

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Академия наук прикладной радиоэлектроники

ПРИКЛАДНАЯ РАДИОЭЛЕКТРОНИКА

Научно-технический журнал

И.о. главного редактора

Чурюмов Г.И.

Зам. главного редактора

Дохов А.И.

Редакционный совет

Гузь В.И., Довбня А.Н., Егоров А.М., Калугин В.В., Кравченко В.И., Назаренко И.П. (Россия), Неклюдов И.М., Пресняк И.С., Симонов К.Г. (Россия), Симанков В.С. (Россия), Слипченко Н.И., Чабдаров Ш.М. (Россия), Яковенко В.М., Ярошенко В.С. (Россия)

Редакционная коллегия

Абрамович Ю.И. (США), Бодянский Е.В., Борисов А.В., Буц В.А., Бых А.И., Гомозов В.И., Жуйков В.Я., Зарицкий В.И., Кипенский А.В., Кульпа К. (Польша), Леховицкий Д.И., Литвинов В.В., Лукин К.А., Мачехин Ю.П., Модельский Й. (Польша), Нерух О.Г., Поляков Г.А., Ролинг Г. (Германия), Седышев Ю.Н., Серков А.А., Сухаревский О.И., Чурюмов Г.И., Шифрин Я.С., Шкварко Ю.В. (Мексика)

Адрес редакции:

Редакция журнала «Прикладная радиоэлектроника»
Харьковский национальный университет радиоэлектроники
просп. Ленина, 14, 61166, Харьков, Украина
Тел.: + 38 (057) 702 10 57
Факс: + 38 (057) 702 10 13
E-mail: are@kture.kharkov.ua
<http://www.anpre.org.ua>

СОДЕРЖАНИЕ

ЛОКАЦИЯ И НАВИГАЦИЯ

- Волосюк В. К., Павликов В. В., Кыонг Ву Та.* Радиометрическое измерение дальности до пространственно-протяженного объекта.....105
- Сухаревский О. И., Хачатуров В. Р., Залевский Г. С., Ряполов И. Е.* Расчет обратного рассеяния надувного диэлектрического подъемно-поворотного устройства для полигонных измерений характеристик рассеяния радиолокационных объектов112
- Василишин В. И.* Пеленгация источников шумового излучения на основе линейной разреженной антенной решетки, состоящей из подрешеток.....119

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА И ПРИБОРЫ

- Айзацкий Н. И., Борискин В. Н., Довбня А. Н., Довбня Н.А., Мазманишвили А. С., Решетняк Н. Г., Ромасько В. П., Чертищев И. А.* Формирование радиального электронного пучка магнетронной пушкой с вторичноэмиссионным катодом: эксперимент и теория127

МИКРОВОЛНОВАЯ ТЕХНИКА И ТЕХНОЛОГИИ

- Фролова Т. И., Чурюмов Г. И.* Перспективы развития высокоэффективных источников света: от теории к реальным осветительным системам.....135
- Салтыков Д. Ю.* Перестройка частоты микроволновых биконических резонаторов с помощью металлических и диэлектрических стержней.....144
- Бондаренко И. Н.* Резонаторные измерительные преобразователи для локальной диагностики материалов и структур.....150

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ФОРМИРОВАНИЕ И ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ

- Семеняка А. В., Рябуха В. П., Рачков Д. С., Атаманский Д. В.* Влияние конечной разрядности фазовращателей на эффективность пространственной обработки159
- Черкас Ю. В., Волощук Ю. И.* Спектральный анализ данных радиолокационных наблюдений астероидов с помощью метода наложения эпох.....164

ПРИБОРОСТРОЕНИЕ

- Безносенко И. В., Мачехин Ю. П.* Исследование условий стабильной моноимпульсной генерации лазера на кристалле KGW:ND³⁺169
- Мачехин Ю. П., Хоролец Л. С.* Фотонные кристаллы в системе стабилизации частоты твердотельных лазеров173
- Мачехин Ю. П., Колесникова Ю. Г.* Разработка прецизионной лазерной аппаратуры для измерения абсолютных значений частот с помощью частотной гребенки TI-SA лазера178

- К 75-летию со дня рождения Гузя Владимира Ивановича**182

РАДИОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ДАЛЬНОСТИ ДО ПРОСТРАНСТВЕННО-ПРОТЯЖЕННОГО ОБЪЕКТА

В.К. ВОЛОСЮК, В.В. ПАВЛИКОВ, ВУ ТА КЫОНГ

Предложен и исследован новый алгоритм оценивания дальности до произвольного участка пространственно-протяженного объекта радиотеплового излучения с помощью двухантенного радиометра. Алгоритм предполагает оценивание направления максимума диаграммы направленности (ДН) одной из антенн при фиксированном направлении максимума ДН другой антенны. За оценку направления принимается такое положение ДН, при котором достигается максимум взаимной корреляционной функции между сигналами с выходов двух разнесенных антенн. Два известных направления и расстояние между антеннами радиометра необходимы для расчета дальности до участка пространственно-протяженного объекта. Проанализированы направленные свойства узкополосных, многочастотных и сверхширокополосных систем, разработанных согласно предложенному алгоритму.

Ключевые слова: радиометрия, пространственно-временная обработка, измерение дальности, широкополосный двухантенный радиометр.

ВВЕДЕНИЕ

Радиометрические системы измерения дальности применяют для решения задач радиоастрономии, радиолокации, медицины и метеорологии. Известные методы [1-5] оценки дальности до источников радиотеплового излучения (РТИ), в отличие от методов активной радиолокации и радиолокации с подсветом, требуют применения многоантенных систем, характеризуются более сложной обработкой пространственно-временных (ПВ) сигналов и невысокой точностью. Такие методы разработаны преимущественно в предположении, что источник излучения является точечным. Это существенно ограничивает круг решаемых задач, в частности задач дистанционного зондирования Земли, где исследуемые объекты пространственно-протяженные.

В статье предлагается новый алгоритм оценивания дальности до площадки пространственно-протяженного объекта РТИ, основанный на использовании информации о наклоне волнового фронта ПВ сигнала, регистрируемого двумя разнесенными антеннами. Исследуются направленные свойства узкополосных, многочастотных и сверхширокополосных систем, реализующих алгоритм.

Геометрия задачи показана на рис. 1. Предполагается, что две одинаковые антенны расположены на расстоянии $d \gg \lambda_{\max}$, где λ_{\max} – максимальная длина волны, принимаемая системой. Апертуры первой и второй антенн ограничены в пространстве соответственно областями D'_1 и D'_2 . Положение единичной площадки dS'_i апертуры D'_i относительно фазового центра антенной системы задано вектором $\vec{r}'_i + \vec{a}'_i$ ($i=1,2$; $\vec{r}'_i \in D'_i$), где \vec{a}'_i – вектор, характеризующий положение фазового центра O'_i i -й антенны относительно фазового центра антенной системы, \vec{r}'_i – вектор, характеризующий положение пло-

щадки dS'_i относительно фазового центра i -й антенны. Положение излучающей элементарной площадки dS в области D , определяемое радиус-вектором \vec{r} (в декартовой системе координат с началом в т. O), в системе координат, связанной с антенной системой, характеризуется вектором направленных косинусов $\vec{\vartheta} = (\vartheta_x = \cos\theta_x, \vartheta_y = \cos\theta_y)$.

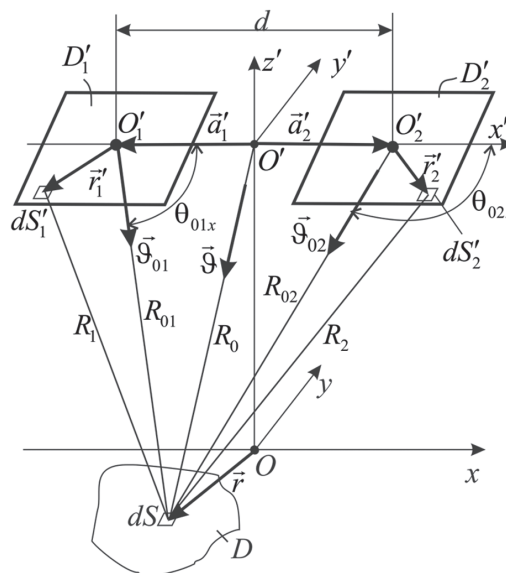


Рис. 1. Геометрия задачи

Постановка задачи. Предполагая, что в двухантенной радиометрической системе (с известным расстоянием между антеннами d) главный лепесток диаграммы направленности (ДН) первой антенны A_1 направлен на элемент поверхности dS (вектор $\vec{\vartheta}_{01}$ известен), а направление $\vec{\vartheta}_{02}$ максимума главного лепестка ДН второй антенны A_2 на этот же участок поверхности dS неизвестно, необходимо оценить дальность до площадки dS с учетом особенностей волнового фронта

ПВ сигнала и статистических характеристик [6] РТИ. Предполагается, что волновой фронт ПВ сигнала РТИ в каждой из антенн A_1 и A_2 плоский, но его наклон к нормали различен в A_1 и A_2 (учитывается сферичность в пределе системы антенн). Кроме того, требуется разработать структурную схему системы и исследовать ее направленные свойства (ДН и область пространственной спектральной чувствительности (ПСЧ)).

Решение задачи. Для решения задачи разработаем модель ПВ сигнала РТИ, исследуем ее статистические характеристики, предложим способ измерения направления главного максимума $\vec{\vartheta}_{02}$ ДН второй антенны на некоторый участок пространственно-протяженного объекта и найдем выражение для расчета дальности до него. Это позволит синтезировать алгоритм, разработать и исследовать структурную схему системы.

Радиометрические сигналы – это случайные сверхширокополосные (СШП) процессы, спектр которых сплошной практически во всем радиодиапазоне. Составим модель радиометрического сигнала применительно к поставленной задаче. Собственную излучающую способность каждого элемента характеризуем функцией [6]:

$$\dot{A}(f, \vec{\vartheta}) \exp[j2\pi f t] df d\vec{\vartheta}, \quad (1)$$

где $\dot{A}(f, \vec{\vartheta})$ – двухсторонняя спектрально-угловая плотность комплексной амплитуды, f – частота, df – бесконечно малый диапазон частот, $d\vec{\vartheta}$ – бесконечно малый диапазон векторов направленных косинусов.

Поле вблизи i -й регистрирующей апертуры запишем в виде

$$s_i(t, \vec{r}'_i) = \frac{1}{\sqrt{2}} V_F^{-1} \left\{ \dot{A}(f, \vec{\vartheta}) \right\} = \frac{1}{\sqrt{2}} \int \int_{\Theta \rightarrow -\infty}^{\infty} \dot{A}(f, \vec{\vartheta}) \exp \left[j2\pi f \left(t - \frac{R_i(\cdot)}{c} \right) \right] df d\vec{\vartheta}, \quad (2)$$

где $V_F^{-1} \{ \cdot \}$ – оператор обратного V_F -преобразования [6-10], устанавливающий связь между СШП ПВ полем $s_i(t, \vec{r}'_i)$ и его спектрально-угловой плотностью комплексной амплитуды $\dot{A}(f, \vec{\vartheta})$, $R_i(\cdot) = R_i(\vec{r}'_i, \vec{\vartheta}) = R_{0i}(\vec{\vartheta}) + \Delta R_i(\vec{r}'_i, \vec{\vartheta})$ – расстояние от элемента излучения dS до регистрирующего элемента dS'_i апертуры D'_i , $R_{0i}(\vec{\vartheta})$ – расстояние от центра i -й антенны до элемента излучения, $\vec{\vartheta}_{0i}$ – вектор, характеризующий направление i -й ($i=1,2$) антенны.

Интегрирование по направляющим косинусам в (2) выполняется внутри круга единичного радиуса ($\vartheta_x^2 + \vartheta_y^2 \leq 1$), за пределами которого функция под знаком интеграла равна нулю. Соответственно этому заменим пределы интегрирования в (2) на бесконечные. Множитель $\frac{1}{\sqrt{2}}$ в (2) введен в связи с использованием двухсторонней по частоте спектрально-угловой плотности комплексной амплитуды $\dot{A}(f, \vec{\vartheta})$.

Поле (2) в антенне преобразуется в сигнал $s(t, \vec{r}'_i)$. Антенна воздействует на ПВ сигнал как пространственный фильтр, характеризуемый амплитудно-фазовым распределением (АФР)

$$\dot{I}_i(f, \vec{a}'_i + \vec{r}'_i, \vec{\vartheta}_{0i}) = \dot{I}_i(f, \vec{a}'_i + \vec{r}'_i) \exp \left[j2\pi f \frac{\Delta R_i(\vec{r}'_i, \vec{\vartheta}_{0i})}{c} \right], \quad (3)$$

где экспоненциальный множитель управляет направлением главного лепестка ДН антенны (аргумент экспоненциальной функции – фазовое распределение антенны), $\dot{I}_i(f, \vec{a}'_i + \vec{r}'_i)$ – амплитудное распределение антенны (амплитудная чувствительность точек раскрытия антенны на частоте f), $\Delta R_i(\vec{r}'_i, \vec{\vartheta}_{0i})$ – компенсируемое значение запаздывания фазового фронта волны в каждой точке апертуры i -й антенны.

Идеальная антенна фокусирует сигнал с ограниченной области D'_i пространства в точку (фокус). Тогда ПВ сигнал на выходе одиночной антенны запишем как функцию времени

$$s_i(t, \vec{\vartheta}_{0i}) = \int_{D'_i} s(t, \vec{r}'_i, \vec{\vartheta}_{0i}) d\vec{r}'_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \int \int_{D'_i \rightarrow -\infty}^{\infty} \int \int_{\Theta \rightarrow -\infty}^{\infty} \dot{I}_i(f, \vec{a}'_i + \vec{r}'_i, \vec{\vartheta}_{0i}) \dot{A}(f, \vec{\vartheta}) \times \exp \left\{ j2\pi f \left[t - \frac{R_{0i}(\vec{\vartheta}) + \Delta R_i(\vec{r}'_i, \vec{\vartheta})}{c} \right] \right\} df d\vec{\vartheta} d\vec{r}'_i. \quad (4)$$

Учтем ограничение полосы частот реальных линейных частей приемника (ЛЧП) коэффициентом передачи $\dot{K}_i(j2\pi f)$. Тогда модель полезного сигнала на выходе ЛЧП i -й антенны запишем в виде

$$s_i(t, \vec{\vartheta}_{0i}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \int \int_{D'_i \rightarrow -\infty}^{\infty} \int \int_{\Theta \rightarrow -\infty}^{\infty} \dot{I}_i(f, \vec{a}'_i + \vec{r}'_i, \vec{\vartheta}_{0i}) \dot{A}(f, \vec{\vartheta}) \dot{K}_i(j2\pi f) \times \exp \left\{ j2\pi f \left[t - \frac{R_{0i}(\vec{\vartheta}) + \Delta R_i(\vec{r}'_i, \vec{\vartheta})}{c} \right] \right\} df d\vec{\vartheta} d\vec{r}'_i. \quad (5)$$

Сигнал (5) – это гауссовский процесс с нулевым средним, вся информация о котором сосредоточена в корреляционной функции. Найдем взаимную корреляционную функцию (ВКФ) между сигналами на выходах первой и второй ЛЧП

$$R_{12}(t_1, t_2, \vec{\vartheta}_{01}, \vec{\vartheta}_{02}) = \langle s_1(t_1, \vec{\vartheta}_{01}) s_2(t_2, \vec{\vartheta}_{02}) \rangle = \frac{1}{2} \int \int_{-\infty}^{\infty} \int \int_{-\infty}^{\infty} \int \int_{D'_1} \int \int_{D'_2} \langle \dot{A}(f_1, \vec{\vartheta}_1) \dot{A}^*(f_2, \vec{\vartheta}_2) \rangle \times I_1(f_1, \vec{a}'_1 + \vec{r}'_1) I_2(f_2, \vec{a}'_2 + \vec{r}'_2) \times \dot{K}_1(j2\pi f_1) \dot{K}_2^*(j2\pi f_2) \times \exp \left[j2\pi f_1 (t_1 - R_{01}(\vec{\vartheta}_1) c^{-1}) \right] \times \exp \left\{ j2\pi f_1 \left[\Delta R_1(\vec{r}'_1, \vec{\vartheta}_{01}) - \Delta R_1(\vec{r}'_1, \vec{\vartheta}_1) \right] c^{-1} \right\} \times \exp \left[-j2\pi f_2 (t_2 - R_{02}(\vec{\vartheta}_2) c^{-1}) \right] \times \exp \left\{ -j2\pi f_2 \left[\Delta R_2(\vec{r}'_2, \vec{\vartheta}_{02}) - \Delta R_2(\vec{r}'_2, \vec{\vartheta}_2) \right] c^{-1} \right\} \times d\vec{r}'_1 d\vec{r}'_2 df_1 df_2 d\vec{\vartheta}_1 d\vec{\vartheta}_2. \quad (6)$$

Известно [6, 11], что спектрально-угловая плотность комплексной амплитуды удовлетворяет условию спектрально-угловой некоррелированности

$$\langle \dot{A}(f_1, \vec{\vartheta}_1) \dot{A}^*(f_2, \vec{\vartheta}_2) \rangle = B(f_1, \vec{\vartheta}_1) \delta(f_1 - f_2) \delta(\vec{\vartheta}_1 - \vec{\vartheta}_2), \quad (7)$$

где $B(f_1, \vec{\vartheta}_1)$ – спектрально-угловая плотность мощности, $\delta(\cdot)$ – дельта-функция, “*” – символ комплексного сопряжения, $\langle \cdot \rangle$ – оператор статистического усреднения.

ВКФ (6) между сигналами $s_1(t_1, \vec{\vartheta}_{01})$ и $s_2(t_2, \vec{\vartheta}_{02})$ примет вид

$$\begin{aligned} R_{12}(t_1, t_2, \vec{\vartheta}_{01}, \vec{\vartheta}_{02}) = & \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{D_1} \int_{D_2} \int B(f, \vec{\vartheta}) | \dot{K}(j2\pi f) |^2 \times \\ & \times I_1(f, \vec{a}'_1 + \vec{r}'_1) I_2(f, \vec{a}'_2 + \vec{r}'_2) \times \\ & \times \exp[j2\pi f(t_1 - t_2)] \exp\left[-j2\pi f \frac{R_{01}(\vec{\vartheta}) - R_{02}(\vec{\vartheta})}{A}\right] \times \\ & \times \exp\left\{j2\pi f \left[\frac{\Delta \hat{R}_1(\vec{r}'_1, \vec{\vartheta}_{01}) - \Delta R_1(\vec{r}'_1, \vec{\vartheta})}{c} \right]\right\} \times \\ & \times \exp\left\{-j2\pi f \left[\frac{\Delta \hat{R}_2(\vec{r}'_2, \vec{\vartheta}_{02}) - \Delta R_2(\vec{r}'_2, \vec{\vartheta})}{c} \right]\right\} d\vec{r}'_1 d\vec{r}'_2 df d\vec{\vartheta}, \end{aligned} \quad (8)$$

где учтено равенство передаточных характеристик обеих ЛЧП $\dot{K}(j2\pi f) = \dot{K}_1(j2\pi f) = \dot{K}_2(j2\pi f)$.

Максимум ВКФ (8) достигается при наведении обеих антенн на площадку dS и выполнении условий: $\Delta \hat{R}_i(\vec{r}'_i, \vec{\vartheta}_{0i}) - \Delta R_i(\vec{r}'_i, \vec{\vartheta}) = 0$ и $t_i = R_{0i}(\vec{\vartheta})c^{-1}$. Первое условие соответствует выравниванию фазового фронта волны в i -й апертуре антенны (электронным способом или сканированием антенны), а второе – компенсации запаздывания на распространение сигналов к фазовому центру двухэлементной антенной решетки радиометрической системы. При этом определяется направление $\vec{\vartheta}_{02}$, информация о котором подается в вычислитель дальности между фазовым центром O' антенной системы и площадкой dS , реализующий алгоритм

$$R_0 = \sqrt{\frac{2d^2(\sin^2 \theta_{01x} + \sin^2 \theta_{02x}) - d^2 \sin^2(\theta_{02x} - \theta_{01x})}{4\sin^2(\theta_{02x} - \theta_{01x})}}. \quad (9)$$

Структурная схема, соответствующая алгоритму оценки дальности, показана на рис. 2. Здесь A_1 и A_2 – первая и вторая антенны, БУ – блок управления направлением антенны A_2 , ЛЗ $_n$ – линия задержки ($n=1..N$), \times – умножитель, $\frac{1}{T} \int dt$ – интегратор, БП – блок памяти, MAX_i – блок поиска максимума ($i=1,2$), РУ – решающее устройство, реализующее вычисления согласно (9).

Принцип действия схемы следующий. Максимум ДН антенны A_1 фиксирован и характеризуется направлением $\vec{\vartheta}_{01}$. Блок управления (БУ) изменяет направление антенны A_2 согласно условиям

$$\left. \begin{aligned} \vartheta_{02x} & \in (\min \vartheta_{02x}, \vartheta_{01x}), \\ \vartheta_{02y} & \in (0, \vartheta_{01y}) \text{ если } \vartheta_{01y} > 0, \\ \vartheta_{02y} & \in (\vartheta_{01y}, 0) \text{ если } \vartheta_{01y} < 0. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Здесь $\min \vartheta_{02x}$ – минимально возможное технически реализуемое значение косинуса угла сканирования второй антенны.

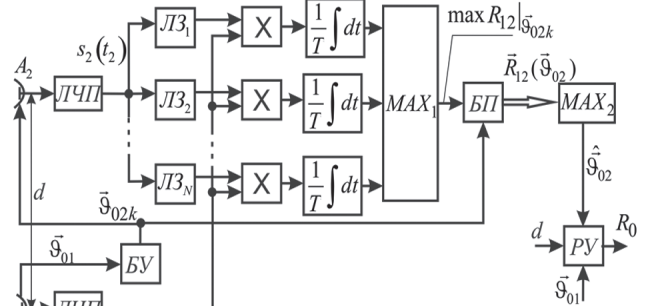


Рис. 2. Структурная схема двухканального пассивного измерителя дальности

Сигнал на выходе ЛЧП антенны A_2 проходит через систему линий задержек ЛЗ $_n$ и поступает на умножители, на вторые входы которых подан сигнал с выхода ЛЧП антенны A_1 . После перемножения сигналы подаются на интеграторы, с выходов которых ВКФ $R_{12}(\tau, \vec{\vartheta}_{02k})$ ($\tau = t_1 - t_2$) поступают в блок поиска максимума (MAX_1). Максимальное значение ВКФ передается в блок памяти (БП). Значение $\vec{\vartheta}_{02k}$ с БУ так же подается в БП, где запоминается до тех пор, пока вектор $\vec{\vartheta}_{02}$ не примет все возможные значения согласно (10). Завершив процесс сканирования, вектор максимальных значений ВКФ $\vec{R}_{12}(\vec{\vartheta}_{02})$ с выхода БП поступает во второй блок поиска максимума (MAX_2), на выходе которого получим оценку вектора $\hat{\vec{\vartheta}}_{02}$, характеризующего направление антенны A_2 .

Блок поиска максимума можно реализовать различными способами [12]. Естественно, что для получения достоверной оценки

$$\hat{R}_{12} \Big|_{\vec{\vartheta}_{02} = \hat{\vec{\vartheta}}_{02}} = \max \{ \vec{R}_{12}(\vec{\vartheta}_{02}) \}$$

в блоке MAX_2 потребуются разработать методы поиска максимума, основанные на статистических подходах. Последние требуют аналитического вывода плотности распределения вероятностей максимальных значений оценок ВКФ непрерывных стохастических коррелированных и некоррелированных гауссовых процессов. Аналогичные исследования для дискретных сигналов выполнены в [13].

Оценка $\hat{\vec{\vartheta}}_{02}$, расстояние между антеннами d и вектор $\vec{\vartheta}_{01}$, характеризующий направление антенны A_1 , передаются в решающее устройство РУ для определения дальности R_0 между фазовым центром антенной системы и площадкой dS согласно (9).

ИССЛЕДОВАНИЕ НАПРАВЛЕННЫХ СВОЙСТВ СИСТЕМЫ

Направленные свойства системы исследуем вначале при выполнении условия квазимонохроматического приближения ($f = f_0$). Упростим геометрию, показанную на рис. 1, и рассмотрим двумерный случай, полагая, что излучает не пространственно-протяженный, а точечный источник с яркостью $B(f, \theta) = B_f \delta(\theta - \theta_0)$. Мощность сигнала на выходе коррелятора равна

$$P(\theta) = R_{12}(\tau = t_1 - t_2, \theta) \Big|_{\tau=0} = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} B_f \delta(\theta - \theta_0) \left| \dot{K}(j2\pi f) \right|^2 \delta(f - f_0) \times \times \dot{F}_1(f, \theta, \theta_{01}) \dot{F}_2^*(f, \theta, \theta_{02}) \times \times \exp\{-j2\pi f [R_{01}(\theta) - R_{02}(\theta)]c^{-1}\} df d\theta = = \frac{1}{2} B_0 \left| \dot{K}(j2\pi f_0) \right|^2 \dot{F}_s(f_0, \theta, \theta_{01}, \theta_{02}),$$

где

$$\dot{F}_i(f_0, \theta, \theta_{0i}) = \int_{D'} \dot{I}_i(f_0, \vec{a}'_i + \vec{r}'_i, \theta_{0i}) \exp\left[-j2\pi f_0 \frac{\Delta R_i(\vec{r}'_i, \theta)}{c}\right] d\vec{r}'_i -$$

комплексная ДН i -антенны, $B_0 = B_f|_{f=f_0}$, θ_{01} и θ_{02} – углы между направлением главного лепестка ДН i -й ($i=1,2$) антенны и опорным направлением (угловое отклонение влево от опорного направления считается отрицательным, а вправо – положительным),

$$\dot{F}_s(f_0, \theta, \theta_{01}, \theta_{02}) = \dot{F}_1(f_0, \theta, \theta_{01}) \dot{F}_2^*(f_0, \theta, \theta_{02}) \times \times \exp\{-j2\pi f_0 [R_{01}(\theta) - R_{02}(\theta)]c^{-1}\} \quad (12)$$

– комплексная ДН системы.

Перейдем от трехмерной геометрии задачи к двухмерной (рис. 3).

Формулы измерения дальности от точки S на высоте h до первой и второй антенн найдены (см. рис. 3) в виде

$$R_{01}(\theta) = \sqrt{h^2 + (0,5d - htg\theta)^2}, \quad (13)$$

$$R_{02}(\theta) = \sqrt{h^2 + (0,5d + htg\theta)^2},$$

где θ – угол между направлением приема излучения источника и опорным направлением, h – высота.

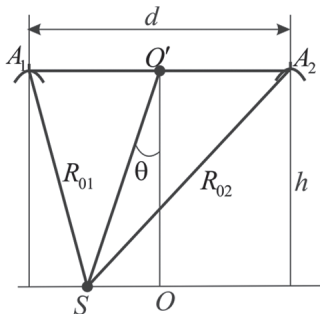


Рис. 3. К расчету направленных свойств двухканальной системы

Аргумент под экспоненциальной функцией в (12), характеризующий фазу запаздывания сигнала между первой и второй антеннами, равен

$$2\pi f_0 \frac{R_{02}(\theta) - R_{01}(\theta)}{c} \approx \frac{2\pi}{\lambda_0} d tg\theta, \quad (14)$$

где $\lambda_0 = c/f_0$ – длина волны.

Из анализа (12) следует, что ДН системы

$$F_S(f_0, \theta, \theta_{01}, \theta_{02}) = \text{Re}[\dot{F}_S(f_0, \theta, \theta_{01}, \theta_{02})]$$

равна произведению ДН первой и второй антенн на периодическую функцию

$$\cos[2\pi f_0 (R_{01} - R_{02})c^{-1}]$$

(рис. 4). Последний множитель вносит многолепестковую структуру с одинаковыми расстояниями между соседними экстремумами. Эта многолепестковая ДН взвешена огибающей $\text{Re}[\dot{F}_1(f_0, \theta, \theta_{01}) \dot{F}_2^*(f_0, \theta, \theta_{02})]$.

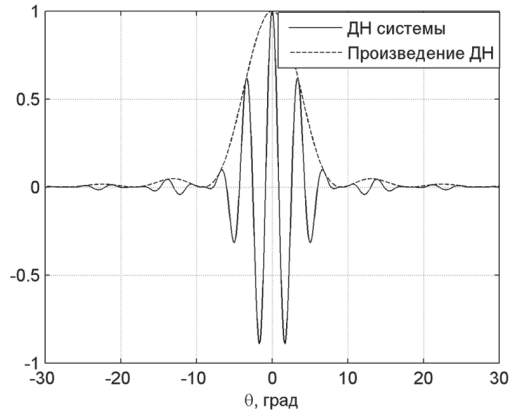


Рис. 4. Нормированная ДН узкополосной системы

Найдем разрешающую способность системы по первым нулям ДН из выражения

$$\cos\left\{\frac{2\pi}{\lambda_0} [R_{02}(\theta) - R_{01}(\theta)]\right\} \approx \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} d tg\theta\right) = 0. \quad (15)$$

Из (15) следует, что ширина ДН узкополосной системы по нулям равна

$$\Delta\theta_{s0} \approx 2\text{arctg}(\lambda_0 / 4d). \quad (16)$$

Подобным же образом найдем ширину лепестка на уровне половинной мощности в виде

$$\Delta\theta_s \approx \text{arctg}(\lambda_0 / 4d). \quad (17)$$

Известно [14], что ширина ДН антенны диаметром D_0 по нулям определяется по формуле

$$\Delta\theta_0 \approx \frac{\lambda_0}{D_0}. \quad (18)$$

Ширина главного лепестка произведения ДН первой и второй антенн $\text{Re}[\dot{F}_1(f_0, \theta, \theta_{01}) \dot{F}_2^*(f_0, \theta, \theta_{02})]$ равна

$$\Delta\theta_{12_0} = \Delta\theta_{1_0} \cap \Delta\theta_{2_0}, \quad (19)$$

где $\Delta\theta_{12_0}$ – ширина произведения ДН первой и второй антенн по нулям, $\Delta\theta_{i_0}$ – ширина ДН i -й ($i=1,2$) антенны по нулям, \cap – оператор пересечения.

В пределе главного лепестка произведения ДН $\text{Re}[\dot{F}_1(f_0, \theta, \theta_{01})\dot{F}_2^*(f_0, \theta, \theta_{02})]$ поместится $\lambda_0[2D_0\text{arctg}(\lambda_0/4d)]^{-1} \approx 2d/D_0$ интерференционных лепестков и измерения угловых координат будут неоднозначными.

Уменьшить неоднозначность системы можно обработкой многочастотных сигналов. При этом ДН многочастотной системы запишем в виде (рис. 5,6)

$$\dot{F}_s(\theta, \theta_{01}, \theta_{02}) = \sum_{i=1}^M \dot{F}_1(f_i, \theta, \theta_{01})\dot{F}_2^*(f_i, \theta, \theta_{02}) \times \exp\{-j2\pi f_i [R_{01}(\theta) - R_{02}(\theta)]c^{-1}\},$$

где M – количество частот.

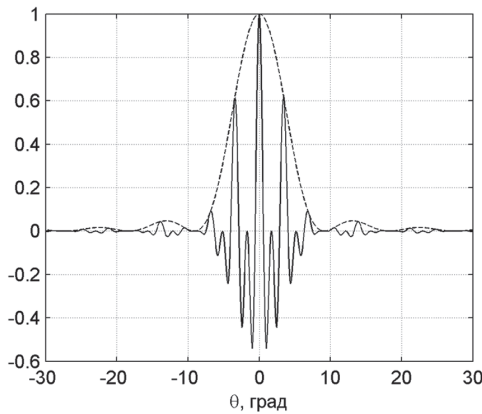


Рис. 5. Нормированная ДН двухчастотной системы ($f_1 = f_0; f_2 = 2f_0$)

Из анализа рис. 5 и рис. 6 следует, что при увеличении количества частот уменьшается амплитуда интерференционных лепестков в ДН и повышается однозначность системы. Предполагая, что система широкополосная или СШП, запишем ДН в виде

$$\dot{F}_s(\theta, \theta_{01}, \theta_{02}) = \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} \dot{F}_1(f, \theta, \theta_{01})\dot{F}_2^*(f, \theta, \theta_{02}) \times \exp\left[-j2\pi f \frac{R_{01}(\theta) - R_{02}(\theta)}{c}\right] df. \quad (20)$$

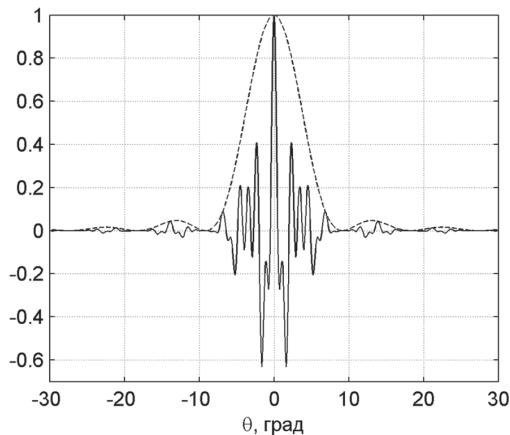


Рис. 6. Нормированная ДН трехчастотной системы ($f_1 = f_0; f_2 = 1,5f_0; f_3 = 3f_0$)

Для широкополосных и СШП процессов ширина ДН может быть значительно уже ширины ДН центральной частоты f_0 и будет иметь один лепесток (рис. 7).

рины ДН центральной частоты f_0 и будет иметь один лепесток (рис. 7).

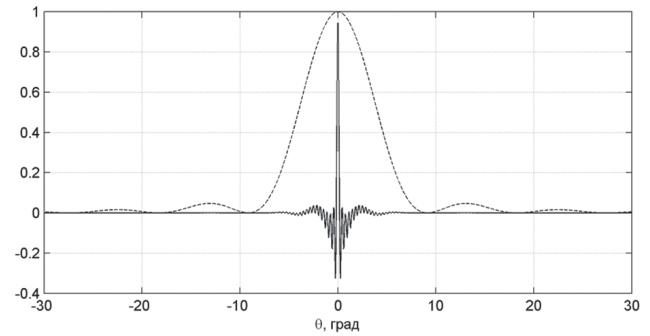


Рис. 7. Нормированная ДН СШП системы ($f \in [f_0; 10f_0]$)

Вид ДН (см. рис. 7) согласуется с формой функции неопределенности двухантенной СШП системы апертурного синтеза [15].

Часто при исследовании направленных свойств системы вместо ДН системы рассматривают ее область ПСЧ [16-18]. Из свойств преобразования Фурье известно, что произведению функций в пространственной области соответствует свертка их Фурье-преобразований в области пространственного спектра

$$F\{\text{Re}[\dot{F}_s(\theta, \theta_{01}, \theta_{02})]\} = F\left\{\text{Re}[\dot{F}_1(\theta, \theta_{01})\dot{F}_2^*(\theta, \theta_{02})] \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} d \text{tg} \theta\right)\right\} = \text{Re}\left[F\{\dot{F}_1(\theta, \theta_{01})\} \otimes F\{\dot{F}_2^*(\theta, \theta_{02})\}\right] \otimes F\left\{\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} d \text{tg} \theta\right)\right\}, \quad (21)$$

где $F\{\cdot\}$ – оператор преобразования Фурье, \otimes – оператор свертки.

Пусть распределения полей в апертурах антенн A_1 и A_2 равноамплитудные:

$$I(r') = \begin{cases} 1 & \text{если } r' \in D, \\ 0 & \text{если } r' \notin D. \end{cases}$$

ДН каждой из антенн $F(\theta) \sim \text{sinc}(\theta)$. Тогда

$$F\{\dot{F}_1(\theta, \theta_{01})\} \otimes F\{\dot{F}_2^*(\theta, \theta_{02})\} = I_1(r') \otimes I_2(r')$$

имеет треугольную форму, ширина которой по основанию равна $2D$.

Представим последний множитель в правой части (21) в виде

$$F\left\{\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} d \text{tg} \theta\right)\right\} = \frac{1}{2} \delta\left[2\pi d \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0}\right)\right] + \frac{1}{2} \delta\left[2\pi d \left(\frac{1}{\lambda} + \frac{1}{\lambda_0}\right)\right] = \frac{1}{2} \delta(2\pi(f_{sp} - f_{sp0})) + \frac{1}{2} \delta(2\pi(f_{sp} + f_{sp0})), \quad (22)$$

где $f_{sp} = d/\lambda$ – пространственные частоты, $f_{sp0} = d/\lambda_0$ – пространственная частота, соответствующая длине волны λ_0 , $\delta(\cdot)$ – дельта-функция.

Окончательно, область ПСЧ примет вид

$$F\left\{\operatorname{Re}\left[\dot{F}_S(\theta, \theta_{01}, \theta_{02})\right]\right\} = \underbrace{I_1(r') \otimes I_2(r')}_A \otimes \underbrace{\left[\frac{1}{2}\delta\left(2\pi(f_{sp} - f_{sp0})\right) + \frac{1}{2}\delta\left(2\pi(f_{sp} + f_{sp0})\right)\right]}_B \quad (23)$$

На рис. 8 показаны сечения области ПСЧ одной антенны (A) и дельта-функций (B), расположенных в области пространственных частот, а также результат их свертки ($A \otimes B$).

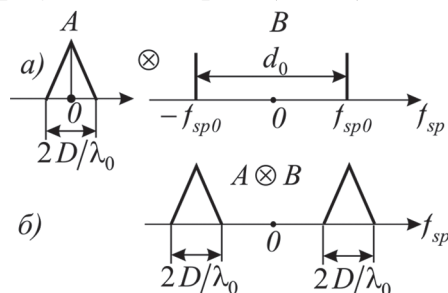


Рис. 8. Графическое представление процесса формирования области ПСЧ узкополосной системы: а) составляющие A и B выражения (23), б) область ПСЧ одночастотной системы

При увеличении количества частот область ПСЧ системы расширяется. Случай трехчастотной системы показан на рис. 9.

Известно [15–18], что для получения ДН с одним главным лепестком требуется обрабатывать как можно больше частот и исключать пропуски («дыры») в области ПСЧ. На рис. 9 имеется две таких области нечувствительности: между первой и второй, а также второй и третьей треугольными областями ПСЧ.

Использование СШП систем позволяет существенно заполнить область ПСЧ или, что то же самое, – синтезировать апертуру в плоскости пространственных частот антенной системы (рис. 10).

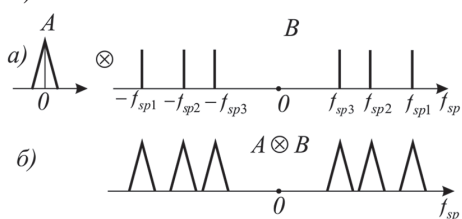


Рис. 9. Графическое представление процесса формирования области ПСЧ трехчастотной системы: а) составляющие A и B выражения (23), б) область ПСЧ трехчастотной системы

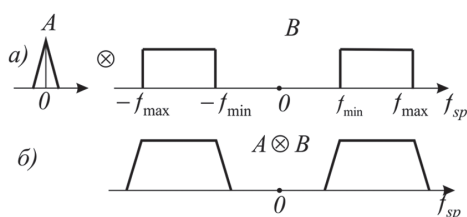


Рис. 10. Область ПСЧ СШП системы

Из проведенного анализа следует, что ДН и область ПСЧ влияют на однозначность и точ-

ность оценивания дальности. Устранить неоднозначность при одновременном сужении главного лепестка ДН (заполнении области ПСЧ) можно, обрабатывая СШП ПВ сигналы.

ВЫВОДЫ

Предложен и исследован новый алгоритм обработки пространственно-временных сигналов в двухканальном радиометре, обеспечивающий оценивание дальности до произвольного участка пространственно-протяженного объекта радиотеплового излучения. На первом этапе обработки сигналов определяется направление максимума диаграммы направленности одной из антенн радиометра в предположении, что направление диаграммы направленности другой антенны известно. Для расчета дальности до участка dS пространственно-протяженного объекта используется информация о направлениях главных максимумов обеих антенн на участок dS и расстоянии между фазовыми центрами антенн.

Отмечена необходимость поиска плотности распределения вероятностей максимальных значений оценок взаимных корреляционных функций непрерывных стохастических коррелированных и некоррелированных гауссовых процессов с последующим достоверным оцениванием направления на участок dS .

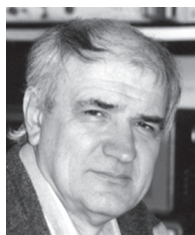
Исследованы диаграммы направленности и области пространственной спектральной чувствительности квазимонохроматической, многочастотной и сверхширокополосной радиометрических систем.

Литература

- [1] Перцов С.В., Перцов А.Г. Радиотеплолокация. – М.: Воениздат, 1970. – 132 с.
- [2] Дулевич В.Е. Теоретические основы радиолокации. – М.: Советское радио, 1978. – 608 с.
- [3] Куликовский А.А. Справочник по радиоэлектронике в трех томах. Под общ. ред. проф. А. А. Куликовского. Т.3. – М.: Энергия, 1970. – 816 с.
- [4] Казаринова Ю.М., Гришин Ю.П., Ипатов В.П. Радиотехнические системы: Учеб. для вузов по спец. «Радиотехника». – М.: Высш. шк., 1990. – 496 с.
- [5] Угломерно-базовый способ измерения дальности [Электронный ресурс] – Режим доступа: <http://www.findpatent.ru/patent/218/2184981.html> – 08.04.2014 г.
- [6] Волосюк В.К., Кравченко В.Ф. Статистическая теория радиотехнических систем дистанционного зондирования и радиолокации. – М.: Физматлит, 2008. – 704 с.
- [7] Волосюк В.К. Преобразование полей и их корреляционных функций в спектральные характеристики протяженных источников широкополосного излучения // Изв. высш. учеб. заведений. Радиоэлектроника. – 1993. – Т. 36, № 6. – С. 27–30.
- [8] Волосюк В.К. Спектральные преобразования широкополосных полей и их функций когерентности // Изв. высш. учеб. заведений. Радиофизика. – 1993. – Т. 36, № 11. – С. 1061–1063.

- [9] *Волосюк В.К.* Прямые и обратные преобразования при построении спектральных образов случайных полей // *Автоматика*. — 1995. — № 1. — С. 39–45.
- [10] *Волосюк В.К., Павликов В.В.* Построение радиоизображений в радиоастрономии с использованием V-преобразований и их модификаций // *Радиолокация и радиосвязь : IV Всерос. конф. : сб. докл., 29 нояб. — 3 дек. 2010 г., г. Москва / Ин-т радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Рос. Акад. наук.* — М., 2010. — С. 445–449.
- [11] *Фалькович С.Е., Пономарев В.И., Шкварко Ю.В.* Оптимальный прием пространственно-временных сигналов в радиоканалах с рассеянием. — М.: Радио и связь, 1989. — 296 с.
- [12] Радиолокационные системы многофункциональных самолетов. Т.1. РЛС — информационная основа боевых действий многофункциональных самолетов. Системы и алгоритмы первичной обработки радиолокационных сигналов / Под ред. А. И. Кашаченкова и В. И. Меркулова. — М.: Радиоотехника, 2006. — 656 с.
- [13] *Леховицкий Д.И., П.М. Флексер, Д.В. Атаманский, С.И. Бурковский* Статистические характеристики различия гауссовских коррелированных и некоррелированных случайных сигналов по обучающим выборкам конечного объема // *Зарубежная радиоэлектроника*. — 2001. — № 6 — С. 49-59.
- [14] *Шифрин Я.С.* Антенны : учеб. пособие. — Харьков : Изд-во ВИРТА им. Л. А. Говорова, 1976. — 408 с.
- [15] *Павликов В.В.* Статистический синтез алгоритмов формирования радиометрических изображений в двухантенных сверхширокополосных системах апертурного синтеза // *Физические основы приборостроения*. — 2013. — Т. 2, № 2. — С. 88–96.
- [16] Построение изображений в астрономии по функциям когерентности : [докл. коллоквиума Междунар. астрон. союза, 10–12 авг. 1978 г., Гронинген (Нидерланды)] / под ред. К. Ван Схонвелда ; пер. с англ. Л. Р. Когана, В. И. Костенко. — М.: Мир, 1982. — 318 с.
- [17] *Уилсон Т.Л. Рольфс К., Хюттемейстер С.* Инструменты и методы радиоастрономии : [монография] : пер. с англ. / пер. с англ. под ред. С. А. Трушкина. — М.: Физматлит, 2013. — 568 с.
- [18] *Павликов В.В.* Оптимальное восстановление радиометрических изображений в многоантенных сверхширокополосных радиометрических системах // *Системы озброєння і військова техніка, Вип. 1(33)*. — 2013. — С. 103–111.

Поступила в редколлегию 8.04.2014



Волосюк Валерий Константинович, профессор, доктор технических наук, профессор кафедры проектирования радиоэлектронных систем летательных аппаратов Национального аэрокосмического университета им. Н.Е. Жуковского «Харьковский авиационный институт». Научные интересы: статистическая теория радиотехнических систем, дистанционное зондирование, комплексирование активных и пассивных радиолокационных систем.



Павликов Владимир Владимирович, доктор технических наук, доцент кафедры проектирования радиоэлектронных систем летательных аппаратов Национального аэрокосмического университета им. Н.Е. Жуковского «Харьковский авиационный институт». Научные интересы: статистическая теория пассивной радиолокации.



Ву Та Кыонг, аспирант кафедры проектирования радиоэлектронных систем летательных аппаратов Национального аэрокосмического университета им. Н.Е. Жуковского «Харьковский авиационный институт».

УДК 621.396

Радиометричне вимірювання дальності до просторово-протяжного об'єкта / В.К. Волосюк, В.В. Павліков, Ву Та Кыонг // *Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал*. — 2014. — Том 13. № 2. — С. 105–111.

Запропоновано та досліджено новий евристичний алгоритм вимірювання дальності до довільної ділянки просторово-протяжного об'єкта радіотеплового випромінювання за допомогою двоантенного радіометра. Алгоритм передбачає оцінювання напрямку максимуму діаграми спрямованості (ДС) однієї з антен при фіксованому напрямку ДС другої. За оцінку напрямку приймається таке положення ДС, при якому досягається максимум взаємної кореляційної функції між сигналами з виходів двох рознесених антен. Два відомих напрямки при фіксованій базі радіометра дозволяють розрахувати дальність до ділянки просторово-протяжного об'єкта. Проаналізовано характеристики спрямованості вузькосмугових, багаточастотних і надширокосмугових систем, розроблених відповідно до запропонованого алгоритму.

Ключові слова: радіометрія, просторово-часова обробка, вимірювання дальності, широкосмуговий двоантенний радіометр.

Лл.: 10. Бібліогр.: 18 найм.

UDC 621.396

Radiometric distance measurement to spatially extended object / V. K. Volosyuk, V. V. Pavlikov, Vu Ta Cuong // *Applied Radio Electronics: Sci. Journ.* — 2014. — Vol. 13. — № 2. — P. 105–111.

A new heuristic distance measurement algorithm to a random area of a spatially extended object of radio thermal radiation by means of a two-antenna radiometer is offered and investigated. The algorithm assumes an estimation of antenna pattern (AP) maximum direction of one of antennas at the fixed maximum direction of the AP of the second antenna. The direction estimation is taken as such a position of AP when the maximum of mutual correlation function between signals from exits of two distributed antennas is reached. Two known directions and the distance between the radiometer antennas are necessary to calculate the distance to the area of a spatially extended object. The directed properties of the narrowband, multifrequency and ultra-wideband systems developed according to the offered algorithm are analyzed.

Keywords: radiometry, space-time processing, distance measurement, wideband two-antenna radiometer.

Fig.: 10. Ref.: 18 ref.

РАСЧЕТ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НАДУВНОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОДЪЕМНО-ПОВОРОТНОГО УСТРОЙСТВА ДЛЯ ПОЛИГОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯНИЯ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ОБЪЕКТОВ

О. И. СУХАРЕВСКИЙ, В. Р. ХАЧАТУРОВ, Г. С. ЗАЛЕВСКИЙ, И. Е. РЯПОЛОВ

Рассматривается надувное диэлектрическое подъемно-поворотное устройство для полигонных измерений эффективной поверхности рассеяния (ЭПР) радиолокационных объектов. Предложен численный метод, основанный на приближении физической оптики, предназначенный для расчета электромагнитного рассеяния рассматриваемой диэлектрической оболочки, составленной из торов больших электрических размеров. Приведены результаты расчета ее ЭПР в сантиметровом диапазоне длин волн. Обсуждаются технические решения по снижению уровня вторичного излучения подъемно-поворотного устройства.

Ключевые слова: диэлектрическая оболочка, полигонные измерения, физическая оптика, эффективная поверхность рассеяния.

ВВЕДЕНИЕ

Для снижения радиолокационной заметности воздушных объектов необходимо располагать средствами получения информации об их характеристиках вторичного излучения. Несмотря на интенсивное развитие электродинамических методов расчета указанных характеристик [1-8], возможности которых растут параллельно с возможностями компьютеров, созданные на данный момент методы моделирования не могут заменить физические измерения, особенно если это касается реальных объектов сложной формы. Проведение физических измерений крайне важно в том числе для проверки и совершенствования методов расчета.

В настоящий момент из всего многообразия известных методов [1, 3, 9, 10] наибольшее распространение получили:

– полигонные измерения эффективной поверхности рассеяния (ЭПР) реальных объектов (в частности измерительные системы 2 ЦНИИ МО, Россия; MVG Microwave Vision Group [11], Howland Company [12], США);

– измерения ЭПР масштабных моделей в безэховых камерах [11-14].

Очевидно, полигонные измерения являются более естественными. ЭПР реальных объектов изменяется в широком динамическом диапазоне. Поэтому для выполнения прецизионных измерений к соответствующей аппаратуре предъявляются очень высокие требования [3, 9]. Кроме того, в полигонных системах очень важно обеспечить условие облучения объекта в дальней зоне, максимально снизить влияние подстилающей поверхности и уменьшить уровень вторичного излучения подъемно-поворотного устройства (ППУ), на котором крепится объект. В качестве таких креплений используются малоотражающие колонны (пилоны) [3, 9, 11, 12] или шнуры [3, 9]. Для снижения отражающих свойств ППУ могут использоваться радиопоглощающие материалы.

Для измерений ЭПР объектов сравнительно большого веса в качестве ППУ может быть предложена надувная тонкая диэлектрическая оболочка (ТДО). К основным ее достоинствам можно отнести небольшой вес, сравнительную простоту подъема и установки объекта, а также мобильность. Целью настоящей статьи является предварительная оценка уровня вторичного излучения такого ППУ. Для этого создан метод расчета, предназначенный для расчета ЭПР устройства, представляющего собой конструкцию, составленную из торов больших электрических размеров в виде электрически тонких диэлектрических оболочек, заполненных воздухом. Разработанный метод основывается на положениях физической оптики [3, 4, 6, 7]. Приводятся результаты расчета ЭПР ППУ в сантиметровом диапазоне длин волн. Такая предварительная оценка имеет важное практическое значение для определения всего комплекса необходимых технических мероприятий по снижению уровня обратного рассеяния предложенного ППУ.

