

РЕШЕНИЕ ОСНОВНЫХ ПРОБЛЕМ РАДИОЛОКАЦИИ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ПОЛНОГО ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВА

Мартынчук А.А.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники
050-402-52-97, alexmartynchuk@rambler.ru

The given work is devoted to the modern developments in the field of solution the main problems of radiolocation, such as detection of the undistinguished target, selection and recognition targets against the noise, radar clutter, background, interference by new method of radiolocation – full polarization probing. These methods provide the complex protecting of one-positional radio-locator from passive, active and combined hindrances by single technical decision. The output signal to noise ratio can be increased more than 20 dB due to this method.

Введение. Анализ уровня развития радиолокационных средств и радиоэлектронного подавления (РЭП) показывает, что может быть создана такая обстановка, при которой решение радиолокационной станцией (РЛС) своих задач может представлять существенную проблему, может быть сорвано или выполнено с превышением временного баланса, отведенного РЛС на решение этих задач. В этой связи возникает актуальная задача повышения помехозащищенности РЛС до уровня, учитывающего возможности современных средств РЭП при ограниченном временном балансе.

Одним из возможных вариантов решения данной задачи является применение в РЛС метода полного поляризационного зондирования пространства (ППЗП), предполагающего излучение двух сложных ортогональных по поляризационной и внутренней структуре сигналов и их одновременный прием на ортогональных поляризациях.

Вопросам решения основных задач радиолокации и повышения помехозащищенности РЛС посвящено достаточно большое количество работ [1-2]. При этом рассматриваются и поляризационные свойства сигналов [3-6]. Для селекции и распознавания целей на основе сигнальной информации используют поляризационные матрицы рассеяния (ПМР) целей [7-8]. Использование ППЗП позволит существенно повысить эффективность защиты РЛС от активных и пассивных помех во многих случаях [9, 10]. Однако, в настоящее время нет РЛС с возможностью полного поляризационного зондирования пространства, хотя и известны радиолокаторы с измерением ПМР целей. Существуют математические модели для описания антенны, как основного измерительного элемента ПМР, от качества которого во многом зависит общая эффективность работы РЛС с ППЗП [11]. Известным является также техническая реализация РЛС с ППЗП [12,13]. Однако задача исследования возможностей ППЗП для решения основных проблем радиолокации в рамках одного технического решения не проводилась, что и определяет *новизну* и *актуальность* исследования.

Целью исследования является обобщение возможностей полного поляризационного зондирования пространства для решения основных проблем радиолокации в рамках единого технического решения.

Задачами исследования являются: обобщение особенностей и различий поляризационных векторов рассеяния сигналов и помех при ППЗП; исследование эффективности обнаружения малозаметных целей при ППЗП; исследование эффективности обнаружения целей на фоне помех при ППЗП.

Сущность ППЗП. Использование ППЗП предполагает переход от скалярной обработки принимаемого сигнала к векторной обработке. При этом предполагается излучение двух сложных ортогональных по внутренней структуре сигналов $\dot{s}_1(t)$ и на ортогональных поляризациях (рис. 1). После отражения от цели на вход каждой из ортогональных антенн поступают сигналы основных поляризаций и перекрестных. К каждой из двух поляризационно-ортогональных антенн подключаются приемники, включающие согласованные фильтры (либо корреляторы) и квадратурные каналы (рис. 2).

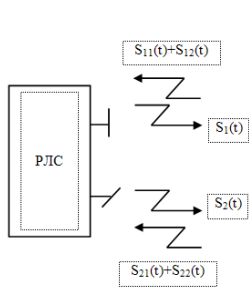


Рис. 1. Физическая сущность ППЗП

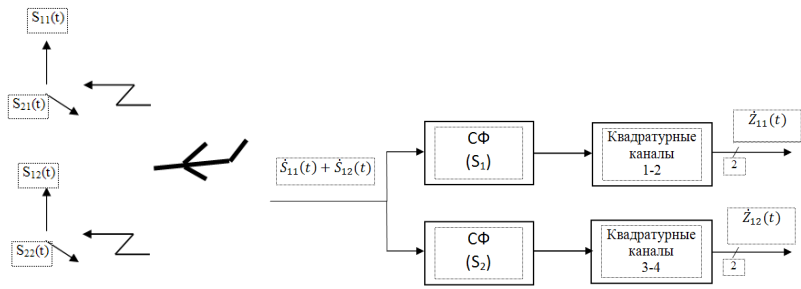


Рис. 2. Сигналы на выходе приемника

Ввиду ортогональности сигналов $\dot{s}_1(t)$ и $\dot{s}_2(t)$ на практике имеем

$$\int \dot{s}_1(t) \cdot \dot{s}_2^*(t) \cdot dt = \int \dot{s}_2(t) \cdot \dot{s}_1^*(t) \cdot dt = \varepsilon, \quad (1)$$

где $\varepsilon \approx 0$ — сколь угодно малая величина, соответствующая условию ортогональности реальных сигналов при ППЗП, например, $\varepsilon \ll r^2$, где r — конечная величина развязки по поляризации антенны [7, 11].

На выходе квадратурных каналов 1-2 (рис. 2) первого приемника получаем

$$\begin{aligned} \dot{z}_{11} &= \int (\dot{s}_{11}(t) + \dot{s}_{12}(t)) \cdot \dot{s}_1^*(t) \cdot dt = \int \dot{s}_{11}(t) \cdot \dot{s}_1^*(t) \cdot dt + \int \dot{s}_{12}(t) \cdot \dot{s}_1^*(t) \cdot dt = \\ &= \dot{a}_{11} \cdot \int \dot{s}_1(t) \cdot \dot{s}_1^*(t) dt + \dot{a}_{12} \cdot \int \dot{s}_2(t) \cdot \dot{s}_1^*(t) dt \approx \dot{a}_{11} \cdot \dot{Y}_1, \end{aligned} \quad (2)$$

где \dot{a}_{11} — коэффициент отражения цели, элемент поляризационной матрицы рассеяния; \dot{Y}_1 — энергия зондирующего сигнала у цели.

Сигналы на всех выходах получают аналогично (2) и представляют в виде поляризационного векторного сигнала (ПВС)

$$\dot{z} = (\dot{z}_{11} \quad \dot{z}_{21} \quad \dot{z}_{12} \quad \dot{z}_{22})^T. \quad (3)$$

Значения эффективной поверхности рассеяния (ЭПР) на разных поляризациях как элементов поляризационной матрицы рассеяния цели [1] можно получить из (3) расчетным методом (ошибка до 3...5 дБ) либо методом сравнения с эталоном (ошибка до 0,3 дБ) [2]. Тогда по результатам ППЗП имеем поляризационную матрицу рассеяния (ПМР) цели либо помех в общем виде в комплексной форме представления

$$\dot{S} = \begin{pmatrix} \dot{s}_{11} & \dot{s}_{12} \\ \dot{s}_{21} & \dot{s}_{22} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

элементы которой используются в виде поляризационного вектора рассеяния (ПВР)

$$\dot{S} = (\dot{s}_{11} \quad \dot{s}_{21} \quad \dot{s}_{12} \quad \dot{s}_{22})^T, \quad (5)$$

свойства которого для сигналов и помех существенно различны.

Обобщение особенностей и различий поляризационных векторов рассеяния сигналов и помех при ППЗП.

Под входным информационным вектором РЛС с ППЗП понимается поляризационный вектор (ПВ) в виде временных отсчетов t_i , причем, $i = (\overline{1, N})$

$$\dot{S}(t_i) = \gamma_c \cdot \dot{S}_c(t_i) + \gamma_i \cdot \dot{n}(t_i) + \dot{\xi}(t_i), \quad (6)$$

где $\dot{S}_c(t_i)$ — поляризационный вектор полезного сигнала; $\dot{n}(t_i)$ — поляризационный вектор внешних помех; $\dot{\xi}(t_i)$ — вектор собственных шумов; γ_c и γ_i — признак наличия (1) или отсутствия (0) сигнала и помех.

Отметим специфические особенности ПВ сигнала при ППЗП, когда $\dot{s}_{21} \approx \dot{s}_{12}$ ввиду принципа взаимности в совмещенной радиолокации [1]. Особенности ПВ внешних помех являются примерные равенства $\dot{n}_{11} \approx \dot{n}_{12}$ и $\dot{n}_{21} \approx \dot{n}_{22}$ в силу того, что используются две антенны, выход каждой из которых подключен одновременно к двум согласованным фильтрам (СФ) (рис. 2). Интерес представляют также особенности совместного влияния

внутренних шумов тракта обработки до СФ ξ_1 и ξ_2 двух антенных каналов и собственных шумов квадратурных каналов ξ_{11} , ξ_{12} и ξ_{21} , ξ_{22} , когда результирующий вектор собственных шумов при ППЗП будет представлен в виде

$$\dot{\xi} = (\dot{\xi}_1 + \dot{\xi}_{11} \quad \dot{\xi}_2 + \dot{\xi}_{12} \quad \dot{\xi}_1 + \dot{\xi}_{21} \quad \dot{\xi}_2 + \dot{\xi}_{22})^T. \quad (7)$$

Заметим, что указанные выше зависимости отдельных элементов ПМР цели и помех между собой, а также особенности шумов (7) создают предпосылки получения положительного эффекта при ППЗП. Эти же зависимости учитываются при описании совместной плотности вероятности распределения входного информационного вектора (6). Область дискретных значений каждой из составляющих независимых во времени отсчетов поляризационного вектора (ПВ) в общем виде (6) будем описывать n -мерной плотностью распределения ($n = 4$), которую будем считать приближающейся к нормальному закону [1, 2, 5-7]

$$P(\dot{S}) = \left((2\pi)^n |\dot{M}| \right)^{-\frac{1}{2}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} (\dot{S} - \dot{m})^T \dot{M}^{-1} (\dot{S} - \dot{m}) \right\}, \quad (8)$$

где \dot{m} – вектор средних значений; \dot{M}^{-1} – обратная матрица.

Заметим, что ковариационная матрица \dot{M} или ковариационно-поляризационная матрица (КПМ) содержит характеристику степени статистической взаимосвязи элементов ПВ и рассчитывается как статистическое усреднение

$$\dot{M} = \left\langle (\dot{S} - \dot{m}) \cdot (\dot{S} - \dot{m})^T \right\rangle. \quad (9)$$

Пусть пространством измеряемых признаков является n -мерное комплексное поляризационное пространство (КПП)

$$\dot{C}^4 = \left(0 \quad \dot{c}_1^0 \quad \dot{c}_2^0 \quad \dot{c}_3^0 \quad \dot{c}_4^0 \right), \quad (10)$$

направляющие комплексные орты которого соответствуют элементам ПВ [9, 10]

$$\dot{c}_1^0 = \dot{s}_{11}; \dot{c}_2^0 = \dot{s}_{21}; \dot{c}_3^0 = \dot{s}_{12}; \dot{c}_4^0 = \dot{s}_{22}. \quad (11)$$

Тогда КПМ позволит определить ту область в КПП, внутри которой локализуется случайный вектор (6). Эта область локализации (ОЛ) случайного вектора образует многомерный эллипсоид равной плотности вероятности в соответствии с уравнением

$$(\dot{S} - \dot{m})^T \dot{M}^{-1} (\dot{S} - \dot{m}) = d^2, \quad (12)$$

где $d > 0$ и определяет вероятность попадания координат конца ПВ внутрь ОЛ.

В соответствии с (9) КПМ является эрмитовой [1] и положительно определенной [4, 5], поэтому

$$\dot{M} = \dot{B} \cdot \Lambda \cdot \dot{B}^T, \quad (13)$$

где $\dot{B} = \begin{pmatrix} \dot{b}_1 & \dot{b}_2 & \dot{b}_3 & \dot{b}_4 \end{pmatrix}$ – матрица собственных векторов КПМ;

$\Lambda = \text{diag}(\lambda_1 \quad \lambda_2 \quad \lambda_3 \quad \lambda_4)$ – матрица собственных значений, спектр КПМ.

Указанное определяет, что областью локализации поляризационного вектора (6) в исходном комплексном поляризационном пространстве (10) является в общем случае многомерный эллипсоид, положение которого в КПП определяется вектором средних значений \dot{m} . Размерность эллипсоида зависит от числа ненулевых, на практике существенных собственных чисел КПМ. Ориентация этого эллипсоида определяется собственными векторами КПМ \dot{B} , а длины полуосей – собственными значениями

$$a_i = d\sqrt{\lambda_i}. \quad (14)$$

Изложенное определяет правомерность применения многомерного нормального закона распределения случайных векторов, включая и случаи жесткой коррелированности отдельных его элементов между собой, когда ранг КПМ меньше размерности КПП $r < 4$. Геометрическая трактовка ОЛ объектов, различающихся размерами и формой, а

также помех, включая активные шумовые, имитирующие ответно-импульсные, пассивные, приобретает определенную наглядность. Результаты исследований закономерностей распределения ПВ целей и помех свидетельствуют о том, что их соответствующие ОЛ являются существенно различными. На рис.3 показана геометрическая интерпретация проекции ОЛ поляризационного вектора рассеяния (ПВР) объектов простой формы из четырехмерного комплексного (10) в трехмерное вещественное пространство R^3 , а на рис. 4 – соответствующие проекции ПВ полностью поляризованных (ПП) и хаотически поляризованных (ХП) активных помех.

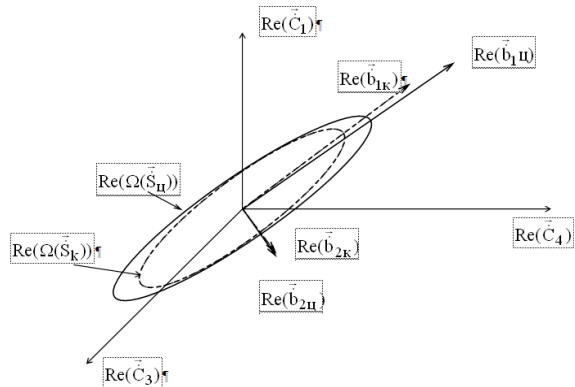


Рис. 3. ОЛ ПВР конуса и цилиндра

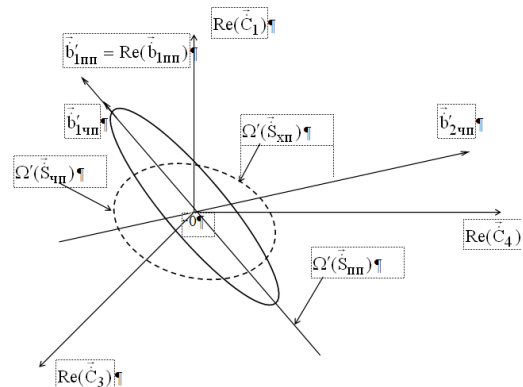


Рис. 4. ОЛ ПВ активных помех

Результаты обобщения особенностей и различий поляризационных векторов сигналов и помех при ПЗП свидетельствуют о существенных различиях их ОЛ, что и создает предпосылки для решения основных проблем радиолокации с помощью метода полного поляризационного зондирования пространства.

Исследование эффективности обнаружения малозаметных целей при ПЗП.

Обнаружение малозаметных целей становится затруднительным на достаточной для практики дальности. При ПЗП эффективность обнаружения таких целей (дальность обнаружения, вероятность правильного обнаружения, средний объем выборки) улучшается по сравнению с РЛС, в которой используется скалярная поляризация. Покажем преимущества ПЗП по сравнению с использованием скалярной поляризации, например, вертикальной на излучение и при приеме (ВВ). На рис. 5 показаны зависимости ЭПР от угла облучения в горизонтальной плоскости цели типа ALCM [7] на основных – горизонтальной (ГГ), вертикальной (ВВ) а также на перекрестных (ГВ и ВГ) поляризациях.

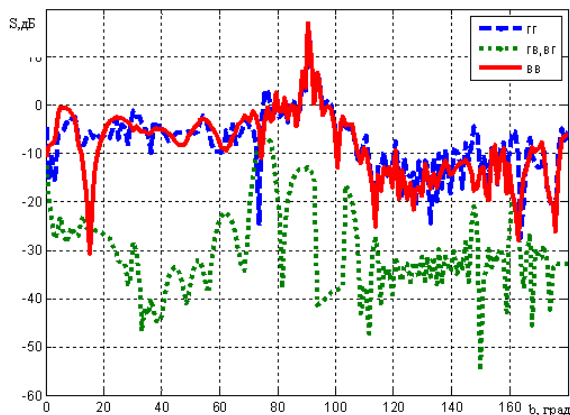


Рис. 5. ЭПР цели на разных поляризациях

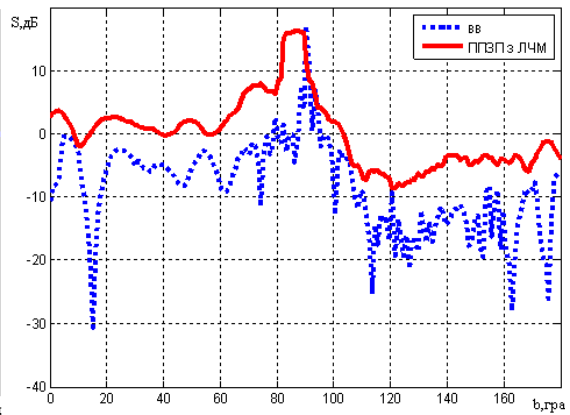


Рис. 6. ЭПР цели при ВВ и ПЗП

Очевидно, что ЭПР существенно зависит от угла облучения, поляризации, наблюдаются глубокие замирения.

Зависимость суммарной ЭПР от угла облучения при ППЗП с использованием ортогональных линейно-частотно-модулированных (ЛЧМ) сигналов показана на рис. 6. Отметим, что средняя суммарная ЭПР в диапазоне углов $0^0 \dots 30^0$ при ППЗП с ЛЧМ по сравнению со скалярной поляризацией (ВВ) увеличилась с $0,2\text{м}^2$ до $1,55\text{м}^2$, т.е. почти в 8 раз, что свидетельствует о возможности увеличения дальности действия на 67%. Уменьшение динамического диапазона изменения ЭПР с 30 дБ до 5 дБ свидетельствует о уменьшении замирания сигнала.

Рассмотрим алгоритм обнаружения малозаметных целей в элементе разрешения при ППЗП как алгоритм обнаружения неоднородностей участка пространства

$$v_i = z^{T*} \cdot \dot{M}_0^{-1} \cdot z \geq v_0, \quad (15)$$

где \dot{M}_0 – КПМ помех, результат усреднения результатов наблюдения по пространству и во времени; v_0 – порог обнаружения [1].

Результаты статистических испытаний алгоритма обнаружения цели без накопления (15) представлены на рис. 7 при скалярной поляризации (ВВ) и на рис. 8 при ППЗП. Цель типа ALCM наблюдается с носовых ракурсов $0^0 \dots 30^0$ углов облучения. Объем выборки 1000 отсчетов.

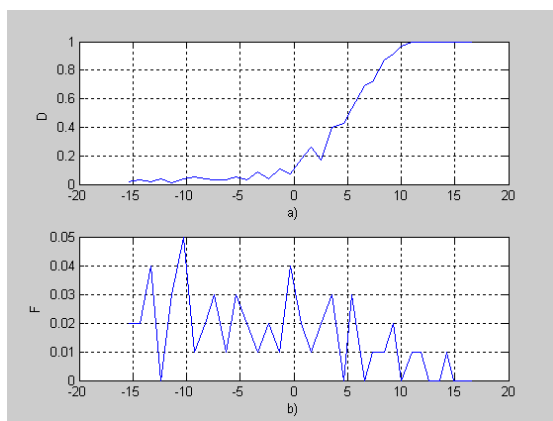


Рис. 7. Показатели обнаружения при скалярной поляризации ВВ

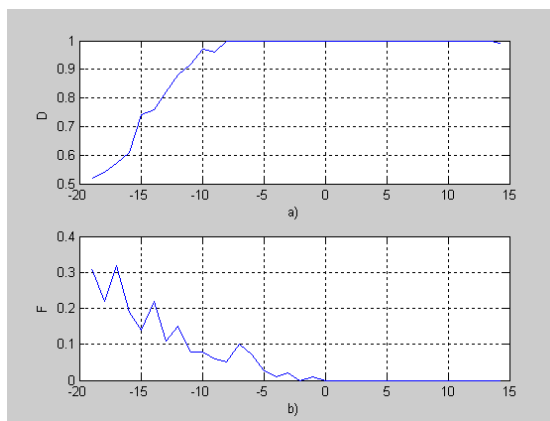


Рис. 8. Показатели обнаружения неоднородностей при ППЗП

Отметим, что вероятность правильного обнаружения $D \geq 0,95$ и ложной тревоги $F \leq 0,01$ наблюдаются при отношении средней мощности сигнала к средней мощности шума $q^2 = 10\text{дБ}$ при скалярной поляризации, когда при ППЗП указанные параметры будут наблюдаться уже при $q^2 = 0\text{дБ}$. Это свидетельствует о положительном эффекте, об энергетическом выигрыше до 10 дБ при использовании ППЗП. Отметим также, что этот выигрыш свидетельствует о возможности увеличения дальности обнаружения цели на 78% в соответствии с основным уравнением радиолокации.

Рассмотрим последовательный алгоритм обнаружения Вальда [1] с накоплением

$$v_{\hat{A}} = \sum_{i=1}^n \ln \left| \frac{\dot{M}_{0i}}{\dot{M}_{1i}} \right| - \vec{z}_i^{T*} \cdot A_i \cdot \vec{z}_i \begin{cases} \geq v_1 \\ \leq v_0 \end{cases}, \quad (16)$$

где $\dot{M}_1 = M_0 + M_c$ – КПМ при гипотезе наблюдения известной цели (M_c) и помех; \dot{M}_0 – КПМ помех при альтернативе; $A = M_1^{-1} - M_0^{-1}$ – решающая матрица; v_0 и v_1 – пороги обнаружения [1].

Результаты испытаний последовательного алгоритма обнаружения Вальда (16) представлены на рис. 9, где допустимые показатели D и F наблюдаются при $q^2 = -10\text{дБ}$, когда средний объем выборки на принятие решения об отсутствии N_0 и наличии N_1 цели не превышает 10 отсчетов. Полученный выигрыш уже в 20 дБ свидетельствует о

возможности увеличения дальности обнаружения цели более чем в три раза либо обнаружении цели с меньшей на 20 дБ ЭПР. На рис. 10 показаны результаты испытаний программного симулятора работы РЛС сантиметрового диапазона с возможностью реализации ППЗП. Показаны результаты однократного зондирования, т.е. без накопления. Технические характеристики РЛС являются типовыми, развязка по поляризации антенной системы 20 дБ, амплитудные и фазовые нестабильности параметров поляризационных каналов не превышают 10 % и 10^0 соответственно. Дальность до цели 90 км, цель типа ALCM с ЭПР $0,2 \text{ м}^2$. Если отметка от цели наблюдается уверенно на индикаторах как типовой РЛС, так и РЛС с ППЗП при ЭПР $0,2 \text{ м}^2$, то при ее снижении до величины $0,002 \text{ м}^2$ становится невозможным ее обнаружение типовой РЛС, а РЛС с ППЗП уверенно обнаруживает эту цель (рис. 10).

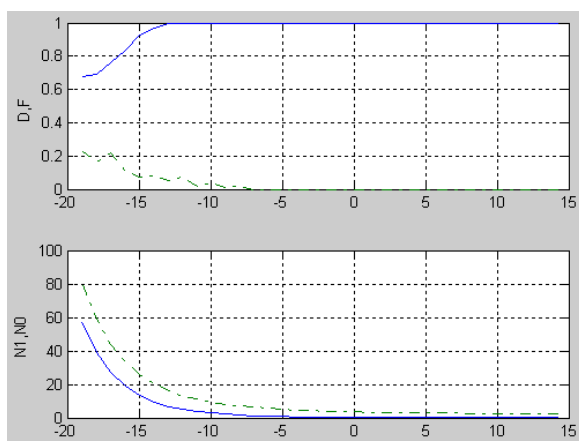


Рис. 9. Показатели качества обнаружения цели

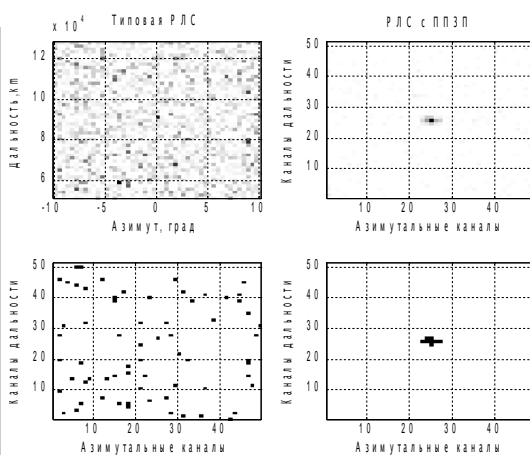


Рис. 10. Первичные (верхние) и вторичные (нижние) индикаторы обнаружения целей

Исследование эффективности обнаружения цели на фоне помех при ППЗП. Качественную оценку эффективности обнаружения цели на фоне помех представим по результатам испытаний работы симулятора РЛС с возможностью использования ППЗП. На рис. 11 представлены индикаторы обнаружения цели при воздействии активной шумовой широкополосной неполяризованной помехи с относительной мощностью 50 дБ, воздействующей по лучу диаграммы направленности РЛС.

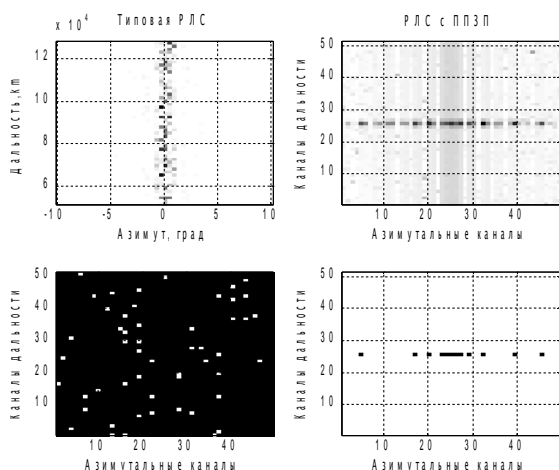


Рис. 11. Индикаторы обнаружения цели при воздействии широкополосной помехи

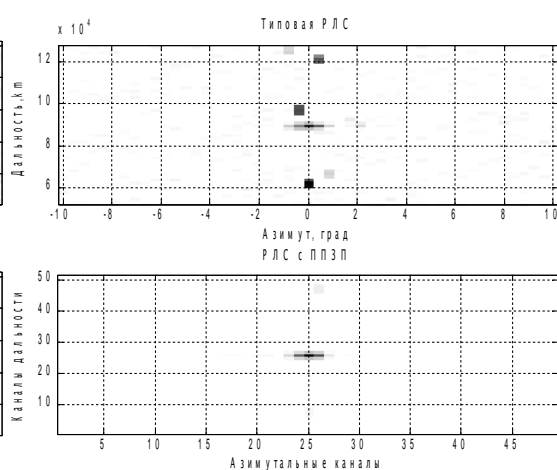


Рис. 12. Индикаторы обнаружения цели при воздействии несинхронной помехи

На рис. 12 представлены первичные индикаторы при воздействии неполяризованной имитирующей несинхронной ответно-импульсной помехи с амплитудной хаотиче-

ской модуляцией. Видим, что РЛС с ППЗП обладает хорошими возможностями защиты от активных шумовых и имитирующих, даже неполяризованных помех.

Выводы. Следует ожидать, что использование в РЛС ППЗП позволит получить определенный энергетический выигрыш, что существенно улучшит возможности обнаружения малозаметной цели. С другой стороны, РЛС с ППЗП сможет выполнять свои функции при меньшей рабочей мощности передатчика, что улучшит скрытность работы и условия электромагнитной совместимости. Результаты исследования эффективности обнаружения целей на фоне помех при ППЗП позволяют отметить хорошие возможности защиты РЛС от неполяризованных активных шумовых и имитирующих помех. Изложенное представляет собой новое решение основных проблем радиолокации, таких как обнаружение малозаметной цели и защита от неполяризованных активных шумовых и имитирующих помех в рамках одного технического решения, что представляет собой существенную практическую значимость.

Литература.

1. Радиоэлектронные системы: Основы построения и теория. Справочник. Изд. 2-е. перераб. и доп. / Под ред. Я. Д. Ширмана. – М.: Радиотехника, 2007. – 512 с.: ил.
2. Radar Handbook. Merrill I. Skolnik. Editor in Chief. Third Edition. McGraw Hill.
3. Radar polarization jamming using the superposition of two fully polarized waves / Wanleik G., Stock D.J.R. // Radar 87: London, 19-21 Oct. –London, 1987.-p.300-332.
4. Поздняк С.Н., Мелитицкий В.А. Введение в статистическую теорию поляризации радиоволн. – М.: Сов.радио, 1974. – 480 с.
5. Родимов А.П., Поповский В.В. Статистическая теория поляризационно-временной обработки сигналов и помех. – М.: Радио и связь, - 1984. – 272 с.
6. Козлов Н.И., Логвин А.И., Сарычев В.А. Поляризация радиоволн. Поляризация радиолокационных сигналов. - М.: Радиотехника, 2005. -704 с.
7. Характеристики рассеяния радиолокационных целей./ Е.Л. Казаков, В.Б. Бзот, А.Е. Казаков, В.Л. Павлов, Ю.М. Шишкин / Под. ред. Е.Л. Казакова. - Харьков, 2006. -185с.
8. Казаков Е.Л. Радиолокационное распознавание космических объектов по поляризационным признакам. – Одесса.: ОИУМ, 1999. –230с.
9. Храбростин Б.В., Мартынчук А.А., Зубрицкий Г.Н. Применение метода полного поляризационного зондирования пространства в РЛС //Сб. науч. трудов ХГПУ. - Харьков: ХГПУ, 1998. - Вып. 6. -Ч.1. -С.351-354.
10. Храбростин Б.В., Мартынчук А.А., Д.В. Фоменко. Чи існує можливість підвищення ефективності захисту сучасних радіолокаторів від завад // Радіоелектроніка та інформатика, 2004. –№4.(29). – С.155-159.
11. Мартынчук А.А., И.В.Терещенко. Математическая модель двухканальной по поляризации фазированной антенной решетки заданной конструкции //Всеукраїнський міжвідомчий науково-технічний збірник „Радіотехніка” – Х.: ХНУРЕ, 2009. – Вип. №156. – С.118-123. Храбростин Б.В., Мартынчук А.А. и др.
12. Спосіб вимірювання поляризаційної матриці розсіювання об'єкта: А.С. 98126624 Україна, МПК 6G01S7/36 /Храбростін Б.В., Кравченко А.И., Мартинчук О.О. (Україна). -№ 98126624; Заявлено 02.03.99; Опубл. 07.08.99, Бюл. №54.
13. Способ и устройство для измерения поляризационной матрицы рассеяния объекта / Б.В.Храбростин, А.Г. Кравченко, А.А.Мартынчук. № документа 02204842. 20.05.2003г. DVD Патенты России 2003. The Patents of Russia 2003. <http://cdplanets-centrimg.ru>.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА КОРРЕКЦИИ ЦИФРОВЫХ ТЕЛЕВИЗИОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ В СЛОЖНЫХ МЕТЕОУСЛОВИЯХ

Михайлюк Ю.П., Начаров Д. В.

Севастопольский национальный технический университет
99053, Севастополь, ул. Университетская, 33, каф. РТ, тел. (0692) 43-51-08

E-mail: denis_nacharov@list.ru; myp@ua.fm

The review of existing correction methods of digital television images, recorded in bad weather, is presented. The results of presented method application to the images, recorded in fog weather, are given.

Сложные метеоусловия, такие как туман, дымка, дождь, снег, могут являться причиной существенного ухудшения видимости, что в свою очередь повышает опасность возникновения чрезвычайных ситуаций во многих областях человеческой деятельности, и, в частности, на автомобильном, авиационном, речном и морском транспорте. По этой причине исследование возможности улучшения видимости в условиях сложных метеоусловий является актуальным и практически востребованным.

Физически ухудшение видимости объясняется наличием в воздухе аэрозоля (малых частиц воды, водяного пара, пыли и т.п.), поглощающего и рассеивающего попадающий на них свет. На изображениях это проявляется главным образом в виде ухудшения контраста, следствием чего является снижение различимости деталей, то есть дальности видимости.

Целью данной работы является разработка и исследование метода коррекции цифровых телевизионных (ТВ) изображений, полученных в радиоэлектронных системах обеспечения безопасности на транспорте в сложных метеоусловиях. В качестве примеров рассматривались цифровые ТВ изображения, полученные в условиях тумана.

В работе проведен анализ методов коррекции цифровых ТВ изображений, полученных в сложных метеоусловиях, по результатам которого методы разделены на две основные группы: на методы, основанные на применении модели рассеяния света на аэрозоле [1, 2], и методы контрастной коррекции [3...5]. Первая группа методов хотя и обладает достоинством достоверности результата обработки, однако не лишена ряда недостатков, основным из которых является применимость только при малой плотности аэрозоля (в связи с усложнением модели и проблематичностью реализации в режиме реального времени). Методы второй группы характеризуются относительной простотой реализации обработки, в том числе в режиме реального времени, однако обработка в этом случае производится без учета неравномерности распределения аэрозоля в пространстве сцены. В итоге анализа сделан вывод о необходимости объединения рассмотренных подходов, состоящего в оценке распределения аэрозоля в пространстве сцены в рамках осуществления контрастной коррекции.

Наиболее часто для улучшения контраста изображений применяется гистограммная эквализация [3]. Данная операция предполагает «растяжение» гистограммы слабоконтрастного изображения на весь диапазон яркости. Однако гистограммная эквализация, примененная ко всему изображению, приводит к улучшению общего контраста. Распределение аэрозоля в атмосфере крайне редко можно считать однородным. Соответственно, контраст изображения будет ухудшен также неравномерно.

При реализации контрастной коррекции предложено осуществлять как сегментацию обрабатываемого изображения по критерию контраста, так и сегментацию с уменьшением числа уровней квантования (с последующей гистограммной эквализацией в каждой из выделенных областей). Применение такого подхода дает лучшие, по сравнению с гистограммной эквализацией всего изображения, результаты. Однако обработанное таким образом изображение характеризуется плохим совмещением областей.

Для преодоления этого недостатка применен принцип адаптивной к локальным характеристикам обработки изображений [4, 5], с использованием которого реализована

процедура адаптивной гистограммной эквализации. Получены результаты ее применения для разных размеров обрабатываемого блока и его окрестности.

Для улучшения визуального восприятия предложено разделять обрабатываемое изображение на три вида областей, соответствующих разной глубине сцены, обработка в каждой из которых отлична.

На рис. 1 показан пример результата контрастной коррекции изображения, полученного в туманную погоду, с применением метода адаптивной гистограммной эквализации.



Рис. 1 — Результат контрастной коррекции цифрового ТВ изображения с применением метода адаптивной гистограммной эквализации (а — исходное изображения; б — обработанное изображение)

Показателем качества проведенной в соответствии с разработанным алгоритмом обработки изображения, показанного на рис. 1,а, может служить, в частности, значительное улучшение различимости автомобилей, находящихся практически на границе видимости (области расположения этих объектов на рис. 1,а и рис. 1,б выделены белым контуром).

Помимо результатов обработки монохромных изображений в работе также представлены результаты исследования возможности коррекции цветных изображений в *RGB* и *HSI* цветовых пространствах.

Для моделирования в работе использовались средства среды *Matlab*.

Литература.

1. Tan K. K. Physics-based approach to color image / K. K. Tan, J. P. Oakley // Journal of the Optical Society of America A. — 2001. — Vol.18, N.2. — P. 2460—2467.
2. Kim D. Enhancement of image degraded by fog using cost function based on human visual model / D. Kim, Jeon C., Kang B., Ko H. // An Edition of the selected papers from the IEEE International Conference on Multisensor Fusion and Integration for Intelligent Systems, 2008. — Verlag Berlin Heidelberg: Springer, 2009. — P. 163—172.
3. Гонсалес Р. Цифровая обработка изображений / Р. Гонсалес, З. Вудс. — М.: Техносфера, 2005. — 1070 с.
4. Сойфер В. А. Методы компьютерной обработки изображений. / В. А. Сойфер. — М.: Физматлит, 2003. — 780 с.
5. Pizer S. M. Adaptive histogram equalization and its variations. / S. M. Pizer E.P. Amburn, J.D. Austin, R. Cromartie, A. Geselowitz, T.Greer, B.H.Romeny, J.B. Zimmerman, K. Zuiderveld // Computer Vision, Graphics, and Image Processing . — 1987. — Vol.39, N.3. — P. 355—368.

ОБНАРУЖЕНИЕ ДВИЖУЩИХСЯ ОБЪЕКТОВ В ТЕЛЕВИЗИОННЫХ СИСТЕМАХ ТЕХНИЧЕСКОГО ЗРЕНИЯ

Стрелков А.И., Жилин Е.И., Стрелкова Т.А.* , Бутрым Т.В.
Харьковский университет Воздушных Сил имени Ивана Кожедуба,
Украинская инженерно-педагогическая академия*
61023, г. Харьков, ул. Сумская, 77/79

The presentation reviewed detection process of moving objects in television systems of technical vision. Shows the results of the analysis of the detection process images of moving objects and searching the formal differences in conditions of their observation through television opto-electronic systems. Based on the mathematical model of the recording optical radiationspatially nonstationary object analysis of energy characteristics of its image and the conditional probabilities of detection using standard methods. The conclusions about the statistical characteristics of photodetection process of moving objects. The main directions of synthesis of optimal algorithms to detect them, taking into account the spatial and temporal limitations.

Обработка изображений является одним из наиболее интенсивно развивающихся направлений науки и техники. Зародившись на стыке прикладной оптики и теории статистической обработки сигналов, методы обработки видеоизображений стали, на сегодняшний день, самостоятельным научным направлением. Актуальность исследований в данном направлении подчеркивается стремительным ростом числа пользователей видеоинформации в различных направлениях деятельности человека, таких как, мониторинг окружающего пространства, системы охраны и безопасности, телекоммуникационные системы, системы технического зрения и дистанционного зондирования Земли.

Особое значение, системы технического зрения, приобрели в технологиях построения интеллектуальных робототехнических систем. Интенсивное развитие этих технологий позволило создать на сегодняшний день более 2000 надводных/подводных (ASW USV, SEAFOX, BPAUV, BULS, LBS-Glider), наземных (ARTS, MV-4B, CUGV, TUGV) и авиационных (Aqua/Terra Puma, WASP III, MQ-1 Predator, MQ-5B Hunter, RQ-11 Raven, RQ-4 Global Hawk) роботизированных комплексов, эффективность применения которых не вызывает сомнения.

