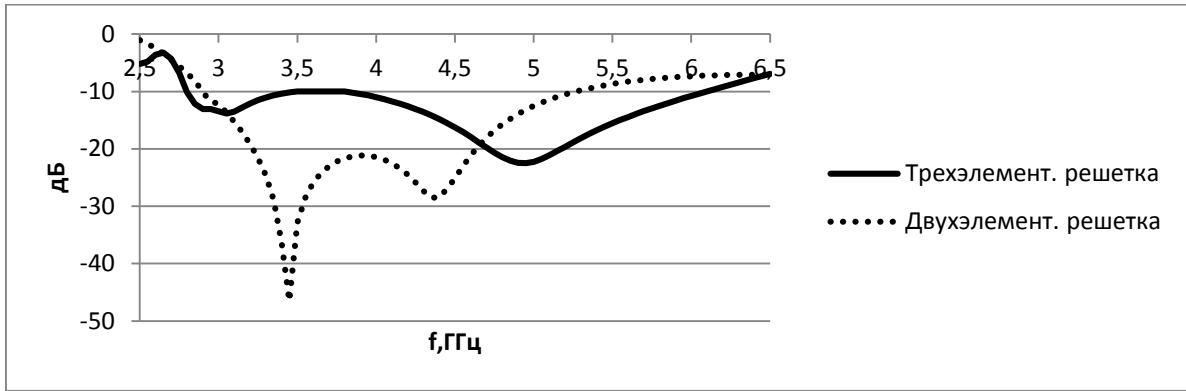
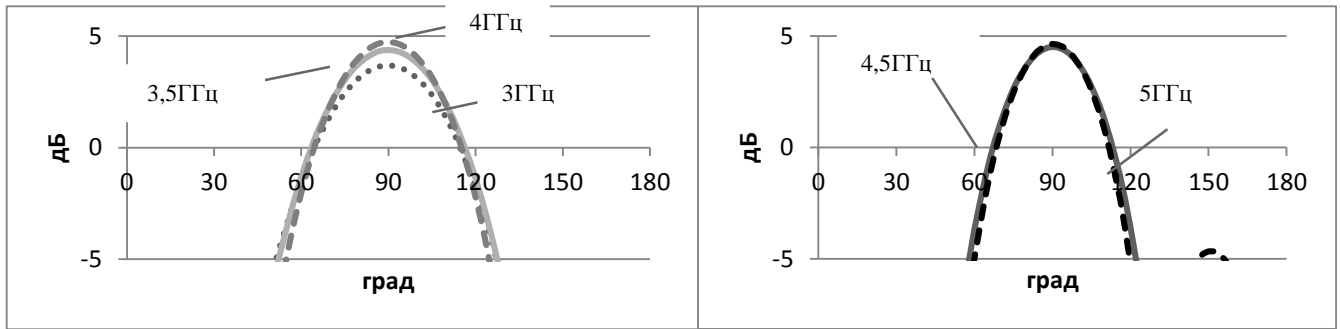
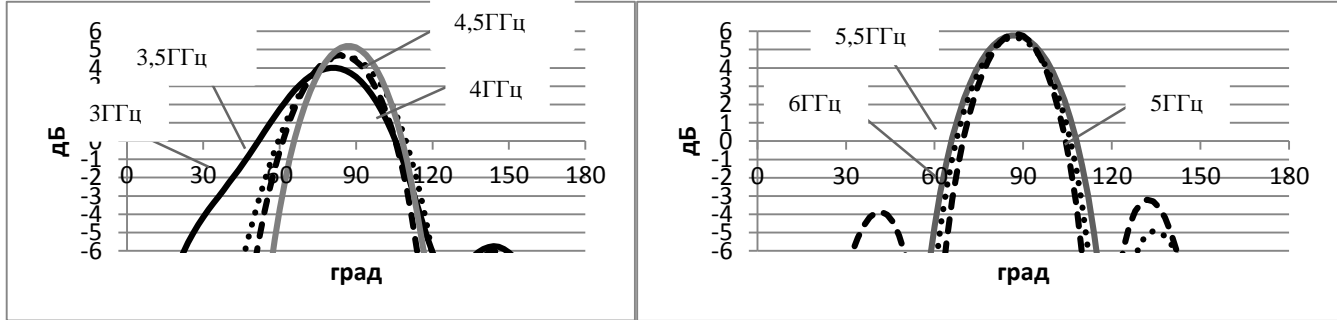


Рис.7. Зависимости коэффициенты отражения решеток от частоты



- 3 ГГц (пунктирная); 3,5 ГГц (сплошная); 4 ГГц (штриховая) - 4,5 ГГц (сплошная); 5 ГГц (штриховая)

Рис.8. Диаграммы направленности двухэлементной решетки в Е-плоскости на разных частотах.



- 3 ГГц (тёмная сплошная); 3,5 ГГц (пунктирная); 4 ГГц (штриховая); 4,5 ГГц (сплошная) - 5 ГГц (сплошная); 5,5 ГГц (пунктирная); 6 ГГц (штриховая)

Рис.9. Диаграммы направленности трехэлементной решетки в Е-плоскости на разных частотах.