1. МЕТОД РАСЧЕТА ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ТОНКОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ БОЛЬШИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ

Рассмотрим объект, представляющий собой тонкую диэлектрическую оболочку с толщиной стенки δ (рис. 1). Объект расположен в свободном пространстве с относительными диэлектрической ϵ и магнитной проницаемостями μ , равными единице. Той же средой оболочка заполнена внутри. Относительная диэлектрическая проницаемость материала оболочки $\epsilon_{об} = \epsilon'_{об} + j\epsilon''_{об}$, а ее относительная магнитная проницаемость $\mu_{об} = 1$. Характерные геометрические размеры оболочки много больше длины волны. Кроме того, отдельные элементы оболочки характеризуются малыми кривизнами (объект гладкий).

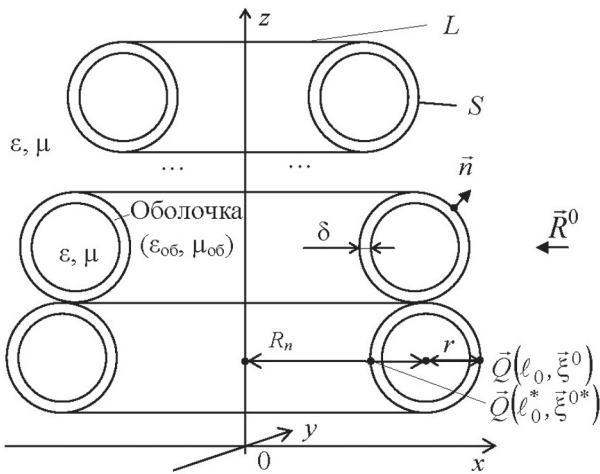


Рис. 1. Сечение модели надувной ТДО

Будем исходить из интегрального представления типа Стреттона-Чу [3, 15, 16] для электромагнитного поля (ЭМП), рассеянного произвольным диэлектрическим объектом больших электрических размеров (в дальней зоне при со-вмещенном приеме):

$$\vec{p} \cdot \vec{E}^s(\vec{R}^0) \approx -jk_0 \frac{\exp(jk_0 D)}{D} \times \int_S \left[(\vec{J}^e \times \vec{p}) \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} - \vec{J}^m (\vec{p} \times \vec{R}^0) \right] \times \exp(jk_0 (\vec{R}^0 \cdot \vec{Q})) ds_Q, \quad (1)$$

где \vec{p} – орт поляризации приемной антенны; \vec{E}^s – напряженность электрического поля, рассеянного объектом; \vec{R}^0 – единичный вектор, указывающий направление облучения (приема); $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число в свободном пространстве; λ_0 – длина зондирующей волны; D – расстояние от центра объекта до точки приема; $\vec{J}^e = (\vec{n} \times \vec{H}')$, $\vec{J}^m = (\vec{n} \times \vec{E}')$ – плотности эквивалентных электрического и магнитного тока на поверхности объекта S ; \vec{E}' , \vec{H}' – напряженности соответственно электрического и магнитного поля на поверхности объекта S ; \vec{n} – внешняя к S нормаль; ϵ_0 , μ_0 – абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума соответственно; \vec{Q} – точка на поверхности S .

Будем далее предполагать, что основной вклад в рассеяние в обратном направлении вносит непосредственное отражение от «освещенной» внешней поверхности оболочки. Поле же, пришедшее внутрь оболочки и переотразившееся от внутренней поверхности оболочки, существенно теряет в энергетике и дает эффекты второго порядка малости. Таким образом, из соотношения (1) можно получить в приближении Кирхгофа [4] выражение:

$$\vec{p} \cdot \vec{E}^s(\vec{R}^0) \approx -jk_0 \frac{\exp(jk_0 D)}{D} \int_{S_{\text{осв}}} \left[\vec{p} \cdot (\vec{n} \times \vec{H}'(\vec{Q})) + \vec{E}'(\vec{x}) (\vec{n} \times (\vec{p} \times \vec{R}^0)) \right] \exp(jk_0 (\vec{R}^0 \cdot \vec{Q})) ds_Q. \quad (2)$$

Вектор поляризации \vec{p} может быть разложен в каждой точке поверхности S на две ортогональные составляющие p_{\perp} и p_{\parallel} :

$$\vec{p} = p_{\perp} \vec{e}_{\perp}^0 + p_{\parallel} (\vec{R}^0 \times \vec{e}_{\perp}^0).$$

Поле \vec{E}' , \vec{H}' на (вблизи) поверхности в приближении Кирхгофа может быть представлено в виде:

$$\vec{E}'(\vec{Q}) = \left[\rho_{\perp}(\vec{Q}) p_{\perp}(\vec{Q}) \vec{e}_{\perp}^1 + \rho_{\parallel}(\vec{Q}) p_{\parallel}(\vec{Q}) \vec{e}_{\parallel}^1 \right] \times \exp(jk_0 (\vec{R}^1 \cdot \vec{Q})), \quad (3)$$

$$\vec{H}'(\vec{x}) = \frac{1}{j\omega\mu_0} \nabla \times \vec{E}'(\vec{Q}), \quad (4)$$

где ρ_{\perp} , ρ_{\parallel} – коэффициенты отражения для волн двух рассматриваемых поляризаций;

$$\vec{R}^1 = \vec{R}^0 - 2\vec{n} (\vec{R}^0 \cdot \vec{n});$$

$$\vec{e}_{\perp}^m = \frac{\vec{R}^m \times \vec{n}}{|\vec{R}^m \times \vec{n}|}, \quad (m=0, 1);$$

$$\vec{e}_{\parallel}^m = (\vec{R}^m \times \vec{e}_{\perp}^m).$$

Далее сделаем еще одно предположение, обычно используемое в приближении Кирхгофа [4]. Учитывая большие электрические размеры и малые кривизны объекта, поле в точке \vec{Q} на поверхности S будем считать таким же, как на подстроенном эквидистантном касательном слое, толщиной δ . Поэтому для локального слоя, соответствующего точке \vec{Q} , величины ρ_{\perp} , ρ_{\parallel} являются постоянными и могут быть вычисленными по формуле:

$$\rho_{\perp, \parallel} = \frac{j(c^2 - 1) \sin(k_{\text{об}} \delta)}{2c \cos(k_{\text{об}} \delta) - j(c^2 + 1) \sin(k_{\text{об}} \delta)},$$

где $c = \frac{\sqrt{\epsilon_{\text{об}} - \sin^2(\theta)}}{\beta \cos(\theta)}$; θ – угол падения;

$$\beta = \begin{cases} 1, & \text{для } \rho_{\perp}, \\ \epsilon_{\text{об}}, & \text{для } \rho_{\parallel}; \end{cases} \quad \cos(\theta) = |\vec{R}^0 \cdot \vec{n}|;$$

$$\sin^2(\theta) = 1 - (\vec{R}^0 \cdot \vec{n})^2; \quad k_{\text{об}} = k_0 \sqrt{\epsilon_{\text{об}} - \sin^2(\theta)}.$$

Подставив выражения (3), (4) в (2), после несложных выкладок получим:

$$\vec{p} \cdot \vec{E}^s(\vec{R}^0) \approx -jk_0 \frac{\exp(jk_0 D)}{4\pi D} \times \int_{S_{\text{осв}}} \left[\rho_{\perp}(\vec{Q}) p_{\perp}^2(\vec{Q}) - \rho_{\parallel}(\vec{Q}) p_{\parallel}^2(\vec{Q}) \right] (\vec{R}^0 \cdot \vec{n}) \times \exp(2jk_0 (\vec{R}^0 \cdot \vec{Q})) ds_Q = -2jk_0 \frac{\exp(jk_0 D)}{4\pi D} I(\vec{R}^0). \quad (5)$$

В соотношении (5) учтено, что $(\vec{R}^1 \cdot \vec{Q})|_S = (\vec{R}^0 \cdot \vec{Q})|_S$ вследствие того, что поле в каждой точке поверхности оболочки предполагается равным полю на подстроенном плоскопараллельном слое, а $\vec{R}^1 = \vec{R}^0 - 2\vec{n} (\vec{R}^0 \cdot \vec{n})$.

Введем систему координат так, чтобы ось Oz была направлена вдоль оси конструкции. Основным элементом ТДО является тор, «надевший» на ось Oz (рис. 1). Рассмотрим рассеяние на таком торе. Обозначим через R_n большой радиус n -го тора ($n=1, 7$), r – радиус сечения тора. Запишем двойной интеграл $I(\vec{R}^0)$ в виде повторного:

$$I(\vec{R}^0) = \int_L \exp(2jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{Q}(\ell))) M(\ell) d\ell, \quad (6)$$

где

$$M(\ell) = \int_{S_0} \exp(2jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{Q}(\xi))) \left[\rho_{\perp}(\vec{Q}(\xi)) \rho_{\perp}^2(\vec{Q}(\xi)) - \rho_{\parallel}(\vec{Q}(\xi)) \rho_{\parallel}^2(\vec{Q}(\xi)) \right] (\vec{R}^0 \cdot \vec{n}) ds_{\xi}, \quad (7)$$

$ds_{\xi} = r_0 d\varphi$ – элемент дуги; S_0 – освещенная часть сечения тора, перпендикулярного контуру L (центральной линии тора); r_0, φ – полярные координаты в сечении S_0 .

Учитывая, что $R_n, r \gg 1$, можно, последовательно применяя метод стационарной фазы [6] к интегралам (6), (7), получить:

$$I(\vec{R}^0) \approx \exp\left(2jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{Q}(\ell_0)) + j\frac{\pi}{4}\right) \times M(\ell_0) \sqrt{\frac{\pi}{k_0 \chi(\ell_0) |\vec{R}^0 \cdot \vec{v}(\ell_0)|}},$$

где ℓ_0 – точка на линии L , ближайшая к точке наблюдения, т. е. $\vec{R}^0 \cdot \vec{Q}(\ell_0) = -R_n$; $\chi(\ell_0) = \frac{1}{R_n}$ – кривизна кривой L в точке ℓ_0 ; $\vec{v}(\ell_0)$ – орт главной нормали в точке ℓ_0 , т. е. $|\vec{R}^0 \cdot \vec{v}(\ell_0)| = 1$;

$$M(\ell_0) \approx \exp\left(2jk_0(\vec{R}^0 \cdot \vec{\xi}^0) + j\frac{\pi}{4}\right) \times \rho(\vec{R}^0 \cdot \vec{n}^0) \sqrt{\frac{\pi}{k_0 \chi_1(\vec{\xi}^0) |\vec{R}^0 \cdot \vec{v}(\vec{\xi}^0)|}};$$

$\vec{\xi}^0$ – радиус-вектор точки на сечении S_0 , соответствующий точке ℓ_0 на кривой L , в системе координат с центром в т. ℓ_0 на L ; $\chi_1(\vec{\xi}^0) = \frac{1}{r}$ – кривизна сечения S_0 ; $|\vec{R}^0 \cdot \vec{v}(\vec{\xi}^0)| = 1$.

Таким образом, $(\vec{R}^0 \cdot \vec{\xi}^0) = -r$, $(\vec{R}^0 \cdot \vec{n}^0) = -1$. Кроме того, учитывая, что в точке $(\vec{\xi}^0, \ell_0)$ подстроенный плоскопараллельный слой ортогонален к \vec{R}^0 (т. е. $\theta=0$) [5],

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_{\perp}(0) = -\rho_{\parallel}(0) = \\ &= \frac{j(\varepsilon_{06} - 1) \sin(k_{06}\delta)}{2\sqrt{\varepsilon_{06}} \cos(k_{06}\delta) - j(\varepsilon_{06} + 1) \sin(k_{06}\delta)}. \end{aligned} \quad (8)$$

Объединяя формулы (6) – (8), окончательно получим:

$$I(\vec{R}^0) \approx -\frac{j\pi\rho}{k_0} \sqrt{R_n r} \exp(-2jk_0(R_n + r)), \quad (9)$$

и, следовательно,

$$\begin{aligned} \vec{p} \cdot \vec{E}^s(\vec{R}^0) &\approx -\frac{\exp(jk_0 D)}{2D} \rho \sqrt{R_n r} \times \\ &\times \exp(-2jk_0(R_n + r)), \end{aligned} \quad (10)$$

а ЭПР тора

$$\begin{aligned} \sigma_n &= \lim_{D \rightarrow \infty} 4\pi D^2 |\vec{p} \cdot \vec{E}^s|^2 \approx \\ &\approx 4\pi D^2 \frac{1}{4D^2} \rho^2 R_n r \approx \pi \rho^2 R_n r. \end{aligned} \quad (11)$$

В случае ТДО – конструкции, состоящей из N торов с различными большими радиусами:

$$\begin{aligned} \vec{p} \cdot \vec{E}^s(\vec{R}^0) &\approx -\frac{\exp(jk_0 D)}{2D} \times \\ &\times \rho \sum_{n=1}^N \sqrt{R_n r} \exp(-2jk_0(R_n + r)), \end{aligned} \quad (12)$$

а ЭПР:

$$\sigma_{\text{ТДО}} \approx \pi \left| \rho \sum_{n=1}^N \sqrt{R_n r} \exp(-2jk_0(R_n + r)) \right|^2. \quad (13)$$

В выражении (12) в показателе экспоненты стоит величина $R_n + r$ – расстояние от оси Oz до ближайшей к приемнику точки n -го тора. Таким образом, ЭПР ТДО вычисляется по сумме ЭМП, рассеянных отдельными торами, с учетом их фаз.

Формула (12) получена в предположении, что ЭМП, прошедшее внутрь тора, не вносит вклад в ЭПР всего объекта. Эта формула может быть уточнена за счет учета вклада отражения от «задней» (внутренней) поверхности тора. При этом так же, как и в случае отражения от «освещенной» поверхности тора, основной вклад будет давать точка стационарной фазы на внутренней поверхности тора (ℓ_0^*, ξ^{0*}), диаметрально противоположная «блестящей точке» на «освещенной» поверхности. Таким образом, в этой точке $\vec{R}^0 \cdot \vec{Q}(\ell_0^*) = -R_n$, $\vec{R}^0 \cdot \vec{\xi}^{0*} = r$. При этом необходимо учитывать, что точка стационарной фазы на внутренней поверхности тора гиперболического типа, что приводит к появлению множителя $-j$ в соответствующем члене [17]. Учитывая, что поле, попавшее на внутреннюю поверхность тора, ослаблено в результате прохождения в обратном направлении, в дополнительном слагаемом в формуле (10) необходимо заменить $\rho \rightarrow \tau^2 \rho$, $\exp(-2jk_0(R_n + r)) \rightarrow \exp(-2jk_0(R_n - r))$. Тогда формулы (12) и (13) с учетом характера кривизны внутренней поверхности в окрестности точки (ℓ_0^*, ξ^{0*}) [17] приобретают вид:

$$\begin{aligned} \vec{p} \cdot \vec{E}^s(\vec{R}^0) &\approx -\frac{\exp(jk_0 D)}{2D} \rho \sum_{n=1}^N \exp(-2jk_0 R_n) \times \\ &\times \sqrt{R_n r} \left[\exp(-2jk_0 r) - j\tau^2 \exp(2jk_0 r) \right], \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{ТДО}} &\approx \pi \left| \rho \sum_{n=1}^N \exp(-2jk_0 R_n) \sqrt{R_n r} \times \right. \\ &\times \left. \left[\exp(-2jk_0 r) - j\tau^2 \exp(2jk_0 r) \right] \right|^2. \end{aligned} \quad (15)$$

В формулах (14), (15) комплексный коэффициент прохождения τ имеет вид [6]:

$$\tau = \exp(-jk_0\delta) \left[\cos(k_{об}\delta) + \frac{j}{\sqrt{\epsilon_{об}}} \sin(k_{об}\delta) + \rho \left(\cos(k_{об}\delta) - \frac{j}{\sqrt{\epsilon_{об}}} \sin(k_{об}\delta) \right) \right],$$

где ρ определяется формулой (8).

Формула (15) представляет собой уточненную формулу ЭПР ТДО, учитывающая волны:

- отразившуюся от «освещенной» поверхности оболочки;
- прошедшую внутрь оболочки, отразившуюся от задней стенки.

В следующем подразделе приводятся результаты вычислений ЭПР рассматриваемого ППУ.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ЭФФЕКТИВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ РАССЕЙЯНИЯ НАДУВНОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОВОРОТНОГО УСТРОЙСТВА

С помощью разработанного в первом разделе метода проведены расчеты ЭПР ППУ, представленного на рис. 2. ППУ состоит из силовой установки, состоящей из 7 торов (ТДО1) и устройства для дискретного изменения угла места исследуемого объекта (ТДО2), представляющего собой такую же надувную конструкцию (что и основная), состоящую из секторов торов. Угол места объекта может изменяться путем надувания (сдувания) определенного числа секций.

При расчетах принято, что направлению на подвижную колесную платформу соответствует ноль главного лепестка диаграммы направленности (ДН) совмещенной антенны. Максимум ДН антенны соответствует направлению, перпендикулярному оси ТДО. Этому направлению соответствует линия, проведенная на высоте $z = h_{max} = 19$ м. Ширина ДН по полю на уровне «0,707» составляла $\Delta\epsilon_{0,707} \approx 0,89^\circ$. Нижнему краю ППУ соответствует $z = 0$.

Геометрические параметры ТДО1 следующие:

- высота ТДО1 $h_1 = 8,2337$ м;
- малый диаметр блока $d_1 = 1,176$ м (радиус $r = r_1 = 0,588$ м, рис. 1).
- радиус блоков по высоте задавался следующим образом (рис. 1):

$$R_n = R_{\text{ТДО1 } n} = R_{\text{ТДО1 } 1} + \Delta_1(n-1), \quad (16)$$

где $n = \overline{1, N}$ – номер блока (верхний блок – $n = 1$), $N = 7$ – количество блоков в ТДО1; $\Delta_1 = 0,26$;

- внешний диаметр верхнего блока

$$D_{\min \text{ ТДО1}} = 2(R_{\text{ТДО1 } 1} + r_1) = 5,82 \text{ м};$$

- внешний диаметр нижнего блока

$$D_{\max \text{ ТДО1}} = 2(R_{\text{ТДО1 } 7} + r_1) = 8,9375 \text{ м}.$$

Геометрические параметры ТДО2:

- высота блоков: $h = 1,668$ м;

- малый диаметр блока (сектора тора, рис. 2) $d_2 = 0,417$ м (радиус $r = r_2 = 0,208$ м);
- радиус кривизны блоков

$$R_n = R_{\text{ТДО2 } n} = R_{\text{ТДО2 } 1} + \Delta_2(n-1), \quad (17)$$

где $R_{\text{ТДО2 } 1} + n = \overline{1, 4}$, $\Delta_2 = 0,087$;

$$R_{\min \text{ ТДО2}} = 2(R_{\text{ТДО2 } 1} + r_2) = 2,65 \text{ м};$$

$$R_{\max \text{ ТДО2}} = 2(R_{\text{ТДО2 } 4} + r_2) = 2,91 \text{ м}.$$

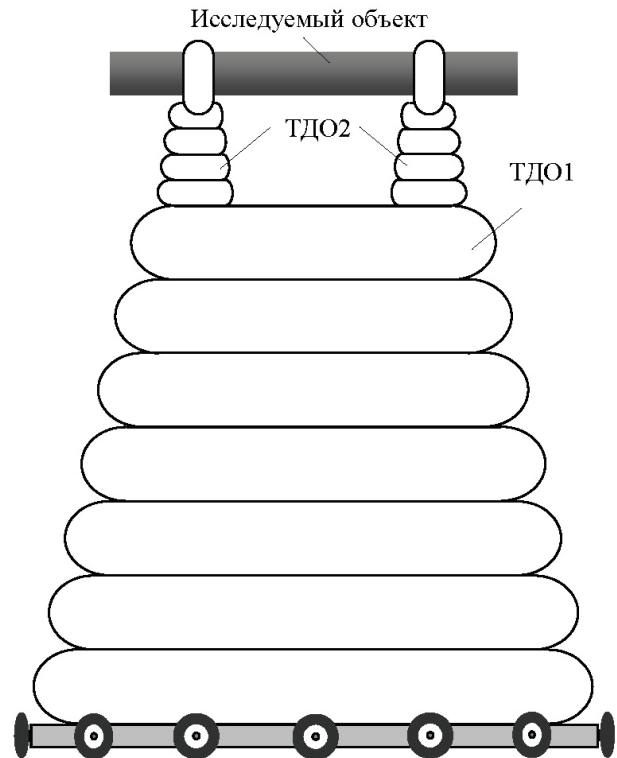


Рис. 2. Модель ППУ для измерения ЭПР объекта

В качестве примера выбрана оболочка из материала ТЕ62 с толщиной стенки $\delta = 5 \times 10^{-4}$ м. Измеренное значение вещественной диэлектрической проницаемости материала оболочки составляет $\epsilon'_{об} = 2,5$, тангенс угла потерь $\frac{\epsilon''_{об}}{\epsilon'_{об}} = 0,05$.

На изделие падает неоднородная плоская волна. Распределение амплитуды падающего поля показано на рис. 3.

В качестве амплитудного распределения падающего на объект поля от высоты z использована функция:

$$F(z) = F(\epsilon_{\text{ДН}}) = \frac{\sin\left(\frac{\pi L_\epsilon}{\lambda_0} \sin(\epsilon_{\text{ДН}})\right)}{\frac{\pi L_\epsilon}{\lambda_0} \sin(\epsilon_{\text{ДН}})},$$

где $\epsilon_{\text{ДН}} = \arctg\left(\frac{z}{D}\right)$; D – расстояние от геометрического центра антенны до оси ТДО1

(при $\lambda_0 = 0,03$ м – $D = 1100$ м; при $\lambda_0 = 0,06$ м – $D = 750$ м); $L_\epsilon = 18,3$ м (высота, соответствующая максимуму ДН антенны, минус высота колесной подставки, равная 0,7 м).

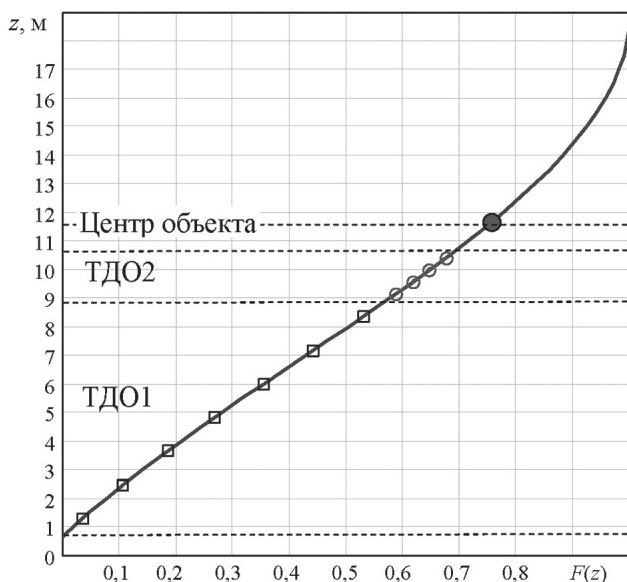


Рис. 3. Распределение амплитуды падающего поля по высоте

Приближенно зависимость падающего поля от высоты можно заменить ступенчатой функцией со ступенькой, равной диаметру сечения тора (малому диаметру). В этом случае следует использовать понятие обобщенной ЭПР для случая падающей неоднородной плоской волны. Такую обобщенную ЭПР удобно сравнивать с соответствующей обобщенной ЭПР исследуемого объекта с учетом амплитуды падающего на него поля. Выражение для обобщенной ЭПР ТДО имеет следующий вид:

$$\sigma_{\text{ТДО1(2)}} \approx \pi \left| \rho \sum_{n=1}^N \exp(-2jk_0 R_n) F_n \sqrt{R_n r} \times \left(\exp(-2jk_0 r) - j\tau^2 \exp(2jk_0 r) \right) \right|^2, \quad (18)$$

где F_n – ступенчатая функция распределения амплитуды падающего ЭМП.

Разность в квадратных скобках под знаком суммы в формуле (18) показывает, что $\sigma_{\text{ТДО1}}$ и $\sigma_{\text{ТДО2}}$ флюктуируют при изменении показателей экспонент, в частности при изменении радиуса сечения тора или частоты зондирования. Далее приводятся результаты расчета обобщенной ЭПР ТДО1 при $r = 0,588 \pm 0,01$ м и предлагается в качестве оценки $\sigma_{\text{ТДО1}}$ использовать максимальное значение, полученное при изменении радиуса сечения торов в указанном диапазоне.

Значение обобщенной ЭПР ТДО1 составило:

$$\sigma_{\text{ТДО1}} = 0,010 \text{ м}^2 \text{ при } \lambda_0 = 0,03 \text{ м};$$

$$\sigma_{\text{ТДО1}} = 2,489 \times 10^{-3} \text{ м}^2 \text{ при } \lambda_0 = 0,06 \text{ м}.$$

При расчете обобщенной ЭПР ТДО2 также проведены вычисления для диапазона изменения радиуса сечения тора $r = 0,208 \pm 0,01$ м.

Значение обобщенной ЭПР $\sigma_{\text{ТДО2}}$ составило:

$$\sigma_{\text{ТДО2}} = 4,69 \times 10^{-3} \text{ м}^2 \text{ при } \lambda_0 = 0,03 \text{ м};$$

$$\sigma_{\text{ТДО2}} = 0,034 \text{ м}^2 \text{ при } \lambda_0 = 0,06 \text{ м}.$$

Величина $\sigma_{\text{ТДО2}}$ может превышать $\sigma_{\text{ТДО1}}$ в связи с тем, что верхняя оболочка облучается волной большей амплитуды (рис. 3)

При расчете ЭМП, отраженного полной системой надувных блоков (ТДО1 и ТДО2), за значение $\sigma_{\text{ППУ}}$ принято максимальное значение ЭПР, соответствующее сумме ЭМП, рассеянного ТДО1 при изменении радиуса сечения большого тора $r = 0,588 \pm 0,01$ м, и поля, рассеянного элементами ТДО2, при радиусе сечения торов $r_2 = 0,212$ м, при котором наблюдается максимальное значение ЭПР ТДО2 ($\sigma_{\text{ТДО2}} = 4,69 \times 10^{-3} \text{ м}^2$ при $\lambda_0 = 0,03$ м; $\sigma_{\text{ТДО2}} = 0,034 \text{ м}^2$ при $\lambda_0 = 0,06$ м). Значение обобщенной ЭПР полной системы (ТДО1+ТДО2) составило:

$$\sigma_{\text{ППУ}} = 0,025 \text{ м}^2 \text{ при } \lambda_0 = 0,03 \text{ м};$$

$$\sigma_{\text{ППУ}} = 0,049 \text{ м}^2 \text{ при } \lambda_0 = 0,06 \text{ м}.$$

С целью недопущения синфазного сложения ЭМП, рассеянного отдельными сегментами в обратном направлении, размеры торов (их радиусы кривизн) следует выбирать разными. Проведенные вычисления показывают, что для снижения уровня обратного рассеяния рассматриваемой ППУ величину Δ_1 в формуле (16) следует выбирать в диапазоне 0,25...0,29, а величину Δ_2 в (17) равной 0,085...0,09.

3. МЕРЫ ПО СНИЖЕНИЮ ПАРАЗИТНОГО РАССЕЯНИЯ ОТ ПОДЪЕМНО-ПОВОРОТНОГО УСТРОЙСТВА

ППУ целесообразно применять для измерений ЭПР объектов, превышающих ЭПР используемого ППУ. Предварительные вычисления, проведенные в предыдущем разделе, показали, что обобщенная ЭПР рассмотренного диэлектрического ППУ может достигать величины $\sigma_{\text{ППУ}} = 0,025 \text{ м}^2$ при $\lambda_0 = 0,03$ м ($\sigma_{\text{ППУ}} = 0,049 \text{ м}^2$ при $\lambda_0 = 0,06$ м). На этапе разработки измерительного стенда могут быть применены следующие технические решения по снижению указанного паразитного рассеяния.

1. Покрытие радиопоглощающим гибким материалом устройства дискретного изменения угла места объекта (ТДО2) и нижнего каркаса ППУ с колесами (рис. 2) с помощью специальной ширмы.

2. В измерительном комплексе предлагается использовать пространственные методы компенсации паразитного рассеяния от нижней части ППУ, путем ввода в антенну дополнительного облучателя, максимум ДН которого будет направлен в нижнюю часть ППУ. Далее паразитные колебания, принятые дополнительной антенной, когерентно вычитаются из результирующего сигнала основной антенны.

3. Измерение паразитного рассеяния от ППУ при отсутствии объекта, запоминание его и дальнейшее вычитание в ЭВМ измерительного комплекса из результирующей ЭПР при проведении измерений.

4. Моделирование обратного рассеяния от ППУ показало, что при изменении частоты зондирующего сигнала даже в небольших пределах величина паразитного рассеяния значительно изменяется. Поэтому перед проведением измерений, при отсутствии объекта измерения, подбирается частота, на которой уровень обратного паразитного рассеяния минимален.

Перечисленные методы позволяют дополнительно уменьшить уровень обратного рассеяния от ППУ на 16...20 дБ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье рассмотрено ППУ для полигонных измерений характеристик рассеяния радиолокационных объектов. В качестве такого устройства предложено использовать надувную ТДО. В работе проведена предварительная оценка уровня вторичного излучения предложенного ППУ. Для этого разработан численный метод расчета обратного рассеяния ТДО, состоящей из торов больших электрических размеров. Метод основан на приближении физической оптики. При этом учитывается, что ППУ и исследуемый объект облучаются плоской неоднородной волной.

Проведенные исследования свидетельствуют о том, что интенсивность рассеяния рассмотренной диэлектрической оболочки существенно зависит от частоты облучения. Результаты показывают, что ЭПР рассмотренной ТДО может достигать сотых долей квадратного метра. В статье предложен комплекс технических решений для дополнительного снижения уровня паразитного обратного рассеяния рассмотренного ППУ.

Литература

- [1] Knott E. F., Shaeffner J. F., Tuley M. T. Radar Cross Section, 2nd Edition. — Raleigh, NC: SciTech Publishing, Inc, 2004. — 653 p.
- [2] Shirman Ya. D. et. al. Computer Simulation of Aerial Target Radar Scattering Recognition, Detection and Tracking, Ya. D. Shirman (ed). — Norwood, M.A.: Artech House, 2002. — 382 p.
- [3] Львова Л. А. Радиолокационная заметность летательных аппаратов. — Снежинск: Изд-во РФЯЦ — ВНИИТФ, 2003. — 232 с.
- [4] Уфимцев П. Я. Теория дифракционных краевых волн в электродинамике. — М.: Бином, 2007. — 366 с.
- [5] Gibson W. C. The Method of Moments in Electromagnetics. — Boca Raton London New York: Chapman & Hall / Taylor & Francis Group, 2008. — 288 p.
- [6] Рассеяние электромагнитных волн воздушными и наземными радиолокационными объектами: монография / О. И. Сухаревский, В. А. Василец, С. В. Кукобко и др. // Под ред. О. И. Сухаревского. — Х.: ХУ ВС, 2009. — 468 с.
- [7] Ultrawideband Radar. Application and Design / J. D. Taylor, O. I. Sukharevsky, V. A. Vasilets and others // Edited by James D. Taylor. — Boca Raton, London, New York: SRC Press Taylor & Francis Groupe, 2012. — 520 p.
- [8] Залевский Г. С., Василец В. А., Сухаревский О. И. Радиолокационные дальностные портреты крылатых ракет в различных диапазонах длин волн // При-

кладная радиоэлектроника. — 2014. — Т. 13, № 1. — С. 20-28.

- [9] Майзельс Е. Н., Торгованов В. А. Измерение характеристик рассеяния радиолокационных целей. Под ред. М. А. Колосова. — М.: Сов. радио, 1972. — 232 с.
- [10] Радиоэлектронные системы: Основы построения и теория. Справочник. Изд. 2-е, перераб. и доп./ Под ред. Я. Д. Ширмана. — М.: Радиотехника, 2007. — 512 с.
- [11] MVG Microwave Vision Group. Solutions for Aerospace and Defense. — Режим доступа: <http://www.microwavevision.com/panels/industries/aerospace-defense>.
- [12] The Howland Company. Radar Cross-Section (RCS) Range Design & Evaluation. — Режим доступа: http://www.thehowlandcompany.com/radar_stealth/RCS-ranges.htm.
- [13] Damaskos, Inc. Material Measurement Solution. Anechoic Chamber. — Режим доступа: <http://www.damaskosinc.com/products.htm>.
- [14] Каменский Э. Ф., Леонов И. Г., Максютя Д. В., Наконечный В. С., Нечитайло С. В., Орехов С. В., Побережный А. А. Безэховая камера СВЧ сантиметрового диапазона и методика определения ее основных характеристик // Сборник научных трудов Харьковского военного университета. — 2000, № 4(30). — С. 72-78.
- [15] Антенны сантиметровых волн / Пер. с англ. под ред. Фельда Я. Н. — М.: Советское радио, 1950. — 319 с.
- [16] Дмитриев В. И., Захаров Е. В. Интегральные уравнения в краевых задачах электродинамики: Учеб. пособие. — М.: МГУ, 1987. — 167 с.
- [17] Федорюк М. В. Асимптотика: интегралы и ряды. — М.: Наука, 1987. — 544 с.

Поступила в редколлегию 24.04.2014



Сухаревский Олег Ильич, Заслуженный деятель науки и техники Украины, доктор технических наук, профессор, ведущий научный сотрудник Харьковского университета Воздушных Сил имени Ивана Кожедуба. Научные интересы: электродинамика, теория дифракции электромагнитных волн.



Хачатуров Валерий Рубенович, кандидат технических наук, доцент, директор Государственного предприятия «Научно-исследовательский институт радиоэлектронной техники». Научные интересы: теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех.



Залевский Геннадий Станиславович, кандидат технических наук, старший научный сотрудник, докторант Харьковского университета Воздушных Сил имени Ивана Кожедуба. Научные интересы: методы расчета характеристик вторичного излучения радиолокационных объектов и их исполь-

зование в интересах расширения информационных возможностей радиолокационных систем различного назначения.



Ряполов Иван Евгеньевич, научный сотрудник Харьковского университета Воздушных Сил имени Ивана Кожедуба. Научные интересы: моделирование вторичного излучения радиолокационных объектов с низкой отражающей способностью.

УДК 621.396.96

Розрахунок зворотного розсіювання надувного діелектричного підйомно-поворотного пристрою для полігонних вимірювань характеристик розсіювання радіолокаційних об'єктів / О. І. Сухаревський, В. Р. Хачатуров, Г. С. Залевський, І. Є. Ряполов // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2014. – Том 13. № 2. – С. 112–118.

Розглядається надувний діелектричний підйомно-поворотний пристрій для полігонних вимірювань ефективної поверхні розсіювання (ЕПР) радіолокаційних об'єктів. Запропоновано чисельний метод, заснований на наближенні фізичної оптики, призначений для розрахунку електромагнітного розсіювання даної діелектричної оболонки, складеної з торів

великих електричних розмірів. Наведено результати розрахунку її ЕПР у сантиметровому діапазоні довжин хвиль. Обговорюються технічні рішення щодо зниження рівня вторинного випромінювання підйомно-поворотного пристрою.

Ключові слова: діелектрична оболонка, полігонні виміри, фізична оптика, ефективна поверхня розсіювання.

Лл.: 03. Бібліогр.: 17 найм.

UDC 621.396.96

Calculation of inverse scattering of an inflatable dielectric lifting-turning device for in situ measurements of scattering characteristics of radar objects / O. I. Sukharevsky, V. R. Hachaturov, G. S. Zalevsky, I. Ye. Ryapolov // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2014. – Vol. 13. – № 2. – P. 112–118.

An inflatable dielectric lifting-turning device for ground measurements of the absolute cross-section (ACS) of radar objects is considered. For calculation of electromagnetic scattering of the mentioned dielectric shell composed of electrically large tori the numerical method based on physical optics approximation was proposed. Calculation results of its ACS in the SHF band are demonstrated. Technical solutions for reducing the secondary radiation level of the lifting-turning device are discussed.

Keywords: dielectric shell, ground measurements, physical optics, absolute cross-section.

Fig.: 03. Ref.: 17 items

ПЕЛЕНГАЦИЯ ИСТОЧНИКОВ ШУМОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ЛИНЕЙНОЙ РАЗРЕЖЕННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ ПОДРЕШЕТОК

В.И. ВАСИЛИШИН

Рассматривается задача пеленгации источников шумового излучения с использованием линейной разреженной антенной решетки, состоящей из идентичных подрешеток. Для устранения неоднозначности, возникающей при пеленгации источников методом ESPRIT, использован принцип многошкальных измерений. Представлены результаты имитационного моделирования, подтверждающие повышение точности пеленгации источников шумового излучения с помощью предложенного подхода по сравнению с использованием линейной эквидистантной антенной решетки с таким же количеством антенных элементов, как и у разреженной антенной решетки.

Ключевые слова: разреженная антенная решетка, собственные значения, собственные векторы, метод ESPRIT.

ВВЕДЕНИЕ

Задача пеленгации источников излучения — одна из важных задач радиолокации и радионавигации [1–3]. В радиолокации особенно актуальна пеленгация источников шумового излучения.

Известно, что точность пеленгации источников излучения повышается увеличением апертуры используемой антенной системы [1–9], увеличением базы в фазовых системах пеленгации. Примеры увеличения апертуры антенны без увеличения числа антенных элементов — антенные решетки (АР) с минимальной избыточностью [8–10], разреженные АР из подрешеток [2–8, 11–14]. В целях повышения точности пеленгации в работе будем использовать разреженную АР из подрешеток. Например, такая АР имеет место в многопозиционных радиолокационных системах с разнесенными приемными пунктами (ПП), оснащенными фазированными антенными решетками (ФАР) [2–8]. Совокупность ФАР отдельных ПП при этом обычно интерпретируют как единую разреженную АР, которую называют вторичной АР [4]. Однако использование разреженной АР обуславливает возможность неоднозначности регистрации фазы в области, охватываемой ее раскрывом. Поэтому возникает потребность устранения неоднозначности измерений [11–17].

Использование ФАР сопровождается интенсивным развитием методов пеленгации шумовых излучений. Среди известных методов пространственно-временного спектрального анализа сигналов с повышенным «разрешением» особое место занимают так называемые собственно-структурные (СС) методы (Писаренко, MUSIC, Root-MUSIC, Min-Norm, ESPRIT и др.). Они используют информацию, которая содержится в собственных значениях (СЗ) и собственных векторах (СВ) корреляционной матрицы (КМ) наблюдения [1, 8] или сингулярных значений и сингулярных векторов матрицы данных [1, 8, 18].

Среди указанных методов ESPRIT (оценивание параметров сигналов посредством вращательной инвариантности) обладает наименьшей вычислительной сложностью — в отличие от методов MUSIC, Min-Norm он не требует последовательного обзора пространства путем математического сканирования.

В статистике и цифровой обработке сигналов задача поиска СЗ и СВ КМ наблюдений возникает в разложении Карунена–Лоэва, анализе главных компонент (principal component analysis — PCA), анализе независимых компонент (independent component analysis — ICA), нелинейном анализе главных компонент, факторном анализе и т.д. [19–22].

Для рассматриваемой конфигурации АР было предложено несколько подходов по пеленгации источников излучения [11–14]. Ограничение метода уменьшения ранга (RARE) [12, 13] состоит в том, что его обобщение для плоской АР не очевидно. В [11] для частного случая прямоугольной разреженной АР, состоящей из пятиэлементных крестообразных подрешеток, использован метод ESPRIT. Однако вопрос применения этого подхода для разреженных АР, состоящих из подрешеток с произвольным числом антенных элементов, форма которых отличается от использованной в [11], остается открытым. Также в [11] не раскрыт ряд вопросов — оценивание числа источников излучения в разреженных АР (в том числе в условиях малой выборки), пеленгация источников излучения в условиях малой выборки и т.д.

Цель работы — повышение точности пеленгации источников шумового излучения на основе линейной разреженной АР, состоящей из идентичных подрешеток, анализ эффективности оценивания числа источников шумовых сигналов в разреженной АР, анализ влияния малой выборки наблюдения на эффективность предложенного подхода. Некоторые вопросы статьи частично рассмотрены в [14].

МОДЕЛЬ ДАННЫХ И ДОПУЩЕНИЯ

Рассмотрим M -элементную АР, включающую N_p подрешеток – парциальных (элементарных) [4, 14] АР (рис. 1).

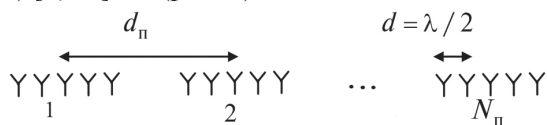


Рис. 1. Линейная разреженная АР из подрешеток

Парциальные АР – заполненные АР (линейные эквидистантные АР (ЛЭАР)) из $M_p = M / N_p$ элементов. Расстояние между элементами парциальных АР равно $d = \lambda / 2$, где λ длина волны сигнала, а расстояние между парциальными АР $- d_p \gg d$.

Форма диаграммы направленности (ДН) разреженной АР зависит от количества парциальных АР, расстояния между ними $d_p \gg d$ и т.д. [4]. ДН разреженной АР при $M_p = 3$, $N_p = 4$, $d_p = 20\lambda / 2$ показана на рис. 2.

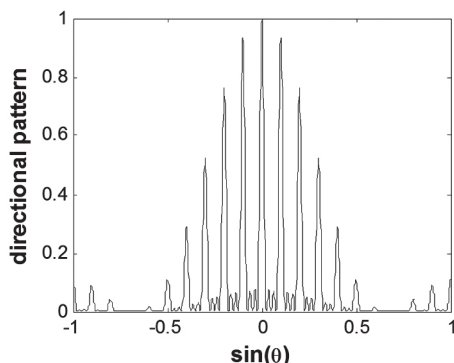


Рис. 2. ДН разреженной АР

В отличие от ДН ЛЭАР в ДН разреженной АР помимо главного лепестка присутствуют побочные лепестки (дифракционные максимумы).

Полагаем, что на разреженную АР (рис.1) поступают сигналы V источников шумового излучения, которые находятся в дальней зоне АР.

Направление на источник излучения относительно оси x , на которой расположены фазовые центры парциальных АР, характеризуется направляющим косинусом (НК) $\vartheta = \sin\theta$, где угол θ отсчитывается относительно нормали к оси x [23, 24]. Обозначим неизвестные направления на пеленгуемые источники излучения и соответствующие НК как $\{\theta_v\}_{v=1}^V$ и $\{\vartheta_v\}_{v=1}^V$, соответственно.

Выходной сигнал разреженной АР в l -й дискретный момент времени, $l=1, \dots, L$, можно представить в виде M -мерного вектора [1, 4, 11–14]

$$\mathbf{x}(l) = \mathbf{A}\mathbf{s}(l) + \mathbf{n}(l), \quad (1)$$

где $M \times V$ матрица $\mathbf{A} = [\mathbf{a}(\vartheta_1), \dots, \mathbf{a}(\vartheta_V)]$ состоит из V векторов амплитудно-фазового распределения (АФР) источников излучения на элементах АР, $\mathbf{a}(\vartheta_v)$ – M -мерный вектор АФР v -го источника излучения, $\mathbf{s}(l)$ – комплексный вектор

временных отсчетов принимаемых сигналов размерностью V , $\mathbf{n}(l)$ – вектор аддитивного шума размерностью M . M -мерный вектор АФР v -го источника излучения на элементах АР определяется выражением

$$\mathbf{a}(\vartheta_v) = \mathbf{a}_d(\vartheta_v) \otimes \mathbf{a}_{M_p}(\vartheta_v), \quad (2)$$

где $\mathbf{a}_d(\vartheta_v)$ – вектор, описывающий фазовые сдвиги, обусловленные сдвигом на d_p парциальных АР

$$\mathbf{a}_d(\vartheta_v) = [1, e^{j\omega_v^T}, \dots, e^{j(N_p-1)\omega_v^T}]^T, \quad (3)$$

где $\omega_v^T = (2\pi/\lambda)d_p\vartheta_v$, верхний индекс t указывает на использование точной шкалы, $\mathbf{a}_{M_p}(\vartheta_v)$ – $M_p \times 1$ вектор АФР v -го источника на элементах парциальной АР

$$\mathbf{a}_{M_p}(\vartheta_v) = [1, e^{j\omega_v}, \dots, e^{j(M_p-1)\omega_v}]^T, \quad (4)$$

где $\omega_v = (2\pi/\lambda)d\vartheta_v$, $(\cdot)^T$ означает транспонирование, а \otimes – кронекеровское произведение.

Предполагается, что сигналы источников излучения – комплексные гауссовские белые во времени процессы с нулевым средним и КМ $\mathbf{S} = E[\mathbf{s}(l)\mathbf{s}^H(l)]$, где $E[\cdot]$ и $(\cdot)^H$ означают операции статистического усреднения по ансамблю и эрмитового сопряжения, соответственно. Шум антенных элементов $\mathbf{n}(l)$ – комплексный гауссовский процесс с нулевым средним и дисперсией σ^2 , белый по пространству и времени. При некоррелированности сигналов источников ранг \mathbf{S} равен числу источников [8].

КМ выходного сигнала АР определяется выражением

$$\mathbf{R} = E[\mathbf{x}(l)\mathbf{x}^H(l)] = \mathbf{A}\mathbf{S}\mathbf{A}^H + \sigma^2\mathbf{I}, \quad (5)$$

где \mathbf{I} – $M \times M$ единичная матрица. В качестве оценки \mathbf{R} используется выборочная КМ $\hat{\mathbf{R}}$, полученная по L снимкам (выборке объема L [25])

$$\hat{\mathbf{R}} = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L \mathbf{x}(l)\mathbf{x}^H(l) = \frac{1}{L} \mathbf{X}\mathbf{X}^H, \quad (6)$$

где $\mathbf{X} = [\mathbf{x}(l_1), \dots, \mathbf{x}(l_L)]$ – $M \times L$ матрица данных. Разложение по СВ и СЗ (РСЗ) выборочной КМ $\hat{\mathbf{R}}$ может быть представлено в виде

$$\hat{\mathbf{R}} = \hat{\mathbf{U}} \cdot \hat{\Sigma} \cdot \hat{\mathbf{U}}^H, \quad (7)$$

где $\hat{\mathbf{U}} = [\hat{\mathbf{u}}_1, \hat{\mathbf{u}}_2, \dots, \hat{\mathbf{u}}_{\hat{V}}, \dots, \hat{\mathbf{u}}_M]$ – матрица СВ КМ $\hat{\mathbf{R}}$, \hat{V} – оценка числа источников [2, 15]. Первые \hat{V} СВ КМ $\hat{\mathbf{R}}$, соответствующие \hat{V} наибольшим СЗ, относят к так называемому подпространству сигналов (ППС), а последние $(M - \hat{V})$ СВ – к подпространству шума (ППШ). Матрица $\hat{\Sigma}$ – $M \times M$ диагональная матрица, первые \hat{V} максимальных элементов которой – СЗ ППС, а остальные – СЗ ППШ. Таким образом, выражение (7) можно представить в виде [1, 8]

$$\hat{\mathbf{R}} = \hat{\mathbf{U}}_c \hat{\Sigma}_c \hat{\mathbf{U}}_c^H + \hat{\mathbf{U}}_{sh} \hat{\Sigma}_{sh} \hat{\mathbf{U}}_{sh}^H, \quad (8)$$

где $\hat{\mathbf{U}}_c = [\hat{\mathbf{u}}_1, \dots, \hat{\mathbf{u}}_{\hat{V}}]$, $\hat{\mathbf{U}}_{sh} = [\hat{\mathbf{u}}_{\hat{V}+1}, \dots, \hat{\mathbf{u}}_M]$, $\hat{\Sigma}_c$ содержит СЗ ППС, а $\hat{\Sigma}_{sh}$ – СЗ ППШ.

Рассмотрим особенности пеленгации источников излучения на основе разреженной АР из подрешеток с использованием метода ESPRIT.

ОЦЕНИВАНИЕ УГЛОВЫХ КООРДИНАТ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНЕЙНОЙ РАЗРЕЖЕННОЙ АР ИЗ ПОДРЕШЕТОК

Реализация метода ESPRIT предполагает, что АР пеленгатора состоит из двух идентичных подрешеток, которые разнесены в пространстве на известное расстояние [11, 14, 26–28]. Возможно конструктивное упрощение пеленгатора, когда подрешетки формируются из одной решетки и имеют общие антенные элементы. Величина сдвига между подрешетками определяет сектор однозначного определения НП [16, 17, 28–31]. Особенности решения задачи устранения неоднозначности при использовании метода ESPRIT и ЛЭАР показаны в [16, 17]. Отметим, что потребность в устранении неоднозначности также возникает при измерении дальности [15, 31, 32], оценивании средней радиальной скорости метеорообразований в импульсных доплеровских метеорадиолокаторах [33], оценивании частоты сигналов [26, 27].

Будем использовать две базы, одна из которых ($d = \lambda / 2$) позволяет получать однозначные оценки НК, а вторая ($d_n \gg d$) – неоднозначные оценки НК [11, 14], применяемые для уточнения грубых оценок НК. Оцениваемый параметр ϑ на этих базах деформируется с коэффициентами, равными $2\pi d / \lambda$ и $2\pi d_n / \lambda$ [17, 25, 31].

В пределах каждой парциальной АР из M_n элементов (рис. 1) формируются две идентичные подрешетки со сдвигом $d = \lambda / 2$. Первая состоит из ее первых, а вторая – из последних $M_n - 1$ элементов.

Рассмотрим $(M_n - 1) \times M_n$ матрицы отбора $\mathbf{J}_1 = [\mathbf{I}_{(M_n-1) \times (M_n-1)} \mathbf{0}_{(M_n-1) \times 1}]$ (где $\mathbf{0}$ – матрица, все элементы которой нулевые) и $\mathbf{J}_2 = [\mathbf{0}_{(M_n-1) \times 1} \mathbf{I}_{(M_n-1) \times (M_n-1)}]$. Например, при умножении \mathbf{J}_1 (\mathbf{J}_2) на вектор АФР источника излучения получают вектор АФР источника на элементах 1-й (2-й) подрешетки.

В основе метода ESPRIT лежит так называемое соотношение инвариантности относительно сдвига [26–28]. Для одного источника излучения и одной парциальной АР оно имеет вид

$$\exp(j\omega)\mathbf{J}_1\mathbf{a}_{M_n}(\vartheta) = \mathbf{J}_2\mathbf{a}_{M_n}(\vartheta). \quad (9)$$

Обобщая выражения (9) для всех парциальных АР, получим соотношение

$$\exp(j\omega)\text{bdiag}(\mathbf{J}_1)\mathbf{a}(\vartheta) = \text{bdiag}(\mathbf{J}_2)\mathbf{a}(\vartheta), \quad (10)$$

где $\text{bdiag}(\cdot)$ – оператор формирования блочно-диагональной матрицы. Например, для матрицы отбора \mathbf{J}_1 результат применения оператора $\text{bdiag}(\mathbf{J}_1)$ имеет вид $\text{bdiag}(\mathbf{J}_1) = \mathbf{I}_{N_n} \otimes \mathbf{J}_1$.

Из выражения (10) видно, что для грубого оценивания НК используются однозначные базы в каждой из N_n парциальной АР. При этом

первая обобщенная подрешетка формируется из первых $M_n - 1$ элементов каждой парциальной АР.