На ряду со значительным повышением уровня развития робототехники, существенную роль в проектировании и использовании таких систем играют периферические сенсорные системы. Как показывает практика, наибольшее распространение в составе роботизированных устройств различного целевого назначения, получили телевизионные оптико-электронные системы. Являясь источником наиболее полной информации об окружающем пространстве, они обеспечивают процессы распознавания и интерпретации зрительных образов для принятия решения и управления рефлекторным поведением автономных технических систем.

Рассматривая пространство потенциально наблюдаемых объектов окружающего мира, следует заметить, что их разделение на классы возможно по большому числу признаков, одним из которых является их пространственная стационарность. Исходя из практического опыта, отметим, что их обнаружение имеет ряд особенностей обусловленных условиями наблюдения и регистрации их изображений.

В данном докладе рассматриваются результаты исследований авторов целью которых было – анализ процесса обнаружения изображений движущихся объектов и поиск формальных отличий в условиях их наблюдения с помощью телевизионных оптико-электронных систем.

Поскольку структура оптического изображения непосредственно связана со свойствами наблюдаемого объекта и условиями его наблюдения, в ходе исследований, оказалось необходимым уточнить и изучить более подробно математическую модель процесса регистрации оптического излучения пространственно нестационарного объекта.

В основу исследований было положено волновое описание процессов регистрации объектов на фотокатоде приемника оптического излучения с подробным геометрическим

описанием формирования изображения во временной области. Таким образом, был осуществлен переход от условия конечного времени наблюдения (экспозиции) к условно неограниченной последовательности дискретных кадров.

Описание процесса формирования оптического изображения было составлено с использованием принципа линейной суперпозиции. Оптическое изображение представлялось как суперпозиция импульсных реакций на функции независимых точечных источников, распределенных по всей плоскости объектов в единичном кадре. Такой же подход был использован при описании последовательности кадров. Иными словами, такой подход устанавливал, что каждая точка в плоскости объекта излучает независимо от другой. Результирующее изображение представляет собой взвешенную сумму этих импульсных реакций, взятую по плоскости объекта. При этом построение модели было ограничено двумя предельными случаями соответствующими нулевому значению тангенциальной и радиальной составляющих скоростей наблюдаемого объекта.

Волновая модель была дополнена описанием корпускулярных свойств светового потока и формируемого под его воздействием изображения. Такой подход обеспечил возможность анализа статистических свойств рассматриваемых процессов и применение для оценки их качества, как энергетических (отношение сигнал/шум), так и вероятностных (условные вероятности правильного обнаружения и ложной тревоги) критериев. Кроме того, применение пространственно-временных статистических моделей для физико-математического описания процесса фоторегистрации позволило провести анализ изменения рассмотренных качественных критериев во времени при наблюдении подвижных объектов с учетом шумовых свойств оптических сигналов.

Таким образом, авторами была разработана математическая модель, совместно учитывающая, в отличие от известных, корпускулярные и волновые свойства световых потоков, а так же изменение их статистических характеристик во времени и пространстве при регистрации изображения пространственно нестационарных объектов. На основе корпускулярной теории света и геометрической оптики в модели рассмотрены свойства изображения подвижных объектов, а также вопросы их амплитудного смаза. В этой модели на основе единого подхода авторам удалось наглядно вывести из общих формул основные случаи наблюдения подвижных объектов с заданным качеством. Которые соответствуют различным соотношениям распределения радиальной и тангенциальной скоростей движения объекта к угловой мере разрешения оптико-электронной системы и длительности экспозиции.

Анализ разработанной математической модели позволил обосновать новый подход к характеристике качества изображения, основанный на количественной оценке энергетических и вероятностных характеристик обнаружения в зависимости от параметров движения объекта и характеристик оптико-электронной системы. Таким образом, данная модель, устанавливает количественную связь между оценкой качества изображения и некоторыми параметрами движения самого объекта.

Данная математическая модель может служить основой для синтеза оптимальных алгоритмов обнаружения подвижных объектов телевизионными оптико-электронными системами технического зрения. Не смотря на ряд ограничений принятых в модели и направленных на идеализацию оптической системы (фиксированное время накопление сигнала, отсутствие мультипликативных искажений сигнала, распределение освещенности на изображении точечного источника не изменяется в пределах рабочего поля прибора) степень практической применимости результатов достаточно высока. При этом сами ограничения могут быть сняты в процессе синтеза временных и пространственных методов фильтрации.

ОСОБЕННОСТИ ОБНАРУЖЕНИЕ СИГНАЛОВ БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ В АКУСТООПТИЧЕСКОМ АНАЛИЗАТОРЕ СПЕКТРА

Стрелков А.И., Кальной С.Е., Е.И. Жилин, Коротков В.В.*
Харьковский университет Воздушных Сил имени Ивана Кожедуба,
ОАО «Топаз»*

The article discusses the questions of statistical detection of high-power radio signals in the acousto-optical spectrum analyzer. The estimations of probabilities of appearance of additional diffraction maximums are made on the basis of phonon decay processes into the acousto-optic cell. It is shown that over increasing power of initial signal leads to worsening in performance of detection.

Акустооптические анализаторы спектра (АОАС) могут быть применены в широком классе научно-технических и прикладных задач, которые в своем решении требуют оперативности и высокого качества получаемой информации [1]. В задачах широкополосного радиомониторинга применение АОАС характеризуется работой в сложной помехово-сигнальной обстановке, а также часто возникающей необходимостью проведения процедур спектрального анализа радиосигналов (РС) различной интенсивности. Таким образом, задача обеспечения качественного спектрального анализа неразрывно связана с задачей обеспечения качественного приема РС в широком диапазоне их мощностей.

Как было показано [2], при достаточно большой интенсивности входного сигнала помимо основного дифракционного максимума в АОАС появляются дополнительные максимумы дифракции, количество которых при увеличении мощности входного сигнала возрастает, а амплитуда основного дифракционного максимума может уменьшаться. Таким образом, возникает задача о статистических характеристиках обнаружения сигнала большой интенсивности.

В акустооптическом датчике входной радиосигнал преобразуется в ультразвуковую волну, которая распространяется по кристаллической ячейке. При взаимодействии света с полем деформации звуковой волны возникает явление дифракции. Указанные выше особенности дифракции света на звуке большой мощности обусловлены нелинейным характером колебаний атомов в звуковой волне большой амплитуды [2]. В этом случае интенсифицируются 3-х фононные процессы – фонон (квант звука) исходной звуковой волны с волновым вектором k и частотой ω распадается на два других фоновна с волновыми векторами k_1 , k_2 и частотами ω_1 и ω_2 , соответственно. При этом выполняются законы сохранения энергии $\omega = \omega_1 + \omega_2$ и импульса $k = k_1 + k_2$. Таким образом, происходит генерации новых звуковых волн с новыми частотами и волновыми векторами, на которых происходит дифракция света и, т.о., возникают дополнительные дифракционные максимумы.

Интенсивность 3-х фононных процессов определяется [3] коэффициентами фонон-фононного взаимодействия $W(k, k_1, k_2)$, которые представляют собой компоненты потенциальной энергии взаимодействия атомов кристалла и зависят от кристаллической структуры акустооптической ячейки.

Законы сохранения энергии и импульса фононов в данной кристаллической структуре делают возможными только определенные виды распадов. Можно показать, что вероятность того или иного вида распада зависит от мощности исходного звукового сигнала $P_{зв}$ и соответствующего коэффициента фонон-фононного взаимодействия

$$p \sim P_{зв} \left| W(k, k_1, k_2) \right|^2. \quad (1)$$

Коэффициенты фонон-фононного взаимодействия $W(k, k_1, k_2)$ устанавливают иерархию вероятностей различных видов процессов распада. Это определяет очередность возникновения дополнительных дифракционных максимумов в АО ячейке. В первую очередь опорный пучок света даст дополнительные дифракционные максимумы на фонах, генерируемых наиболее вероятным процессом распада. При повышении интенсивности звуко-

вого сигнала появятся дифракционные максимумы на фонах, генерируемых распадом, имеющим меньшую вероятность. При дальнейшем повышении интенсивности звука будут появляться все новые и новые дифракционные максимумы. Их количество должно быть ограниченным, но может быть достаточно большим.

Отметим, что в данном процессе энергия опорного светового пучка будет перераспределяться по все большему количеству дифракционных максимумов. В результате интенсивность основного максимума будет уменьшаться. Кроме того, на уменьшение основного максимума влияет также уменьшение мощности в исходной звуковой волне, вследствие процессов распада, и связанного с этим изменение индекса фазовой модуляции q .

Как известно [4], интенсивности оптического сигнала в плоскости фотокатода в максимуме первого порядка при выполнении условий дифракции Брэгга описывается выражением $E_o \sim \sin^2 \frac{\pi q}{2}$. Поскольку индекс фазовой модуляции q зависит от мощности $P_{зв}$ исходной акустической волны, как $q \sim \sqrt{P_{сд}}$, тогда

$$E_o \sim \sin^2 \left(a \sqrt{P_{сд}} \right), \quad (2)$$

где a – коэффициент пропорциональности. Аналогично будет определяться среднее количество носителей заряда в элементе разрешения матрицы фотокатода, который соответствует данному дифракционному максимуму.

Мощность дополнительных звуковых волн, генерируемых 3-фонными процессами, пропорциональна вероятности соответствующего распада и, согласно (1), может быть представлена в виде $P_{сд} = r_f P_{сд}$. Параметр f нумерует возможные дополнительные звуковые волны, а r_f – соответствующие коэффициенты понижения мощности, которые могут быть выражены через коэффициенты фонон-фононного взаимодействия $W(k, k_1, k_2)$. Тогда интенсивности дополнительных дифракционных максимумов в плоскости фотокатода, согласно (2) можно описать выражением

$$E_f \sim \sin^2 \left(a \sqrt{r_f P_{сд}} \right). \quad (3)$$

Аналогично описывается среднее количество носителей заряд в элементах разрешения матрицы фотокатода, соответствующих дополнительным дифракционным максимумам.

Усредненное пространственное распределение носителей заряд в элементах разрешения матрицы вокруг основного и дополнительных дифракционных максимумов описывается известными аппаратными функциями акустооптического преобразователя. При этом конкретная реализация пространственного распределения представляет собой случайную величину, описываемую распределением Пуассона в каждом элемент разрешения [5]. В случае достаточно сильного потока световых квантов распределение Пуассона может быть аппроксимировано нормальным законом.

Необходимо также учесть, что реализация сигналов происходит на фоне внутренних шумов фотоприемника, так же представляющий собой случайный поток носителей заряда, распределенный по нормальному закону.

Таким образом, регистрируемая на выходе фотоприемника реализация представляет собой трехкомпонентную аддитивную смесь случайных процессов, обусловленных: внутренними шумами приемника; воздействием светового сигнала основного дифракционного максимума и дополнительными дифракционными максимумами, возникшими на акустических волнах, образующихся в результате 3-фонных процессов.

С учетом статистики реализации сигнала на выходе фотоприемника, а также соотношений (2), (3), был проведен модельный расчет условных вероятностей правильного обнаружения и ложной тревоги в зависимости о мощности исходного звукового сигнала.

Результаты показывают, что при увеличении мощности исходного сигнала $P_{зв}$ возрастает количество "ложных" выбросов, интенсивность которых определяются в соответствии с вероятностью 3-фонных распадов (1). При бинарном квантовании принимаемой реализации, с целью обнаружения полезного сигнала, увеличение интенсивности данных

выбросов будет приводить к увеличению среднего количества ложных решений о наличии сигнала. Вероятность ложной тревоги будет увеличиваться с возрастанием мощности исходной ультразвуковой волны и будет нелинейно зависеть от количества "ложных" сигналов, сформированных дифракцией света на дополнительных звуковых волнах. При этом вероятность правильного обнаружения, начиная с некоторого уровня мощности, будет падать.

Выводы. В работе показано, что:

– увеличение мощности исходного звукового сигнала, вследствие нелинейного фон-фонного взаимодействия, приводит к увеличению вероятности ее распада на дополнительные звуковые волны с иными волновыми векторами и частотами;

– при этом появляются дополнительные дифракционные максимумы на выходе фотоприемника, интенсивность которых возрастает и ростом мощности исходного сигнала;

– в совокупности с уменьшением эффективности акустооптического взаимодействия это приводит к увеличению вероятности ложной тревоги;

– а также, начиная с некоторого уровня мощности, к уменьшению условной вероятности правильного обнаружения.

Литература.

1. Методы и средства идентификации источников радиоизлучения / Е. А. Башков, А. Г. Воронцов, Н. М. Гришко и др.; под ред. проф. А. А. Зори. – Донецк: ГВУЗ «ДонНТУ», 2010. – 345 с.

2. Стрелков А.И., Стрелкова Т.А., Кальной С.Е., Карнаух В.В. О работе акустооптического датчика при больших амплитудах звука.// Системи обробки інформації. – Харків: ХУПС. – 2006. – Вип.2 (51). – С.173 – 179.

3. Стрелков А.И., Кальной С.Е., Жилин Е.И., Карнаух В.В. Обнаружение радиосигналов большой амплитуды в акустооптическом анализаторе спектра.// Системи обробки інформації. – Харків: ХУПС. – 2010. – Вип.2 (83). – С.156 – 162.

4. Акустооптические эффекты при сильном взаимодействии. Теория и эксперимент. Под ред. Л.Ф. Купченко: Монография. – Харьков: ООО «ЭДЭНА», 2009. – 264 с.

5. Оптическая локация. Теоретические основы приема и обработки оптических сигналов. Под ред. А.И. Стрелкова: Монография. – Харьков: Вировец А.П. «Апостроф», 2010. – 312 с.

О ВЛИЯНИИ НЕЛИНЕЙНЫХ ЗВУКОВЫХ ЭФФЕКТОВ НА РАБОТУ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА

Стрелков А.И., Кальной С.Е., Стрелкова Т.А.* , Коротков В.В.**
Харьковский университет Воздушных Сил имени Ивана Кожедуба,
Украинская инженерно-педагогическая академия* ,
ОАО «Топаз»**

61023, г. Харьков, ул. Сумская, 77/79

The article analyses the influence of nonlinear effects on the work of acousto-optic cell on the basis of quantum-corpuscular nature of waves. The article also shows that at high power of the input signal a significant nonlinear contribution into the acousto-optic cell work is made by the processes of phonon-phonon and inelastic photon-phonon interaction that lead to the appearance of additional diffraction components in the output signal. The capabilities of increasing the accuracy of signal spectral analysis are suggested.

Акустооптические анализаторы спектра (АОАС) находят широкое применение в задачах спектрального анализа радиосигналов (РС) как в научно-техническом, так и прикладном аспектах [1]. Применение АОАС в задачах радиочастотного мониторинга характеризуется рядом особенностей. Использование анализаторов в системах панорамного приема делает весьма вероятной ситуацию одновременного воздействия на систему радиосигналов, значительно отличающихся по интенсивности. В этом случае в АОАС могут возникнуть нелинейные эффекты, приводящие к искажению регистрируемого сигнала. Таким образом, анализ данного вопроса является весьма актуальным.

В состав АОАС входят устройства, использующие процессы различной физической природы, а именно, радиотехнические, акустооптические и оптико-электронные. В этом случае реакция указанных элементов АО-анализатора на нелинейные сигналы может быть качественно различной. В данном сообщении анализируется работа акустооптической ячейки анализатора в условиях воздействия сигналов больших мощностей.

В основе работы акустооптического датчика лежит явление взаимодействия света со звуковыми волнами в среде. На входе датчика радиосигнал преобразуется в ультразвуковую волну, которая распространяется по кристаллической ячейке. При взаимодействии опорного светового пучка с полем пространственно-периодической упругой деформации звуковой волны возникает явление дифракции. По положению дифракционных максимумов (как правило, используются максимумы 1-го порядка) определяется частота исходного радиосигнала [1].

Если этот процесс анализировать, исходя из квантово-корпускулярной природы волн, то дифракция возникает в результате неупругого взаимодействия квантов света – фотонов с квантами звука – фононами. Сущность процесса состоит в том, что квант света с волновым вектором K при столкновении с фононом поглощает квант звука с волновым вектором k и при этом образуется новый световой квант K' , определяющий дифракционную компоненту. В таком процессе должны выполняться законы сохранения энергии $h\Omega + h\omega = h\Omega'$ и импульса $K + k = K'$, где Ω и ω – циклические частоты света и звука соответственно, h – постоянная Планка. Аналогично происходит неупругий процесс, сопровождающийся излучением фонона.

При возрастании мощности звукового сигнала возрастает плотность звуковых фононов, что приводит к возрастанию частоты фотон-фононных столкновений и, как следствие, к увеличению амплитуды дифракционного максимума.

Дальнейшее возрастание мощности входного сигнала приводит к появлению нелинейных акустооптических эффектов. Экспериментальные исследования показали, что при достаточно больших мощностях входного сигнала помимо основного дифракционного максимума появляются дополнительные максимумы дифракции. При дальнейшем увеличении амплитуды входного сигнала количество дополнительных максимумов возрастает, при этом амплитуда основного дифракционного максимума уменьшается. Отметим, что на-

личие дополнительных максимумов дифракции значительно усложняет задачу анализа спектра входного сигнала большой интенсивности.

Указанные особенности дифракции могут быть объяснены нелинейным характером колебаний в звуковой волне большой амплитуды [2]. При больших мощностях звука возрастает плотность фононов и необходимо учитывать взаимодействие между ними (фононный газ становится неидеальным).

Наиболее простым типом фонон-фононного взаимодействия являются 3-х фононные процессы: распад исходного фонона с волновым вектором k и частотой ω на два других фонона с волновыми векторами k_1 , k_2 и частотами ω_1 и ω_2 , соответственно. Заметим, что в такой же мере вероятны и обратные процессы – слияние двух фононов в один.

Таким образом, нелинейность колебаний в исходной звуковой волне приводит к генерации новых фононов. На этих фононах будет происходить неупругое рассеяние квантов света и, в результате, на фоне исходного дифракционного максимума должны появиться дополнительные максимумы дифракции под другими дифракционными углами.

Процессы распада (слияния) фононов определяются законами сохранения энергии $\omega = \omega_1 + \omega_2$ и импульса $k = k_1 + k_2$ с учетом закона дисперсии, т.е. зависимости частоты фонона от его волнового вектора $\omega = \omega(k)$. Одновременное выполнение указанных законов сохранения определяет возможные типы процессов распада и позволяет рассчитать волновые векторы k_1 , k_2 вновь образованных фононов. Тем самым возможно рассчитать положение дополнительных дифракционных максимумов. В работе [2] такая задача была рассмотрена в приближении изотропной среды.

Подобный расчет для реальной кристаллической структуры акустооптической ячейки позволяет найти положения дополнительных дифракционных максимумов. Оценки показывают, что углы дифракции дополнительных максимумов значительно, на десятки процентов, отличаются от исходного дифракционного максимума. Это обстоятельство позволяет исключить их из дальнейшего анализа и дает возможность идентифицировать спектр входного сигнала.

Кроме того, анализ влияния кристаллической ориентации акустооптической ячейки на интенсивность нелинейных эффектов позволяет сформировать пути увеличения динамического диапазона АОАС.

Выводы. В работе показано, что при большой мощности входного сигнала значительный нелинейный вклад в работу акустооптической ячейки вносят процессы фонон-фононного и неупругого фотон-фононного взаимодействия, приводящие к появлению дополнительных дифракционных компонент.

Учет дополнительных дифракционных максимумов в конкретной кристаллической структуре акустооптической ячейки дает возможность повысить точность спектрального анализа сигналов и увеличить динамический диапазон АОАС.

Литература.

1. Методы и средства идентификации источников радиоизлучения / Е. А. Башков, А. Г. Воронцов, Н. М. Гришко и др.; под ред. проф. А. А. Зори. – Донецк: ГВУЗ «ДонНТУ», 2010. – 345 с.

2. Стрелков А.И., Стрелкова Т.А., Кальной С.Е., Карнаух В.В. О работе акустооптического датчика при больших амплитудах звука. // Системи обробки інформації. – Харків: ХУПС. – 2006. – Вип.2 (51). – С.173 – 179.

РЕФРАКЦИЯ ЛУЧА В ПРИЗЕМНЫХ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ ЛОКАЦИИ

Мочалин Е.В., Мурга В.В., Горельников С.А.

Донбасский государственный технический университет
94201 Луганская обл., г. Алчевск, пр. Ленина, 16, ДонДТУ

E-mail: murga@dmmti.edu.ua; тел.: 0504756142; факс: (06442) 26887.

This paper presents the results of a study of atmospheric refraction of the laser beam in the surface layer. Modeling of this phenomenon explains the loss of the target and allowed the location to draw conclusions about the placement of the laser radar stations in the design of radar systems. The results are presented in the analytical and graphical form.

Проблема и ее связь с научными и практическими задачами. Среди атмосферных факторов, влияющих на точность лазерной локации, обычно выделяют ослабление лазерного излучения за счет селективного поглощения газовыми компонентами, дисперсного рассеяние различной природы и молекулярного рассеяние.

Наиболее развитым подходом к изучению влияния турбулентных флуктуаций показателя преломления является обобщение опытных данных для характерных условий в различные сезонные и суточные периоды [1, 2]. При этом значительно более изученным является приземный слой высотой $H < 10$ м, в то время как сведения о турбулентности на большей высоте ($10 \text{ м} < H < 20000$ м) в настоящее время сравнительно немногочисленны. Такой подход позволяет получить упрощенные зависимости для турбулентной рефракции, скорее для типичных, чем для конкретных атмосферных и поверхностных условий.

Поэтому существует необходимость в достаточно подробном количественном анализе этого фактора, позволяющем установить влияние конкретных ландшафтных и климатических условий, что представляет интерес при выборе местности для размещения лазерных локационных станций. Именно этому вопросу посвящено наше основное внимание в рамках настоящей работы.

Изложение материала и его результаты. При анализе распространения лазерного луча вблизи земной поверхности будем пренебрегать ее кривизной. Рассмотрим прохождение луча через границу раздела двух слоев воздуха (рис. 1) со значениями коэффициента преломления n и $n + dn$.

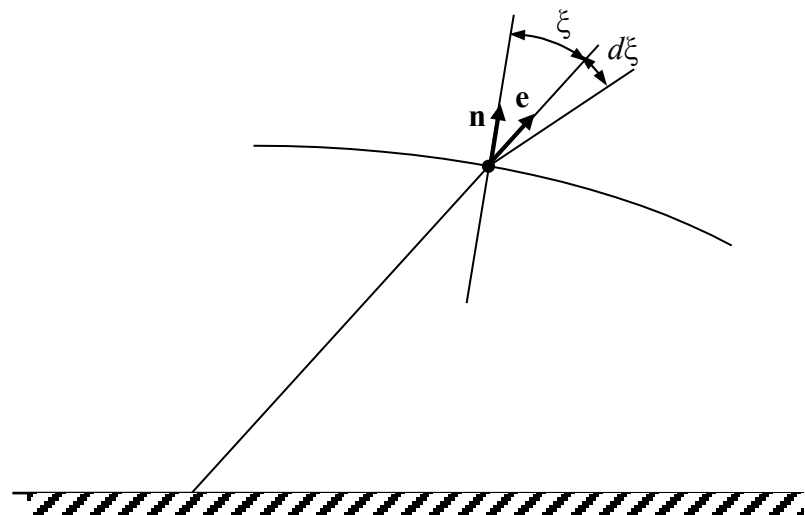


Рис. 1 – Геометрическая схема для расчета угла рефракции

Углы падающего (ξ) и выходящего ($\xi + d\xi$) согласно закону преломления будут связаны соотношением

$$n \sin \xi = (n + dn) \sin(\xi + d\xi). \quad (1)$$

Раскрывая в (1) синус суммы углов и принимая

$$\sin d\xi = d\xi, \quad \cos d\xi = 1, \quad \text{получаем } n \sin \xi = (n + dn)(\sin \xi + d\xi \cos \xi), \quad (2)$$

$$\text{находим элементарный угол рефракции } d\xi = - \operatorname{tg} \xi \frac{dn}{n}, \quad (3)$$

где в знаменателе $n + dn$ заменено на n .

Полный угол рефракции определяется интегрированием (3) вдоль траектории луча:

$$\Delta \xi = - \int_{n_0}^{n_1} \frac{\operatorname{tg} \xi}{n} dn, \quad (4)$$

где n_0 и n_1 – значения коэффициента преломления в начальной и конечной точках рассматриваемого участка траектории.

Зависимость коэффициента преломления от параметров атмосферного воздуха в видимом и инфракрасном диапазонах длин волн принято учитывать на основе формулы Эдлена [3]:

$$n = 1 + \frac{(n_s - 1) \cdot 0,00138823 p}{1 + 0,003671 t} - \left(5,722 - \frac{0,0457}{\lambda^2} \right) p_w \cdot 10^{-8}, \quad (5)$$

где p, p_w – статическое давление и парциальное давление водяного пара во влажном воздухе соответственно (в мм. рт. ст.); t – температура воздуха ($^{\circ}\text{C}$); λ – длина волны излучения (мкм); n_s – коэффициент преломления сухого воздуха при $t = 15$ $^{\circ}\text{C}$ и $p = 760$ мм. рт. ст.

Для определения n_s используется следующая зависимость:

$$n_s = \left(272,599 + \frac{1,5358}{\lambda^2} + \frac{0,01318}{\lambda^4} \right) \cdot 10^{-6}. \quad (6)$$

Парциальное давление p_w водяного пара во влажном воздухе зависит от его температуры. Эта зависимость отражена на так называемой id – диаграмме влажного воздуха (или диаграмме Рамзина) [5]. Ее аналитическое представление в диапазоне абсолютных температур $280 \text{ K} \leq T \leq 315 \text{ K}$ выглядит следующим образом:

$$p_w = \varphi \left(-469,63388 + 8,277101 \cdot 10^{-4} \exp(0,051329 T) \right), \quad (7)$$

где φ – относительная влажность воздуха ($0 \leq \varphi \leq 1$).

Переходя в (5) к абсолютной температуре T (К) и давлениям p, p_w в Па, получим, с учетом (7), следующие выражения для определения показателя преломления:

$$n = 1 + \frac{C_1 p}{C_2 + C_3 T} + C_4 - C_5 \exp(C_6 T), \quad (8)$$

$$C_1 = \frac{0,00138823(n_s - 1)}{133,322368}, \quad (9)$$

$$C_2 = 1 - 0,003671 \cdot 273,15, \quad (10)$$

$$C_3 = 0,003671, \quad (11)$$

$$C_4 = \varphi \left(5,722 - \frac{0,0457}{\lambda^2} \right) \cdot \frac{469,63388 \cdot 10^{-8}}{133,322368}, \quad (12)$$

$$C_5 = \varphi \left(5,722 - \frac{0,0457}{\lambda^2} \right) \cdot \frac{10^{-8}}{133,322368} \cdot 8,277101 \cdot 10^{-4}, \quad (13)$$

$$C_6 = 0,051329. \quad (14)$$

Интеграл рефракции (4) удобнее представить в следующем виде:

$$\Delta \xi = - \int_{T_0}^{T_1} \frac{\operatorname{tg} \xi}{n} \frac{dn}{dT} dT, \quad (15)$$

где производная $\frac{dn}{dT}$, в соответствии с выражением (8), имеет следующий вид:

$$\frac{dn}{dT} = \frac{-C_1 C_3 p}{(C_2 + C_3 T)^2} - C_5 C_6 \exp(C_6 T). \quad (16)$$

При рассмотрении турбулентной рефракции, в отличие от земной рефракции, вместо выраженной границы раздела слоев атмосферы мы имеем непрерывное пространственное изменение температуры воздуха. Поэтому в качестве границы раздела следует рассматривать изотермы поля температуры, а вместо единичного вектора \mathbf{n} на рис. 1 – вектор $\nabla T / |\nabla T|$. При этом угол ξ следует понимать как угол между вектором ∇T и единичным вектором касательной к лучу \mathbf{e} . Синус и косинус этого угла входят в определение скалярного и векторного произведений:

$$|\mathbf{e} \times \nabla T| = |\nabla T| \sin \xi, \quad (17)$$

$$\mathbf{e} \cdot \nabla T = |\nabla T| \cos \xi. \quad (18)$$

В двумерном случае для тангенса угла ξ , из (17), (18) получаем следующее представление:

$$\operatorname{tg} \xi = \frac{\left| e_x \frac{\partial T}{\partial y} - e_y \frac{\partial T}{\partial x} \right|}{e_x \frac{\partial T}{\partial x} + e_y \frac{\partial T}{\partial y}}. \quad (19)$$

Формулы (8) – (16), (19) позволяют вычислить полный угол рефракции лазерного луча при его прохождении через рассматриваемый участок турбулентной атмосферы при известном распределении температуры и давления воздуха.

На основании созданной модели можно проследить движение воздушных масс, обусловленное неравномерностью распределения температуры и давления (рис. 2)

Особенность движения воздушных масс, связанная с образованием отрывного следа проявляется еще и в появлении температурного шлейфа в зоне смешения потоков. Хотя изменение температуры в области шлейфа лишь немного больше одного градуса, однако, этого обстоятельства, как будет показано далее, в совокупности с другими факторами будет достаточно, чтобы в определенной степени сказаться на рефракции лазерного луча.

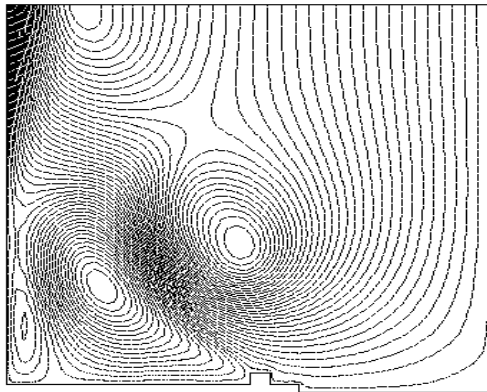


Рис. 2 – Линии тока свободноконвективного движения воздуха

На рисунке 3 показаны расчетные данные изменения направления распространения луча с учетом турбулентности воздушных масс, представленной на рисунке 2.

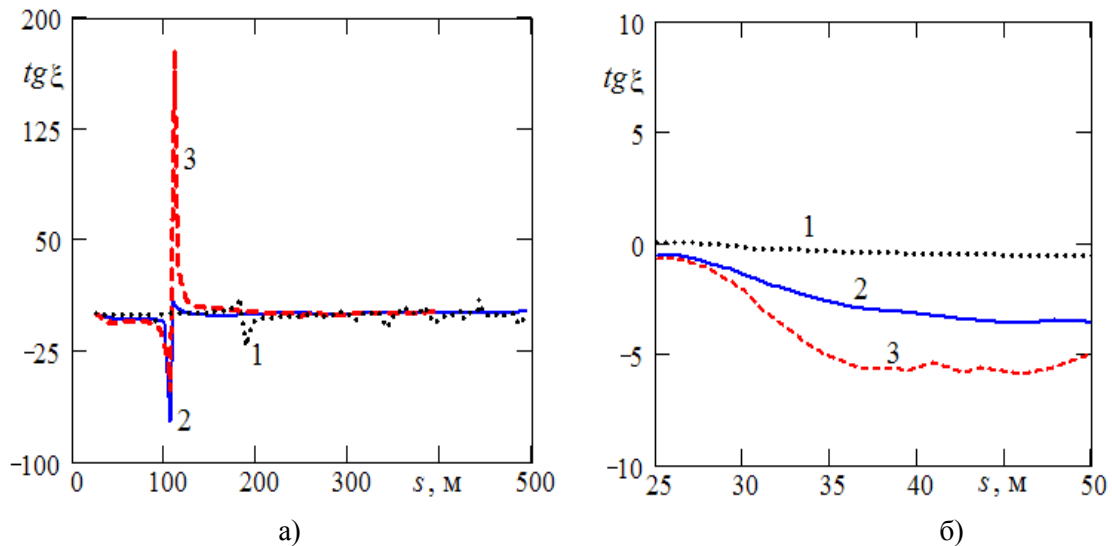


Рис. 3 – Изменение тангенса угла между направлением луча и градиентом температуры вдоль траектории луча для тракта распространения зондирующего импульса на разных участках

Наибольший интерес представляет изменение тангенса угла наклона луча к градиенту температуры (угла падения). Как видно из рисунка 3, эта величина может принимать очень большие значения, особенно в той ситуации, когда из-за рассмотренных выше эффектов отрывного обтекания изолинии поля температуры расположены так, что касательные к ним имеют направления близкие к направлению луча на определенных участках его траектории. Это приводит к увеличению вдоль таких участков значений подинтегрального выражения в (15) и, соответственно, суммарного угла рефракции. Увеличение подинтегрального выражения в интеграле рефракции особенно значительно, когда большие значения $tg\xi$ сочетаются с изменением температуры, определяющим величину dn/dT . Из представленных данных мы можем увидеть, что для наклонных траекторий (лучи 2,3) в непосредственной близости от нагретой поверхности имеет место значительное изменение температуры и ненулевые, хотя и относительно небольшие, значения $tg\xi$. В зоне «температурного шлейфа» относительно небольшое изменение температуры сочетается с достаточно большими значениями $tg\xi$. Наименьшие значения подинтегрального

выражения в (15) имеют место для вертикального направления луча (луч 1), которое в области существенного изменения температуры близко к направлению ∇T .

Увеличение влажности воздуха с 50% до 80% в рассматриваемом примере приводит к увеличению угла рефракции на величину до 3%.

Выводы. Выполненные исследования показывают, что наибольшее значение угол рефракции имеет в том случае, если лазерный луч пересекает температурный пограничный слой в непосредственной близости от нагретой твердой поверхности. Удаление источника от нагретой поверхности крыши на высоту порядка 1 м снижает угол рефракции в несколько десятков раз.

Явления отрывного обтекания возвышенного участка местности в районе расположения локационной станции и здания самой станции, в жаркую погоду, сами по себе могут вызывать рефракцию, оцениваемую отклонениями луча на орбите объекта локации на величину порядка нескольких метров. Что при малой расходимости лазерного луча может приводить к потере цели. Вероятность возникновения таких ситуаций значительно возрастает при расположении станции на возвышенном берегу большого водоема. Это связано с образованием натекающего на берег воздушного потока, обусловленного тепловой конвекцией.

Наличие большого водоема способствует также повышению влажности воздуха, что, как было выше показано, увеличивает рефракцию на несколько процентов.

Перечисленные обстоятельства следует учитывать при проектировании лазерных локационных станций для слежения за объектами на околоземной орбите.

Литература.

1. Распространение лазерного пучка в атмосфере: пер. с англ. / под ред. Д. Стробена. – М.: Мир, 1981. – 414 с.
2. Гуревич А.С. Простая модель для расчета турбулентных помех в оптических системах / А.С. Гуревич, М.Е. Грачева // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1980. – Т.16, №10. – С. 1007 – 1111.
3. Edlen B. Dispersion of standard air / B. Edlen // J. Opt. Soc. Am. – 1953. – V.43. – P.339 – 344.
4. Мочалин Е.В. Теплообмен и гидродинамика в полях центробежных массовых сил / Е.В. Мочалин, А.А. Халатов. – Киев: Ин-т техн. теплофизики НАН Украины, 2010. – Т.8: Гидродинамика закрученного потока в ротационных фильтрах. – 428 с.

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ЛОКАЦИИ НА ТОЧНОСТЬ КАЛИБРОВКИ ЛАЗЕРНОЙ ЛОКАЦИОННОЙ СИСТЕМЫ ПО НЕПОДВИЖНОЙ МИШЕНИ.

Мурга В.В., Любич И.В., Мельков С.М., Эссельбах Р.В.
Донбасский государственный технический университет,
Государственный межвузовский центр «Орион»
94201 Луганская обл., г. Алчевск, пр. Ленина, 16 ДонДТУ
Тел. 0504756142, E-mail: murga@dmmi.edu.ua

The results of research opportunities to increase of accuracy location-based measurements from the operational account settings path propagation of the beam during the calibration of stationary ground targets. The data, which allow to optimize the parameters of the transmitter laser location system for the conditions of the current session in order to achieve improved accuracy measure distance to distant objects. Assessment of accuracy calibration was carried out by the standard deviation.

Лазерно-локационные системы (ЛЛС) широко используются в спутниковой геодезии и космической навигации для определения координат космических объектов с точностью в единицы сантиметров при дальностях в десятки тысяч километров. Тем не менее, повышение точности ЛЛС продолжает оставаться актуальной задачей, т.к. позволяет обеспечить более точные данные при проведении геофизических и геодинамических исследований.

При оперативном контроле данных, получаемых при локации небесных тел одним из показателей, определяющих точность работы локационной системы, является среднеквадратичное отклонение (СКО). Существенным образом на величину СКО и точность локационных измерений влияют условия локации (давление, влажность, температура и др.). В этом случае возникает необходимость выбора оптимальных параметров передатчика локационной системы, которые бы обеспечивали наибольшую точность получаемых данных. Контроль величины и динамики СКО при изменении внешних условий обеспечивается калибровкой ЛЛС и производится путем измерения дальности до наземной статической мишени до и после локации спутника.

Проведение калибровки является своеобразным исследованием по выявлению источника систематических ошибок ЛЛС при изменении внешних факторов (температуры и влажности воздуха), которые заметно влияют на работу ЛЛС. [1, 2].

Целью работы является исследование возможностей повышения точности локационных измерений за счет оперативного учета параметров тракта распространения луча при проведении калибровки по неподвижной наземной мишени.

Для калибровки ЛЛС используется неподвижная мишень, размещённая на расстоянии определённом с точностью не хуже 1 мм. Это расстояние на рисунке 1 обозначено как h и принимается за базу. Результатом калибровки ЛЛС является некоторое среднее значение \bar{x} для данных внешних условий и параметров ЛЛС. Результат калибровки \bar{x} , выраженный в наносекундах, привязывается к базовому расстоянию h , выраженному в метрах. Условия калибровки ЛЛС по мишени обеспечиваются близкими к условиям локации ИСЗ.

Для проведения калибровки использовалась стандартная оптическая схема, представленная на рисунке 1.

При измерении расстояния до мишени моментом прихода отраженного импульса считается момент срабатывания порогового устройства, когда отношение правдоподобия достигнет порогового значения. Измеренный таким образом временной интервал не является оценкой максимального правдоподобия. Имеет место некоторая систематическая погрешность, значение которой зависит от уровня отраженного сигнала. Флуктуации интенсивности в импульсе вызывают появление случайной ошибки, которая ограничивает точность всей системы.