Зависимости коэффициента усиления решеток в горизонтальной плоскости ( $\theta = 90 \text{deg}$ ) от величины  $L/\lambda$  ( $\lambda$  – длина волны) показаны на рис.10. Коэффициент усиления двухэлементной решетки показан на рисунке штриховой линией; а коэффициент усиления трехэлементной решетки – пунктиром. Аналогичная теоретическая и экспериментальная зависимость для известной двухэлементной решетки с граундом [3] показана на рисунке штрих-пунктирной и сплошной линиями, соответственно.

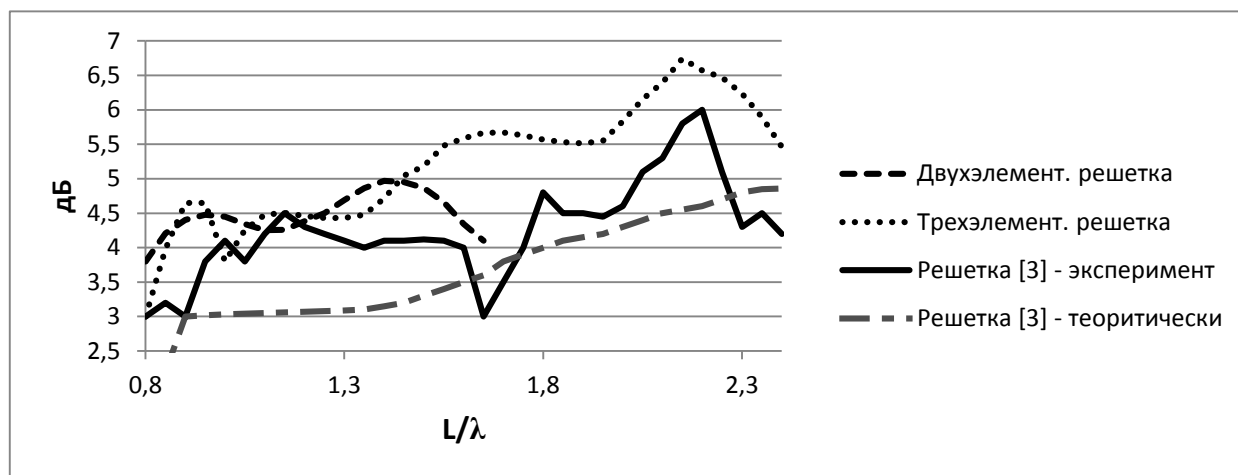


Рис.10. Зависимость коэффициента усиления от электрического размера решетки.

Таким образом, даже без использования граунда предложенные антенные решетки во всей исследованной полосе частот обладают более высоким коэффициентом усиления, чем известная решетка с граундом [3].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Калошин, Е.С.Мартынов, Е.А.Скородумова, Исследование характеристик поликонической антенны в широкой полосе частот // РЭ. 2011.Т.56. №9. С.1094 – 1098.
2. A. T. Ott., T. F. Eibert. A 433 MHz-22 GHz reconfigurable dielectric loaded biconical antenna // 4-th IEEE European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP 2010), Barcelona, Spain, April 2010, pp 1 – 5 .
3. James L. McDonald., Dejan S. Filipovic. A monocone-bicone collinear array // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 58, No. 12, December 2010, pp 3905 – 3912.



## АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ ДОКЛАДЧИКОВ

Андреев Павел Геннадьевич	211,244	Малеева Наталия Андреевна	3
Арешин Ярослав Олегович	277	Мануилов Борис Дмитриевич	357
Аржанников Андрей Васильевич	199, 448	Мануилов Михаил Борисович	339,345
Ахияров Владимир Влерович	330,334	Медведев Юрий Валентинович	225
Банков Сергей Евгеньевич	491	Медведский Юрий Николаевич	313, 326
Барабаненков Юрий Николаевич	414,420	Михайлов Михаил Сергеевич	231, 238
Басков Константин Михайлович	215	Морозов Геннадий Александрович	380,386
Бобков Николай Иванович	122	Мясин Евгений Анатольевич	299,307, 318,322
Болтинцев В.Б.	509	Нарышкин Валерий Иванович	368
Большаков Дмитрий Андреевич	405	Николай Иванович Черных	188
Бутылкин Валерий Семенович	39	Осипов Алексей Владимирович	991
Вакс Владимир Лейбович	248,253	Паршин Владимир Владимирович	289
Вдовичев Сергей Николаевич	221	Петров Игорь Александрович	25, 283
Вечтомов Виталий Аркадьевич	452,456	Пластиков Андрей Николаевич	154
Гаджиев Эльчин Вахидович	296,298	Политико Алексей Алексеевич	409
Гарин Борис Михайлович	194	Радченко Дмитрий Евгеньевич	35
Генералов Александр Георгиевич	296	Рассадин Александр Эдуардович	46
Голунов Валерий Алексеевич	263	Розанов Сергей Борисович	170
Горбунова Анастасия Александровна	485	Рудаков Кирилл Игоревич	391
Горовой Сергей Владимирович	94	Седов Антон Сергеевич	166
Грибанов Александр Николаевич	363	Серов Евгений Александрович	270
Дембелов Михаил Георгиевич	63, 69	Скориков Виталий Михайлович	30
Долгова Екатерина Сергеевна	119, 127, 130	Слепченков Михаил Михайлович	136, 149
Домрачева Елена Георгиевна	260	Смирнов Александр Ильич	503
Ефимова Н.А	474	Снежко Александр Викторович	145
Жуков Александр Николаевич	304	Стрелков Герман Михайлович	177,374
Завьялов Виталий Вадимович	114	Сучков Виктор Борисович	83
Зезюлина Полина Александровна	88, 107	Телегин Сергей Александрович	52
Зинченко Игорь Иванович	513	Тотьменинов Евгений Маркович	14
Калошин Вадим Анатольевич	461,468, 514	Трофимов Эдуард Игоревич	315
Катруша Алексей Николаевич.	132	Трухин Валерий Николаевич	351
Клионовски Кирилл Константинович	468	Ульянов Денис Константинович	205
Колесникова Анна Сергеевна	79	Филимонова Юлия Олеговна	101
Корниенко Владимир Николаевич	449	Фланден Вячеслав Сергеевич	57
Королёв Сергей Александрович	9	Хайкин Владимир Борисович	426,432
Кошелев Владимир Ильич	19	Цветков Александр Игоревич	73
Кравченко Дмитрий Сергеевич	396	Чебышев Вадим Васильевич	182
Кривошеев Юрий Вячеславович	501	Чекушкин Артем Михайлович	139
Кузьмин Владимир Александрович	160	Шишков Владислав Юрьевич	501
Лебедев Андрей Михайлович	497	Шмыгин Дмитрий Сергеевич	79