Введем матрицы $\mathbf{J}_1^M = \text{bdiag}(\mathbf{J}_1)$ и $\mathbf{J}_2^M = \text{bdiag}(\mathbf{J}_2)$. Для V источников выражение (10) преобразуется к виду

$$\mathbf{J}_1^M \mathbf{A} \Phi = \mathbf{J}_2^M \mathbf{A}, \quad (11)$$

где $\Phi = \text{diag}[\exp(j\omega_v)]_{v=1}^V$. В СС методах используется справедливое при больших отношениях сигнал-шум (ОСШ) и большом числе снимков соотношение $\mathbf{U}_c = \mathbf{A}\mathbf{T}$, где \mathbf{T} – некоторая несингулярная матрица [8]. Таким образом, получим матричное уравнение

$$\mathbf{J}_1^M \mathbf{U}_c \Psi = \mathbf{J}_2^M \mathbf{U}_c, \quad (12)$$

где $\Psi = \mathbf{T}^{-1}\Phi\mathbf{T}$. В асимптотическом случае СЗ матрицы Ψ равны диагональным элементам матрицы Φ . Поэтому для определения угловых координат источников необходимо найти матрицу Ψ . Уравнение (12) может быть решено с помощью метода наименьших квадратов или метода обобщенных наименьших квадратов (TLS-total least squares). Метод TLS – один из подходов по снижению шума наблюдения [18, 32].

Порядок формирования двух обобщенных подрешеток в рамках разреженной АР также может быть объяснен на основании метода структурного взвешивания [29], адаптированного для унитарного TLS-ESPRIT в [30]. В результате применения методов TLS и структурного взвешивания для решения (12) вместо РСЗ произведения матриц вида $[\mathbf{J}_1^M \hat{\mathbf{U}}_c \mathbf{J}_2^M \hat{\mathbf{U}}_c]^H [\mathbf{J}_1^M \hat{\mathbf{U}}_c \mathbf{J}_2^M \hat{\mathbf{U}}_c]$ находится РСЗ произведения $[\mathbf{J}_1^0 \hat{\mathbf{U}}_c \mathbf{J}_2^0 \hat{\mathbf{U}}_c]^H \mathbf{G} [\mathbf{J}_1^0 \hat{\mathbf{U}}_c \mathbf{J}_2^0 \hat{\mathbf{U}}_c]$, где матрицы $\mathbf{J}_1^0 = [\mathbf{I}_{(M-1) \times (M-1)} \mathbf{0}_{(M-1) \times 1}]$ и $\mathbf{J}_2^0 = [\mathbf{0}_{(M-1) \times 1} \mathbf{I}_{(M-1) \times (M-1)}]$ – обобщенные матрицы отбора. Элементы $(M-1) \times (M-1)$ диагональной матрицы \mathbf{G} показывают, сколько раз используются антенные элементы M -элементной разреженной АР в первой обобщенной подрешетке из $(M-1)$ элементов. Например, при $M_n = 3$, $N_n = 4$ матрица $\mathbf{G} = \text{diag}[11011011011]$.

В результате РСЗ матричного произведения $[\mathbf{J}_1^M \hat{\mathbf{U}}_c \mathbf{J}_2^M \hat{\mathbf{U}}_c]^H [\mathbf{J}_1^M \hat{\mathbf{U}}_c \mathbf{J}_2^M \hat{\mathbf{U}}_c]$ (или, как показано в [14], произведения $[\mathbf{J}_1^0 \hat{\mathbf{U}}_c \mathbf{J}_2^0 \hat{\mathbf{U}}_c]^H \mathbf{G} [\mathbf{J}_1^0 \hat{\mathbf{U}}_c \mathbf{J}_2^0 \hat{\mathbf{U}}_c]$) получаем $\hat{\mathbf{E}}_0 \hat{\Lambda} \hat{\mathbf{E}}_0^H$, где $\hat{\Lambda}$ – матрица СЗ, а $\hat{\mathbf{E}}_0$ – матрица СВ матричного произведения. В соответствии с методом TLS находятся СЗ $\hat{\xi}_v, v=1, \dots, V$ матрицы $\Omega = (-\hat{\mathbf{E}}_{12} \hat{\mathbf{E}}_{22}^{-1})$, где $\hat{\mathbf{E}}_{12}$ и $\hat{\mathbf{E}}_{22}$ – $V \times V$ блоки матрицы $\hat{\mathbf{E}}_0$. Из этих СЗ определяется множество однозначных, но грубых оценок НК $\{\hat{\vartheta}_v\}_{v=1}^V$

$$\hat{\vartheta}_v = \arg(\hat{\xi}_v) / (2\pi d / \lambda). \quad (13)$$

Вторая база размером $d_n \gg d$ используется для получения неоднозначных оценок НК, применяемых для уточнения грубых оценок НК. В рамках предложенного подхода она рассматривается между первыми и последними ($N_n - 1$)

парциальными решетками. При этом элементы разреженной АР используются для формирования двух идентичных подрешеток из $(N_p - 1)M_p$ антенных элементов. Соотношение инвариантности (9) принимает вид

$$\exp(j\omega^T) \mathbf{J}_{n1} \mathbf{a}(\vartheta) = \mathbf{J}_{n2} \mathbf{a}(\vartheta), \quad (14)$$

где $\mathbf{J}_{n1} = [\mathbf{I}_{M_p(N_p-1) \times M_p(N_p-1)} \mathbf{0}_{M_p(N_p-1) \times M_p}]$ и $\mathbf{J}_{n2} = [\mathbf{0}_{M_p(N_p-1) \times M_p} \mathbf{I}_{M_p(N_p-1) \times M_p(N_p-1)}]$ — соответствующие $M_p(N_p - 1) \times M$ матрицы отбора. Уравнение (12) преобразуется к виду

$$\mathbf{J}_{n1} \mathbf{A} \Phi_{\tau} = \mathbf{J}_{n1} \mathbf{A}, \quad (15)$$

где $\Phi_{\tau} = \text{diag}[\exp(j\omega_v^B)]_{v=1}^V$. По аналогии с (11)

$$\mathbf{J}_{n1} \mathbf{U}_c \Psi_{\tau} = \mathbf{J}_{n1} \mathbf{U}_c, \quad (16)$$

где $\Psi_{\tau} = \mathbf{T}_{\tau}^{-1} \Phi_{\tau} \mathbf{T}_{\tau}$. При решении (16) методом TLS вычисляется РСЗ матричного произведения $[\mathbf{J}_{n1} \hat{\mathbf{U}}_c \mathbf{J}_{n2} \hat{\mathbf{U}}_c]^H [\mathbf{J}_{n1} \hat{\mathbf{U}}_c \mathbf{J}_{n2} \hat{\mathbf{U}}_c]$ (или, как показано в [14], матричного произведения $[\mathbf{J}_1^{\circ} \hat{\mathbf{U}}_c \mathbf{J}_2^{\circ} \hat{\mathbf{U}}_c]^H \mathbf{G}_p [\mathbf{J}_1^{\circ} \hat{\mathbf{U}}_c \mathbf{J}_2^{\circ} \hat{\mathbf{U}}_c]$). В случае $M = 12$, $M_p = 3$, $N_p = 4$ матрица $\mathbf{G}_p = \text{diag}[1111111100]$. Из СЗ $\hat{\xi}_v^T = \exp(j\omega_v^T)$ получают неоднозначные оценки НК $\hat{\vartheta}_v^T$

$$\hat{\vartheta}_v^T = \arg(\hat{\xi}_v^T) / (2\pi d_p / \lambda). \quad (17)$$

Наличие неоднозначности в $\hat{\xi}_v^T$ можно показать следующим образом. Так как $\omega_v^T = (2\pi / \lambda) d_p \vartheta_v$, $-1 \leq \vartheta_v \leq 1$, и $d_p \gg \lambda / 2$, то оценка НК $\vartheta_v = \sin \theta_v$, получаемая по $\hat{\xi}_v^T$ с помощью (17), будет неоднозначной. Точная и однозначная оценка НК ϑ_v может быть определена из ряда кандидатов $\hat{\vartheta}_v^T + \eta \frac{\lambda}{d_p}$, где η — некоторое целое число, удовлетворяющее условию $-1 \leq \hat{\vartheta}_v^T + \eta \frac{\lambda}{d_p} \leq 1$ [2, 11, 14–17]. Это условие может быть преобразовано к виду

$$\left\lfloor \frac{d_p}{\lambda} (-1 - \hat{\vartheta}_v^T) \right\rfloor \leq \eta \leq \left\lfloor \frac{d_p}{\lambda} (1 - \hat{\vartheta}_v^T) \right\rfloor, \quad (18)$$

где $\lfloor z \rfloor$ обозначает наибольшее целое, которое меньше z ; $\lceil z \rceil$ — наименьшее целое, которое больше z .

До процедуры устранения неоднозначности необходимо выполнить процедуру спаривания $\{\hat{\vartheta}_v^T\}_{v=1}^V$ и $\{\hat{\vartheta}_v^T\}_{v=1}^V$ [11, 14, 17, 27] (каждой точной оценке НК v -го источника должна соответствовать грубая оценка НК этого источника). Устранение неоднозначности в $\{\hat{\vartheta}_v^T\}_{v=1}^V$ выполняется следующим образом [11, 14, 17]. Во-первых, определяются границы для параметра η согласно (18). Во-вторых, определяется оценка η^* , доставляющая минимум выражению

$$\eta^* = \arg \min_{\eta} \left| \hat{\vartheta}_v - \hat{\vartheta}_v^T - \frac{\lambda}{d_p} \eta \right|. \quad (19)$$

Результирующие (точные и однозначные оценки) НК получают следующим образом:

$$\hat{\vartheta}_v^p = \hat{\vartheta}_v^T + \eta^* \frac{\lambda}{d_p}. \quad (20)$$

Неправильное раскрытие неоднозначности обуславливает наличие аномальных ошибок [11–17].

Таким образом, предлагаемый метод пеленгации источников излучения состоит из нескольких фаз (этапов, ступеней). На первой находятся оценки НК по грубой и точной шкале (базе). На второй, на основании совместной обработки полученных по обеим базам оценок НК, устраняется неоднозначность в оценках НК точной базы.

Предложенный подход может быть реализован с помощью следующей последовательности шагов: 1) вычислить РСЗ матрицы $\hat{\mathbf{R}}$, оценить число источников излучения \hat{V} [8, 34]; 2) найти однозначные оценки НК $\{\hat{\vartheta}_v^T\}_{v=1}^V$ по формуле (13); 3) найти оценки НК $\{\hat{\vartheta}_v^T\}_{v=1}^V$ по базе $d_p \gg d$ на основании (17); 4) устранить неоднозначность в оценках $\{\hat{\vartheta}_v^T\}_{v=1}^V$, используя выражения (18–20); 5) определить НП сигналов источников $\hat{\theta}_v = \text{asin}(\hat{\vartheta}_v^p)$, $v = 1, \dots, \hat{V}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В целях оценки эффективности предложенного метода пеленгации было проведено имитационное моделирование.

Предполагалось, что на АР из M элементов поступают сигналы от двух равномошных источников шумового излучения с направлений $\theta_1 = 32^\circ$ и $\theta_2 = 34^\circ$. Рассматривались конфигурации АР с разным числом подрешеток: $N_p = 3$ в первом случае и $N_p = 5$ во втором. При $M_p = 3$ число элементов АР равнялось $M = 9$ и $M = 15$. Таким образом, апертура АР во втором случае была больше. В ходе моделирования вычислялись среднеквадратические ошибки (RMSE) оценивания НК предложенным подходом и методом TLS – ESPRIT, использующим заполненную ЛЭАР из M элементов (число элементов разреженной и заполненной АР было одинаковым). СКО оценивания НК усреднялись по источникам [8, 17]. Для получения каждой точки графика испытания повторялись 1000 раз. Отношение сигнал-шум определялось как σ_c^2 / σ^2 , где σ_c^2 — мощность источника излучения.

Результаты моделирования для $M = 9$, $d_p = 10(\lambda / 2)$ показаны на рис. 3. Число снимков $L = 15$. Для предложенного метода отдельно показаны СКО оценок НК, полученных по грубым (coarse estimates) и точным (fine estimates) шкалам.

Для рис. 4 число подрешеток (парциальных АР) было увеличено с 3 до 5 ($M = 15$).

Из анализа рисунков видно, что эффективность предложенного подхода при рассмотренных ОСШ выше, чем у TLS-ESPRIT с ЛЭАР. При низких ОСШ СКО оценок НК, получаемых по точной базе, приближается к СКО оценок

НК, получаемых по грубой базе. Такое увеличение СКО связано с неправильным раскрытием неоднозначности.

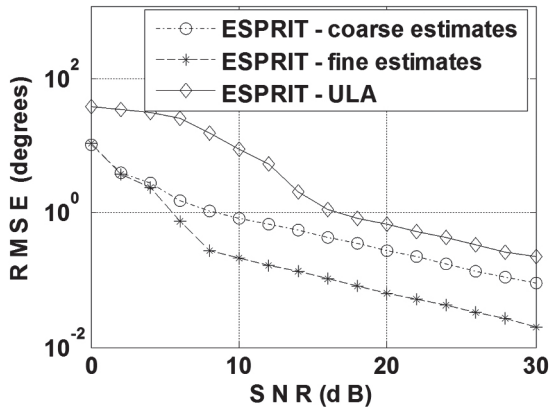


Рис. 3. Зависимости СКО оценивания НК от ОСШ $M=9, N_p=3, M_p=3, d_p=10(\lambda/2)$

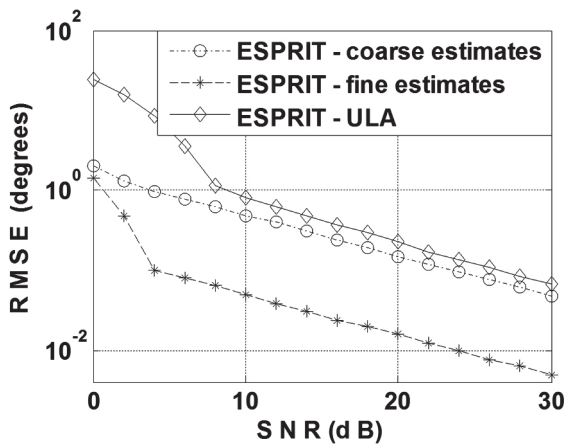


Рис. 4. Зависимости СКО оценивания НК от ОСШ. $M=15, N_p=5, M_p=3, L=15, d_p=10(\lambda/2)$

Также легко увидеть, что эффективность пеленгации источников излучения предложенным методом зависит от числа парциальных АР. Кроме того, по мере роста ОСШ эффективность обычного TLS-ESPRIT для ЛЭАР становится сравнимой с эффективностью TLS-ESPRIT для грубой шкалы.

Следует отметить, что при получении рис. 3, 4 число источников излучения предполагалось известным. Это позволило проанализировать влияние эффективности устранения неоднозначности на точностные показатели предложенного подхода.

Вместе с тем известно, что оценивание числа источников известными методами (например, MDL) сопряжено с ошибками, особенно при малых значениях ОСШ [8, 25, 34]. Поэтому представляет интерес определить вероятность правильного разрешения (правильной оценки числа) источников шумового излучения при использовании разреженной АР.

В ходе моделирования эмпирическая вероятность правильного разрешения источников шумового излучения определялась как отношение $P=Q_{\text{ист}}/Q$, где $Q_{\text{ист}}$ – число испытаний,

в котором оценка \hat{V} числа источников совпала с их истинным числом, а Q – общее число испытаний. Условия моделирования соответствовали условиям рис. 3, то есть $M=9, N_p=3, M_p=3, L=15$.

На рис. 5 показаны зависимости вероятности правильного оценивания числа источников от ОСШ, полученные обычным методом MDL при использовании ЛЭАР из $M=9$ элементов и разреженной АР указанной конфигурации.

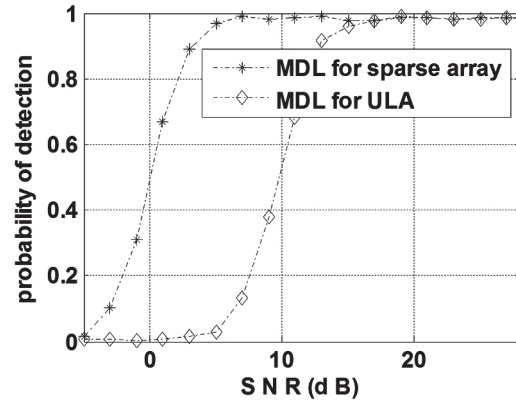


Рис. 5. Зависимости $P=Q_{\text{ист}}/Q$ от ОСШ

Из анализа рис. 5 видно, что вероятность правильной оценки числа источников методом MDL при использовании разреженной АР выше, чем при использовании ЛЭАР, при низких ОСШ (вероятность близка к 1 при ОСШ = 5 дБ). Рис. 5 также показывает допустимость предположения об известности числа источников для значений ОСШ, использованных для рис. 3.

При ОСШ, для которых $P < 1$, СКО оценивания НК предложенным методом будет зависеть не только от эффективности устранения неоднозначности, но и от эффективности оценивания числа источников. Вопрос повышения эффективности оценки числа источников в разреженных АР при низких ОСШ представляет интерес для отдельного исследования.

Проанализируем влияние размера d_p на эффективность предложенного подхода. Результаты моделирования, проведенного для условий $M=15, N_p=5, M_p=3, L=15, d_p=50(\lambda/2)$, приведены на рис. 6.

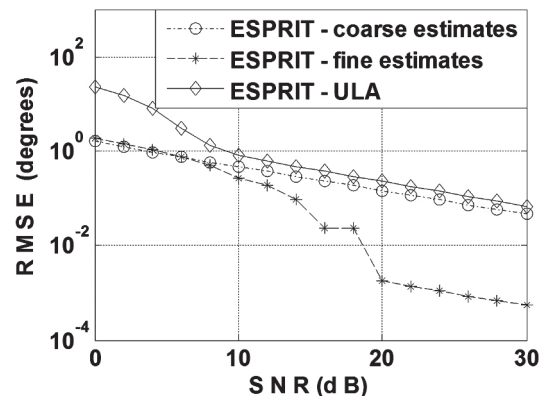


Рис. 6. Зависимости СКО оценивания НК от ОСШ. $M=15, N_p=5, M_p=3, L=15, d_p=50(\lambda/2)$

Легко увидеть, что точность оценивания НК предложенным подходом при высоких ОСШ повышается по мере увеличения расстояния между парциальными АР (размера точной базы). При этом пороговое ОСШ, связанное с неправильным раскрытием неоднозначности, выше, чем при $d_{\text{п}} = 10(\lambda/2)$ (рис. 4).

Рассмотрим случай малой выборки наблюдений, которая при использовании максимально правдоподобной (МП) оценки КМ характеризуется условием $L < M$ [1, 8, 25]. Результаты моделирования для $M = 15$, $N_{\text{п}} = 5$, $M_{\text{п}} = 3$, $L = 5$, $d_{\text{п}} = 10(\lambda/2)$, $\hat{V} = V$, приведены на рис. 7.

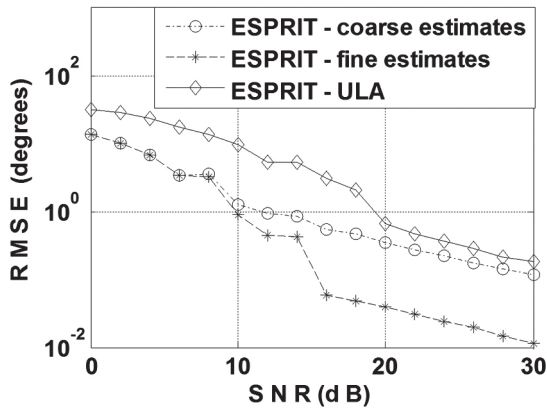


Рис. 7. Зависимости СКО оценивания НК от ОСШ $M = 15$, $N_{\text{п}} = 5$, $M_{\text{п}} = 3$, $L = 5$, $d_{\text{п}} = 10(\lambda/2)$

Из анализа рис. 4 и рис. 7 видно, что при малой выборке пороговое ОСШ увеличивается как для ЛЭАР, так и для разреженной решетки. Кроме того, результаты моделирования показывают, что в условиях малой выборки и при использовании МП оценки выборочной КМ вероятность правильной оценки числа источников излучения близка к нулю. Регуляризация выборочной КМ [1, 4, 8, 24] в этих условиях ($M = 15$, $N_{\text{п}} = 5$, $M_{\text{п}} = 3$, $L = 5$, $d_{\text{п}} = 10(\lambda/2)$) позволила оценить число источников с близкой к единице вероятностью правильной оценки при ОСШ=9 дБ. Параметр регуляризации принимался равным дисперсии шума наблюдения, которая оценивалась в результате усреднения СЗ ППШ выборочной КМ.

Следует отметить, что в ситуациях, когда размер угловой базы между источниками совпадает с положением боковых лепестков ДН разреженной АР, точность оценивания НК становится ниже, чем при использовании ЛЭАР. Пеленгация источников излучения в таких условиях представляет интерес для отдельного исследования.

ВЫВОДЫ

В работе рассмотрена задача пеленгации источников шумового излучения на основе линейной АР из нескольких разнесенных подрешеток. Для такого класса разреженных АР получен метод пеленгации источников излучения, содержащий несколько фаз (этапов). На первой с помощью метода TLS-ESPRIT находятся грубые (однозначные) и неоднозначные оценки НК, а на вто-

рой устраняется неоднозначность в оценках НК, полученных по точной шкале. С использованием метода структурного взвешивания [29, 30] пояснен принцип использования антенных элементов разреженной АР для формирования грубой и точной баз. Эффективность предложенного подхода выше по сравнению с эффективностью пеленгации методом TLS-ESPRIT с использованием ЛЭАР с таким же количеством антенных элементов. Существенное влияние на эффективность раскрытия неоднозначности имеет процедура спаривания (объединения) оценок НК, полученных по грубой и точной шкалам (для каждого источника точной оценке НК должна соответствовать грубая оценка НК этого источника).

Преимущества предложенного метода пеленгации достигаются увеличением вычислительной сложности по сравнению с методом ESPRIT для ЛЭАР. Распараллеливание вычислений (использование систолических вычислителей [2, 16-18] и др.) позволит сделать вычислительную сложность предложенного подхода и метода ESPRIT для ЛЭАР сравнимыми.

Использование разреженной АР из подрешеток позволяет повысить эффективность оценки числа источников излучения по сравнению с использованием ЛЭАР с таким же числом антенных элементов. В условиях малой выборки $L < M$ для оценивания числа источников излучения целесообразно регуляризовать выборочную КМ.

К направлениям дальнейших исследований следует отнести поиск альтернативных процедур устранения неоднозначности измерений, которые более эффективны при низком ОСШ; применение в рамках предложенного подхода методов размножения выборки [31, 35, 36], методов уменьшения шума наблюдения (метода SSA [37] и др); обобщение полученных результатов для подрешеток разной формы [38], прямоугольной разреженной АР [39]; улучшение характеристик предложенного подхода в условиях, когда размер угловой базы источников совпадает с положением бокового лепестка ДН АР.

Литература

- [1] Ширман Я.Д. Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех/ Я.Д. Ширман, В.Н Манжос. – М.: Радио и связь, 1981. – 416 с.
- [2] Радиоэлектронные системы: Основы построения и теория. Справочник, изд. 2-е, переработанное и дополненное / Под ред. Я.Д. Ширмана. – М.: Радиотехника, 2007.
- [3] Черняк В.С. Многопозиционная радиолокация. – М.: Радио и связь, 1993. – 416 с.
- [4] Пространственно-временная обработка сигналов / И.Я. Кремер, А.И. Кремер, В.М. Петров и др.; Под ред. И.Я. Кремера. – М.: Радио и связь, 1984. – 224 с.
- [5] Петров В.М. Обработка сигналов в многопозиционных радиолокационных системах/ В.М. Петров, Т.Г. Вяткина// Радиотехника. – 1986. – №7. – С. 46–49.

- [6] Манжос В.Н. Адаптивная пеленгация источников шумового излучения в многопозиционной РЛС на базе ФАР / В.Н. Манжос // Радиоэлектроника. — 1990. — № 2. — С.82-84.
- [7] Черняк В.С. О новом направлении в радиолокации: МІМО РЛС / В.С. Черняк // Прикладная радиоэлектроника. — 2009. — Том 8, №4. — С. 477—488.
- [8] Караваев В.В. Статистическая теория пассивной радиолокации/ В.В. Караваев, В.В. Сазонов. — М.: Радио и связь, 1997. — 240 с.
- [9] Абрамович Ю.И. Выделение независимых источников излучения в неэквидистантных АР/ Ю.И. Абрамович, Н.К.Спенсер, А.Ю. Горохов // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. — 2001. — №12. — С. 3-18.
- [10] Василишин В.И. Линейная АР с минимальной избыточностью в режиме сверхразрешения алгоритмом TLS-ESPRIT с структурным взвешиванием/ В.И. Василишин, А.Н. Самсонкин // Авіаційна космічна техніка і технологія: зб. наукових праць. — Х.: ДАУ «ХАИ», 2001. — Вип 22. — С. 253-258.
- [11] Wong K.T. Direction-finding with sparse rectangular dual-size spatial invariance array/ K.T. Wong, M.D. Zoltowski // IEEE Trans. Aerospace and Electronic Systems. — 1998.— Vol.34, No. 4. — P.1320-1335.
- [12] Lee C.M.S. Direction of arrival estimation in partly calibrated subarray-based sensor arrays/ C.M.S. Lee, A.B. Gershman //IEEE Trans. on Signal Processing. — 2004. — Vol.52, No.2. — P.329-336.
- [13] Pesavento M. Direction finding in partly calibrated sensor arrays composed of multiple subarrays/ M. Pesavento, A.B. Gershman, K. M. Wong // IEEE Trans. Signal Processing. — 2002. — Vol. 50, No. 9. — P.2103-2115.
- [14] Vasylyshyn V.I. Direction finding using sparse array composed of multiple identical subarrays/ V.I. Vasylyshyn, O. A. Garkusha// ICATT: int.conf., 2005, Kyiv, Ukraine: proc. of conf. — 2005. — P.280—282
- [15] Фалькович С.Е., Хомяков Э.Н. Статистическая теория измерительных радиосистем. — М.: Радио и связь, 1981.
- [16] Vasylyshyn V.I. Closed-form DOA estimation with multiscale Unitary ESPRIT algorithm/ V.I. Vasylyshyn // European Radar Conference, int.conf., 2004, Amsterdam, Netherlands: proc. of conf. — 2004. — P.317—320.
- [17] Василишин В.И. Устранение неоднозначности при оценивании угловых координат модифицированным унитарным алгоритмом ESPRIT/ В.И. Василишин // Прикладная радиоэлектроника. — 2009. — Т.8, №4. — С.553-560.
- [18] Vasilishin V. Uniform linear antenna array in super-resolution mode by the modified unitary ESPRIT algorithm/V. Vasilishin, A. Kolesnikov// Antenna Theory and Techniques: int. conf. — Sevastopil, 1999. — P. 254—255.
- [19] Jolliffe I.T. Principal Component Analysis /I.T. Jolliffe. —Springer, 2002. — 487 p.
- [20] Гирко В.Л. Спектральная теория случайных матриц / В.Л. Гирко. — М.: Наука, 1988. —376 с.
- [21] Ефимов В.М. Анализ и прогноз временных рядов методом главных компонент/ В.М. Ефимов, Ю.К. Галактионов, Н.Ф. Шушпанова. — Новосибирск: Наука. Сиб.отделение, 1988. — 71 с.
- [22] Principal manifolds for data visualization and dimension reduction/ Gorban B., K. D. Wunsch, A. Zinovyev (Eds.). — Berlin. — Heidelberg. — 2007.
- [23] Коростелев А.А. Пространственно-временная теория радиосистем. — М.: Радио и связь, 1987. — 320 с.
- [24] Денисов В.П. Способы и алгоритмы оценивания угловых координат в многобазовых пеленгаторах/ В.П. Денисов, В.В. Дрогалин, В.И. Меркулов, О.Ф. Самарин //Успехи современной радиоэлектроники. — 2005. — № 6. — С. 3-30.
- [25] Леховицкий Д.И. Статистический анализ «сверхразрешающих» методов пеленгации источников шумовых излучений при конечном объеме обучающей выборки/ Д.И. Леховицкий // Прикладная радиоэлектроника. —2009. — Том 8, № 4. — С. 527—540.
- [26] Zoltowski M.D. Real-time frequency and 2-D angle estimation with sub-Nyquist spatio-temporal sampling/ M.D. Zoltowski, C.P.Mathews // IEEE Trans. Signal Processing. — 1994. — Vol.42, No.10. — P.2781-2794.
- [27] Lemma A.N. Multiresolution ESPRIT algorithm/ A.N. Lemma, A.-J. van der Veen, E.F. Deprette // IEEE Trans. Signal Processing. — 1999. — Vol.47, No.6. — P.1722-1726.
- [28] Манжос В.Н. Многоцелевой моноимпульсный пеленгатор/ В.Н. Манжос, М.Л. Руднев// Изв. Вузов. Радиоэлектроника. — 1989. — №4. — С.69-73.
- [29] Ottersten B. Performance analysis of the TLS ESPRIT algorithm/ B. Ottersten, M. Viberg, T. Kailath // IEEE Trans. on SP. —1991. — Vol.39.— P.1122-1135.
- [30] Vasilishin V.I. DOA estimation via unitary TLS -ESPRIT algorithm with structure weighting/V.I. Vasilishin // XXVIIth URSI GA: int.conf., 2002, Maastricht, the Netherlands: proc. of conf. —2002. -CD, report 0086.
- [31] Антонов О.Е. Оценка параметров при помощи двухшкальной измерительной системы/ О.Е. Антонов, В.П. Демин, Д.В. Ильченко // Радиотехника и электроника. — 1976. — №6. — С.1242-1299.
- [32] Дудник П.И. Авиационные радиолокационные устройства / П.И.Дудник, Ю.И. Чересов. — М.: ВВИА им. Н.Е. Жуковского, 1986. — 534 с.
- [33] Yanovsky F. J. Advanced Algorithm of Velocity Measurement for Modern Meteorological Radar/ F. J. Yanovsky, D. I. Lekhovyt'skiy, D. V. Atamanskiy// European Radar Conference, int.conf., 2012, Amsterdam, Netherlands: proc. of conf. — 2012. — P. 317—320.
- [34] Василишин В.И. Оценивание числа гармонических компонент сигнала с использованием технологии суррогатных данных // Прикладная радиоэлектроника. —2013. — Т. 12, № 4. — С. 542-552.
- [35] Костенко П.Ю. Повышение эффективности спектрального анализа сигналов методом Root-MUSIC с использованием суррогатных данных/ П.Ю. Костенко, В.И. Василишин // Радиоэлектроника. — 2014. — Том 57, №1. — С.31-39. — (Изв. Вузов).
- [36] Vasylyshyn V. Removing the outliers in root-MUSIC via pseudo-noise resampling and conventional beamformer /V. Vasylyshyn //Signal processing.— 2013.— Vol. 93. — P. 3423-3429.
- [37] Василишин В.И. Предварительная обработка сигналов с использованием метода SSA в задачах спектрального анализа // Прикладная радиоэлектроника. — 2014. — Т. 13, № 1. — С. 42-49.

- [38] *Vasylyshyn V.I.* Direction finding with antenna arrays composed of hexagonal subarrays/V.I. Vasylyshyn// XXIXth URSI GA: Conf., 2008, Chicago, Illinois, USA. – P. 39–42.
- [39] *Vasylyshyn V.* Eigenstructure-based estimation of directions of arrival of signals with rectangular sparse array/ V. Vasylyshyn // European Radar Conference: Conf., 2006, Manchester, UK. – P. 13-16.

Поступила в редколлегию 6.05.2014



Василишин Владимир Иванович, кандидат технических наук, доцент, докторант Харьковского университета Воздушных Сил имени Ивана Кожедуба. Научные интересы: пространственно-временная обработка сигналов в информационных системах различного назначения.

УДК 621.396.96

Пеленгація джерел шумового випромінювання на онові лінійної антенної решітки, що складається з підрешіток / В.І. Василишин // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2014. – Том 13. № 2. – С. 119–126.

Розглядається задача пеленгації джерел шумового випромінювання з використанням лінійної розрідженої антенної решітки, що складається з ідентичних підрешіток. Для усунення неоднозначності, що виникає

при пеленгації джерел методом ESPRIT, використано принцип багатошкарльних вимірювань. Представлені результати імітаційного моделювання, що підтверджують підвищення точності пеленгації джерел шумового випромінювання за допомогою запропонованого підходу в порівнянні з використанням лінійної еквідистантної антенної решітки з такою ж кількістю антенних елементів, як і у розрідженої антенної решітки.

Ключові слова: розріджена антенна решітка, власні значення, власні вектори, метод ESPRIT

Л.: 07. Бібліогр.: 39 найм.

UDC 621.396.96

Direction finding of noise jammers based on linear sparse array composed of subarrays / V.I. Vasylyshyn // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2014. – Vol. 13. – № 2. – P. 119–126.

The problem of direction finding of noise jammers with use of a linear sparse array composed of identical subarrays is considered. The multiscale measurement principle is used for resolution of ambiguity arising when direction finding of the sources by ESPRIT method. The simulation results are presented that confirm the accuracy enhancement of the noise jammer direction finding with using the proposed approach as compared to the case of using a uniform linear array with the same number of antenna elements as in the said sparse array.

Keywords: sparse array, eigenvalues, eigenvectors, ESPRIT method.

Fig.: 07. Ref.: 39 items.

ФОРМИРОВАНИЕ РАДИАЛЬНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА МАГНЕТРОННОЙ ПУШКОЙ С ВТОРИЧНОЭМИССИОННЫМ КАТОДОМ: ЭКСПЕРИМЕНТ И ТЕОРИЯ

Н. И. АЙЗАЦКИЙ, В. Н. БОРИСКИН, А. Н. ДОВБНЯ, Н.А. ДОВБНЯ, А. С. МАЗМАНИШВИЛИ, Н. Г. РЕШЕТНЯК, В. П. РОМАСЬКО, И. А. ЧЕРТИЩЕВ

В статье представлены экспериментальные и теоретические результаты по формированию радиального электронного пучка с энергией частиц 75...85 кэВ магнетронной пушкой с вторичноэмиссионным катодом. Изучена зависимость параметров тока пучка и его распределение вдоль длины колец от амплитуды магнитного поля вдоль оси системы и градиента спада поля. Исследован режим формирования сгустков электронного тока. Приводятся результаты численного моделирования по движению трубчатого электронного потока в спадающем магнитном поле соленоида.

Ключевые слова: магнетронная пушка, вторичноэмиссионный катод, электронный пучок, распределение магнитного поля, градиент спада поля, математическое моделирование, гистограмма.

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к физике процессов со скрещенными электрическим и магнитным полями обусловлен их широким применением в вакуумной электронике больших мощностей, ускорительной технике и т. д. Представляет большой интерес использование в этих областях в качестве источников электронов магнетронных пушек с холодными вторичноэмиссионными катодами [1, 2]. Принцип работы таких пушек основан на вторичноэмиссионном размножении электронов, образовании электронного облака и формировании электронного пучка в скрещенных электрическом и магнитном полях. Использование такого механизма эмиссии позволяет говорить о большом времени жизни катода (согласно оценкам до 100 тыс. часов). На основе магнетронной пушки с вторичноэмиссионным катодом был создан ускоритель электронов, который использует осевой электронный пучок для облучения металлических мишеней [3].

В данной работе представлены экспериментальные и теоретические результаты исследований по формированию радиального электронного пучка магнетронной пушкой с вторичноэмиссионным катодом при его транспортировке в спадающем магнитном поле соленоида и построена математическая модель движения электронного потока в этом поле. Изучена возможность облучения внутренней цилиндрической поверхности.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

На ускорителе электронов проведены исследования по формированию радиального электронного пучка магнетронной пушкой с вторичноэмиссионным катодом и измерению его параметров при транспортировке пучка в спадающем магнитном поле соленоида, блок-схема которого приведена на рис. 1.

Для питания магнетронной пушки использовался импульсный генератор (1), который обеспечивал получение импульса напряжения с выбросом на вершине ~ 150 кВ, амплитуда плоской части импульса ~100 кВ, длительность импульса ~15 мкс. Источник электронов (С – катод, А – анод) размещается в вакуумном объеме 3. Для получения электронного пучка использовались магнетронная пушка с диаметром анода 78 мм и диаметром катода 36 мм. Магнитное поле для генерации и транспортировки электронного пучка создается соленоидом (4), состоящим из 4 секций. Питание секций осуществляется от источников постоянного тока. Обработка результатов измерений параметров импульса напряжения токов в радиальном и осевом направлении проводилась с помощью компьютерной измерительной системы (6).

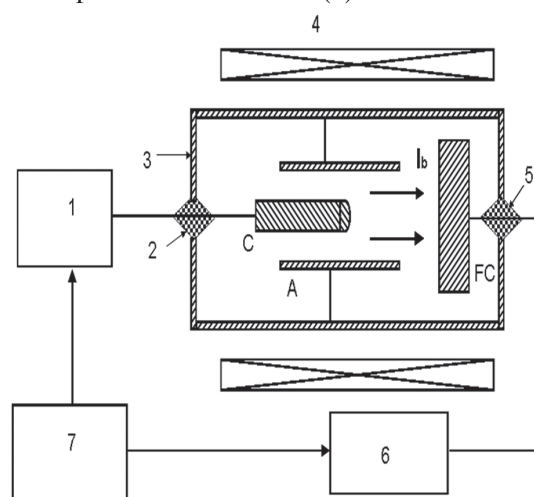


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки:
1 – высоковольтный импульсный генератор;
2, 5 – проходные изоляторы; 3 – вакуумная камера; магнетронная пушка с вторичноэмиссионным катодом (С – катод, А – анод); 4 – соленоид, создающий продольное магнитное поле; FC – цилиндр Фарадея;
6 – компьютерная измерительная система;
7 – блок синхронизации

На рис. 2 приведена измерительная система для исследования распределения тока в радиальном направлении при транспортировке электронного пучка в спадающем магнитном поле соленоида.

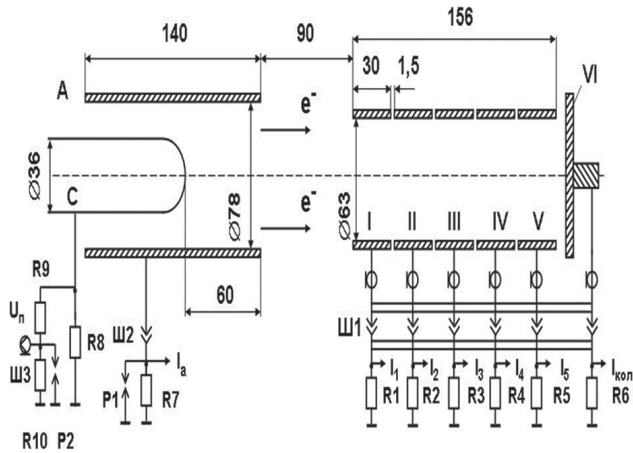


Рис. 2. Расположение элементов пушки и измерительной системы: А – анод, С – катод, I...V – медные кольца, VI – коллектор,

R1 ... R7 – резистивные токовые датчики, R8 – балластное сопротивление, R9, R10 – делитель напряжения, Ш1, Ш2 – вакуумные разъемы, Ш3 – высокочастотный разъем СР-50-73-ФВ, P1, P2 – защитные разрядники

Измерительная система состоит из 5 медных колец с внутренним диаметром 63 мм и шириной 30 мм, изолированных друг относительно друга и земли. Расстояние между кольцами ~ 1,5 мм. За V кольцом на расстоянии ~ 1,5 мм расположен коллектор (VI), который служит для измерения тока в осевом направлении. Все кольца механически соединены в сборку, длина которой составляет ~ 155 мм. Предусмотрена возможность перемещения ее вдоль оси на расстояние ~ 100 мм. Коллектор представляет собой медный диск диаметром 67 мм.

Импульсы тока с колец I...V и с коллектора VI протекают по коротким радиочастотным отрезкам кабелей через вакуумные разъемы (Ш1 – Ш3). После этого сигналы через омические делители подаются на компьютерно-измерительную систему для дальнейшей обработки.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Проведены эксперименты по измерению размеров электронного пучка при его транспортировке в однородном и спадающем магнитных полях в диапазоне энергий электронов 75...85 кэВ. На рис. 3 приведены распределение магнитного поля вдоль оси системы и диаметр пучка на различных расстояниях от анода магнетронной пушки. Поперечные размеры пучка определялись при помощи отпечатков, полученных на Al-мишенях. Как видно из рис. 3, за срезом анода магнетронная пушка формирует трубчатый электронный пучок с на-

ружным диаметром ~40 мм с толщиной стенки ~2 мм. При транспортировке пучка в однородном магнитном поле (~1100 Ое) на расстояние ~90 мм среза магнетронной пушки его диаметр практически не изменялся. Однако при транспортировке пучка на расстояние ~190 мм от анода пушки в спадающем магнитном поле (H~500 Ое) наружный диаметр пучка увеличивался до ~60 мм с толщиной стенки ~4 мм.

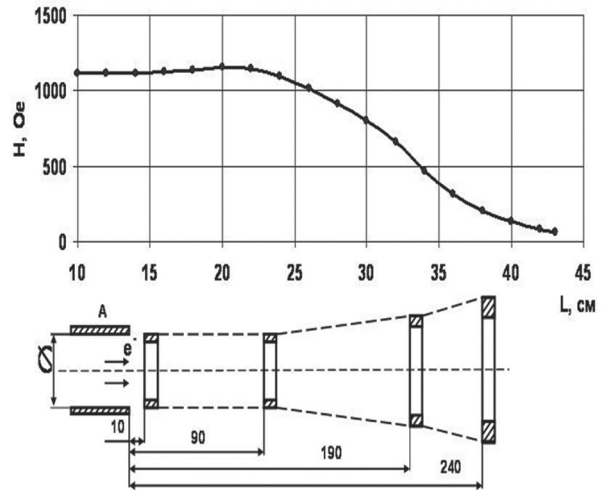


Рис. 3. Распределение магнитного поля вдоль оси системы и диаметр пучка на различных расстояниях от среза анода магнетронной пушки

На рис. 4а приведен отпечаток пучка на расстоянии ~190 мм от среза анода магнетронной пушки, а на рис. 4б распределение плотности электронов по диаметру в горизонтальной плоскости в относительных единицах, полученное при обработке цифрового файла на компьютере. Как видно из рис. 4а, пучок имеет вид кольца с равномерным распределением интенсивности по азимуту, а из рис. 4б следует, что амплитуды потемнения на противоположных краях отпечатка (по диаметру) практически одинаковые, что подтверждает результаты измерения коэффициента азимутальной неоднородности пучка, полученные с помощью 8-сегментного цилиндра Фарадея, находящегося на расстоянии 100 мм от среза магнетронной пушки [4].

При транспортировке пучка на расстояние ~240 мм от среза анода магнетронной пушки и магнитном поле ~200 Ое наружный диаметр пучка составлял 85 мм с толщиной стенки ~5,5 мм.

Таким образом, проведенные исследования показали, что можно использовать трубчатый электронный пучок магнетронной пушки, распространяющийся в спадающем магнитном поле, для формирования пучка в радиальном направлении.

Проведены экспериментальные исследования по формированию радиального электронного пучка и измерению его параметров при транспортировке в спадающем магнитном поле. Транспортировка пучка осуществлялась в си-

стеме, состоящей из 5 медных колец, которые находятся в магнитном поле, создаваемом соленоидом, состоящим из 4 секций.

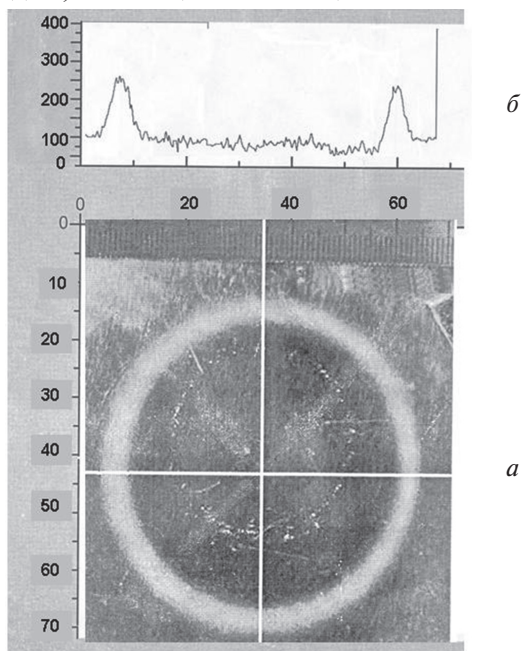


Рис. 4. Отпечаток пучка на Al – мишени (а) и распределение плотности электронов по диаметру в горизонтальной плоскости (б) в относительных единицах по вертикали

Регулируя ток в катушках соленоида, можно было изменять амплитуду и продольное распределение магнитного поля вдоль оси магнетронной пушки и канала транспортировки пучка, а также изменение скорости спада магнитного поля соленоида. Это позволит получить различные режимы формирования электронного пучка.

На рис. 5 приведено распределение продольного магнитного поля вдоль оси магнетронной пушки и канала транспортировки пучка (кривые 1...5), при которых проводились эксперименты, а в табл. 1 приведены результаты измерений величины амплитуды и градиента спада магнитного поля вдоль III...V-го колец.

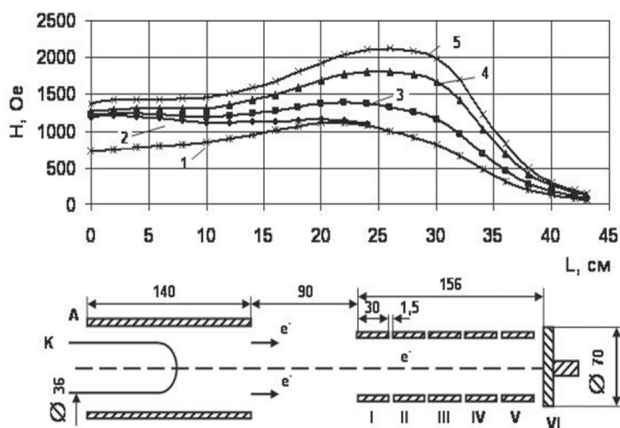


Рис. 5. Распределение магнитного поля вдоль оси магнетронной пушки и канала транспортировки пучка (кривые 1...5); расположение элементов пушки и измерительной системы. А – анод, К – катод, I – V –металлические кольца, VI – коллектор

Таблица 1

Результаты измерений величины амплитуды и градиента спада магнитного поля вдоль трех колец

U, кВ	магнитное поле Hz	III кольцо		IV кольцо		V кольцо	
		H _z	dH _z /dz	H _z	dH _z /dz	H _z	dH _z /dz
		Oe	Oe/cm	Oe	Oe/cm	Oe	Oe/cm
78	крив. 2	770	66	500	110	250	60
82	крив. 4	1610	120	1100	193	550	123
85	крив. 5	1900	133	1200	250	600	175

Следует отметить, что эксперименты по формированию электронного пучка в магнетронной пушке проводились с высокоомной корректирующей цепочкой (L~130 мкГн, R- 20 Ом) в цепи импульсного генератора (модулятора). В этом случае неоднородность вершины импульса напряжения была небольшой, но была относительно большая «подсадка» амплитуды напряжения, которая составляла 0,25...0,3 кВ/А в режиме генерации пучка. Проведенные экспериментальные исследования показали, что величина тока в радиальном направлении и его распределение вдоль длины металлических колец зависит от амплитуды и распределения магнитного поля вдоль оси магнетронной пушки и канала транспортировки пучка (рис. 5, кривые 1–5). Результаты измерений амплитуды радиального и осевого токов для этих распределений магнитного поля, полученные при напряжении на катоде ~78...85 кВ, приведены в таблице 2.

Таблица 2

Результаты измерений параметров радиального и осевого токов

U, кВ	магнитное поле Hz	I ₃ , A	I ₄ , A	I ₅ , A	I _b , A
		III кольцо	IV кольцо	V кольцо	Кол-тр
78	крив. 2	5	36	9	4,5
82	крив. 3		29	11-12	5
81	крив. 4		~8	32	10
85	крив. 5		~1,5	28	13
80	крив. 1		13	11,7	4,5

На рис. 6 приведены типичные осциллограммы сигналов напряжения на катоде (U) и токов в радиальном (I₄, I₅), снятом с двух колец (IV, V) измерительной системы, и осевом (I_b) направлениях, которые были получены при распределении магнитного поля, показанного на рис. 5 (кривая 2). Эксперименты показали, что при этом распределении магнитного поля, как видно из табл. 2, ток в радиальном направлении на IV кольцо составлял ~70% тока пучка при напряжении на катоде ~78 кВ. Как видно из табл. 1, магнитное поле в области расположения IV кольца было спадающее, с максимальным градиентом спада поля ~120 Oe/cm, при напряженности магнитного поля на середине кольца ~500 Oe. Ток в радиальном направлении на III кольцо составлял ~8%, а на V ~15% тока пучка, в областях которых градиент спада магнитного поля был

~70 Ое/см и 60 Ое/см соответственно. При этом радиальные токи на I и II кольца не регистрировались.

Изучена зависимость параметров радиальных токов при изменении направления магнитного поля. Эксперименты показали, что амплитуда токов для распределения магнитного поля (рис. 5 кривая 2) не зависит от направления магнитного поля.

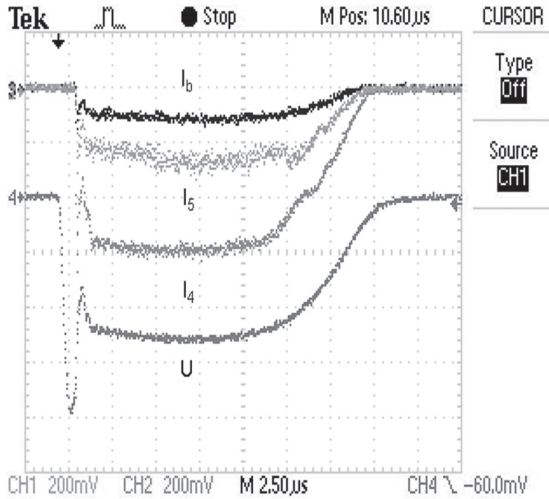


Рис. 6. Осциллограммы сигналов напряжения на катоде (U) и токов (I_4 , I_5) в радиальном и осевом (I_b) направлениях

Исследования показали, что было возможно регулировать амплитуду тока в радиальном направлении и его распределении вдоль колец, изменяя амплитуду и распределение магнитного поля вдоль оси магнетронной пушки и канала транспортировки пучка (рис. 5, кривые 3, 4, 5). Эксперименты показали, что при распределении магнитного поля (рис. 5, кривая 4), как видно из табл. 2, радиальный ток, в основном, протекал через V кольцо и составлял 65% тока пучка. Как видно из табл. 1, градиент спада магнитного поля в области V кольца составлял ~120 Ое/см. При этом ток в радиальном направлении на IV кольцо уменьшился в 4,5 раза (по сравнению с данными для распределения магнитного поля рис. 5, кривая 2). Ток на III кольце не регистрировался и увеличился ток, идущий в осевом направлении, до 20% тока пучка. Это, по-видимому, связано с тем, что, как видно из табл. 1, амплитуда магнитного поля в области III и IV кольца возросла в 2 раза и более по сравнению с однородным распределением поля на катоде (рис. 5, кривая 2).