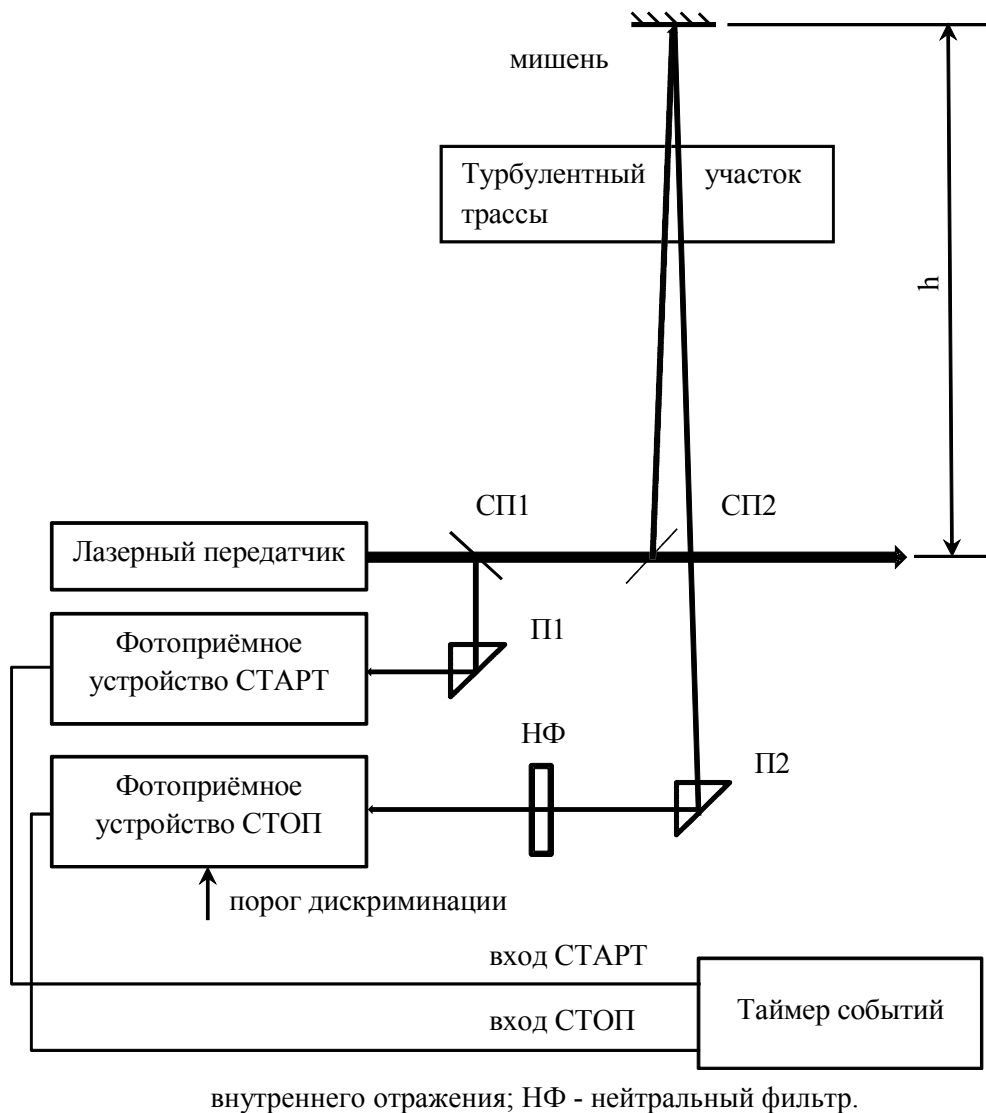


Рис. 1 – Схема калибровки ЛЛС по неподвижной мишени, где СП1 и СП2 – светоделительные пластины; П1 и П2 – призмы полного

внутреннего отражения; НФ - нейтральный фильтр.

График, представленный на рисунке 2, иллюстрирует необходимость калибровки ЛЛС непосредственно перед каждым сеансом локации ИСЗ (или во время сеанса). Снижение температуры окружающей среды (атмосферы) на $3,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ при неизменных прочих параметрах ЛЛС приводит к уменьшению среднего значения \bar{x} дальности мишени на 250 пс, что соответствует единицам сантиметров.

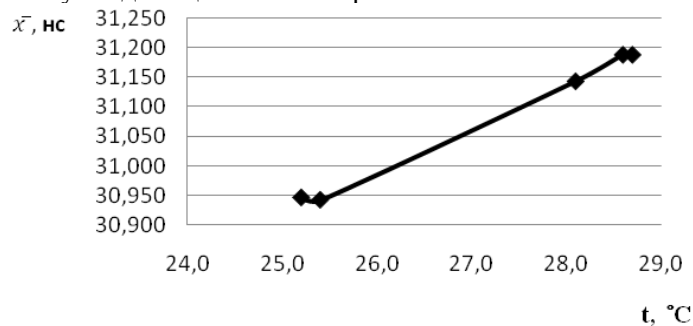


Рис. 2 – Зависимость среднего значения \bar{x} от температуры t окружающей среды

Зависимость, представленная на рисунке 3, характеризует увеличение среднеквадратического отклонения (СКО) S с ростом температуры и турбулентности атмосферы.

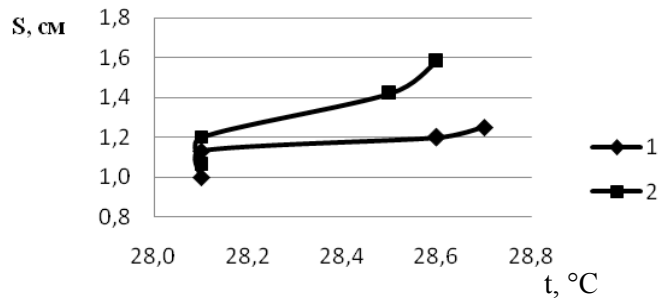


Рис. 3 – Зависимость среднеквадратичного отклонения S от температуры t , где 1 – калибровка системы в не турбулентной атмосфере; 2 – калибровка системы в сильно турбулентной атмосфере

Необходимо отметить, что увеличение энергии зондирующего импульса E (импульсной мощности) позволяет уменьшить значение СКО (рис. 4.). Это достаточно важное замечание, которое определяет требования к уровню сигнала передатчика для текущего сеанса локации.

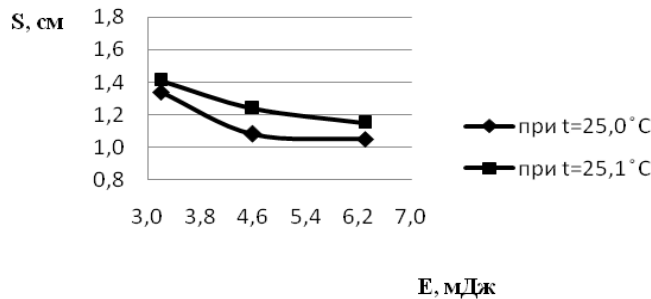


Рис. 4 – Зависимость среднеквадратичного отклонения S от энергии зондирующего импульса E

Чтобы снизить влияние на точность измерений флуктуаций сигнала ФЭУ и обеспечить максимальное соотношение сигнал/шум был использован принцип уменьшения рабочей области фотокатода и стабилизация рабочего напряжения ФЭУ.

На Алчевской станции в качестве чувствительного элемента используется достаточно быстрый ФЭУ-79. Катодная камера ФЭУ-79 "строит" на первом диноде изображение центральной части фотокатода (диаметром около 6 мм). Положение области максимальной чувствительности для каждого ФЭУ определяется индивидуально.

На рисунке 5 приведена счетная характеристика ФЭУ, задействованного в эксперименте.

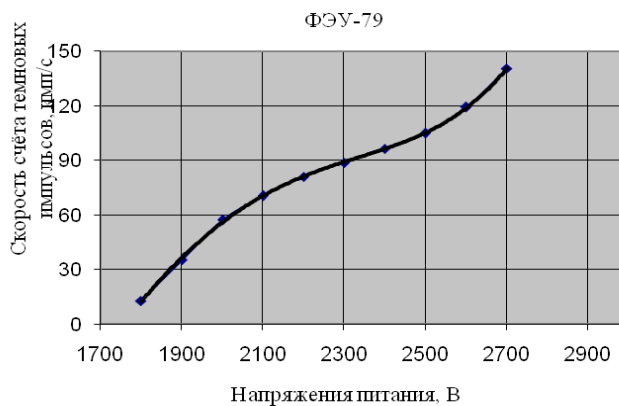


Рис. 5 – Счетная характеристика ФЭУ-79

Исходя из оптимального соотношения сигнал/шум, наилучшими условиями эксплуатации ФЭУ можно считать напряжение питания (2200 В). Данный режим работы и использовался при проведении локационных и калибровочных измерений. В этом случае

дискриминатор обрабатывает практически все импульсы катодного происхождения (как сигнальные, так и темновые).

Выводы. Анализируя полученные при калибровке по неподвижной мишени зависимости, можно не только производить оперативный учет внешних условий в текущем сеансе, но и выделить следующие обобщенные результаты, которые позволяют уменьшить ошибку локационных измерений.

- Уменьшение погрешности измерений можно обеспечить снижением температуры передатчика и приемника до определенных значений, которые могут быть определены экспериментально для каждого комплекса индивидуально в процессе несложных измерений при калибровке.

- Амплитуда зондирующего импульса однозначно влияет на величину погрешности измерений. В данном случае целесообразна максимизация выходной энергии и мощности в пределах допустимых для данного локационного комплекса.

- Немаловажное значение для уменьшения ошибки измерений имеет как температурный, так и электрический режим дискриминатора и чувствительного элемента. Поскольку электрический режим выбирается индивидуально для каждого ФЭУ экспериментально, то для выбора режима с оптимальным соотношением сигнал/шум эти характеристики должны быть определены обязательно.

Литература.

1. Portable Calibration Standard for SLR Capabilities I.Prochazka, K.Hamal. The 13-th Workshop on Laser Rangind, Washington DC, October 7-11, 2002.

2. Practicalities of local ties and SLR calibration J.Luck Geophysical Research Abstracts, Vol.8, 05492, 2006.

3. Мурга В.В. Повышение точности определения дальности в лазерных системах контроля/ В.В.Мурга, Е.В.Мурга, С.М.Мельков; Донбасский государственный технический университет // Сборник научных трудов Донбасского государственного технического университета, - Выпуск 33, - Алчевск: ДонГТУ, 2011 - С. 376-381.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОЛЯ ИМПУЛЬСНОГО ИСТОЧНИКА С КОНИЧЕКИМ ОТРАЖАТЕЛЕМ СПЕЦИАЛЬНОГО ТИПА

Артюх А. В., Дорошенко В.А.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники
61166, г. Харьков, пр. Ленина, 14, каф. Высшей математики, тел. (057)-702-14-36

E-mail: ant_artjukh@mail.ru, n_y_2009@mail.ru

In this work the mathematical model of a slotted cone with the interior screen excitation by the magnetic radial dipole in time domain is considered. The problem solution algorithm includes the Green's function apparatus, Meler-Fock integral transforms and the method of Riemann-Hilbert problem. The original problem is reduced to a Fredholm type SLAE solution, and the rigorous solutions are derived. The numerical analysis for one of the magnetic field components depending on the time parameter and angular antenna characteristics is made.

Введение. Возбуждение импульсными источниками структурами специального вида, содержащих ленты, цилиндр, шар или конус, относится к актуальным задачам моделирования электродинамических процессов. Это обусловлено применением такого типа широкополосных антенн к разрешению проблем в радиотехнике, радиолокации, телевидении и космической связи.

Для исследования отраженного поля во временной области зачастую используются численные методы, которые позволяют избежать стандартную процедуру обращения с помощью преобразования Фурье. Однако область применимости данных методов ограничена условием на бесконечности. Поэтому для однозначной разрешимости поставленной задачи необходимо задать дополнительное, «поглощающее» условие, что вызывает определенные трудности. В связи с этим более приоритетными являются аналитические или численно-аналитические методы, которые позволяют проводить не только количественный, но и качественный анализ полученных результатов и не требуют введения «поглощающих» условий.

В работе используется аналитико-численный метод, позволяющий избежать процедуры обращения во временную область и введение «поглощающих» условий. Для этого применяется аппарат функции Грина, интегральное преобразование Мелера-Фока и метод регуляризации. В результате получено строгое решение, на основании которого проведен численный эксперимент для исследования поведения поля при изменении различных параметров антенны.

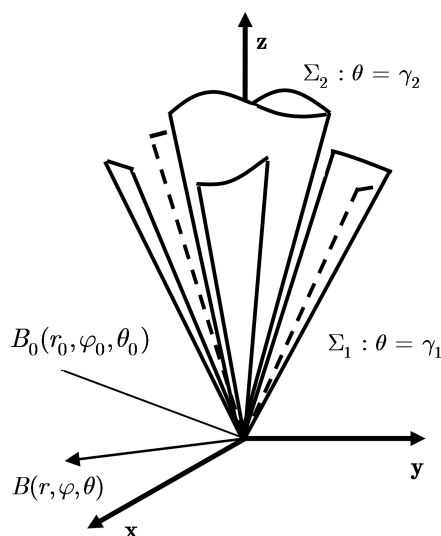
Цель работы: исследование модельной задачи импульсного возбуждения конической структуры специального вида.

Постановка задачи. Коническая антенна e состоит из двух полубесконечных идеально проводящих конусов e_1 (сплошной экран) и e_2 (конус со щелями) ($e = e_1 \cup e_2$) с углами полураскрыва γ_1 и γ_2 соответственно (Рис. 1).

В сферической системе координат конус Σ_j задается уравнением $\theta = \gamma_j$. Источником электромагнитных волн является магнитный радиальный диполь, расположенный в точке B_0 .

Для нахождения электромагнитного поля в присутствии конической структуры и источника вводим потенциал Дебая. Потенциал Дебая $v(r, t)$, соответствующий отраженному от конической структуры полю, удовлетворяет следующим условиям в любой момент времени:

- 1) трехмерному волновому уравнению:



$$\Delta - \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} v(\vec{r}, t) = -F(\vec{r}, t), \quad r \in \Sigma, \quad (1)$$

$$F(\vec{r}, t) = \frac{1}{\mu r} M_r \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) f(t - t_0), \quad \varepsilon \mu = \frac{1}{a^2};$$

2) начальному условию:

$$v \in 0 \in \frac{\partial v}{\partial t}, \quad t \in t_0; \quad (2)$$

3) краевому условию:

$$\left. \frac{\partial v}{\partial n} \right|_{\Sigma} = 0 \quad (3)$$

4) условию ограниченности энергии.

В данной постановке задача математической физики (1) – (4) имеет единственное решение.

Метод решения. Для решения поставленной начально-краевой задачи воспользуемся аппаратом функции Грина $G(r, t)$, которая связана с потенциалом Дебая соотношением:

$$v(\vec{r}, t) = \frac{M_r}{r_0 \mu} \int_0^{t-t_0} G(\vec{r} - \vec{r}_0, z) f(t - t_0 - z) dz.$$

Искомая функция $G(r, t)$ может быть представлена в виде:

$$G(r, t) = G_0(r, t) + G_1(r, t), \quad (4)$$

$$G_0(r, t) = \frac{\delta[t - t_0 - R/a]}{4\pi R} \quad (5)$$

где $G_0(r, t)$ – функция Грина в свободном пространстве и $G_1(r, t)$ соответствует рассеянному полю. С целью нахождения функции Грина воспользуемся интегральным преобразованием Мелера-Фока:

$$G_1(r, t) = \int_0^{+\infty} \tau G_1 P_{-1/2+i\tau}(chb) d\tau, \quad (6)$$

$$G_1 = -\frac{a}{r} \eta \int_0^{+\infty} \tau e^{-\frac{r+r_0}{a} \tau} a_{m\tau} b_{m\tau}^p(\gamma_p, \theta_0) U_{m,i\tau}(\theta, \varphi), \quad p = 1, 2. \quad (7)$$

Здесь $a_{m\tau}$, $b_{m\tau}^p$ – известные коэффициенты, $U_{m,i\tau}(\theta, \varphi)$ – функция, описанная в [1] с неизвестными коэффициентами, для нахождения которых воспользуемся методом регуляризации. Вследствие использования краевого условия и условия сопряжения в щелях получаем СЛАУ 2-го рода фредгольмовского типа вида

$$y_0 \int_0^{+\infty} \tau A_{i\tau} + \ln \frac{1-u_2}{2} \int_0^{+\infty} \tau e^{-\frac{r+r_0}{a} \tau} y_p \tilde{\varepsilon}_{p,2} [P_p(u_2) + P_{-p}(u_2)] = \ln \frac{1-u_2}{2} - A_{i\tau} C_{i\tau}, \quad (8)$$

$$y_0 [P_n(u_2) + P_{-n}(u_2)] + 2 \int_0^{+\infty} \tau e^{-\frac{r+r_0}{a} \tau} y_p \tilde{\varepsilon}_{p,2} [V_{n-1}^{p-1}(u_2) + V_{-n-1}^{p-1}(u_2)] - 2y_n = P_n(u_2) + P_{-n}(u_2), \quad n \in \mathbb{N}_0, \quad (9)$$

здесь $u_2 = \cos \frac{\pi d_2}{l}$, $P_n(u)$ – функция Лежандра,

$$A_{i\tau} = -\frac{1}{1 - C_{i\tau}} \frac{ch \pi \tau}{\pi \sin^2 \gamma_2} \frac{1}{\frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma_2) \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}(-\cos \gamma_2)},$$

$$C_{it} = \frac{\frac{d}{d\gamma_1} P_{-1/2+it}^{m+nN}(\cos\gamma_1) \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+it}^{m+nN}(-\cos\gamma_2)}{\frac{d}{d\gamma_1} P_{-1/2+it}^{m+nN}(-\cos\gamma_1) \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+it}^{m+nN}(\cos\gamma_2)},$$

$$[N(n+v)] \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_n^{(1)}) = \frac{(-1)^{(n+v)/N} c h \pi \tau \Gamma(1/2 + it + (n+v)N)}{\pi \Gamma(1/2 + it - (n+v)N)} \frac{1}{P_{-1/2+it}^{(n+v)N}(\cos\gamma_2) P_{-1/2+it}^{(n+v)N}(-\cos\gamma_2)}.$$

После решения данной системы получим выражение для функции Грина, и, как следствие, для потенциала Дебая.

Численное решение. Численно изучено распределение составляющей поля H_θ во временной области при фиксированных расстояниях от источника до вершины конуса r_0 , расстоянии от вершины конуса до точки наблюдения r , угла полуоткрыва конуса γ , угла θ точки наблюдения при условии, что $\theta > 2\gamma$ и $t > (r + r_0)/a$, где a – скорость распространения сигнала в среде. На рис. 2 даны кривые зависимости составляющей электрического поля H_θ от временного параметра ξ при различных фиксированных значениях ширины щели.

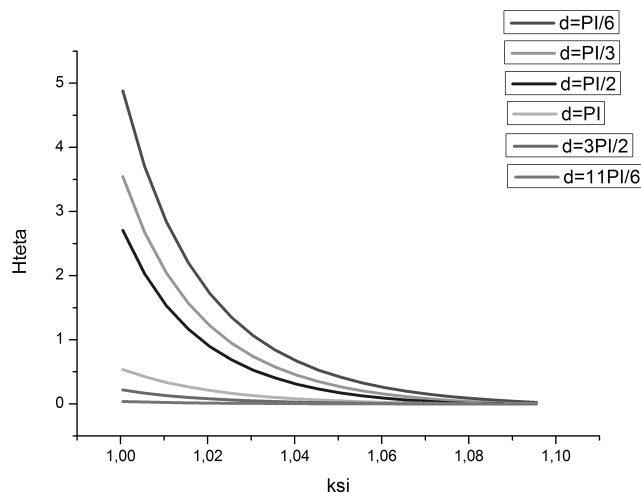


Рис. 2. Зависимость H_θ от ширины щели d .

Выводы. В работе проведено исследование модельной задачи импульсного возбуждения конической структуры специального вида. Строгое решение найдено с помощью аппарата функции Грина и интегрального представления Мелара-Фока. Показано, что решение электродинамической задачи эквивалентно решению системы алгебраических линейных уравнений с вполне непрерывным оператором. Найдено численное решение распределения одной из составляющих магнитного поля в зависимости от ширины щели.

Литература.

1. Дорошенко В. А, Кравченко В. Ф. Дифракция электромагнитных волн на незамкнутых конических структурах. / Под ред. В.Ф. Кравченко. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. – 272 с.
2. Борисов В.В. Электромагнитные поля неустановившихся токов.- СПб.: Изд-во С.-Петерб. ун-та, 1996. - 208с.

МОДЕЛЬ ГЕНЕРАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧАТЕЛЯ РЕЗОНАНСНОГО ЛИДАРА

Басецкий В.Л., Зарудный А.А.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники
61166, Харьков, пр. Ленина, каф. радиоэлектронных устройств, тел. (057) 7021-444,
E-mail: al_zarudniy@ukr.net

The physical model of processes of generating of the dye laser with lamp pump is presented. The basic expressions for threshold power pump and powers of radiation taking into account of the strengthened noise and thermal distortions of the resonator are resulted.

Известно, что в качестве излучателей передающих устройств резонансных лидаров чаще всего используются перестраиваемые оптические квантовые генераторы на органических красителях с немонохроматической (ламповой) либо с когерентной накачкой. Использование лазеров на красителях обусловлено в первую очередь возможностью плавной перестройки частоты излучения, позволяющей осуществлять настройку на резонансную линию атома.

Основными задачами работы являлись уточнение физической модели процессов определяющих эффективность генерации лазера на красителях с ламповой накачкой с дисперсионным резонатором и вывод соотношений для мощности и ширины спектра излучения.

При выборе дисперсионных элементов для лазеров на красителях с ламповой накачкой учитывалась некоторая специфика их использования. Во-первых, исходная расходимость излучения и поперечные размеры пучка достаточно велики, что затрудняет применение элементов с угловой селекцией. Другим существенным фактором является весьма значительная энергия излучения, достигающая величины порядка 10 Дж и более. Наконец, наведенная анизотропия спиртовых растворов красителей (из-за термооптических искажений) препятствует эффективному использованию селективных элементов с поляризационной селективностью. Необходимо учитывать также требование достижения высокой спектральной яркости излучателей лидаров, использующих резонансные эффекты взаимодействия с атмосферными компонентами.

Анализ публикаций посвященных аппаратуре лидарного зондирования показал, что в качестве основных селекторов в излучателях, как правило используются наклонные интерферометры и интерференционно-поляризационные фильтры, характеризующиеся малой величиной неселективных потерь.

Потери селективного резонатора удобно рассматривать в виде суммы неселективных γ_0 и селективных $\gamma_c(\lambda)$ потерь [1]

$$\gamma(\lambda) = \gamma_0 + \gamma_c(\lambda).$$

При этом селективные и неселективные потери в первом приближении предполагают независимыми.

Работа наклонного эталона внутри резонатора лазера подробно проанализирована в ряде работ и сопряжена с наличием нескольких специфических механизмов потерь, учет которых необходим при анализе его реальной селектирующей способности. В частности показано, что потери, вносимые в резонатор определяются, в основном, неплоскостностью и непараллельностью зеркал, а также апертурным эффектом.

Точный математический анализ спектрально-энергетических характеристик лазера с внутрирезонаторными эталонами затруднителен вследствие значительной параметрической связи между механизмами неселективных и селективных потерь при сильном возмущении резонатора. Ситуация упрощается, если селектор в резонаторе является слабым возмущением. Этот вариант является наиболее приемлемым применительно к лазеру, используемому в составе лидара, поскольку он чрезвычайно выгоден в энергетическом отношении.

В работе [2] проведено теоретическое исследование лазеров с внутрирезонаторным

эталонном для случая слабого возмущения поля, учитывающее непараллельность зеркал и апертурный эффект. Определены величины потерь и селективности резонатора. Показано, что при не слишком больших неселективных потерях селектора $\rho \leq 0,4$, эти величины полностью определяются максимальным пропусканием эталона.

Можно показать, что для интерферометра с воздушным зазором вносимые в резонатор потери определяются выражением

$$\rho = F^2 \cdot \left(\frac{4}{\lambda} \right)^2 \cdot \left(\frac{t^2 \cdot \vartheta^2 \cdot \theta_0^2}{8 \ln 2} + \frac{\alpha^2 \cdot a^2}{3} \right),$$

где F – резкость интерферометра; θ_0 – расходимость излучения по уровню 0,5; ϑ – угол наклона интерферометра к оси резонатора; t – база интерферометра; α – угол разъестировки; a – диаметр лазерного пучка в сечении интерферометра.

Расчет установившейся ширины спектра генерации в импульсных лазерах представляет сложную задачу. На практике приходится учитывать действие одновременно нескольких механизмов уширения линии. В этих условиях можно говорить лишь о весьма приближенной оценке ожидаемой ширины спектра. Наиболее существенными и принципиально неустранимыми факторами, ограничивающими процесс естественного сужения лазеров на красителях с ламповой накачкой являются большая расходимость излучения, обусловленная термооптическими искажениями резонатора и пространственная неоднородность инверсной населенности [3].

Вследствие значительной длины активного элемента (АЭ) лазера в качестве доминирующего фактора, определяющего ширину спектра излучения принималось пространственно неоднородное насыщение усиления активной среды.

Для предельного случая полного заполнения резонатора активной средой ширина спектра излучения может быть вычислена по приближенной формуле [3]

$$\delta \lambda_{\lambda} = \left[3 \cdot \left(\frac{\Delta \lambda}{2 \cdot \sqrt{2 \ln 2} \cdot F} \right)^2 \cdot \gamma_0 \cdot \Delta \lambda_{\lambda} \cdot \left(1 - \frac{1}{X} \right) \right]^{\frac{1}{3}}.$$

где $\delta \lambda_p$ – полоса контура потерь резонатора; $\Delta \lambda_m$ – межмодовый интервал; $\gamma_0 = 2\ell \cdot k_n$ – показатель потерь излучения за обход резонатора

Выражение для коэффициента потерь для лазера с дисперсионным резонатором может быть преобразовано к виду

$$k_n = \frac{1}{2\ell} \ln \left(\frac{1}{T^2 R} \right) + \gamma + \beta \cdot (\ell + nd),$$

где ℓ – длина АЭ; T – коэффициент пропускания селектора; R – коэффициент отражения выходного зеркала резонатора; γ – коэффициент, характеризующий вредные потери в резонаторе; β – константа, имеющая размерность $см^{-2}$; d – превышение базы резонатора над длиной АЭ; n – коэффициент преломления материала АЭ.

Пропускание селектора при малых ρ может быть рассчитано по формуле [2]

$$T = (1 + \rho)^{-1}.$$

Можно показать, что параметр P_3 , характеризующий соотношение между вредными и полезными потерями в резонаторе для варианта размещения селектора между кюветой и “глухим” зеркалом может быть рассчитан по формуле

$$P_3 = \left[1 + \frac{1}{1-R} \cdot \left[\sqrt{R} \cdot \left(\frac{1}{T_c} - T_c \right) + \gamma \cdot \ell \cdot (R + T_c \sqrt{R}) \cdot \left(\frac{1}{T_c \sqrt{R}} - 1 \right) \right] / \ln \left(\frac{1}{T_c \sqrt{R}} \right) \right]^{-1}.$$

В дисперсионном резонаторе эффективность генерации зависит от положения частоты резонатора относительно максимума линии усиления. Эффектом затягивания ча-

стоты при рассмотрении энергетических параметров можно пренебречь, поскольку полоса пропускания резонатора значительно меньше полуширины контура усиления. При этом частота генерации в общем случае не совпадает с частотой максимума усиления. В связи с этим лазер с селективным резонатором принято рассматривать, как генератор с “внешней” настройкой. Спектральная плотность интенсивности радиационного шума в отличие от излучения генерации определяется профилем контура усиления. Поэтому коэффициент усиления на длине волны генерации, как и в случае неселективного резонатора, равен коэффициенту потерь, в то время как интенсивность шума зависит от максимального значения коэффициента усиления среды. Следовательно необходимо определить частоту при которой коэффициент усиления принимает максимальное значение. Последняя как и в случае с широкополосным резонатором определяется уравнением $\frac{\partial \alpha_y}{\partial \nu} = 0$.

Используя результаты работы [5], частоту ν_{max} , соответствующую максимуму усиления можно определить из выражений

$$\nu_{max} \approx \left\{ \nu_{эл} - \frac{kT}{h} \cdot \left[\ln \left(\frac{h \cdot \Delta \nu \cdot \Gamma}{1,6 \cdot kT} \right) - \frac{5 \cdot \ln 2 \cdot \nu_f}{\Delta \nu} + 1 \right] \right\} \cdot \left(1 + \frac{5 \cdot \ln 2 \cdot kT}{h \cdot \Delta \nu} \right)^{-1},$$

$$\Gamma = [\sigma_{10}(\nu) - \mu \cdot \sigma_t - k_n \cdot (1 + \mu) / n] / [\sigma_{01}(\nu) + k_n / n]$$

где $\nu_{эл}$, $\Delta \nu$, ν_f , $\sigma_{10}(\nu)$, $\sigma_{01}(\nu)$, σ_t , μ - спектроскопические характеристики АЭ.

В частности, для красителя родамин 6Ж подстановка численных значений величин, входящих в формулу, дает выражение

$$\nu_{max} = [5,36 - 0,047 \cdot \ln(7,06 \cdot \Gamma)] \cdot 10^{14} \text{ Гц}$$

Энергия излучения лазера с дисперсионным резонатором рассчитывалась по методике, представленной ранее [4], с использованием соотношений полученных в данной работе.

Проведенные расчеты показали, что для лазера с дисперсионным резонатором существуют оптимальные значения длин кюветы, при которых реализуются максимальные значения спектральной яркости и КПД, которые приблизительно соответствуют оптимальным значениям по энергии излучения и КПД, полученным для широкополосного резонатора. Ширина спектра излучения слабо зависела от длины АЭ и для вариантов с двумя и тремя внутррезонаторными интерферометрами соответственно составляла около 10пм и 2,5пм.

Литература.

1. Перестраиваемые лазеры на красителях и их применение / С.М. Копылов, Б.Г. Лысой, С.Л. Серегин, О.Б. Чередниченко.-М.: Радио и связь, 1991.-236с.
2. Михайлов Л.К., Соловьев А.А. Расчет и оптимизация параметров внутррезонаторного интерферометра Фабри-Перо // Журн. прикл. спектроскопии.-1981.-Т.34, №5.-С.898-908.
3. Методы расчета оптических квантовых генераторов / Под ред. Б.И. Степанова.- Минск: Изд-во “Наука и техника”, 1968.-Т.2.-656с.
4. В.А. Басецкий, А.А. Зарудный. Модель генерационных характеристик излучателя резонансного лидера // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып 160. – С.124-129.
5. Николаев С.В., Коробов А.М. Влияние усиленного радиационного шума на энергетические характеристики перестраиваемых лазеров на красителях.-Харьков. 1987.-20с. (Препринт / АН УССР.-ИРЭ.-№356).

ИЗЛУЧАТЕЛЬ ПОВЫШЕННОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЯРКОСТИ ДЛЯ ПЕРЕДАТЧИКА РЕЗОНАНСНОГО ЛИДАРА

Басецкий В.Л., Зарудный А.А.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники
61166, Харьков, пр. Ленина, каф. радиоэлектронных устройств, тел. (057) 7021-444,
E-mail: al_zarudniy@ukr.net

The spatially-angular and power characteristics of the dye laser with lamp pump are presented. The theoretical and experimental researches, directed to the spectral power radiance advancement are performed. The results of examinations were used for the development of transmitters functioning in a composition of resonance lidar stations.

Теоретический анализ характеристик излучателей лидаров на базе перестраиваемых лазеров на красителях с ламповой накачкой, как с широкополосным, так и с дисперсионными резонаторами показал [1], что эффективность генерации зависит от ряда параметров, таких как протяженность накачиваемой области активного элемента (АЭ), диаметра АЭ, коэффициента отражения выходного зеркала резонатора, количества и спектральной резкости внутрирезонаторных селекторов и т.д.

Целью работы являлось экспериментальное исследование макетного образца лазера на красителях с дисперсионным резонатором и сравнение полученных результатов с теоретическими оценками. В экспериментах варьировались геометрические размеры АЭ, длина резонатора, количество и спектральная резкость селекторов и коэффициент отражения выходного зеркала резонатора.

В качестве внутрирезонаторных селекторов в экспериментах использовались юстируемые интерферометры Фабри-Перо с пластинами среднего оптического качества (качество обработки $\sim \lambda/50$ на диаметре 40 мм). Отклонение в толщине зазора по диаметру пучка излучения определялось в основном качеством юстировки зеркал. При этом настройка интерферометров осуществлялась таким образом, чтобы угол наклона на рабочей длине волны находился около 10 мрад.

Оптическая схема лазера с дисперсионным резонатором, используемая в экспериментах представлена на рис. 1. В схеме использовались различные комбинации интерферометров с разными базами. Превышение базы резонатора над длиной кюветы было постоянным во всех случаях и равнялась 85 см. Выходное зеркало и ближайший интерферометр были удалены от окон кюветы на расстояние не менее 30 см. Окна кюветы были просветлены и наклонены друг к другу и к оси резонатора на углы не менее $0,5^\circ$ для предотвращения паразитной модуляции спектральной линии.

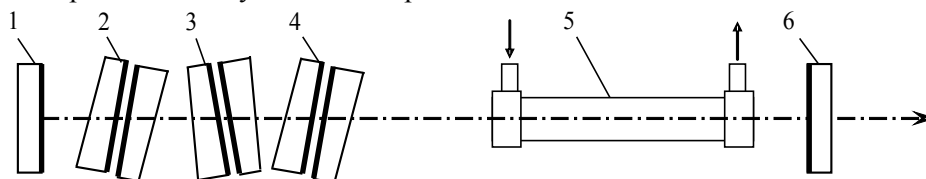


Рисунок 1 – Оптическая схема излучателя: 1,6 – зеркала резонатора; 2,3,4 - интерферометры; 5 – активный элемент

Экспериментальные исследования ряда красителей показали, что при генерации излучения вблизи максимума спектра флуоресценции устойчивая генерация на одном пике пропускания получается с базой первого предселектора около 8 мкм при резкости порядка 5-7. При этом зазор интерферометра следующей ступени селекции может быть доведен до 0,4 мм, что подтверждает теоретические оценки. Это значение было предельным для системы из двух интерферометров. Попытки использовать предселектор с большей резкостью приводили лишь к уменьшению энергии генерации. Генерация на одном пике пропускания при $t = 0,4$ мм в этом случае была возможна лишь при тщатель-

ной взаимной юстировке предселектора и селектора.. Дальнейшее увеличение промежутка приводило к неустойчивой генерации одновременно на нескольких линиях. Опыт эксплуатации лазера с дисперсионным резонатором подобного типа в составе лидара показал, что для надежного и долговременного функционирования излучателя величина зазора второго интерферометра должна быть снижена до величин порядка 0,2-0,3мм, что совпадает с величинами зазоров внутрирезонаторных интерферометров аналогичных излучателей, используемых для резонансной локации [2,3].

Если для дальнейшего сужения спектра излучения в резонаторе использовался третий интерферометр, то при тщательной взаимной юстировке интерферометров генерация на одном пике пропускания получалась при величине зазора до 3 мм. Экспериментально получено, что в то время как соотношение баз второй и первой ступеней селекции может быть доведена до 50, кратность баз следующих ступеней не превосходило 20. Таким образом подтверждена тенденция к снижению допустимого соотношения баз каждой последующих ступеней, что связано с уменьшением предельно достижимого реального фактора резкости при увеличении зазоров интерферометров и прогрессирующим ростом суммарных потерь.

Проведены экспериментальные исследования характеристик излучения лазера с двумя и тремя внутрирезонаторными интерферометрами при изменении длины кюветы. Спектр излучения рассчитывался посредством машинной обработки регистрируемых ПЗС матрицей интерферограмм, полученных с помощью интерферометра ИСП-51 и фокусирующего объектива. Энергия излучения измерялась с помощью измерителя калориметрического типа ИКТ-1М. Выходное зеркало с коэффициентом отражения 0,3 было неизменным в течение всего эксперимента. Исследования проводились с базой юстируемого предселектора, равной 8мкм и коэффициентом отражения зеркал 0,7. База второго интерферометра, который являлся основным равнялась 0,3 мм, а коэффициент отражения пластин менялся. Наилучшие результаты по критерию максимальной эффективной энергии получены для интерферометра с коэффициентом отражения пластин $R = 60\%$. Экспериментально полученные значения близки к расчетным оценкам.

Исследование пространственных характеристик излучения показало, что расходимость излучения в плоскости угла наклона интерферометра в последнем случае уменьшалась более чем в полтора раза по сравнению с широкополосным резонатором, т.е. интерферометр, являясь угловым селектором колебаний вносил заметные возмущения в структуру генерируемого пучка. Резкое снижение энергии излучения свидетельствует о слабой конкуренции мод в условиях термических искажений резонатора.

Сравнение результатов измерений для вариантов с двумя и тремя внутрирезонаторными интерферометрами показало, что вариант с тремя внутрирезонаторными юстируемыми интерферометрами не обеспечивает преимущества по сравнению с вариантом резонатора, в котором используются два селектора-интерферометра, поэтому ввиду существенного упрощения процедуры настройки последний вариант более предпочтителен.

Экспериментально получены значения энергии порядка единиц Джоуля при ширине спектра излучения около единиц пикометров при ресурсе лазера до сотен тысяч вспышек.

Литература.

1. В.А. Басецкий, А.А. Зарудный. Модель генерационных характеристик излучателя резонансного лидара // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып 160. – С.124-129.
2. Гарднер Ч.С. Применение лидара на резонансной флюоресценции натрия в атмосферных исследованиях и астрономии // ТИИЭР. – 1989. – Т.77, №3. С.44-56.
3. Результаты экспериментальных исследований динамики параметров натриевого слоя / Верхоробин В.Л., Лагутин М.Ф., Зарудный А.А., Торжков В.П. // Оптика атмосферы и океана.-1993.-Т.6, №5.-С.553-558.

МЕТОД СИНГУЛЯРНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ В ЗАДАЧАХ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА НЕЗАКНУТОМ КОНИЧЕСКОМ ОТРАЖАТЕЛЕ

Блишун А. П., Дорошенко В. А.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники
61166, Харьков, пр. Ленина, каф. высшей математики, тел. (057) 702-13-72,
E-mail: kals88@mail.ru; тел. (057) 337-61-89

Problem for finding electromagnetic fields scattered by an unclosed special cone structure is considered. The solution method is based on using singular integral equations and integral transforms.

Введение. Теоретической основой для фундаментальных исследований задач радиолокации является математическое моделирование соответствующих физических процессов, что сводится к решению краевых и начально-краевых задач математической физики. Усложнение математической модели ведет к усложнению соответствующей математической задачи, для решения которой требуются новые методы и подходы. Метод сингулярных интегральных уравнений (СИУ) хорошо себя зарекомендовал при исследовании радиолокационных задач для плоских и цилиндрических экранов. В данной работе используется подход, основанный на привлечении СИУ с целью исследования задачи дифракции электромагнитных волн на коническом отражателе с продольными щелями.