## Оглавление

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПЛОСКОГО СПИРАЛЬНОГО РЕЗОНАТОРА КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ <i>Малеева Н.А., Фистуль М.В., Абрамов Н.Н., Аверкин А.С., Карпов А.В., Журавель А.П., Устинов А.В.</i> .....	3
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИМПЕДАНСА ТУННЕЛЬНОГО КОНТАКТА С ПОМОЩЬЮ МИКРОВОЛНОВОГО БЛИЖНЕПОЛЬНОГО МИКРОСКОПА АТОМАРНОГО РАЗРЕШЕНИЯ <i>Королёв С.А., Резник А.Н.</i> .....	9
О СТАБИЛЬНОСТИ ФАЗЫ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КООКСИАЛЬНОЙ ЛАМПЫ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ <i>Тотьменинов Е.М., Климов А.И., Конев В.Ю., Ростов В.В., Степченко А.С., Цыганков Р.В.</i> .....	14
ОПТИМИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ РЕШЕТОК СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ КОМБИНИРОВАННЫХ АНТЕНН <i>Кошелев В.И., Плиско В.В.</i> .....	19
ПРИМЕНЕНИЕ ШЛЕЙФНЫХ СТРУКТУР В ..... МНОГОКАНАЛЬНЫХ ПЕРЕКЛЮЧАЮЩИХ УСТРОЙСТВАХ СВЧ <i>Петров И.А.</i> ...	25
СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ ОКСИДОВ И ХАЛЬКОГЕНИДОВ. <i>В.М.Скориков, А.Н.Калинкин</i> .....	30
МНОГОЧАСТОТНАЯ И ХАОТИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В МИКРОПОЛОСКОВОЙ АНТЕННЕ, ИНТЕГРИРОВАННОЙ С ПОЛЕВЫМ ТРАНЗИСТОРОМ <i>Любченко В.Е., Юневич Е.О., Калинин В.И., Котов В.Д., Радченко Д.Е., Телегин С.А.</i> .....	35
ОБ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ УПРАВЛЕНИИ НЕВЗАИМНОСТЬЮ ПРОХОЖДЕНИЯ МИКРОВОЛН В МЕТАСТРУКТУРАХ <i>Бутылкин В.С., Крафтмахер Г.А., Казанцев Ю.Н.</i>	39
ГЕНЕРАТОРЫ ХАОТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ, УСТОЙЧИВЫЕ К ЭКСТРЕМАЛЬНЫМ УСЛОВИЯМ ЭКСПЛУАТАЦИИ <i>Рассадин А. Э.</i> .....	46
ЛОГОПЕРИОДИЧЕСКАЯ АКТИВНАЯ АНТЕННА, ИНТЕГРИРОВАННАЯ С ВОЛНОВОДОМ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ <i>Телегин С.А., Любченко В.Е., Юневич Е.О., Радченко Д.Е., Калинин В.И., Котов В.Д.</i> .....	52
АППАРАТНО-ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕКСАФЕРРИТОВЫХ ГИРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ И УСТРОЙСТВ В ШЕСТИМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ <i>Колодин П.С., Фланден В.С., Поллак Б.П.</i> .....	57
ТРОПОСФЕРНАЯ ЗЕНИТНАЯ ЗАДЕРЖКА ПО GPS ИЗМЕРЕНИЯМ НА СТАНЦИЯХ БАЙКАЛЬСКОГО РЕГИОНА <i>Дембелов М.Г., Баикуев Ю.Б.</i> .....	63
МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН НАД СЛОИСТОЙ СРЕДОЙ «ДИЭЛЕКТРИК НА ПРОВОДНИКЕ» НА ЧАСТОТАХ РАБОТЫ СИСТЕМ СОТОВОЙ СВЯЗИ, WIFI И СПУТНИКОВОГО ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ <i>Баикуев Ю.Б., Дембелов М.Г., Ангархаева Л.Х.</i> .....	69