Эксперименты показали, что с ростом амплитуды магнитного поля вдоль оси системы и канала транспортировки пучка (рис. 5, кривая 5) создавались условия для протекания тока в радиальном направлении практически только через V кольцо, который составлял ~68% от тока пучка, но при этом увеличивался ток, идущий в осевом направлении, до ~31% (см. табл. 2). Ток в радиальном направлении на IV кольцо был

на уровне ~1,5 А. Как видно из табл. 1, градиент спада магнитного поля в области V кольца был ~140 Ое/см при напряженности магнитного поля на середине кольца ~600 Ое. В области IV кольца градиент спада поля был ~260 Ое/см при амплитуде магнитного поля на середине кольца ~1200 Ое (см. табл. 1), что не позволяло изменить движение пучка с осевого направления на радиальное в этой области. Как видно из табл. 2, в этом случае уменьшился ток пучка на 25%, генерируемый магнетронной пушкой, по сравнению с однородным распределением магнитного поля на катоде, поскольку формирование пучка происходило в неоптимальных условиях по магнитному полю.

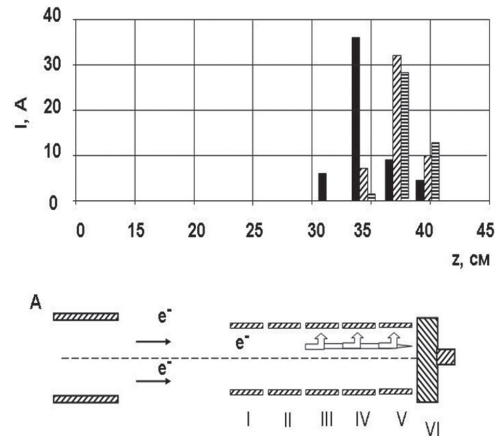


Рис. 7. Сравнительная гистограмма распределения токов в радиальном направлении по кольцам для различных распределений и градиентов спада магнитного поля. I, II, III, IV, V – кольца; VI – коллектор
 ■ – Магнитное поле H (кривая 2)
 ▨ – Магнитное поле H (кривая 4)
 ▨ – Магнитное поле H (кривая 5)

На рис. 7 приведены гистограммы распределения токов в радиальном направлении на кольца (III – V) для различных распределений магнитного поля.

Амплитуда тока пучка в радиальном направлении на металлические кольца и его распределение вдоль длины колец зависела не только от градиента спада магнитного поля, но и от величины напряженности магнитного поля в этой области. Таким образом, изменяя амплитуду и распределение магнитного поля, можно регулировать ток в радиальном направлении вдоль длины трубы и, следовательно, место электронного облучения. В дальнейшем необходимо провести исследование различных режимов облучения и выбрать оптимальные характеристики электронного облучения для модификации внутренней поверхности трубчатых изделий.

Как показали эксперименты, регулировка и настройка амплитуды и вида распределения магнитного поля (рис. 5, кривая 1) вблизи нижней границы формирования электронного пучка приводила к генерации сгустков электронного тока в радиальном и осевом направлениях. Этот

режим был получен, когда величина продольного магнитного поля вдоль оси пушки в начале ввода катода в анод в 1,2 раза, а в конце катода в 1,55 раза превышает поле отсечки Хелла

$$H_{\text{Hull}} = 6,72(U)^{1/2}[r_a(1-r_k^2/r_a^2)]^{-1}, \quad (1)$$

где H – продольное магнитное поле (Ое), U – напряжение на катоде, r_a и r_k – соответственно радиусы анода и катода.

На рис. 8 показаны импульсы напряжения на катоде (U) и токов с IV и V колец (I_4 и I_5) и тока в осевом направлении (I_b), полученные при напряжении на катоде 85 кВ.

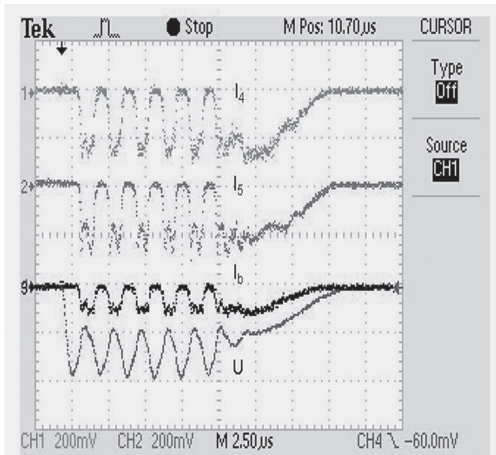


Рис. 8. Осциллограммы сигналов токов (I_4 и I_5) с IV и V кольца, тока в осевом направлении (I_b) и импульса напряжения на катоде (U)

Из рисунка видно, что радиальный электронный ток на кольцах и в осевом направлении имеет вид сгустков, при этом амплитуда и форма каждого сгустка практически совпадают. Как видно из осциллограмм, вершина импульса напряжения (U) имеет модуляцию близкую к синусоидальной и начало генерации тока каждого сгустка происходит на соответствующем спаде синусоидальной вершины импульса, а когда напряжение увеличивается до напряжения отсечки U^* (определяемого из (1) с учетом поправки для магнитного поля), нарушаются условия вторичноэмиссионного размножения, что приводит к срыву генерации [5].

Наблюдалось 5 сгустков тока в радиальном и осевом направлениях промодулированных по плотности на 100%, в течение ~10 мкс (токи на IV и V кольца $I_4 \sim 13$ А и $I_5 \sim 12$ А соответственно, ток в осевом направлении $I_b \sim 4,4$ А) до тех пор, пока напряжение на катоде больше напряжения отсечки U^* . Когда амплитуда напряжения на вершине импульса становится ~ 75 кВ (меньше U^*), то пушка работает в обычном режиме генерации пучка, что видно на осциллограмме после окончания колебательного процесса. Период следования сгустков ~1,8 мкс, а длительность ~1 мкс. Измерения показали, что колебания напряжения на катоде магнетронной пушки происходят с частотой, которая зависит от паразитных параметров (индуктивности и емкости

импульсного трансформатора) импульсного генератора.

В работе [2] при питании магнетронной пушки от ГИНа также наблюдалось формирование сгустков электронного пучка в осевом направлении, однако в этих исследованиях использовался вторичноэмиссионный катод с добавочным термокатодом для создания первичных электронов, который испускал электроны постоянно в течение импульса напряжения во все время эксперимента.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Полученные результаты экспериментальных исследований свидетельствуют о возможности устойчивого формирования электронного пучка в радиальном направлении магнетронной пушкой с холодным вторичноэмиссионным катодом в спадающем магнитном поле соленоида. Для понимания и объяснения физических процессов, сопровождающих механизм такого формирования, был проведен теоретический анализ.

Постановка задачи. Рассматривается задача, в которой поток электронов с энергией E , движущихся параллельно оси (или под углом к ней) на некотором расстоянии r_0 от нее, влетают в заданное соленоидальное магнитное поле. Требуется определить координату Z на заданном радиусе R для каждого из электронов. Обобщением является та же задача, но для пучка исходных электронов с заданным стартовым распределением по r_0 и по направлениям r_0' .

Гамильтониан рассматриваемой задачи в полярной системе координат (r, z, ϑ) имеет вид

$$H = \frac{p_r^2 + p_z^2}{2m} + \frac{1}{2m} \left(\frac{p_\vartheta}{r} - e_0 A \right)^2, \quad (2)$$

где e_0 , m – заряд и масса покоя электрона, p_r , p_z , p_ϑ – канонические импульсы, A – магнитный потенциал, который с учетом азимутальной симметрии пока записывается в виде $A = A(r, z) = Brf(z)$, где $f(z)$ – амплитудная функция магнитного поля, B – напряженность магнитного поля в начальной точке. В результате для уравнений движения запишем

$$\begin{cases} \dot{r} = \frac{p_r}{m}, \\ \dot{z} = \frac{p_z}{m}, \\ \dot{\vartheta} = \frac{1}{m} \left(\frac{p_\vartheta}{r} - e_0 Brf(z) \right) \frac{1}{r}, \\ \dot{p}_r = -\frac{1}{m} \left(\frac{p_\vartheta}{r} - e_0 Brf(z) \right) \left(-\frac{p_\vartheta}{r^2} - e_0 Bf(z) \right), \\ \dot{p}_z = -\frac{1}{m} \left(\frac{p_\vartheta}{r} - e_0 Brf(z) \right) \left(-e_0 Br \frac{\partial}{\partial z} f(z) \right), \\ \dot{p}_\vartheta = 0. \end{cases} \quad (3)$$

К уравнениям (3) необходимо присоединить начальные условия для r_0 , z_0 , ϑ_0 , а также для p_{r0} ,

p_{z0} , $p_{\theta 0}$. Устойчивость численного алгоритма решения связана с шагом Δs решения, где $s = ct$ (t – текущее время), и ларморовским параметром $\mu = e_0 B / mc$. Таким образом, при выполнении условия $\mu \Delta s \ll 1$ можно ожидать сходимость численного решения системы к его аналитическому аналогу. Условие $\mu \Delta s \ll 1$ будет выполняться, если $\Delta s \ll 0.1$ мм.

С вычислительной точки зрения задача может быть сформулирована, как задача Коши, то есть задача нахождения решений системы обыкновенных дифференциальных уравнений с заданными начальными условиями. При проведении численных расчетов использовался метод Рунге-Кутты. Было установлено, что относительная точность расчета была не хуже, чем 0.007.

Численно проведено изучение динамики движения электронов для количества частиц, равного $N=1000$, в магнитном поле соленоида. При такой величине объема выборки по форме статистических гистограмм возможно получать исчерпывающую информацию о различных характеристиках пучка частиц и судить о виде соответствующих плотностей распределения частиц.

Результатом расчетов будет являться траектория электрона, отвечающая набору начальных условий (или пучок из N таких траекторий). Потребовав выполнения заданного условия (например, достижения радиальной компонентой r некоторого значения r_U), как показано на рис. 9, можно, зафиксировав значения других компонент траектории электрона, сформировать в момент выполнения условия распределение результирующего пучка и изучить его свойства.

Пример траектории для выбранной частицы с энергией $E = 80$ кэВ и начальным радиусом $r_0 = 0.020$ м приведен на рис. 9, на котором также горизонтальной линией указан пороговый уровень $r_u = 0.0315$ м.

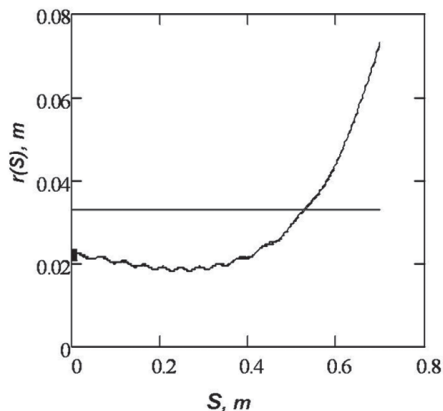


Рис. 9. Зависимость радиальной компоненты движения $r(s)$ от пройденного пути $s=ct$ для выбранной частицы

Начальные условия выбирались в двух вариантах. В первом все значения задавались фиксированными, кроме равномерно распределенного на $(0, \pi)$ азимутального угла, а начальный радиус фиксировался $r_0 = 0.021$ м. В отличие от первого

варианта, во втором начальный радиус задавался равномерно

На рис. 10 приведены два семейства распределений пучка частиц для различных значений оси $z=0.015$ м, $z=0.033$ м и $z=0.038$ м. Видно, что частицы пучка, двигаясь в спадающем магнитном поле, испытывают вращение по азимуту и рост радиуса. Начальные условия выбирались в двух вариантах. Использование начального состояния пучка частиц, в котором азимутальный угол равномерно распределен на $(0, 2\pi)$, позволяет сопоставлять полученные семейства с отпечатками пучка, пример которых приведен на рис. 4.

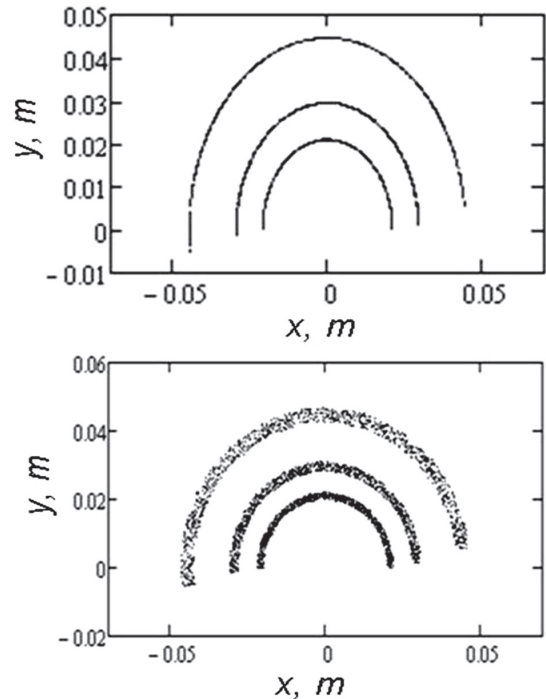


Рис. 10. Семейство поперечных распределений пучка частиц для различных значений оси z . Внутреннее $z = 0.015$ м, промежуточное $z = 0.033$ м, внешнее $z = 0.038$ м. Сверху – точно распределенный по r_0 исходный пучок, снизу – исходный пучок равномерно распределен по r_0 в интервале 0.020–0.022 м

На рис. 11 приведены результаты расчета гистограмм вертикальных значений Z_U частиц при достижении ими заданного радиального уровня $r_U = 0.033$ м. Видно, что в первом варианте начальных условий поток электронов попадает на вертикальный участок, протяженность которого Δz_U составляет около миллиметра. Такая концентрация обусловлена исходным распределением по координате r_0 , размеры которого (согласно постановке задачи) достаточно малы ($\Delta r_0 = 0.0003$ м). Поэтому для рассматриваемых условий моделирования изменение конфигурации магнитного поля влияет только на общее смещение пучка электронов, но не приводит к заметному уширению вида итоговой гистограммы потока по координате z . Во втором варианте начальных условий ($\Delta r_0 = 0.002$ м) влияние равномерного разброса на старте проявляется в зна-

чительном уширении итоговой гистограммы ($\Delta z_U = 0.015$ м).

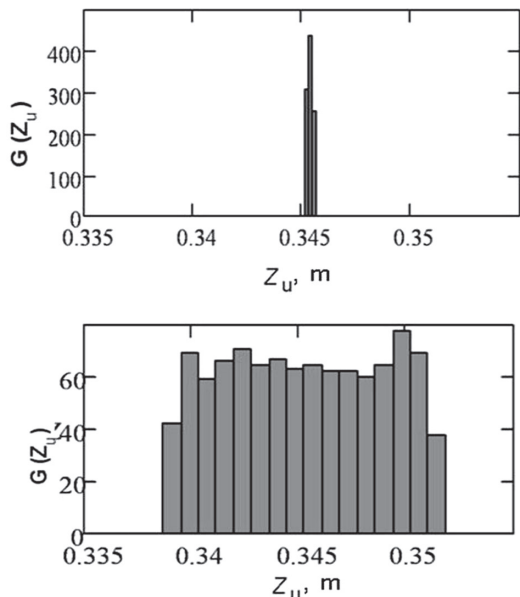


Рис. 11. Гистограмма $G(Z_U)$ вертикальных значений Z_U электронного пучка при достижении частицами радиуса $r_u = 0.033$ м. Сверху – точно распределенный по r_0 исходный пучок, снизу – исходный пучок равномерно распределен по r_0 в интервале 0.020–0.022 м

При рассмотрении потоков частиц с фазовым объемом исходных величин увеличенного размера, в частности, с большим вертикальным размером Δz_0 и большего разброса по импульсам p_{z0} и p_{r0} можно ожидать соответствующее увеличение вертикального участка Δz_U , на котором реализуется выполнение условия попадания на заданный радиус. Из сопоставления экспериментальных данных (рис. 3 и рис. 4) и результатов численного моделирования (рис. 10) можно сделать вывод об их удовлетворительном соответствии. Эти же данные указывают на соответствие общей динамике электронных потоков в рассматриваемой системе.

ВЫВОДЫ

Проведенные исследования показали возможность устойчивого формирования радиального электронного пучка при его транспортировке в спадающем магнитном поле соленоида. Экспериментально показано, что величина тока в радиальном направлении и его распределение вдоль металлических колец зависит от распределения магнитного поля вдоль оси системы и градиента спада поля. Оптимизацией распределения магнитного поля можно добиться попадания электронов на одно кольцо до 66...67 %. Регулируя амплитуду магнитного поля и его распределение на катоде, можно формировать отдельные ступки радиального и осевого тока.

На основе математической модели движения электронного потока синтезировано программное средство, позволяющее получать и ин-

терпретировать характеристики результирующих потоков. Рассмотрены различные конфигурации магнитного поля. Получены решения прямой задачи моделирования траекторий электронов для заданных начальных условий и параметров. Показано, что поток электронов попадает на вертикальный участок, длина которого несколько миллиметров. Полученные численные зависимости удовлетворительно согласуются с экспериментальными результатами для магнитного поля с большим градиентом спада. Построенное программное средство позволило осуществить числовую поддержку проводимого эксперимента на всех его этапах.

Литература

- [1] Волколунов Ю.Я., Довбня А.Н., Закутин В.В., Решетняк Н.Г., Ромасько В.П., Митроченко В.В., Чурюмов Г.И. Генерация электронных пучков в магнетронном диоде с металлическим вторичноэмиссионным катодом // ЖТФ. – 2001. – Т. 71. – В. 7. – С. 88-91.
- [2] Saveliev Y.M., Sibbet W., Parkes D.M. Self-excitation and characteristics of the crossed-fields emission electron source // Review of Scientific Instruments. – 1999. – Vol. 70, №12. – P. 4502-4514
- [3] Довбня А.Н., Закутин В.В., Решетняк Н.Г. и др. Исследование формирования пучка в ускорителе электронов с вторичноэмиссионным источником // «Вісник Харківського університету», серія фізична «Ядра, частинки, поля». – 2006. – № 732. – Вып. 2 (30). – С. 96-100.
- [4] Довбня А.Н., Закутин В.В., Решетняк Н.Г. и др. Исследование азимутальной однородности электронного пучка в магнетронной пушке с вторичноэмиссионным катодом // Вестник Харьковского Национального университета, серия физическая «Ядра, частицы, поля». – 2004. – № 642. – Вып. 3(25). – С. 91-96.
- [5] Айзацкий Н.И., Довбня А.Н., Закутин В.В., Коваленко Т.А., Решетняк Н.Г., Ромасько В.П., Чертищев И.А. Формирование ступок электронного тока в магнетронной пушке с вторичноэмиссионным катодом // Вестник Харьковского национального университета, серия физическая «Ядра, частицы, поля». – 2008. – № 794. – Вып. 1(37). – С.85-89.

Поступила в редколлегию 23.04.2014



Айзацкий Николай Иванович, доктор физ.-мат. наук, профессор, заместитель директора НИК «Ускоритель» ННЦ ХФТИ. Научные интересы: ускорительная техника, ядерная физика, математическое моделирование физических процессов, физика плазмы, исследование и разработка новых ускоряющих структур.



Борискин Виктор Николаевич, кандидат техн. наук, начальник лаборатории НИК «Ускоритель» ННЦ ХФТИ. Научные интересы: системы управления ускорителей заряженных частиц, ускорительная техника и физика ускорителей.



Довбня Анатолий Николаевич, член-корреспондент Национальной академии наук Украины, доктор физ.-мат. наук, профессор, директор НИК «Ускоритель» ННЦ ХФТИ. Научные интересы: физика высоких энергий, применение ускоренных пучков электронов в промышленности и медицине.



Довбня Наталья Анатольевна, младший научный сотрудник НИК «Ускоритель» ННЦ ХФТИ. Научные интересы: применение ускоренных электронных пучков в промышленности и математическое моделирование.



Мазманишвили Александр Сергеевич, доктор физ.-мат. наук, профессор, старший научный сотрудник НИК «Ускоритель» ННЦ ХФТИ. Научные интересы: физика высоких энергий, применение математических методов для решения физических и технических задач.



Решетняк Николай Григорьевич, кандидат физ.-мат. наук, доцент, старший научный сотрудник НИК «Ускоритель» ННЦ ХФТИ. Научные интересы: ускорительная техника, физика плазмы, формирование, ускорение и использование потоков заряженных частиц.



Ромасько Виктор Павлович, ведущий инженер НИК «Ускоритель» ННЦ ХФТИ. Научные интересы: физика высоких энергий, импульсная техника.



Чертищев Игорь Алексеевич, ведущий инженер НИК «Ускоритель» ННЦ ХФТИ. Научные интересы: физика высоких энергий, импульсная и измерительная техника.

УДК 621.384.6

Формування радіального електронного пучка магнетронною гарматою з вторинноemisійним катодом: експеримент і теорія / М.І. Айзацький, В.М. Борискін, А.М. Довбня, Н.А. Довбня, О.С. Мазманішвілі, М.Г. Решетняк, В.П. Ромасько, І.О. Чертищев // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2014. — Том 13. — № 2. — С. 127–134.

У статті представлені експериментальні і теоретичні результати з формування радіального електронного пучка з енергією часток 75...85 кэВ магнетронною гарматою з вторинноemisійним катодом. Вивчена залежність параметрів струму пучка від амплітуди магнітного поля уздовж осі системи і градієнта спаду поля. Досліджено режим формування згустків електронного струму. Наведено результати чисельного моделювання за рухом трубчастого електронного потоку в спадному магнітному полі соленоїда.

Ключові слова: магнетронна гармата, вторинноemisійний катод, електронний пучок, розподіл магнітного поля, градієнт спаду поля, математичне моделювання, гістограма.

Таб.: 2. Іл. 11. Бібліогр.: 5 найм.

UDC 621.384.6

Radially-directed electron beam formation by a magnetron gun with a secondary-emission cathode. Experiment and theory / N. I. Ajzatskiy, V. N. Boriskin, A. N. Dovbnya, N. A. Dovbnya, A. S. Mazmanishvili, N. G. Reshetnyak, V. P. Romasko, I. A. Chertishchev // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2014. — Vol. 13. — № 2. — P. 127–134.

The present paper describes experimental and theoretical data on radial electron beam formation by a magnetron gun with a secondary-emission cathode, the beam particle energies ranging between 75 and 85 keV. The electron beam parameters and the beam distribution along the rings have been investigated as functions of the magnetic field amplitude along the system axis and the gradient of field decrease. The mode of electron current bunch formation has been studied. Numerical simulation data on the tubular electron flux motion in a decreasing magnetic solenoidal field are presented.

Keywords: magnetron gun, secondary-emission cathode, electron beam, distribution of magnetic-field, gradient of field decrease, mathematical simulation, histogram.

Tab.: 2. Fig. 11. Ref.: 5 items.

ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫХ ИСТОЧНИКОВ СВЕТА: ОТ ТЕОРИИ К РЕАЛЬНЫМ ОСВЕТИТЕЛЬНЫМ СИСТЕМАМ

Т. И. ФРОЛОВА, Г. И. ЧУРЮМОВ

В данной работе показано, что для решения проблемы рационального использования энергетических ресурсов в области светотехники необходима замена устаревших источников света на более энергоэффективные. Проанализированы основные характеристики существующих источников света и осветительных устройств на их основе. Показана перспективность применения и дальнейшего усовершенствования осветительных устройств на основе безэлектродных серных ламп с СВЧ накачкой. Описаны теоретические основы физики работы серной лампы и представлены основные соотношения ее математической модели. Показаны основные области применения осветительных устройств на основе серных ламп и созданные коммерческие образцы.

Ключевые слова: микроволновые технологии, источник света, спектральная характеристика, безэлектродная серная лампа, осветительное устройство, энергетический баланс.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема рационального использования энергетических ресурсов приобретает все большую актуальность для мирового сообщества, а ее решение становится стратегической задачей для энергозависимых стран и, в частности, для Украины. Анализ показывает [1], что за последние 5 лет объем потребления электроэнергии в Украине в целом увеличился почти на 3 % и в 2011-2012 гг. превысил 150 млрд кВт · год, а в 2013 г. сократился на 2,3 %, или 3,5 млрд кВт · год, и вернулся на уровень 2008 и 2010 гг. (рис. 1). Как видно, наметившаяся тенденция к сокращению потребления электроэнергии в Украине является позитивным моментом, но явно недостаточной с точки зрения оптимизации в целом уровня потребления.

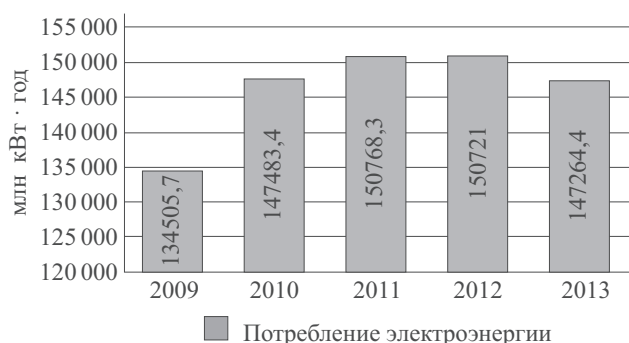


Рис. 1. Объем потребления электроэнергии в Украине за период 2009-2013 гг

Согласно оценке Международного энергетического агентства (МЭА), пятая часть всей потребляемой электроэнергии в мире (это около 19%) расходуется на освещение. Так, например, по разным источникам в Украине на освещение уходит около 20-25 % электроэнергии, а в России эта цифра составляет от 13 до 16 %.

Целью данной работы является анализ перспективных источников света (ИС), включая сравнительную оценку их технических характе-

ристик, а также рассматриваются особенности развития теории и практического применения различных конструкций осветительных устройств (ОУ) на основе серной лампы с СВЧ накачкой.

1. ОСНОВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ ЭКОНОМИИ ЭЛЕКТРОЭНЕРГИИ

Применение современных световых технологий позволит сэкономить до 40% потребляемой электроэнергии, что в мировом масштабе эквивалентно 106 млрд евро экономии в год.

Экономия электроэнергии заключается в создании и расширении промышленного производства нового оборудования и комплектующих для выпуска эффективных источников света и их области применения (до 14 %).

Основные направления для экономии электроэнергии связаны с такими мероприятиями, как:

- замена стандартных ламп на более энергоэффективные лампы (от 30 % для наружного и до 75 % для внутреннего освещения);
- модернизация осветительных систем (от 20 до 30%);
- применение систем общего локализованного освещения (до 6 %);
- регулирование светового потока в зависимости от уровня естественной освещенности (до 10 %).

На рис. 2 представлены результаты сравнительного анализа потребления электроэнергии в различных сферах деятельности в Украине, Западной Европе и Северной Америке [2]. Как видно, в промышленности этот показатель составляет примерно 30 % по всем странам. В освещении административных зданий показатель для Украины ниже примерно на 6 %, а в жилых зданиях он самый высокий и составляет 32 %, что на 7 % выше чем в Европе.

Опыт, накопленный некоторыми странами мира, показывает, что экономия электроэнергии

в осветительных системах с целью снижения капитальных затрат на каждый киловатт мощности с экономической точки зрения вполне оправдана, но для максимальной эффективности внедряемых энергосберегающих технологий требуется активное вмешательство государства.



Рис. 2. Распределение систем освещения по разным отраслям

На сегодняшний день в 14 странах мира действуют государственные программы по энергосбережению в системах освещения, например, в Японии с 1998 года, в США с 2005 г., Европейская программа начала работу с 2000 г. Светодиодная тематика включена в 5-летние планы Китая с 2004 г., а в Корею аналогичная государственная программа была принята в 2003 году.

В Украине была разработана Экономическая стратегия развития в 2006 г. [3]. Ее обновленная версия была утверждена 24 июля 2013 г. распоряжением Кабинета Министров № 1071-р, которая вызвала много критики. В принятой Энергетической стратегии Украины до 2030 г. определено, что вместо обеспечения экстенсивного развития, которым экономика Украины двигалась в течение последних десятилетий, энергетика должна перейти на более эффективные и энергосберегающие технологии, чтобы обеспечить устойчивое развитие и подъем экономики. В этих условиях актуальным является поиск альтернативных энергосберегающих источников электроэнергии и их развитие.

В ноябре 2008 г. вышло Постановление правительства Украины о том, что, начиная с 2009 г.,

во всех государственных зданиях лампы накаливания должны быть заменены на более энергоэффективные ИС. Значительно более жесткие меры по обеспечению экономии электроэнергии приняты в США, где начиная с 2011 г. запрещается производство и применение ламп накаливания мощностью 100 Вт, с 2012 г. – 75 Вт и так далее до 2014 г, когда лампы накаливания должны быть полностью заменены на более экономичные. Так, в Австралии издано Постановление правительства о переходе на компактные люминесцентные лампы (КЛЛ) к 2012 г.

В табл. 1 показана оценка усредненных параметров осветительных установок в ведущих странах-членах МЭА [4]. Видно, что наиболее эффективный расход электроэнергии в ОУ имеет место в Японии и Дании, при этом наименьшие значения мощности и удельного годового потребления электроэнергии имеет Дания.

На рис. 3 показано сравнение затрат электроэнергии различными лампами для освещения [5]. Видно, что если принять за единицу потребление электроэнергии лампой накаливания, то их замена позволит в 2-3 раза экономить электроэнергию. В этом плане особо хочется выделить экономичность двух последних источников света: светодиода и безэлектродной серной лампы с СВЧ накачкой.

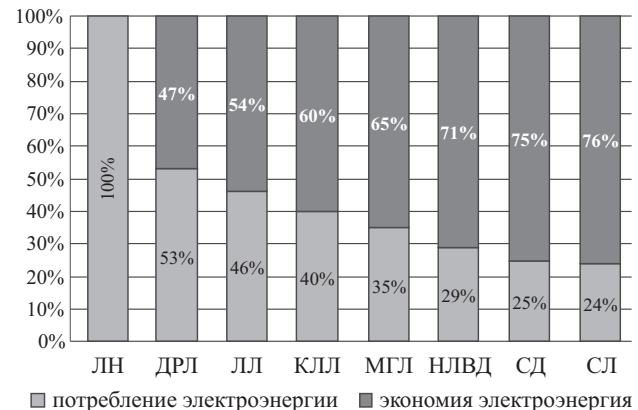


Рис. 3. Оценка эффективности источников света

Таблица 1
Оценка усредненных параметров осветительных систем в странах-членах МЭА

Страна	Годовое потребление электроэнергии, кВт·ч, в жилых домах	Количество ламп в доме, шт.	Средняя световая отдача, лм/Вт	Установленная мощность, Вт/м ²	Удельное годовое потребление электроэнергии, кВт·ч/м ²	Площадь жилого дома (помещения), м ²
Великобритания	720	20,1	25	14,7	8,6	84
Швеция	760	40,4	24	14,0	6,9	110
Германия	775	30,3	27	15,6	9,3	83
Дания	426	23,7	32	5,7	3,3	134
Греция	381	10,4	26	7,8	3,7	113
Италия	375	14,0	27	10,6	4,0	108
Франция	465	18,5	18	16,1	5,7	81
США	1 946	43	18	21,5	15,1	132
Япония	939	17,0	49	8,1	10,0	94

2. ТРЕБОВАНИЯ К ХАРАКТЕРИСТИКАМ ИС И ОУ

Процесс создания перспективных образцов ИС и ОУ представляет собой сложную и наукоемкую проблему. В этой связи выбор современных ИС, проектирование современных ОУ и комплексов на их основе, создание оптимальной световой среды и светового дизайна необходимо проводить с учетом соблюдения принципа энергосбережения. Поэтому проектирование осветительной системы предполагает учитывать не только характеристики ИС — необходимо учитывать и параметры ОУ в целом, включая срок службы, цветопередачу и ряд других параметров. Как видно из таблицы 2 [6], светоотдача ИС и ОУ отличаются примерно в 2 раза. При этом необходимо отметить, что некоторые ИС (например, натриевая лампа высокого давления (НЛВД) и металлогалогенная лампа (МГЛ)) содержат ртуть, что требует дополнительных затрат на их дальнейшую утилизацию.

На рис. 4 показаны спектральные характеристики различных ИС [7]. Сравнение спектральных характеристик ИС с солнечным спектром показывает, что оптимальным с точки зрения близости спектров является спектр безэлектродной серной лампы с СВЧ накачкой. В отличие от

спектров других ИС (например, МГЛ, имеющая квазинепрерывный спектр, НЛВД, ксеноновая лампа и белый светодиод, который имеет узкую полосу оптического излучения), спектр серной лампы является непрерывным в полосе частот, практически покрывающей видимую часть оптического диапазона.

На рис. 5 показано распределение энергии излучения в видимом, инфракрасном (ИК) и ультрафиолетовом (УФ) диапазонах (в процентном отношении) для разных видов ИС [8].

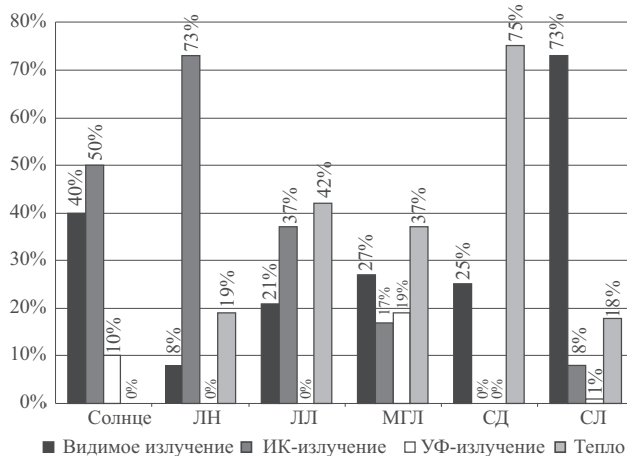


Рис. 5. Распределение энергии излучения в ИС

Таблица 2

Характеристики ИС и ОУ

Типы ИС	Светоотдача ИС, лм/Вт	Светоотдача ОУ, лм/Вт	Индекс цветопередачи, Ra	Срок службы ИС, тыс. ч	Содержание ртути, мг	Масса ОУ, кг
НЛВД	≤ 150	≤ 80	≈ 25	28	< 35	≈ 8
МГЛ	≤ 120	≤ 75	> 75	16	< 40	≈ 8
СД	≤ 150	≤ 75	> 75	50	0	≈ 15
ИЛ	≤ 80	≤ 50	> 75	60	< 1	≈ 10
СЛ	≤ 110	≤ 75	> 90	50	0	> 20
БМГЛ	≤ 115	≤ 75	72...94	50	< 1	> 15

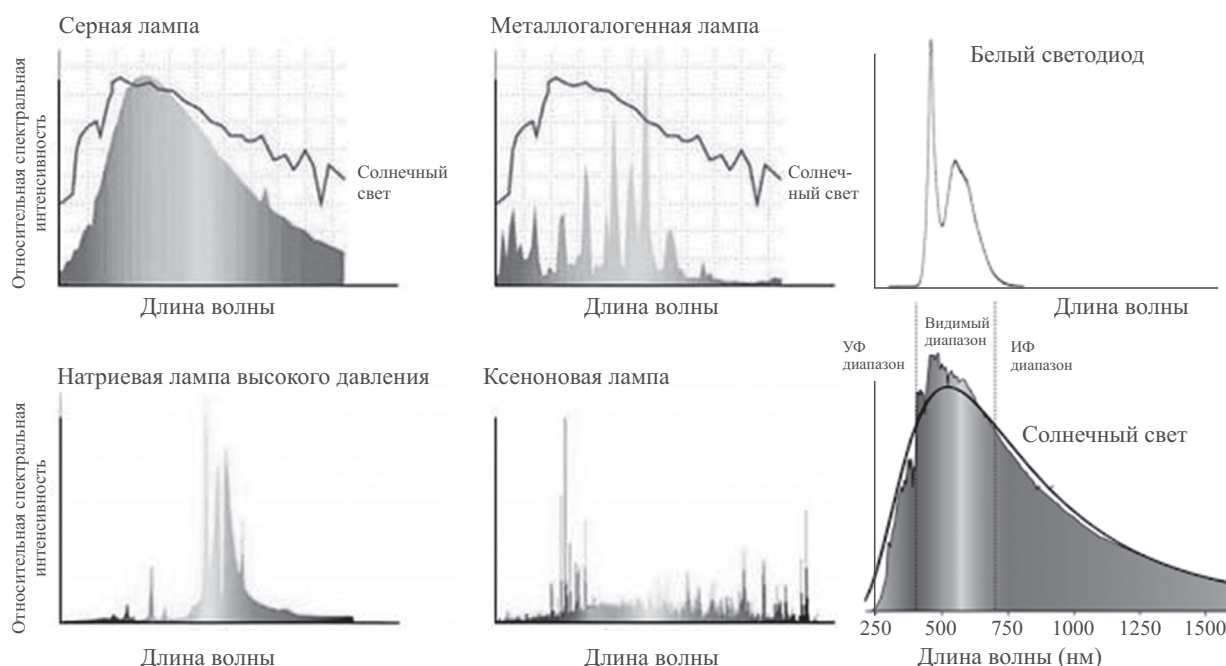


Рис. 4. Спектральные характеристики ИС

Анализ распределения энергии излучения между видимым участком спектра, ИК и УФ-излучениями и энергией, преобразуемой в тепло, показывает, что наилучшими показателями обладает безэлектродная серная лампа с СВЧ накачкой (73% излучения лампы приходится на долю видимого участка спектра излучения и лишь незначительная его часть приходится на ИК и УФ-излучения).

Если величину световой энергии от лампы накаливания принять за единицу, то можно видеть, что все остальные типы ламп многократно (в разы или даже на порядок) вырабатывают больше световой энергии.

Особое внимание следует обратить на светодиод, в котором отсутствуют ИК и УФ составляющие излучения, но данный ИС имеет очень существенный недостаток, связанный с тепловыми потерями (до 75 % энергии). Тем не менее необходимо отметить, что светодиодная энергетика достаточно быстро развивается и в ближайшем будущем объем рынка потребления светодиодной продукции на внутреннем рынке Украины может составить 1,5 млрд. грн. Рост рынка светодиодных ИС связан с их высокой надежностью (срок использования – до 10 лет), высоким качеством освещения и быстрой окупаемостью (2-3 года). Кроме того, потребление энергии светодиодной лампой сегодня меньше в 1,5-2 раза, чем люминесцентной, и в 10-12 раз – чем лампой накаливания. В то же время светодиодные ИС (лампы и модули) уступают по ряду параметров значительно более мощным ОУ, реализуемым на основе серных ламп с СВЧ накачкой, к основным преимуществам которых можно отнести:

- высокую светоотдачу (80 ... 100 Лм/Вт);
- сплошной квазисолнечный спектр оптического излучения (естественная цветопередача);
- малые габариты, высокую яркость и симметричность формы светящегося тела;
- длительный срок службы ламп (~ 45000-50000 часов);
- экологическую чистоту излучения и материалов горелки;
- возможность управления силой света путем изменения уровня мощности СВЧ накачки,

Данные преимущества серной лампы с СВЧ накачкой расширяют диапазон применения ОУ на ее основе и включают их применение:

- для уличного освещения;
- для освещения больших промышленных цехов, складов и т.п.;
- в сельском хозяйстве (освещение теплиц);
- в автомобильной промышленности (автофары);
- в качестве имитаторов солнечного излучения.

С другой стороны, имеющие место недостатки ИС на основе серной лампы с СВЧ накачкой связаны с:

- высокой температурой колбы (более 1000 °С);
- необходимостью вращения колбы для ее охлаждения;
- необходимостью стабилизации частоты генерации магнетрона;
- сложностью конструкции ОУ;
- высокой стоимостью ОУ в целом (более US \$ 2000).

Анализ недостатков показывает, что в основном они связаны со стабилизацией температурного режима работы лампы. Необходимо отметить, что управление температурным режимом усложняет конструкцию ОУ в целом и делает необходимым применение различных методов охлаждения колбы лампы – от ее обдува до вращения, чтобы исключить перегрев колбы и ее преждевременное разрушение. Поэтому для повышения эффективности применения ИС на основе серной лампы необходимо более детальное изучение физики газового разряда в низкотемпературной плазме, ограниченной стенками кварцевой колбы, а также исследование спектральных и цветовых характеристик оптического излучения при изменении параметров СВЧ поля и компонентного газового состава колбы.

3. ОСНОВЫ ТЕОРИИ И ПРАКТИКИ ПРИМЕНЕНИЯ БЕЗЭЛЕКТРОДНОЙ СЕРНОЙ ЛАМПЫ С СВЧ НАКАЧКОЙ

Первое сообщение о создании нового высокоэффективного ОУ на основе безэлектродной серной лампы с СВЧ накачкой было сделано американскими учеными корпорации «Фьюжен Систем» (FSC) в сентябре 1992 г. на VI Международном симпозиуме по науке и технологии источников света в Будапеште [9]. Изучению физических процессов, протекающих в серной лампе, а также исследованию различных режимов ее работы посвящено большое количество работ [см., напр., 10-15]. В последнее время особое внимание уделяется исследованиям температурного режима серных ламп, совершенствованию схем их включения и конструкции колб [16].

Схематично конструкция ОУ на основе серной лампы с СВЧ накачкой (а) и колба лампы (б) представлены на рис. 6.

В качестве рабочей среды в колбе серной лампы находятся инертный газ (аргон, неон и т.п.) и сера в твердой фазе. Под действием внешнего электромагнитного поля инертный газ ионизируется, появляются свободные заряженные частицы (электроны и ионы), соударения которых с внутренней поверхностью колбы приводят к преобразованию кинетической энергии частиц в тепловую энергию, что вызывает повышение температуры поверхности колбы. С другой стороны, рост температуры при фиксированном давлении внутри колбы приводит к изменению фазового состояния серы и обуславливает пере-

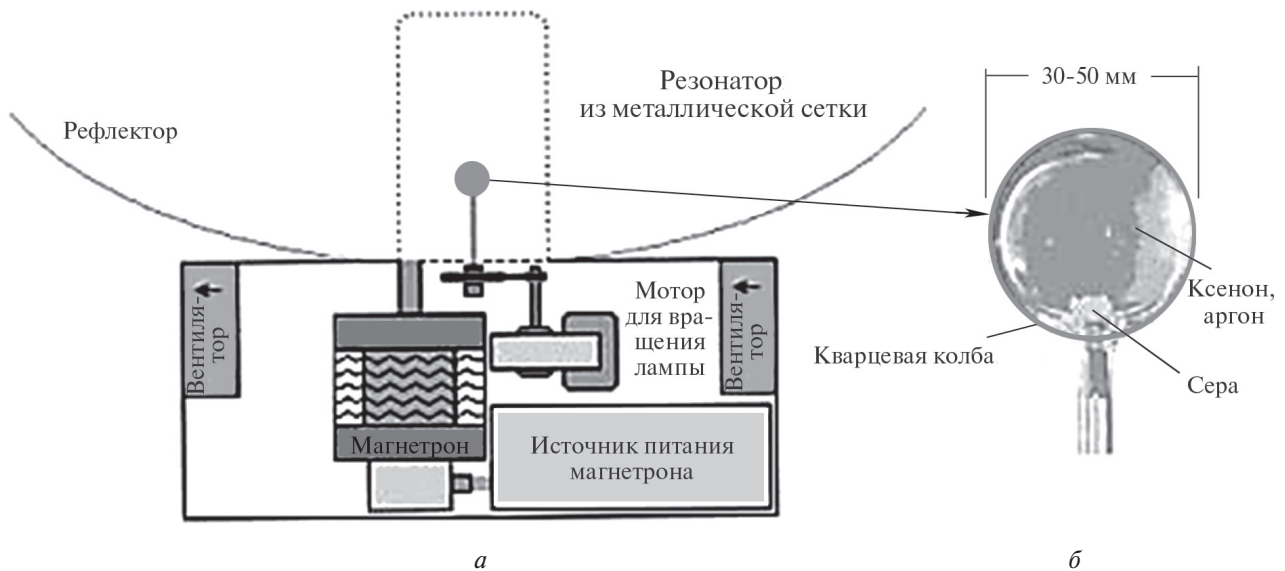


Рис. 6. Устройство безэлектродной серной лампы с СВЧ-накачкой

ход ее в парообразное состояние при $T > 446$ °С. Этот момент является началом включения основного режима работы серной лампы. При этом наблюдается дальнейший рост температуры колбы лампы.

Математическое моделирование физических процессов в серной лампе с возбуждением внешним СВЧ полем представляет собой сложный процесс, в котором можно выделить два последовательно связанных между собой этапа:

1. Установление электромагнитного поля в резонаторной системе с частичным заполнением с последующим возбуждением газового разряда в колбе лампы и образованием плазмы.

2. Фазовый переход серы, находящейся изначально в твердой фазе, в парообразное состояние с модифицированным строением молекулы, содержащей 6, 4 и 2 атомов в зависимости от температуры (вместо 8 атомов в обычном состоянии), и генерация оптического излучения в широкой полосе частот.

Методика моделирования первого этапа описывается в настоящей статье. При этом просматривается решение двух задач.

С одной стороны, это задача выбора рабочего вида колебания используемой резонаторной системы, определения частоты и распределения напряженностей электромагнитного поля данного вида. Данная задача решается при условии изменения электрофизических свойств пространства резонатора (диэлектрической $\epsilon = \epsilon(\vec{r}, t)$ и магнитной $\mu = \mu(\vec{r}, t)$ проницаемостей), т.е. с учетом частичного заполнения объема резонатора колбой серной лампы, которая, в свою очередь, заполнена ионизированным инертным газом с давлением в 100-400 Па. С другой стороны, рассматриваются физические процессы в плазме инертного газа, возбужденного внешним СВЧ полем. В этом случае задача рассматривается в приближении идеального газа, т.е. не рассматриваются столкновения частиц, а учитывается

лишь парное кулоновское взаимодействие между заряженными частицами.

На рис. 7 схематично представлен оптически прозрачный (сеточный) цилиндрический резонатор с находящейся внутри него колбой серной лампы (а), а также отдельно показано сечение колбы относительно прямоугольной системы координат для решения уравнений движения заряженных частиц (б). Как видно, колба находится в максимуме вихревой электрической компоненты электромагнитного поля резонатора для случая E_{011} вида колебания.

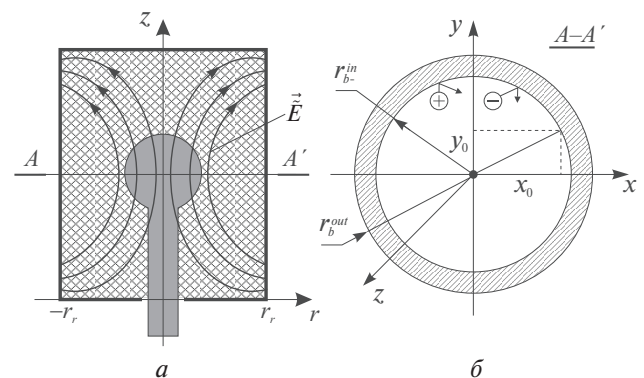


Рис. 7

Основу математической модели решения электродинамической задачи возбуждения инертного газа в колбе серной лампы внешним электромагнитным полем составляет система уравнений для электромагнитного поля, которая включает в себя неоднородные уравнения Максвелла

$$\nabla \times \vec{H} = \rho^+ \cdot \vec{v}^+ + \rho^- \cdot \vec{v}^- + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}; \quad (1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho^+ + \rho^-; \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0; \quad (4)$$

и материальные уравнения для неоднородной среды резонатора

$$\vec{D} = \varepsilon(\vec{r}, t) \cdot \vec{E}; \quad (5)$$

$$\vec{B} = \mu(\vec{r}, t) \cdot \vec{H}; \quad (6)$$

где \vec{E} и \vec{H} – напряженности электрического и магнитного полей; $\rho^+ = \rho^+(\vec{r}, t)$ и $\rho^- = \rho^-(\vec{r}, t)$ – объемная плотность положительно заряженных частиц (ионов) одного сорта и электронов; $\vec{v}^+ = \vec{v}^+(\vec{r}, t)$ и $\vec{v}^- = \vec{v}^-(\vec{r}, t)$ – скорости движения положительно (ионы) и отрицательно (электроны) заряженных частиц.

Для определения распределения скоростей \vec{v}^+ и \vec{v}^- , а также плотностей объемного заряда заряженных частиц ρ^+ и ρ^- в правых частях уравнений Максвелла (1) – (4), решается уравнение движения для каждой заряженной частицы

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}; \quad (7)$$

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \eta \cdot (\vec{E} + \vec{E}), \quad (8)$$

где \vec{E} – напряженность вихревого электромагнитного поля, возбуждаемого в резонаторной системе; \vec{E} – напряженность поля кулоновских сил; $\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$ – радиус вектор частиц; $\vec{v} = v_x\vec{i} + v_y\vec{j} + v_z\vec{k}$ – вектор скорости частиц; η – отношение заряда частицы к ее массе (приведенный заряд частицы).

Решение уравнения движения (7) – (8) проводится численно с использованием метода крупных частиц.

Рассматривая парные взаимодействия частиц одного сорта (например, электрон – электрон или ион – ион) для определения сил кулоновского взаимодействия между i -ой и j -ой заряженными частицами \vec{F}_{ij} воспользуемся законом Кулона. Окончательно выражение для напряженности поля кулоновских сил частиц одного сорта, действующего на отдельную i -ую частицу, имеет вид

$$\vec{E} = \sum_{j=1}^N \frac{\vec{F}_{ij}}{q_i} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \sum_{j=1}^N \frac{q_j}{|r_{ij}|^3} \vec{r}_{ij}, \quad (9)$$

где q_j – заряд j -ой частицы; $|r_{ij}|$ – расстояние между i -ой и j -ой частицами; $\varepsilon_0 \approx 8,85 \cdot 10^{-12}$ ф/м – диэлектрическая постоянная вакуума, $i=1,2,3, \dots, N_e$; $j=1,2,3, \dots, N_i$; N_e и N_i – полное количество электронов и ионов в объеме колбы лампы.

Для учета тепловых процессов и связанных с нагревом колбы серной лампы представленная выше самосогласованная система уравнений (1)–(6) и (7)–(8) дополняется уравнением теплопроводности, которое записывается в виде

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = c\rho K \cdot \Delta T + Q_V, \quad (10)$$

где c – удельная теплоемкость материала колбы (кварц); $\rho = \rho^+ + \rho^-$ – плотность плазмы; K – коэффициент теплопроводности материала колбы; Q_V – удельная мощность источников тепловыделения.

В качестве источников тепла в (10) рассматриваются заряженные частицы (ионы и электроны) внутри колбы серной лампы и обладающие кинетическими энергиями W_i и W_e , соответственно. Предполагается, что при ударе о внутреннюю поверхность колбы лампы их кинетические энергии переходят во внутреннюю энергию материала колбы, что вызывает повышение ее температуры. Таким образом, величина Q_V связана с разогревом плазмы внешним электромагнитным полем и определяется как суммарное количество теплоты, выделяемой на поверхности колбы серной лампы заряженными частицами за единицу времени, т.е.

$$Q_V = W_+ + W_- = \frac{1}{2} \cdot \left[\sum_{j=1}^{N_b^+} m_j \cdot |\vec{v}_j^+|^2 + \sum_{i=1}^{N_b^-} m_i \cdot |\vec{v}_i^-|^2 \right], \quad (11)$$

где N_b^+ и N_b^- – количество заряженных частиц (ионов и электронов), вылетевших на поверхность колбы за время Δt , т.е. при выполнении условия

$$r = \sqrt{x_0^2 + y_0^2 + z_0^2} \geq r_b^{in}, \quad (12)$$

где r_b^{in} – внутренний радиус колбы.