1. Постановка модельной задачи и метод решения. В работе предлагается математическая модель дифракции волн на незамкнутом широкополосном коническом отражателе, представляющем собой полубесконечный круговой идеально проводящий конус Σ_1 с периодически прорезанными вдоль образующих N щелями ($l = 2\pi/N$ – период конической структуры, d – угловая ширина щелей). Внутри конуса со щелями расположен сплошной идеально проводящий полубесконечный круговой конус Σ_2 (рис. 1). В введенной сферической системе координат (r, θ, φ) с началом в общей вершине конусов сплошной конус определяется уравнением $\theta = \gamma_1$, а незамкнутый конус – $\theta = \gamma_2$. На коническую структуру такого типа падает электромагнитное поле точечного источника (радиального диполя), расположенного в точке B . Поле источника меняется по закону во времени как функция $f(t)$. Требуется найти электромагнитное поле в присутствии структуры, которое удовлетворяет уравнениям Максвелла, начально-краевым условиям и условию ограниченности энергии. Для решения задач с конической геометрией удобно ввести Дебая $v^{(\alpha)}(r, t)$, $\alpha = 1, 2$, который в каждый момент времени удовлетворяет волновому уравнению всюду вне конической структуры и источника, принципу причинности (начальному условию), краевому условию и условию ограниченности энергии [1]. Задача в такой постановке имеет единственное решение, которое будем искать с помощью функции Грина G для волнового уравнения в пространстве с незамкнутой конической геометрией, через которую выражается потенциал Дебая:

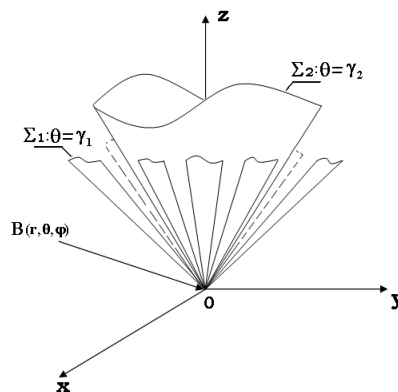


Рис. 1. Геометрия структуры

$$v^{(\alpha)} = \frac{M_r^{(\alpha)}}{r_0 \varepsilon^{2-\alpha} \mu^{\alpha-1}} \int_0^{t-t_0} \vec{G}^{(\alpha)}(\vec{r} - \vec{r}_0, z) f(t - t_0 - z) dz.$$

Для нахождения функции Грина модельной начально-краевой задачи используем интегральные преобразования Мелера-Фока:

$$\begin{aligned} \tilde{G}_1^{(\alpha)}(\tau) &= \int_0^{+\Gamma} sh b G_1^{(\alpha)}(b) P_{-1/2+i\tau}(ch b) db, \quad b \in [0, +\Gamma) \\ G_1^{(\alpha)}(b) &= \frac{2}{\pi} \int_0^{+\Gamma} th \pi \tau \tilde{G}_1^{(\alpha)}(\tau) P_{-1/2+i\tau}(ch b) d\tau, \\ \tilde{G}_1^{(\alpha)} &= \mathbf{e}_{m=-\Gamma}^{+\Gamma} \hat{a}_m \hat{b}_m^{(\alpha),p}(\gamma_p, \theta_0) \hat{U}_{m,i}^{(\alpha)}(\theta, \varphi), \quad ch b = \frac{at^2 - r^2 - r_0^2}{2rr_0}. \end{aligned}$$

где коэффициенты $\hat{a}_m, \hat{b}_m^{(\alpha),p}$ – известны, а искомая функция $\hat{U}_{m,i}^{(\alpha)}(\theta, \varphi)$ разлагается в ряд Фурье по азимутальной координате φ , коэффициенты которого необходимо найти. Использование краевого условия на конической поверхности, а также непрерывности поля в щелях, приводит к функциональным уравнениям для искомых коэффициентов Фурье. Используя метод СИУ, функциональные уравнения сводятся к СИУ типа Коши относительно функции Φ , содержащей неизвестные коэффициенты:

$$\frac{1}{\pi} \int_S \frac{\tilde{\Phi}_2(\xi)}{\xi - \psi} d\xi + \frac{1}{\pi} \int_S K(\xi - \psi) \tilde{\Phi}_2(\xi) d\xi = (1 - \hat{C}_{it}^{(\alpha),m}) e^{im\psi}, \quad \psi \in CS \text{ (щели)}, \quad (1)$$

$$\int_{CS} \tilde{\Phi}_2(\xi) d\xi = \hat{C}_{it}^{(\alpha),m}, \quad (2)$$

где $K(\xi) = \frac{1}{2} ctg \frac{\xi}{2} - \frac{1}{\xi} - \frac{i}{2N} \frac{1}{\tilde{A}_m^{(2)}} \frac{\pi}{\sin \nu \pi} e^{i\nu\xi} - \frac{1}{\nu} \frac{\zeta}{\eta} - \frac{i}{2} \mathbf{e}_{n \neq 0} \frac{|n|}{n} \tilde{\delta}_{m,n}^{(2)} e^{in\xi}$ – регулярное ядро;

$\frac{m}{N} = m_0 + \nu$, где m_0 – ближайшее целое число к $\frac{m}{N}$, $\hat{C}_{it}^{(\alpha),m}$ – известные коэффициенты. В

частном случае осесимметричного расположения источника ($\theta_0 = \pi$) ядро упрощается

$$\text{имеет вид } K(\xi) = \frac{1}{2} ctg \frac{\xi}{2} - \frac{1}{\xi} - \frac{i}{2N} \frac{1}{\tilde{A}_m^{(2)}} \xi - \frac{i}{2} \mathbf{e}_{n \neq 0} \frac{|n|}{n} \tilde{\delta}_{m,n}^{(2)} e^{in\xi}.$$

К решению СИУ (1), (2) применяем метод дискретных особенностей вследствие чего находятся неизвестные коэффициенты Фурье функции $\tilde{\Phi}_2(\xi)$ [2,3] и численно изучены их зависимости от параметров конической структуры.

Заключение. С помощью метода СИУ в строгой постановке исследована модельная начально-краевая задача дифракции электромагнитных волн на незамкнутом коническом отражателе. Приведены зависимости от параметров конической структуры коэффициентов Фурье разложения составляющих электромагнитного поля в ряд Фурье по азимутальной переменной сферической системы координат.

Литература.

1. Дорошенко В.А., Кравченко В. Ф. Дифракция электромагнитных волн на незамкнутых конических структурах. / Под ред. В. Ф. Кравченко. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. – 272 с.
2. Лифанов И.К. Метод сингулярных интегральных уравнений и численный эксперимент – М.: Янус, 2005. – 521 с.
3. Гандель Ю.В., Полянская Т.С. // Дифференц. уравнения. 2003. Т. 39. № 9. С. 1229–1239.

СИНТЕЗ ЩЕЛЕВЫХ РЕШЕТОК С НУЛЯМИ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ И МАКСИМАЛЬНЫМИ КОЭФФИЦИЕНТАМИ НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ, РАСПОЛОЖЕННЫХ НА ПОЛУОГРАНИЧЕННЫХ ПЛОСКОСТЯХ

Богословский А.В., Разиньков С.Н.

Военный авиационный инженерный университет (г. Воронеж)
394064 г. Воронеж, ул. Старых Большевиков, 54а, 8-(4732)-236-35-63,
E-mail: centreb@mail.ru, факс 8-(4732)-236-52-28

On the basis of equivalence principle of longitudinal crack electric field and elementary magnetic vibrator field the directed properties of the slot-hole array located lengthways infinitely thin ideally spending strip and semi-plane are estimated. With use of Lagrange uncertain multipliers method the synthesis of arrays with maximal directional coefficients and zeros of directional diagrams taking into account shielding influence of a spreading surface is executed. Dependences of achievable indicators of array orientation on quantity of antenna elements, their placings on a strip, number and angular positions of formation of zero in diagrams and the geometrical sizes of a surface are investigated.

При разработке бортовых радиоэлектронных комплексов возникает необходимость обеспечения направленных свойств их антенных систем в соответствии с требованиями электромагнитной совместимости и устойчивости передачи-приема информации по радиоканалам с учетом экранирующего влияния корпуса носителя.

Характеристики антенн могут быть оценены на основе электродинамического моделирования и достигнуты по результатам синтеза излучающих структур на поверхностях, соответствующих фрагментам объектов, на которых они размещаются.

В предлагаемой работе на основе решения задачи возбуждения элементарных щелевых вибраторов на ограниченных плоскостях [1, 2] исследованы линейные щелевые решетки, расположенные параллельно и перпендикулярно ребру бесконечно тонкой идеально проводящей полосы и полуплоскости. С применением метода неопределенных множителей Лагранжа [3] проведен синтез решеток с максимальными коэффициентами направленного действия (КНД) и нулями диаграмм направленности (ДН).

Согласно [4], в диапазонах рабочих частот щелевых вибраторов полосой могут быть представлены участки фюзеляжа, стабилизатора и крыльев, частотно-селективные экраны для снижения радиолокационной заметности летательного аппарата, а также несущие полотна для крепления конформных антенных систем.

При высоких КНД антенн достигается значительный энергетический потенциал радиоканала, за счет формирования нулей ДН осуществляется электромагнитная развязка радиоэлектронных средств.

Цель работы – исследование достижимых показателей направленности решетки в зависимости от ее габаритов, формы и размеров подстилающей поверхности, а также способов формирования и глубины нулей ДН.

При моделировании решетки использовался принцип эквивалентности [1], согласно которому электрическое поле односторонней продольной щели представлялось полем элементарного магнитного вибратора, лежащего на полосе (полуплоскости). Расчет излучаемого поля осуществлялся по результатам численного решения краевой задачи возбуждения подстилающей поверхности суперпозицией полей магнитных вибраторов. Токи на полосе определялись из интегральных уравнений Фредгольма первого рода, полученных при граничных условиях для задачи излучения электрического вибратора в щели, образованной двумя идеально проводящими полуплоскостями, с шириной, равной ширине полосы [1, 2]. Для токов полуплоскости осуществлялась асимптотическая оценка по распределению токов полосы путем удаления одного из образующих ее ребер на бесконечность.

Синтез решеток осуществлялся при контроле ДН для фиксированных угловых положений. В рамках данного подхода, наряду с минимизацией среднеквадратического отклонения главного луча ДН от требуемой формы, обеспечивается контроль уровня излучения в заданных секторах углов [5].

Установлено, что при увеличении числа элементов решетки, расположенных с шагом $d/\lambda = 0,5$, где λ – длина волны, вдоль центральной продольной оси полосы шириной $a/\lambda = 0,6$, с 3 до 15 ширина главного луча ее ДН уменьшается в 3,3 раза. При уменьшении межэлементного расстояния до $d/\lambda = 0,25$ и $d/\lambda = 0,2$ главный луч ДН 15-элементной решетки расширяется 1,75 раз и 2,6 раз соответственно; за счет расширения полосы до $a/\lambda = 6$ уровень боковых лепестков ДН снижается не менее чем на 15 дБ. При смещении решетки от центральной продольной оси полосы на $(0,1 \dots 0,3)\lambda$ при $a/\lambda = 0,6$ имеет место асимметрия ДН в угломестной плоскости вследствие влияния края; распределение поля в азимутальной плоскости значительных изменений не претерпевает.

Сектор углов в области первого бокового лепестка ДН 6-элементной решетки с шагом $d/\lambda = 0,5$ при $a/\lambda = 0,6$, где формируются нули глубиной 0,1, составляет 15° , что в 3 раза превышает область, в которой достигается уровень 0,01 максимума излучения.

При формировании нулей ДН в направлениях максимумов боковых лепестков происходит существенное расширение главного луча. Для устранения данного эффекта целесообразно выбирать положения нулей вблизи минимумов исходной ДН решетки; однако при этом имеет место значительное (примерно на 5,8 дБ) возрастание ее дальних лепестков.

За счет синтеза нуля глубиной 0,01 в направлении первого бокового лепестка ДН решетки из 3 элементов, расположенных с шагом $d/\lambda = 0,5$ перпендикулярно ребру полосы полушириной $a/\lambda = 3$, обеспечивается средний уровень бокового излучения не более 0,02; ее КНД снижается на 0,6 дБ вследствие расширения главного луча ДН в 1,15 раз. Уровень боковых лепестков 5-элементной решетки вследствие создания секторного провала уменьшается с 0,35 до 0,06 при снижении КНД не более чем на 0,5 дБ.

При $d/\lambda = 0,2 \dots 0,5$ зависимость КНД решетки от числа излучателей носит немонотонный характер. Он обусловлен изменением угловых положений главных лучей ДН за счет соответствующего сложения фаз возбуждаемых токов излучателей с поправками, вносимыми токами полосы. С увеличением d/λ от 0,2 до 0,5 КНД 7-элементной решетки возрастает в 1,4 раз, а при увеличении до 0,25 снижается в 1,1 раз. Для системы из 5...9 излучателей его величина на 4,2...5,9 дБ меньше КНД щелевой решетки на бесконечно протяженной плоскости ввиду расширения ДН в угломестной плоскости в 1,1...3,6 раз.

При размещении решетки на полуплоскости наблюдается асимметрия ее ДН по углу места, убывающая по мере приближения к азимутальному сечению. В азимутальной ДН появляются локальные экстремумы глубиной 0,2...0,5 дБ в секторах углов, ориентированных на ребро, вследствие экранирующего влияния полуплоскости.

Литература.

1. Пименов Ю.В., Простаков Е.И. Излучение элементарного щелевого вибратора, расположенного на идеально проводящей полосе. – Радиотехника и электроника, 1983. – Т. 28. – № 8. – С. 1655-1658.
2. Пименов Ю.В., Простаков Е.И. Излучение элементарного электрического вибратора, расположенного у идеально проводящей полосы параллельно ее ребру. – Радиотехника и электроника, 1986. – Т. 31. – № 12. – С. 2319-2323.
3. Обуховец В.А., Мельников С.Ю. Оптимизация диаграмм направленности антенных решеток. – В кн.: Рассеяние электромагнитных волн. – Таганрог: ТРТУ, 1999. – С. 93-101.
4. Резников Г.Б. Антенны летательных аппаратов. – М.: Сов. радио, 1967. – 416с.
5. Богословский А.В., Разиньков С.Н. Формирование нулей диаграмм направленности кольцевых антенных решеток. – В кн.: Радиолокация, навигация, связь. – Воронеж: Изд-во ВГУ, 2011. – Т. 1. – С. 987-995.

ЭЛЕМЕНТНАЯ БАЗА ПАССИВНЫХ КОМПОНЕНТОВ ДЛЯ АДАПТИВНЫХ АНТЕНН КА-ДИАПАЗОНА

Голубцов М.Е., Русов Ю.С.

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана
105005, Москва, ул. 2-ая Бауманская, д.5, каф. «Радиоэлектронные системы
и устройства», тел. (495) 632-29-92, e-mail: niiretsec62@mail.ru, тел./факс (499) 267-75-96

The work is devoted to the modern developments in the field of adaptive antennas Ka-band. The results of developments of phased antenna array elements with ferrite phase shifters and monopulse antenna irradiators are presented. The results of research have shown a possibility of Ka-band adaptive antennas base on phased antenna array design.

Введение. Насущные задачи радиоэлектронной промышленности требуют расширения возможностей радиоконкомплексов и их антенных систем. Функциональность антенной системы как пространственного фильтра определяет потенциал любого комплекса, поэтому при разработке новых систем связи и обнаружения закладываются повышенные требования к антенной системе, обеспечивая в том числе и модернизационный потенциал. Наиболее важными требованиями к антенной системе, помимо требований к коэффициентам усиления (КУ), использования поверхности (КИП) и полезного действия (КПД), являются возможность адаптивного формирования диаграмм направленности (ДН), малое время реакции и низкая себестоимость.

Активное освоение миллиметрового диапазона волн ставит задачи разработки и реализации широкого класса адаптивных антенн различного применения. В силу специфики диапазона говорить об адаптивности можно в случае применения фазированных антенных решеток (ФАР) либо гибридных многолучевых зеркальных антенн (МЛЗА), где в качестве облучателя обычно используется тот или иной подвид ФАР. Полноценную адаптивность в смысле формирования произвольной формы ДН можно получить при применении активных ФАР (АФАР), но при современном развитии элементной базы реализация адаптивных антенн на базе АФАР Ка-диапазона возможна только в виде малоэлементных решеток для задач, оправдывающих их чрезвычайно высокую стоимость. Таким образом, развитие элементной базы пассивных компонентов ФАР Ка-диапазона наряду с современными алгоритмами адаптации ДН является актуальной задачей для создания адаптивных антенн современных и перспективных связных и радиолокационных комплексов.

Элементная база ФАР Ка-диапазона. Малая длина волны диктует существенные конструктивные ограничения, определяющие наиболее удобную схему ФАР, тип применяемых элементов и конструктив волноводных узлов. В частности, технологические сложности при реализации волноводной системы возбуждения для многоэлементных ФАР заставляют применять квазиоптические схемы возбуждения (проходную или отражательную) с простыми или моноимпульсными облучателями (МИО). Отсюда следует необходимость разработки и освоения промышленностью интегрированных элементов ФАР, систем управления лучом, волноводных переключателей и моноимпульсных облучателей.

Элементы пассивных ФАР, как правило, строятся на основе волноводных ферритовых фазовращателей (ВФФВ) нескольких типов: тороидальных, Реджиа-Спенсера и на основе эффекта Фарадея. В мировой практике накоплен большой опыт разработки, внедрения и серийного производства ВФФВ, излучателей и интегрированных элементов ФАР, предназначенных для работы в сантиметровом диапазоне волн. Известны серийно выпускаемые отражательные элементы ФАР Ка-диапазона [1], однако их поперечные размеры (более $0,8\lambda_0$, где λ_0 – длина волны в свободном пространстве) ограничивают сектор электрического сканирования луча и возможности по адаптации формы ДН. К тому же наличие облучателя перед раскрытием антенны вызывает затенение раскрытия антенны, что приводит к ухудшению формы ее ДН.

Разработка элементов ФАР адаптивных антенных систем Ka-диапазона. При разработке элементов и узлов ФАР учитываются следующие параметры и требования: частотный диапазон, требования по адаптации формы ДН решетки, сектор сканирования луча, тип поляризации излучения, время и энергия переключения, допустимые потери и другие.

Известны две схемы построения элементов ФАР: отражательная и проходная. Проходная схема имеет преимущества по сравнению с отражательной, поскольку в этом случае упрощаются алгоритмы адаптации формы ДН ФАР, а также можно получить меньший уровень боковых лепестков и большее значение КИП вследствие отсутствия затененной апертуры облучателем.

В настоящее время для элементов ФАР наиболее широко применяются ВФФВ на основе эффекта Фарадея [1, 2, 3]. На рисунке 1 представлена схема типичного элемента проходной ФАР на основе фарадеевского ВФФВ, где показаны: 1-ферритовый стержень, 2-катушка продольного намагничивания, 3-магнитопроводы, 4-ступени согласующих трансформаторов, 5-диэлектрические излучатели.

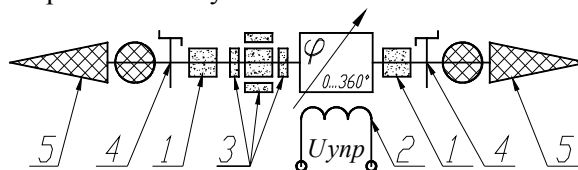


Рис. 1 - Схема элемента ФАР

Наиболее компактная и технологичная конструкция ВФФВ реализуется при выполнении фазовращателя на основе ферритового стержня квадратного сечения с устанавливаемыми по граням магнитопроводами. Магнитная память обеспечивается П-образными магнитопроводами, которые за счет плоскостного контакта со стержнем образуют замкнутую магнитную цепь с малыми полями рассеяния. При изготовлении ферритовых деталей используются операции плоского шлифования и резания, что обеспечивает большую точность изготовления и меньшую себестоимость. В такой конструкции наиболее просто удовлетворяются ограничения на поперечные размеры, обеспечивается качество параметров фазовращателя и повторяемость характеристик в СВЧ и КВЧ диапазонах длин волн.

В интегрированных элементах ФАР на основе ВФФВ используются, как правило, волноводно-диэлектрические излучатели. Заданная ширина и форма ДН излучателя в антенной решетке определяется выбором размеров, формы и материала диэлектрического стержня. Выполнение диэлектрического излучателя в виде конуса обеспечивает эффективное согласование ФАР со свободным пространством и позволяет оптимизировать форму его диаграммы направленности. Существующие методики расчета на основе модификаций метода конечных элементов, а также строгие алгоритмы на основе анализа канала Флоке не учитывают влияния всех особенностей конструктивного выполнения излучателей и их окружения в решетке, поэтому после этапа численного анализа проводится экспериментальная доводка излучателей с целью оптимизации ДН излучателя в решетке.

Одним из важных достоинств проходных ФАР является возможность независимой оптимизации размеров излучателей, отвечающих за возбуждение ФАР и за формирование диаграммы направленности ФАР соответственно. Решетка излучателей, формирующая ДН ФАР, определяет изменение коэффициента усиления ФАР в пределах сектора сканирования. ДН излучателя в антенной решетке с учетом взаимного влияния элементов должна обеспечивать спад коэффициента усиления ФАР при сканировании, не превышающий заданной величины. При сканировании, например, в секторе углов $\pm 45^\circ$ обычно допускается спад коэффициента усиления на краю сектора сканирования порядка 3...4 дБ, что существенно превышает падение коэффициента усиления, вызванное уменьшением

эффективного размера раскрыва ФАР. Необходимость уменьшения спада коэффициента усиления требует синтеза специальной формы ДН излучателя в антенной решетке.

К излучателям, формирующим амплитудное распределение поля в раскрыве ФАР, предъявляются менее жесткие требования по ширине и форме ДН, поэтому с целью снижения потерь в материале диэлектрического стержня их длина выбирается минимально возможной из условия согласования антенной решетки со сферической волной облучателя и получения необходимого уровня поля на краю раскрыва антенны. Здесь важно обеспечение минимума вносимого ослабления при сохранении высокого КИП раскрыва.

На основе фарадеевского ВФФВ и диэлектрических излучателей разработаны интегрированные элементы ФАР проходного типа миллиметрового диапазонов волн, а также элемент отражательной ФАР миллиметрового диапазона волн. Элементы проходной и отражательной ФАР 8 мм диапазона длин волн представлены на рисунке 2. Поперечные размеры элемента отражательной ФАР обеспечивают однолучевое сканирование в коническом секторе с углом при вершине $\pm 45^\circ$, а элемента проходной ФАР с учетом размещения элементов крепления и вывода проводников управления – в секторе более $\pm 60^\circ$. Представленные элементы обеспечивают работу на кругополяризованных волнах в 3...5% полосе частот с вносимыми потерями не более 2 дБ, вносимый фазовый сдвиг до 400° , время переключения менее 80 нс при энергии переключения менее 70 мкДж. В разработанных элементах ФАР используются нормализованные материалы, такие как ферриты 1СЧ12 и 3СЧ19Б1, композитные диэлектрики с диэлектрической проницаемостью от 4 до 10 и тангенсом угла диэлектрических потерь от $9 \cdot 10^{-4}$ до $2 \cdot 10^{-3}$, и другие. Указанные материалы отличаются стабильностью характеристик, а применяемые диэлектрики позволяют использовать технологии литья при производстве излучателей и трансформаторов.

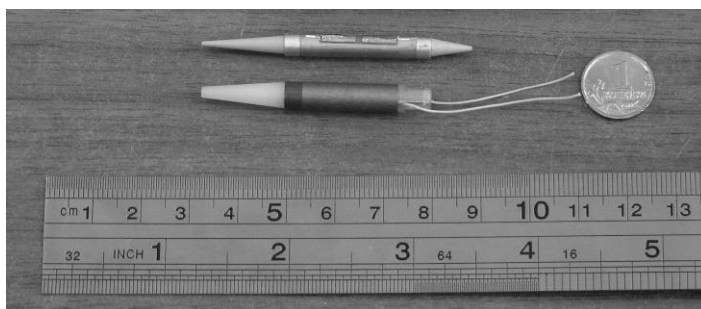


Рис. 2 – Элементы ФАР Ка-диапазона проходного и отражательного типов

Моноимпульсные облучатели для ФАР адаптивных антенных систем Ка-диапазона. Для точного определения угловых координат в ФАР используют моноимпульсные облучатели, обеспечивающие формирование следующих диаграмм направленности: суммарной в режиме передачи радиоволн, а также суммарной и двух разностных, соответственно в угломестной и азимутальной плоскостях, в режиме приема. При разработке МИО решаются задачи получения высоких электрических характеристик, а также минимизации габаритов и массы, обеспечения технологичности конструкции, простоты сборки и настройки. В целях уменьшения потерь в осадках, разделения и развязки передающего и приемного каналов, упрощения элементов, в ФАР Ка-диапазона часто используют МИО, работающие на волнах с круговой поляризацией поля. Такие облучатели имеют более сложную схему построения и конструктивное выполнение, т.к. в них используются поляризаторы и селекторы поляризации, а также более сложная система суммирования и деления СВЧ-сигналов. В целях повышения технологичности МИО собирается из деталей, адаптированных к производству на станках с ЧПУ и включающих в себя узлы с высокой степенью интеграции элементов. При этом достигаются высокая точность изготовления, симметрия каналов и повторяемость при серийном производстве и исключается необхо-

димось дополнительной настройки. За счет малого количества деталей упрощается процесс сборки облучателя.

С целью оптимизации коэффициента усиления и уменьшения продольных габаритов ФАР от МИО требуется широкая диаграмма направленности. В связи с этим конструкции МИО предусматривают компоновку с минимальным ($0,8\lambda_0$) расстоянием между фазовыми центрами рупоров. В соответствии с такими требованиями разработаны четырехрупорные облучатели, а также и двенадцатирупорные МИО, позволяющие увеличить КУ и уменьшить боковые лепестки по разностным ДН в режиме приема. При этом ширина суммарных диаграмм направленности по уровню -10 дБ составляет 56° , а глубина минимума разностных диаграмм направленности не хуже -30 дБ. Четырехрупорный и двенадцатирупорный облучатели представлены на рисунке 3.

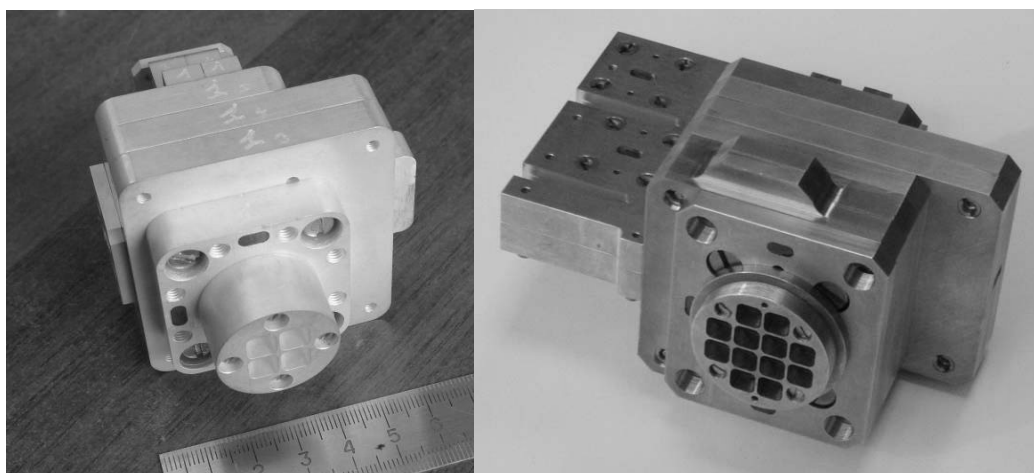


Рис. 3 – Четырехрупорный и двенадцатирупорный моноимпульсные облучатели

Заключение. Приведенные результаты разработок ключевых элементов ФАР Ка-диапазона позволяют на их основе строить проходные и отражательные многоэлементные антенные решетки с поэлементным управлением. Такие ФАР являются основным типом антенн миллиметрового диапазона волн, позволяющим в полной мере реализовывать адаптивное управление формой диаграммой направленности в сочетании с электрическим сканированием луча. Применение в их составе современных конструкций МИО обеспечивает точное определение угловых координат и оптимальное возбуждение раскрыва антенны. Таким образом, показано наличие элементной базы для реализации адаптивных антенн Ка-диапазона на основе ФАР.

Литература.

- 1 Федоров В.В., Милевский Н.П., Смирнова Е.А. Двухмодовый фазовращатель для ФАР миллиметрового диапазона волн.// Сб. Антенны, вып. 1. (42), 1999 г.- с. 60-62.
- 2 Патент России №2184410. Приемопередающий элемент фазированной антенной решетки. Афанасьев Ю.Н., Жигарев В.В., Захарьев Л.Н., Кашин В.А., Корецкий В.М., Леманский А.А., Липатов А.В., Павельев Б.А., Феоктистов В.Г.; ОАО «НПО «Алмаз» им. академика А.А. Расплетина». Опубл. 27.06.2002 г. Бюл. №18.
- 3 Boyd C.R. Comments on the design and manufacture of dual-mode reciprocal latching ferrite phase shifters // IEEE Trans. on MTT, 1974., vol. MTT-22, №6. P. 593-601.

ВЛИЯНИЕ СКАЧКА ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВНЕШНЕЙ СРЕДЫ НА РАССЕИВАЮЩИЕ ОСОБЕННОСТИ РЕЗОНАНСНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУР

Козарь А.И.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники
61166, Харьков, пр. Ленина, 14, каф. физики, тел. 057-7021345

E-mail: fizika@kture.kharkov.ua

The solution and analysis of a problem concerning plane wave scattering by a resonance degenerate cubic crystal, made of spheres located in magnetodielectric medium, are considered.

Введение. Обращает внимание работа [1], в которой рассматриваются необычные свойства веществ с одновременно отрицательным значением проницаемостей ε и μ . Представляется интересным изучение рассеивающих свойств резонансного кристалла из магнитоэлектрических сфер, помещенного во внешние среды с одновременно положительными или отрицательными значениями диэлектрической ε_0 и магнитной μ_0 проницаемостями. В данном сообщении исследуются свойства кристалла, когда в нем возбужден вырожденный резонанс ($cm+m+\varepsilon$), возникающий при совмещении структурного (cm) (решеточного) резонанса кристалла с внутренними, также совмещенными, резонансами сфер магнитного (m) и электрического (ε) типов. Изучается случай эквивалентный рентгеновской оптике кристаллов, когда $a/\lambda \ll 1$; $a/\lambda_g \sim 1$; $d, h, l/\lambda \sim 1$, где a – радиус сфер; λ, λ_g – длины рассеиваемой волны вне и внутри сфер; d, h, l – постоянные ортогональной решетки. Для внешних сред со скачком проницаемостей $\varepsilon_0 = \mu_0 = \pm 1$ исследовалась многомодовая ($d, h, l \sim 2\lambda_p^{m+\varepsilon}$) структура резонансного (p) поля внутри и вне кубической решетки в зонах Френеля и Фраунгофера. Решение получено на основе интегральных уравнений электродинамики Фредгольма 2-го рода [2,3,4].

Основная часть. Рассеянное поле по известному внутреннему полю рассеивателей найдем через электрический $\overset{\uparrow}{\Pi}^\varepsilon(\overset{\uparrow}{r}, t)$ и магнитный $\overset{\uparrow}{\Pi}^\mu(\overset{\uparrow}{r}, t)$ потенциалы Герца пространственной решетки

$$\begin{aligned} \overset{\uparrow}{E}_{pacc} &= \left(\overset{\uparrow}{C} \overset{\uparrow}{C} + k^2 \overset{\uparrow}{\varepsilon}_0 \overset{\uparrow}{\mu}_0 \right) \overset{\uparrow}{\Pi}^\varepsilon(\overset{\uparrow}{r}, t) - ik \overset{\uparrow}{\mu}_0 \overset{\uparrow}{\Pi}^\mu(\overset{\uparrow}{r}, t) \overset{\uparrow}{\mathcal{M}}, \\ \overset{\uparrow}{H}_{pacc} &= \left(\overset{\uparrow}{C} \overset{\uparrow}{C} + k^2 \overset{\uparrow}{\varepsilon}_0 \overset{\uparrow}{\mu}_0 \right) \overset{\uparrow}{\Pi}^\mu(\overset{\uparrow}{r}, t) + i \overset{\uparrow}{\varepsilon}_0 \overset{\uparrow}{\Pi}^\varepsilon(\overset{\uparrow}{r}, t) \overset{\uparrow}{\mathcal{M}}, \end{aligned} \quad (1)$$

Потенциалы Герца решетки представляют в виде суперпозиции потенциалов Герца для отдельных сфер решетки. Электрический потенциал Герца решетки имеет вид

$$\overset{\uparrow}{\Pi}^\varepsilon(\overset{\uparrow}{r}, t) = e^{-i\omega t} \sum_{c=1}^N \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \overset{\uparrow}{\mathcal{M}} \frac{\varepsilon_c \varepsilon \phi}{\varepsilon_0} - 1 \overset{\uparrow}{\mathcal{M}} E_c^0(\overset{\uparrow}{r}', t) \frac{e^{-ik_1 r_c}}{r_c}. \quad (2)$$

Выражение (2) описывает рассеянное поле на произвольном расстоянии r_c от центров сфер до точек наблюдения поля вне сфер. Здесь $E_c^0(\overset{\uparrow}{r}', t)$ – индуцированное внутреннее поле взаимодействующих сфер, которое находят из алгебраической системы неоднородных уравнений [3], N – число сфер. Рассеянное системой сфер поле $\overset{\uparrow}{E}_{pacc}(\overset{\uparrow}{r}, t)$ находят из (1), (2) в виде

$$\overset{\uparrow}{E}_{pacc}(\overset{\uparrow}{r}, t) = e^{-i\omega t} \sum_{c=1}^N \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a - k_1 a \cos k_1 a) \overset{\uparrow}{\mathcal{M}} \frac{\varepsilon_c \varepsilon \phi}{\varepsilon_0} - 1 \overset{\uparrow}{\mathcal{M}} L_c E_c^0(\overset{\uparrow}{r}', t) - ik \overset{\uparrow}{\mu}_0 \overset{\uparrow}{\mathcal{M}} \frac{\mu_c \mu \phi}{\mu_0} - 1 \overset{\uparrow}{\mathcal{M}} P_c H_c^0(\overset{\uparrow}{r}', t) \overset{\uparrow}{\mathcal{M}} e^{i(\omega t - k_1 r_c)}, \quad (3)$$

где L_c и P_c – функциональные матрицы вида

$$\hat{L}_c = \begin{pmatrix} \Psi_{xxc} & \Psi_{xyc} & \Psi_{xzc} \\ \Psi_{yxc} & \Psi_{yyc} & \Psi_{yzc} \\ \Psi_{zxc} & \Psi_{zyc} & \Psi_{zcc} \end{pmatrix}; \hat{P}_c = \begin{pmatrix} 0 & \Psi_{zc} & \Psi_{yc}^0 \\ \Psi_{zc}^0 & 0 & \Psi_{xc}^0 \\ \Psi_{yc}^0 & \Psi_{xc}^0 & 0 \end{pmatrix}$$

Элемент Ψ_{xxc} матрицы \hat{L}_c имеет вид

$$\Psi_{xxc} = \frac{1}{r_c} k_1^2 + \frac{3(x-x_{c0})^2 - r_c^2}{r_c^5} - k_1^2 \frac{(x-x_{c0})^2}{r_c^3} + ik_1 \frac{3(x-x_{c0})^2 - r_c^2}{r_c^4},$$

здесь (x, y, z) – координаты точки наблюдения, (x_{c0}, y_{c0}, z_{c0}) – координаты центра сфер.

Выражение (3) описывает рассеянное поле, состоящее из распространяющихся и затухающих пространственных гармоник, внутри и вне решетки в зонах Френеля и Фраунгофера.

Полное поле в произвольной точке среды, которая находится вне сфер, определяется как

$$E(r, t) = E_0(r, t) + E_{расc}(r, t), \quad (4)$$

где $E_0(r, t)$ – невозмущенное поле рассеиваемой волны.

Проведен численный анализ выражений (3) и (4) для резонансного вырожденного кубического кристалла, результаты которого изображены на рис. 1, 2, 3. Здесь число сфер – $N = 64000$; радиус сфер – $a = 0,5$ см; проницаемости сфер – $\varepsilon = \mu = 9,75$; постоянные решетки – $d = h = l = 2\lambda_p^{M+9} = 14,82$ см при $\varepsilon_0 = \mu_0 = +1$ и $d = h = l = 2\lambda_p^{M+9} = 12,52$ см при $\varepsilon_0 = \mu_0 = -1$.

На рис. 1а и рис. 1б представлены зависимости модуля полей (4) и (3) от длины рассеиваемой волны λ для резонансных вырожденных кристаллов в среде с $\varepsilon_0 = \mu_0 = +1$ (кривая 1, рис. 1а) и в среде с $\varepsilon_0 = \mu_0 = -1$ (кривая 1, рис. 1б). И для тех же кристаллов рассмотрены аналогичные зависимости, когда параметры среды изменились и стали $\varepsilon_0 = \mu_0 = -1$ (кривая 2, рис. 1а) и $\varepsilon_0 = \mu_0 = +1$ (кривая 2, рис. 1б). Здесь резонансы решеток и сфер не совмещены.

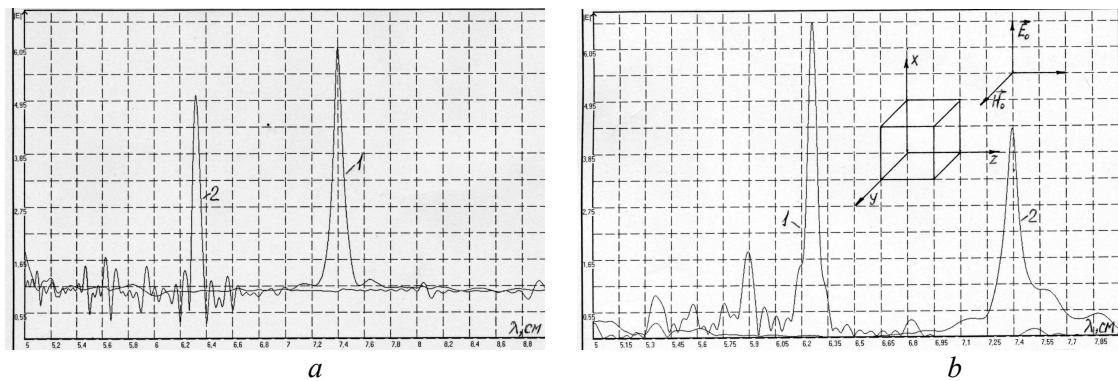


Рис. 1. Дисперсионные зависимости полного (а) и рассеянного (в) полей в средах $\varepsilon_0 = \mu_0 = \pm 1$

На рис. 2 и 3 изображены зависимости модуля поля (4) и (3) от изменения координат x, y и z в направлении распространения рассеиваемой волны (рис. 1б), внутри и вне вырожденного кристалла в средах с $\varepsilon_0 = \mu_0 = +1$ (рис. 2) и $\varepsilon_0 = \mu_0 = -1$ (рис. 3).