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ 263 ГГЦ ГИРОТРОНА ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИИ И ДИАГНОСТИКИ РАЗЛИЧНЫХ СРЕД <i>Цветков А.И., Морозкин М.В., Фокин А.П., Холопцев В.В., Глявин М.Ю., Малыгин В.И., Лубяко Л.В., Денисов Г.Г., Куфтин А.Н., Запевалов В.Е., Седов А.С., Соколов Е.В., Чирков А.В.</i> .....	73
СТАБИЛЬНОСТЬ И ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ УНТ И ГРАФЕНА <i>Глухова О.Е., Колесникова А.С., Шмыгин Д.С.</i> .....	79
ПРОЕКТИРОВАНИЕ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ НА ИЗЛУЧАТЕЛЯХ ВИВАЛЬДИ ДЛЯ ИМПУЛЬСНОГО БОРТОВОГО РАДИОЛОКАЦИОННОГО ДАТЧИКА ЦЕЛИ <i>Борзов А.Б, Лихоеденко К.П., Серегин Г.М., Сидоркина Ю.А., Сучков В.Б.</i> .....	83
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАГНИТОСТАТОСТАТИЧЕСКИХ ДАННЫХ ДЛЯ АНАЛИЗА ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ <i>Зезюлина П. А., Осипов А. В., Петров Д. А., Розанов К. Н.</i> .....	88
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОМЕРНЫХ И ДВУМЕРНЫХ ПЛОТНОСТЕЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФЛУКТУАЦИЙ СРЕДНЕЙ МОЩНОСТИ НЕКОТОРЫХ РЕАЛИЗАЦИЙ РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ШУМОВ КВ ДИАПАЗОНА <i>Горовой С.В.</i> ..	94
РАСЧЕТ АМПЛИТУДНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДВУХМЕРНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ ПО ЗАДАННОМУ ЛИНЕЙНОМУ РАСПРЕДЕЛЕНИЮ <i>Лайко К.А., Филимонова Ю.О.</i>	101
ЛАМИНИРОВАННЫЙ МАГНИТНЫЙ МАТЕРИАЛ ДЛЯ ВЫСОКИХ ЧАСТОТ НА ОСНОВЕ ПЕРМАЛЛОЯ <i>Зезюлина П.А., Лагарьков А.Н., Маклаков С.А., Осипов А.В., Розанов К.Н., Рыжиков И.А., Старостенко С.Н., Якубов И. Т.</i> .....	107
АНАЛИЗ РАБОТЫ ПАССИВНОГО ЛУЧЕВОДНОГО СПЕКТРОМЕТРА С ОХЛАЖДАЕМЫМ СЕЛЕКТИВНЫМ ПРИЕМНИКОМ <i>Завьялов В.В.</i> .....	114
РЕАЛИЗАЦИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ДВУХЧАСТОТНОГО СИГНАЛА В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ ДЛЯ ЗАДАЧ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК РЕЗОНАНСНЫХ ДАТЧИКОВ <i>Долгова Е .С., Врачев Е.Э., Туганов П.Ю., Насыбуллин А.Р.</i> .....	119
СВЕРХШИРОКОПОЛОСНАЯ ПЕЛЕНГАЦИОННАЯ РУПОРНАЯ АНТЕННА <i>Бобков Н.И., Щербачев В.А.</i> .....	122
УСТРОЙСТВО ДИСТАНЦИОННОГО КОНТРОЛЯ ПАРАМЕТРОВ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ НА ОСНОВЕ МИКРОВОЛНОВЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ <i>Долгова Е.С., Врачев Е.Э., Туганов П.Ю., Насыбуллин А.Р.</i> .....	127
ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ РАСШИРЕНИЯ ДИАПАЗОНА РАБОЧИХ ЧАСТОТ В АНТЕННЫХ ПОЛИГОНАХ <i>Долгова Е.С., Врачев Е.Э., Туганов П.Ю., Насыбуллин А.Р.</i> .....	130
ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ЭКРАНИРОВАНИЯ МЕТАЛИЗИРОВАННЫХ ТКАНЕЙ НА ТРАССЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН С УЛИЦЫ ВНУТРЬ ЗДАНИЯ <i>Катруша А.Н.</i> .....	132
ПРИМЕНЕНИЕ ОДНОСЛОЙНЫХ НАНОТРУБОК С ИНКАПСУЛИРОВАННЫМИ ФУЛЛЕРЕНАМИ ДЛЯ ГЕНЕРИРОВАНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ <i>О.Е. Глухова, А.С. Колесникова, М.М. Слепченков</i> .....	136