Самосогласованное численное решение уравнений для поля (1)–(6), среды (7)–(8) и теплопроводности (10) возможно при соответствующих граничных и начальных условиях. Граничные условия зависят от типа используемой резонаторной системы и формы колбы серной лампы. Для определения начальных условий исходим из предположения о равномерном пространственном распределении заряженных частиц в объеме колбы и случайном характере их начальных (тепловых) скоростей.

Полученное полное решение самосогласованной системы уравнений для электромагнитного поля и среды учитывает возможные изменения резонансной частоты резонаторной системы (единицы и десятки мегагерц) благодаря нестационарным процессам, которые обусловлены изменениями электрофизических параметров среды (плазмы) в колбе серной лампы.

Рассмотрение установившегося режима работы серной лампы возможно провести в приближении заданного поля и таким образом значительно упростить ее математическую модель. В этом случае для выбранной конструкции резонаторной системы решается волновое уравнение и определяются возможные виды колебаний, резонансные частоты которых близки к частоте генерации источника электромагнитных колебаний (магнетрона), т.е. $f = 2,45$ ГГц. Выбор рабочего вида колебания (например, H_{111} для цилиндрического резонатора) позволяет задать распределение вихревой компоненты электромагнитного

поля в правой части уравнений движения (7) – (8). Такой подход значительно упрощает задачу моделирования физических процессов в серной лампе, позволяя рассматривать движение заряженных частиц в заданном внешнем СВЧ поле постоянной амплитуды и мощностью, равной

$$P_{res} = k \cdot P_{magn}$$

где $P_{magn} \approx 800$ Вт – мощность, генерируемая источником колебаний (магнетроном); $k = 0,9...1$ – коэффициент, характеризующий потери энергии в тракте.

Для определения эффективности ОУ на основе серной лампы с СВЧ накачкой необходимо отметить, что данное ОУ состоит из источника питания, СВЧ генератора (магнетрон) и электродинамической системы, которая служит для транспортировки СВЧ энергии к лампе и формирования в зоне расположения колбы лампы необходимой стационарной или динамически изменяющейся топографии СВЧ поля, а также колбы с наполнителем и формирователя диаграммы направленности оптического излучения (отражателя). Поэтому эффективность преобразования энергии ОУ в целом зависит от эффективности работы составляющих его элементов и отдельных функциональных блоков.

В табл. 3 представлен сравнительный анализ энергетического баланса ОУ на основе серной лампы корпораций «Фьюжен Систем» и LG [17]. Как видно, мощность, потребляемая осветительной системой «от розетки» включает в себя потери различного рода. С одной стороны, это потери, связанные с работой магнетронного генератора и генерацией СВЧ излучения, что составляет приблизительно (30-40) %. Энергия электромагнитного СВЧ поля преобразуется в энергию оптического (видимого) излучения с эффективностью (25-30) %. Среди потерь энергии, сопровождающих такое преобразование, следует отметить потери, затрачиваемые на вращение и обдув колбы, наличие теплового ИК излучения, потери в экранирующих сетках, а также потери на генерацию лампой УФ излучения.

В настоящее время исследования по совершенствованию конструкции безэлектродной серной лампы и ОУ на ее основе продолжают интенсивно развиваться. При этом появились первые коммерческие варианты конструкций таких ламп. Так, например, в компании LG в серийном производстве появились два ОУ на основе серной лампы: потолочное ОУ PSH0731В мощностью 730 Вт со световой отдачей 80 лм/Вт и ОУ прожекторного типа PSF1032А мощностью 1050 Вт со световой отдачей 82 лм/Вт (рис. 8) [18].



Рис. 8. ОУ прожекторного типа на основе серной лампы (LG, Корея)

В Европе создана специальная исследовательская группа по изучению процессов СВЧ разряда в серных лампах – Plasma International Group. Основной задачей данной группы является разработка перспективных конструкций ОУ на основе серной лампы с максимальной световой отдачей. Разработанная данной группой конструкция лампы ОУ AS1300 приведена на рис. 9. Данная конструкция имеет светоотдачу до 120 лм/Вт и состоит из блока питания СВЧ генератора (магнетрона) и светоизлучающего узла [19].

Таблица 3

Баланс энергии ОУ на основе безэлектродных серных ламп с СВЧ накачкой

Характеристики	Лампа 1992-1993 гг.		Лампа LG 2012 г.	
	Мощность, Вт	%	Мощность, Вт	%
Потребляемая от сети мощность	6000	100	2000	100
Потери на охлаждение магнетрона и колбы	~500	8	100	5
Потери в трансформаторе	600	10	120	6
Потери в магнетроне	1500	25	600	30
Потери колбы за счет обдува и теплового излучения	1100	18	400	20
Потери в экранирующих сетках	400	7	60	3
УФ и ИК-излучение	400	7	120	6
Видимое излучение	1500	25	600	30
Световой поток, клм	410		145	
Светоотдача лампы, лм/Вт	68		86	
Доля видимого излучения в общем потоке излучения, %	79		73	



Рис. 9. ОУ на основе серной лампы (Plasma International Group)

ВЫВОДЫ

Таким образом, для решения проблемы рационального использования энергетических ресурсов в области светотехники необходимо создание и расширение промышленного производства нового оборудования и комплектующих для выпуска эффективных ИС. С одной стороны, это связано с модернизацией существующих ОУ и получением экономии электроэнергии от 20 до 30 %, а с другой – с заменой существующих осветительных ламп на более энергоэффективные, что позволит экономить от 30 % до 75 % энергии. Современные ОУ представляют собой достаточно сложные конструкции, и их дальнейшее усовершенствование требует дополнительного финансирования, в том числе и на государственном уровне.

Проведенный анализ ИС позволил определить основные направления их развития. Показано, что среди выделенных направлений особое внимание уделяется перспективным ОУ на основе безэлектродных серных ламп с СВЧ накачкой. В работе приведены основные проблемы, с которыми столкнулись разработчики при коммерческой реализации подобных конструкций ОУ. Показано, что для решения этих проблем необходимо проведение фундаментальных теоретических исследований, направленных на изучение сложных плазменных процессов. Сформулированы основы построения математических моделей физических процессов, протекающих в низкотемпературной плазме, возбуждаемой в колбе лампы внешним СВЧ полем. Особое внимание обращается на моделирование температурного режима работы лампы в зависимости от параметров газовой среды и уровня СВЧ поля.

Приводятся краткая характеристика ОУ на основе серной лампы с СВЧ накачкой и конструкции ОУ, разработанные ведущими производителями мира.

Литература

[1] Аналіз споживання електроенергії в Україні [Электронный ресурс]. – Режим доступа: [www/URL: http://www.ukrenergo.energy.gov.ua/ukrenergo/control/uk/publish/category?cat_id=35379](http://www.ukrenergo.energy.gov.ua/ukrenergo/control/uk/publish/category?cat_id=35379) – Загл. с экрана.

- [2] *Пилипчук Р.В., Яремчук Р.Ю.* Проблема энергоэкономии в осветительных установках // *Світлолюкс.* – 2003. – № 2. – С. 10-13.
- [3] Энергетична стратегія України на період до 2030 р. СХВАЛЕНО розпорядженням Кабінету Міністрів України від 24.07.2013 № 1071. [Электронный ресурс] – Режим доступа: [www/URL: http://www.kmu.gov.ua/fuel/doccatalog/document?id=260994/](http://www.kmu.gov.ua/fuel/doccatalog/document?id=260994/) – Загл. с экрана.
- [4] *Айзенберг Ю.Б.* Современные проблемы энергоэффективного освещения / Ю.Б. Айзенберг // *Энергосбережение.* – 2009, № 1. – С. 42-47.
- [5] *Сапрыка А.В.* Повышение энергоэффективности осветительных комплексов с учетом качества электрической энергии. Монография. – Харьков: ХНАМГ, 2009. – С. 126.
- [6] *Зотин О.* Технологии автоматизации в энергосберегающих сетях освещения / О. Зотин // *Современные технологии автоматизации.* – 2012, №4. – С. 6-17.
- [7] Plasma International Lighting Systems [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.plasma-i.com> – Загл. с экрана.
- [8] Почему необходимо отводить тепло [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://www.lighting.philips.com/ru_ru/lightcommunity/trends/led/anatomy/heat.wpd – Загл. с экрана.
- [9] *Dolan I.T., Ury M.G., Wood C.H.* A Novel High Efficacy Microwave Powered Light Source. Presented as a Land-mark Paper on September 2, 1992 Sixth International Symposium on the Science and Technology of Light Sources Technical University of Budapest. – Budapest, 1992.
- [10] *Шлиффер Э.Д.* Некоторые особенности и проблемы создания осветительных и облучательных устройств на базе безэлектродных газоразрядных ламп с СВЧ накачкой // *Светотехника.* – 1999, № 1. – С. 6-9.
- [11] *Прокопенко А.В.* Разработка высокоэффективных источников видимого света на базе серных ламп: Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. – М., 2001. – 152 с.
- [12] *Диденко А.Н.* СВЧ энергетика. Теория и практика. – М.: Наука, 2003. – 264 с.
- [13] *Гутцайт Э.М.* Безэлектродные источники света, использующие электромагнитную энергию высоких и сверхвысоких частот // *Радиотехника и электроника.* – 2003. – Т. 7 48, № 1. С. 5–38.
- [14] *Мачехин Ю.П., Чурюмов Г.И., Одаренко Е.Н., Фролова Т.И., Старчевский Ю.Л., Экезли А.И.* Безэлектродная лампа с СВЧ накачкой // *Светотехника.* – 2008. – № 3. – С. 9-14.
- [15] *Шукин А.Ю.* СВЧ разряд в аргон-серной смеси в высокоэффективном источнике света с малой мощностью питания. Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. – М.: 2009. – 143 с.
- [16] *Чурюмов Г.И., Одаренко Е.Н., Фролова Т.И., Старчевский Ю.Л., Герасимов В.П., Иванцов В.П., Экезли А.И.* Качественный анализ теплового режима работы безэлектродной серной лампы с СВЧ накачкой // *Прикладная радиоэлектроника.* – 2010. – № 2. – С. 232-239.
- [17] *Мальков М.* Серная лампа. Многообещающее начало и ...непрогнозируемое будущее? Часть 3.

Технические характеристики ламп и системы светораспределения / М. Мальков // Современная светотехника. – 2011. – № 5. – С. 52-59.

- [18] Flood Lighting - PSF Series [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.100cds.com/outdoorlight.html> - Загл. с экрана.
- [19] Plasma International AS1300 - The Sun on Earth [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://plasma-i.com/plasma-i-products.htm> - Загл. с экрана.

Поступила в редколлегию 29.04.2014



Фролова Татьяна Ивановна, кандидат физ.-мат. наук, доцент, докторант кафедры ФОЭТ Харьковского национального университета радиоэлектроники. Научные интересы: моделирование физических процессов плазмы; новые типы СВЧ приборов; газоразрядные СВЧ лампы.



Чурюмов Геннадий Иванович, доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры физических основ электронной техники Харьковского национального университета радиоэлектроники. Научные интересы: математическое моделирование нелинейных процессов; теория и техника СВЧ, применение микроволновых технологий.

УДК 621.321

Перспективы розвитку високоефективних джерел світла: від теорії до реальних освітлювальних систем / Т.І. Фролова, Г.І. Чурюмов // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2014. – Том 13. – № 2. – С. 135–143.

У даній роботі показано, що для вирішення проблеми раціонального використання енергетичних ресурсів у галузі світлотехніки необхідна заміна застарілих джерел світла на більш енергоефективні. Проаналізовано основні характеристики існуючих джерел світла та освітлювальних пристроїв на їх основі. Показано перспективність застосування та подальше вдосконалення освітлювальних пристроїв на основі безелектродних сірчаних ламп з НВЧ накачуванням. Описано теоретичні основи фізики роботи сірчаної лампи і представлені основні співвідношення її математичної моделі. Показані основні області застосування освітлювальних пристроїв на основі сірчаних ламп і створені комерційні зразки.

Ключові слова: мікрохвильові технології, джерело світла, спектральна характеристика, безелектродна сірчана лампа, освітлювальний пристрій, енергетичний баланс.

Табл.: 3. Іл.: 9. Бібліогр.: 19 найм.

UDC 621.321

Perspectives of developing highly efficient light sources: from theory to real lighting systems / T. I. Frolova, G. I. Churyumov // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2014. – Vol. 13. – № 2. – P. 135–143.

This paper shows that for solving a problem of rational utilization of energy resources in the field lighting technology it is necessary to bring outdated light sources up to modern standards. The basic characteristics of existing light sources and lighting devices on their base are analyzed. The promising applications and further improvement of the lighting devices based on an electrodeless sulfuric lamp using microwave pumping are shown. The theoretical fundamentals of physics of operating of a sulfuric lamp and basic equations of its mathematical model are described. The main areas of applications of the lighting devices based on sulfuric lamps and created commercial samples are presented.

Keywords: microwave technologies, light source, spectral characteristic, electrodeless sulfuric lamp, lighting device, energy balance.

Tab.: 3. Fig.: 9. Ref.: 19 items.

ПЕРЕСТРОЙКА ЧАСТОТЫ МИКРОВОЛНОВЫХ БИКОНИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ С ПОМОЩЬЮ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТЕРЖНЕЙ

Д. Ю. САЛТЫКОВ

В статье рассмотрены микроволновые биконические резонаторы, перестраиваемые с помощью аксиальных металлических и диэлектрических стержней, исследованы возможности применения квазирегулярного одномодового приближения в сочетании с методом эталонных уравнений для расчета параметров рассматриваемых структур.

Ключевые слова: биконический резонатор, резонансная частота, добротность, метод эталонных уравнений.

ВВЕДЕНИЕ

Объемные резонаторы являются одним из основных элементов техники микроволнового диапазона. Резонаторы являются важнейшими узлами генераторных систем СВЧ, на их основе строятся фильтры и другие частотно-избирательные устройства, широкое применение резонаторы нашли в измерительной технике микроволнового диапазона для измерения различных электрических и неэлектрических величин. В этой связи особый практический интерес представляют объемные резонаторы, обладающие как широким диапазоном перестройки резонансной частоты, так и возможностью размещения исследуемых образцов в резонансном электромагнитном поле. К таким системам относятся открытые волноводные резонаторы предельного типа на основе волноводов переменного сечения, в частности, биконические резонаторы (БКР) [1-4].

Резонансные колебания в структурах на основе волноводов переменного сечения возникают за счет переотражений электромагнитных волн высших типов от каустических поверхностей, возникающих в сужающихся частях волноводов. Резонаторы данного типа сочетают преимущества как закрытых резонаторов волноводного типа, так и открытых. Конический профиль резонатора обеспечивает снятие частотного вырождения между колебаниями H_{01p} и E_{11p} типов. Последний фактор чрезвычайно важен, поскольку более низкодобротные E_{11p} колебания возбуждаются на любых неоднородностях внутри резонатора, что приводит к существенному снижению добротности резонансной системы, использующей азимутально-симметричные колебания H_{01p} в качестве рабочих.

Несмотря на существующее многообразие способов электронной перестройки резонансной частоты резонаторов СВЧ, сохраняется практический интерес к резонаторам с механической перестройкой частоты, осуществляющейся за счет изменения геометрических размеров резонаторов, введения в их объем проводников, диэлектриков или изменения взаимного положения конструктивных элементов резонаторов.

Для обеспечения изменения параметров резонаторов при механической перестройке в заданном диапазоне требуется не только высокая точность взаимного позиционирования конструктивных элементов резонаторов, но и понимание особенностей изменения структуры электромагнитных полей в объеме резонатора, которые при этом происходят.

Одним из наиболее распространенных способов перестройки резонансных частот осесимметричных резонаторов является введение аксиальных металлических или диэлектрических стержней в объем резонатора [6, 7]. Такой способ обеспечивает достаточно широкий допустимый диапазон перестройки резонансных частот.

При перестройке резонансной частоты цилиндрических резонаторов путем перемещения азимутально-симметричных элементов может наблюдаться нарушение или полное отсутствие электрического контакта по периметру подвижного элемента. В случае динамических перемещений подвижного элемента, например, при измерении механических перемещений и вибраций [9, 10], обеспечение такого контакта представляет собой достаточно сложную техническую задачу. Азимутально-симметричные колебания магнитного типа H_{0np} обладая наибольшей собственной добротностью наименее критичны к нарушению электрического контакта по периметру подвижного элемента. Кроме того, колебания H_{0np} типа обладают наименьшей чувствительностью к отклонениям формы и нарушению соосности перестраиваемого элемента и резонатора. Все это в значительной мере обуславливает тот факт, что при проектировании различных контрольно-измерительных устройств СВЧ диапазона на базе осесимметричных направляющих структур именно эти колебания наиболее часто используются в качестве рабочих.

В этой связи целью данной работы было исследование возможностей механической перестройки БКР, работающих на колебаниях азимутально-симметричных типов с помощью аксиальных металлических и диэлектрических стержней, вводимых через отверстия, расположенных в закритических областях резонаторов.

1. ПЕРЕСТРОЙКА БИКОНИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА АКСИАЛЬНЫМ МЕТАЛЛИЧЕСКИМ СТЕРЖНЕМ

Биконические резонаторы, работающие на азимутально-симметричных колебаниях магнитного типа H_{0np} , обладают высокой собственной добротностью $Q_0 \sim 10^5$. При этом критические сечения располагаются на значительном расстоянии от вершин конусов, что позволяет без заметного ущерба для качества колебательной системы создавать отверстия в закритических областях для введения конструктивных элементов для перестройки частоты внутрь резонатора, практически не нарушая при этом структуры поля в резонаторе.

К недостаткам БКР следует отнести достаточно сложный вид зависимости параметров резонатора от свойств вносимых объектов, что обусловлено возникающим при этом смещением местоположения критических сечений и, следовательно, изменением рабочего объема резонатора.

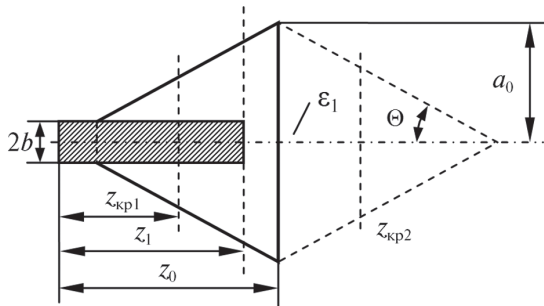


Рис. 1. Биконический резонатор с перестройкой аксиальным металлическим стержнем

На рис. 1 представлена схема биконического резонатора, перестраиваемого с помощью цилиндрического стержня, вводимого вдоль оси резонатора. Введение металлического стержня будет приводить к увеличению резонансной частоты колебаний магнитного типа, в том числе и осесимметричных H_{0np} . Степень изменения частоты напрямую связана с глубиной введения стержня в объем резонатора. Диапазон перестройки резонатора будет определяться диаметром стержня.

На рис. 2 показаны графики зависимости резонансной частоты колебания H_{011} биконического резонатора максимального радиуса $a_0 = 25$ мм с углом при вершине $\Theta = 30^\circ$ от глубины введения аксиальных металлических стержней, радиусами $b = 5$ мм (сплошная линия) и $b = 2,5$ мм (пунктир), полученные экспериментально. Резонансная частота пустого резонатора составляла 9,560 ГГц, добротность ~ 15500 . Точность измерения частоты составляла ± 1 МГц. Из графиков видно, что в интервале перемещения стержня от сечения $z/z_0 \approx 0,7$ вблизи $z_{кр1}$ ($z/z_0 = 0,875$) до среднего сечения резонатора z_0 ($z/z_0 = 1,0$) в обоих случаях зависимости носят плавный монотонный характер. После прохож-

дения среднего сечения резонатора для стержня радиусом 2,5 мм зависимость продолжает оставаться монотонной, для более толстого стержня радиусом 5 мм монотонный характер зависимости нарушается и принимает осциллирующий характер. Осцилляционные изменения обусловлены как интерференционными явлениями между торцевой поверхностью стержня и критическим сечением полой части биконического резонатора, так и взаимодействием с гибридной модой EH_{311} . Структура поля колебания типа EH_{311} характеризуется концентрацией электрического поля вблизи стенок резонатора, поэтому при перемещении аксиального стержня величина резонансной частоты этой моды остается практически неизменной и для рассматриваемого резонатора составляет $\sim 10,620$ ГГц. Поэтому при приближении частоты колебания H_{011} к частоте колебания EH_{311} их взаимодействие становится существенным и режим одномодовости нарушается. Для рассматриваемой резонансной структуры данная ситуация наблюдается при приближении металлического стержня радиусом 5 мм к сечению $z/z_0 = 1,15$.

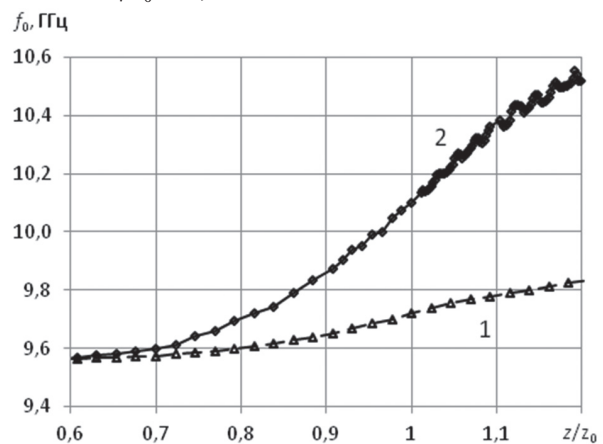


Рис. 2. Экспериментальная зависимость резонансной частоты БКР от глубины введения аксиального металлического стержня: 1 — $b = 2,5$ мм; 2 — $b = 5$ мм

Диапазон перестройки частоты с помощью более тонкого стержня радиусом 2,5 мм составил примерно 250 МГц ($\sim 2,5\%$), для более толстого радиусом 5 мм — примерно 1 ГГц ($\sim 10\%$), при этом с учетом осциллирующего характера зависимости при глубине введения стержня $z_1/z_0 > 1,1$ практическую ценность представляет диапазон перестройки частоты 500 МГц ($\sim 5\%$).

Перестройка с помощью аксиальных металлических стержней сопровождается снижением добротности. При полном введении стержня радиусом 2,5 мм, изготовленного из латуни, добротность колебания H_{011} уменьшалась на 39% с 15500 до 9500, при перестройке стержнем радиусом 5 мм — на 63% до 5800.

Точный расчет биконического резонатора, перестраиваемого с помощью аксиального металлического стержня, является довольно сложной электродинамической задачей

с некоординатными граничными условиями. Построение даже неортогональной системы координат, в которой бы поверхности раздела областей с различным заполнением, а также металлической оболочки резонатора совпадали с координатными, практически невозможен. Кроме того, даже для более простых задач, например, в случае перестройки цилиндрического резонатора [6, 7], строгий электродинамический расчет представляет собой довольно громоздкую вычислительную процедуру. Поэтому для быстрого расчета резонансных частот рассматриваемой структуры представляется целесообразным использование приближенных методик.

Традиционным приближенным подходом для расчета резонансных частот предельных резонаторов переменного сечения является применение метода поперечных сечений в квазирегулярном одномодовом приближении с последующим решением возникающей при этом краевой задачи методом присоединенных или, другими словами, эталонных уравнений (МЭУ) [4, 5]. Принцип синфазного сложения волн в любом сечении резонатора, лежащей в основе МЭУ, приводит к интегрированию переменного коэффициента фазы. При этом предполагается плавное непрерывное изменение фазы, что справедливо для волноводов и резонаторов с медленным изменением поперечного сечения.

БКР даже с малыми углами при вершине конуса лишь частично удовлетворяют данным требованиям. В биконических резонаторах присутствует скачкообразное изменение профиля в среднем сечении, что не может не привести к скачкообразному изменению фазы волны при прохождении через него. Тем не менее, для колебаний H_{0np} типа МЭУ обеспечивает погрешность вычисления резонансных частот БКР, не превышающую 2-3%, для углов при вершине конуса вплоть до 30° [8]. Это связано, в первую очередь, со структурой электромагнитного поля азимутально-симметричных мод резонатора, для которых характерно стремление к нулю напряженности электрического поля вблизи проводящих стенок. Благодаря этому азимутально-симметричные колебания обладают малой чувствительностью к небольшим скачкам внешнего сечения резонатора, чем и обусловлена хорошая точность МЭУ при расчетах биконических резонаторов.

Другой характерной особенностью азимутально-симметричных колебаний H_{0np} является равенство нулю напряженности поля на оси резонатора. Этот факт позволяет сделать предположение, что наличие небольших нерегулярностей в осесимметричном заполнении биконических резонаторов не должно оказывать заметного влияния на условия распространения азимутально-симметричных волн, и, следовательно, применение МЭУ позволит получить приемлемую для практического использования точность при расчете подобных структур.

Таким образом, с учетом сделанных предположений уравнение для нахождения резонансных частот, полученное в рамках МЭУ, примет вид [5]

$$\int_{z_{кр1}}^{z_1} \gamma_1(z) dz + \int_{z_1}^{z_{кр2}} \gamma_2(z) dz = \left(p - \frac{1}{2} \right) \pi, \quad p = 1, 2, 3, \dots, \quad (1)$$

где γ_1 и γ_2 – продольные волновые числа (постоянные распространения); $z_{кр1}$ и $z_{кр2}$ – координаты критических сечений в коаксиальной и полой областях резонатора, соответственно.

Значения γ_1 и $z_{кр1}$ находятся из характеристического уравнения регулярного коаксиального волновода, которое для магнитных типов волн имеет вид [11]

$$\frac{N_1(\kappa a)}{J_1(\kappa a)} = \frac{N_1(\kappa b)}{J_1(\kappa b)}, \quad (2)$$

где κ – поперечное волновое число коаксиального волновода; J_1 и N_1 – цилиндрические функции Бесселя и Неймана первого порядка соответственно.

Для полой части резонатора интеграл берется в явном виде и имеет вид

$$\int_{z_{кр2}}^{z_p} \gamma_2(z) dz = k_0 \left(\sqrt{z_0^2 - z_p^2} - \sqrt{z_0^2 - z_{кр2}^2} - z_p \arccos \frac{z_p}{z_0} - z_{кр2} \arccos \frac{z_{кр2}}{z_0} \right), \quad (3)$$

радиус критического сечения для колебания H_{011} в полой части резонатора $a_{кр2} = 3,832/k_0 = z_{кр2} \operatorname{tg} \Theta$.

При изменении глубины введения стержня в резонатор в приближении метода эталонных уравнений возможны следующие ситуации:

1. Стержень не доходит до критического сечения пустого БКР $z_1 < z_{кр1}$, резонансная частота при этом не изменяется и равна частоте пустого резонатора.

2. Конец стержня находится в интервале между критическими сечениями заполненной и пустой части резонатора $z_{кр1} < z_1 < z_{кр2}$, при этом частота монотонно возрастает с увеличением глубины введения стержня.

3. Стержень пересекает оба критических сечения, в этом случае перестройка частоты достигает максимального значения, дальнейшее перемещение стержня не приводит к изменению частоты.

При этом абсолютно не учитываются явления, возникающие при приближении конца стержня к области критических сечений резонатора.

На рис. 3 для сравнения показаны зависимости относительного изменения резонансной частоты $\Delta f / f_0$ (f_0 – частота резонатора без стержня) колебания H_{011} биконического резонатора максимального радиуса $a_0 = 25$ мм с углом при вершине $\Theta = 30^\circ$ от глубины введения аксиальных металлических стержней, полученные экспериментально (сплошная линия) и рассчитанные с помощью МЭУ (пунктир). Диапазон пере-

мещения стержней составляет $0,9 < z/z_0 < 1,1$, что соответствует перемещению стержня от $z_{кр1}$ до $z_{кр2}$. Для металлического стержня радиусом 2,5 мм расхождение абсолютных значений частоты составляет примерно 220 МГц (~2,3%) на протяжении всего диапазона перемещения стержня, для стержня радиусом 5 мм наклон кривых заметно отличается, расхождение результатов возрастает по мере увеличения глубины введения стержня и при $z/z_0 = 1$ достигает величины 450 МГц (~4,3%).

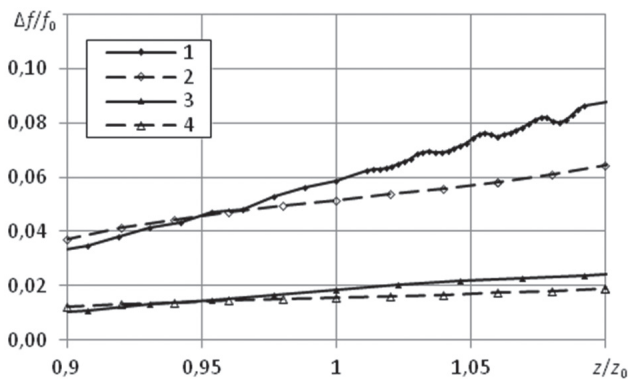


Рис. 3. Зависимости относительного изменения резонансной частоты колебания H_{011} биконического резонатора от глубины введения аксиального металлического стержня, полученные экспериментально: 1 – $b = 10$ мм; 3 – $b = 5$ мм, с помощью метода эталонных уравнений: 2 – $b = 10$ мм; 4 – $b = 5$ мм

При расчетах МЭУ не учитывается влияние элементов связи и торцевых отверстий на значение частоты резонатора, что в значительной мере определяет абсолютную погрешность вычислений. Рассмотрение относительного изменения резонансной частоты $\Delta f/f_0$ позволяет в значительной мере компенсировать отклонение, обусловленное этими факторами. Так для стержня радиусом 2,5 мм максимальное расхождение относительных изменений частоты при $z/z_0 = 1,1$, полученных расчетным и экспериментальным путем, не превышает 0,5%. То есть в этом случае погрешность вычислений, вызванная игнорированием скачка фазы на торце металлического стержня, заметно меньше, чем погрешность МЭУ, обусловленная квазирегулярным приближением.

Для стержня радиусом 5 мм ход рассчитанной и экспериментальной кривых довольно сильно различается. Погрешность вычисления методом эталонных уравнений, обусловленная скачком фазы на торце стержня, становится ощутимой. Максимальное отклонение результатов расчета и измерений наблюдается при $z/z_0 = 1,1$ и составляет примерно 2%, что сопоставимо с диапазоном перестройки резонатора. При дальнейшем увеличении радиуса стержня, т.е. для $b/a_0 > 0,2$, применение МЭУ для расчета резонансных частот становится неприемлемым.

2. ПЕРЕСТРОЙКА БИКОНИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА АКСИАЛЬНЫМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ СТЕРЖНЕМ

При перестройке БКР аксиальным диэлектрическим стержнем резонансная частота колебаний H_{0np} будет уменьшаться по мере увеличения глубины введения стержня в объем резонатора.

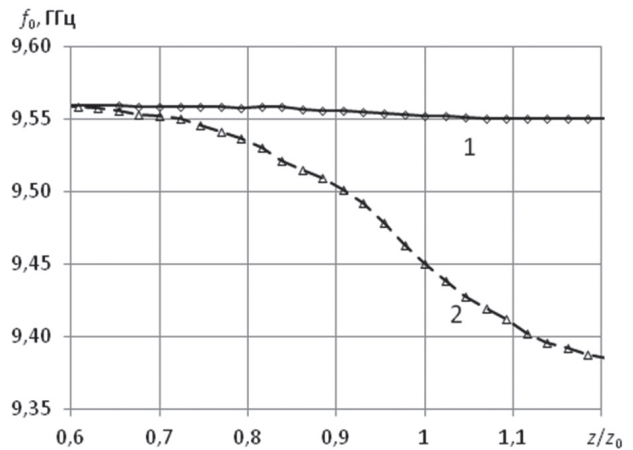


Рис. 4. Экспериментальная зависимость резонансной частоты БКР от глубины введения аксиального диэлектрического стержня ($\epsilon = 2,08$): 1 – $b = 2,5$ мм; 2 – $r = 5$ мм

На рис. 4 приведены графики зависимости резонансной частоты колебания H_{011} биконического резонатора с максимальным радиусом $a_0 = 25$ мм с углом при вершине $\Theta = 30^\circ$ от глубины введения аксиальных стержней, изготовленных из фторопласта ($\epsilon = 2,08$) радиусами $b = 2,5$ мм (сплошная линия) и $b = 5$ мм (пунктир), полученные экспериментально. Из графиков видно, что зависимости носят плавный монотонный характер. Изменение частоты прекращается при достижении стержнем критического сечения $z_{кр2}$ ($z/z_0 \approx 1,15$). Полный диапазон перестройки частоты резонатора для стержня радиусом $b = 2,5$ мм составляет примерно 10 МГц (~0,1%), для более толстого стержня радиусом $b = 5$ мм – 180 МГц (~1,8%).

При использовании для перестройки стержней из диэлектриков с малыми потерями добротность БКР сохраняется практически неизменной. Так при введении стержня из кварцевого стекла радиусом 3,0 мм наблюдалось уменьшение добротности колебания H_{011} с 15500 до 15300, что составляет меньше 1%, еще слабее влияют на величину добротности стержни, изготовленными из фторопласта.

При расчете методом эталонных уравнений в (1) постоянная распространения γ_1 и критическое сечение $z_{кр1}$ для заполненной области резонатора определяется из характеристического уравнения для двухслойного круглого волновода, которое для азимутально-симметричных волн типа H_{0n} имеет вид [12]

$$\frac{\kappa_1 J_0(\kappa_1 b)}{\kappa_2 J_1(\kappa_1 b)} = \frac{J_0(\kappa_2 b) N_1(\kappa_2 a) - J_1(\kappa_2 a) N_0(\kappa_2 b)}{J_1(\kappa_2 b) N_1(\kappa_2 a) - J_1(\kappa_2 a) N_1(\kappa_2 b)}, \quad (4)$$

где $\kappa_{1,2} = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_{1,2} - \gamma^2}$ — поперечные волновые числа для областей с различным диэлектрическим заполнением с относительными проницаемостями ε_1 и ε_2 ; $k_0 = \omega/c$ — волновое число свободного пространства.

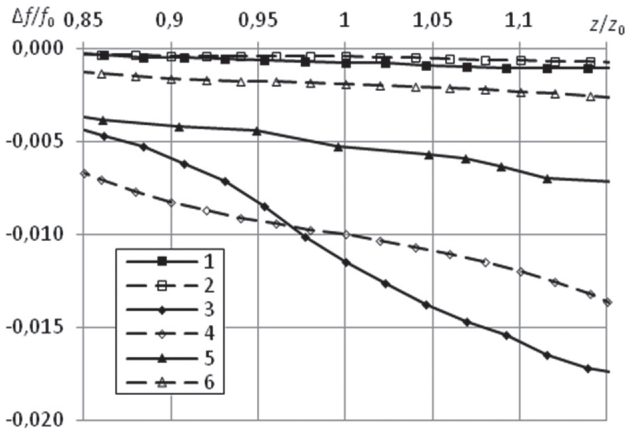


Рис. 5. Зависимости относительного изменения резонансной частоты колебания H_{011} биконического резонатора от глубины введения аксиальных диэлектрических стержней, полученные экспериментально: 1 — $\varepsilon_1 = 2,08, b = 2,5$ мм; 3 — $\varepsilon_1 = 2,08, b = 5$ мм; 5 — $\varepsilon_1 = 3,8, b = 3,0$ мм; с помощью метода эталонных уравнений: 2 — $\varepsilon_1 = 2,08, b = 5$ мм; 4 — $\varepsilon_1 = 2,08, b = 5$ мм; 6 — $\varepsilon_1 = 3,8, b = 3,0$ мм

На рис. 5 показаны зависимости относительного изменения резонансной частоты H_{011} колебания БКР от глубины введения аксиальных диэлектрических стержней, полученные с помощью МЭУ (пунктирная линия) в сравнении с данными измерений (сплошная линия).

Ход кривых для стержней из фторопласта практически совпадает, расхождение увеличивается по мере увеличения глубины введения стержня. Для стержня из фторопласта радиусом 2,5 мм расхождение данных в диапазоне перемещения стержня $0,85 < z/z_0 < 1,15$ не превышает 0,05% для стержня из фторопласта радиусом 5 мм — 0,5%.

Для кварцевого стержня радиусом 3 мм крутизна характеристик, полученных экспериментально и МЭУ, заметно различается. Расхождение численных и экспериментальных данных относительного изменения частоты при этом не превышает 0,5%.

Абсолютное отклонение резонансной частоты, рассчитанной с помощью МЭУ, от измеренной для всех случаев в диапазоне перестройки составляло примерно 250 МГц (~2,7%), что обусловлено как погрешностями методики вычислений, так и влиянием конструктивных особенностей резонатора (наличием отверстий связи, конечной проводимостью стенок, отклонением проницаемости и радиуса стержня от расчетных, нарушением соосности и т.п.).

Ближайший к H_{011} тип колебаний с более низкой частотой EH_{211} достаточно удален по ча-

стоте, так для резонатора с максимальным радиусом $a_0 = 25$ мм с углом при вершине $\Theta = 30^\circ$ его частота составляет примерно 8,150 ГГц. Кроме того, диэлектрическое заполнение оттягивает электрическое поле от стенок резонатора, вследствие чего колебание EH_{211} сильнее зависит от перемещения диэлектрического стержня, чем EH_{311} при перестройке резонатора металлическим стержнем. Тем не менее, при использовании для перестройки частоты диэлектрических стержней большого радиуса или с высокой проницаемостью возможна ситуация, когда взаимодействие колебаний H_{011} и EH_{211} приведет к нарушению режима одномодовости.

ВЫВОДЫ

Применение аксиальных металлических и диэлектрических стержней позволяет осуществлять плавную перестройку резонансной частоты БКР, работающих на азимутально-симметричных колебаниях H_{0np} . Использование металлических стержней позволяет повысить, а диэлектрических — понизить частоту колебаний.

Практический диапазон перестройки частоты ограничен сложными волновыми процессами вблизи критических сечений БКР и наличием соседних резонансных мод, влияние аксиальных стержней на которые незначительно. В случае использования колебания H_{011} для перестройки с помощью металлических стержней это колебания EH_{311} , для диэлектрических стержней — EH_{211} . Теоретический диапазон одномодовости для колебания H_{011} при перестройке металлическим стержнем составляет примерно 10 %, при перестройке диэлектрическим стержнем — примерно 14,5 %.

Применение метода эталонных уравнений в рамках квазирегулярного одномодового приближения позволяет получать приближенные оценки значений резонансной частоты азимутально-симметричных колебаний БКР, перестраиваемых с помощью аксиальных металлических и диэлектрических стержней, если радиус стержня достаточно мал ($b/a_0 \sim 0,1 \div 0,15$) и диэлектрическая проницаемость невелика ($\varepsilon \sim 2 \div 4$). Абсолютная погрешность вычислений для БКР с углом при вершине 30° при использовании стержней с отношением радиуса к максимальному радиусу резонатора $b/a_0 < 0,2$ не превышает 3%, погрешность вычисления относительного изменения частоты при этом не превышает 0,5 %, что вполне приемлемо для практических целей.

Литература

[1] Терещенко А. И., Буртовой Д. П. Анализ частотных свойств цилиндрических нерегулярных предельных резонаторов // Радиотехника. — Харьков: Вища школа, 1975. — Вып. 35. — С. 50–56.
 [2] Кравченко В.Ф., Ратнер В.И. К теории распространения электромагнитных волн в нерегулярных цилиндрических волноводах // Радиотехника. — Харьков: Вища школа, 1975. — Вып. 35. — С. 36–44.

- [3] Бобрышев В. Л., Кравченко В. Ф., Каретников С. Н. Исследование высокодобротного предельного резонатора // Измерительная техника. – 1975. – №7. – С. 70–73.
- [4] Кравченко В. Ф., Каретников Д. Н., Бобрышев В. Д. К расчету предельных резонаторов // Радиотехника. Харьков: Вища школа, 1970. – Вып. 21. – С. 107–112.
- [5] Машковцев Б. М., Цибизов К. Н., Емелин В. Ф. Теория волноводов. – Л.: Изд. АН СССР, 1966. – 352 с.
- [6] Баринова В. Ф., Раевский С. Б., Рудоясова Л. Г. Расчет волноводного резонатора, перестраиваемого металлическим стержнем // Радиотех. и электрон. 1975. – Т. 20, № 12. – С. 2621–2625.
- [7] Раевский С. Б., Рудоясова Л. Г. Расчет волноводного резонатора, перестраиваемого металлическим стержнем, на основе метода частичных областей // Изв. вузов Радиофиз. 1976. – Т. 19, № 9. – С. 1391–1394.
- [8] Привалов Е. Н. О применимости метода эталонных уравнений к расчету резонансных частот конических и биконических резонаторов // Электродинамика и физика СВЧ. – Днепропетровск, 1985. – С. 51–54.
- [9] Drobakhin O. O., Zabolotny P. I., Privalov E. N. Influence of the Dimensional and Form Precision of the Constructional Elements of Biconical Coaxial Microwave Resonator of the Parameter of Sensor of Movement // Telecommunications and Radio Engineering. 2009. 68(9). P. 827–833.
- [10] Drobakhin O. O., Zabolotny P. I., Privalov E. N. Displacement sensors based on circular cylindrical microwave resonators // Telecommunications and Radio Engineering. 2009. 68(17). P. 1577–1588.
- [11] Гольдштейн Л. Д., Зернов Н. В. Электромагнитные поля и волны. – М.: Сов. Радио, 1971. – 664 с.
- [12] Веселов Г. И., Раевский С. Б. Слоистые металлодиэлектрические волноводы. – М.: Радио и связь, 1988. – 248 с.

Поступила в редколлегию 15.05.2014



Салтыков Дмитрий Юрьевич, старший преподаватель кафедры прикладной и компьютерной радиофизики Днепропетровского национального университета им. Олеся Гончара. Научные интересы: измерительная техника СВЧ диапазона

УДК 621.317

Перестроювання частоти мікрохвильових біконічних резонаторів за допомогою металевих та діелектричних стержнів / Д. Ю. Салтыков // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2014. – Том 13. № 2. – С. 144–149.

У статті розглянуто біконічні резонатори мікрохвильового діапазону, які перестроюються за допомогою аксіальних металевих та діелектричних стержнів як датчик для контролю параметрів діелектриків. Встановлені межі застосування методу еталонних рівнянь для наближеного розрахунку резонансних частот розглянутих структур.

Ключові слова: біконічний резонатор, резонансна частота, добротність, метод еталонних рівнянь.

Іл.: 05. Бібліогр.: 12 найм.

UDC 621.317

Frequency tuning of microwave biconical resonators by using metallic and dielectric rods / D. Yu. Saltykov // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2014. – Vol. 13. – № 2. – P. 144–149.

The paper considers microwave biconical resonators which can be tuned by axial metal or dielectric rods. The limits of applicability of the standard equations method for the approximate calculations of the resonance frequencies of these structures are determined.

Keywords: biconical cavity resonator, resonant frequency, Q-factor, standard equations method.

Fig.: 05. Ref.: 12 items.

РЕЗОНАТОРНЫЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ДЛЯ ЛОКАЛЬНОЙ ДИАГНОСТИКИ МАТЕРИАЛОВ И СТРУКТУР

И. Н. БОНДАРЕНКО

Проведен обзор и анализ особенностей построения, конструкций и характеристик различных типов резонаторных измерительных преобразователей, предназначенных для локальной микроволновой диагностики материалов и малоразмерных планарных микроэлектронных структур. На основе модельных и реальных экспериментальных исследований оценены возможности и перспективы практического использования микроволновых резонаторных измерительных преобразователей с зондовыми структурами.

Ключевые слова: микроволновый, резонаторный, измерительный, преобразователь, диагностика, локальный, зонд.

ВВЕДЕНИЕ

Современные достижения физики и техники СВЧ позволяют создавать высокоэффективные методы и технические средства для бесконтактного неразрушающего исследования и контроля физико-технических и физико-химических свойств полупроводниковых и диэлектрических материалов и структур [1-7]. Методы СВЧ диагностики отличаются разнообразием подходов к решению теоретических задач, методик измерений и конструкций измерительных преобразователей (ИП) СВЧ.

По типу используемых в первичных измерительных преобразователях физических явлений СВЧ датчики можно разделить на волноводные и резонаторные [1-6, 8, 9]. Резонаторные измерительные преобразователи (РИП) позволяют повысить чувствительность измерений по сравнению с волноводными ИП. Это возможно благодаря тому, что резонаторы накапливают энергию СВЧ колебаний и, соответственно, накапливают результат влияния возмущения электромагнитного поля (ЭМП) исследуемым образцом. Вводя понятие метрологического взаимодействия, резонаторные преобразователи можно классифицировать на РИП с объемным, апертурным, поверхностным и микронзондовым ближнеполевым взаимодействием.

По способу связи ЭМП в РИП и образце можно выделить резонаторные ИП объемного и апертурного взаимодействия. В первом случае образец вносится в полость СВЧ резонатора, внося возмущение в структуру его электромагнитного поля. В этом случае судить об электрофизических параметрах исследуемого образца можно по степени возмущения СВЧ поля, с усреднением по его объему. Во втором случае образец связан с полем резонатора через апертуру, вследствие чего появляется возможность локализации области, в которой производят измерения параметров. Кроме того, в этом случае взаимодействие является ближнеполевым, вследствие чего преодолевается барьер Аббе и разрешающая способность определяется геометрическими параметрами апертюры, а не рабочей длиной волны [1, 5, 7].

Для РИП апертурного типа величина коэффициента преобразования определяется главным образом характером и степенью взаимодействия полей резонатора с объектом через апертуру.

В последние годы с развитием методов сканирующей зондовой микроскопии и необходимостью изучения параметров различных объектов на микро- и наноразмерном уровне формируется направление диагностики, связанное со сканирующей микроволновой микроскопией (СММ) [1-3, 5-7, 10]. Основой СММ является ближнеполевое взаимодействие микроволновых электромагнитных полей, создаваемых микронзондовыми структурами, с локализованными (степень локализации определяется размерами и конструкцией микронзонда) поверхностными и приповерхностными слоями исследуемых материалов.

Функциональная схема сканирующего микроволнового микроскопа (СММ) представляет собой сочетание как минимум трех систем: систему позиционирования по осям X , Y и Z ; систему формирования сигналов измерительной информации и систему обработки данных измерений. Все системы должны функционировать совместно и синхронно как в режиме реального времени по выделенному ряду задач, так и с запоминанием и последующей обработкой предварительных результатов измерений.

Несмотря на важность и необходимость указанных систем и их элементов, тем не менее, можно выделить те из них, которые в максимальной степени влияют на параметры СММ.

В первую очередь, это микроволновые измерительные преобразователи (включая РИП), особенности конструкций и схемных решений которых, главным образом, определяют чувствительность и разрешающую способность проводимых измерений.

Немаловажной частью СММ также является система формирования и обработки информационных сигналов, которая используется для выделения и измерения изменений параметров ИП (или РИП).

Особенностью РИП, применяемых в СММ, является наличие микронзондовых структур, гео-

метрические размеры и форма которых во многом определяют функциональные и метрологические возможности СММ в целом.

Как правило, такая микрозондовая структура представляет собой малоразмерный волноводный или коаксиальный излучатель (микроантенну), который непосредственно входит в резонатор или подсоединяется к нему посредством элемента связи.

При создании и конструировании РИП с микрозондовыми структурами должен быть выполнен ряд требований.

При исследовании электрофизических характеристик материалов, сред и объектов для зондирования используется электрическая составляющая электромагнитного поля, создаваемого зондом в области исследуемого образца. Соответственно, зонд представляет собой структуру, формирующую соответствующую конфигурацию электрического поля. Для эффективного формирования требуемой конфигурации электрического поля необходимо учитывать характер взаимодействия зондовой структуры с составляющими электромагнитного поля резонатора. При этом конструкция и технология изготовления резонатора должны обеспечивать его максимальную собственную добротность при возбуждении на виде колебаний, подходящем для сопряжения с микрозондовой структурой.

Аналогичные требования должны выполняться при использовании зондов, формирующих требуемую конфигурацию магнитной составляющей электромагнитного поля при необходимости исследования магнитных характеристик.

Датчики, использующие в качестве первичного преобразователя резонансный измерительный преобразователь, позволяют связать изменение их резонансной частоты и добротности с изменениями, соответственно, неровности поверхности, диэлектрической проницаемости и тангенса диэлектрических потерь исследуемого объекта. Формирование информационных сигналов в такой системе производится на основе анализа измеренных значений изменений резонансной частоты и добротности РИП. При этом чем выше добротность РИП, тем точнее измеряются изменения резонансной частоты и выше чувствительность к вносимым потерям.

Максимальные значения собственной добротности обычно достигаются с помощью объемных СВЧ резонаторов ($\sim 10^3 \dots 10^4$ в зависимости от вида колебаний и используемого материала).

Необходимо учитывать, что приведенные значения величин добротностей не учитывают особенности реальных конструкций и технологии изготовления резонаторов, которые приводят к росту потерь и, соответственно, к снижению добротности по сравнению с идеальным случаем за счет неизбежного присутствия стыковых соединений, шероховатости (неидеальной гладкости) рабочих поверхностей, наличия микродефек-

тов в реальных рабочих поверхностях. Реальные практические значения добротностей могут отличаться от оценочных в два-три раза даже при высоком качестве изготовления резонаторов.

Поскольку в СММ наиболее эффективной конструкцией зонда, непосредственно взаимодействующей с исследуемым объектом, является коаксиальная, то возникает необходимость анализа и построения такой резонаторной части РИП, которая сопрягается по структуре поля с коаксиальным микрозондом.

РЕЗОНАТОРНЫЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ С МИКРОЗОНДАМИ

Функционально РИП для СММ можно представить в виде следующих элементов: резонатора, элементов связи резонатора с измерительной схемой, отрезка линии, имеющей с одной стороны элемент связи с резонатором, а с другой — зондовую структуру для формирования требуемого распределения поля, взаимодействующего с локальным участком исследуемого объекта. Соответственно характеристики РИП в целом будут определяться параметрами и конструкцией его элементов, а также методами сопряжения и согласования их друг с другом.

Рабочая добротность РИП, главным образом, будет зависеть от добротности резонатора.

В резонаторе, который используется в качестве измерительного преобразователя в СММ, должны быть предусмотрены элементы связи для включения в измерительную схему, а также устройство или элемент связи с микрозондовой структурой. За счет этого потери в резонаторе возрастают и добротность его будет уменьшаться:

$$Q_n = \frac{Q_0}{1 + \sum_i \beta_i}, \quad (1)$$

где Q_n — нагруженная добротность резонатора;

$\beta_i = \frac{\overline{P_{\text{вн}i}}}{P_p}$ — величина коэффициента связи;

$\overline{P_{\text{вн}i}}$ — средняя мощность потерь в соответствующем элементе связи или мощность, излучаемая из резонатора через соответствующий элемент связи при выключенном источнике сигнала; P_p — средняя мощность потерь собственно в резонаторе.