На рис. 2с и рис. 3с в зоне Френеля присутствует затухающая составляющая многомодового рассеянного поля, а кривая 1 относится к кристаллам с внутренней полостью [5].

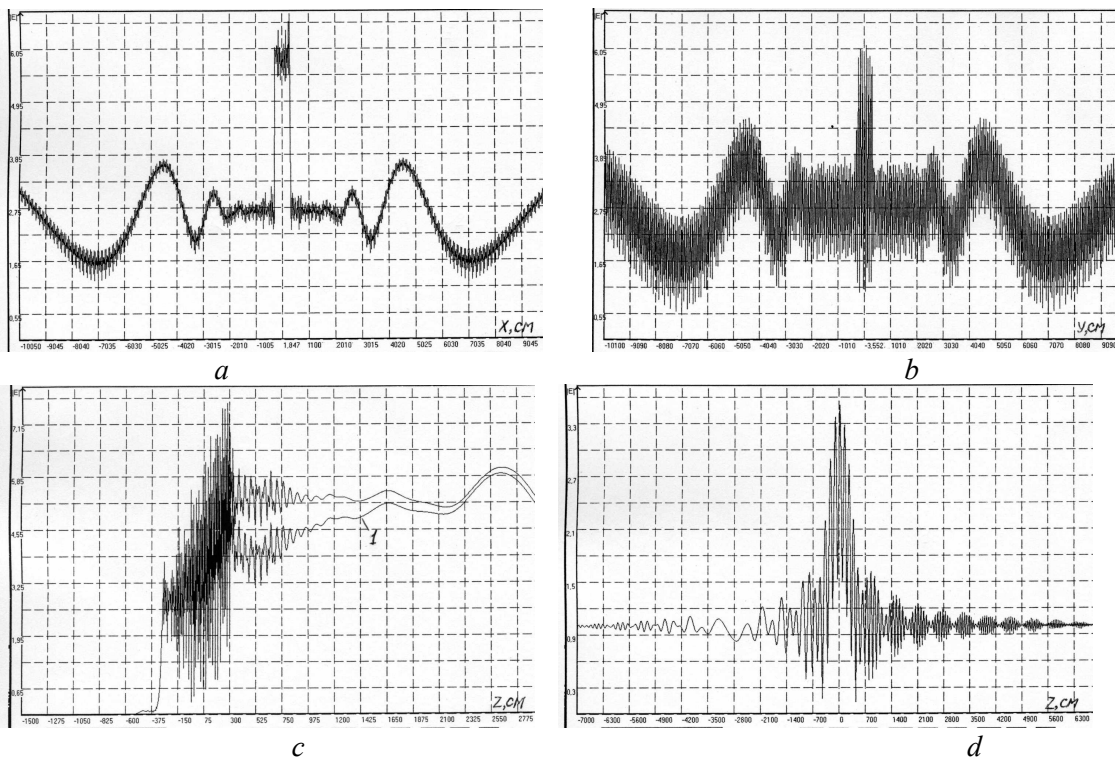


Рис. 2. Полное поле в среде с $\varepsilon_0 = \mu_0 = +1$

На рис. 2d и рис. 3d представлены зависимости модуля полей (4) и (3) от изменения координаты z для боковой области кристалла по оси y (рис. 1b) в зоне Фраунгофера в средах с $\varepsilon_0 = \mu_0 = +1$ (рис. 2d) и $\varepsilon_0 = \mu_0 = -1$ (рис. 3d).

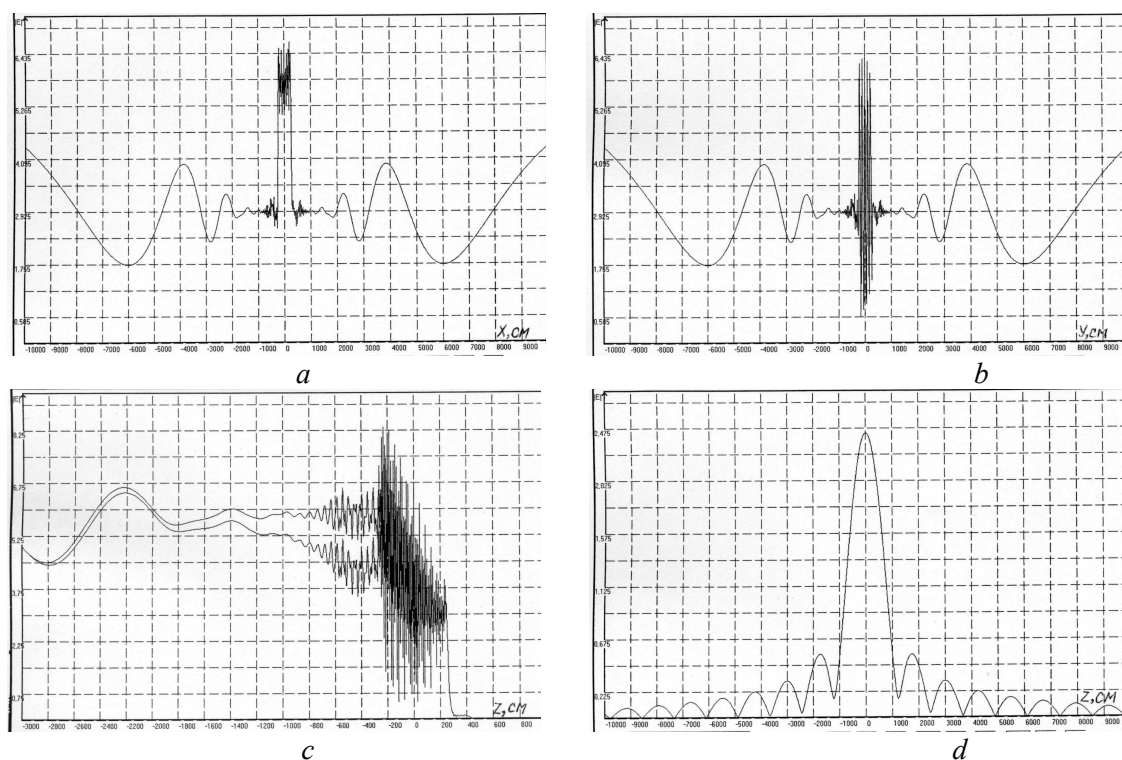


Рис. 3. Рассеянное поле в среде с $\varepsilon_0 = \mu_0 = -1$

Из численного анализа следует, что резонансный вырожденный кубический кристалл в средах с одновременно положительными или отрицательными проницаемостями $\varepsilon_0 = \mu_0 = \pm 1$ обладает разными электродинамическими свойствами. В среде с $\varepsilon_0 = \mu_0 = -1$ кристалл характеризуется выраженными отражающими особенностями. Он может играть роль отражающего зеркала и резонатора с сильным внутренним полем. Формируя узлы и пучности на гранях кристалла, можно управлять рассеивающими свойствами кристалла. В среде с $\varepsilon_0 = \mu_0 = +1$ для кристалла характерно явление резонансного прохождения рассеиваемой волны, что можно использовать при создании неотражающих устройств.

Выводы. Изменяя характеристики внешней среды и сфер кристалла, можно создавать резонансные структуры с необычными электродинамическими свойствами.

Литература.

1. Vesalago V.G. 1968, The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ε and μ // Soviet Physics Uspekhi. Vol. 10, No. 4. – P. 509-514.
2. Хижняк Н.А. 1958, Функция Грина уравнений Максвелла для неоднородных сред // Журн. техн. физики. Т. 28, №7. – С. 1592 – 1609.
3. Kozar A.I. 2004, Electromagnetic Wave Scattering with Special Spatial Lattices of Magnetodielectric Spheres // Telecommunication and Radio Engineering. – New York, N.Y. (USA): Begell House Inc. Vol. 61, No. 9. – P. 734-749.
4. Kozar A.I. 2005, Structural Function Development for Electromagnetic Interactions in the System of Multiple Resonant Magnetodielectric Spheres // Telecommunication and Radio Engineering. – New York, N.Y. (USA): Begell House Inc. Vol. 63, No. 7. – P. 589-605).
5. Kozar A.I. 2008, The action of defects on scattering properties of the resonant magnetodielectric spherical crystal / A.I. Kozar // Microwave and Telecommunication Technology: IEEE 18th International Crimean Conference, September 8-12, 2008. – Sevastopol, Crimea, Ukraine. Vol. 2. – P. 560-561.

СИНТЕЗ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ МИМО РЛС

Оргиш П.И.

Военная академия Республики Беларусь
220057, Минск-57, каф. радиолокации и приемопередающих устройств,
тел. (017) 287-43-79, E-mail: orgish.1986@mail.ru

In the given work the algorithm of calculation of co-ordinates of elements of MIMO radar antenna is presented. Initial data for algorithm are the number of transmitting, receiving elements, and also demanded number of channels of receiving.

Введение. В последнее десятилетие активно развивается новое направление в радиолокации МИМО (Multiple Input – Multiple Output) РЛС [1], [2]. В таких РЛС K различных групп передающих элементов антенны излучают K ортогональных сигналов, а L групп приемных элементов обеспечивают одновременный прием этих сигналов.

МИМО РЛС обладают многими важными преимуществами, связанными с увеличением числа степеней свободы. В частности, в дополнение к реальным физическим элементам решетки появляются виртуальные элементы.

Давно было показано, что запаздывание принимаемого сигнала в бистатической РЛС такое же, как в однопозиционной РЛС, помещенной в середину базы d между передающей и приемной позициями. Действительно (см. рисунок 1) [1],

$$H_{Tx-Rx} = 2R + \Delta r; \quad H_{Tx/Rx} = 2R + 2\frac{\Delta r}{2},$$

где R – расстояние до цели.

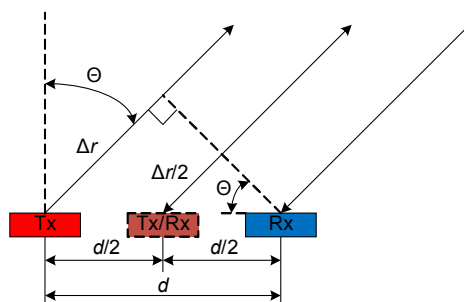


Рис. 1. Бистатическая РЛС и виртуальная однопозиционная РЛС

Рассмотрим ситуацию, когда передающих элементов $K=2$, а приемных $L=3$ (см. рис. 2). Как видно формируется $V=KL=6$ виртуальных приемопередающих элементов.

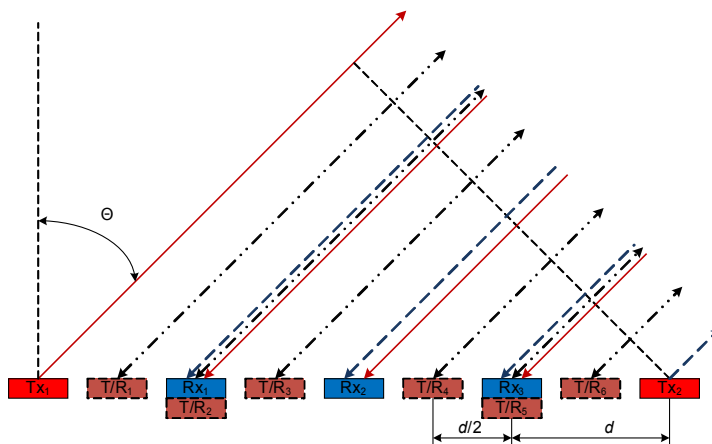


Рис. 2. К пояснению принципа формирования дополнительных каналов приема

Каждый из передающих элементов излучает свой ортогональный зондирующий сигнал (ЗС), а каждый из трех приемных элементов принимает аддитивную сумму двух отраженных сигналов с разными фазовыми набегам. Действительно, ЗС от Tx_1 пройдет до Rx_1 путь $H_{11} = 4d \sin \theta + 3d \sin \theta + 2R$, а ЗС от Tx_2 $H_{21} = 0 + 3d \sin \theta + 2R$. Эквивалентно, сигнал виртуального приемопередающего элемента T/R_1 , образованного элементами Tx_1 и Rx_1 , пройдет путь $H'_1 = 3.5d \sin \theta + 3.5d \sin \theta + 2R$, а сигнал T/R_4 , образованного элементами Tx_2 и Rx_1 , пройдет $H'_4 = 1.5d \sin \theta + 1.5d \sin \theta + 2R$. Таким образом на выходах приемных элементов будут сигналы со следующими фазовыми сдвигами:

$$\Delta \Phi_{Rx_1} = e^{j\frac{2\pi}{\lambda}7d \sin \theta} + e^{j\frac{2\pi}{\lambda}3d \sin \theta}; \quad \Delta \Phi_{Rx_2} = e^{j\frac{2\pi}{\lambda}6d \sin \theta} + e^{j\frac{2\pi}{\lambda}2d \sin \theta};$$

$$\Delta \Phi_{Rx_3} = e^{j\frac{2\pi}{\lambda}5d \sin \theta} + e^{j\frac{2\pi}{\lambda}d \sin \theta}$$

Фазовые сдвиги на виртуальных элементах:

$$\Delta \Phi_{T/R_1} = e^{j\frac{2\pi}{\lambda}7d \sin \theta}; \quad \Delta \Phi_{T/R_2} = e^{j\frac{2\pi}{\lambda}6d \sin \theta}; \quad \Delta \Phi_{T/R_3} = e^{j\frac{2\pi}{\lambda}5d \sin \theta};$$

$$\Delta \Phi_{T/R_4} = e^{j\frac{2\pi}{\lambda}3d \sin \theta}; \quad \Delta \Phi_{T/R_5} = e^{j\frac{2\pi}{\lambda}2d \sin \theta}; \quad \Delta \Phi_{T/R_6} = e^{j\frac{2\pi}{\lambda}d \sin \theta};$$

Таким образом, число виртуальных приемопередающих элементов эквивалентно числу формируемых каналов приема, которых может быть больше чем физических элементов антенной решетки (АР).

Возникает вопрос: как зная число передающих, приемных и виртуальных элементов определить координаты передающих и приемных элементов? Этому вопросу и посвящена данная работа.

1. Синтез алгоритма расчета координат элементов АР. Рассмотрим вариант, когда имеется $K=1$ передающий элемент и $L=2$ приемных (см. рисунок 3а).

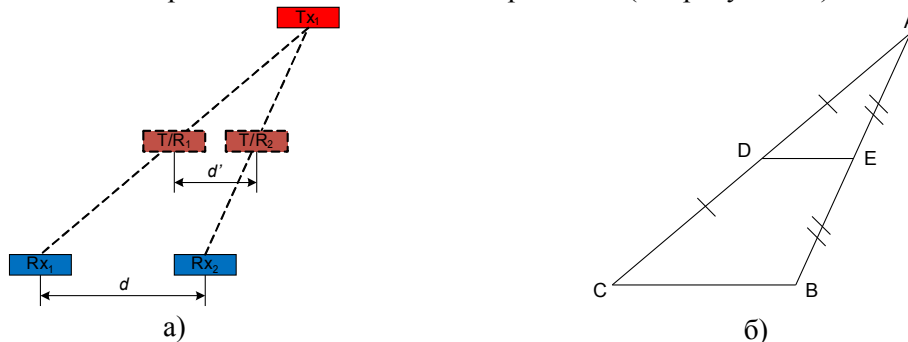


Рис. 3. К пояснению определения расстояния между виртуальными элементами

Данная ситуация эквивалентна произвольному треугольнику ABC (см. рисунок 3б). Отрезок DE соединяет середины двух сторон, соответственно он является средней линией треугольника ABC. А средняя линия параллельна основанию и равна его половине. Таким образом, виртуальные элементы образованные k -ым передающим элементом и L приемными элементами всегда будут находится на расстоянии $d' = 0.5d$.

Приемные элементы должны находится друг от друга на $d = p \cdot \lambda$ $p = 0.5...0.8$ [3], так как в противном случае в приемной диаграмме направленности будут появляться интерференционные максимумы [3], [4]. Передающие элементы, поскольку при излучении взаимно ортогональных сигналов каждый элемент является отдельной антенной, можно располагать на расстояниях отличных от $p \cdot \lambda$, за исключением случаев, когда необходимо управлять диаграммой направленности на передачу [1], [2], [5].

Рассмотрим общий случай. Пусть имеется K передающих элементов и L приемных. Желаемое число степеней свободы (виртуальных элементов, каналов приема) – V .

Тогда (см. рисунок 4а) каждый k -ый передающий элемент и L приемных элементов образуют L виртуальных элементов с интервалом $d^1 = 0.25\lambda$. Тогда длина всей виртуальной решетки $S_V = (V - 1)\frac{d}{2}$. Расстояние между приемными элементами $d = 0.5\lambda$, а длина приемной решетки $S_L = (L - 1)d$. Необходимо найти длину передающей решетки S_K . Как видно из рисунка 4а, передающие, приемные и виртуальные элементы образуют равнобедренную трапецию, у которой (см. рисунок 4б) верхнее и нижнее основания равны длинам передающей и приемной решеток соответственно, а длина виртуальной решетки является средней линией.

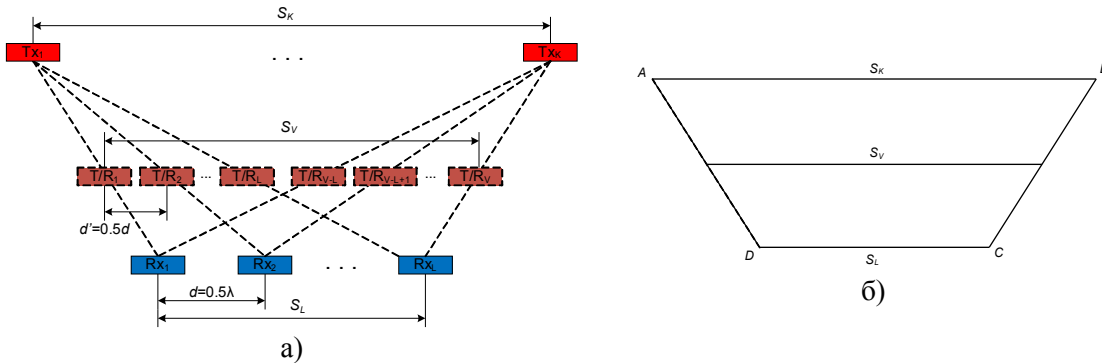


Рис. 4. К пояснению определения расстояния между передающими элементами

Из свойств трапеции известно, что средняя линия равна полусумме оснований, тогда определим длину передающей решетки:

$$S_V = \frac{S_K + S_L}{2} \Rightarrow S_K = 2S_V - S_L = 2 \cdot \left[(V - 1)\frac{d}{2} \right] - (L - 1)d = (V - L)d. \quad (1)$$

Тогда, чтобы определить расстояние между передающими элементами необходимо результат (1) разделить на $K-1$:

$$d'' = \frac{V - L}{K - 1} d. \quad (2)$$

Расположим систему координат как показано на рисунке 5.

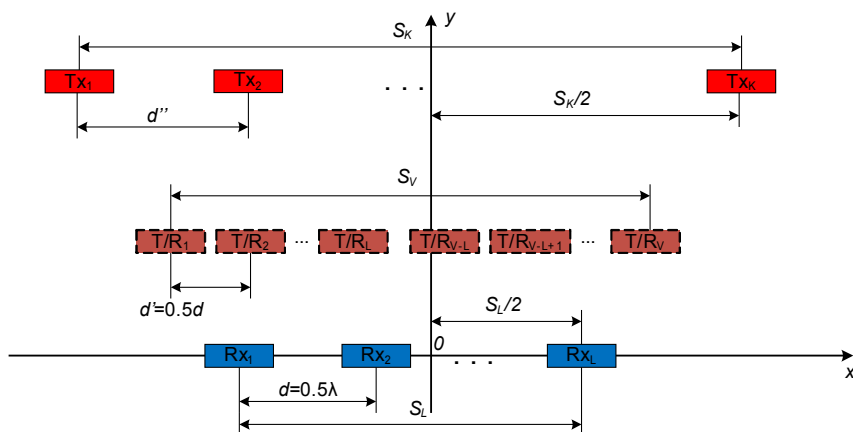


Рис. 5. MIMO антенная решетка в прямоугольной системе координат

Тогда координаты приемных и передающих элементов с учетом (1) и (2) будут рассчитываться по формулам:

$$x_i = -\frac{(L-1)d}{2} + i \cdot d; \quad i = \overline{0, L-1}; \quad \left. \begin{array}{l} y_i = 0; \\ \end{array} \right\} \text{координаты приемных элементов} \quad (3)$$

$$x_j = -\frac{(V-L)d}{2} + j \cdot \frac{V-L}{K-1}d; \quad i = \overline{0, K-1}; \quad \left. \begin{array}{l} y_j = h; \\ \end{array} \right\} \text{координаты передающих элементов} \quad (4)$$

В выражении (4) h – значение высоты трапеции. Как известно высота трапеции не влияет на значения оснований и средней линии, поэтому координату y для передающих элементов можно выбирать произвольно. Например, если задать $h = 0$, то все элементы будут располагаться на одной линии.

На рисунке 6 представлен результат расчета координат элементов. Условия для расчета: число передающих элементов $K=3$, число приемных элементов $L=8$, требуемое число степеней свободы $V=24$, длина волны $\lambda=3$ см, высота решетки $h=d$.

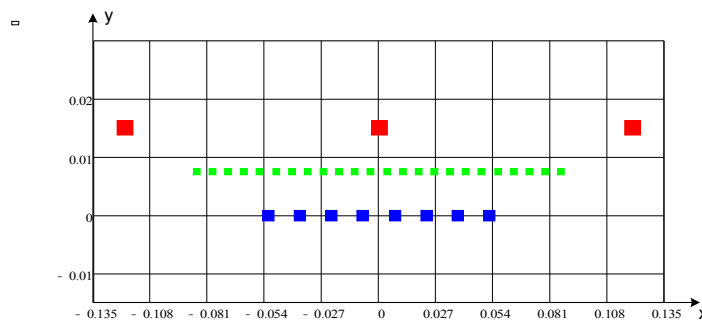


Рис. 6. Результат расчета: красные – передающие элементы; синие – приемные элементы; зеленые – виртуальные элементы

Таким образом, по выражениям (3) и (4) можно определить координаты передающих и приемных элементов, задав значения K , L , V и h .

Заключение и выводы. В заключении можно сказать следующее: имея K передающих элементов и L приемных, возможны два граничных случая, если приемные и передающие элементы совмещены ($K=L$), то число виртуальных элементов будет минимальным $V = K + L - 1$; если передающие элементы находятся на расстоянии друг от друга Ld , то число виртуальных элементов будет максимальным $V = KL$.

Список литературы

1. Черняк В.С. О новом направлении в радиолокации: ММО РЛС. М: Прикладная радиоэлектроника, 2009, №4.
2. Jiane Li, Petre Stoica MIMO radar signal processing. New Jersey: A J. Wiley & sons inc., 2009.
3. Устройства СВЧ и антенны. Проектирование фазированных антенных решеток: Учеб. пособие для вузов / Под ред. Д.И. Воскресенского. 3-е изд. доп. и перераб. – М.: Радиотехника, 2003.
4. Hai Deng, Braham Himed. A Virtual Antenna Beamforming (VAB) Approach for Radar Systems by Using Orthogonal Coding Waveforms.// IEEE transactions on antennas and propagation, vol. 57, no.2, february 2009.
5. Горшков С.А., Оргиш П.И. Синтез временной структуры системы шумовых сигналов ММО РЛС по заданной характеристике направленности АФАР на передачу. Мн: «Доклады БГУИР», 2011, №5(59).

ОСОБЕННОСТИ ОЦЕНКИ ГРАНИЦ ДАЛЬНЕЙ ЗОНЫ МНОГОЧАСТОТНЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК С ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ТОКОВ В РАСКРЫВЕ

Самоквит В.И., Седышев Ю.Н., Тютюнник В.А., Шевченко А.Ф.

Харьковский университет Воздушных Сил,

61023, Харьков, ул. Сумская 77/79, тел. (057) 704-96-01

E-mail: Shevchenko_A_F@ukr.net

The problem of determination of far-field boundary for multifrequency array antenna are considered. The results of simulation of space-time characteristics for multifrequency array antenna are given.

Введение. Некоторые перспективные направления в развитии многофункциональных радиотехнических систем связаны с применением фазированных антенных решеток (ФАР). Особое место среди таких антенн отводится многочастотным антенным решеткам (МЧАР), где каждый излучатель излучает парциальные сигналы с разными средними частотами. Анализ и сравнение таких систем с другими требует применения общепринятых характеристик и параметров, одним из которых является граница дальней зоны (ДЗ) антенны. Из-за существенной немонотонности токов в раскрытии МЧАР, эффектов пространственно-временного формирования сигналов, зависимости границ ДЗ от свойств антенны [1] оценивание данной характеристики МЧАР имеет свои особенности и требует уточнения.

Основная часть. Для определения границы ДЗ (R_{FZ}) МЧАР с пространственно-временной модуляцией известно несколько критериев, например [2, 3]:

$$R_{FZ} = \left\{ \begin{array}{l} R_{FZ}^{(1)} \\ R_{FZ}^{(2)} \end{array} \right\} \geq L^2 \cdot \left\{ \begin{array}{l} 2/\lambda_{med}, \lambda_{med} = c/f_{med} \\ 4/\lambda_{min}, \lambda_{min} = c/f_{max} \end{array} \right\}, \quad (1)$$

где $R_{FZ}^{(1)}$, $R_{FZ}^{(2)}$ – граница ДЗ при разных критериях ее определения; $L = (2N + 1) \cdot d$ – длина ФАР; d , N – шаг и количество элементов ФАР; λ_{med} , λ_{min} , f_{med} , f_{max} – средняя, минимальная и максимальная длина волны и частота, соответственно.

Использование любого из критериев (1) на практике осложняется способом выбора величин λ_{med} , λ_{min} . Проиллюстрируем это на примере МЧАР с эквидистантным частотным распределением (ЧР), когда средняя частота спектра сигнала, подводимого к излучателю, увеличивается или уменьшается вместе с его номером [2]. Тогда мгновенная частота сигнала в n -ом элементе (f_n) будет изменяться в пределах ширины спектра сигнала (ΔS_{part}), подводимого к излучателю, и определяется выражением:

$$f_n = f_0 \pm n \Delta f \pm 0,5 \Delta S_{part}, \quad (2)$$

где f_0 – средняя частота спектра центрального излучателя; n – порядковый номер излучателя; $\pm \Delta f$ – шаг увеличения (уменьшения) частоты. Знак третьего слагаемого определяется выбором точки f_n относительно центра ΔS_{part} .

Заметим, что для отсутствия отрицательных частот в спектрах аналитических сигналов, излучаемых МЧАР, должно выполняться неравенство:

$$f_0 \geq N \Delta f + 0,5 \Delta S_{part}. \quad (3)$$

На рис. 1 приведен условный вид различных вариантов амплитудно-частотных спектров (АЧС) парциальных сигналов, подводимых к излучателям, по выражению (3).

На рис.1 видно, что на вид суммарной АЧС сигнала также оказывает влияние величина и степень перекрытия парциальных спектров по частоте (ξ_{over}). Поэтому для анализа границ ДЗ необходимо использовать не только общепринятую для сверхширокополосных (СШП) антенн относительную полосу частот δf [2-3], но и коэффициент перекрытия спектров парциальных сигналов излучателей ξ_{over} . Эти величины с учетом (2, 3) могут быть определены в виде:

$$\delta f = \frac{f_L - f_H}{f_L + f_H} = \frac{N\Delta f + 0,5\Delta S_{part}}{f_0}, \quad \xi_{over} = \frac{\Delta f}{\Delta S_{part}}, \quad (4)$$

где f_L, f_H - нижняя и верхняя частоты спектра, соответственно.

При заданном ЧР, на величину R_{FZ} будет влиять также вид амплитудно-фазового распределения (АФР) в решетке и параметр поля излучения по которому будет определяться граница ДЗ [1].

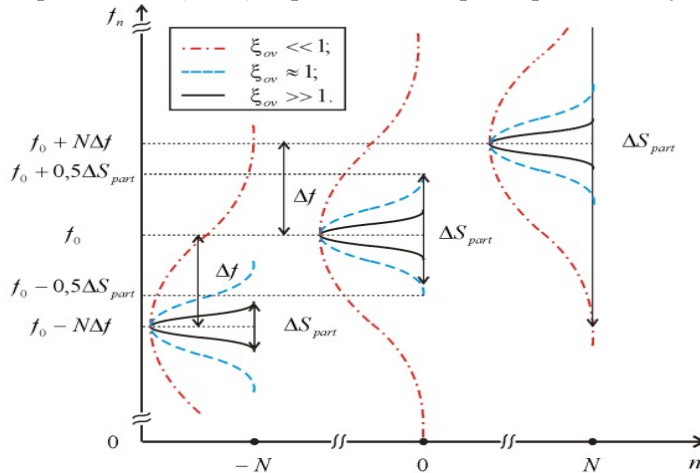


Рис.1. Распределения спектров парциальных сигналов по излучателям решетки

Оценку R_{FZ} проведем по величине относительной ошибки в определении границ ДЗ ($\Delta \chi_{\lambda, (v)}$) по выбранному v -му критерию и λ -му параметру поля излучения от дальности до точки наблюдения R :

$$\Delta \chi_{\lambda, (v)} = 1 - \left| \frac{\chi(R)}{\chi(R_{FZ}^{(v)})} \right|.$$

В качестве $\lambda_{med}, \lambda_{min}$ определим длину волны, соответствующую средней частоте спектра сигнала центрального излучателя и максимальной

средней частоте спектра среди всех сигналов, подводимых к излучателям МЧАР, соответственно.

Поскольку поле МЧАР является зависимым от времени, то в качестве $\chi(R)$ выберем величину мгновенного максимального коэффициента направленного действия (КНД) $D_{max}(t, R)$. По аналогии со случаем монохроматического возбуждения, величину $D_{max}(t, R)$ ненаправленной в азимутальной плоскости линейной МЧАР можно определить как:

$$D_{max}(t, R) = 2 / \int_0^\pi \frac{|E^{\theta, \varphi}(\theta, t, R)|^2}{\max |E^{\theta, \varphi}(\theta, t, R)|^2} \sin \theta \, d\theta,$$

где $E^{\theta, \varphi}(\theta, t, R)$ - мгновенное распределение напряженности поля на главной поляризации.

Для проведения расчетов использовалась имитационная модель анализа пространственно-временных (частотных) характеристик МЧАР. Модель разработана в среде MATLAB с использованием приложения GUI. Программа позволяет проводить оценку характеристик МЧАР при различных видах, параметрах и типах детерминированных и случайных: амплитудных, фазовых, частотных, временных (спектральных) распределениях токов в излучателях линейной решетки, различной поляризации и геометрии решетки во всех зонах ее излучения. Расчеты организованы в частотной области, а излучатели решетки представляются в виде совокупности диполей Герца. Внешний вид графического интерфейса программы приведен на рис. 2.

Как показали расчеты в моменты времени $\Delta f(t - R/c) = 1, 2, 3, \dots$ $D_{max}(t, R)$ близка к максимальному КНД монохромной решетки, а у фронта и спада пространственно-временного сигнала, величина $D_{max}(t, R)$ в несколько раз больше его. В первом случае это объясняется когерентным сложением сигналов излучателей в пространстве и времени [4], а во втором - дифференциальной зависимостью поля решетки от токов текущих в ее излучателях [5].

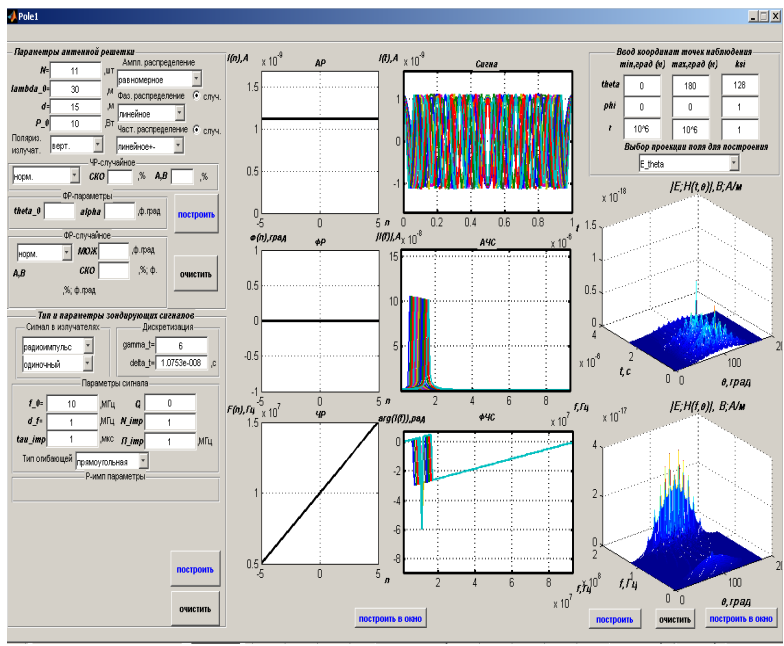


Рис. 2. Графический интерфейс имитационной модели МЧАР

На рис. 3 приведена зависимость $D_{\max}(t, R_{FZ}^1)$, рассчитанная для МЧАР с характеристиками: тип поляризации – вертикальная, амплитудное распределение в решетке – равномерное, тип парциальных сигналов – прямоугольный радиоимпульс, $2N + 1 = 11$; $d = 0,5\lambda_{\text{med}}$; $\delta_f = 0,25$; $\xi_{\text{over}} = 10$, $R = 50R_{FZ}^{(2)}$

Для простоты анализа при оценке ошибки в определении ДЗ МЧАР использовался среднее значение мгновенного КНД за время τ_s существования пространственно-временного сигнала: $\bar{D}_{\max}(R) = \tau_s^{-1} \int_{t-R/c}^{t-R/c+\tau_s} D_{\max}(R, t) dt$.

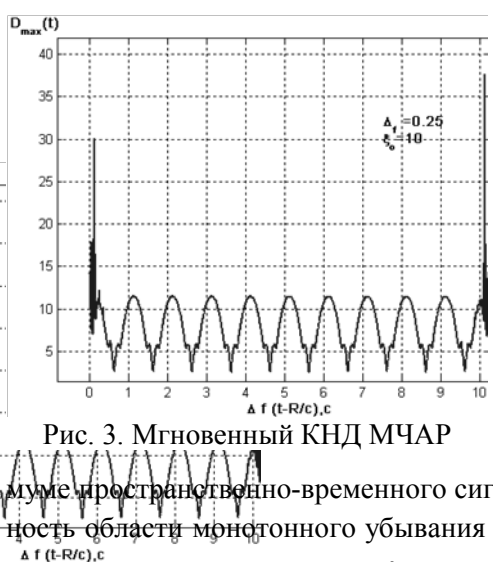


Рис. 3. Мгновенный КНД МЧАР

Была проведена серия расчетов $\bar{D}_{\max}(R)$ и $\Delta_{D,(1,2)}(R)$ с использованием имитационной модели синфазной эквидистантной МЧАР с вертикальной поляризацией при симметричном амплитудном и равномерном частотном распределении (2), $d = 0,5\lambda_{\text{med}}$, $2N + 1 = 11$.

В результате расчетов установлено, что зависимость относительной ошибки в определении границ ДЗ монотонно убывает с расстоянием до точки наблюдения. Эта зависимость для всех рассмотренных исходных данных носит характер близкий к R^{-1} , что объясняется зависимостью амплитуды поля от расстояния в главном максимуме пространственно-временного сигнала МЧАР в окрестности ДЗ. При этом протяженность области монотонного убывания $\Delta_{D,(1,2)}(R)$ с расстоянием тем больше, чем меньше относительная полоса частот δ_f . На расстояниях $R \leq R_{FZ}^{(1)}$ наблюдается область осцилляций $\Delta_{D,(1,2)}(R)$, что может соответствовать переходам точки наблюдения по дальности в промежуточную зону МЧАР и через границы зон Френеля. При этом глубина осцилляций растет вместе с относительной полосой частот δ_f .

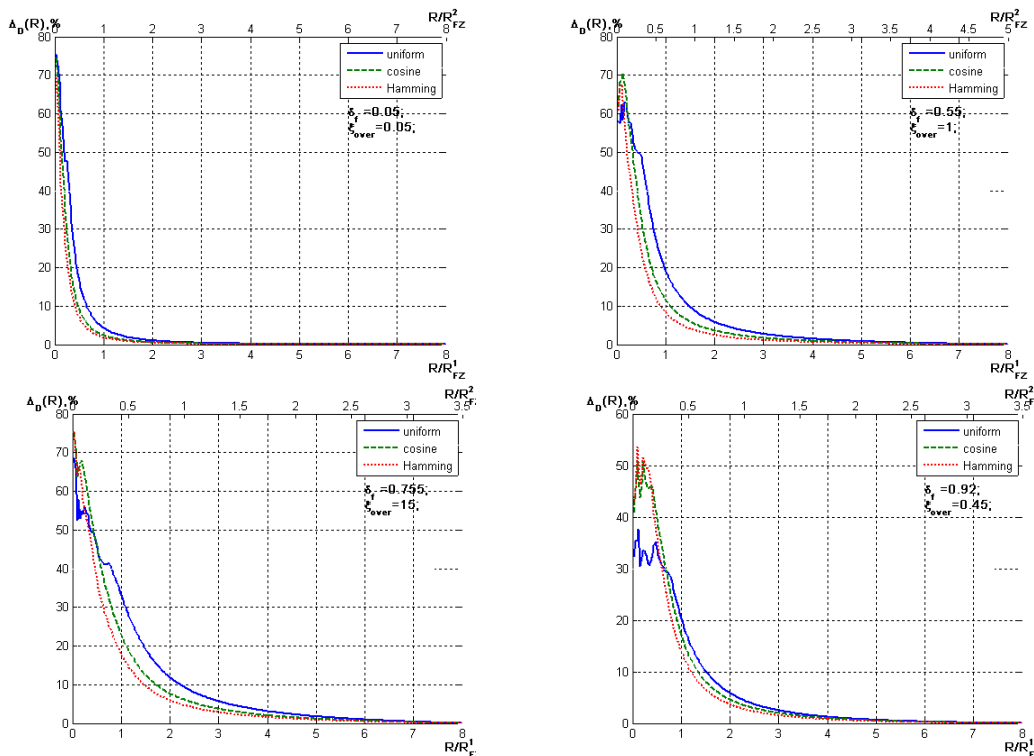


Рис.4. Зависимость относительной ошибки определения границ ДЗ МЧАР от расстояния до точки наблюдения

В ходе расчетов установлено, что наибольшая величина относительной ошибки в определении границ ДЗ по величине $\bar{D}_{max}(R)$ соответствует критерию $R_{FZ}^{(1)}$, а его использование, по сравнению с критерием $R_{FZ}^{(2)}$, оправдано для относительно узкополосных МЧАР и в случае большого перекрытия парциальных сигналов излучателей по частоте $\delta f \approx \xi_{over} \ll 1$. При этом величина относительной ошибки не превышает 5%. Это объясняется близостью абсолютных значений λ_{med} и λ_{min} . Для обоих критериев оценки при $\delta f \leq 0,9$ величина относительной ошибки $\Delta_{D,(1,2)}$ тем больше, чем меньше амплитудное распределение спадает к краю решетки. Это связано с уменьшением эквивалентного электрического размера МЧАР за счет уменьшения ее геометрической длины и подавления высокочастотных компонент спектра парциальных сигналов излучателей. Это подтверждает наличие существенной взаимосвязи пространственных и временных характеристик антенн с модуляцией токов в раскрыве.