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ СЕТОЧНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ДЛЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ КАЛИБРОВКИ КРИОГЕННЫХ БОЛОМЕТРОВ. <i>А.М.Чекушкин, Р.А.Юсупов, С.Глыбовский, А.Саянский, В.В.Завьялов, В.Дубрович, Л.С.Кузьмин, С.Щесняк, М.А.Тарасов</i> .....	139
ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ПЛАНАРНЫХ РЕЗОНАТОРОВ НА СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ДЖОЗЕФСОНОВСКОГО ПЕРЕХОДА В СУБТЕРАГЕРЦОВОЙ ОБЛАСТИ ЧАСТОТ <i>Снежко А.В., Волков О.Ю., Губанков В.Н., Гундарева И.И., Дивин Ю.Я., Павловский В.В., Покалякин В.И.</i> .....	145
ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ СОЕДИНЕНИЯ НАНОТРУБОК РАЗЛИЧНОЙ ХИРАЛЬНОСТИ С ЦЕЛЬЮ СОЗДАНИЯ НА ИХ ОСНОВЕ НОВЫХ РАДИОЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВ <i>Глухова О.Е., Колесникова А.С., Савостьянов Г.В., Слепченков М.М.</i> .....	149
МНОГОЛУЧЕВАЯ БИФОКАЛЬНАЯ ЗЕРКАЛЬНАЯ АНТЕННА КУ-ДИАПАЗОНА С СЕКТОРОМ ОБЗОРА 40° И БОЛЬШИМ КОЭФФИЦИЕНТОМ УСИЛЕНИЯ <i>Пластиков А.Н., Коган Б.Л.</i> .....	154
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНОГО УСИЛИТЕЛЯ МОЩНОСТИ В БИГАРМОНИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ <i>Воронович В.В., Кузьмин В.А., Потапов А.Ю.</i> .....	160
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МНОГОЛУЧЕВЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ В ГИРОТРОНАХ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА <i>М.Ю. Глявин, Н.А. Завольский, В.Е. Запелалов, В.Н. Мануилов, А.С. Седов</i> .....	166
НАЗЕМНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ МЕЗОСФЕРНОГО И СТРАТОСФЕРНОГО ОЗОНА НА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ С ПОМОЩЬЮ НОВОГО ПЕРЕДВИЖНОГО ОЗОНОМЕТРА <i>Розанов С.Б., Завгородний А.С., Игнатьев А.Н., Кропоткина Е.П., Лукин А.Н., Соломонов С.В.</i> .....	170
О ВОЗМОЖНОСТИ СВЕРХСЖАТИЯ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННОГО РАДИОИМПУЛЬСА В ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СРЕДЕ <i>Стрелков Г.М., Деркач О.Г.</i> .....	177
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МИКРОПОЛОСКОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В МНОГОСЛОЙНЫХ СРЕДАХ <i>Чебышев В.В., Ястребцова О.И.</i> .....	182
НОВЫЙ МЕТОД СИНТЕЗА ПОВЕРХНОСТИ РЕФЛЕКТОРА АНТЕННЫ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ КОНТУРНОГО ЛУЧА <i>Барaboшкина Н.А., Плещев В.М., Семенов Б.В., Черных Н.И.</i> .....	188
МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ НАНОМАТЕРИАЛОВ В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ <i>Гарин Б.М., Ястребков К.В., Бусько В.Г., Чигряй Е.Е., Чмутин И.А.</i> .....	194
ГЕНЕРАЦИЯ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ <i>А.В. Аржанников, А.В. Бурдаков, В.С. Бурмасов, Л.Н. Вячеславов, И.А. Иванов, С.А. Кузнецов, М.А. Макаров К.И. Меклер, С.В. Полосаткин, С.С. Попов, В.В. Поступаев, А.Ф. Ровенских, И.В. Тимофеев, С.Л. Синецкий, В.Д. Степанов, В.Ф. Склярков</i> .....	199