Поскольку величина добротности РИП в СММ определяет чувствительность измерений электрофизических параметров, необходимо обеспечивать ее максимальное значение, т. е. коэффициенты связи должны быть минимальными. С другой стороны, для работы измерительной схемы и эффективного взаимодействия поля микрозондовой структуры с исследуемым объектом величина связи должна быть достаточной для надежного функционирования всей измерительной системы СММ. Кроме того, конструкция элементов связи должна быть технологичной

и достаточно просто сопрягаться с устройствами СВЧ части измерительной схемы.

Таким образом, требования к элементам связи разделяются на две группы.

Первый набор требований определяется условиями работы зондирующей структуры, второй – условиями работы системы формирования измерительного СВЧ сигнала.

Зондовая структура, как правило, представляет собой отрезок коаксиальной линии, с одной стороны которой расположен выступающий заостренный внутренний проводник линии, используемый как зонд, а с другой – элемент связи с резонатором в виде штыря или петли. В ряде случаев в зонд за счет плавного перехода трансформируется собственная структура резонаторного преобразователя (например, в коаксиальных резонаторных преобразователях [1-3, 5-7]). Это устройство должно обеспечивать эффективное взаимодействие поля, излучаемого из резонатора, с исследуемым объектом и прием отраженных и (или) переизлученных объектом волн. Микрозондовая структура при этом должна быть взаимным устройством с достаточно большим (~ 1) значением коэффициента связи с резонатором. Величина коэффициента связи обычно механически регулируется степенью погружения петлевого или штыревого элемента связи в резонаторный объем. Соответственно, при таких значениях коэффициента связи нагруженная добротность РИП будет уменьшаться почти в два раза по сравнению с собственным значением (1) только за счет микрозондового устройства.

Основным условием работы системы формирования измерительного СВЧ сигнала является получение на СВЧ детекторе значения сигнала, достаточного для последующей обработки.

Влияние РИП на величину сигнала на детекторе будет определяться коэффициентом передачи.

С уменьшением коэффициентов связи при проходном включении растет переходное затухание РИП, а при отражательном включении оптимальным является режим работы с $\beta = 1$, когда амплитуда сигнала, отраженного от резонатора, будет минимальной.

Уменьшение сигнала при увеличении переходного затухания за счет уменьшения коэффициентов связи при проходном включении можно скомпенсировать дополнительным его усилением после детектора, однако это будет вести к уменьшению отношения сигнал/шум или необходимости применения дополнительных схем модуляционной обработки сигналов.

Таким образом, выбор приемлемых для работы системы формирования измерительных СВЧ сигналов значений коэффициентов связи приводит к дополнительному уменьшению значения нагруженной добротности РИП. Общее уменьшение добротности РИП по сравнению с собственным значением добротности резонатора будет примерно в три раза (1).

Следующая группа требований к конструкции коэффициентов связи определяется предполагаемыми к разработке техническими характеристиками измерительной системы и РИП. При использовании широкодиапазонной по частоте измерительной системы и РИП, работающих на различных резонансных частотах, расположенных в широком диапазоне частот, преимущественным является использование коаксиальных элементов связи с измерительной системой, которые обладают лучшими диапазонными свойствами. При работе с однорезонансными РИП лучше использовать волноводные элементы связи, которые обладают меньшими потерями, проще конструктивно и более технологичны.

Таким образом, анализ и исследования необходимо проводить для составных конструкций РИП, включающих резонаторную часть, зондовую структуру, элементы связи с измерительной схемой.

Задачами анализа являются:

- определение условий обеспечения максимальной добротности РИП;
- оценка влияния конструктивных параметров элементов связи на передаточную функцию и добротность РИП;
- оценка влияния параметров объекта исследования на характеристики составных РИП;
- изменения характеристик составных РИП в зависимости от конструкции и геометрии микрозондовой структуры.

Результаты анализа позволят определиться с набором возможных вариантов построения РИП и их составных частей.

С учетом использования коаксиальной микрозондовой структуры для анализа были выбраны следующие типы РИП:

- на основе резонаторов на типах колебаний E_{01n} ;
- на основе конического четвертьволнового резонатора;
- на основе призматических прямоугольных резонаторов на видах колебаний H_{10n} ;
- на основе цилиндрического резонатора на виде колебаний H_{011} ;
- на основе нерегулярных структур.

РИП, в котором наиболее просто осуществляется сопряжение резонаторной части с коаксиальной структурой микрозонда, представляет собой конструкцию на основе цилиндрического резонатора, возбуждаемого на осесимметричных типах колебаний E_{01n} [11].

Типовая конструкция и внешний вид такого РИП приведены на рис. 1.

Колебания в резонаторе возбуждались с помощью проводящего штыря, проходящего через прямоугольный волновод сечением $7,2 \times 3,4$ мм и через отверстие в общей стенке волновода и цилиндрического резонатора. Перемещением штыря можно было менять величину связи с резонатором. В резонаторе возбуждались колебания типа E_{01n} . С помощью сменных корпусов

можно было обеспечивать возбуждение в резонаторе колебаний типа E_{011} , E_{012} и E_{013} .

Проведенные исследования показывают, что характеристики РИП данного вида сильно зависят от положения настроечного элемента, искажающего передаточную функцию, а при изменении рабочей частоты в результате взаимодействия с исследуемым объектом могут происходить принципиальные изменения ее вида. К тому же реализация высокооборотных колебаний вида E_{01n} на практике довольно затруднительна ввиду наличия продольных поверхностных токов, пересекающих стыковые соединения.

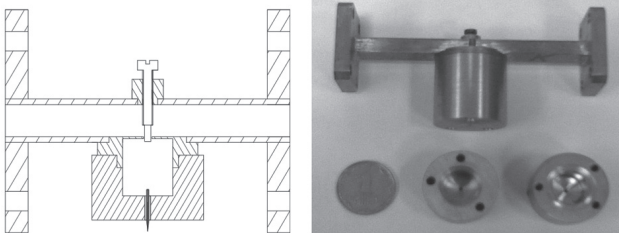


Рис. 1. Типовая конструкция и внешний вид РИП на основе цилиндрического резонатора, возбуждаемого на типе колебаний E_{01n}

При экспериментальных исследованиях образцов были получены следующие результаты:

- при смене корпусов резонаторов и возбуждении их на типах колебаний E_{011} , E_{012} и E_{013} изменение резонансной частоты не превышает нескольких десятков МГц при среднем значении ~ 36 ГГц;
- добротность резонаторов растет с ростом количества полувольт по высоте резонатора (E_{01n} , $n = 1, 2, 3$) от 300 до 1000;
- коэффициенты связи резонатора по входу и выходу составляют величины порядка 0,6...0,8;
- добротность РИП сильно зависит от степени включения зондовой структуры.

Нагруженная добротность подобного РИП 3-сантиметрового диапазона даже без зондовой структуры оказалась невысокой ($Q_n \sim 134$) по сравнению с теоретическими оценками даже с учетом влияния элементов связи ($Q_{нт} \sim Q_{0т}/3 \approx 3,47 \cdot 10^3$). Факторами, повлиявшими на уменьшение значения добротности, можно считать более высокое значение удельного сопротивления материала резонатора (латунь) и недостаточно качественную полировку рабочих поверхностей, а также наличие потерь в месте контакта корпуса резонатора с крышкой-диафрагмой.

Для отработки возможности создания универсального РИП с зондовой структурой, возбуждаемого на большом количестве резонансных частот, лежащих в широком частотном диапазоне, исследовался РИП на основе конического четвертьволнового резонатора [3, 6], конструкция и внешний вид которого приведены на рис. 2.

Особенностью конструкции РИП в данном случае является использование коаксиального резонатора, возбуждаемого волной ТЕМ

типа. Переход к зонду осуществляется плавной трансформацией коаксиальной структуры резонатора в коаксиальную зондовую структуру. Достоинством такого РИП является возможность получения резонансов на различных частотах в широком диапазоне рабочих частот (при электрических длинах коаксиальной структуры, кратных нечетному числу четвертей длин волн). Например, при длине резонатора ~ 83 мм резонансы будут наблюдаться на частотах: $\sim 0,904$ ($L = \lambda/4$); $\sim 2,71$ ($L = 3 \cdot \lambda/4$); $\sim 4,52$ ($L = 5 \cdot \lambda/4$); $\sim 6,325$ ($L = 7 \cdot \lambda/4$); $\sim 8,132$ ($L = 9 \cdot \lambda/4$); $\sim 9,94$ ($L = 11 \cdot \lambda/4$); $\sim 11,75$ ($L = 13 \cdot \lambda/4$); $\sim 13,55$ ($L = 15 \cdot \lambda/4$); $\sim 15,36$ ($L = 17 \cdot \lambda/4$) ГГц и т. д.

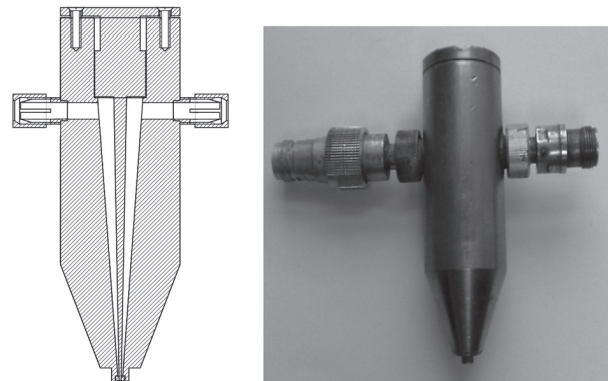


Рис. 2. РИП на основе конического четвертьволнового резонатора

К недостаткам такого резонатора можно отнести невысокие значения добротности по сравнению с объемными цилиндрическими и даже призматическими резонаторами, а также необходимость учета частотной дисперсии характеристик элементов связи при большом разбросе значений рабочих резонансных частот.

АЧХ экспериментального макета РИП на основе конического четвертьволнового резонатора приведена на рис. 3.

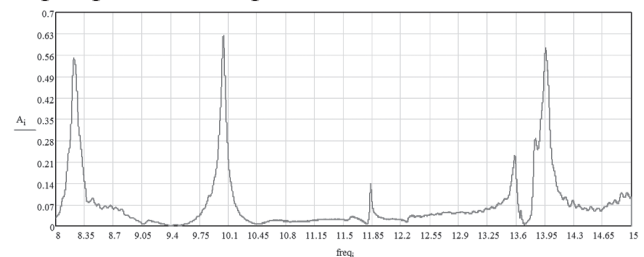


Рис. 3. АЧХ РИП на основе конического четвертьволнового резонатора в диапазоне частот 8...15 ГГц

В табл. 1 приведены теоретические оценки значений добротности для медных призматических прямоугольных резонаторов, возбуждаемых на типах колебаний H_{10n} .

Данные таблицы показывают, что максимальные значения добротности имеют кубические резонаторы, но резонаторы на основе отрезков стандартных прямоугольных волноводов также позволяют обеспечить их высокие значения. Достоинством таких резонаторов является

простота изготовления и сопряжения с волноводными линиями передачи. Использование прямоугольных волноводов и работа на низшем основном типе волны позволяют, к тому же, обеспечить одномодовый режим в рабочем диапазоне частот.

Таблица 1

Параметры объемных призматических резонаторов

F_0 , ГГц	Тип колебаний	Размеры, мм	Q_0
10	H_{101}	$a = b = L = 21$	$\sim 1,61 \cdot 10^4$
	H_{101}	$a = 23, b = 10, L = 20$	$\sim 5,41 \cdot 10^3$
	H_{103}	$a = 23, b = 10, L = 60$	$\sim 6,027 \cdot 10^3$
36	H_{101}	$a = b = L = 16,4$	$\sim 8,485 \cdot 10^3$
	H_{101}	$a = 7,2, b = 3,4, L = 5$	$\sim 3,605 \cdot 10^3$
	H_{105}	$a = 7,2, b = 3,4, L = 25$	$\sim 4,138 \cdot 10^3$

Типовое распределение электрического поля и внешний вид РИП на основе прямоугольных волноводов показаны на рис. 4 [12, 13].

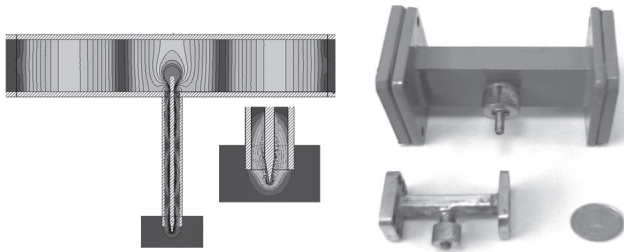


Рис. 4. Распределение полей и внешний вид РИП на основе отрезков прямоугольных волноводов

На экспериментальных образцах РИП на основе регулярных волноводных структур (рис. 4) были получены добротности $\sim 1,7 \cdot 10^3$ на частоте 9,89 ГГц и типе колебаний H_{103} , $\sim 2,7 \cdot 10^3$ на частоте 35,88 ГГц на типе колебаний H_{107} . Полученные значения добротности естественно ниже, чем даваемые теоретическими оценками и модельными экспериментами, но они значительно выше получаемых для РИП на E_{01n} видах колебаний и РИП на основе четвертьволнового коаксиального резонатора.

Результаты анализа влияния электрофизических параметров исследуемого объекта на f_p и Q РИП показаны на рис. 5.

Из графиков (рис. 5) следует, что РИП на основе резонатора на отрезке прямоугольного волновода при оптимальном выполнении его элементов позволяет эффективно фиксировать значения электрофизических параметров исследуемых объектов в широком диапазоне их изменения.

Несмотря на большое разнообразие резонансных элементов, используемых в РИП СММ, максимальное значение добротности может быть достигнуто в цилиндрических резонаторах, возбуждаемых на видах колебаний H_{01n} . Оценочное значение добротности для таких резонаторов достигает значений 10^4 и более. Даже при подключении к такому резонатору элементов связи

и зондовой структуры величина добротности такого РИП должна быть достаточно большой.

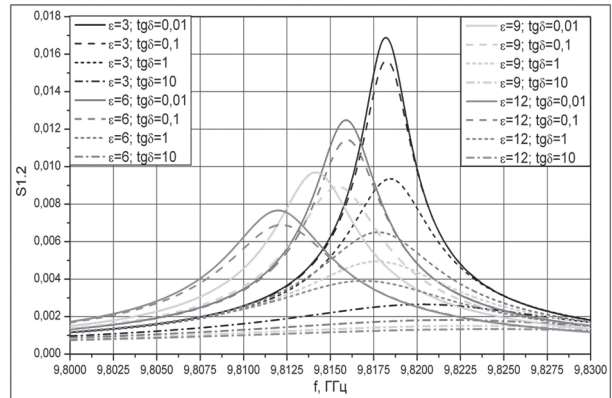


Рис. 5. Влияние электрофизических параметров объекта на Q и f_p РИП

В этой связи представляется целесообразным проведение анализа элементов и структуры РИП на основе цилиндрического резонатора на типе колебаний H_{011} [14]. Конструкция и внешний вид такого РИП представлены на рис. 6.

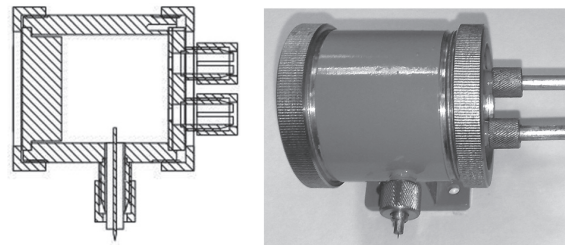


Рис. 6. РИП на основе цилиндрического резонатора, возбуждаемого на типе колебаний H_{011}

Результаты расчетов, проведенных для цилиндрических медных резонаторов, возбужденных на виде колебаний H_{011} , приведены в табл. 2.

Таблица 2

Значения f_p и Q (тип колебаний H_{011})

Заполнение	Размеры, мм	f_p , ГГц	Q_0
Вакуум (воздух)	$d = h = 39,55$	10,10	$\sim 3 \cdot 10^4$
Фторопласт	$d = h = 26,5$	10,66	$\sim 4 \cdot 10^3$

Расчет для резонатора, заполненного диэлектриком, производился с целью выяснения возможности уменьшения габаритов РИП при сохранении высокой добротности. Полученные результаты показывают, что даже в случае применения в качестве заполнителя фторопласта с $tg \delta \sim 10^{-3}$ добротность существенно уменьшается за счет потерь в диэлектрике. Добротность такого резонатора становится сравнимой с добротностью резонаторов на основе отрезков волноводов, которые в конструктивном и технологическом плане значительно проще. При использовании диэлектрика с меньшими потерями добротность удастся увеличить, но такие диэлектрики менее технологичны.

Рабочая добротность резонатора за счет элементов связи снижается (1) и требует оптимизированного подбора величины связи с учетом

требований измерительной системы и сохранения в то же время достаточно высокого значения добротности для обеспечения высокой чувствительности РИП в целом.

Распределение поля в апертурной части зондовой структуры также существенно зависит от геометрии выступающего центрального проводника. Заострение приводит к большей степени локализации поля в апертуре зондовой структуры РИП. Изменение величины потерь в образце ведет к заметному изменению добротности РИП, а наличие зазора – к локализации поля и ослаблению взаимодействия с образцом.

На рис. 7 приведены распределения полей в апертурной части зондовой структуры РИП при наличии образца ($\operatorname{tg} \delta = 0,01$; $\epsilon = 12$) и наличии и отсутствии зазора между коническим зондом и образцом.

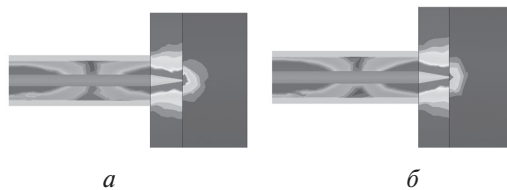


Рис. 7. Распределение поля в апертурной части зондовой структуры РИП при наличии образца ($\operatorname{tg} \delta = 0,01$; $\epsilon = 12$): *a* – без зазора, *б* – зазор 1 мкм

При экспериментальном исследовании РИП, изготовленного из латуни, конструкция и внешний вид которого показаны на рис. 6, на частоте 9,9955 ГГц была получена добротность $\sim 9,52 \cdot 10^3$.

Таким образом, исследования показывают, что РИП на основе цилиндрического резонатора, возбуждаемого на типе колебаний H_{011} , позволяет обеспечить высокую исходную добротность РИП в целом и, соответственно, повысить чувствительность измерений.

В коаксиальной линии при определенных соотношениях диаметров внутреннего и внешнего проводников возможно возникновение высших типов волн, в том числе и волны типа H_{01} . Обычно высшие типы волн в линиях считаются нежелательным фактором, и от них, как правило, стараются избавляться. Однако волну H_{01} -типа можно использовать для создания высокодобротного коаксиального резонатора, а наличие у такого резонатора центрального проводника позволит достаточно просто осуществить его сопряжение с коаксиальной микрозондовой структурой [15]. К недостаткам такой конструкции можно отнести необходимость принятия мер по снятию вырождения типов колебаний H_{01n} и E_{11n} , которые, к тому же, не являются низшими, а также сложности в обеспечении конструктивной жесткости тонкого центрального проводника, переходящего в зондовую структуру.

В то же время в конструкции коаксиального конического четвертьволнового резонатора достаточно просто реализуются колебания на

волне ТЕМ типа и плавный переход от резонатора к зонду (см. рис. 8,а). Недостатком такой конструкции является низкая добротность четвертьволновых резонансов коаксиальной структуры, которые, как правило, даже для теоретических оценок не превышают нескольких тысяч, а на практике с учетом связей и потерь в соединениях могут быть и менее 10^3 .

Как показывает модельный эксперимент, в коническом коаксиальном резонаторе также возможно возбуждение колебаний отличных от ТЕМ, при увеличении отношения внутреннего диаметра внешнего экранного проводника к диаметру внутреннего (рис. 8, б). Добротность резонатора получается при этом в несколько раз большей, чем для колебаний волн ТЕМ типа. Вариацией угла раскрытия конуса, его длины и отношения соответствующих диаметров проводников можно обеспечить необходимое значение резонансной частоты [16-19].

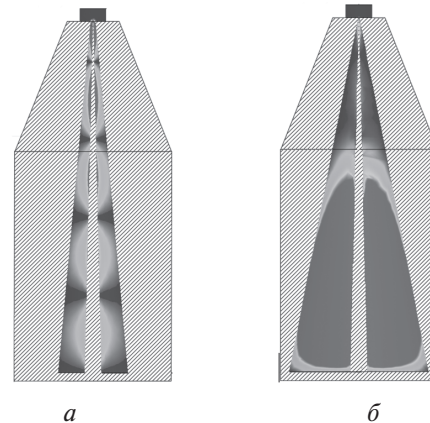


Рис. 8. Структуры полей при резонансах в конических коаксиальных резонаторах: *a* – четвертьволновый резонанс (ТЕМ, $L = 9\lambda/4$, $f_p = 8,32$ ГГц, $Q = 1,55 \cdot 10^3$); *б* – колебания H_{111} ($f_p = 7,85$ ГГц, $Q = 1,15 \cdot 10^4$)

Сравнение и анализ структуры электромагнитных полей в поперечном сечении зоны возбуждения конического РИП и одного из возможных высших типов волн в коаксиальной линии показывают, что высокодобротный резонансный отклик в коническом коаксиальном РИП можно идентифицировать с низшим типом колебаний H_{111} в цилиндрическом резонаторе.

Изменением размеров и геометрии можно добиться возбуждения и других типов высокодобротных колебаний. В этом случае могут быть получены значения добротностей и резонансных частот выше, чем для типа колебаний квази- H_{111} .

Обеспечение работы рассматриваемых резонансных нерегулярных структур на избранном типе колебаний довольно сложная электродинамическая и техническая задача, поскольку такая структура обладает многомодовостью и может возбуждаться на различных типах колебаний в рабочем диапазоне частот. При этом могут возбуждаться как резонансы n -четвертьволнового коаксиального резонатора, так и резонансы на высших типах колебаний.

Количество возможных резонансов в рассматриваемой структуре может быть сокращено за счет выбора конструкции и места подключения элементов связи, предназначенных для возбуждения выбранного резонанса.

При выборе в качестве устройств связи коаксиальных линий, подключаемых к исследуемой структуре через торцевую стенку, и ориентации петель связи с учетом конфигурации полей необходимого вида колебаний АЧХ такого РИП будет выглядеть так, как показано на рис. 9. Видно, что в рабочем диапазоне осталось только три высокочастотных резонанса.

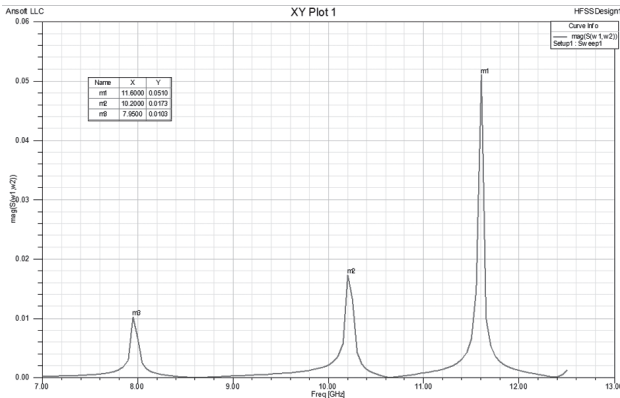


Рис. 9. АЧХ РИП на основе нерегулярной коаксиальной структуры

Экспериментальная проверка результатов численного моделирования проводилась с помощью макета РИП, внешний вид которого приведен на рис. 10.

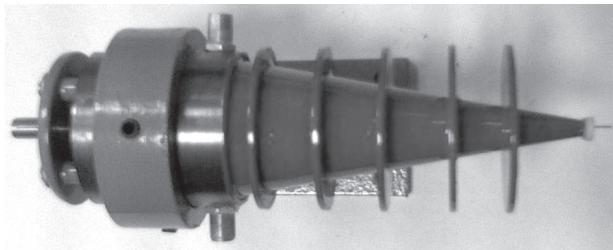


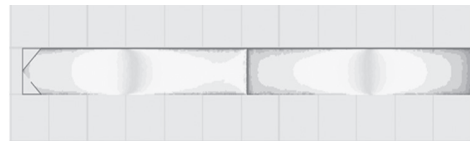
Рис. 10. Внешний вид экспериментального макета РИП на основе нерегулярной коаксиальной структуры

Для РИП с центральным коаксиальным проводником был зафиксирован резонанс на частоте 9,98 ГГц с добротностью $\sim 1,3 \cdot 10^3$, для РИП без коаксиального проводника был получен резонанс на частоте 9,5 ГГц с добротностью $\sim 4 \cdot 10^3$. Поскольку изменение параметров внешней среды в первом случае приводит к изменению частоты и добротности, а во втором – нет, можно утверждать, что в первом случае мы имеем резонанс волны ТЕМ четвертьволнового коаксиального резонатора, а во втором – резонанс волны высшего типа. Связь высокочастотного типа резонанса с зондовой частью обеспечивается путем размещения аксиального проводника в запрещенном участке конуса.

Таким образом, нерегулярные коаксиальные структуры, возбуждаемые на высших типах

колебаний, могут быть с успехом применены для создания высокочастотных РИП с достаточно далеко разнесенными резонансами. Однако их реализация связана с преодолением ряда трудностей, а именно: аналитический расчет таких систем затруднен, следовательно, определение конкретных геометрических размеров конструкций под заданное значение частоты будет осуществляться перебором модельных систем и последующей экспериментальной подгонкой; технология получения качественных конических поверхностей и соосного высокочастотного сопряжения двух конусов (внутреннего проводника и внешнего) сложна и требует разработки специальных технологических оснасток. Поэтому использование такого типа РИП обосновано только в том случае, если невозможно решение задачи другими способами или есть отлаженная технология изготовления таких устройств.

Еще одним вариантом реализации РИП для локальной диагностики является использование планарных (полосковых и микрополосковых) структур [20, 21]. В этом случае резонансные свойства обеспечиваются либо полуволновыми, либо кольцевыми резонансными элементами, а локализация поля – заострением одного из концов полуволнового полоскового резонатора либо подсоединением отдельных отрезков полосковых линий с зондовым заострением (рис. 11).



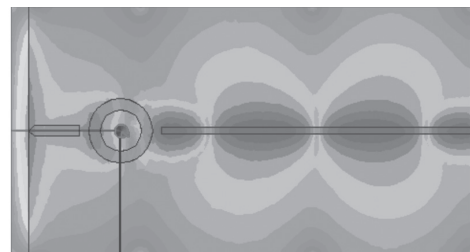
а



б



в



г

Рис. 11. Топологии и распределение электрических полей в РИП на основе полосковых структур: а – полуволновый отрезок линии с заострением, б – полуволновый отрезок линии в виде нерегулярной структуры, в – полуволновый отрезок линии с заострением и наконечником, г – кольцевой резонатор с подсоединенным отрезком линии с заострением

Модельный эксперимент показал, что РИП на полуволновых отрезках линий сохраняют свои резонансные свойства, несмотря на введение в их топологию заостренных элементов. При этом на заострении наблюдается повышенная напряженность поля, особенно в случае нерегулярной структуры (рис. 11, в). В то же время добротность таких РИП невысока (всего несколько десятков).

Для РИП на основе кольцевого резонатора (рис. 11, з) выявлена возможность получения более высоких значений добротности (рис. 12). Из приведенных графиков амплитудно-частотных характеристик коэффициентов отражения при различных значениях величин $\text{tg}\delta$ образцов с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon \sim 7$, помещаемых в области острия зонда, видно, что в диапазоне частот 7...11 ГГц наблюдается три резонансных отклика рассматриваемого РИП. При этом для всех резонансных откликов наблюдается сильная зависимость их формы от $\text{tg}\delta$ образцов вблизи острия, что свидетельствует о возможности использования преобразователей такого типа для диагностики различных материалов и объектов. Наиболее высокая чувствительность к изменению величины потерь в образце проявляется на частотах 7,64 ГГц и 10,11 ГГц.

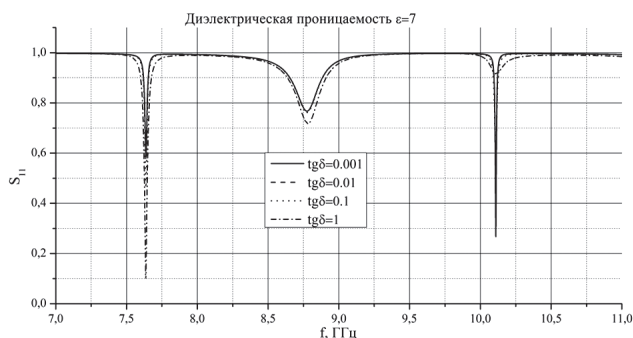


Рис. 12. АЧХ коэффициента отражения РИП на основе кольцевого резонатора стоячей волны в полосе частот 7...11 ГГц

Варьирование величины диэлектрической проницаемости образца в пределах 1...12 показывает рост чувствительности рассматриваемого РИП к величине потерь в образце с увеличением ε .

При успешной реализации РИП на основе полосковых и микрополосковых структур, создаваемых с помощью планарных технологий, которые достаточно хорошо отработаны при изготовлении микро- и наноразмерных элементов современной микроэлектроники, открываются возможности построения интегральных устройств формирования информационных сигналов СММ, включающих в себя как первичный преобразователь (сенсор), так и систему формирования и предварительной обработки сигналов, а также разработки такой конструкции микрозонда, которую можно использовать одновременно и для атомно-силовой и туннельной микроскопии.

ВЫВОДЫ

На основании анализа результатов проведенных численно-аналитических и экспериментальных исследований образцов РИП можно сделать следующие выводы:

- наиболее практичными конструкциями РИП с точки зрения их технологичности и достаточно высокой добротности (до $(1...3) \cdot 10^3$) представляются конструкции измерительных преобразователей на основе призматических резонаторов (отрезков прямоугольных волноводов), возбуждаемых на типах колебаний H_{10n} ;

- при необходимости создания РИП с исходными добротностями порядка 10^4 представляется целесообразным использование в качестве основы РИП цилиндрических резонаторов, возбуждаемых на типах колебаний H_{01n} , несмотря на более сложную их конструкцию по сравнению с РИП на призматических резонаторах;

- представляется перспективным продолжение исследований возможностей реализации РИП на основе нерегулярных коаксиальных структур, возбуждаемых на высших типах колебаний, которые, по предварительным оценкам, также могут обеспечить величины исходных добротностей РИП до 10^4 ;

- изменение топологии полуволновых резонансных отрезков микрополосковой линии не приводит к существенному изменению их резонансных свойств;

- РИП на основе кольцевых полосковых резонаторов стоячих волн позволяют повысить добротность более чем на порядок по сравнению с полуволновыми резонаторами;

- АЧХ РИП на основе полосковых резонансных структур обладают чувствительностью к изменениям параметров объектов, располагаемых вблизи зондов, что может быть использовано для диагностики.

Литература

- [1] Wei T. Scanning tip microwave near-field microscope / T. Wei, X.D. Xiang, W.G. Wallace-Freedman, P.G. Schultz // Applied Physics Letters. – 1996. – Vol. 68, N 24, pp. 3506-3508.
- [2] Gao C. High spatial resolution quantitative microwave impedance microscopy by scanning tip microwave near-field microscope / C. Gao, T. Wei, F. Duewer, Y. Lu, X.D. Xiang // Applied Physics Letters. – 1997. – Vol. 71, N 13, pp. 1872-1874.
- [3] Інтелектуальні вимірювальні системи на основі мікроелектронних датчиків нового покоління / Я. І. Лепіх, Ю. О. Гордієнко, С. В. Дзядевич та ін.; за ред. Я. І. Лепіха. – Одеса: Астропринт, 2011. – 352 с.
- [4] Лисовский, В.В. Теория и практика высокочастотного контроля влажности сельскохозяйственных материалов / В.В. Лисовский. – Минск: УОБГАТУ, 2005. – 292 с.
- [5] Chen, L.F. Microwave Electronics: Measurement and Materials Characterization / L.F. Chen, C.K. Ong, C.P. Neo, V.V. Varadan, V.k. Varadan – John Willy & Sons, Ltd, 2004. – 537 p.

- [6] Створення мікроелектронних датчиків нового покоління для інтелектуальних систем: монографія / Я. І. Лепіх, Ю. О. Гордієнко, С. В. Дзядевич та ін.; за ред. Я. І. Лепіха. — Одеса : Астропринт, 2010. — 296 с.
- [7] Scanning Probe Microscopy: Electronic and Electromechanical Phenomena at the Nanoscale / Edited by S. Kalinin, A. Gruverman. — Springer Science Business Media, LLC, 2007. — 980 p.
- [8] *Nyfors E. G.* Cylindrical microwave resonator sensors for measuring materials under flow / E.G. Nyfors — Dissertation for degree of Doctor of Science in Technology. Helsinki University of Technology, 2000. — 181 p.
- [9] *Федюнин П.А.* Микроволновая термовлагодетрия / П.А. Федюнин, Д.А. Дмитриев, А.А. Воробьев, В.Н. Чернышов; под ред. П.А. Федюнина — М.: «Издательство Машиностроение-1», 2004. — 208 с.
- [10] *Слипченко Н.И.* Физические основы ближнеполевой СВЧ диагностики материалов и сред: дис. ... доктора физ.-мат. наук: 01.04.01 / Н.И. Слипченко; [Сумской государственный университет] — Сумы: 2008. — 351 с.
- [11] *Бондаренко И.Н.* Анализ характеристик резонаторного измерительного преобразователя для сканирующего микроволнового микроскопа / И.Н. Бондаренко, Ю.С. Васильев, А.М. Проказа // Материалы 21 Международной Крымской конф. «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии». — Севастополь, Украина, 2011. — С. 665-666.
- [12] *Бондаренко И.Н.* Резонаторные измерительные преобразователи на основе регулярных волноводов / И.Н. Бондаренко, Ю.С. Васильев, А.М. Проказа // Сб. научн. трудов 4 Международной научн. конф. «Функциональная база наноэлектроники». — Казивели, 2011, 30.09. — 3.10.2011. — С. 241-244.
- [13] *Бондаренко И.Н.* Измерительные преобразователи на основе резонансных волноводных регулярных структур / И.Н. Бондаренко, Ю.С. Васильев, А.М. Проказа, С.И. Троицкий // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. — 2011. — Вып. 167. — С. 129-134.
- [14] *Бондаренко И.Н.* Измерительный преобразователь на основе цилиндрического резонатора на виде колебаний H_{011} / И.Н. Бондаренко, Ю.С. Васильев, А.А. Камышан, С.И. Троицкий // Радиотехника и информатика, Харьков, 2011. — № 2. — С. 3-5.
- [15] *Бондаренко И.Н.* Коаксиальный резонаторный измерительный преобразователь на виде колебаний H_{01n} / И.Н. Бондаренко, Е.Е. Рострипа // Сб. научн. трудов 3 Международной научн. конф. «Функциональная компонентная база микро-, опто- и наноэлектроники». — Харьков-Казивели, 2010, 28.09.-2.10.2010. — С. 313-315.
- [16] *Бондаренко И.Н.* Высокодобротный резонаторный измерительный преобразователь на основе нерегулярной коаксиальной структуры / И.Н. Бондаренко, А.В. Галич // Сб. научн. трудов 4 Международной научн. конф. «Функциональная база наноэлектроники». — Казивели, 2011, 30.09.-3.10.2011. — С. 245-247.
- [17] *Бондаренко И.Н.* Высокодобротный коаксиальный нерегулярный резонаторный измерительный преобразователь / И.Н. Бондаренко, А.В. Галич // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. — 2012. — Вып. 168. — С. 108-112.
- [18] *Бондаренко И.Н.* Высокодобротные типы колебаний в нерегулярных гибридных структурах / И.Н. Бондаренко, А.В. Галич, С.И. Троицкий // Радиотехника и электроника, 2013. — Т. 4 (18), № 1. — С. 91-94.
- [19] *Bondarenko I.N.* High-Q modes in irregular hybrid structures / I.N. Bondarenko, A.V. Galich, S.I. Troitski // Telecommunications and Radio Engineering, vol. 72, 2013, N 19. — Pp. 1747-1753.
- [20] *Бондаренко И.Н.* Микрополосковые резонаторные измерительные преобразователи для сканирующей микроволновой микроскопии / И.Н. Бондаренко, А.В. Галич // Сб. научн. трудов 6 Международной научн. конф. «Функциональная база наноэлектроники». — Харьков-Крым, 2013, 30.09.-4.10.2013. — С. 86-89.
- [21] *Bondarenko I.N.* Microstrip resonant sensors for scanning microwave microscopy / I.N. Bondarenko, A.V. Galich // Proc. of the 12-th International Conference "Modern problems of radio engineering, telecommunications and computer science" (TCSET 2014), Ukraine. Lviv-Slavske, Feb. 25-March 1, 2014. — Pp. 145-147.



Поступила в редколлегию 28.05.2014

Бондаренко Игорь Николаевич, доктор физ.-мат. наук, доцент, заведующий кафедрой микроэлектроники, электронных приборов и устройств ХНУРЭ. Научные интересы: криогенная радиофизика, техника СВЧ, бесконтактные методы диагностики.

УДК 621.385.6

Резонаторні вимірювальні перетворювачі для локальної діагностики матеріалів і структур / І.М. Бондаренко // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2014. — Том 13. — № 2. — С. 150–158.

Проведено огляд і аналіз особливостей побудови, конструкцій і характеристик різних типів резонаторних вимірювальних перетворювачів, які призначені для локальної мікрохвильової діагностики матеріалів і малорозмірних планарних мікроелектронних структур. На основі модельних і реальних експериментальних досліджень оцінено можливості та перспективи практичного використання мікрохвильових резонаторних вимірювальних перетворювачів з зондовими структурами.

Ключові слова: мікрохвильовий, резонаторний, вимірювальний, перетворювач, діагностика, локальна, зонд.

Табл. 2. Іл. 12. Бібліогр.: 21 найм.

UDC 621.385.6

Cavity measuring converters for local diagnostics of materials and structures / I.N. Bondarenko // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2014. — Vol. 13. — № 2. — P. 150–158.

A review and analysis of peculiarities of building, structures and characteristics of different types of cavity measuring converters intended for local microwave diagnostics of materials and small planar microelectronic structures are carried out. On the basis of model and real experimental studies possibilities and prospects of practical use of microwave cavity measuring converters with probe structures are assessed.

Keywords: microwave, resonator, measuring, converter, diagnostics, local, probe.

Tab. 2. Fig. 12. Ref.: 21 items.

ФОРМИРОВАНИЕ И ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ

УДК 621.396.965:621.391.26

ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНОЙ РАЗРЯДНОСТИ ФАЗОВРАЩАТЕЛЕЙ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОБРАБОТКИ

А.В. СЕМЕНЯКА, В.П. РЯБУХА, Д.С. РАЧКОВ, Д.В. АТАМАНСКИЙ

Разрабатывается методика оценки влияния конечной разрядности дискретных фазовращателей плоской прямоугольной фазированной антенной решетки (ФАР) на эффективность пространственной обработки сигналов на фоне собственных шумов каналов приема и внешних независимых точечных источников шумовых излучений, расположенных в дальней зоне ФАР. Показано, что потери в отношении сигнал/(помеха + шум), вызванные переходом от фазовращателей с непрерывным изменением фазы излучателей к дискретному, уже при малой разрядности практически не существенны.

Ключевые слова: пространственная обработка, корреляционная матрица, дискретный фазовращатель.

ВВЕДЕНИЕ

Требуемое фазовое распределение в элементах фазированных антенных решеток (ФАР) устанавливается фазовращателями с непрерывным и дискретным изменением фазы. Последние предпочтительнее из-за их надежности и устойчивости к различным дестабилизирующим факторам.

При использовании дискретных фазовращателей появляются фазовые ошибки, влияющие на основные характеристики антенных систем (коэффициент направленного действия, уровень боковых лепестков и др.). Этому вопросу уделено большое внимание в учебной и справочной литературе [1–5].

В задачах пространственной обработки сигналов на фоне помех важны статистические характеристики обнаружения (условные вероятности ложной тревоги и правильного обнаружения) на фоне помех. В широком классе гауссовых помех с априори неизвестными параметрами и когерентных гауссовых сигналов они определяются отношением сигнал/(помеха + шум) (ОСПШ) на выходе адаптивного фильтра.

Цель данной статьи – оценить влияние конечной разрядности дискретных фазовращателей плоской прямоугольной ФАР на энергетические показатели системы пространственной обработки сигналов на фоне смеси собственных шумов приемника и внешних независимых шумовых излучений (ШИ) точечных источников помех.

Полагается, что плоская прямоугольная ФАР со строчно-столбцевым управлением состоит из идентичных эквидистантно (на расстоянии d) расположенных $N \times M$ излучателей (элементов).

АФР И ДН ПЛОСКОЙ ФАР С ДИСКРЕТНЫМИ ФАЗОВРАЩАТЕЛЯМИ

А. Амплитудно-фазовое распределение (АФР) на апертуре плоской ФАР, обеспечивающее отклонение главного луча в азимутальном (β) и угломестном (ε) направлении $\alpha = \{\beta, \varepsilon\}$, известно [1] и в антенных системах со строчно-столбцевым управлением элементов при отсчете фазы от ее центра может быть компактно записано в виде

$$\mathbf{x}(\alpha) = \mathbf{x}_M^{\sim}(\alpha) \otimes \mathbf{x}_N(\alpha),$$

$$\mathbf{x}_M^{\sim}(\alpha) = \left\{ e^{j \cdot \varphi_q^{(s)}(\alpha)} \right\}_{q=1}^M, \quad \mathbf{x}_N(\alpha) = \left\{ e^{j \cdot \varphi_p^{(c)}(\alpha)} \right\}_{p=1}^N, \quad (1a)$$

где

$$\varphi_q^{(s)}(\alpha) = \gamma_1(\alpha) \cdot \left[q - \frac{M+1}{2} \right], \quad \gamma_1(\alpha) = v \cdot \cos \varepsilon \cdot \sin \beta,$$

$$\varphi_p^{(c)}(\alpha) = \gamma_2(\alpha) \cdot \left[p - \frac{N+1}{2} \right], \quad \gamma_2(\alpha) = v \cdot \sin \varepsilon, \quad (1b)$$

$$v = 2 \cdot \pi \cdot d / \lambda, \quad p \in 1, N, \quad q \in 1, M$$

– требуемые фазы излучателей центральных строки и столбца ФАР, λ – длина волны. Здесь “ \sim ” и “ \otimes ” – символы комплексного сопряжения и кронекеровского перемножения (произведения) соответственно.

Чтобы главный луч диаграммы направленности (ДН) мог быть точно установлен в любое направление пространства, теоретически необходимо иметь возможность точно устанавливать соответствующие значения фаз в элементах (группах элементов) ФАР.

На рис. 1 показаны примеры двух непрерывных фазовых распределений (а) и соответствующие им ДН (б) $Z(\beta)$ линейной $M = 128$ -элементной антенны при $d/\lambda = 0.5$, ориентированные в направлениях $\alpha = \beta_1 = -1.1$ и $\alpha = \beta_2 = 2.8$, вы-

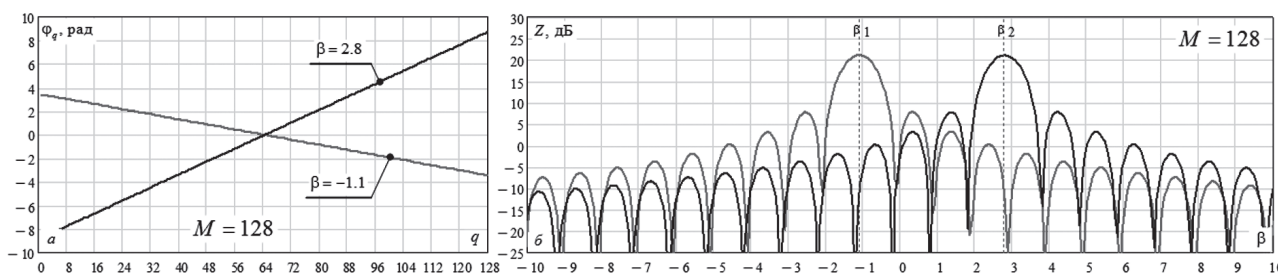


Рис. 1. Фазовое распределение и ДНА ($M = 128$)

раженных в долях ширины главного луча ДН по уровню первых нулей.

Видно, что сформированные ДН точно сориентированы в заданных направлениях.

Однако непрерывное управление фазой достаточно сложно реализовать практически. Кроме того, в этом случае точность установки требуемого фазового распределения может снижаться из-за «старения» материала, изменения температуры, флуктуаций управляющих токов, напряжений и пр. [1–4].

Б. В современных ФАР фаза фазовращателей меняется дискретно, что ослабляет указанные недостатки, но порождает ошибки установки луча в заданном направлении. Уровень ошибок зависит от величины дискрета фазы $\Delta\varphi = 2 \cdot \pi / 2^v$, где v – разрядность фазовращателя.

При дискретном управлении фазой в рассматриваемой плоской АР со строчно-столбцовым управлением «идеальное» фазовое распределение $\varphi_q^{(s)}(\alpha)$, $\varphi_p^{(c)}(\alpha)$ (16) заменяется округленным до ближайшего дискретного целого [2]

$$\begin{aligned} \tilde{\varphi}_q^{(s)}(\alpha) &= \Delta\varphi \cdot E \left[\frac{\varphi_q^{(s)}(\alpha)}{\Delta\varphi} \right], \quad q \in 1, M, \\ \tilde{\varphi}_p^{(c)}(\alpha) &= \Delta\varphi \cdot E \left[\frac{\varphi_p^{(c)}(\alpha)}{\Delta\varphi} \right], \quad p \in 1, N, \end{aligned} \quad (2a)$$

где $E[x]$ – операция округления до ближайшего целого.

Величина фазовой ошибки в этом случае не превышает половины дискрета фазирования ($\Delta\varphi(\alpha) = \varphi_q^{(s)}(\alpha) - \tilde{\varphi}_q^{(s)}(\alpha) \leq \Delta\varphi / 2$), а результирующий вектор (1а) преобразуется к виду

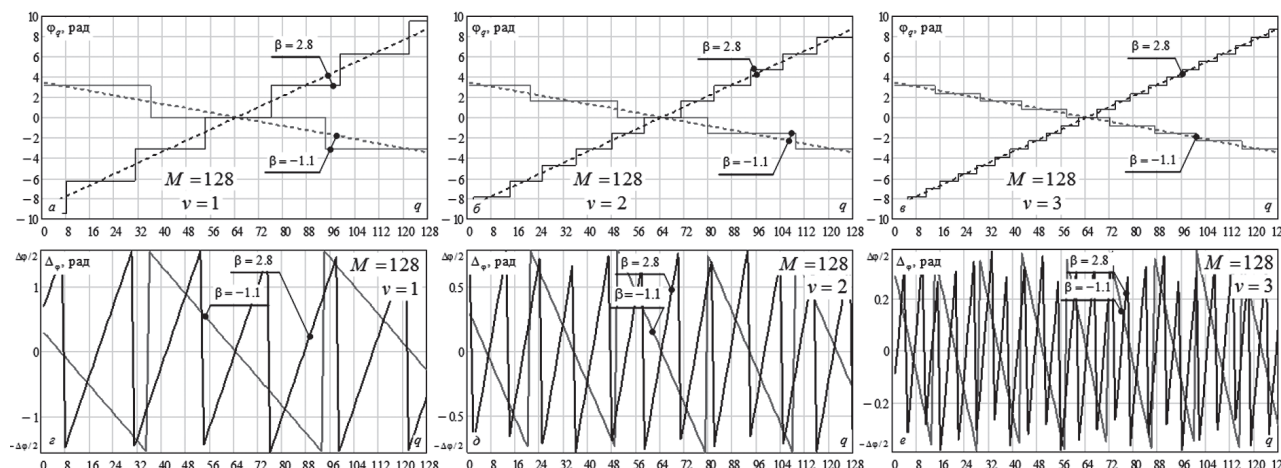


Рис. 2. Фазовое распределение и фазовые ошибки при дискретном фазировании

$$\tilde{\mathbf{x}}(\alpha) = \tilde{\mathbf{x}}_M(\alpha) \otimes \tilde{\mathbf{x}}_N(\alpha),$$

$$\tilde{\mathbf{x}}_M(\alpha) = \left\{ e^{j\tilde{\varphi}_q^{(s)}(\alpha)} \right\}_{q=1}^M, \quad \tilde{\mathbf{x}}_N(\alpha) = \left\{ e^{j\tilde{\varphi}_p^{(c)}(\alpha)} \right\}_{p=1}^N. \quad (2б)$$

На рис. 2 показаны дискретные и непрерывные фазовые распределения $\varphi_q^{(s)}(\alpha)$, $\tilde{\varphi}_q^{(s)}(\alpha)$ (a – β) и соответствующие фазовые ошибки $\Delta\varphi_q(\alpha)$ (ε – θ) при разрядности фазовращателей $v=1$ (a , ε), $v=2$ (δ , θ), $v=3$ (ϕ , θ).

Видно, что с ростом разрядности период изменения и уровень фазовых ошибок уменьшаются. За счет этого уменьшаются ошибки установки и формы (возникают дифракционные максимумы) ДН, о чем и свидетельствуют результаты рис. 3.

Сплошные кривые здесь соответствуют непрерывному, а штриховые – дискретному способу управления фазой с разрядностью $v=1$ (a), $v=2$ (δ), $v=3$ (ϕ). В приведенных условиях при разрядности $v=1$ ошибки достаточно велики, однако уже при $v=3$ они практически незначительны.

В. Следствием ошибок ДН являются энергетические (и статистические) потери эффективности обработки, в частности, в ОСПШ

$$\mu = \frac{|\tilde{\mathbf{r}}^* \cdot \mathbf{x}_S(\alpha_S)|^2}{\tilde{\mathbf{r}}^* \cdot \Phi \cdot \tilde{\mathbf{r}}} \quad (3a)$$

системы (фильтра) пространственной обработки с произвольной импульсной характеристикой (ИХ) $\tilde{\mathbf{r}}$.

Здесь Φ – корреляционная матрица (КМ) смеси собственных шумов и внешних ШИ, $\mathbf{x}_S(\alpha_S)$ – вектор комплексных амплитуд принятой когерентной пачки полезного сигнала цели

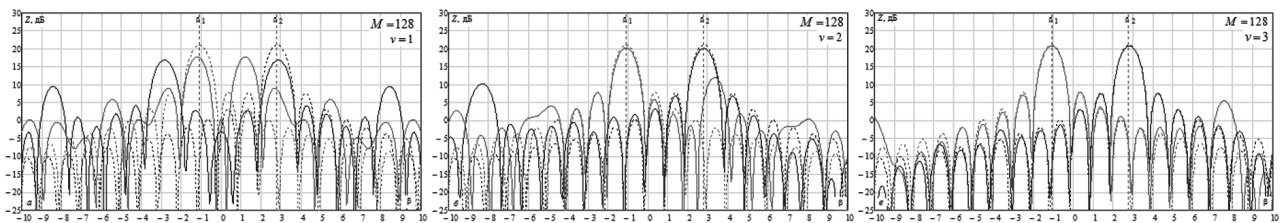


Рис. 3. ДНА ФАР ($M = 128$) при дискретном фазировании

с направления α_S , “*” – символ эрмитового сопряжения (комплексного сопряжения и транспонирования).