Табл. 1. Относительные ошибки в определении границ ДЗ МЧАР

δf	ξ_{over}	$\Delta_{D,(1)} = 1 - \left \frac{\bar{D}_{max}(1R_{FZ}^{(1)})}{\bar{D}_{max}(8R_{FZ}^{(1)})} \right , \%$			$\Delta_{D,(2)} = 1 - \left \frac{\bar{D}_{max}(1R_{FZ}^{(2)})}{\bar{D}_{max}(8R_{FZ}^{(1)})} \right , \%$		
		1	2	3	1	2	3
0.05	0.05	4.5	3.5	3	4.5	3.5	3
0.55	1	20	12	9.8	10	6	5
0.76	15	32	22	18	10	6	5
0.92	0.45	20	17	15	5	4	3
0.93	0.93	16.8	18.4	16.3	1.4	1.4	2.7
0.96	13	18.1	37.5	39.1	1.2	1.2	1.2
0.97	$5 \cdot 10^{-4}$	20	11	9	20	11	9

Амплитудное распределение:

1 – равномерное; 2 – косинусное; 3 – Хемминга

На рис. 4 приведены зависимости $\Delta_{D,(1)}(R)$ от расстояния, а в табл. 1 значения относительных ошибок определения границ ДЗ, полученные с помощью имитационной модели МЧАР, для различных амплитудных распределений и значений

δf , ξ_{over} .

На рис. 4 видно, что величина $\Delta_{D,(2)}$ растет с расширением относительной полосы частот, однако для наиболее важных случаев $\delta f < 0.9$, $\xi_{\text{over}} > 1$, когда реализуются достоинства МЧАР (сверхбыстрое сканирование лучом, пространственно-временное формирование СШП сигналов), ошибка не превышает 5-10%, а расстояние $R_{FZ}^{(2)}$ может быть использовано для грубой оценки границы ДЗ. При этом наибольшие ошибки $\Delta_{D,(2)}$ соответствуют случаям сильного перекрытия спектров парциальных сигналов по частоте $\xi_{\text{over}} \leq 1$, целесообразность применения которых на практике пока не определена.

Выводы.

1. Предложен подход к оценке границ дальней зоны многочастотных антенных решеток с пространственно-временной модуляцией токов в раскрыве по величине мгновенного КНД и относительной ошибке в определении этого параметра от расстояния до точки наблюдения. Показано, что при определении границы важно учитывать относительную полосу частот, степень перекрытия спектров парциальных сигналов излучателей и вид амплитудно-фазового распределения в решетке.

2. Для решеток с эквидистантными частотными распределениями целесообразно оценивать границу дальней зоны по электрическим размерам на длине волны, соответствующей максимальной средней частоте из спектров парциальных сигналов излучателей. В этом случае величина ошибки в определении границ не превышает 5-10% в широком диапазоне относительной полосы частот и степени перекрытия спектров парциальных сигналов. Оценки с использованием средней частоты спектра МЧАР дают сравнимо большие ошибки в определении границ дальней зоны.

3. В ходе расчетов установлено, что ошибки в определении дальней зоны тем больше, а ее граница тем ближе к МЧАР, чем больше спадает амплитудное распределение к краям раскрыва. При этом протяженность промежуточной (Френелевой) зоны тем больше, а флуктуации мгновенного КНД тем выше, чем больше относительная полоса частот сигналов решетки.

4. Полученные результаты могут быть полезны для правильной выработки исходных данных на имитационное моделирование пространственно-временных характеристик радиолокационных систем на базе активных ФАР с многочастотной модуляцией токов в раскрыве, а также при подготовке, планировании и проведении экспериментальных исследований таких систем.

Литература.

1. Шифрин Я.С., Бородавко Ю.М., Назаренко В.А. Статистика линейной антенны в зоне Френеля. - Х.: ХИРЭ, 1986, 162 с.

2. Воробьев Н.В., Грязнов В.А., Иванова А.Н., Трофимова Г.В. Формирование мощных СШП радиоимпульсов методом пространственно-временного преобразования многочастотного сигнала // Радиоэлектроника, 2003, №4, с.21-29.

3. Воробьев Н.В., Грязнов В.А. Формирование СШП импульсных сигналов многочастотными антенными решетками со случайным распределением частот сигналов по элементам апертуры // Сб. трудов 4 Всероссийской конференции «Радиолокация и радиосвязь» - ИРЭ РАН, 2010, с.649-653.

4. Седышев Ю.Н., Седышев П.Ю., Тютюнник В.А., Шевченко А.Ф. Особенности использования пространственно-временных многочастотных сигналов для быстрого электронного сканирования РЛС с активной фазированной антенной решеткой // Известия высших учебных заведений. Радиоэлектроника, 2010, том 53, №4, с.5-17.

5. Хармут Х Несинусоидальные волны в радиолокации и радиосвязи.- М.: Радио и связь, 1985, 376 с.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ТОКА В СИСТЕМЕ ВЗАИМНО ПЕРПЕНДИКУЛЯРНЫХ ВИБРАТОРОВ В АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

Яценко Е.А., Яценко Н.М.

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина,
61077, Харьков, пл. Свободы 4, радиофизический ф-т, тел.(057) 7-548-678

E-mail:jatsenkok@rambler.ru

A problem on currents excitation in a system which consists of two linear wire antennas located mutually perpendicularly in one plane without being crossed was solved by method of the integral equations. The formulas for currents in each wire antenna are obtained in view of their mutual influence, the fields and power of radiation in a distant zone can be determined.

Интерес к исследованию характеристик антенн в анизотропных, и, в частности, одноосных, средах обусловлен в первую очередь широким использованием антенн и зондов в космических и лабораторных экспериментах для целей диагностики параметров окружающей среды, регистрации шумовых излучений в ионосфере и магнитосфере, генерации и распространения электромагнитных сигналов. Сферами приложений таких исследований также являются дефектоскопия монокристаллов, геодезическая разведка, астрофизика и смежные с ними области.

Задача о возбуждении токов в вибраторных антеннах, расположенных в анизотропных средах, особенно в магнитоактивной плазме, ставилась многими авторами, например, [1, 2, 3]. Как правило, во всех работах речь шла об уединенных антеннах. В настоящей работе рассматривается задача о возбуждении токов в системе взаимно перпендикулярных линейных вибраторов, произвольно ориентированных в анизотропной среде, диэлектрическая проницаемость которой имеет вид диагонального тензора

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix}$$

Пусть в таком неограниченном одноосном анизотропном пространстве в одной плоскости взаимно перпендикулярно расположены две тонкие линейные идеально проводящие антенны. Найти распределения токов в антеннах и исследовать взаимное влияние антенн. Предположим, что антенны лежат в плоскости $x = 0$. Длины антенн $2L_1$ и $2L_2$, радиусы - b_1 и b_2 . Центр первой антенны совместим с началом системы координат и ориентируем ее вдоль оси анизотропии (ось OZ), центр второй антенны находится в точке $0, y_0, z_0$, а сама антенна параллельна оси OY. Антенны между собой не пересекаются (рис.1).

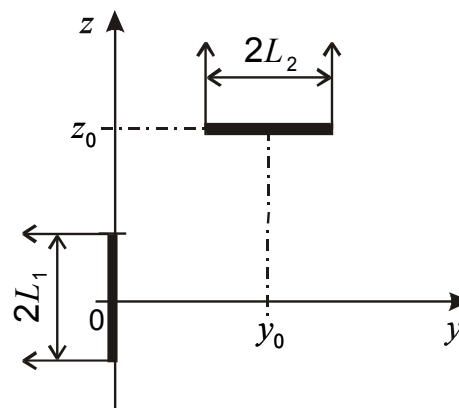


Рис. 1. Геометрия антенной системы

Для решения поставленной задачи воспользуемся интегральными уравнениями макроскопической электродинамики для электрического поля в анизотропной среде [4], записанными для внутренней задачи.

$$i\omega \sqrt{\varepsilon_1} [E(r_1) - E_0(r_1)] = \left(\text{grad div} + k_0^2 \varepsilon_1 \varepsilon_3 \varepsilon^{-1} \right) [A_{11}(r_1) + A_{12}(r_1)] + ik_0 \text{rote}_z [B_{11}(r_1) + B_{12}(r_1)], \quad (1)$$

$$i\omega \sqrt{\varepsilon_1} [E(r_2) - E_0(r_2)] = \left(\text{grad div} + k_0^2 \varepsilon_1 \varepsilon_3 \varepsilon^{-1} \right) [A_{22}(r_2) + A_{21}(r_2)] + ik_0 \text{rote}_z [B_{22}(r_2) + B_{21}(r_2)]. \quad (2)$$

Здесь

$$\vec{A}_{ij}(\vec{r}_i) = \int_{V_j} \frac{\vec{j}_j(\vec{r}'_j) \exp\left(-ik_0 \sqrt{\varepsilon_3 |\vec{\rho}_i - \vec{\rho}'_j|^2 + \varepsilon_1 (z_i - z'_j)^2}\right)}{\sqrt{\varepsilon_3 |\vec{\rho}_i - \vec{\rho}'_j|^2 + \varepsilon_1 (z_i - z'_j)^2}} d\vec{r}'_j;$$

$$\vec{B}_{ij}(\vec{r}_i) = \int_{V_j} \left[\vec{j}_j(\vec{r}'_j), \text{grad}_{\vec{r}_i} |\vec{\rho}_i - \vec{\rho}'_j| \right]_{\vec{z}} \times$$

$$\times \frac{\exp(-ik_0 \sqrt{\varepsilon_1 |\vec{r}_i - \vec{r}'_j|}) - \exp\left(-ik_0 \sqrt{\varepsilon_3 |\vec{\rho}_i - \vec{\rho}'_j|^2 + \varepsilon_1 (z_i - z'_j)^2}\right)}{|\vec{\rho}_i - \vec{\rho}'_j|} d\vec{r}'_j$$

где E_0 - напряженность падающего электрического поля; E - напряженность полного электрического поля; $k_0 = \omega / c$ - волновое число, ω - частота, c - скорость света; V_i - объем i -ого рассеивающего тела; $\vec{r}_i = r_i(x_i, y_i, z_i)$ и $\vec{r}'_i = r'_i(x'_i, y'_i, z'_i)$ - радиус-векторы точек наблюдения и интегрирования соответственно; индекс z в выражениях для $B_{ij}(\vec{r}_i)$ указывает проекцию векторного произведения на ось анизотропии (ось OZ); e_z - орт вдоль оси анизотропии; $|\vec{\rho}_i - \vec{\rho}'_j| = \sqrt{(x_i - x'_j)^2 + (y_i - y'_j)^2}$; $j_i(\vec{r}_i)$ - объемная плотность тока в i -ом вибраторе; $i, j = 1, 2$.

Переходя к линейным рассеивающим телам (тонким антеннам), учтем, что векторы плотности тока имеют лишь продольные составляющие:

$$j_1(\vec{r}'_1) = e_z j_1(\vec{r}'_1),$$

$$j_2(\vec{r}'_2) = e_y j_2(\vec{r}'_2).$$

Выделив в уравнениях (1), (2) проекции полного электрического поля на оси соответствующих антенн, получим уравнения для плотностей токов

$$i\omega \sqrt{\varepsilon_1} [E_{z1}(\vec{r}_1) - E_{0z1}(\vec{r}_1)] = \frac{\partial^2 A_{11}(\vec{r}_1)}{\partial z_1^2} + k_0^2 \varepsilon_1 A_{11}(\vec{r}_1) + \frac{\partial^2 A_{12}(\vec{r}_1)}{\partial z_1 \partial y_1}, \quad (3)$$

$$i\omega \sqrt{\varepsilon_1} [E_{y2}(\vec{r}_2) - E_{0y2}(\vec{r}_2)] =$$

$$= \frac{\partial^2 A_{22}(\vec{r}_2)}{\partial y_2^2} + k_0^2 \varepsilon_3 A_{22}(\vec{r}_2) + \frac{\partial^2 A_{21}(\vec{r}_2)}{\partial y_2 \partial z_2} + ik_0 \frac{\partial^2 K_{22}(\vec{r}_2)}{\partial x_2}, \quad (4)$$

где индексами z_1, y_2 отмечены проекции полей на оси антенн.

Интегралы в выражениях $A_{11}(\vec{r}_1)$, $A_{22}(\vec{r}_2)$ и $K_{22}(\vec{r}_2)$ имеют особенность при совпадении точек наблюдения и интегрирования $\vec{r}_i = \vec{r}'_i$. Выделение особенности проводится путем отделения электростатической части рассматриваемых интегралов [5]. В результате для токов $I_1(z_1)$, $I_2(y_2)$ в идеально проводящих антеннах ($E_{z1}(\vec{r}_1) = E_{y2}(\vec{r}_2) = 0$) получаем систему уравнений с малыми параметрами:

$$\frac{d^2 I_1(z_1)}{dz_1^2} + k_0^2 \varepsilon_1 I_1(z_1) =$$

$$= \alpha_1 \sqrt{\varepsilon_1} \left[i\omega \sqrt{\varepsilon_1} [E_{0z1}(z_1) - E_{z1}(z_1)] + \left(\frac{d^2}{dz_1^2} + k_0^2 \varepsilon_1 \right) C_{11}(z_1) + \frac{dC_{12}(z_1)}{dz_1} \right], \quad (5)$$

$$\frac{d^2 I_2(y_2)}{dy_2^2} + k_0^2 \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_3} I_2(y_2) = \alpha_2 \sqrt{\varepsilon_3} \times$$

$$\times \left[i\omega \sqrt{\varepsilon_1} [E_{0y2}(y_2) - E_{y2}(y_2)] + \left(\frac{d^2}{dy_2^2} + k_0^2 \varepsilon_3 \right) C_{22}(y_2) + \frac{dC_{21}(y_2)}{dy_2} + G_{22}(y_2) \right], \quad (6)$$

где

$$C_{11}(z_1) = \int_{-L_1}^{L_1} \frac{I_1(z'_1) \exp(-ikR_{11}) - I_1(z_1)}{R_{11}} dz'_1; \quad R_{11} = \sqrt{(z_1 - z'_1)^2 + b_1^2};$$

$$C_{12}(z_1) = \int_{y_0 - L_2}^{y_0 + L_2} \frac{dI_2(y'_2)}{dy'_2} \cdot \frac{\exp(-ikR_{12})}{R_{12}} dy'_2; \quad R_{12} = \sqrt{(y'_2)^2 + (z_1 - z_0)^2};$$

$$C_{22}(y_2) = \int_{y_0 - L_2}^{y_0 + L_2} \frac{I_2(y'_2) \exp(-ikR_{22}) - I_2(y_2)}{R_{22}} dy'_2; \quad R_{22} = \sqrt{(y_2 - y'_2)^2 + b_2^2};$$

$$C_{21}(y_2) = \int_{-L_1}^{L_1} \frac{dI_1(z'_1)}{dz'_1} \frac{\exp(-ikR_{21})}{R_{21}} dz'_1; \quad R_{21} = \sqrt{y_2^2 + (z_0 - z'_1)^2};$$

$\alpha_n = -0,5 / \ln(2L_n/b_n)$ - малые параметры; $n = 1, 2$.

В уравнении (5) для тока в первой антенне в правой части содержатся три слагаемых: первое из них описывает стороннее электромагнитное поле (поле источника); второе - собственное поле первой антенны (поле, которое создается в точке z_1 токами на других участках первой антенны); третье - описывает поле, создаваемое токами второй антенны у поверхности первой антенны. Аналогичный физический смысл имеют слагаемые в правой части уравнения (6) для тока во второй антенне. Кроме того, в уравнении (6) имеется дополнительное слагаемое $G_{22}(y_2)$, которое обусловлено исключительно анизотропией среды и обращается в нуль при переходе к изотропной среде.

Решение системы уравнений (5), (6) можно получить методом частичного усреднения [6], подробно описанного в [7].

Так, для системы активных симметричных вибраторов, возбуждаемых источника-ми, подключенными в их центрах, т.е. $E_{0z1}(z'_1) = V_{01} \delta(z'_1)$, $E_{0y2}(y'_2) = V_{02} \delta(y'_2 - y_0)$, оно имеет вид

$$I_1(z_1) = \frac{V_{01}}{Z_{11}} \sin k_1(L_1 - |z_1|) + \frac{V_{02}}{Z_{12}} [U_{12}(z_1) \sin 2k_1 L_1 - U_{12}(L_1) \sin k_1(L_1 + z_1)],$$

$$I_2(y_2) = \frac{V_{02}}{Z_{22}} \sin k_2(L_2 - |y_0 - y_2|) +$$

$$+ \frac{V_{01}}{Z_{21}} [U_{21}(y_2) \sin 2k_2 L_2 - U_{21}(L_2) \sin k_2(L_2 + y_0 - y_2)],$$

где $k_1 = k_0 \sqrt{\varepsilon_1}$; $k_2 = k_0 \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_3}$; Z_{11} , Z_{22} , Z_{12} , Z_{21} - интегральные слагаемые, зависящие от геометрии антенной системы и параметров анизотропной среды, которые можно рассматривать как собственные и взаимные входные сопротивления антенн в такой среде; $U_{12}(z_1)$, $U_{21}(y_2)$ - интегральные слагаемые, описывающие взаимное влияние антенн.

Таким образом, применение метода интегральных уравнений позволяет эффективно решать задачи об определении токов и электромагнитных полей излучения системы взаимно перпендикулярных линейных антенн в наиболее общем аналитическом виде.

Литература.

1. Мареев Е.А., Чугунов Ю.В. Антенны в плазме. - Нижний Новгород: ИПФ АН СССР, 1991.- 231 с.
2. Еремин С.М. Импеданс электрического вибратора в анизотропной плазме. //РЭ.- 1988.- 33, № 9.- С.1852-1861.
3. Недыхалов В.И., Шабанов А.В. Распределение токов и входной импеданс дипольной антенны в магнитоактивной плазме. // РЭ.- 1990.- 35, № 7.- С.1373-1378.
4. Хижняк Н.А., Яценко Е.А., Яценко Н.М. Вестн. Харьков. ун-та. Радиофизика и электроника. – 1989. – № 336. – С.19-23.
5. Яценко Е.А., Яценко Н.М. Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. – 1999. – № 3. – С.42-54.
6. Митропольский Ю.А. Укр. матем. журн. – 1972. – № 1. – С.30-48.
Горобец Н.А., Петленко В.А., Хижняк Н.А. Сб. науч.-метод. статей по прикл. электродин. - М.: Высшая школа, 1983. - Вып. 6. - С.84-110.

РАДИОЛОКАЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ В ЗАДАЧАХ МОНИТОРИНГА ВОЗДУШНЫХ ЛИНИЙ ЭЛЕКТРОПЕРЕДАЧ

Куликов А.Л., Свечников А.С., Петрухин А.А.

Филиал ОАО «ФСК ЕЭС» - Нижегородское предприятие магистральных электрических сетей,

603950, Россия, Нижний Новгород, ул. Шлиссельбургская, д.29, т. 8(831)296-01-40,

E-mail: svecha88@bk.ru, факс 8(831)257-85-59

For maintaining reliability of high voltage power lines not only their modernization is necessary, but also duly identification and elimination of deviations of technological parameters of the line. In this connection, the task of creating a system of remote monitoring of power lines local parameters becomes urgent. The main principles of forming a system of monitoring power lines parameters with application of devices based on methods of radiolocating probing – reflectometers are discussed in the report. The engineering development for monitoring air power lines - an automatic fault location finder and its peculiarities are also presented in the work. Practical examples of application of a monitoring system on the objects of JSC FGC UES are given.

Для обеспечения надёжности ЛЭП высокого напряжения необходима не только их модернизация, но и своевременное выявление и устранение отклонений технологических параметров линии. В связи с этим, актуальной становится задача создания системы дистанционного мониторинга локальных параметров ЛЭП.

При разработке системы дистанционного мониторинга параметров ЛЭП за основу могут быть приняты приборы, основанные на методах радиолокационного зондирования. Такие приборы способны фиксировать локальные отклонения параметров длинной линии, объединяющие следующие виды повреждений:

- обрывы и замыкания проводов;
- снижение уровня изоляции;
- изменения расстояния между токоведущими проводами воздушных линий и древесно-кустарниковой растительностью;
- образование гололёда на воздушных ЛЭП.

Для мониторинга воздушных ЛЭП разработан автоматический локационный искатель мест повреждения (АЛИМП) рис. 1.



Рис. 1 Внешний вид прибора АЛИМП

К особенностям рефлектометра АЛИМП можно отнести применение в качестве зондирующих сложных сигналов с линейно-частотной модуляцией, связанное с ограничением мощности сигнала излучения. Отраженные сигналы поступают в приёмное устройство и обрабатываются цифровым сигнальным процессором. В результате формируется портрет линии – рефлектограмма, которая отображает уровни отраженных сигналов от неоднородностей ЛЭП.

Примеры рефлектограмм представлены на рис. 1. Эти рефлектограммы были получены при зондировании высоковольтной линии с имитацией короткого замыкания на тело опоры. В нижней части рисунка приведены рефлектограммы с повреждением (замыкание на землю) - сплошной линией и без повреждения – штрихпунктирной линией. В верхней части рисунка изображена относительная рефлектограмма, полученная в результате вычитания первых двух.

Относительные изменения уровня отражённого сигнала характеризуют изменения локальных параметров ЛЭП. Экспериментальные данные показывают, что амплитуда отражённого сигнала в наибольшей степени зависит от изменений емкостных составляющих параметров линии, отражающих изменение расстояний между проводящими частями ЛЭП и землёй, а также от изменения диэлектрической составляющей изоляции.

Относительные изменения уровня отражённого сигнала характеризуют изменения локальных параметров ЛЭП, таких как емкостное, индуктивное и активное сопротивление. Экспериментальные данные показывают, что амплитуда отражённого сигнала в наибольшей степени зависит от изменений емкостных составляющих параметров линии, отражающих изменение расстояний между проводящими частями ЛЭП и землёй, а также от изменения диэлектрической составляющей изоляции.

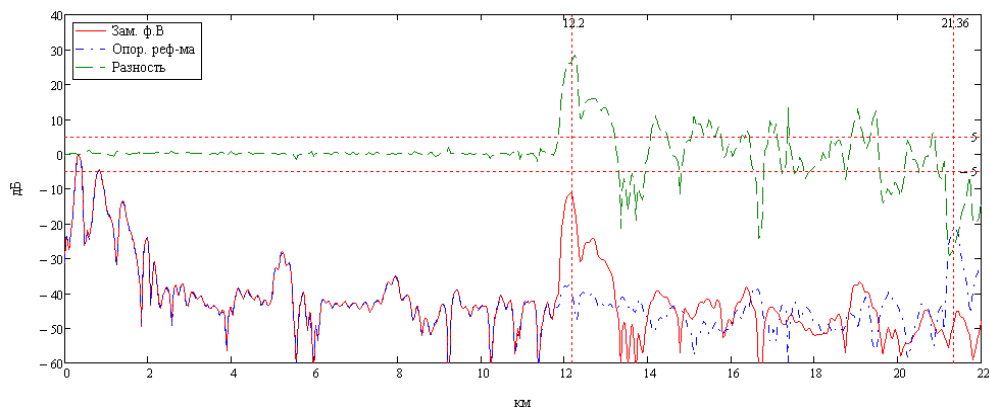


Рис. 2 Штрихпунктирная линия внизу – опорная рефлектограмма; сплошная линия соответствует замыканию на землю фазы «В»; пунктирная линия вверх – разность между рефлектограммами

Обобщённый алгоритм обработки получаемой информации показан на рис. 3.

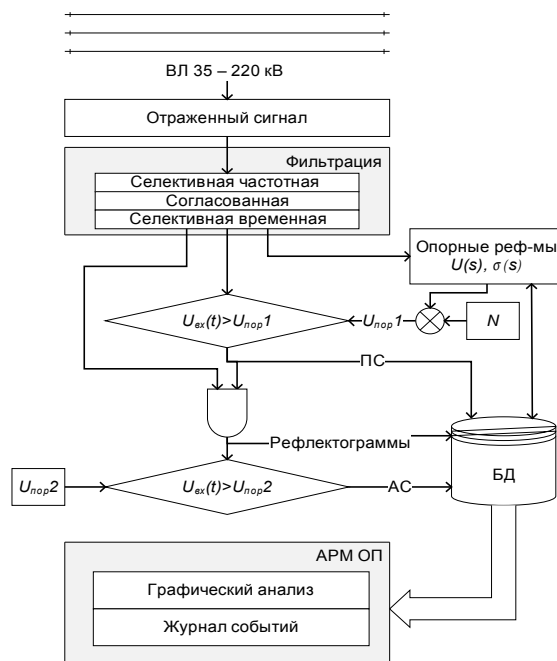


Рис. 3 Алгоритм обработки информации

Алгоритмы фильтрации реализованы на цифровом сигнальном процессоре, установленном непосредственно в приборе.

Результатом работы прибора является обнаружение отклонения (места повреждения) электрических параметров ЛЭП, измерение уровня этого отклонения и вычисление дистанции. Наличие в принимаемом сигнале помех приводит к ошибкам измерения. Решение об обнаружении сводится к алгоритму сравнения принятой величины с установленным порогом по критерию Неймана – Пирсона при максимизации вероятности правильного обнаружения и фиксированной вероятности ложной тревоги. Обнаруженные отклонения классифицируются по уровню и длительности, и подразделяются на аварийные (повреждение ЛЭП) и предупредительные в зависимости от задаваемых пороговых значений.

Пример отображения результатов работы системы мониторинга представлен на рис. 5. Слева приведён пример отображения суточного (за 24 часа) состояния ВЛ 220 кВ длиной 36 км.

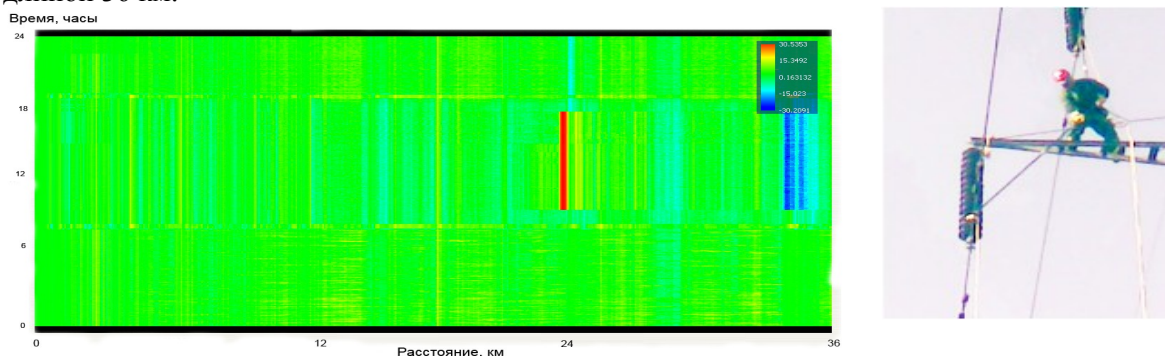


Рис. 5 Фотографическое представление относительных изменений параметров ЛЭП.
Проведение работ на линии

Ось «X» представлена как дальность в км., ось «Y» как время в час. Уровень отклонений параметров линии соответствует географической расцветке, представленной на рис. 6. На примере данного рисунка видно, что на 24-м километре в 8-³⁰ произошло резкое изменение параметров ЛЭП. Такое изменение было вызвано работами на ВЛ с установкой переносного заземления с 8³⁰ до 18⁰⁰. Уровень относительного изменения составил более 30 дБ.

Пример определения места возгорания деревьев под ВЛ 220 кВ «Этилен – Луч» системой мониторинга ЛЭП представлен на рис. 6.

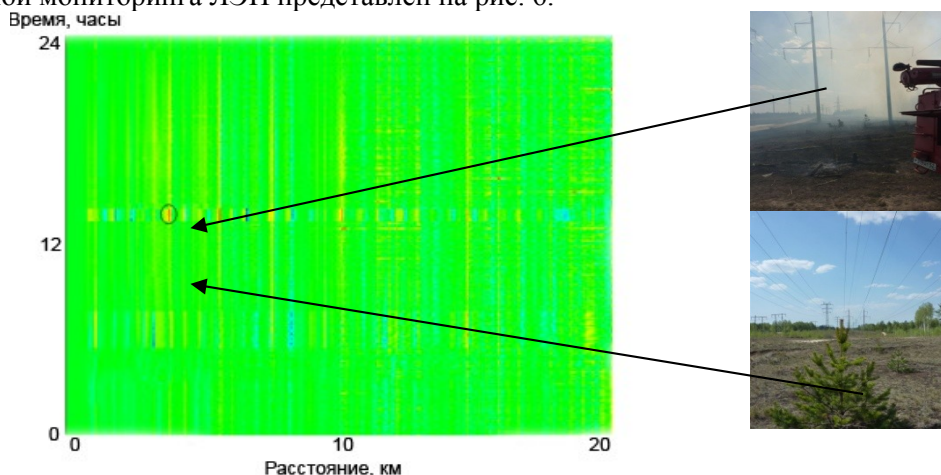


Рис. 6 Фотографическое представление относительных изменений параметров ЛЭП.
Определение места возгорания

На рис.7 показана фиксация недопустимого расстояния между токоведущими проводами воздушных линий и древесно-кустарниковой растительностью, а также выявленные нарушения изоляции ЛЭП.

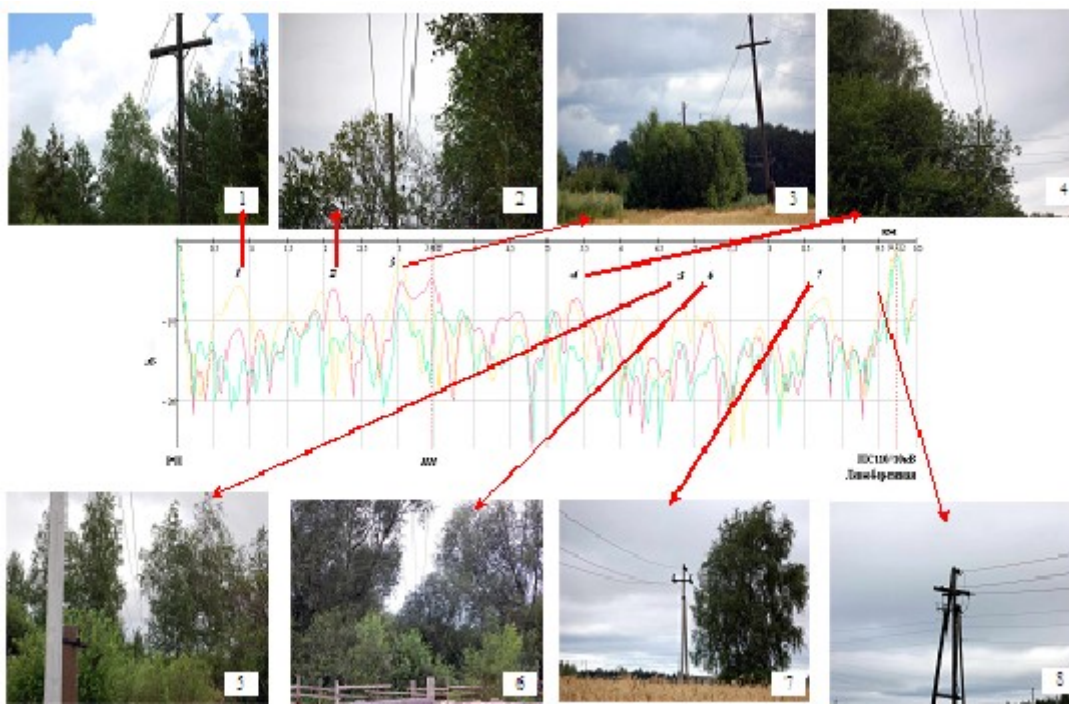


Рис. 7 Дистанционная диагностика ВЛ 6 кВ на ПС 110 кВ «Левобережная». Выявленные нарушения изоляции и неоднородности ЛЭП.

Таким образом, результатом исследования является разработка новых методов и средств мониторинга и диагностики воздушных ЛЭП. Сочетание современных алгоритмов спектральной обработки, а так же применение сложных зондирующих сигналов линии позволило создать систему дистанционного мониторинга локальных параметров воздушной линии высокой чувствительности.

Литература.

1. Куликов А.Л., Петрухин А.А., Кудрявцев Д.М. Диагностический комплекс по исследованию линий электропередач // ИЗВ. ВУЗОВ. Проблемы энергетики. – 2007. - № 7-8. – С.17-22.
2. Радиоэлектронные системы: основы построения и теория. Справочник. Изд. 2-е, перераб. И доп. / под ред. Я.Д. Ширмана. - М.: Радиотехника, 2007.-512 С.:ИЛ.
3. Г.М. Шалыт. Определение мест повреждений в электрических сетях. – М.: ЭНЕРГОИЗДАТ, 1982.
4. Куликов А.Л. Дистанционное определение повреждений ЛЭП. – Н.Новгород: изд-во ВВАГС, 2006. – 315 с.

СОЗДАНИЕ АВТОМАТИЗИРОВАННОГО СТЕНДА ДЛЯ ОЦИФРОВКИ ДАННЫХ С ФОТОПЛЕНКИ

Д.А.Баранчиков, Р.В.Шандренко, Н.О.Сорох
Научный руководитель д.т.н., профессор И.Е.Антипов
Харьковский национальный университет радиоэлектроники
61166, Харьков, пр. Ленина 14, каф. Основ Радиотехники, тел.,
E-mail: shandrenkoruslan@mail.ru

Now scientists for calculations are increasingly using personal computers. To do this, it is very important to have data in digital format. Many years of research experience Automated Meteor radar recorded in the format of the film. For greater convenience, the film is required to translate it into digital format. In connection with this stand was set up to digitize the film. The task of the stand: digitize the maximum amount of data in the shortest period of time.

Введение. Следы метеоров, которые возникают в атмосфере при сгорании метеорных частиц, проходящих через её плотные слои, имеют свойство отражать радиоволны метрового диапазона. Метеорная автоматизированная радиолокационная система (МАРС) была создана в ХНУРЭ для изучения процессов, происходящих в атмосфере на высотах 80-110 км. В течении 5 лет МАРС зарегистрировала около 2-х миллионов отражений, которые были записаны на более чем 1500 киноплёнок в виде отдельных кадров [1]. Информация, которая содержится на плёнке, так и не была полностью обработана и представляет ценность для научных исследований. С целью автоматизации процесса обработки информацию с киноплёнки целесообразно преобразовать в цифровой формат.

Основная часть. На приведенных в качестве примера кадрах плёнки (рис. 1а, 1б) зафиксирована амплитудно-временная характеристики (АВХ) одного метеорного следа, полученного при помощи комплекса МАРС: дата, время регистрации, временные метки, позволяющие определить положение АВХ относительно импульса запуска радиопередающего устройства.

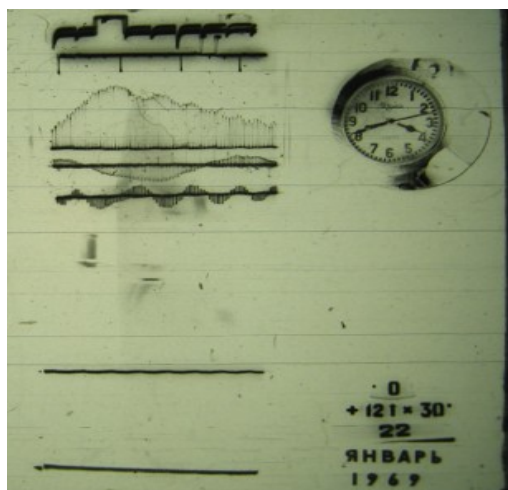


Рисунок 1б – Изображение АВХ кадр 1

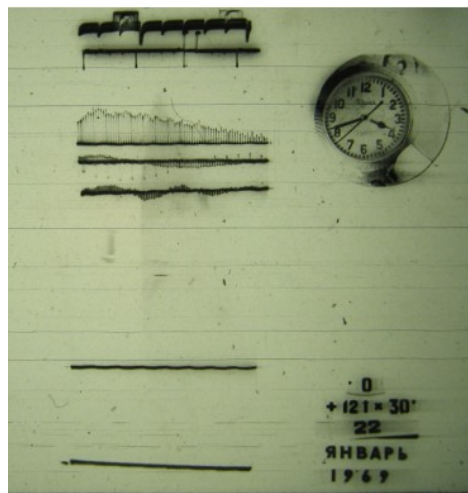


Рисунок 1а – Изображение АВХ кадр 2

Скорость метеорного тела определяется дифракционным методом по АВХ сигнала, рассеянного на ненасыщенных метеорных следах, впервые примененным Эллиетом и Дэвисом в Джодрел Бэнк [2].

Раданты индивидуальных метеоров определяются импульсно-дифракционным методом (методом Дэвиса [3]). По методу Дэвиса прием метеорных радиосигналов осуществляется не только в пункте, совмещенном с радиопередающим устройством (в основном пункте), но и в двух, вынесенных на расстояние несколько километров от основного,

дополнительных пунктах. Принятые в вынесенных пунктах сигналы ретранслируются в основной пункт и совместно регистрируются на киноплёнку [4].

Принцип оцифровки данных заключается в том, что информацию с изображения можно распознать, используя специальную программу. Распознанные данные удобно использовать для вычислений, не затрачивая время на ручной ввод. С целью перевода изображений в цифровой формат создан автоматизированный стенд для оцифровки данных с фотоплёнки (рис. 2 и 3). Установка крепится на столе с помощью штатива (1); к штативу присоединено устройство для фиксирования пленки (2), на которое закреплена веб-камера (5) и осветительный прибор (4). Питание осветительного прибора осуществляется источником питания постоянного тока (6). Устройство фиксации благодаря своей конструкции удерживает пленку (7) на постоянном расстоянии, что облегчает фокусировку и процесс протяжки. Протяжка пленки производится через специальный паз (3) в корпусе фиксирующего устройства.