ИСТОЧНИКИ МОЩНОГО СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ С ЭЛЕКТРОННОЙ ПЕРЕСТРОЙКОЙ ЧАСТОТЫ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ <i>Богданкевич И.Л., Иванов И.Е., Стрелков П.С., Ульянов Д.К.</i> .....	205
ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ОТРАЖЕНИЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА СТРУКТУРУ ПОЛЯ ВНУТРИ ПОМЕЩЕНИЙ <i>Андреев П.Г., Якимов А.Н., Князева В.В.</i> .....	211
КЕРМЕТЫ КАК ИСКУССТВЕННЫЙ МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ОХЛАЖДАЕМЫХ МИКРОБОЛОМЕТРОВ СВЧ ДИАПАЗОНА <i>Вдовичев С.Н., Вдовин В.Ф., Гусев Н.С. Климов А.Ю., Мухин А.С. Рогов В.В., Удалов О.Г.</i> .....	221
РАЗРАБОТКА КОНСТРУКЦИЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КУПОЛЬНЫХ ЛИНЗОВЫХ АНТЕНН СВЧ ДИАПАЗОНА С УЛУЧШЕННЫМИ АЭРОДИНАМИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ И ПОВЫШЕННОЙ МЕХАНИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТЬЮ <i>Медведев Ю.В.</i> .....	225
ИЗЛУЧЕНИЕ ОСТРОНАПРАВЛЕННОЙ АНТЕННЫ НАД МОРЕМ В УСЛОВИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВОЛНОВОДА ИСПАРЕНИЯ <i>Махалов А.М., Михайлов М.С., Пермьяков В.А.</i> .....	231
РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ФАЗИРОВАННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ НАД НЕРЕГУЛЯРНОЙ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ МЕТОДОМ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ (ТРЕХМЕРНАЯ МОДЕЛЬ) <i>Михайлов М.С., Пермьяков В.А., Сазонов Д.М.</i> .....	238
МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПОМЕЩЕНИИ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ФОРМЫ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ МЕСТНЫХ ПРЕДМЕТОВ <i>Андреев П.Г., Якимов А.Н., Князева В.В.</i> .....	244
РАЗВИТИЕ МЕТОДА ДВУХЧАСТОТНОЙ ТГЦ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ АНАЛИТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ <i>Анфертьев В.А., Балакирев В.Ю., Вакс В.Л., Домрачева Е.Г., Приползин С.И., Ревин Л.С., Соегова Г.А., Яблоков А.А.</i> .....	248
О ТЕКУЩЕМ МОМЕНТЕ В РАЗВИТИИ ПРЕЦИЗИОННЫХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА <i>Вакс В.Л.</i> .....	253
ТГЦ СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ДЛЯ АНАЛИЗА КАЧЕСТВА ПРОДУКТОВ ПИТАНИЯ <i>Анфертьев В.А., Башмаков А.Ф., Вакс В.Л., Домрачева Е.Г., Собакинская Е.А., Черняева М.Б.</i> .....	260
РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ОСЛАБЛЕНИЯ КОГЕРЕНТНОГО МИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДВУМЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-РАЗНЕСЕННЫМИ ИДЕНТИЧНЫМИ МОНОСЛОЯМИ С УПОРЯДОЧЕННЫМИ И СЛУЧАЙНЫМИ ДИСКРЕТНЫМИ СТРУКТУРАМИ <i>Голунов В.А., Еремин И.С., Хохлов Г.И.</i> .....	263
РОЛЬ ДИМЕРОВ ВОДЫ В ПОГЛОЩЕНИИ МИЛЛИМЕТРОВЫХ И СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРОЙ <i>Серов Е.А., Кошелев М.А., Одинцова Т.А., Паршин В.В., Третьяков М.Ю.</i> .....	270
АНАЛИЗ СВОЙСТВ ИДЕАЛЬНЫХ СЕКТОРНЫХ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ ФАР БАРЬЕРНЫХ РЛС <i>Арешин Я.О., Котов А.Ф.</i> .....	277

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫХ ФИЛЬТРОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СЛОИСТЫХ МИКРОСТРУКТУР ГРАФЕН–ДИЭЛЕКТРИК <i>Макеева Г.С., Голованов О.А, Вареница В.В., Петров И.А.</i> .....	283
ПРЕЦИЗИОННЫЕ РЕЗОНАТОРНЫЕ МЕТОДЫ И ТЕХНИКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ В ММ И ТГЦ ДИАПАЗОНАХ. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ГАЗОВ И КОНДЕСИРОВАННЫХ СРЕД. <i>Паршин В.В., Серов Е.А. Егоров В.Н.</i> .....	289
МИНИАТЮРИЗАЦИЯ АНТЕННОЙ СИСТЕМЫ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА «ИОНОСФЕРА» <i>Бочаров В.С., Генералов А.Г., Гаджиев Э.В.</i> .....	296
ВАРИАНТЫ ПОСТРОЕНИЯ БОРТОВЫХ АНТЕНН ДЛЯ ЗОНДИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ИЗ КОСМОСА <i>Бочаров В.С., Генералов А.Г., Гаджиев Э.В.</i> .....	298
О ВОЗМОЖНОМ РЕЖИМЕ ГЕНЕРАЦИИ В ОРОТРОНЕ С ДВУХРЯДНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА. <i>Е.А. Мясин, Ю.В. Андреев</i> .....	299
РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ АНТЕННЫ ВИВАЛЬДИ НЕСИММЕТРИЧНОЙ КОНСТРУКЦИИ <i>Поляков А.О., Жуков А.Н.</i> .....	304
ДИОДНЫЙ ГЕНЕРАТОР ШУМА ЗММ ДИАПАЗОНА <i>Е.А. Мясин, В.Д. Котов</i> .....	307
МЕТОД ПОСТРОЕНИЯ ДИАГРАММООБРАЗУЮЩЕЙ СХЕМЫ ФАР СВЧ ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ ПРИМЕНЕНИЯ ЧИРПИРОВАННЫХ ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК (ВБР) <i>Медведский Ю.Н., Трофимов Э.И.</i> .....	313
ОБ ОСОБЕННОСТЯХ МАЛОМОЩНОГО РЕЖИМА ГЕНЕРАЦИИ В ОРОТРОНЕ С ДВУХРЯДНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ КОРОТКОВОЛНОВОЙ ЧАСТИ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА <i>Е.А. Мясин, В.В. Евдокимов, А.Ю. Ильин</i> .....	318
ОРОТРОН С ДВУХРЯДНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ ДИАПАЗОНА 150 ... 400 ГГЦ <i>Е.А. Мясин, В.В. Евдокимов, А.Ю. Ильин</i> .....	322
МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СЛОЖНЫХ СИГНАЛОВ РЛС СВЧ – ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ ОПТИЧЕСКОГО ВЕЙВЛЕТ – ПРОЦЕССОРА <i>Медведский Ю.Н., Шаранов Г.А.</i> .....	326
МЕТОДЫ ПРИБЛИЖЕННОГО ВЫЧИСЛЕНИЯ ФУНКЦИИ МАЛЮЖИНЦА В ЗАДАЧЕ ДИФРАКЦИИ НА ИМПЕДАНСНОМ КЛИНЕ <i>Ахияров В.В.</i> .....	330
ОЦЕНКА ВКЛАДА КРАЕВЫХ ВОЛН В РАССЕЯННОЕ ПОЛЕ ДЛЯ ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩИХ И ИМПЕДАНСНЫХ ОБЪЕКТОВ <i>Ахияров В.В., Борзов А.Б., Сучков В.Б.</i>	334
КОМПАКТНЫЙ ВОЛНОВОДНЫЙ ДИПЛЕКСЕР НА ФИЛЬТРАХ КВАЗИПЛАНАРНОГО ТИПА <i>Мануилов М.Б., Кобрин К.В.</i> .....	339
РАСЧЕТ КРИТИЧЕСКИХ ЧАСТОТ ВОЛНОВОДОВ СО СЛОЖНЫМ СЕЧЕНИЕМ ОБОБЩЕННОГО ВИДА <i>Мануилов М.Б., Кобрин К.В.</i> .....	345
ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В УПОРЯДОЧЕННОМ АНСАМБЛЕ НИТЕВИДНЫХ НАНОКРИСТАЛЛАХ НА ОСНОВЕ GAAS <i>Трухин В.Н., Буравлев А.Д., Мустафин И.А., Dhaka V., Lipsanen H.</i> .....	351
ПЛОСКИЕ ЛИНЗОВЫЕ АНТЕННЫ <i>Б. Д. Мануилов, М. Б. Мануилов, С. А. Стрельченко, В. Б. Черных</i> .....	357