На рис. 4 показана зависимость максимального ОСПШ $\mu(\alpha_A) = \mu(\beta)$ на выходе фильтра с ИХ

$$\tilde{\mathbf{x}}(\alpha_A) = \Psi \cdot \tilde{\mathbf{x}}(\alpha_A), \quad \Psi = \Phi^{-1}, \quad \alpha_A = \alpha_S, \quad (36)$$

полученное в предельной ситуации точно известной КМ помехи, от направления β визирования ФАР с дискретным ($v=1, 2, 3, 4$) и непрерывным («cont») способом фазирования при действии ШИ точечных источников в направлении $J_1 = -2.48$ и $J_2 = 1.6$ с относительной интенсивностью (по отношению к собственным шумам) в суммарном канале $\eta = 30$ дБ. Для защиты используются $N_{aux} = 5$ компенсационных каналов с номерами [1, 27, 65, 92, 111].

Здесь в (36) $\tilde{\mathbf{x}}(\alpha_A)$ – опорный вектор ожидаемого полезного сигнала, из-за дискретности фазовращателей в общем случае отличающийся от вектора $\mathbf{x}_S(\alpha_S)$.

Видно, что с ростом разрядности фазовращателя потери ОСПШ (3а) уменьшаются и в данном примере уже при $v = 4$ не превышают 0.5 дБ.

В. Для двумерной плоской ФАР с модульным построением один фазовращатель одновременно управляет фазой $K \times L$ элементов, входящих в модуль. В этом случае управляется фазовое распределение $N_K \cdot M_L$ ($N_K = N / K$, $M_L = M / L$) модулей размера $K \times L$, а результирующее распределение (1б) модулей при непрерывном способе фазирования преобразуется к виду

$$\begin{aligned} \varphi m_q^{(s)}(\alpha) &= \gamma_1(\alpha) \cdot \left[q \cdot L - \frac{M+L}{2} \right], \quad q \in 1, M_L, \\ \varphi m_p^{(c)}(\alpha) &= \gamma_2(\alpha) \cdot \left[p \cdot K - \frac{N+K}{2} \right], \quad p \in 1, N_K. \end{aligned} \quad (4)$$

Аналогично (2а) фазовое распределение модулей с дискретным фазированием и результирующий вектор АФР преобразуются к виду

$$\tilde{\varphi} m_q^{(s)}(\alpha) = \Delta\varphi \cdot E \left[\frac{\varphi m_q^{(s)}(\alpha)}{\Delta\varphi} \right], \quad q \in 1, M_L, \quad (5a)$$

$$\tilde{\varphi} m_p^{(c)}(\alpha) = \Delta\varphi \cdot E \left[\frac{\varphi m_p^{(c)}(\alpha)}{\Delta\varphi} \right], \quad p \in 1, N_K,$$

$$\tilde{\mathbf{x}}_{MOD}(\alpha) = \tilde{\mathbf{x}}_{M_L}(\alpha) \otimes \tilde{\mathbf{x}}_{N_K}(\alpha),$$

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{x}}_{M_L}(\alpha) &= \left\{ e^{j \cdot \tilde{\varphi} m_q^{(s)}(\alpha)} \right\}_{q=1}^{M_L}, \\ \tilde{\mathbf{x}}_{N_K}(\alpha) &= \left\{ e^{j \cdot \tilde{\varphi} m_p^{(c)}(\alpha)} \right\}_{p=1}^{N_K}. \end{aligned} \quad (5b)$$

На рис. 5 показаны фазовые распределения $\varphi m_q^{(s)}(\alpha)$, $\tilde{\varphi} m_q^{(s)}(\alpha)$ и соответствующие ДН АР при объединении излучателей в модули размера $L = 4$ и разрядности фазовращателей $v=1$ (а, з), $v=2$ (б, д), $v=3$ (в, е) в условиях рис. 1.

В этом примере уже при разрядности $v=3$ отклонение соответствующей ДН от «идеальной», особенно в области главного луча, практически незначительно.

На рис. 6 показаны аналогичные приведенным на рис. 4 зависимости, но «модульной» ФАР с размером модуля $L = 4$.

Видно, что и в этом случае разрядность $v=3-4$ достаточна для того, чтобы можно было пренебречь энергетическими потерями обработки. Как показывают расчеты, для широкого класса ситуаций можно ограничиться разрядностью дискретных фазовращателей $v=3-5$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты пространственной обработки сигналов на фоне помех при конечной

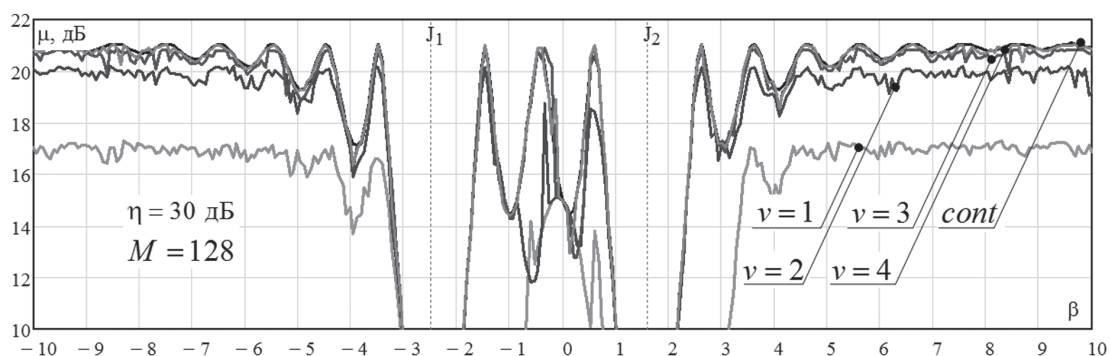


Рис. 4. ОСПШ на выходе адаптивной ФАР с дискретным фазированием

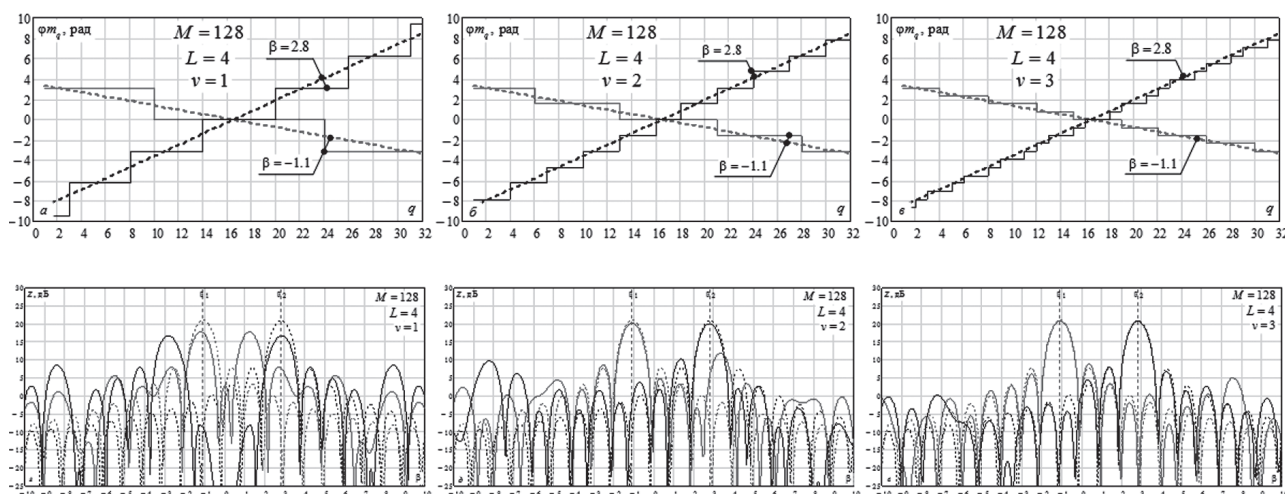


Рис. 5. Фазовое распределение и ДН антенны ($M = 128$) при дискретном фазировании

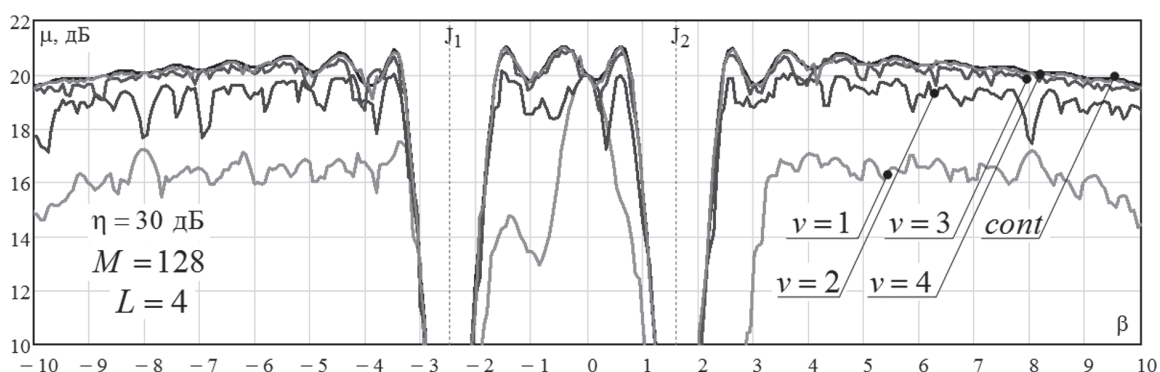


Рис. 6. ОСПШ на выходе «модульной» ФАР с дискретным фазированием

разрядности дискретных фазовращателей показывают, что при использовании $v = 4$ -разрядных фазовращателей потери предельного ОСПШ пренебрежимо малы.

Литература

- [1] Сколник М. Справочник по радиолокации / М. Сколник; пер. с англ. (в четырех томах) под общей ред. К.Н. Трофимова. – Том 2. Радиолокационные антенные устройства; под ред. П.И. Дудника. – М.: Советское радио, 1977. – 408 с.
- [2] Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ: учебник / Д.М. Сазонов. – М.: Высшая школа, 1988. – 432 с.
- [3] Шифрин Я.С. Антенны: Учеб. пособие / Я.С. Шифрин. – Харьков: ВИРТА ПВО, 1976. – 407 с.
- [4] Устройства СВЧ и антенны: учебник для вузов / Под ред. Д.И. Воскресенского. – М.: Радиотехника, 2006. – 376 с.
- [5] Mailloux R.J. Phased Array Antenna Handbook [2nd edition] / R.J. Mailloux. – Boston, MA: Artech House Inc., 2005. – 496 p.

Поступила в редколлегию 18.04.2014



Семеняк Андрей Викторович, младший научный сотрудник научно-исследовательского центра Харьковского национального университета радиоэлектроники. Научные интересы: унифицированные процессоры и системы адаптивной обработки сигналов на фоне помех.



Рябуха Вячеслав Петрович, кандидат технических наук, доцент, ведущий научный сотрудник научно-исследовательского центра Харьковского национального университета радиоэлектроники. Научные интересы: радиолокационные системы, обнаружение и измерение параметров сигналов на фоне помех.



Рачков Дмитрий Сергеевич, младший научный сотрудник научно-исследовательского центра Харьковского национального университета радиоэлектроники. Научные интересы: первичная междупериодная обработка сигналов в доплеровских метеородиолокаторах, унифицированные процессоры и системы адаптивной обработки сигналов на фоне помех.



Атаманский Дмитрий Владимирович, кандидат технических наук, доцент. Научные интересы: адаптивная пространственно-временная обработка сигналов на фоне помех в информационных системах различного назначения.

УДК 621.396.965:621.391.26

Вплив скінченної розрядності фазообертачів на ефективність просторової обробки / А.В. Семеняка, В.П. Рябуха, Д.С. Рачков, Д.В. Атаманський // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2014. – Том 13. – № 2. – С. 159–163.

Розробляється методика оцінки впливу скінченної розрядності дискретних фазообертачів плоскої прямокутної фазованої антенної решітки (ФАР) на ефективність просторової обробки сигналів на фоні власних шумів каналів прийому та зовнішніх незалежних точкових джерел шумового випромінювання, розташованих у дальній зоні ФАР. Показано, що втрати у відношенні сигнал/(завада + шум), викликані переходом від фазообертачів з неперервною зміною фази випромінювачів до дискретного, вже при малій розрядності практично не суттєві.

Ключові слова: просторова обробка, кореляційна матриця, дискретний фазообертач.

Лл. 6. Бібліогр.: 5 найм.

UDC 621.396.965:621.391.26

An impact of the digital-phase shifters bit-width finiteness on spatial processing efficiency / A.V. Semeniaka, V.P. Riabukha, D.S. Rachkov, D.V. Atamanskiy // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2014. – Vol. 13. – № 2. – P. 159–163.

In this paper we work out an approach for estimating an impact of the finite bit-width of the digital-phase shifters of a planar rectangular phased array (PA) on the efficiency of spatial signal processing against the background mixture of the receiving channels' internal noise and the noise radiation of external independent dot sources located in the far-field region of a PA. It is shown that the losses in signal/(interference + noise) ratio caused by the transition from the phase shifters with continuous variation of phase to those with discrete one are practically negligibly small already at low bit-width.

Keywords: spatial processing, covariance matrix, digital-phase shifter.

Fig. 6. Ref: 5 items.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ДАННЫХ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ АСТЕРОИДОВ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА НАЛОЖЕНИЯ ЭПОХ

Ю.В. ЧЕРКАС, Ю.И. ВОЛОЩУК

Метод наложения эпох относится к непараметрическим методам выделения скрытой периодичности и основывается на построении фазовых диаграмм ряда для пробных значений периода. Его достоинством является отсутствие априорного предположения о форме периодической составляющей, которая в большинстве случаев классического спектрального анализа предполагается гармоникой, и, следовательно, его применение позволяет определить ее истинную форму. Отсутствует требование равномерной дискретизации сигнала, что облегчает анализ временных рядов в некоторых задачах радиотехники и других наук. В рамках данной работы с помощью метода наложения эпох был подтвержден факт наличия периодической составляющей в распределениях астероидов по большой полуоси, найденный ранее классическими методами спектрального анализа [1]. Сделана оценка формы присутствующей периодической компоненты.

Ключевые слова: спектральный анализ, непараметрические методы спектрального анализа, метод наложения эпох, гистограмма численности, околоземные астероиды.

ВВЕДЕНИЕ

Классические методы спектрального анализа будь то непараметрические (периодограмма, коррелограмма) или параметрические (модели авторегрессии, скользящего среднего, авторегрессии и скользящего среднего и др.) обладают хорошо разработанной теоретической базой и широким спектром применений. Однако если целью исследования является не получение спектра исходного сигнала как такового (т.е. оценка распределения мощности или энергии в частотной области), а нахождение скрытой периодической составляющей, эти методы обладают одним ограничением — поиск ведется в пространстве гармоник. Когда периодическая составляющая обладает формой отличной от синусоидальной, а сам сигнал является зашумленным, то классические методы спектрального анализа могут давать существенно искаженные параметры периодической компоненты. Преимуществом метода наложения эпох является то, что он может использоваться для анализа как равномерных рядов, так и рядов с меняющимся шагом дискретизации, что значительно расширяет область его потенциального применения.

Объект исследования — выборка орбит околоземных астероидов NEA (Near Earth Asteroids) [2].

Предмет исследования — частотный состав дискретного равномерного ряда, формируемого на базе гистограммы численности распределения имеющейся выборки орбит астероидов по большой полуоси. Указанное преобразование приводит данные к форме, позволяющей использовать весь спектр существующих методов анализа рядов и дискретных сигналов в радиотехнике.

Целями работы являются:

- 1) Рассмотрение и адаптация метода наложения эпох применительно к объекту исследований.
- 2) Подтверждение наличия периодической составляющей в ряде распределения околозем-

ных астероидов, присутствие которой было выявлено в работе [1];

- 3) Оценка формы найденной периодической составляющей.

Актуальность работы заключается в получении новых знаний об объекте исследования и тонкой структуре распределения орбит околоземных астероидов NEA в пространстве, что особенно важно ввиду стремительного развития направлений науки и техники, направленных на изучение и предотвращение кометно-астероидной опасности для Земли. Предложенная схема анализа и сам алгоритм метода наложения эпох могут быть использованы в ряде задач спектрального анализа рядов как радиотехники, так и других наук, если не в качестве основного метода, то как дополнительный способ более всестороннего изучения данных.

1. АЛГОРИТМ МЕТОДА НАЛОЖЕНИЯ ЭПОХ

При изучении рядов иногда можно найти приближенное значение \hat{P} истинного периода P_0 , а затем построить фазовую диаграмму, т.е. последовательные отрезки ряда $\{y_k\}$ длиной \hat{P}_0 . Эти отрезки накладывают друг на друга и рассматривают зависимость y_k от фазы [3]:

$$x_k = \text{FR} \left(\frac{t_k - t_0}{\hat{P}_0} \right), k = 0, 1, \dots, N-1, \quad (1)$$

где $\text{FR}(z)$ дробная часть числа z , t_0 — произвольное значение аргумента ряда (которым в нашем случае будет значение большой полуоси), N — количество отсчетов ряда.

Остается рассмотреть зависимость y_k от x_k . Эта зависимость и является фазовой диаграммой ряда. Цель построения фазовой диаграммы заключается в данном случае в том, чтобы при-

ближенно определить форму истинной периодической зависимости $y(x)$.

Очевидно, что при P_0 близком к истинному периоду P_0 точки на фазовой диаграмме располагаются наиболее упорядоченным образом. В противном случае разброс точек будет обусловлен не только неизбежным шумом, но и причинами систематического характера, т.е. будет превышать разброс, соответствующий сворачиванию ряда с периодом P_0 . Таким образом, разброс точек на фазовой диаграмме может служить показателем близости какого-либо значения периода к истинному периоду P_0 .

Используя метод наложения эпох, можно вообще отказаться от нахождения приближенного значения \hat{P}_0 с помощью классических методов спектрального анализа и предложить следующую процедуру выделения скрытой периодической зависимости [3]:

1) определить некоторую числовую характеристику Γ степени упорядоченности расположения точек на фазовой диаграмме;

2) построить фазовые диаграммы изучаемого ряда для всех интересующих нас значений пробного периода P (или частоты $f=1/P$) и для каждой фазовой диаграммы вычислить соответствующую характеристику $\Gamma(f)$;

3) выбрать то значение Γ_0 , которое отвечает наиболее упорядоченному расположению точек (обычно это минимальное или максимальное – в зависимости от определения – значение Γ). Соответствующая Γ_0 частота f_0 и укажет на искомое значение этого параметра, а расстояние $\Gamma(f_0) \equiv \Gamma_0$ от типичных для других частот значений $\Gamma(f)$ – на степень надежности найденной периодической зависимости.

2. СТАТИСТИКА АББЕ-ЛАФЛЕРА-КИНМАНА (ALK) [3]

Одним из исторически первых и удачных критериев оценки степени упорядоченности точек на фазовой диаграмме является статистика Аббе-Лафлера-Кинмана, которая базируется на вычислении суммы квадратов разностей для последовательных точек на ней, нормированную к общей дисперсии ряда.

Рассмотрим ряд $\{t_k, y_k\}$, $k=0, 1, \dots, N-1$, включающий N не обязательно равноотстоящих отсчетов процесса $y(t)$. Для каждого момента t_k при заданном пробном периоде $P=f^{-1}$ вычислим фазу (1).

Рассмотрим далее все фазовые диаграммы, т.е. зависимости y_k от $x_k(f)$, для набора пробных частот с равномерным шагом по частоте, обеспечивающим должное разрешение.

Описываемая характеристика степени разброса точек на фазовой диаграмме строится следующим образом.

Расположим фазы x_k в порядке возрастания и обозначим упорядоченные значения $x_{[k]}$, так что

$$0 \leq x_{[0]} \leq x_{[1]} \leq \dots \leq x_{[N-1]} < 1. \quad (2)$$

Пусть

$$\vec{y}_k \equiv y(x_{[k]}) \quad (3)$$

– соответствующие (2) отсчеты ряда, последовательные не на оси аргумента ряда, а на фазовой диаграмме (т.е. близкие в смысле пробного периода P). Ясно, что величина

$$s_{in}^2 = \frac{1}{2(N-1)} \sum_{k=0}^{N-2} (\vec{y}_{k+1} - \vec{y}_k)^2 \quad (4)$$

характеризует упорядоченность точек на фазовой диаграмме: если последовательные точки в среднем близки друг к другу, то s_{in}^2 мала, а если они расположены совершенно хаотично, то s_{in}^2 будет величиной порядка общей дисперсии ряда:

$$s^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{k=0}^{N-2} (y_k - \bar{y})^2. \quad (5)$$

Таким образом, следует ожидать, что отношение

$$\Gamma_{ALK}(f) = \frac{\sum_{k=0}^{N-2} (\vec{y}_{k+1} - \vec{y}_k)^2}{2 \sum_{k=0}^{N-1} (y_k - \bar{y})^2} \quad (6)$$

будет существенно меньше единицы при значении пробного периода, близкого к истинному периоду P_0 , и $\Gamma_{ALK} \approx 1$ на других частотах. В первом случае точки на фазовой диаграмме будут располагаться тесно вокруг некоторой средней кривой, которая и отражает форму искомой периодичности.

3. ФАЗОВАЯ ГРУППИРОВКА ДАННЫХ

Для вычисления статистики ALK необходимо при каждом значении пробного периода произвести поточечное упорядочение отсчетов в соответствии с их фазами. Способы адресной сортировки позволяют выполнить эту операцию достаточно быстро, однако можно и вообще избежать полной сортировки, разбивая предварительно весь круговой интервал изменения фазы $[0, 1]$ на подинтервалы (бины) и формируя при каждом значении пробного периода гистограммы отсчетов. Далее на основании таких сгруппированных по бинам данных нужно оценить, насколько хорошо выделяется средняя кривая.

Достоинства методов, опирающихся на фазовую группировку данных, связаны с относительно высокой скоростью расчетов и более гладкой, чем для статистики ALK, периодограммой. Вместе с тем указанные методы пригодны лишь при относительно большом количестве измерений и вносят в окончательные результаты субъективность, обусловленную выбором биновой структуры [3]. Кроме того, при современном быстродействии компьютеров выгоды, доставляемые формированием гистограммы вместо сортировки отсчетов, не имеют решающего зна-

чения. Приведенные соображения обусловили преимущественное использование метода фазовой группировки на предварительном, поисковом этапе исследования.

4. ДИСПЕРСИОННЫЙ АНАЛИЗ Р. ФИШЕРА [3]

Рассмотрим произвольный временной ряд $\{t_k, y_k\}$, $k=0, \dots, N-1$ и вычислим для каждого отсчета фазу $x_k(v)$ (1). Разобьем интервал изменения фазы $[0, 1)$ на M неперекрывающихся бинов, содержащих последовательно N_m ($m=1, 2, \dots, M$) отсчетов каждый, так что

$$\sum_{m=1}^M N_m = N. \quad (7)$$

Пусть y_{mj} обозначает j -й отсчет в m -том бине ($j=1, 2, \dots, N_m$). Введем оценки групповых среднего и дисперсии отсчетов:

$$\bar{y}_m = \frac{1}{N_m} \sum_{j=1}^{N_m} y_{mj}, \quad (8)$$

$$s_m^2 = \frac{1}{N_m - 1} \sum_{j=1}^{N_m} (y_{mj} - \bar{y}_m)^2,$$

а также общего среднего значения выборки и полной дисперсии:

$$\bar{y} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N y_k = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^M N_m \bar{y}_m = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^M \sum_{j=1}^{N_m} y_{mj}, \quad (9)$$

$$s^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^N (y_k - \bar{y})^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{m=1}^M \sum_{j=1}^{N_m} (y_{mj} - \bar{y})^2.$$

Обозначив вошедшие сюда двойные суммы просто как $\sum_{m,j}$, запишем упомянутое тождество в виде:

$$\sum_{m,j} (\bar{y}_{m,j} - \bar{y})^2 = \sum_{m,j} (\bar{y}_m - \bar{y})^2 + \sum_{m,j} (y_{m,j} - \bar{y}_m)^2. \quad (10)$$

Для доказательства следует в скобках исходной суммы добавить и вычесть \bar{y}_m , возвести во вторую степень и учесть, что сумма перекрестных членов равна нулю ввиду (8).

Таким образом, сумма квадратов всех отклонений от общего среднего разбивается на сумму квадратов отклонений локальных средних от общего среднего и на сумму квадратов отклонений отсчетов от локальных средних внутри бинов. Каждая из этих частичных сумм может рассматриваться как мера «качества» средней кривой блеска на фазовой диаграмме; отличие фазовой картины от хаотической проявляется тем более четко, чем больше первая сумма или меньше вторая сумма. Но учитывая, что сумма в левой части тождества, т. е. общий разброс данных, остается фиксированной, оба приведенных критерия эквивалентны.

Учитывая определения (8) и (9), перепишем тождество (10) в следующем виде:

$$(N-1)s^2 = \sum_{m=1}^M N_m (\bar{y}_m - \bar{y})^2 + \sum_{m=1}^M (N_m - 1) s_m^2. \quad (11)$$

Пусть далее

$$v_1^2 = \frac{1}{M-1} \sum_{m=1}^M N_m (\bar{y}_m - \bar{y})^2 \quad (12)$$

и

$$v_2^2 = \frac{1}{N-M} \sum_{m=1}^M (N_m - 1) s_m^2 \quad (13)$$

– соответственно, характеристики разброса локальных средних и внутренней дисперсии совокупности точек на фазовой диаграмме. Тогда тождество Фишера принимает окончательный вид:

$$\frac{M-1}{N-1} \frac{v_1^2}{s^2} + \frac{N-M}{N-1} \frac{v_2^2}{s^2} = 1 \quad (14)$$

Характерная особенность непараметрических методов состоит в том, что они не отдают предпочтения «простым» кривым, как это сделал бы человек при сравнении фазовых диаграмм. Предположим, например, что мы исходим из критерия максимума дисперсии средних (12). Тогда и последовательность $\{\bar{y}_m\}$, очерчивающая простую кривую с двумя экстремумами, и произвольно переставленная последовательность тех же групповых средних, очерчивающая, например, кривую с четырьмя экстремумами, дадут одно и то же значение v_1^2 . Формально задача решается путем введения дополнительного критерия «простоты» типа ограничения количества экстремумов.

5. АНАЛИЗ ДАННЫХ

Подготовка данных выборки астероидов NEA [2] для спектрального анализа их распределения по большой полуоси на предмет наличия периодической составляющей включала в себя следующие этапы [1, 4]:

1) Построение гистограммы распределения астероидов NEA по большой полуоси (на рис. 1 приведена гистограмма для $N=100$ интервалов разбиения диапазона изменения аргумента).

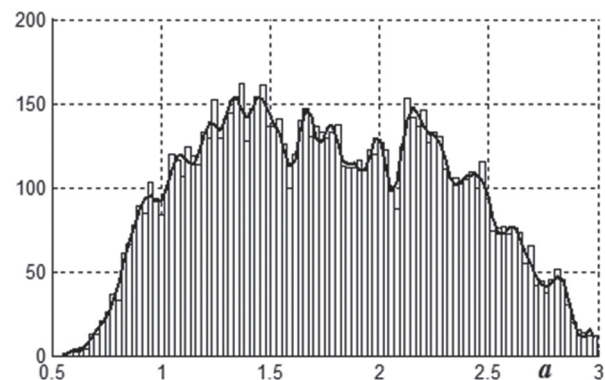


Рис. 1. Гистограмма распределения астероидов NEA по большой полуоси

2) Нахождение тренда построенного распределения. Для его получения было использовано сглаживание ряда гистограммы сплайном по методу наименьших квадратов. Возможны также другие методы выделения тренда: аппроксимация полиномом, скользящее среднее, цифровая фильтрация, параметрические методы – каждый из них имеет свои преимущества и недостатки [5].

3) Нахождения ряда колебания численности (рис. 2) путем вычитания из ряда гистограммы выделенного тренда.

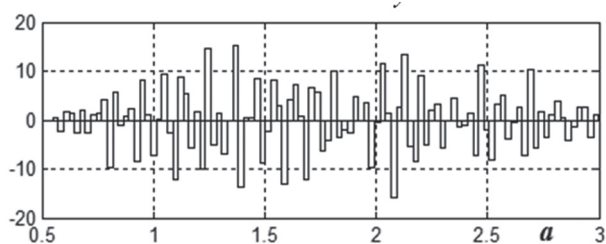


Рис. 2. Ряд колебания численности астероидов NEA по большой полуоси

В качестве начальной точки спектрального анализа будем использовать классическую немодифицированную периодограмму (рис. 3) ряда [6, 7, 8]. Стоит отметить, что, несмотря на такой недостаток, как неустойчивость спектра, периодограмма является одной из наиболее робастных оценок в том смысле, что может быть использована для анализа практически любых рядов, обладающих свойством стационарности. А в случае линейного спектра дает оценки, не уступающие по спектральному разрешению и обнаружимости сигнала другим методам спектрального анализа [6].

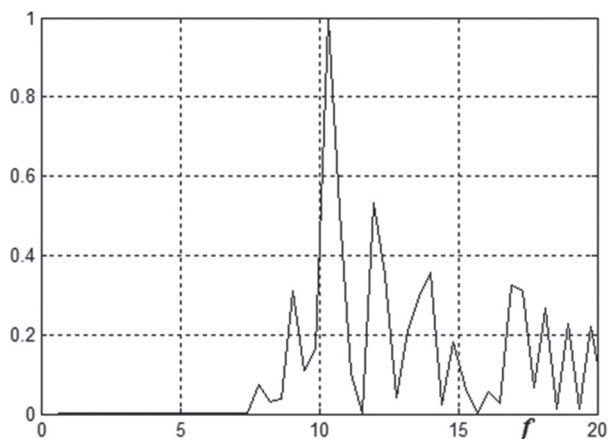


Рис. 3. Немодифицированная периодограмма ряда колебания численности

Периодограмма рис. 3 содержит отчетливо проявляющуюся спектральную составляющую на частоте $f \approx 10.3 a.e.^{-1}$. Полное отсутствие составляющих на нижних частотах объясняется удалением тренда, который в данном случае был выделен путем сглаживания исходного ряда сплайном. Данная процедура по своему характеру равноценна пропуску ряда через цифровой фильтр верхних частот.

Найденная оценка частоты периодической составляющей $f \approx 10.3 a.e.^{-1}$ соответствует гармоническому колебанию, поскольку при вычислении значений классической периодограммы за основу берется корреляция ряда с набором гармоник в наперед заданной сетке частот.

Проведем спектральный анализ ряда колебания численности методом наложения эпох. Для

этого были рассчитаны и построены значения статистики Аббе-Лафлера-Кинмана для сетки частот с шагом $f = 10^{-3} a.e.^{-1}$. Минимум выбранной статистики, соответствующий наиболее упорядоченному расположению точек на фазовой диаграмме, находится на частоте $f \approx 10.2 a.e.^{-1}$ рис. 4. Соответствующая ему фазовая диаграмма приведена на рис.5. Сплошной линией показано сглаженное полиномом среднее значение. Для большей наглядности область изменения фазы повторяется дважды.

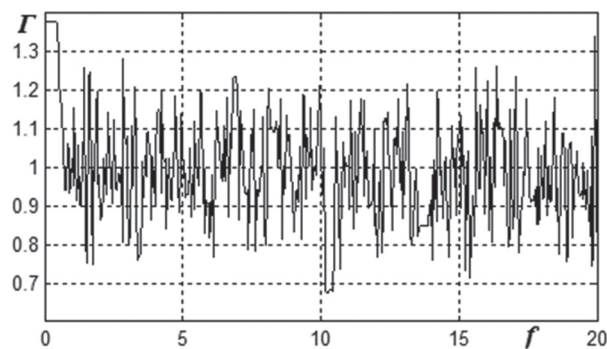


Рис. 4. Зависимость статистики Аббе-Лафлера-Кинмана от частоты

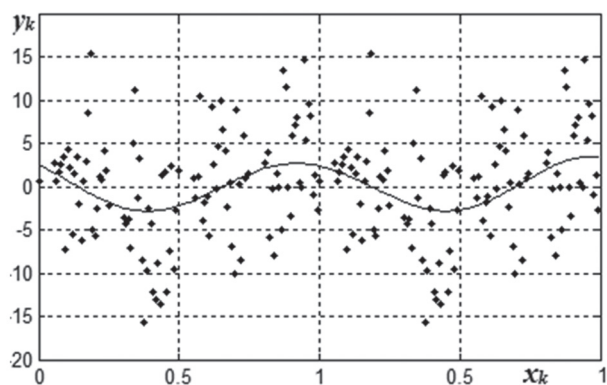


Рис. 5. Фазовая диаграмма распределения астероидов NEA для частоты $f \approx 10.2 a.e.^{-1}$

ВЫВОДЫ

Полученное значение частоты периодической составляющей $f \approx 10.2 a.e.^{-1}$ хорошо согласуется со значениями периодической составляющей, найденными с помощью как периодограммного метода, так и параметрического метода авторегрессии (АР) для астероидов NEA [4, 5]. По фазовой диаграмме (рис. 5) видим, что даже наиболее упорядоченное расположение точек является достаточно зашумленным; среднее значение, полученное сглаживанием полиномом, по форме мало отличается от гармонического колебания. К достоинствам метода наложения эпох следует отнести его чувствительность при обнаружении колебаний, форма которых сильно отличается от синусоиды. В этом случае спектральная плотность содержит высокие гармоники (обертоны), выделение которых из шумов нередко затруднительно. Однако для случая, когда спектр сигнала является линейным, т.е.

содержит только гармонические составляющие, использование классических (периодограмный, коррелограмный) или же параметрических методов спектрального анализа является предпочтительным.

Литература

- [1] Черкас Ю.В. Применение спектрального анализа для поиска периодических составляющих в распределениях астероидов по большой полуоси / Ю.В.Черкас, Ю.И. Волощук // Прикладная радиоэлектроника. – 2012. – Т. 11, № 3. – С. 335-341.
- [2] Программа мониторинга объектов, орбиты которых сближаются с орбитой Земли [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://neo.jpl.nasa.gov/cgi-bin/neo_elem.
- [3] Тербиж В.Ю. Анализ временных рядов в астрофизике. – М.: Наука, 1992. – 392 с.
- [4] Черкас Ю.В. Анализ тонкой структуры распределенной орбит малых тел Солнечной системы. Околоземные астероиды. // Ю.В. Черкас, Ю.И. Волощук, С.В. Коломиец // Материалы 22-й Международной Крымской конференции КрыМиКо, 10-14 сентября 2012. – Том 2. – С. 1003-1004.
- [5] Андерсон Т. Статистический анализ временных рядов: Пер. с англ. – М.: Мир, 1976. – 755 с.
- [6] Марпл.-мл. С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения: Пер. с англ. – М.: Мир, 1990. – 584 с.
- [7] Бриллинджер Д. Временные ряды. Обработка данных и теория: Пер. с англ. – М.: Мир, 1980. – 536 с.
- [8] Stoica P. Introduction to Spectral Analysis. – Prentice Hall, New Jersey, 1997 – 319 p.

Поступила в редколлегия 04.06.2014



Волощук Юрий Иванович, доктор технических наук, профессор, ХНУРЭ. Научные интересы: радиолокация метеоров, обработка радиосигналов, спектральный анализ временных рядов



Черкас Юрий Васильевич, аспирант, ХНУРЭ. Научные интересы: математическое моделирование, обработка радиосигналов, спектральный анализ временных рядов.

УДК 523.24:521.1; 523.6

Спектральный анализ данных радиолокационных спонсеров астероидов за допомогою методу накладання епох / Ю.В. Черкас, Ю.И. Волощук // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2014. – Том 13. – № 2. – С. 164–168.

Метод накладання епох належить до непараметричних методів виділення прихованої періодичності та базується на побудові фазових діаграм ряду для пробних значень періоду. Його перевагою є відсутність апіорного припущення про форму періодичної складової, яка в більшості випадків вважається гармонікою, а отже, дозволяє визначити істинну форму періодичної складової. Також відсутня вимога рівномірної дискретизації сигналу, що полегшує аналіз часових рядів у деяких задачах радіотехніки та інших наук. У рамках даної роботи з допомогою методу накладання епох був підтверджений факт наявності періодичної складової в розподілах астероїдів по великій півосі, знайдений раніше класичними методами спектрального аналізу [1]. Зроблена оцінка форми наявної періодичної складової.

Ключові слова: спектральний аналіз, непараметричні методи спектрального аналізу, періодограма, гістограма чисельності, навколосемні астероїди.

Л.: 5. Бібліогр.: 8 найм.

UDC 523.24:521.1; 523.6

Spectral data analysis of radar observations of asteroids using the epoch folding method / Yu.V. Cherkas, Yu.I. Voloshchuk // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2014. – Vol. 13. – № 2. – P. 164–168.

The method of epoch folding is a non-parametric method of finding hidden periodicity and is based on building of series phase diagrams for different trial values of periods. Its advantage is the absence of a priori assumptions about the shape of a periodic component, which in most cases of classic spectral analysis is assumed harmonic and therefore it allows to determine the true shape of the periodic component. Besides, there is no requirement of uniform sampling of a signal, which facilitates the analysis of time series in some tasks of radio engineering and other sciences. In this work using the epoch folding method has confirmed the presence of a periodic component in the semimajor axis distributions of asteroids, which has been previously found by classical methods of spectral analysis [1]. The estimation of the periodic component shape is made.

Keywords: spectral analysis, nonparametric methods of spectral analysis, epoch folding method, number histogram, near Earth asteroids.

Fig.: 5. Ref: 8 items.

ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ СТАБИЛЬНОЙ МОНОИМПУЛЬСНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРА НА КРИСТАЛЛЕ KGW:ND³⁺

И. В. БЕЗНОСЕНКО, Ю. П. МАЧЕХИН

В статье представлены результаты экспериментальных исследований условий генерации импульсного лазера на кристалле KGW:Nd³⁺ с поперечной накачкой излучением газоразрядной лампы. Установлены условия стабильной моноимпульсной генерации достаточной мощности.

Ключевые слова: условия генерации, активный элемент, пассивный кристаллический затвор, выходное зеркало, юстировочный клин.

ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени наиболее распространенными и освоенными в производстве остаются твердотельные Nd:YAG лазеры с ламповой накачкой, работающие на длине волны $\lambda = 1,064$ мкм.

Дальнейшим этапом развития твердотельных лазеров стали лазеры на основе активного элемента KGW:Nd³⁺, который обеспечивает генерацию на длине волны $\lambda = 1,067$ мкм. Последняя разработка твердотельных лазеров была направлена на осуществление генерации на длине волны $\lambda = 1,538$ мкм, благодаря использованию ВКР преобразования [1–4].

Конструкции всех отмеченных твердотельных лазеров разработаны и в разной степени обеспечены технической документацией, в результате чего при их производстве возникает необходимость уточнения характеристик и параметров используемой комплектации. В частности, у некоторых промышленных конструкций твердотельных лазеров недостаточно исследованы условия стабильной моноимпульсной генерации с необходимым уровнем энергии излучения. Одной из таких конструкций является конструкция твердотельного лазера, который выпускается ГП «Феодосийский оптический завод» (рис. 1) и у которого выявлен ряд проблем, связанных с трудностью изготовления и оптимальной сборки.

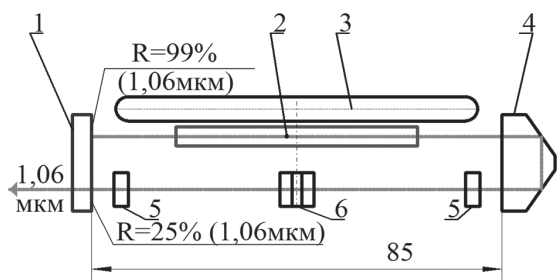


Рис. 1. Оптическая схема твердотельного лазера:

- 1 – совмещенное глухое и выходное зеркало;
- 2 – активный элемент из кристалла KGW:Nd³⁺;
- 3 – газоразрядная лампа накачки ИНП 3-3/35;
- 4 – трипель-призма; 5 – юстировочные клинья;
- 6 – пассивный кристаллический затвор из гадолиний-скандий-галлиевого граната

В этой связи целью настоящей статьи было исследование конструкции и условий сборки лазера, в котором реализована моноимпульсная генерация достаточной энергии, при разных параметрах используемой комплектации. Необходимо было уточнить зависимость энергии генерации лазера на кристалле KGW:Nd³⁺ с пассивным затвором на кристалле гадолиний-скандий-галлиевого граната от следующих условий и параметров деталей: от начального коэффициента светопропускания пассивным затвором, от концентрации атомов неодима в активном элементе, от коэффициента отражения выходного зеркала, от положения юстировочных клиньев, от напряжения накачки газоразрядной лампы накачки, от расположения плоскости поляризации активного элемента по отношению к оси вращения, от точности расположения активного элемента вдоль оси резонатора. Для достижения поставленной цели был проведен комплекс экспериментов.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В работе [4] представлены результаты исследования выходной энергии излучения лазера с активным элементом из KGW:Nd³⁺ и с пассивным затвором на кристалле алюмоиттриевого граната с ионами Cr⁴⁺, с начальным коэффициентом светопропускания 40 % на $\lambda = 1,067$ мкм. В настоящей работе представлены результаты исследования выходной энергии излучения лазера с активным элементом из KGW:Nd³⁺, с пассивным затвором на кристалле гадолиний-скандий-галлиевого граната и с различными начальными коэффициентами светопропускания: 17 %, 18 %, 19 %, 20 %, 21 %, 23 %, 25 % – на $\lambda = 1,067$ мкм. В процессе экспериментов выявлено, что при повышении начального коэффициента светопропускания пассивным кристаллическим затвором уменьшается энергия в импульсе лазерного излучения (рис. 2) в связи с уменьшением порогового напряжения накачки газоразрядной лампы накачки (рис. 3). Измерения энергии в импульсе лазерного излучения проводились при помощи

измерителя калориметрического твердотельного ИКТ-1Н. Измерение порогового напряжения накачки газоразрядной лампы накачки осуществлялось через пульт СУО-3Ф-01, подключенный к блоку питания Б5-7 с выходным напряжением 27 В.

Было установлено, что в процессе сборки лазера необходимо подобрать такой пассивный кристаллический затвор, который обеспечил бы энергию в импульсе лазерного излучения достаточную для выполнения тактико-технических требований. Для разработанных конечных изделий, в состав которых входит лазер описанной конструкции, минимальное значение энергии в импульсе лазерного излучения равно 12 мДж, а максимально допустимое пороговое напряжение накачки газоразрядной лампы равно 890 В.

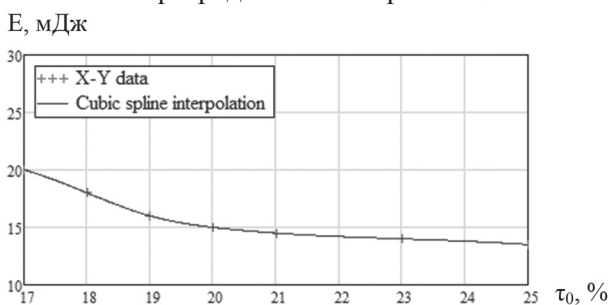


Рис. 2. Зависимость энергии в импульсе лазерного излучения от начального коэффициента светопропускания пассивным кристаллическим затвором

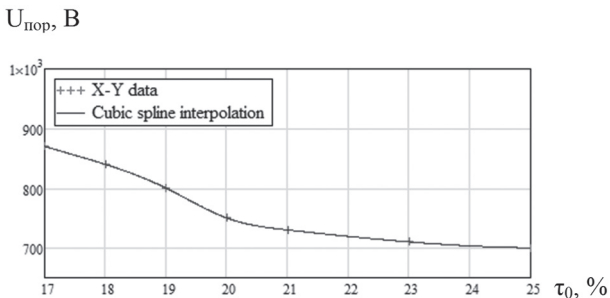


Рис. 3. Зависимость порогового напряжения накачки газоразрядной лампы накачки от начального коэффициента светопропускания пассивным кристаллическим затвором

В работе [5] представлены результаты исследования выходной энергии излучения лазера с активным элементом из КGW:Nd³⁺ с атомной долей неодима 3 % и 10 % и с электрооптическим затвором на кристалле LiNbO₃ на $\lambda = 1,067$ мкм. В настоящей работе представлены результаты исследования выходной энергии излучения лазера с активным элементом из КGW:Nd³⁺ с различной массовой долей атомов неодима: 0,52 %, 0,55 %, 0,58 %, 0,61 %, 0,64 % – и с пассивным затвором на кристалле гадолиний-скандий-галлиевого граната на $\lambda = 1,067$ мкм. Было установлено, что при повышении массовой доли атомов неодима в активном элементе в диапазоне от 0,52 % до 0,64 % увеличивается энергия в импульсе лазерного излучения (рис. 4), поскольку

увеличивается пороговое напряжение накачки газоразрядной лампы накачки (рис. 5).

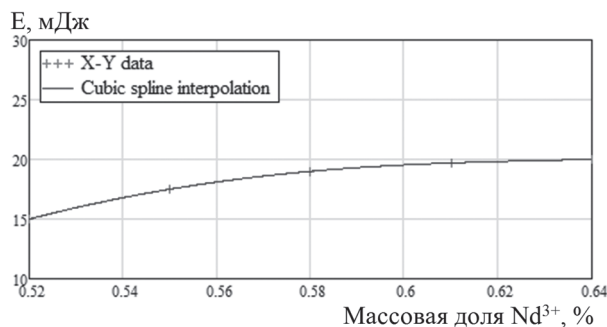


Рис. 4. Зависимость энергии в импульсе лазерного излучения от массовой доли атомов неодима в активном элементе

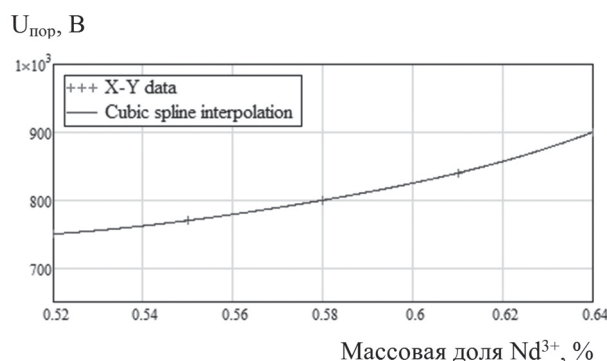


Рис. 5. Зависимость порогового напряжения накачки газоразрядной лампы накачки от массовой доли атомов неодима в активном элементе

В процессе экспериментов установлено, что при повышении коэффициента отражения выходного зеркала в диапазоне от 18 % до 24 % уменьшается энергия в импульсе лазерного излучения (рис. 6) в связи с уменьшением порогового напряжения накачки газоразрядной лампы накачки (рис. 7).

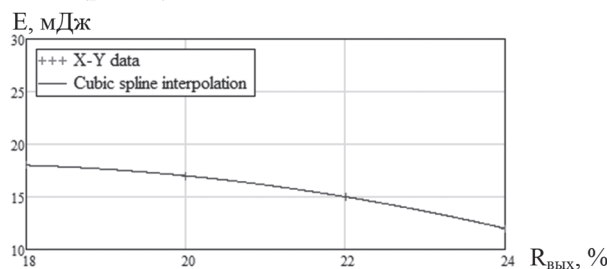


Рис. 6. Зависимость энергии в импульсе лазерного излучения от коэффициента отражения выходного зеркала

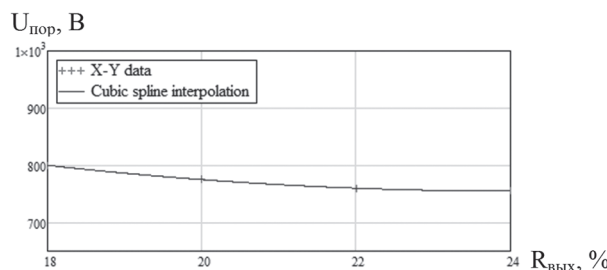


Рис. 7. Зависимость порогового напряжения накачки газоразрядной лампы накачки от коэффициента отражения выходного зеркала

В конструкции лазера предусмотрено, что юстировка резонатора осуществляется с помощью юстировочных клиньев, которые корректируют направление распространения излучения в резонаторе. Поэтому существует диапазон положений юстировочных клиньев, при которых в резонаторе устанавливаются минимальные потери, в результате чего обеспечивается необходимая энергия в импульсе лазерного излучения и при этом не превышает максимально допустимое пороговое напряжение накачки газоразрядной лампы. В процессе экспериментов положение клиньев фиксировалось приблизительно посередине диапазона, в пределах которого обеспечивалась генерация, что обеспечивало стабильную работу лазера при изменении температуры окружающей среды.

При повышении напряжения накачки газоразрядной лампы накачки повышается энергия в импульсе лазерного излучения. В работе было установлено, что при повышении напряжения накачки газоразрядной лампы накачки на 70–110 В по отношению к пороговому моноимпульсному режиму работы лазера становится нестабильным, в результате чего лазер невозможно использовать в составе разработанных устройств. В экспериментах было зафиксировано, что при рабочем напряжении накачки газоразрядной лампы накачки на 60 ± 5 В выше порогового обеспечивается стабильное моноимпульсное лазерное излучение достаточной мощности в широком диапазоне температур окружающей среды.

В результате проведенных исследований было показано, что минимальное пороговое напряжение накачки газоразрядной лампы накачки обеспечивается при положении плоскости поляризации активного элемента по отношению к оси вращения в 13° при условии, что отсчет начинается от плоскости, проходящей через ось вращения активного элемента и ось газоразрядной лампы накачки. При изменении расположения плоскости поляризации активного элемента по отношению к оси вращения в диапазоне от 8° до 18° пороговое напряжение накачки газоразрядной лампы накачки изменяется незначительно (до 20 В).

Установлено, что при нарушении соосности активного элемента и резонатора диапазон напряжений накачки газоразрядной лампы накачки, при котором обеспечивается моноимпульсный режим работы лазера, уменьшается вплоть до полного исчезновения при значительном нарушении соосности. Поэтому при сборке лазера необходимо контролировать положение активного элемента по отношению к оси резонатора.

При исследовании температурного режима работы лазера было установлено, что изменение температуры окружающей среды в пределах от минус 40°C до плюс 60°C диапазон напряжений накачки газоразрядной лампы накачки, при ко-

тором обеспечивается моноимпульсный режим работы лазера, смещается в область больших напряжений на 60 – 120 В. Поэтому в электрическую цепь питания газоразрядной лампы накачки лазера предложено вводить термисторы, которые позволяют регулировать напряжение в зависимости от температуры окружающей среды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования твердотельного лазера позволили уточнить условия совершенствования его конструкции и условия работы, а именно:

- необходимо подбирать парами активные элементы со средней концентрацией атомов неодима и пассивные затворы со средним начальным коэффициентом светопропускания, при которых пороговое напряжение накачки газоразрядной лампы накачки будет максимальным, но не будет превышать максимально допустимое для конечных изделий;

- пороговое напряжение накачки газоразрядной лампы накачки и, следовательно, энергию в импульсе лазерного излучения можно увеличить, подобрав выходное зеркало с меньшим коэффициентом отражения в пределах исследованного диапазона;

- уточнена конструкция лазера с целью обеспечения стабильной работы лазера при изменении температуры окружающей среды;

- на основе проведенных экспериментальных исследований условий стабильной моноимпульсной генерации лазера на кристалле $KGW:Nd^{3+}$ описанной конструкции была составлена новая технологическая инструкция сборки и настройки лазера.