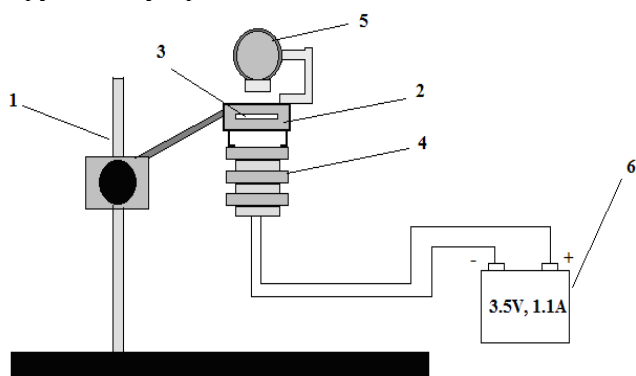


Рисунок 2 – Стенд для оцифровки данных с пленки (вид сбоку)

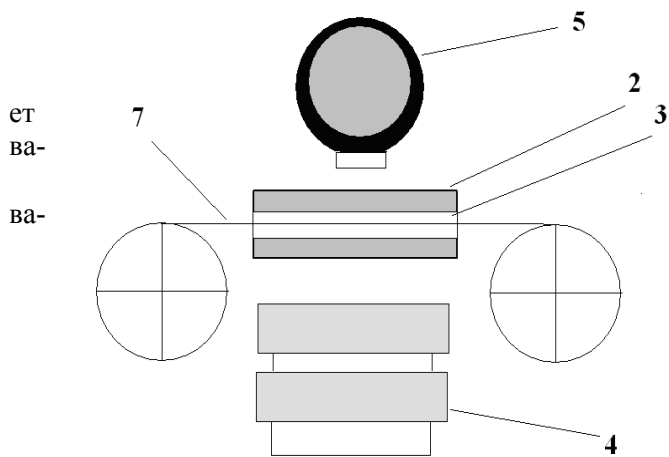


Рисунок 3 – Стенд для оцифровки данных с пленки (вид с фронта)

Осветительный прибор имеет достаточно высокое значение тепловой мощности. Для нормальной и долговременной работы его следует охлаждать. В качестве охлаждения используется радиатор, изображенный на рисунках 2 и 3. С целью достижения равномерного освещения фотографируемого участка пленки установлена система мембран из светорассеивающего материала. В качестве фотокамеры используется веб-камера с варифокальным объективом и возможностью фиксирования фокусного расстояния, что обеспечивает высокую скорость фотографирования и удобство работы.

Съемка производится с использованием стандартного программного обеспечения Microsoft Windows XP. Яркость, цветность, гамма и другие параметры изображения регулируются в стандартной программе для веб-камеры.

Программная часть для стенда создана в среде AutoHotkey посредством написания скрипта. Скрипт – это сценарий, представляющий собой простой тексто-

вый файл, который приводится в рабочий вид программой AutoHotkey. С помощью неё можно написать сценарий выполнения любых действий на компьютере. Можно симитировать нажатие клавиш, движение курсора, создание файла, его сохранение и прочее. Скрипт выполняет свои команды последовательно сверху вниз с момента его запуска.

Один из параметров программы AutoHotkey – конвертирование любого скрипта в файл с расширением EXE. То есть, в результате получается готовая программа, которую можно использовать на любом персональном компьютере. Это удобно, когда нужно обес-

Алгоритм программы автоматической съемки приведен на рисунке 4. Его содержание заключается в имитации многократного нажатия клавиши съемки, при чем период между нажатиями должен составлять несколько секунд (время на перемотку кадра).

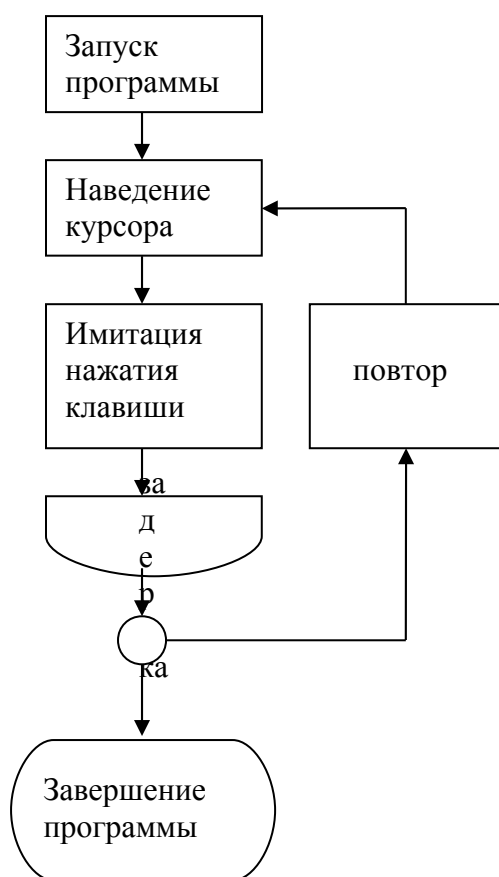


Рисунок 4 - Алгоритм программы автоматической съемки.

После запуска программа наводит курсор в область экрана, в которой находится клавиша съемки. После этого производится имитация нажатия. Далее указывается задержка для времени на перемотку кадра. После программа начинает свое выполнение снова, то есть с момента начала сценария. Остановить выполнение сценария можно вручную, нажав клавишу остановки программы.

Главной задачей программы является обеспечение съёмки максимального количества кадров за минимальный промежуток времени.

Автоматизация стенда позволит переснимать фотоплёнку с большой скоростью (от семи до девяти плёнок длиной 50 м в день на одном стенде).

Выводы: В работе изложены основные принципы построения автоматизированной системы оцифровки пленки. Представлены технические характеристики возможности этого стенда, предложен алгоритм программы автоматической съемки фотопленок. Автоматизация системы оцифровки пленки позволит получать готовые данные с пленки за более короткие сроки, чем это делать вручную. Качество снятых снимков значительно лучше за

счет использование веб-камеры с вариофокальным объективом.

Литература.

1. И.Е.Антипов, Е.Ю.Бондарь, Н.О.Сорох, О.А.Соляник – Автоматизированный алгоритм распознавания и анализа метеорных АВХ. //Радиотехника : Всеукр. меж-вед. науч.-техн.сб. – 2011 – Вып. 165. – С.56 – 62.
2. Elliot C.D., Davies J.G. Velocity of meteors measured by diffraction of radio waves from trails during formation// Nature. 1948 Vol. 161. P.596-597.
3. Davies J.G. Radioobservations of meteors// Advanced in electronic and electron physics. 1957. Vol. 9. P. 95-128.
4. А.А.Ткачук , В.В.Лизогуб, С.В.Коломиец – Становление и развитие радиолокационных наблюдений метеоров в Харькове. //Радиотехника : Всеукр. меж-вед. науч.-техн.сб. – 2010 – Вып. 160. – С.7 – 20.

КОМПЛЕКСНО-СОПРЯЖЕННАЯ КОМПОНЕНТА СИГНАЛА ПРИ НЕИДЕНТИЧНОСТИ ДЖИТТЕРА АЦП В КВАДРАТУРНЫХ КАНАЛАХ ФАЗОВОГО ДЕТЕКТОРА С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ СТРОБИРОВАНИЕМ

Бондаренко М.В.¹, Копиевская В.С.², Слюсар В.И.²

¹ООО «Пульсар»,

49044, г. Днепропетровск, ул. Рогалева, 9

²Центральный научно-исследовательский институт вооружения и военной техники Вооруженных Сил Украины

03040, г. Киев, Воздухофлотский проспект, 28

e-mail: swadim@inbox.ru

The given work is devoted to the research of influence of nonidentical ADC jitter at I/Q demodulator. A method of estimation of signal's conjugate components for case of nonidentical ADC jitter at I/Q demodulator is synthesized. The results of computational modeling are given.

Традиционный для радиотехнических приложений квадратурный вариант построения приемных каналов с аналого-цифровым преобразованием косинусной и синусной составляющих сигнальной смеси, как известно, нуждается в высокой идентичности характеристик передачи квадратурных аналоговых трактов. В противном случае вследствие различий в комплексных коэффициентах передачи квадратурных подканалов возникают комплексно-сопряженные компоненты (КСК) сигнальных откликов, эффект от воздействия которых аналогичен влиянию активных помех.

Вместе с тем, наряду с выдвиганием требований к идентичности указанных детерминированных характеристик приемных трактов следует обращать внимание и на их статистические параметры, формулируя требования, например, к идентичности дисперсий джиттера АЦП квадратурных подканалов. Поскольку ранее в литературе не уделялось внимания исследованию влияния неидентичности величины джиттера на уровень КСК сигнального отклика по выходу цифровых фазовых детекторов (демодуляторов), целью доклада является рассмотрение теории данного вопроса с выводом соотношений для оценки уровня КСК.

Пусть на входах квадратурного аналого-цифрового преобразователя (АЦП) присутствует комплексный гармонический сигнал

$$u(t) = A \cos(\omega t + \phi) + jA \sin(\omega t + \phi). \quad (1)$$

Предположим, что сигнал (1) дискретизируется АЦП с джиттером. Запишем результат дискретизации в виде:

$$u_n = A \cos(\omega n(T + \tau_{C,n}) + \phi) + \eta_{C,n} + jA \sin(\omega n(T + \tau_{K,n}) + \phi) + j\eta_{K,n}, \quad (2)$$

где $\tau_{C,n}$ и $\tau_{K,n}$ - отсчеты джиттера в синфазном и квадратурном каналах, соответственно; $\eta_{C,n}$, $\eta_{K,n}$ - отсчеты аддитивного шума в синфазном и квадратурном каналах; T - период дискретизации АЦП; $j = \sqrt{-1}$.

Опишем результат работы цифрового фазового детектора с дополнительным стробированием [1] следующим образом:

$$U_m = \mathbf{e} \prod_{k=0}^{N-1} u_{k+mN} \exp(-j\omega_0 T(k + Nm)), \quad (3)$$

где ω_0 - частота опорного сигнала на выходе цифрового гетеродина.

Рассмотрим математическое ожидание величины U_m

$$E\{U_m\} = \mathbf{e} \prod_{k=0}^{N-1} E\{u_{k+mN}\} \exp(-j\omega_0 T(k + Nm)). \quad (4)$$

Учитывая выражение, полученное в [2]:

$$E\{A \sin(\omega n(T + \tau) + \phi)\} = A \exp(-2^{-1} \omega^2 \sigma_\tau^2) \sin(\omega Tn + \phi), \quad (5)$$

и предполагая, что дисперсии величин $\tau_{C,n}$ и $\tau_{K,n}$ равны, соответственно, $\sigma_{C,\tau}^2$ и $\sigma_{K,\tau}^2$, а средние значения $\tau_{C,n}$, $\tau_{K,n}$ и отсчетов аддитивного шума равны нулю, перепишем выражение (4) в следующем виде:

$$E\{U_m\} = \sum_{k=0}^{N-1} A \exp(-2^{-1}\omega^2\sigma_{C,\tau}^2) \cos(\omega T(k+Nm) + \phi) + \sum_{k=0}^{N-1} jA \exp(-2^{-1}\omega^2\sigma_{K,\tau}^2) \sin(\omega T(k+Nm) + \phi) \exp(-j\omega_0 T(k+Nm)). \quad (6)$$

Раскрывая скобки, преобразуем (6) к виду:

$$\begin{aligned} E\{U_m\} &= A \exp(-2^{-1}\omega^2\sigma_{C,\tau}^2) \sum_{k=0}^{N-1} \cos(\omega T(k+Nm) + \phi) \cos(\omega_0 T(k+Nm)) + \\ &+ A \exp(-2^{-1}\omega^2\sigma_{K,\tau}^2) \sum_{k=0}^{N-1} \sin(\omega T(k+Nm) + \phi) \sin(\omega_0 T(k+Nm)) - \\ &+ jA \exp(-2^{-1}\omega^2\sigma_{K,\tau}^2) \sum_{k=0}^{N-1} \sin(\omega T(k+Nm) + \phi) \cos(\omega_0 T(k+Nm)) - \\ &- jA \exp(-2^{-1}\omega^2\sigma_{C,\tau}^2) \sum_{k=0}^{N-1} \cos(\omega T(k+Nm) + \phi) \sin(\omega_0 T(k+Nm)). \end{aligned} \quad (7)$$

Используя известные тригонометрические тождества [3], преобразуем (7) следующим образом:

$$\begin{aligned} E\{U_m\} &= \frac{A}{2} \left(\exp(-2^{-1}\omega^2\sigma_{C,\tau}^2) + \exp(-2^{-1}\omega^2\sigma_{K,\tau}^2) \right) \sum_{k=0}^{N-1} \cos((\omega - \omega_0) T(k+Nm) + \phi) + \\ &+ \frac{A}{2} \left(\exp(-2^{-1}\omega^2\sigma_{C,\tau}^2) - \exp(-2^{-1}\omega^2\sigma_{K,\tau}^2) \right) \sum_{k=0}^{N-1} \cos((\omega + \omega_0) T(k+Nm) + \phi) + \\ &+ j \frac{A}{2} \left(-\exp(-2^{-1}\omega^2\sigma_{C,\tau}^2) + \exp(-2^{-1}\omega^2\sigma_{K,\tau}^2) \right) \sum_{k=0}^{N-1} \sin((\omega + \omega_0) T(k+Nm) + \phi) \\ &+ j \frac{A}{2} \left(\exp(-2^{-1}\omega^2\sigma_{K,\tau}^2) + \exp(-2^{-1}\omega^2\sigma_{C,\tau}^2) \right) \sum_{k=0}^{N-1} \sin((\omega - \omega_0) T(k+Nm) + \phi). \end{aligned} \quad (8)$$

Для сокращения записи введем обозначения

$$B(1 + \alpha) = \frac{A}{2} \exp(-2^{-1}\omega^2\sigma_{C,\tau}^2); \quad B = \frac{A}{2} \exp(-2^{-1}\omega^2\sigma_{K,\tau}^2). \quad (9)$$

Окончательно перепишем (8) как

$$\begin{aligned} E\{U_m\} &= B(2 + \alpha) \sum_{k=0}^{N-1} \cos((\omega - \omega_0) T(k+Nm) + \phi) + B\alpha \sum_{k=0}^{N-1} \cos((\omega + \omega_0) T(k+Nm) + \phi) - \\ &- jB\alpha \sum_{k=0}^{N-1} \sin((\omega + \omega_0) T(k+Nm) + \phi) + jB(2 + \alpha) \sum_{k=0}^{N-1} \sin((\omega - \omega_0) T(k+Nm) + \phi) = \\ &= B(2 + \alpha) \sum_{k=0}^{N-1} \exp(j(\omega - \omega_0) T(k+Nm) + \phi) + B\alpha \sum_{k=0}^{N-1} \exp(-j(\omega + \omega_0) T(k+Nm) + \phi) \end{aligned} \quad (10)$$

Используя формулы [4, п.1.341, пп.1 и 3] для сумм экспонент, преобразуем выражение (10):

$$E\{U_m\} = B(2 + \alpha) \frac{\sin \frac{NT}{2}(\omega - \omega_0)}{\sin \frac{T}{2}(\omega - \omega_0)} \exp \left\{ j \frac{(\omega - \omega_0) T}{2} (2Nm + N - 1) + \phi \right\} +$$

$$+ B\alpha \frac{\sin \frac{\omega + \omega_0}{2} NT}{\sin \frac{\omega + \omega_0}{2} T} \exp \left[-j \frac{(\omega + \omega_0) T}{2} (2Nm + N - 1) + \phi \right] \quad (11)$$

Здесь первое слагаемое соответствует основной составляющей сигнала, а второе – комплексно-сопряженной. Из (11) получаем отношение амплитуд основной и комплексно-сопряженной составляющих при неидентичных дисперсиях джиттера в квадратурных каналах АЦП:

$$S = \frac{B(2 + \alpha) \frac{\sin \frac{\omega - \omega_0}{2} NT}{\sin \frac{\omega - \omega_0}{2} T}}{B\alpha \frac{\sin \frac{\omega + \omega_0}{2} NT}{\sin \frac{\omega + \omega_0}{2} T}} = \frac{(2 + \alpha) \frac{\sin \frac{\omega - \omega_0}{2} NT}{\sin \frac{\omega - \omega_0}{2} T}}{\alpha \frac{\sin \frac{\omega + \omega_0}{2} NT}{\sin \frac{\omega + \omega_0}{2} T}}, \quad (12)$$

$$\text{где } 1 + \alpha = \frac{A \exp(-2^{-1} \omega^2 \sigma_{C,t}^2)}{A \exp(-2^{-1} \omega^2 \sigma_{K,t}^2)}; \quad \alpha = \frac{\exp(-2^{-1} \omega^2 \sigma_{C,t}^2)}{\exp(-2^{-1} \omega^2 \sigma_{K,t}^2)} - 1.$$

При одинаковых дисперсиях джиттера в квадратурах $\sigma_{C,t}^2 = \sigma_{K,t}^2$, и $\alpha=0$. В результате отношение S в (12) будет стремиться к бесконечности, что соответствует нулевому значению КСК. Если рассматривать в качестве показателя неидентичности джиттера в квадратурах величину α , то при условии $\sigma_{C,t}^2 + \sigma_{K,t}^2 = \text{const}$ бесконечное увеличение α позволяет получить предел выражения для S , который при фиксированной частоте сигнала определяется значением:

$$\lim_{\alpha \rightarrow \infty} S = \lim_{\alpha \rightarrow \infty} \frac{\frac{\sin \frac{\omega - \omega_0}{2} NT}{\sin \frac{\omega - \omega_0}{2} T} + \alpha \frac{\sin \frac{\omega - \omega_0}{2} NT}{\sin \frac{\omega - \omega_0}{2} T}}{\alpha \frac{\sin \frac{\omega + \omega_0}{2} NT}{\sin \frac{\omega + \omega_0}{2} T} + \frac{\sin \frac{\omega + \omega_0}{2} NT}{\sin \frac{\omega + \omega_0}{2} T}} = \frac{\frac{\sin \frac{\omega - \omega_0}{2} NT}{\sin \frac{\omega - \omega_0}{2} T}}{\frac{\sin \frac{\omega + \omega_0}{2} NT}{\sin \frac{\omega + \omega_0}{2} T}}. \quad (13)$$

Для оценки степени влияния неидентичности джиттера в квадратурных каналах АЦП на величину отношения S был проведен расчет соотношения (12) в пакете Mathcad для различных исходных данных при изменении частоты входного сигнала в пределах основного «лепестка» амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) цифрового фазового детектора с дополнительным стробированием. Пример результатов расчета представлен в логарифмическом масштабе на рис. 1. По горизонтальной оси отложено смещение входного сигнала (амплитудой 10 квантов АЦП) по частоте относительно центральной частоты цифрового фазового детектора, равной 100 МГц, с дискретом в 1/250 ширины основного «лепестка» АЧХ. По вертикальной оси представлено расчетное значение величины S (12). Частота дискретизации задана равной 400 МГц (соответствует 1/4 периода центральной частоты фазового детектора, то есть 2,5 нс). В процессе расчетов фиксировалась сумма дисперсий $\sigma_{C,t}^2 + \sigma_{K,t}^2$. В результате достаточно было варьировать величиной дисперсии джиттера лишь в одной из квадратурных составляющих сигнала, тогда как значе-

ние для дисперсии в другой квадратуре рассчитывалось по теореме Пифагора. Рис. 1 соответствует случаю $\sigma_{C,t}^2 + \sigma_{K,t}^2 = 1 \times 10^{-24}$ с. Сплошная линия на рис. 1 получена при условии СКО джиттера $\sigma_{C,t} = 0,01$ пс и $\sigma_{K,t} = \sqrt{1 - 0,01^2} \approx 0,99995$ пс (неидентичность СКО джиттера в квадратурах составляет примерно 99,995 раз), а штриховая линия - $\sigma_{C,t} = 0,707$ пс и $\sigma_{K,t} = \sqrt{1 - 0,707^2} \approx 0,70721$ пс (дисперсия джиттера в квадратурах близка к равенству, неидентичность СКО равна примерно 1,000302 раза). Как видно, значение S уменьшается с увеличением неидентичности джиттера в квадратурах АЦП, однако это снижение ограничивается по уровню пределом (13).

Таким образом, используя полученное выражение (12), можно сформулировать требования к относительной величине неидентичностей α дисперсий джиттера квадратурных АЦП, задавшись допустимым уровнем величины КСК на выходе цифрового фазового детектора в полосе частот.

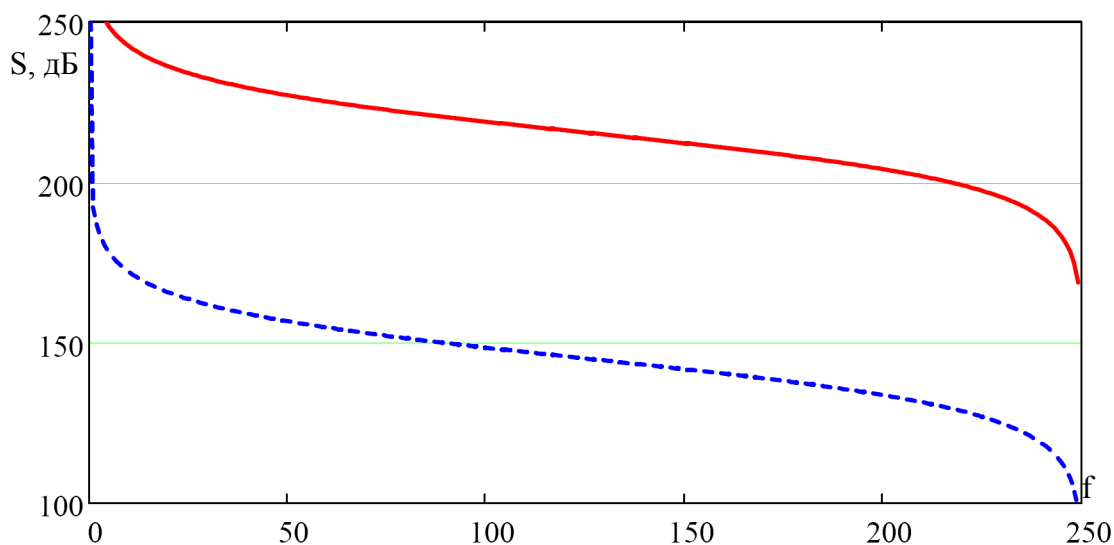


Рис. 1.

Литература.

1. Слюсар В.И. Синтез алгоритмов измерения дальности M источников при дополнительном стробировании отсчетов АЦП. // Известия вузов. Сер. Радиоэлектроника. - 1996. - Том 39, № 5. - С. 55 - 62.
2. T. M. Souders, D. R. Flach, and C. Hagwood, G. Yang. The Effects of Timing Jitter in Sampling Systems. // IEEE Trans. on Instrumentation and Measurement. Vol. 39. No. 1. February 1990, pp.80 - 85.
3. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике и учащих в вузов. - 13-е изд. - М.: Наука. - Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986. - 544 с.
4. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. - 4-е изд. - М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1963. — 1100 с.

РАДИОСИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ КОСМИЧЕСКИМИ АППАРАТАМИ УКРАИНЫ

Бурдаков С.Н., Данилин А. Б., Зайченко А. Н., Макаров А. Л.

Публичное акционерное общество

“АО научно-исследовательский институт радиотехнических измерений”

61054, г. Харьков, ул. Ак. Павлова, 271,

тел. (057) 739-01-36, факс (057) 738-41-12

E-mail : danilin@niiri.kharkov.com

The basic requirements to modern combined command-telemetry radio line (CCTRL) are resulted, which is used in a contour of management by space vehicles of Ukraine. The structure of used radio signals is briefly described, characteristics of system are described. Results of tests of system are submitted, problems which are connected to an estimation of accuracy of measurement of the current navigating parameters are marked, ways of the decision of these problems are marked.

Введение. В середине 90-х годов прошлого столетия в Украине в основу создания космических платформ с целью минимизации веса космических аппаратов (КА) была положена концепция, предусматривающая использование в качестве основного звена управления всеми агрегатами и приборами КА бортового цифрового космического комплекса (БЦВК), осуществляющего в определенные периоды времени обмен с центром управления полетом (ЦУП) по специальной радиолинии командно-программной и другой информацией. Это потребовало новых подходов при создании радиосистем, используемых в контуре управления КА с ЦУП-а. Прежде всего, такие системы должны быть многофункциональны. Это обусловлено еще и тем, что в Украине, начиная с КА «Січ-1», начала осуществляться однопунктная технология управления КА. Далее, бортовая аппаратура таких систем должна иметь минимальный вес, выполнить роль модема в линии радиосвязи ЦУП-КА и обеспечивать возможность измерения наземной станцией (НС) радиосистемы текущих навигационных параметров КА с точностью, позволяющей по данным измерений за один проход КА уточнять параметры орбиты КА таким образом, чтобы удовлетворять всем требованиям.

Соответственно для управления первым отечественным микроспутником МС1 в ОАО «АО НИИРИ» была разработана совмещенная командно-телеметрическая радиолиния (СКТРЛ), которая согласуется с концепцией создания новых КА. НС СКТРЛ была развернута в НЦУИКС (г. Евпатория) и использовалась для управления КА МС1. В последний период она была модернизирована с целью обеспечения управления КА МС-2-8 (Січ) и последующими КА (НС СКТРЛ-М).

Функции, выполняемые СКТРЛ и основные технические характеристики. СКТРЛ осуществляет связь между КА и НС по линии «Земля-борт» и «борт-Земля» на частотах, лежащих в S-диапазоне, в соответствии с Регламентом радиосвязи, принятым Международным союзом электросвязи, при этом она обеспечивает:

- передачу и прием по каналу «Земля-борт» командно-программной информации (КПИ) и выдачу КПИ в БЦВК;
- передачу по каналу «борт-Земля» квитанций БЦВК;
- сверку с наземной шкалой времени бортового времени, формируемого в БЦВК и выдачу результатов сверки в ЦУП;
- передачу и прием по каналу «борт-Земля» телеметрической информации;
- передачу и прием массивов данных по каналу «Земля-борт» и «борт-Земля»;
- измерения текущих навигационных параметров КА – наклонной дальности (R) и радиальной скорости (\dot{R}).

Скорость передачи информации по каналу «вверх» и «вниз» - до 32 кбит/с, вероятность сбоя на символ принимаемой информации по каналу «Земля-борт» не хуже $1 \cdot 10^{-7}$, каналу «борт-Земля» не более $1 \cdot 10^{-5}$.

НС СКТРЛ обеспечивает нормальный информационный обмен с КА на орбитах с высотой до 1000 км, при углах места 5 град. и более, любом азимуте, ориентированным и неориентированным положении КА, при этом при неориентированном положении КА скорость обмена информацией понижена.

Высокоточные измерения текущих навигационных параметров НС СКТРЛ осуществляет, начиная с углов места 10 град. В соответствии с требованиями ТЗ предельные погрешности измерения наклонной дальности и радиальной скорости не должны превышать 50 м и 0,05 м/с соответственно.

С целью обеспечения выполнения всех этих функций и с требуемыми характеристиками в СКТРЛ в радиолинии «Земля-борт» и «борт-Земля» используются сложные непрерывные сигналы с минимальной частотной манипуляцией (МЧМ).

Каждый из этих сигналов состоит из двух взаимно ортогональных составляющих (S1 и S2) одинаковой амплитуды и частоты, при этом составляющая S1 используется для измерения наклонной дальности и радиальной скорости, для взаимной синхронизации цифровых потоков и для обеспечения когерентной обработки информационных сигналов, а составляющая S2 – для передачи и приема информации. Составляющие S1 и S2 манипулируются по фазе псевдослучайными последовательностями M1 и M2 соответственно, которые в свою очередь являются также ортогональными. Тактовая частота последовательностей $f_1=537,6$ кГц, длина последовательностей 50 мс. Благодаря этому обеспечивается высокая точность измерения дальности и достаточно высокая область ее однозначного измерения, равная 7500 км. Передача информации осуществляется путем манипуляции информационным потоком псевдослучайной последовательности M2. Структуры и технологии информационного обмена в СКТРЛ соответствуют рекомендациям Консультативного комитета по космическим системам данных (CCSDS), которые представляют комплексную концепцию надежного и точного переноса данных от порождающего их источника к дистанционно удаленному приемнику.

НС СКТРЛ может обеспечить поочередную работу с группой КА, содержащей в своем составе до 10 КА, при этом с целью исключения взаимного влияния для каждого КА используется своя пара псевдослучайных последовательностей M1 и M2, ортогональная со всеми остальными. Время перестройки с одного КА на другой не превышает 1 мин.

Наведение антенны НС может осуществляться как по целеуказаниям, заранее введенным в память ЭВМ автоматизированного рабочего места управления НС, так и с помощью специального пеленгационного устройства, входящего в состав НС и имеющего область захвата $4...6^\circ$, что особенно важно в период сразу после запуска КА, когда параметры орбиты известны со значительными погрешностями. В настоящее время аппаратура НС СКТРЛ-М (г. Евпатория) дополнена аппаратурой расширения сектора захвата (РСЗ), что позволяет расширить сектор захвата пеленгационного устройства до $10 - 15^\circ$.

Результаты испытаний. Работа СКТРЛ проверялась по обширной программе путем облета НС вертолетом, оборудованным бортовой аппаратурой, а также в процессе всего периода активного существования микроспутника МС1 и в процессе длительного периода работы с египетским КА «EgyptSat-1». В результате проверки установлена высокая надежность передачи информации по линиям «вверх» и «вниз»: реально вероятность сбоя на бит была меньше установленных техническим заданием 10^{-7} и 10^{-5} соответственно. Что касается точности измерения наклонной дальности и радиальной скорости, то для оценки их точности потребовалось создание ряда косвенных методик, так как реальных значений контролируемых параметров непосредственно путем организации измерений с помощью эталона получить невозможно ввиду отсутствия последнего. Прямое сравнение измеренных параметров с их значениями, полученными по данным измерений аппаратуры спутниковой навигации (АСН), установленной и на вертолете, и на КА, не может дать достоверных данных, поскольку точность АСН сравнима с заданной точностью СКТРЛ.

Для создания косвенных методик оценки точности СКТРЛ, наряду с их разработкой в ОАО «АО НИИРИ», привлекались Институт технической механики НАНУ и

НКАУ и Национальный центр управления и испытаний космических средств (НЦУИКС). Было создано и использовано несколько методик, однако основной из них является методика, предусматривающая построение эталонной траектории с использованием математической модели движения КА в гравитационном поле Земли с учетом влияния верхней атмосферы Земли и данных измерения навигационных параметров на одном или нескольких прилегающих витках как СКТРЛ, так и АСН, при том как отдельно, так и совместно. Необходимо заметить, что в модели движения использовались параметры статической модели верхней атмосферы, которые отличаются от реальных. Поэтому «эталонная» траектория также несколько отличается от действительной.

В результате проведенной обработки свыше 1000 сеансов радиоконтроля орбиты КА «EgyptSat-1», проведенных с использованием НС СКТРЛ, установлено, что измерения наклонной дальности и радиальной скорости НС СКТРЛ:

- не имеют значимой систематической составляющей;
- точностные характеристики измерений соответствуют требованиям технического задания.

Кроме того, было установлено, что параметры орбиты, полученные по данным СКТРЛ и отдельно по данным на том же временном интервале с помощью АСН, практически совпадают.

МЕТОД СИНТЕЗА АКТИВНОГО ФИЛЬТРА ВТОРОГО ПОРЯДКА

Гимпилевич Ю.Б., Лукьянчук А.Г., Широков И.Б.

Севастопольский национальный технический университет

99053, Севастополь, ул. Университетская, 33, каф. радиотехники и телекоммуникаций,
тел. (0692) 435258, E-mail: gimpil@mail.ru; факс (0692) 435258

The method of calculating of components par values of the active second-order filter is presented. The method is based on a preliminary assignment of certain constants and provides guaranteed obtaining of physically realizable par values of the filter components. The examples of Butterworth's and Chebyshev's low-pass filters synthesis, based on the proposed method, and the results of computer simulation are presented.

Введение. Степень помехозащищенности радиоэлектронного оборудования существенно зависит от качества применяемых частотноизбирательных систем (фильтров). При создании фильтров с необходимыми характеристиками используют процедуру синтеза. Синтез осуществляют в два этапа [1, 2]. На первом этапе проводят аппроксимацию идеальной (желаемой) характеристики некоторой физически реализуемой функцией. При этом используют полиномы Баттерворта, Чебышева, Золотарева и другие функции. На втором этапе осуществляют реализацию схемы фильтра. Наиболее часто используют каскадный принцип реализации. При этом фильтр любого порядка можно реализовать на основе звеньев не выше второго порядка. Поэтому звено второго порядка является основным реализационным элементом. В настоящее время широкое применение находит активное звено второго порядка с частотно зависимой обратной связью [1, 2]. Эта схема построена на основе одного операционного усилителя и поэтому является наиболее простой. Расчет параметров элементов этой схемы осуществляют путем решения системы уравнений, в которой число неизвестных превышает число уравнений. Такие системы имеют бесконечное множество решений. Поэтому предварительно задают некоторые из параметров, а затем рассчитывают остальные. Проблема состоит в том, что произвольное задание некоторых параметров может привести к физически нереализуемым расчетным параметрам (значения могут быть отрицательными, мнимыми или комплексно сопряженными числами). Поэтому для нахождения физически реализуемых расчетных параметров процедуру приходится многократно повторять. Целью этой работы является разработка метода синтеза, свободного от указанного недостатка.

Основная часть. Рассмотрение проведем для фильтра нижних частот (ФНЧ).

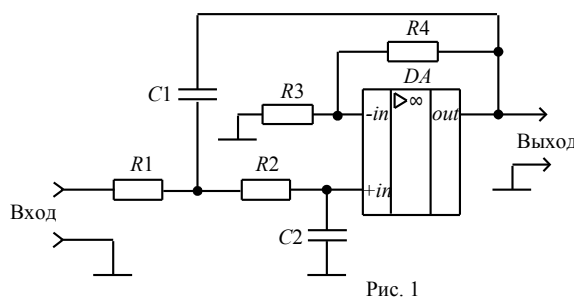


Рис. 1

Принципиальная схема реализационного активного звена ФНЧ второго порядка с частотно зависимой обратной связью представлена на рис. 1. Нормированная передаточная функция этого звена при нормировке как по уровню относительно коэффициента передачи на нулевой частоте, так и по частоте относительно частоты среза может быть записана в виде [3]

$$K(\bar{p}) = \frac{1}{\omega_c^2 R_1 R_2 C_1 C_2} \frac{1}{\bar{p}^{-2} + \frac{1}{\omega_c R_2 C_2} \left(\frac{R_2 C_2}{R_1 C_1} + \frac{C_2}{C_1} + 1 - K_0 \right) \bar{p} + \frac{1}{\omega_c^2 R_1 R_2 C_1 C_2}} \quad (1)$$

где $\bar{p} = p/\omega_c$ — нормированная комплексная переменная; $\omega_c = 2\pi f_c$ — круговая частота среза; $K_0 = K(0)$ — коэффициент передачи на нулевой частоте.

В тоже время выражение для нормированной передаточной функции ФНЧ второго порядка, обладающей двумя комплексно-сопряженными полюсами $\bar{p}_{п1}$ и $\bar{p}_{п2}$, можно записать в виде [3]

$$K(\bar{p}) = \frac{a_2}{(\bar{p} - \bar{p}_{п1})(\bar{p} - \bar{p}_{п2})} = \frac{a_2}{\bar{p}^2 + a_1\bar{p} + a_2}, \quad (2)$$

где $a_1 = 2 \operatorname{Re} \bar{p}_{п1}$; $a_2 = |\bar{p}_{п1}|^2$.

Сравнивая выражения (1) и (2), приходим к следующей системе уравнений:

$$\begin{cases} \frac{1}{\omega_c R_2 C_2} \left(\frac{R_2 C_2}{R_1 C_1} + \frac{C_2}{C_1} + 1 - K_0 \right) = a_1; \\ \frac{1}{\omega_c^2 R_1 R_2 C_1 C_2} = a_2. \end{cases} \quad (3)$$

Поскольку коэффициенты a_1 и a_2 определяются на первом этапе аппроксимации, то система (3) из двух уравнений содержит пять неизвестных (K_0 , R_1 , R_2 , C_1 , C_2), то есть обладает бесконечным множеством решений, в том числе и не имеющих физического смысла. Чтобы сократить число неизвестных и обеспечить физическую реализуемость решения поступим следующим образом. Положим, что величина K_0 известна и $K_0 \geq 1$. Также положим, что $R_1 = R_2 = R$. После этого в системе остается три неизвестных: R , C_1 , C_2 . Обозначим отношение $C_2/C_1 = \gamma$, где γ — вещественное положительное число. Тогда система уравнений (3) запишется в виде

$$\begin{cases} \frac{1}{\omega_c R C_1 \gamma} (2\gamma + 1 - K_0) = a_1; \\ \frac{1}{\omega_c^2 R^2 C_1^2 \gamma} = a_2. \end{cases} \quad (4)$$

Для упрощения выкладок обозначим $R C_1 = \tau$. С учетом этого перепишем систему (4)

$$\begin{cases} \frac{1}{\omega_c \tau \gamma} (2\gamma + 1 - K_0) = a_1; \\ \frac{1}{\omega_c^2 \tau^2 \gamma} = a_2. \end{cases} \quad (5)$$

Система (5) содержит два неизвестных τ и γ . Из второго уравнения системы (5) выразим τ :

$$\tau = \frac{1}{\omega_c} \sqrt{\frac{1}{a_2 \gamma}}. \quad (6)$$

Подставляя (6) в первое уравнение системы (5), получаем

$$\frac{\sqrt{a_2}}{\sqrt{\gamma}} (2\gamma + 1 - K_0) = a_1. \quad (7)$$

Уравнение (7) приведем к виду

$$\gamma - \frac{a_1}{2\sqrt{a_2}} \sqrt{\gamma} + \frac{1 - K_0}{2} = 0. \quad (8)$$

Выражение (8) представляет собой квадратное уравнение относительно величины $\sqrt{\gamma}$. Решим это уравнение. В результате решения получаем

$$\sqrt{\gamma} = \frac{a_1}{4\sqrt{a_2}} \pm \sqrt{\frac{a_1^2}{16a_2^2} - \frac{1 - K_0}{2}}. \quad (9)$$

Ввиду того, что мы приняли $K_0 \geq 1$, то под корнем в (9) находится положительное

число, поэтому величина $\sqrt{\gamma}$ будет вещественной. Для однозначности выберем знак «+» в формуле (9). При этом приходим к следующему выражению для $\sqrt{\gamma}$:

$$\sqrt{\gamma} = \frac{a_1}{4\sqrt{a_2}} + \sqrt{\frac{a_1^2}{16a_2^2} - \frac{1-K_0}{2}} . \quad (10)$$

Определив $\sqrt{\gamma}$ по формуле (10) рассчитываем величину γ , что в свою очередь позволяет определить параметр τ по формуле (6). Для этого необходимо знать значение частоты среза, которая задается техническими условиями, на проектируемый фильтр. Далее следует задать числовое значение $R = R_1 = R_2$ и определить емкость конденсатора C_1 по очевидной формуле

$$C_1 = \frac{\tau}{R} . \quad (11)$$

После этого рассчитывается емкость конденсатора C_2 по формуле:

$$C_2 = C_1\gamma . \quad (12)$$

Рассчитанные по формулам (11) и (12) значения емкостей C_1, C_2 следует округлить до ближайших номинальных значений. Для более точной подгонки каждый из конденсаторов C_1, C_2 можно реализовать в виде параллельного включения нескольких конденсаторов.