ОБОБЩЕННАЯ ФОРМУЛА ФАЗОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ СЕКТОРНЫХ ЛУЧЕЙ ФАР <i>Грибанов А.Н., Титов А.Н., Мосейчук Г.Ф., Гаврилова С.Е</i>	363
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО СИГНАЛА ЧЕРЕЗ СЛОИСТО-НЕОДНОРОДНУЮ СРЕДУ <i>Нарышкин В.И.</i>	368
СВЕРХКОРОТКИЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ИМПУЛЬС В РЕЗОНАНСНО-ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЕ <i>Стрелков Г.М.</i>	374
СВОЙСТВА НЕКОГЕРЕНТНЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК В СОСТАВЕ БЛА И ИХ ПРАКТИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ <i>Веденькин Д.А., Седельников Ю.Е., Морозов Г.А., Абдуллин А.И.</i>	380
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЖИДКИХ СРЕД С ПОМОЩЬЮ БРЭГГОВСКОЙ СВЧ-СТРУКТУРЫ В КОАКСИАЛЬНОМ КАБЕЛЕ <i>О.Г. Морозов, А.Р. Насыбуллин, Р.В. Фархутдинов.</i>	386
РАЗРАБОТКА И ОПТИМИЗАЦИЯ ПРИЕМНОЙ СТРУКТУРЫ ТГЦ ДИАПАЗОНА ДЛЯ РАДИОТЕЛЕСКОПА АРЕХ. <i>К.И. Рудаков, П.Н. Дмитриев, А.М. Барышев, А.В. Худченко, В.П. Кошелец</i>	391
РАССЕЯНИЕ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ПОГЛОЩАЮЩЕМ НЕПРОЗРАЧНОМ ПРЯМОУГОЛЬНИКЕ С ЗАДАННЫМ ЭФФЕКТИВНЫМ КОМПЛЕКСНЫМ КОЭФФИЦИЕНТОМ ОТРАЖЕНИЯ ПРИ Е - И Н - ПОЛЯРИЗАЦИИ ПАДАЮЩЕЙ ВОЛНЫ <i>Кравченко Д.С., Черепанов А.К.</i>	396
ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТЕХНИЧЕСКОГО УГЛЕРОДА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СПЕКТРОФОТОМЕТРА LAMBDA 1050 <i>Большаков Д.А., Мурлага А.Р.</i>	405
ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР <i>Семененко В.Н., Кибец С.Г., Чистяев В.А., Политико А.А.</i>	409
МЕТОД ИСКЛЮЧЕНИЯ ЭФФЕКТА ВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОНТАКТНЫХ АНТЕНН ПРИ МНОГОКАНАЛЬНОЙ 3D ЛОКАЦИИ ОБЛАСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ БИОЛОГИЧЕСКОГО ОБЪЕКТА В БЛИЖНЕПОЛЕВОЙ РАДИОТЕРМОГРАФИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МАТРИЦ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АНТЕНН И КОРРЕЛАЦИЙ НАВЕДЕННЫХ В НИХ ТОКОВ <i>Ю.Н.Барабаненков, К.М.Бограчев</i>	414
КРАЕВЫЕ МОДЫ В ОГРАНИЧЕННОЙ ДВУМЕРНОЙ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ ИЗ МАЛЫХ ПЛАЗМОННЫХ ЧАСТИЦ <i>Ю.Н.Барабаненков, М.Ю.Барабаненков</i>	420
МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК МИЛЛИМЕТРОВОЛНОВОГО ИЗОБРАЖАЮЩЕГО РАДИОТЕЛЕСКОПА <i>Хайкин В.Б., Лебедев М.К.</i>	426
КОНТРОЛЬ ХАРАКТЕРИСТИК РАДИОТЕЛЕСКОПА РАТАН-600 ПО ГСЗ <i>Хайкин В.Б., Бурсов Н.Н., Стороженко А.А., Лебедев М.К.</i>	432
ВЫСОКОЭФФЕКТИВНАЯ ФОКУСИРОВКА СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОСРЕДСТВОМ ПЛОСКИХ ДИФРАКЦИОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ СЛОЖНЫХ МЕТАПОВЕРХНОСТЕЙ <i>С. А. Кузнецов, М. А. Астафьев, Е. А. Лоншаков, А. В. Аржанников</i>	448