Результаты описанных экспериментальных исследований применимы при совершенствовании разрабатываемых модификаций описанного лазера с диодной накачкой и ВКР-преобразованием в $\lambda = 1,538$ мкм [6].

Эксперименты проведены на базе ГП «Феодосийский оптический завод», поэтому авторы выражают благодарность его сотрудникам.

Литература

- [1] Феодосийский казенный оптический завод. – г. Феодосия, Украина [Электронный ресурс] / Режим доступа: <http://fkoz.feodosia.com.ua/> – Загл. с экрана.
- [2] Белорусское оптико-механическое объединение. – г. Минск, Беларусь [Электронный ресурс] / Режим доступа: <http://www.belomo.by/> – Загл. с экрана.
- [3] ОАО «Государственный оптический институт имени С.И. Вавилова». – г. Санкт-Петербург, Россия [Электронный ресурс] / Режим доступа: <http://www.npkgoi.ru/> – Загл. с экрана.
- [4] Гулин А.В. Многоволновая генерация стоковых компонент в лазерах с ВКР-самопреобразователем на кристалле $KGd(WO_4)_2:Nd^{3+}$. / А.В. Гулин, Г.И. Нархова, Н.С. Устищенко // Квантовая электроника. – 1998. – Том 25, № 9. – С. 825–826.

- [5] *Абазадзе А.Ю.* Исследование лазера на кристалле KGW:Nd^{3+} с поперечной накачкой линейками лазерных диодов. / А.Ю. Абазадзе, Г.М. Зверев, Ю.М. Колбацков, Н.С. Устименко // Квантовая электроника. — 2004. — Том 34, № 1. — С. 20–22.
- [6] Разработка принципов модернизации лазерного излучателя БЛЗ.379.015 для генерации импульсов в безопасном для глаза диапазоне длин волн (1,52 – 1,6 мкм): отчет о НИР (заключ.): 05-12 / рук. Ю.П. Мачехин; исполн. Ю.Л. Старчевский [и др.] — Х., 2011. — 121 с.

Поступила в редколлегию 22.04.2014



Безносенко Игорь Валерьевич, магистр, аспирант кафедры физических основ электронной техники Харьковского национального университета радиоэлектроники. Научные интересы: математическое моделирование интерференционных оптических покрытий; теория и техника оптико-электронных приборов, применение лазерных технологий.



Мачехин Юрий Павлович, доктор технических наук, лауреат Государственной премии Украины в области науки и техники, заслуженный метролог Украины, академик Академии наук прикладной радиоэлектроники, заведующий кафедрой физических основ электронной техники Харьковского национального университета ра-

диоэлектроники. Научные интересы: лазерная измерительная техника и оптоэлектронные приборы.

УДК 621.373.826; 621.375.826

Дослідження умов стабільної моноімпульсної генерації лазера на кристалі KGW:Nd^{3+} / І.В. Безносенко, Ю.П. Мачехін // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2014. — Том 13. — № 2. — С. 169-172.

У статті представлені результати експериментальних досліджень умов генерації імпульсного лазера на кристалі KGW:Nd^{3+} з поперечною накачкою випромінюванням газорозрядної лампи. Встановлені умови стабільної моноімпульсної генерації достатньої потужності.

Ключові слова: умови генерації, активний елемент, пасивний кристалічний затвор, вихідне дзеркало, юстувальний клин.

Лл.: 07. Бібліогр.: 06 найм.

UDC 621.373.826; 621.375.826

Investigation of the conditions of stable monopulse laser generation with KGW:Nd^{3+} crystal / I.V. Beznosenko, Yu.P. Machehin // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2014. — Vol. 13. — № 2. — P. 169-172.

The paper presents the results of experimental studies of the conditions of the pulse laser generation with KGW:Nd^{3+} crystal with transverse pumping by discharge lamp generating. Conditions for stable monopulse generation of sufficient power are found.

Keywords: generation conditions, active element, passive crystal Q-switch, output mirror, adjusting wedge.

Fig.: 07. Ref.: 06 items.

ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ В СИСТЕМЕ СТАБИЛИЗАЦИИ ЧАСТОТЫ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ

Ю.П. МАЧЕХИН, Л.С. ХОРОЛЕЦ

В данной работе были исследованы пути создания малогабаритных оптических стандартов частоты на основе Nd:YAG/I₂ лазера, которые представляют собой чип лазеры. Проанализирована возможность захвата и загрузки одиночного атома в наноразмерную полость, а также проанализировано развитие методов использования фотонных кристаллов с дефектом решетки для хранения в дефекте охлажденных молекул йода и представлена схема лазера с фотонным кристаллом.

Ключевые слова: Nd:YAG/I₂ лазер, оптические стандарты частоты, фотонный кристалл, йодная ячейка, частотный репер.

ВВЕДЕНИЕ

Фотонные кристаллы активно изучаются не только для выявления особенностей распространения электромагнитного излучения в периодических структурах [1-3], но и для установления условий эффективного взаимодействия электромагнитного излучения с атомами и наночастицами, введенными в дефекты фотонных кристаллов [4,5]. В работе [6] была сформулирована задача взаимодействия оптического излучения с охлажденными молекулами йода, помещенными в дефекты фотонного кристалла и удерживаемыми в дефектах с помощью другого поля, частота которого совпадает с полосой частот запрещенной зоны.

Одним из первых практических применений фотонных кристаллов были так называемые микроканальные пластины (МКП) [7], которые представляют собой одномерные фотонные кристаллы. МКП — это специально изготовленные элементы для оптических и электромеханических устройств различного назначения. МКП применяются для усиления электронных сигналов, и в этом их работа похожа на работу вторичных электронных умножителей.

Другим интересным применением фотонных кристаллов стали квантиты, или квантовые фотонные кристаллы, в структуру которых внедрены квантовые точки. Примером квантита может служить матрица плавленого кварца, в которой расположены квантовые точки из тугоплавких металлов или диэлектриков.

Чаще всего применяются фотонные кристаллы, которые представляют собой искусственные опалы, в которые введены тугоплавкие диэлектрики: ZrO₂, Eu₂O₃, LiNbO₃, BaTiO₃ и др., также можно в поры опала вводить благородные металлы (золото, платина).

В работе [8] был проведен расчет дисперсионных кривых электромагнитного излучения в фотонном кристалле с различными диаметрами глобул, заполненных парами йода. Введение в поры фотонных кристаллов различных веществ также вызывает изменения свойств электромагнитных волн. Анализ, проведенный в [8], позволяет утверждать, что дисперсионные кривые для

фотонных кристаллов, заполненных воздухом, и для фотонных кристаллов, заполненных парами йода, при различных размерах глобул практически не отличаются друг от друга.

Таким образом, если рассматривать фотонный кристалл с дефектом, в котором находятся молекулы йода, то поле рассчитывается так же, как и в пустом кристалле. При этом сформированное в дефекте кристалла неоднородное поле, частота которого совпадает с частотами запрещенной зоны, позволяет за счет градиентной силы Лоренца удерживать охлажденные молекулы йода в центральной части дефекта. В таком состоянии молекулы йода можно использовать в качестве частотного репера, по которому будет осуществляться стабилизация частоты другого внешнего электромагнитного поля.

Целью настоящей работы было изучение условий применения фотонных кристаллов заполненными, охлажденными молекулами йода в качестве частотного репера в системе стабилизации частоты Nd:YAG/I₂ лазеров.

1. ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ЧАСТОТНЫХ РЕПЕРОВ

В основе применяемых в настоящее время оптических стандартов частоты (ОСЧ) лежат частотные реперы, свойства которых обуславливают условия стабилизации частоты лазеров. В табл. 1 приведены две группы частотных реперов, отличающихся условиями хранения и применения поглощающих веществ и газов в соответствии с последними рекомендациями СИРМ 2001 года.

К первой, основной, группе частотных реперов относятся вещества и газы (метан (CH₄), пары рублидия, пары йода), помещаемые в оптические ячейки. В эти ячейки, после тщательной вакуумной обработки, напускают поглощающий газ или помещают вещество (например, кристалл йода), над которым формируется в ячейке насыщающий газ [9]. Температурные условия газа или паров в ячейке определяются минимальной температурой штенгеля ячейки и температурой стенок ячейки. Поддержание требуемой температуры осуществляется благодаря применению

системы термостабилизации штенгеля ячейки при той температуре, которая рекомендована международными документами по определению метра [10]. Габариты этих ячеек в каждом конкретном случае могут иметь размеры от нескольких сантиметров до полуметра.

Таблица 1

Атомы/ молекулы/ ионы	Длина волны	Частота (ГГц)	Неопределенность	
			±Гц	Дробная часть
CH ₄	3392.2	88.373 149 028 553	200	2 × 10 ⁻¹¹
Rb-2 photon	778.11	385.285 142 374 8	3000	8 × 10 ⁻¹²
I ₂ a ₁₆ or f R(127)11-5	632.99	473.612 353 604	10 kHz	2,1 × 10 ⁻¹¹
I ₂ a ₁₀ R(56) 32-0	532.24	563.260 223 513	2,6 kHz	8,9 × 10 ⁻¹²
Sr ⁺	674.03	444.779 904 409 540	200	4 × 10 ⁻¹³
Ca	657.45	455.986 240 494 150	8	1,8 × 10 ⁻¹⁴
Yb ⁺	466.88	642.121 496 772 6	1300	1,6 × 10 ⁻¹²
Hg ⁺	281.57	1064.721 609 899 140	10	3 × 10 ⁻¹⁵
In ⁺	236.54	1267.402 452 899 920	230	3,6 × 10 ⁻¹³
H 1S-2S	243.13	1233.030 706 593 55	46	2 × 10 ⁻¹³
H 2S-8S	389.01	770. 649 561 581 1	5900	8 × 10 ⁻¹²

В основе второй группы (табл. 1) частотных реперов, достаточно многочисленной [10], применяются охлажденные с помощью лазерного излучения до температур в несколько мК [11] поглощающие атомы или ионы. Поглощающие атомы находятся в состоянии «оптической патоки» [11] в вакуумной камере. Основное преимущество таких частотных реперов в высокой стабильности и воспроизводимости частот используемых переходов и их практическая независимость от термодинамических характеристик паров веществ. Эти частотные реперы фактически обеспечивают поддержание невозмущенных переходов в том состоянии, которое близко к идеальному физическому состоянию невозмущенного атома или иона. Безусловно, такие частотные реперы представляют в настоящее время самые идеальные конструкции, которые используются в ОСЧ, входящие в состав национальных эталонов длины и частоты многих стран. Вторая часть табл.1, которая начинается с ионов стронция, поясняет интерес к лазерам со стабилизацией по охлажденным атомам и ионам, поскольку стабильность частоты на 1-3 порядка превышает стабильность частоты у используемых ОСЧ. С другой стороны, применение крупногабаритных частотных реперов, какими явля-

ются вакуумные камеры с оптической патокой, в прецизионных малогабаритных измерительных комплексах практически исключено. Известна одна попытка разработать стандарт частоты, на основе охлажденных атомов стронция, который предназначен для эксплуатации в космических условиях [12]. Однако в периодических научных публикациях пока не обнаружено результатов практического применения этого ОСЧ. В этой связи поиск условий, при которых можно использовать охлажденные молекулы йода для стабилизации частоты твердотельного Nd:YAG/I₂ лазера, является крайне актуальным направлением фотоники и лазерной техники.

2. ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЙОДНЫХ ЧАСТОТНЫХ РЕПЕРОВ В СОСТАВЕ ОСЧ НА БАЗЕ ND:YAG/I₂ ЛАЗЕРОВ

Наиболее перспективным, с точки зрения применения в компактных и малогабаритных ОСЧ представляется Nd:YAG/I₂ лазер. С начала 90-х годов начали проводиться исследования свойств йодных реперов, которые могут влиять как на стабильность, так и на воспроизводимость оптической частоты. Первые исследования йодных реперов в диапазоне 532 нм были проведены в работах Ари, Баера и коллег [13-16], выполнены в начале 90-х годов. В этих работах были исследованы сверхтонкие компоненты линий поглощения молекул йода в условиях паров йода в вакуумной ячейке. В соответствии с рекомендациями [10], основным переходом на длине волны 532 нм принят R(56)32-0, сверхтонкие линии поглощения которого приведены на рис. 1.

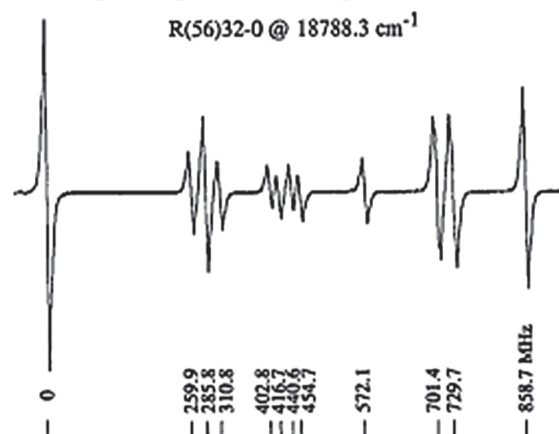


Рис. 1. Сверхтонкие компоненты перехода R(56)32-0

Практически во всех конструкциях твердотельных ОСЧ управление частотой излучения и ее модуляция осуществлялись с помощью внешних акустооптических и электрооптических устройств. Поэтому конструкции этих ОСЧ, в которых используются электрооптические устройства, имеют максимальные габариты, не позволяющие использовать их в составе измерительных средств.

Современные Nd:YAG лазеры с полупроводниковой накачкой конструктивно представляют собой чип лазеры [17], использование которых позволило бы существенно уменьшить габариты ОСЧ на их основе. Тем не менее создать на их основе малогабаритный ОСЧ до настоящего времени практически не удалось, поскольку габариты используемых йодных ячеек изменяются от десяти сантиметров до полуметра. Поэтому для разработки малогабаритных ОСЧ необходимо использовать уменьшенных размеров йодные ячейки. Одним из путей уменьшения размеров йодной ячейки является использование фотонного кристалла, насыщенного йодом.

3. ЗАХВАТ МОЛЕКУЛ ЙОДА В ДЕФЕКТАХ ФК

В последнее время стали проводиться исследования состояния одиночных атомов в нанодефектах фотонных кристаллов [18]. В этой работе была проанализирована возможность захвата и загрузки одиночного атома в наноразмерную полость, сформированную в фотонном кристалле. При этом предполагалось, что атомы имеют нулевую тепловую скорость, в связи с чем при анализе поведения атома в наноразмерной области учитывалась не только градиентная сила электромагнитного поля в дефекте, но и пристеночная сила Казимир-Полдера [19]. Объем используемой полости не превышал λ^3 . Атом захватывается одной модой, которая представляет собой локализованную моду с максимумом в центре полости. Другая волна, частота которой совпадает с частотой перехода молекул захваченных в полости, осуществляет взаимодействие.

В настоящей работе развиваются методы использования фотонных кристаллов с дефектом решетки для хранения в последнем охлажденных молекул йода. Удержанию молекул в дефекте способствует высокая степень локализации поля в нем. Существующие численные процедуры (FDTD) позволили проводить расчеты поля в дефектах и тем самым сконструировать потенциал в дефекте, который будет иметь изолированный экстремум внутри дефекта. Характерный масштаб градиента поля в дефекте определяется поперечным размером дефекта, т.е. размером сравнимым с расстоянием между элементами фотонной структуры.

Интерес к фотонным кристаллам обусловлен их необычными свойствами и, в первую очередь, наличием фотонных запрещенных зон (ФЗЗ). В ФЗЗ возможна локализация электромагнитного поля, что открывает новые возможности для решения фундаментальных и прикладных задач лазерной физики и нелинейной оптики.

Кроме того, используя физические принципы охлаждения ионов, атомов и молекул, а также технологию управления и перемещения отдельных молекул с помощью лазерного пинцета, можно обеспечить накопление необходи-

мых молекул в фотонном кристалле. Чтобы использовать фотонный кристалл, насыщенный парами йода, в качестве частотного репера, необходимо, чтобы было выполнено два условия. Благодаря первому условию электромагнитное поле используется для удержания молекулы йода в центре дефекта фотонного кристалла. Второе, оптическое поле, для которого фотонный кристалл должен быть прозрачным, с минимальными потерями на длине волны 532 нм, должно взаимодействовать с поглощательным переходом молекул йода на частоте одной из сверхтонких линий поглощения.

В отличие от работы [18], в настоящей работе рассматривался случай, когда рабочий переход молекул отстоит на большом частотном расстоянии от частот запрещенной зоны. Поэтому в предлагаемом в настоящей работе случае одно поле удерживает молекулы в центральной области дефекта. Другое поле взаимодействует с молекулами йода на частоте сверхтонкой линии поглощающего перехода.

Исследования лазерного управления охлажденными атомами в фотонных кристаллах проводятся уже второй десяток лет. Наиболее близкой к задаче, поставленной в настоящей работе, оказалась задача, рассмотренная в [18].

В работе рассматривалась модельная конструкция фотонного кристалла типа «книжной полки» (рис. 2).

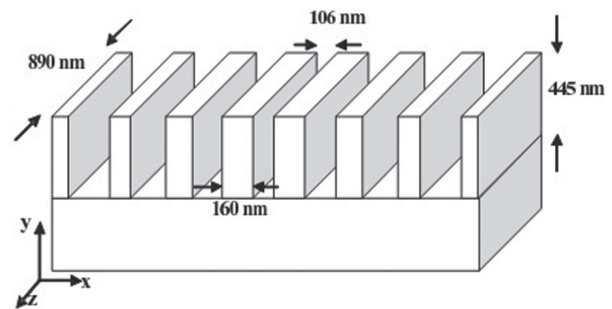


Рис. 2. Модель фотонного кристалла

Главная особенность полученных в [18] результатов заключается в том, что в полости учтены обе силы, воздействующие на атом — это сила Казимир-Полдера и градиентная сила моды электромагнитного поля в дефекте.

С учетом особенностей и свойств данной модели фотонного кристалла может быть предложена конкретная конструкция с определенными параметрами (рис. 3).

На рис. 3 показано распределение поля в Т-образном волноводе, где красный и синий представляют положительные и отрицательные поля, в то время как белый представляет нулевое поле. Стрелкой указано направление, в котором запускают излучение и молекулы йода. Такие волноводы представляют собой 3-D фотонный кристалл, изготовленный из квадратной решетки диэлектрических стержней, которые имеют щели в ТМ моде.

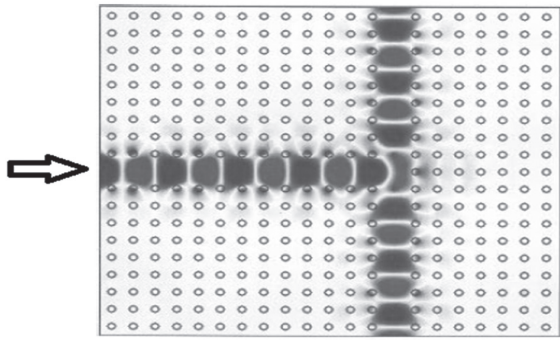


Рис. 3. Стационарное распределение электрического поля

Такое распределение поля можно объяснить тем, что точечный дефект формируется с помощью удаления одной строки из идеального кристалла. Такой дефект создает локализованное состояние, обладающее полной симметрией. Поэтому локализованное состояние является парным для всех входных и выходных волноводов, по существу такой же прочности, в результате чего передача пика составляет 44 %.

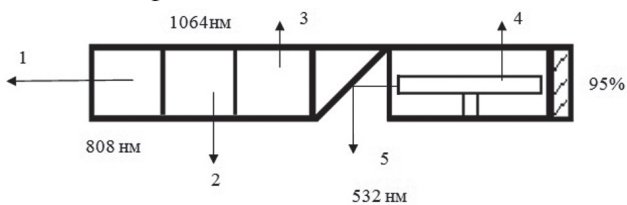


Рис. 4. Схема лазера с фотонным кристаллом

На рис. 4 показано схему лазера с Т-образным фотонным кристаллом, где 1 – полупроводниковый лазер, 2 – Nd:YAG лазер, 3 – нелинейный элемент КДП, 4 – фотонный кристалл, 5 – указано выходное излучение.

После нелинейного элемента установлена призма под 45° , а затем фотонный кристалл. Из него были удалены одна строка в продольном и одна строка в поперечном направлениях. Таким образом, был получен фотонный кристалл с двумя каналами. После фотонного кристалла располагается зеркало с коэффициентом пропускания 95%, а 5% излучения отражается. Излучение проходило обратно по фотонному кристаллу, отражалось от границ, и было зарегистрировано. Электронные компоненты не обсуждались.

ВЫВОДЫ

В данной работе были рассмотрены свойства фотонных кристаллов, в том числе фотонные кристаллы с дефектом, в молекулах которых находится йод. Было установлено, что они могут быть использованы для удержания охлажденных атомов внутри центра дефекта с помощью неоднородного поля. Также были исследованы условия применения фотонных кристаллов, заполненных охлажденными молекулами йода в качестве частотного репера в системе стабилизации частоты Nd:YAG/I₂ лазеров.

В работе рассмотрены оптические реперы, которые позволяют создавать оптические стандарты частоты. Из-за доплеровского уширения высокая стабильность частоты не может быть достигнута. Использование охлажденных атомов и ионов в виде оптического репера приводит к уменьшению доплеровского уширения и, следовательно, более высокой стабильности стандарта. Одними из наиболее распространенных видов оптических реперов являются оптические реперы на охлажденных атомах и ионах, когда поглощающие атомы находятся в состоянии «оптической патоки» в вакуумной камере. Это позволяет значительно увеличить стабильность и воспроизводимость частот используемых переходов и уменьшить их зависимость от термодинамических характеристик паров веществ.

Литература

- [1] Закиров А.В., Левченко В.Д. Эффективный алгоритм для трехмерного моделирования распространения электромагнитных волн в фотонных кристаллах // Институт прикладной математики им. М.В.Келдыша Российской академии наук. – 2008.
- [2] Логгинов А. С., Майоров А. Ш. Численное моделирование распределения электромагнитного поля в волноводе на основе фотонного кристалла // Журнал радиоэлектроники. – 2009. – № 6.
- [3] Zheltikov, A. M. Controlled light localization and nonlinear-optical interactions of ultrashort laser pulses in micro- and nanostructured fibers with a tunable photonic band gap // Laser Physics. – 2001. – V. 11, N. 10. – P. 1058-1068.
- [4] Горелик В. С., Воцинский Е. А., Злобина Л. И. Структура и свойства фотонных кристаллов, заполненных квантовыми точками диэлектриков и металлов // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. «Естественные науки». – 2012. – С.112-124.
- [5] Горелик В. С., Литвинова А. О. Рефрактивный сенсор органических и неорганических соединений на основе глобулярных фотонных кристаллов // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. «Естественные науки». – 2012. – С. 195-205.
- [6] Мачехин Ю.П., Меркулов Е.Г. Оптический частотный репер на основе атомов в дефектах в фотонных кристаллах // Радиотехника, Всеукраинский межведомственный научно-технический сборник. – 2014. - № 178. - С. 181-186.
- [7] Del Mar Photonics: [Электронный ресурс]. URL: http://www.dmp Photonics.com/MCP_mcpimageintensifiers/microchannel_plates.htm. (Дата обращения: 18.06.2014).
- [8] Gorbatsevich A.A., Gorelik V.S., Friman A.V. Optical properties of photonic crystals filled with iodine vapor // Kratkie Soobshcheniya po Fizike. – 2013. – V. 40, N. 2. – P.28–35.
- [9] Riehle F. Frequency Standards, Basics and Applications // WILEY-VCH. – 2004. – P. 521.
- [10] Quinn T.J. Practical realization of the definition of the metre, including recommended radiation of the other optical frequency standards // Metrologia. – 2003. – V. 40. – P. 103-133.
- [11] Балыкин В.И., Летохов В.С., Миногин В.Г. Охлаждение атомов давлением лазерного излучения // УФН. – 1985. – Т.147, №1. – С. 117-156.

- [12] *Schioppo M.* Development of a transportable laser cooled strontium source for future applications in space // EFTF-2010, 24th European Frequency and Time Forum. – 2010. – P. 441-446.
- [13] *Arie A., Schiller S., Gustafson Eric K., Byer Robert L.* Absolute frequency stabilization of diod-laser-pumped Nd:YAG lasers to hyperfine transitions in molecular iodine // *Optics Letters*. – 1992. – V. 17, № 17. – P. 1204-1206.
- [14] *Arie A., Byer R.L.* Laser heterodyne spectroscopy of 127I2 hyperfine structure near 532 nm // *J. Opt. Soc. Am. B*. – 1993. – V. 10, № 11. – P. 1990-1997.
- [15] *Arie A., Byer R.L.* Frequency stabilization of the 1064 nm Nd:YAG lasers to Doppler-broadened lines of iodine // *Applied optics*. – 1993. – V. 32, N. 36. – P. 7382-7386.
- [16] *Arie A., Byer R.L.* Absolute Frequency Stabilization of Diod-Pumped Nd:YAG Lasers // *Laser Physics*. – 1994. – V. 4, № 2. – P. 387-391.
- [17] *Бурый О.А., Убізський С.Б.* Моделювання та оптимізація мікрочіпових лазерів // Львів. – 2013. – С. 152.
- [18] *Kuznetsova E., Feist J.* Single atom trapping and control inside a nanosize photonic crystal cavity // *Laser Physics*. – 2013. – V.8, № 3. – P. 288-290.
- [19] *S.Y. Buhmann.* Casimir-Polder forces on atoms in the presence of magnetoelectric bodies // *Laser Physics*. – 2007. – V. 11, № 7. – P. 452-457.

Поступила в реколлегію 13.05.2014

Мачехин Юрий Павлович, фото и сведения об авторе см. на стр. 172.

Хоролец Лилия Сергеевна, аспирант кафедры физических основ электронной техники Харьковского национального университета радиоэлектроники. Научные интересы: лазерная и оптоэлектронная техника, полупроводниковые и чип-лазеры и стабилизация частоты на их основе.



УДК 535.214:535.274.4

Фотонні кристали в системі стабілізації частоти твердотільних лазерів / Ю.П. Мачехін, Л.С. Хоролець // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2014. – Том 13. – № 2. – С. 173–177.

У даній роботі були досліджені шляхи створення малогабаритних оптичних стандартів частоти на основі Nd: YAG/I₂ лазера, які представляють собою чіп лазер. Також була проаналізована можливість захоплення і завантаження одиночного атома в нанорозмірні порожнини, також було проаналізовано розвиток методів використання фотонних кристалів з дефектом решітки для зберігання в дефекті охолоджених молекул йоду і представлена схема лазера з фотонним кристалом.

Ключові слова: Nd: YAG/I₂ лазер, оптичні стандарти частоти, фотонний кристал, йодний осередок, частотний репер.

Іл.: 04. Бібліогр.: 19 найм.

UDC 535.214:535.274.4

Photonic crystals in the system of stabilizing of frequency of solid-state lasers / Yu.P. Machehin, L.S. Khorolets // *Applied Radio Electronics: Sci. Journ.* – 2014. – Vol. 13. – № 2. – P. 173–177.

The paper investigates ways of creating small optical frequency standards based on a Nd: YAG/I₂ laser, which are chip lasers. Besides, the paper analyzes a possibility to capture and upload a single atom in a nano-sized cavity as well as it analyzes the development of methods of using photonic crystals with a lattice defect for storage of cooled iodine molecules in the said defect and shows a diagram of a laser with a photonic crystal.

Keywords: Nd: YAG/I₂ laser, optical frequency standards, photonic crystal, iodine cell, frequency reference.

Fig.: 04. Ref.: 19 items.

РАЗРАБОТКА ПРЕЦИЗИОННОЙ ЛАЗЕРНОЙ АППАРАТУРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ АБСОЛЮТНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ЧАСТОТ С ПОМОЩЬЮ ЧАСТОТНОЙ ГРЕБЕНКИ TI-SA ЛАЗЕРА

Ю.П. МАЧЕХИН, Ю.Г. КОЛЕСНИКОВА

В данной работе особое внимание уделяется точному определению абсолютных значений частот. Рассматриваются особенности фемтосекундных лазеров, частотной гребенки и микроструктурированного волокна. В результате была разработана система для измерения абсолютных значений частот с использованием частотной гребенки Ti-Sa лазера. Главной особенностью этой системы является возможность связи оптических частот с радиочастотами.

Ключевые слова: фемтосекундный лазер, оптическая частотная гребенка, микроструктурированное волокно.

ВВЕДЕНИЕ

С начала 80-х годов и до 2000 года точное определение абсолютного значения частот оптического диапазона осуществлялось методом многоступенчатого переноса частоты от первичного цезиевого эталона, работающего в радиодиапазоне, в оптический диапазон с помощью радиооптического моста (РОЧМ) [1]. В состав РОЧМ входят несколько стабилизированных лазеров, работающих в различных спектральных диапазонах, высоко стабильные СВЧ генераторы, приемники, преобразователи и усилители электромагнитного излучения различных конструкций. Система связи между частотой первичного цезиевого эталона и частотой лазера в оптическом диапазоне очень сложна, поэтому каждое измерение с ее использованием требовало много времени и высокопрофессионального обслуживания. РОЧМ были созданы в научных центрах нескольких наиболее развитых стран мира. Работа на этих РОЧМ обычно планировалась заранее, поскольку требовалось много времени для подготовки, как правило, осуществлялось измерение абсолютного значения частоты излучения лазеров, у которых осуществлялась стабилизация частоты по внешним частотным реперам. Большая периодичность в работе РОЧМ создавала сложности в метрологическом обеспечении измерений оптических частот. Такое положение в области измерения оптических частот держалось в мире до конца 90-х годов.

В начале 90-х годов были разработаны и созданы импульсные твердотельные (титан-сапфировый) лазеры, которые обеспечивали генерацию импульсов фемтосекундной ($10^{-14} - 10^{-15}$) длительности. Центральная длина волны излучения находится в интервале 700–750 нм, а ширина спектра излучения составляет 40–80 нм. Поскольку длина резонатора составляет около двух метров, то расстояние между продольными модами может составлять несколько десятков МГц [2].

В 90-х годах с помощью микроструктурированного волокна появилась возможность расши-

рения спектра излучения, благодаря чему уменьшалась длительность импульса.

Это дает возможность с помощью сравнительно простых оптических схем проводить измерение оптических частот через измерение радиочастот. Состав измерительной системы на основе титан сапфирового лазера включает в себя еще системы стабилизации частотных параметров этого лазера, оптоволоконный расширитель спектра оптического излучения и приемники, которые позволяют измерять частоту биений между частотой исследуемого лазера и ближайшей гармоникой частотного спектра лазера.

Применение оптических частотных гребенок, формируемых фемтосекундными лазерами с синхронизацией мод, достаточно широко. Это привело к производству измерительных систем, приборов, которые, на данном этапе времени, являются наиболее точными. В различных университетах, например, Беркли (Калифорния), частотные гребенки применяются в прецизионных фундаментальных измерениях в атомной, молекулярной и оптической физике. В Дюссельдорфе гребенку применяют для разработки оптических часов на основе ультрахолодных Yb-атомов. Также разрабатываются программы для онлайн обработки абсолютной частоты лазера.

Успешно работают фирмы, которые изготавливают не только волоконные и титан-сапфировые лазеры, но и всю необходимую электронику. Такой успешной фирмой в настоящее время является Menlosystems. Ее оборудование используется в научных и метрологических центрах, деятельность которых связана как с прецизионными временно-частотными измерениями, так и со спектроскопическими исследованиями и созданием атомных часов.

Однако стоимость этого оборудования очень высока, и сегодня достаточно сложно приобретать его государственным научным организациям. В связи с этим было принято решение создать систему измерения абсолютных значений частот с помощью создаваемого в отечественных институтах и университетах

оборудования. В настоящей работе представлены первые результаты начального этапа разработки прецизионной измерительной аппаратуры для измерения абсолютных значений оптических частот. В качестве базового лазера используется Ti-Sa лазер с синхронизацией мод, работающий в режиме генерации фемтосекундных импульсов, разработанный и изготовленный в институте плазменных методов ускорения (ХФТИ).

1. ФЕМТОСЕКУНДНЫЙ TI-SA ЛАЗЕР

Ti-Sa лазер с синхронизацией мод обеспечивает генерацию ультракоротких импульсов в спектральном диапазоне 700–750 нм.

Активной средой такого лазера является кристалл сапфира, активизированный трехвалентными ионами титана ($Al_2O_3 : Ti^{3+}$). В качестве источника накачки используется аргоновый лазер. Схема лазера изображена на рис. 1.

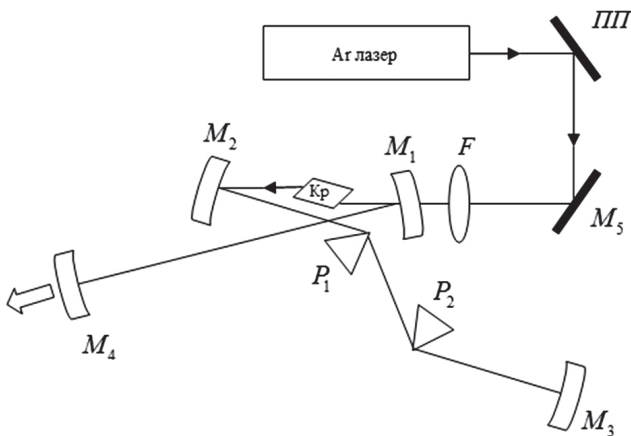


Рис. 1. Схема фемтосекундного Ti-Sa лазера:

Ar лазер – лазер накачки; $\lambda = 514$ нм;

F – фокусирующая линза; ПП – поворачивающая пластина; Кр – активный элемент, кристалл Ti:Sa; M_1 и M_2 – сферические зеркала; M_3 – глухое зеркало; M_5 – поворачивающее зеркало; P_1 и P_2 – призмы компенсаторы ДГС (с негативной ДГС)

Активная среда помещена между двумя софокусными вогнутыми зеркалами, формирующими моду резонатора с малым сечением перетяжки в активной среде. Малый диаметр пучка в активной среде нужен для того, чтобы достичь высокой интенсивности, которая необходима для функционирования механизма керровской линзы.

Самофокусировка, возникающая при увеличении интенсивности в активной среде, уменьшает конфокальный параметр моды, что способствует пропусканию через диафрагму более мощного импульса.

Две призмы служат для компенсации дисперсии групповых скоростей в резонаторе, которая возникает из-за наличия дисперсии в кристалле. Первая призма является дисперсионным элементом, а вторая собирает преломленные лучи в параллельный пучок. Лазер генерирует периодическую последовательность импульсов, время между которыми равно времени обхода светом резонатора [3].

1.1. Частотная гребенка, формируемая фемтосекундным лазером.

Частотная гребенка представляет собой шкалу оптических частот, которая позволяет напрямую сравнивать и связывать оптические частоты с частотами радиоволнового диапазона без потери когерентности фаз.

Излучение лазера представляет собой последовательность импульсов, которые являются копиями одного и того же импульса (рис. 2, а). Время между импульсами $T_0 = 2L/v_{gr}$ (v_{gr} – скорость распространения импульса в резонаторе). Но импульсы не совсем одинаковы вследствие того, что их огибающая распространяется со скоростью v_{gr} , а несущая волна с частотой ω_c – фазовой скоростью. После каждого обхода резонатора несущая волна приобретает фазовый сдвиг $\Delta\phi$ относительно огибающей [4].

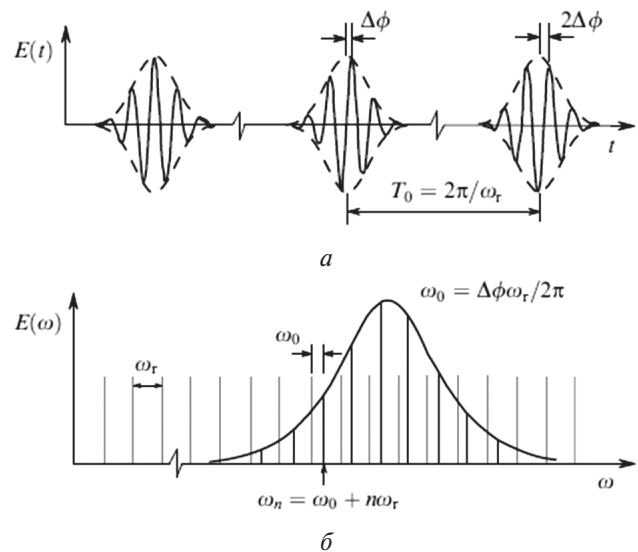


Рис. 2. Характеристики излучения фемтосекундного Ti-Sa лазера с синхронизацией мод: а – временные характеристики; б – спектральные характеристики

Значение частоты повторения импульсов обычно находится в пределах до 100 МГц и определяется геометрией резонатора лазера:

$$\omega_r = v_g / 2L, \quad (1)$$

где L – длина резонатора, v_g – групповая скорость излучения внутри резонатора.

Частота ω , соответствующая пику гребенки с номером N , определяется соотношением:

$$\omega_n = \omega_r \cdot N + \omega_0, \quad (2)$$

где ω_0 – смещение пика с номером $N = 1$ «идеальной» частотной сетки, которая перекрывает весь частотный диапазон, относительно $\omega = 0$.

Наличие этого частотного сдвига обусловлено разницей между фазовой и групповой скоростями излучения в резонаторе лазера.

2. КОМПЛЕКС СИСТЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ АБСОЛЮТНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ЧАСТОТ С ПОМОЩЬЮ ЧАСТОТНОЙ ГРЕБЕНКИ TI-SA ЛАЗЕРА

В состав разрабатываемой системы измерений абсолютных значений частот входит Ti-Sa

лазер (1), микроструктурированное волокно типа «кагоме» [5] (2), которое крепится держателем волокна, поворотные зеркала(3), измеряемый лазер (4), микрообъектив (5), дифракционная решетка (6), фотодиод (7) и частотомер (8) (рис. 3).

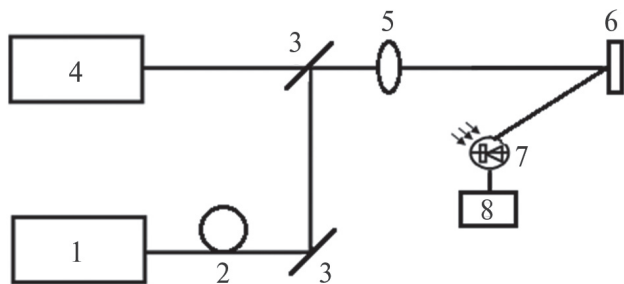


Рис. 3. Система измерения абсолютных значений частот с помощью частотной гребенки Ti-Sa лазера

Излучение титан-сапфирового лазера 1 направляется в микроструктурированное волокно 2, после поворотных зеркал 3 соединяется с излучением измеряемого лазера 4, проходит через микрообъектив 5 и дифракционную решетку 6, которая позволяет выделить необходимый спектральный диапазон. После этого излучение попадает на фотодиод 7 и фиксируется в частотомере 8, который регистрирует разность частот измеряемого лазера и фемтосекундного лазера.

Микроструктурированное волокно используется для уширения частотного спектра фемтосекундного лазера.

Это уширение может превышать оптическую октаву без нарушения целостности частотной гребенки. Поэтому такая частотная гребенка позволяет измерять частоту оптического излучения во всем оптическом диапазоне.

2.1. Микроструктурированное волокно типа «кагоме». Микроструктурированное волокно (МКВ) типа «кагоме» (рис. 4) изготовлено из стекла электровакуумной группы С-52-2 и имеет следующие параметры: внешний диаметр структуры 212,98 мкм, диаметр дефекта 4 мкм, внешний диаметр дефекта 12,54 мкм, диаметр малых отверстий 2,62 мкм, период отверстий в дефекте 4,23 мкм, диаметр окружающих отверстий 8,09 мкм, период структуры 11,09 мкм, площадь промежуточных треугольников 4,41 мкм², оптическое пропускание структуры 69,4 %. Нелинейный коэффициент преломления стекла волновода $n_2 = 4,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2 \cdot \text{Вт}^{-1}$, что соответствует коэффициенту нелинейности стекла $\gamma = 0,5 \cdot 10^{-1} \text{ м}^{-1}$ [6].

Применение двумерной периодической фотонной решетки позволило осуществить сильную локализацию излучения в дефекте, не используя эффектов фотонных запрещенных зон. В этом случае излучение вследствие полного внутреннего отражения распространяется в дефекте, которым является точка пересечения структуры решетки, называемой решеткой «кагоме». Любая неоднородность в фотонном кристалле называется дефектом фотонного кристалла, поскольку

нарушает его периодичность. Область нарушения периодичности кристалла фактически является микрорезонатором, в котором электромагнитная волна ограничена в двух измерениях и убывает экспоненциально по интенсивности вглубь кристалла. Длина волны основной моды излучения, сосредоточенного внутри дефекта структуры, может изменяться в пределах ширины запрещенной зоны посредством изменения размера либо формы дефекта.

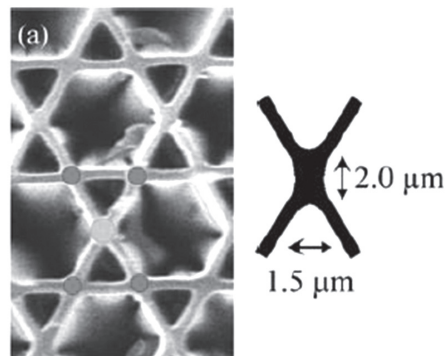


Рис. 4. МКВ с периодической структурной оболочкой типа «кагоме» для генерации суперконтинуума

Технически осуществить использование фотонного волокна можно при условии его стабильного удержания. Учитывая, что волокно без защитной оболочки, его использование составляет определенную техническую трудность. Поэтому в проведенных исследованиях волокно помещалось в стеклянный капилляр диаметром меньше 1 мм. Концы волокна выступали на 2-3 мм за пределы торцов капилляра. Для ввода излучения необходимо сфокусировать выходное излучение лазера на торец фотонного волокна [6].

С помощью такого комплекса можно с большой точностью измерять абсолютные значения частот, связывать оптические частоты с радиочастотами.

ВЫВОДЫ

В работе представлены результаты создания системы для измерения оптических частот с использованием фотонного волокна. Показано, что для получения стационарной гребенки использовался разработанный в ХФТИ Ti-Sa лазер.

Установлено, что гребенка является сверхточным измерительным прибором, который способен напрямую сравнивать и связывать оптические частоты с частотами радиоволнового диапазона без потери когерентности фаз.

Разработана система измерения абсолютных значений частот с помощью частотной гребенки Ti-Sa лазера. В состав системы включено микроструктурированное волокно типа «кагоме», которое использовалось для уширения спектра фемтосекундного лазера. Также в комплекс измерения включены поворотные зеркала, микрообъектив, дифракционная решетка, фотодиод и частотомер.

Хотелось бы выразить благодарность нашим коллегам из Саратовского государственного университета имени М. Г. Чернышевского А.А. Занишевской, А.А. Шувалову и Ю.С. Скибиной за предоставленные образцы волокна «кагоме», производство которого они наладили на своей технической базе, а также за помощь в создании системы для измерения оптических частот.

Литература

- [1] *Quinn T.J.* Practical realization of the definition of the metre, including recommended radiation of the other optical frequency standards [Text] / T.J. Quinn // *Metrologia*. — 2003. — V. 40. — P. 103-133.
- [2] *Хэнш Т.В.* Страсть к точности [Текст] / Т.В. Хэнш // *Успехи физических наук*. — Том 176, № 12. — 2006. — С. 1368–1380.
- [3] Развитие прецизионной технологии измерения оптических частот с использованием фемтосекундного лазера [Текст] / Ю.П. Мачехин, А.М. Негрийко, Л.П. Яценко и др. — Радиотехника. — 2007. — 150 с.
- [4] *Мачехин Ю.П.* Формирование системы абсолютного измерения оптических частот лазеров на базе фемтосекундного лазера [Текст] / А.Ю. Красноголов. — 5 Международная НТК Метрология и измерительная техника : Научные труды. — Том 2. — 2006. — С. 5.
- [5] *Скибина Ю.С.* Фотонно кристаллические волны в биомедицинских исследованиях [Текст] / Ю.С. Скибина, В.В. Турчин, В.И. Безглазов и др. // *Квантовая электроника*. — 2011. — С. 284-301.
- [6] *Glass P.* Supercontinuum generation in a two-dimensional photonic kagome / P. Glas, D. Fischer, G. Steinmeyer // *Applied Physics*. — 2005. — P. 1-9.

Поступила в редколлегию 3.04.2014

Мачехин Юрий Павлович, фото и сведения об авторе см. на стр. 172.



Колесникова Юлия Геннадиевна, аспирант кафедры физических основ электронной техники ХНУРЭ. Научные интересы: особенности излучения фемтосекундных лазеров, лазерная измерительная техника и ее применение.

УДК 535.33

Розробка прецизійного лазерного пристрою для вимірювання абсолютних значень частот з допомогою частотної гребінки Ti-Sa лазера / Ю.П. Мачехин, Ю.Г. Колесникова // *Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал*. — 2014. — Том 13. — № 2. — С. 178–181.

У даній роботі особлива увага надається точному визначенню абсолютних значень частот. Розглядаються особливості фемтосекундних лазерів, частотної гребінки та мікроструктурованого волокна. В результаті була розроблена система для вимірювання абсолютних значень частот з використанням частотної гребінки Ti-Sa лазера. Головною особливістю цієї системи є можливість об'єднання оптичних частот з радіочастотами.

Ключові слова: фемтосекундний лазер, оптична частотна гребінка, мікроструктуроване волокно.

Лл.: 04. Бібліогр.: 06 найм.

UDK 535.33

Developing a precision laser apparatus for measuring the absolute frequency values by frequency comb of Ti-Sa laser / Yu.P. Machehin, Yu.G. Kolesnikova // *Applied Radio Electronics: Sci. Journ.* — 2014. — Vol. 13. — № 2. — P. 178–181.

The paper focuses on the precise definition of absolute values of frequencies. The features of femtosecond lasers, a frequency comb and microstructure fibers are considered. As a result, a system for measuring the absolute values of frequencies by using a frequency comb of a Ti-Sa laser has been developed. The main feature of this system is a possibility to connect the optical frequencies with radio frequencies.

Keywords: femtosecond laser, optical frequency comb, microstructure fiber.

Fig.: 04. Ref.: 06 items.



К 75-летию со дня рождения Владимира Ивановича ГУЗЯ

15 июля 2014 года исполняется 75 лет со дня рождения академика Академии наук прикладной радиоэлектроники, лауреата Государственной премии СССР, кандидата технических наук, старшего научного сотрудника, директора Государственного предприятия Научно-исследовательский институт радиолокационных систем «Квант-Радиолокация» **Владимира Ивановича Гузя**.

Владимир Иванович Гузь родился в г. Яготин Киевской области, в 1956 году после окончания средней школы поступил и в 1961 году закончил радиотехнический факультет Киевского политехнического института и начал трудовую деятельность на заводе им. Г.И.Петровского, г. Киев.

После окончания очной аспирантуры на РТФ КПИ и защиты кандидатской диссертации в 1969 году работал в НИИ «Квант», г. Киев, на должностях начальника сектора, отдела, отделения и заместителя директора по направлению активной радиолокации. В 1974 г. В.И.Гузь было присвоено ученое звание старшего научного сотрудника по специальности «Радиолокация и радионавигация».

С 1996 года Владимир Иванович Гузь работает директором ГП НИИ РС «Квант-Радиолокация», г. Киев.

В.И.Гузь – профессионал высшей категории в области радиолокации, его научное направление работы – создание сложных радиолокационных комплексов и систем с использованием процессоров со сложными радиолокационными сигналами, зеркальных антенн и фазированных антенных решеток, в том числе и активных фазированных антенных решеток.

С 1974 года Владимир Иванович – главный конструктор и научный руководитель ряда ОКР и НИР. Под его научным руководством созданы и внедрены в серийное производство высокоэффективные радиолокационные комплексы и системы: трикоординатная РЛС кругового обзора «Позитив», РЛС обнаружения целей на гранично малых высотах «Подкат» и др., которые широко применяются во многих странах мира.

Среди особых достижений последних лет – создание под руководством В.И.Гузя и принятие на вооружение Военно-Морскими Силами Вооруженных Сил Украины двухкоординатной когерентно-импульсной РЛС кругового обзора «Дельта».

За достижения в теоретической и практической деятельности В.И.Гузь в 1989 г. был удостоен Государственной премии СССР.

В.И.Гузь является действительным членом (академиком) Академии наук прикладной радиоэлектроники Беларуси, России и Украины, а также академиком Академии технологических наук Украины.

Владимир Иванович Гузь – член международного научно-технического общества IEEE, член редакционного совета журнала «Прикладная радиоэлектроника» Харьковского национального университета радиоэлектроники, а также член редакционной коллегии журнала «Известия вузов. Радиоэлектроника» национального технического университета Украины «Киевский политехнический институт». Он большое внимание уделяет воспитанию научных кадров, активно участвует в работе ученых советов ряда научных учреждений Украины, рецензирует научные работы предприятий и претендентов на получение научных степеней кандидата и доктора технических наук, активно работает над изданием научных трудов ученых ГП НИИ РС «Квант-Радиолокация» в качестве автора и соавтора, сотрудничает с многочисленными научными предприятиями и учебными заведениями, включая ХНУРЭ, используя в создаваемых РЛС новейшие достижения ученых мира по современным проблемам радиолокации.

В.И.Гузь – автор и соавтор более 300 научных трудов, включая 70 авторских свидетельств СССР и патентов Украины.

Члены редакционного совета журнала «Прикладная радиоэлектроника» вместе со всей научной общественностью сердечно поздравляют Владимира Ивановича с 75-летием и от всей души желают юбиляру крепкого здоровья, творческих успехов во славу науки и техники.

Президиум АН ПРЭ

ПРИКЛАДНАЯ РАДИОЭЛЕКТРОНИКА

Научно-технический журнал

Ответственный секретарь

Е. Б. Исаева

Корректор

Н. В. Ерик

Перевод на английский язык

К. Т. Умяров

Компьютерный дизайн и верстка

Е. Б. Исаева

Рекомендовано засіданням Бюро Президії Академії наук прикладної радіоелектроніки
(протокол № 2 від 26.06.2014 р.).

Рекомендовано Вченою радою Харківського національного університету радіоелектроніки
(протокол № 36 від 04.07.2014 р.).

Свідоцтво про державну реєстрацію КВ № 6037 від 09.04.2002 р.

Журнал включений до списку фахових видань ВАК України
з технічних наук
(постанова президії ВАК України № 1-05/2 від 10.03.2010),
з фізико-математичних наук (фізика)
(постанова президії ВАК України № 1-05/5 від 1.07.2010)

Підписано до друку 04.07.2014. Формат 60 × 84 ¹/₈.
Папір офсет. Друк офсет. Умов.-друк. арк. 9,3. Облік.-вид. арк. 9,0.
Тираж 300 прим. Ціна договірна.

Віддруковано в ТОВ «ДРУКАРНЯ МАДРИД»
61024, м. Харків, вул. Ольмінського, 11. Тел.: (057) 756-53-25
www.madrid.in.ua, e-mail: info@madrid.in.ua