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЖИДКОСТИ ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПРОБОЕ НАНОСЕКУНДНЫМ ИМПУЛЬСОМ НАПРЯЖЕНИЯ <i>Андреев В.Г., Вдовин В.А., Корниенко В.Н.</i> .....	449
МЕЖСПУТНИКОВАЯ ЛИНИЯ СВЯЗИ ММВ ДИАПАЗОНА <i>Вечтомов В.А.</i> .....	452
БОРТОВАЯ АНТЕННАЯ РЕШЕТКА С ДВУХУРОВНЕВЫМ УПРАВЛЕНИЕМ ЛУЧА ДЛЯ ГЕОСТАЦИОНАРНОГО КОСМИЧЕСКОГО РЕТРАНСЛЯТОРА <i>Пономарев Л.И.<sup>1</sup>, Вечтомов В.А.<sup>2</sup>, Милосердов А.С.</i> .....	456
СИНТЕЗ И АНАЛИЗ ПЛАНАРНЫХ ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВЫХ ФОКУСИРУЮЩИХ СИСТЕМ <i>Калошин В.А., Фролова Е.В.</i> .....	461
ИЗЛУЧЕНИЕ СЛАБОНАПРАВЛЕННЫХ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ АНТЕНН С КРУГЛЫМИ ЭКРАНАМИ <i>В. А. Калошин, К. К. Клионовски</i> .....	468
ИССЛЕДОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ ТЕМ РУПОРОВ В СВЕРХШИРОКОЙ ПОЛОСЕ ЧАСТОТ <i>Ефимова Н.А.</i> .....	474
ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ РАСПРЕДЕЛЕННОГО ИСТОЧНИКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ <i>Горбунова А.А., Коновалюк М.А., Баев А.Б., Кузнецов Ю.В.</i> .....	485
СВЕРХШИРОКОПОЛОСНАЯ ЦИФРОВАЯ АНТЕННАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ПАССИВНОЙ РАДИОЛОКАЦИИ <i>Банков С.Е., Бредихин И.Ю., Давыдов А.Г., Дородных М.Д., Сафин М.Д., Черненко А.И.</i> .....	491
ЛОВУШКИ ДЛЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ТОКОВ <i>Лебедев А.М., Фурманова Т.А.</i> .....	497
ГЛАДКОСТЕННЫЕ ОСЕСИММЕТРИЧНЫЕ РУПОРНЫЕ АНТЕННЫ МАЛЫХ ГАБАРИТОВ С ВЫСОКИМ КИП <i>Кривошеев Ю.В., Шишлов А.В.</i> .....	501
ЭФФЕКТ БОРРМАННА В ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ С УСИЛИВАЮЩИМИ СЛОЯМИ <i>В. Ю. Шишков, А. А. Зябловский, Е. С. Андрианов, А. А. Пухов, А. П. Виноградов</i> .....	501
НЕИНВАЗИВНАЯ ДИАГНОСТИКА МЕЛАНОМЫ И ДРУГИХ НОВООБРАЗОВАНИЙ КОЖИ МЕТОДОМ РЕЗОНАНСНОГО БЛИЖНЕПОЛЬНОГО СВЧ-ЗОНДИРОВАНИЯ <i>Янин Д.В., Галка А.Г., Смирнов А.И., Костров А.В., Стриковский А.В.</i> .....	503
ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОЛЯ В ДАЛЬНЕЙ ЗОНЕ АНТЕННЫ ПОДПОВЕРХНОСТНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ (ИМПУЛЬСНАЯ АМПЛИФАЗОМЕТРИЯ) <i>Болтинцев В.Б.</i> .....	509
ЗАДАЧИ И ИНСТРУМЕНТЫ НАЗЕМНОЙ МИЛЛИМЕТРОВОЙ И СУБМИЛЛИМЕТРОВОЙ АСТРОНОМИИ <i>Зинченко И.И.</i> .....	513
ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ ИЗ ЦИЛИНДРО – БИКОНИЧЕСКИХ И ПОЛИКОНИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ <i>Калошин В.А., Нгуен К.З.</i>	514
АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ ДОКЛАДЧИКОВ.....	519