Коэффициент усиления неинвертирующего каскада определяется формулой [4]:

$$K_0 = \frac{R_4}{R_3} + 1 . \quad (13)$$

Выразим из формулы (13) величину R_4 :

$$R_4 = (K_0 - 1)R_3 . \quad (14)$$

Задав значение сопротивления R_3 , по формуле (14) рассчитаем R_4 .

На этом расчет элементов звена ФНЧ второго порядка можно считать завершённым.

Результаты синтеза и моделирования. Для иллюстрации разработанного метода поведем синтез ФНЧ Баттерворта и Чебышева при следующих исходных данных: частота среза $f_c = 2$ кГц; неравномерность АЧХ в полосе пропускания для фильтра Баттерворта $q, \text{дБ} = -3$ дБ, для фильтра Чебышева $q, \text{дБ} = -1$ дБ. Коэффициент усиления на нулевой частоте $K_0 = 2$. Результаты синтеза представлены в таблице 1.

Таблица 1

Параметры	ФНЧ Баттерворта	ФНЧ Чебышева
a_1	1,414	1,096
a_2	1,000	1,101
γ	1,309	1,022
τ	$6,955 \cdot 10^{-5}$	$7,502 \cdot 10^{-5}$
$R_1 = R_2, \text{кОм}$	10,0	10,0
$C_1, \text{нФ}$	6,955	7,502
$C_2, \text{нФ}$	9,104	7,667
$R_3, \text{кОм}$	10,0	10,0
$R_4, \text{кОм}$	10,0	10,0

Проведены расчеты АЧХ этих фильтров на этапе аппроксимации по формулам [2]:
— для фильтра Баттерворта

$$K(x) = \frac{K_0}{\sqrt{1+x^4}} ; \quad (15)$$

— для фильтра Чебышева

$$K(x) = \frac{K_0}{\sqrt{1 + \varepsilon^2 (2x^2 - 1)^2}}, \quad (16)$$

где

$$x = \frac{f}{f_c};$$

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{1 - q^2}}{q}.$$

Для проверки методики проведено моделирование ФНЧ Баттерворта и Чебышева при расчетных значениях параметров, которые приведены в таблице 1. Моделирование осуществлялось в пакете «*Micro-cap 8*». На рис. 2 и 3 представлены результаты моделирования АЧХ фильтров.

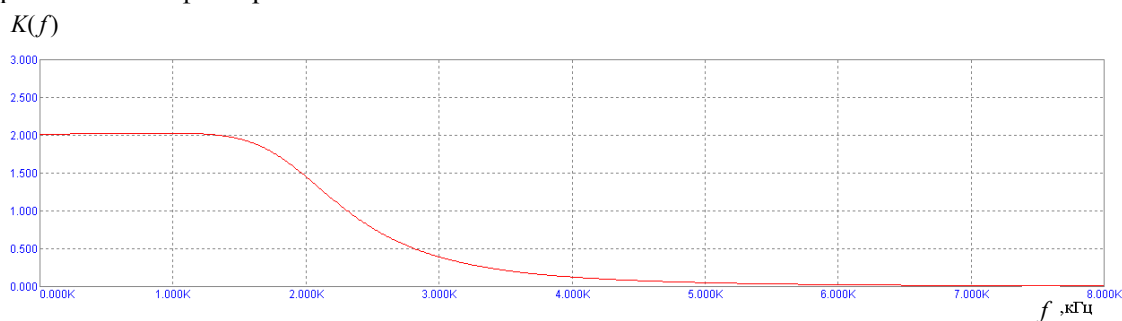


Рис. 2 — АЧХ фильтра Баттерворта 2-го порядка

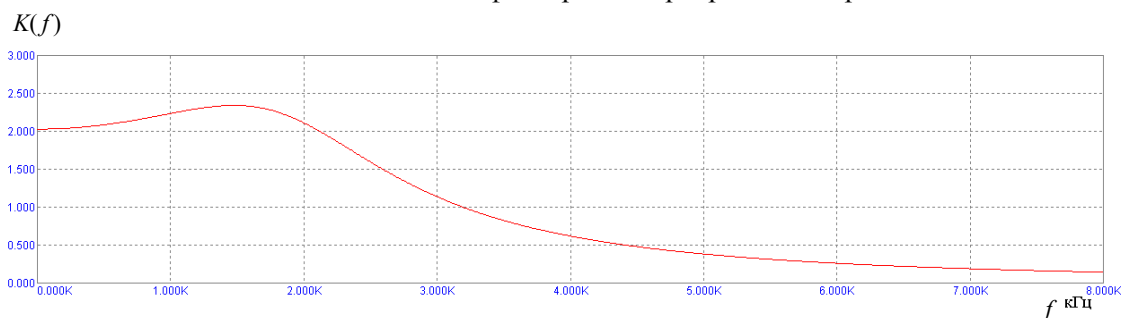


Рис. 3 — АЧХ фильтра Чебышева 2-го порядка

Сравнение результатов расчета по формулам (15) и (16) с результатами моделирования показало точное совпадение частотных характеристик. Это говорит о полной адекватности разработанного метода синтеза.

Литература.

1. Морщиц Г.С. Проектирование активных фильтров. Пер. с англ. / Г.С. Морщиц, П. Хорн. — М. : Мир, 1984. — 320 с.
2. Белецкий А.Ф. Теория линейных электрических цепей / А.Ф. Белецкий. — М. : Радио и Связь, 1986. — 544 с.
3. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы / И.С. Гоноровский. — М. : Радио и Связь, 1986. — 512 с.
4. Хоровиц П., Хилл У. Искусство схемотехники: в 2 томах. Том 1 / П. Хоровиц, У. Хилл. — М. : Мир, 1986. — 599 с.

ВОЗМОЖНОСТЬ РЕАЛИЗАЦИИ СИСТЕМЫ БЕСПРОВОДНОЙ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ К ТРУДНОДОСТУПНЫМ ОБЪЕКТАМ НА МНОГОПОЗИЦИОННОЙ СИСТЕМЕ С ФОКУСИРОВКОЙ ИЗЛУЧЕНИЯ И РЕКТЕНЕ

Гомозов А.В., Шокало В.М., Грецких Д.В., Аль-Самарай Ш.Ф.А.
Харьковский национальный университет радиотехники
61166, Харьков, пр. Ленина, каф. основ радиотехники, тел. (057) 702-14-30,
E-mail: ortk@kture.kharkov.ua

The condition of works on systems of wireless transfer of the electric power is stated. The system of wireless transfer of the electric power of small range on the basis of multiitem system of radiation with focusing one-stage discrete V-shaped multifrequency signals and the aerial-rectifier to remote objects which are located in mountains, on islands of the seas and large lakes is offered. Spatial, time and power characteristics of such signals, and also structures of a trans-ferring subsystem and system of wireless transfer of the electric power as a whole are resulted. Productivity and zones of biological safety for attendants and local population are defined.

На этапе становления электротехники беспроводную передачу энергии (БПЭ) предложил Н. Тесла, получив в 1891 г. патент США на "БПЭ (эффект Тесла)". Патент с носителем энергии переменного тока реализован им в системе освещения Всемирной выставки Чикаго в 1893 г. [1,2]. В 60-е годы XX века создали мощные генераторы сверхвысокой частоты (СВЧ) и начался новый виток интереса к БПЭ [1,3]. Исследования с разным темпом продолжались в экономически развитых странах: США, Канаде, Франции, СССР, Великобритании, Японии, России и др. [1]. Целесообразность создания БПЭ и их использования показана рядом экспериментов. Крупномасштабный эксперимент по передаче 30 кВт мощности СВЧ на расстояние 1,6 км был проведен в 1975 г. [1]. В ректенне было около 5 тыс. приемно-выпрямительных элементов (ПВЭ), каждый преобразовывал 6 Вт мощности СВЧ. КПД ректенны составил 82% на частоте 2388 МГц [1].

С конца XX века в основном рассматривались возможности создания ректенн размерами до 10×13 км и мощных солнечных космических электростанций с дальностями передачи и приема СВЧ энергии до 4000 км [1]. Для создания таких электростанций нужны еще демонстрационные эксперименты по приему солнечной энергии и ее преобразованию в постоянный ток и энергию СВЧ излучения в таких ректеннах. Для этого по оценке специалистов требовались бы десятки лет и сотни миллиардов долларов.

Авторы на многопозиционных системах излучателей (МСИ) с фокусировкой электромагнитного излучения (ЭМИ) и ректеннах предложили пути реализации БПЭ к труднодоступным наземным и горным объектам. К ним могут относиться объекты, расположенные высоко в горах, на островах морей, крупных озер, в др. местах, к которым по техническим, экономическим и др. причинам создание воздушных, надводных, подземных и подводных линий передачи электроэнергии невозможно или нецелесообразно.

Для таких систем БПЭ не излагались принципы работы и построение, структуры излучаемых сигналов, производительность, обеспечение биологической безопасности операторов и населения, Эти вопросы и являются целью данной работы.

Для сокращения сеансов работы БПЭ нужны высокие энергетические характеристики ЭМИ, что реализуемо в МСИ с фокусировкой ЭМИ [3]. Предложены различные методы фокусировки ЭМИ в МСИ и фазированных антенных решетках (ФАР). БПЭ к труднодоступным объектам должны иметь также высокую производительность и простую реализацию. В них заранее известны положения, полосы рабочих частот МСИ и ректенн. Поэтому не нужно сканирование СВЧ излучения. Эффективно эти требования решаются при использовании МСИ с пространственно-фазово-частотной (ПФЧ) фокусировкой одноступенчатых дискретных (ОСД) V-образных многочастотных с линейной частотной модуляцией (МЧ ЛЧМ) сигналов [3]. Такие МСИ обеспечивают высокую плот-

ность мощности сфокусированных пространственно–временных импульсов (ПВИ) без сканирования и требуемые их параметры. При большом числе излучателей и снижении их мощностей создается высокая общая мощность МСИ, облегчается биологическая защита операторов и местного населения. Математическим моделированием для МСИ с ПФЧ фокусировкой, количеством излучателей $N=33$, мощностью излучателей $P_n=10$ кВт, размещенных в круге радиусом 500 м, для разных расстояний до точек фокусировки получены ее пространственно–временные и энергетические характеристики при ОСД V–образных МЧ ЛЧМ сигналах. По результатам моделирования получены зависимости количества формируемых ПВИ от дальности до точки фокусировки и уровня их боковых лепестков от количества излучателей, приведены рекомендации по выбору расстояния до точки фокусировки и эмпирическое выражение для определения требуемого количества ПВИ в такой МСИ. Специфика работы данных систем БПЭ обуславливает следующие требования к сфокусированным ПВИ: а) непрерывная и длительная работа с максимальной спектральной плотностью мощности ПВИ; б) исключение поражения такими ПВИ радиоэлементов ректенн БПЭ. Поражение последних может происходить за счет их деградации под воздействием пачек ПВИ своей МСИ, имеющих большие плотности мощности. Степень деградации радиоэлементов зависит от постоянной времени релаксации тепловых процессов (тепловой инерции) τ_T и суммарного времени воздействия всей пачки ПВИ без учета интервалов между ними τ_{Σ} . Деградация может иметь место, если длительность одиночного ПВИ $\tau_{\text{в}} \leq \tau_{\text{к}}$ и период их следования $T_{\text{в}} < \tau_T$, где $\tau_{\text{к}}$ – время срабатывания устройства защиты от перегрузок по СВЧ входу ректенны.

По приведенным в [3,5] параметрам полупроводниковых материалов, используемых в ректеннах и определяющих их тепловую инерцию, наибольшее рассчитанное значение составило $\tau_T=410$ нс для арсенида галия. Значения $\tau_T=410$ нс и полученное в [3] $\tau_{\Sigma}=100$ мс, достаточные для поражения полупроводниковых приборов, можно принять исходными при обосновании целесообразной структуры воздействующих пачек ПВИ.

С учетом указанного выше структуру пачек ПВИ предложено создать в виде двух частей, которые при необходимости длительного воздействия могут излучаться с разрядом. Первая часть по сравнению с обоснованными в [3] для поражения радиоэлементов числом ПВИ в пачке $N_{\text{ВП}}=10^7$ и временем суммарного воздействия без учета интервалов между ними $\tau_{\Sigma \text{ВП}}=100$ мс, чтобы исключить вывод ими из строя ректенн, как минимум, с десятикратным энергетическим запасом, должна иметь число импульсов в пачке ПВИ и ее длительность без учета интервалов между ними соответственно $N^{(1)}_{\text{ВП(2)}}=(N_{\text{ВП}}/10)=10^6$ и $\tau^{(1)}_{\text{ВП(2)}}=10^6 \tau^{(1)}_{\text{ВП(2)}}=10$ мс. Вторая часть структуры ПВИ должна быть в виде свободного интервала времени (без заполнения импульсами ПВИ), равного $\tau_{\text{т.макс}}=410$ нс. Он обеспечивает надежную релаксацию тепловых эффектов, вызванных воздействием первой части структуры ПВИ. Полная длительность такой структуры пачек ПВИ равна

$$\tau^{(1)}_{\text{ВП(2)}} = s [N^{(1)}_{\text{ВП(2)}} \cdot \tau^{(1)}_{\text{В(2)}} + \tau_{\text{т.макс}}], \quad (1)$$

где индекс "р" сверху означает, что формула относится к МСИ; индекс (1) сверху означает, что рассматривается внутриволновое воздействие; индекс (2) снизу означает воздействие пачкой МЧ ЛЧМ радиоимпульсов.

В рассматриваемых БПЭ для снижения потерь и повышения коэффициента полезного действия по передаче энергии предложено согласовывать геометрические площади ректенн и поперечных сечений лучей ЭМИ в точках z_F .

Передающие МСИ в БПЭ с фокусировкой указанных выше сигналов можно реализовать на базе существующих станций наведения ракет (СНР) типа "Тор" с ФАР и когерентными импульсными сигналами. Они имеют закрепленные на кабинах квадратные ФАР с размерами $L_x=L_y=1,7$ м и высотой их фазовых центров $h_a=5$ м [3].

Для систем передачи электроэнергии к наземным объектам (БПЭ–1) максимальную дальность фокусировки при высоте фазовых центров ФАР в СНР h_a и ректенн h_p целесообразно задавать не более дальности прямой радиолокационной видимости $D_{\text{пв}}$,

рассчитываемой по широко известной простой формуле $z_{F1} \leq D_{ПВ} = 4,12[(h_a)^2 + (h_p)^2]^{1/2}$, где $D_{ПВ}$ имеет размерность [км], h_a и h_p – размерности [м]. Стандартными размещениями для БПЭ–1 можно считать установку СНР с ФАР и ректенн на земной поверхности в типовых кабинах при $h_a = h_p = 5$ м и на специальных насыпях, пилонах или зданиях при $h_a = h_p = 10$ м. Тогда для БПЭ–1 при $h_a = h_p = 5$ м и $h_a = h_p = 10$ м необходимые дальности фокусировки $z_{F1} \leq D_{ПВ1} = 4,12[(h_a)^2 + (h_p)^2]^{1/2} = 4,12[(5)^2 + (5)^2]^{1/2} \approx 29$ км и $z_{F1} \leq 4,12[(10)^2 + (10)^2]^{1/2} = 58$ км.

Для БПЭ–2 к горному объекту с фазовым центром ректенны, расположенным на высоте от подножия горы $h_{p2} = 5$ км и на дальностях от точки его проекции на плоскость подножия до фазовых центров ФАР k -х СНР в МСИ $D_p = 5$ км, необходимые наклонные дальности фокусировки $z_{F2} \leq D_H = [(h_{p2})^2 + (D_p)^2]^{1/2} = [(25 \cdot 10^3)^2 + (25 \cdot 10^3)^2]^{1/2} \approx 7$ км.

Для снижения энергетических потерь сечения диаграмм направленности передающих МСИ и приемных ректенн таких БПЭ должны иметь круглые формы и, следовательно, круглые формы апертур ректенн. Радиусы круглых апертур ректенн $r_{кр}$ должны быть небольшими для обеспечения повышенной устойчивости к ветровой нагрузке. Для БПЭ–1 и БПЭ–2 в [3] обосновано, что можно принять $r_{кр1} = 0,85$ м и $r_{кр2} = 0,75$ м.

Целесообразные обобщенный для БПЭ–1 и БПЭ–2 план размещения элементов (вид сверху) и расположение элементов в БПЭ–2 (вид сбоку) показаны на рис. 1 и 2 [3].

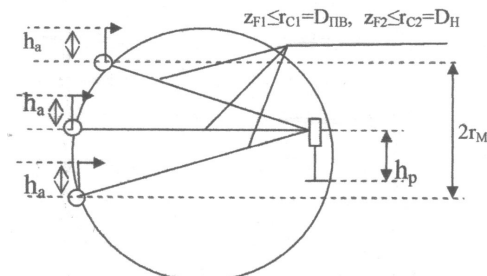


Рис. 1. План БПЭ–1 и БПЭ–2 (вид сверху)

Рис. 2. Структура БПЭ–2 (вид сбоку)

На основании вышеуказанного для БПЭ к труднодоступным наземным и горным объектам в [3] обоснованы следующие целесообразные параметры ректенн и МСИ:

1. Передающие МСИ состоят из СНР с ФАР, размещаемых по дуге (рис. 1):

1.1. Для БПЭ–1 к наземным объектам база $L_{M1} = 1$ км, число СНР с ФАР $k_1 = 9$, дальность фокусировки $z_{F1} \leq D_{ПВ} = 58$ км.

1.2. Для БПЭ–2 к горным объектам база $L_{M2} = 670$ м, число СНР с ФАР $k_2 = 5$, дальность фокусировки $z_{F2} \leq D_H = 7$ км.

1.3. ФАР содержат $n_{ПД} = 4$ квадратных подрешеток с размерами и числом излучателей $(L_{ПД})^2 = (85 \times 85)$ см² и $n_{ПФ} = (n \times m) = (12)^2 = 144$.

1.4. Длина волны и интервалы между излучателями в квадратных подрешетках с размерами их сторон $L_{ПД} = 0,85$ м и числом излучателей $n = m = 12$ составляют $\lambda_0 \leq (L_{ПД}/n) = (0,85/12) \approx 0,07$ м и $d_{ХПФ} = d_{УПФ} \approx 0,07$ м.

1.5. Коэффициенты усиления подрешеток ФАР при работе с узким лучом круглого сечения $G_{ПФ} \approx (15000/4) = 3750$.

2. Размеры апертур ректенн для БПЭ–2 и БПЭ–1 равны $A_{p2} = \pi(r_{p2})^2 = \pi(0,75)^2 = 1,77$ м² и $A_{p1} = \pi(r_{p1})^2 = \pi(0,85)^2 = 2,27$ м².

3. Излучаемые сигналы ОСД V-образные МЧ ЛЧМ когерентные пачки радиоимпульсов:

3.1. Начальные частоты сигналов в k -ых СНР равны $f_{0nm} \approx (4,3 \pm 0,1)$ ГГц, максимальный разнос частоты $\Delta F^{P,(1)}_{\max(2)} = 50$ МГц и дискретность частоты $\Delta F^{P,(1)}_{(2)} = 25$ МГц.

3.2 Структура пачек ПВИ определяется в соответствии с выражением (1). При этом $N^{P,(1)}_{ВП(2)} = 10^6$, $\tau^{P,(1)}_{ВСП(2)} = 0,01$ с, период повторения импульсов в первой части струк-

туры пачек ПВИ при $\tau_{B(2)}^{P(1)}=20$ нс принимается $T_{1B(2)}^{P(1)}=40$ нс и их скважность $Q_{1B(2)}^{P(1)}=2$. Вторая часть имеет вид свободного интервала времени, равного $\tau_{\max}=410$ нс.

4.. Мощности радиоимпульсов для всех излучателей каждой из подрешеток ФАР около $P_{\text{nm}}=21,5$ Вт, а полная мощность импульсного излучения каждой подрешетки $P_{\text{пф}}=n_{\text{пф}} \times P_{\text{nm}}=144 \times 21,5 \approx 3,1$ кВт.

Излучателями МСИ предложенных БПЭ являются подрешетки ФАР из СНР типа "Тор". В БПЭ-1 к наземным объектам обоснованное в [3] их целесообразное число равно $N_{1\text{МС}}=(k_1 \times n_{\text{пд}})=(9 \times 4)=36$, а к горным объектам $N_{2\text{МС}}=(k_2 \times n_{\text{пд}})=(5 \times 4)=20$. Дальняя граница зоны Френеля подрешеток ФАР в СНР типа "Тор" и, следовательно, в обеих предложенных БПЭ $z_{\text{ДП}}=[2(L_{\text{пх,у}})^2/\lambda_0]=[2(0,85)^2/0,07] \approx 20,6$ м, что намного меньше требуемых дальностей фокусировки ЭМИ $z_{F1} \leq D_{\text{ПВ}}=58 \cdot 10^3$ м и $z_{F2} \leq D_{\text{Н}}=7 \cdot 10^3$ м. Поскольку в предложенных БПЭ амплитудное распределение сигналов излучателей по апертурам МСИ равно-мерное, апертурные излучатели одинаковые и $z_{F1,2} \geq z_{\text{ДП}}$, обеспечивается синфазное сложение полей и выражение для расчета максимальных плотностей мощности ОСД V-образных МЧ ЛЧМ когерентных пачек радиоимпульсов имеет вид

$$S_{\max(2)}^{P(1)} = N_{1,2\text{МС}}^2 \frac{P_{\text{пф}} G_{\text{пф}}}{4\pi z_{F1,2}^2} \quad (2)$$

Результаты расчетов достижимых значений $S_{1,2 \max(2)}^{P(1)}$ при $P_{\text{пф}}=3,1$ кВт и $G_{\text{пф}}=3750$ для БПЭ-1 с $N_{1\text{МС}}=36$ на расстояниях z_{F1} и для БПЭ-2 с $N_{2\text{МС}}=20$ на расстояниях z_{F2} приведены в табл. 1.

Достижимые значения $S_{1,2 \max(2)}^{P(1)}$ в БПЭ-1 и БПЭ-2.

Табл. 1

$S_{1,2 \max(2)}^{P(1)}$ в БПЭ-1 и БПЭ-2									
$S_{1 \max(2)}^{(1)}$ в БПЭ-1, мВт/см ²					$S_{2 \max(2)}^{(1)}$ в БПЭ-2, мВт/см ²				
Значения z_{F1} , км					Значения z_{F2} , км				
30	40	50	55	60	3,5	4,0	5,0	6,0	7,0
0,132	0,076	0,049	0,04	0,035	3,0	2,3	1,47	1,02	0,745

При оценке реализуемости таких БПЭ, имеющих от 5 до 9 СНР с ФАР по 4 подрешетки и большую суммарную мощность СВЧ излучения, проведены расчеты степени биологической защиты обслуживающего персонала и населения вблизи МСИ. При $z_{\text{ДП}} \ll z_{F1,2}$ расстояние до зоны безопасности $z_{(2)ЗБ 1,2}^{P(1)}$ от подрешеток ФАР в МСИ можно оценивать по полученному из (2) выражению [3,4]:

$$z_{(2)ЗБ 1,2}^{P(1)} \geq [N_{1,2\text{МС}}^2 P_{\text{пф}} G_{\text{пф}} / 4\pi S_{B(2)}^{(1)}]^{1/2}, \quad (3)$$

где $S_{B(2)}^{(1)} = S_{\text{НБ}} / \delta_{\text{бл}} \delta_{\text{зб}} \delta_{\text{оч}}$; $S_{\text{НБ}}$ — норма безопасной работы в условиях СВЧ облучения; $\delta_{\text{бл}}$ — коэффициент ослабления поля СВЧ в направлениях боковых лепестков по отношению к оси ДН антенны; $\delta_{\text{зб}}$ — коэффициент ослабления поля СВЧ при применении на краях ФАР защитных бленд (металлических козырьков) с покрытием их кромок радиопоглощающим материалом; $\delta_{\text{оч}}$ — коэффициент ослабления эффективности воздействия поля СВЧ на ткани и органы без терморцепторов, к которым относятся зрачки глаз человека [4]). При выполнении оценок по (3) исходным условием принимается уровень плотности мощности ЭМИ ближних боковых лепестков ДН в интервале $\pm(5...22)^\circ$ от оси ДН подрешеток ФАР. Это связано с тем, что оси последних устанавливаются неподвижно в направлении строго на фазовые центры ректенн БПЭ.

В [3,4] на основе анализа ряда справочных данных выявлено, что для большинства ФАР при типовом шаге квантования фазы $\Delta\varphi_{\text{ф}}=11,25^\circ$, числе излучателей $n_{\text{пф}} \geq 144$ значение коэффициента ослабления $\delta_{\text{бл}} \leq -46$ дБ; за счет бленд с радиопоглощающими покрытиями на их кромках значение $\delta_{\text{зб}} = -20$ дБ; за счет использования очков типа ОРЗ-5 значение $\delta_{\text{оч}} = -(30...20)$ дБ и норма безопасности $S_{\text{НБ}}=10$ мкВт/см². Тогда границы зон безопасности для БПЭ-1 с $N_{1\text{МС}}=36$ и для БПЭ-2 с $N_{2\text{МС}}=24$ в соответствии с выражением (3) при $\delta_{\text{зб}} = \delta_{\text{бл}} \delta_{\text{зб}} \delta_{\text{оч}} = 116$ дБ $= 0,25 \cdot 10^{-11}$ должны для операторов и местного населения, использующих очки, аналогичные типу ОРЗ-5, выбираться соответственно порядка $z^{(1)}$

$z_{\text{ЗБ1}}^{(2)} \geq 5,4$ м и $z_{\text{ЗБ2}}^{(1)} \geq 3,6$ м, а без использования таких защитных очков соответственно порядка $z_{\text{ЗБ1}}^{(1)} \geq 170^*$ м и $z_{\text{ЗБ2}}^{(1)} \geq 114^*$ м. Поэтому по периметру с тыловой стороны МСИ необходимо создавать запретные зоны, в которых обслуживающему персоналу и особенно местному населению нельзя находиться без защитных очков, аналогичных ОРЗ-5, для БПЭ-1 глубиной не менее 170* м и для БПЭ-2 не менее 114* м.

Для предложенных систем БПЭ-1 и 2 в [3] проведены расчеты мощности, создаваемой пачкой ПВИ в течение суммарного времени их воздействия без учета интервалов между ними при s циклах излучения МСИ за 2,4,8 и 16 часов непрерывной работы $P_{\text{ВЭС}(2)}^{P,(1)}$, где нижний индекс ВЭС означает учет суммарного времени воздействия пачек ПВИ без интервалов между ними при s циклах излучения пачек ПВИ в МСИ. Результаты этих расчетов приведены в табл. 2.

Значения $P_{\text{ВЭС}(2)}^{(1)}$ для систем БПЭ-1 и 2, МВт.

Табл. 2

БПЭ-1 , z_{F1} , км	$P_{\text{ВЭС}(2)}^{P,(1)}$, МВт								БПЭ-2 , z_{F2} , км
	БПЭ-1, за время				БПЭ-2, за время				
	2 час	4 час	8 час	16 час	2 час	4 час	8 час	16 час	
60	0,19	0,38	0,75	1,5	3,06	6,12	12,24	24,48	7
55	0,21	0,42	0,85	1,7	4,2	8,4	16,8	33,6	6
50	0,26	0,52	1,04	2,08	5,4	10,8	21,6	52,7	5
40	0,4	0,81	1,62	3,24	9,48	19,0	38,0	76,0	4
30	0,7	1,4	2,8	5,6	12,36	24,72	49,4	99,0	3,5

Из табл. 2 видно, что на выходе БПЭ-1 при ее параметрах, принятых выше, и дальностях до обслуживаемого объекта $z_{F1}=(60...30)$ км за 8 часов работы накапливается суммарная мощность постоянного тока (0,75...2,8) МВт, а за 16 часов (1,5...5,6) МВт. На выходе же БПЭ-2 при ее параметрах и дальностях $z_{F2}=(7...3,5)$ км за 8 часов работы накапливается суммарная мощность постоянного тока (12,3...49,4) МВт, а за 16 часов (24,5...99,0) МВт.

Таким образом, изложенные структурно-алгоритмические предложения по построению, оценки реализуемости, производительности, биологической защиты операторов и местного населения от СВЧ излучений показывают возможности создания эффективных систем БПЭ к труднодоступным наземным и горным объектам на МСИ, содержащих существующие СНР типа "Тор" с ФАР и ПФЧ фокусировкой ОСД V-образных МЧ когерентных радиоимпульсов, и ректеннах.

Литература.

1. Шокало В.М., Лучанинов А.И., Рыбалко А.М., Грецих Д.В. Крупноапертурные антенны-выпрямители систем БПЭ микроволновым лучом./ Под ред. В.М. Шокало.-Харьков: Коллегиум. 2006.-308 с.
2. Никола Тесла //Еженедельное издание "100 человек, которые изменили ход истории". -М.: ООО "Де Агостино", вып. 93, 2009. -31 с.
3. Гомозов А.В., Гомозов В.И., Ермаков Г.В., Титов С.В. Фокусировка электромагнитного излучения и ее применение в радиоэлектронных средствах СВЧ./ Под ред. В.И. Гомозова.-Харьков: КП «Городская типография», 2011.-330 с.
4. Абрамов Л.А., Гомозов В.И., Екимов В.Ф. и др. Радиопередающие устройства радиотехнических систем ПВО. / Под ред. А.И. Ергана. -Харьков: ВИРТА, МО СССР, 1975. -419 с.
5. Чумаков В.И., Егоров А.М., Лонин Ю.Ф. и др. Моделирование теплового механизма в полупроводниках при воздействии импульсным электромагнитным полем. //Problems of atomic science and technology. Series Nuclear Physics Investigations, № 2 (40), 2004.

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ МУЛЬТИМЕДИЙНЫЙ СТРЕЛКОВЫЙ ТРЕНАЖЕР

Ильин М.А., Корытцев И.В., Сидоров Г.И.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники
61166, Харьков, пр.Ленина, 14, каф. радиоэлектронных систем, тел. (057)702-15-87,
E-mail: koryttsev@gmail.com ; факс (057)702-11-13

The report embraces main stages of development, creation and implementation of the universal multimedia shooting trainer allowing the use of combat arms as well as pneumatic and laser simulators. It includes front-edge decisions of a real time processing multimedia signals and images of visible and invisible objects. The strongest features of multimedia computer games were used, wishes of police, army, security services and special divisions for struggle against terrorism were taken into account, also experience and rules of shooting from fire-arms in shooting-galleries and last computer and digital TV engineering achievements were involved. System hardware provides safety training and a high accuracy in estimating shooting results.

Оперативные действия в чрезвычайных ситуациях показывает, что сотрудники силовых структур должны быстро и правильно оценивать изменяющуюся обстановку и принимать решение на применение оружия в условиях дефицита времени. Средства развитой механизации, применяемые в настоящее время в боевых тирах, уже не соответствуют требованиям гибкости и эффективности стрелковой подготовки. С целью приобретения навыков стрельбы в условиях, приближенных к боевым, в ряде стран (США, Германия, Украина, Россия) были разработаны мультимедийные тир, в которых использованы сильнейшие стороны игрового и компьютерного кино, мультимедийных компьютерных игр, учтены опыт и правила стрельбы в тирах из огнестрельного оружия, пожелания сотрудников полиции, милиции, служб безопасности и охраны, спецподразделений по борьбе с терроризмом. Наиболее близкими аналогами являются тир украинского и российского производства: «Ингул» (ООО «Герц» г. Кировоград), Айсберг С-300 (ICEBERG г. Москва), «Тир» («Аптарис» г. Москва). Однако они имеют ряд недостатков. В качестве экрана в них используется сваренная из листов специального сплава металлическая плита размером до 2,5х5 метров и массой до 3000 кг, по углам которой, на тыльной стороне, размещены акустические датчики. На экране с помощью видеопроектора воспроизводятся хранящиеся в памяти управляющего компьютера стандартные неподвижные, появляющиеся или перемещающиеся мишени, либо различные видеосюжеты, по которым осуществляется стрельба из боевого оружия. Точка попадания пули определяется по разности времени прихода акустических волн к датчикам из этой точки. Невозможность создания однородной металлической плиты приводит к существенным погрешностям определения координат точки попадания (до 4 см). При выполнении нескольких выстрелов с интервалом времени менее 0,5 с., система дает неправильные показания, так как во время выстрела в металлической плите еще существуют незатухшие акустические волны от предыдущего выстрела. Кроме того, применение дорогостоящей металлической плиты вызывает еще и ограничение используемого оружия по калибру и дульной энергии, а также приводит к рикошетами, что не позволяет осуществлять тренировки на малых расстояниях от экрана.

Желание снизить стоимость современных мультимедийных тиров и улучшить их технические и эксплуатационные характеристики привело к созданию универсального мультимедийного стрелкового тренажера (УМСТ), обеспечивающего стрельбу из боевого и пневматического оружия, а также оружия с лазерными вставками с возможностью регистрации линии прицеливания до выстрела и после него при неизменных комплектации тира и методе измерения координат точки попадания пули. Как и в ранее описанных тирах выбранные пользователем видеосюжеты проецируются стандартным видеопроектором на экран, но, в отличие от них, экран изготавливается из ткани либо пленки. Стрелок производит выстрел из огнестрельного оружия по экрану, в котором образуется пробоина. Регистрация пробоин осуществляется оптическим измерителем высокого разрешения. Изображение пробоин оцифровывается и вводится в ПК при помощи стандартной видео-

карты с функцией видеозахвата изображения. Управляющая программа определяет координаты пробойны и использует их для обработки результатов стрельбы и обеспечения интерактивности тренажера путем изменения в реальном времени сценария видеосюжета, используемого при стрельбе.

Принцип работы тира при стрельбе из пневматического и лазерного макетов-имитаторов стрелкового оружия с лазерными вставками мало отличается от вышерассмотренного. Отличие заключается лишь в автоматической переустановке порогов регистрации пробойн, поскольку уменьшается размер пробойны при стрельбе из пневматического имитатора, а «пробойной» при лазерных вариантах является кратковременное пятно лазерного луча на экране. Каждый из видов стрельб сопровождается звуковыми и видеоэффектами, характерными для определенного видеосюжета, также выводом на экран текстовой и цифровой информации для отображения результатов стрельбы. Уникальным достоинством УМСТ является наличие легкосъемного экрана (он автоматически сворачивается в рулон под потолочную бронезащиту или в приямок перед пулеприемником), что дает возможность оперативно разворачивать его в любых существующих тирах, превращая их в мультимедийные и не изменяя их прежних функций.

По имеющейся информации таким комплексом возможностей не обладает ни один тир-тренажер, ни в СНГ, ни в дальнем зарубежье. Существующие мультимедийные тирсы обеспечивают или только «лазерную стрельбу», или только стрельбу из боевого либо пневматического оружия по металлическому экрану с контактными датчиками определения координат точки попадания.

Благодаря использованию дистанционного бесконтактного метода определения координат точки попадания пули стрельба в УМСТ возможна из любого неавтоматического или одиночными выстрелами из автоматического огнестрельного или пневматического оружия независимо от величины начальной дульной энергии пули и ее калибра. Работоспособность тира при стрельбе из различных типов огнестрельного оружия была проверена в течение двух лет на экземпляре, установленном в боевом стрелковом тире 000 «Бастион» (г. Харьков).

В УМСТ на проекционном экране воспроизводится специально подготовленный видеосюжет. В случае попадания происходит переключение сценария видеофильма на ветвь, предусмотренную для попадания в конкретную мишень либо в соответствующую зону поражения мишени. Таким образом, во время стрельбы стрелок становится участником действия видеофильма, где сюжет разворачивается в реальном времени и мгновенно изменяется в зависимости от меткости каждого выстрела. Количество возможных сюжетов и вариантов их развития не ограничено. По окончании видеосюжета выводится окно со стопкадрами для каждого выстрела с указанием точки попадания пули и результата поражения мишени. Результаты стрельб каждого обучающегося сохраняются в базе данных для последующего анализа.

Помимо стрельбы по объектам видеосюжетов УМСТ предусматривает возможность стрельбы по видеоизображениям неподвижных, появляющихся и перемещающихся стандартных мишеней. Можно изменять количество появлений мишени, время нахождения мишени на экране, скорость и характер перемещения мишени, а также масштаб изображения мишени для имитации стрельбы на дальность и имитации удаляющихся либо приближающихся объектов. Точки появления мишеней и траектории их перемещения могут задаваться случайным образом, что исключает возможность «привыкания» стрелка и предварительного прицеливания в точку появления мишени. Результат каждого выстрела отображается на проекционном экране и мониторе оператора в виде цветовой отметки точки попадания, видимой с линии огня, и воспроизводится голосом. В случае боевой стрельбы из огнестрельного либо пневматического оружия центр цветовой отметки должен совпадать с центром реальной пулевой пробойны, и их возможное расхождение будет характеризовать погрешность системы при измерении координат. В конце упражнения выводится таблица со следующими результатами: количество очков за каждый вы-

стрел, время между выстрелами, суммарное количество очков за все упражнение и суммарное время.

Основные достоинства УМСТ, выгодно отличающие его от аналогов:

- высокая точность определения точки попадания дистанционным оптоэлектронным бесконтактным измерителем (не хуже $\pm 0.25\%$ от диагонали экрана в его углах);
- время реакции системы на выстрел - не более 0,1 с.;
- промежуток между выстрелами - 0,2 с. и более для боевого тира; 0,1 с. и более для лазерного тира;
- количество одновременно обрабатываемых целей - до 4;
- количество обрабатываемых выстрелов за сеанс - до 1000;
- длительность активной фазы сеанса - не ограничено;
- быстрая установка в помещениях существующих тиров;
- использование стандартного пулеприемника тира и отсутствие зоны рикошета перед экраном;
- относительно невысокая стоимость и значительная экономия средств в эксплуатации за счет возможности использования на определенных этапах стрелковой подготовки существенно более дешевой «пневматической» и «лазерной» стрельбы из макетов-имитаторов стрелкового оружия, либо из оружия с лазерными вставками;
- путем перехода от импульсного режима работы лазерного излучателя к непрерывному обеспечивается процесс регистрации линии прицеливания до выстрела и после выстрела при новом прицеливании.

По данным зарубежной печати применение лазерных стрелковых комплексов позволяет повысить показатели в стрельбе примерно на 30%, на 25-30% ускорить процесс обучения первичным стрелковым навыкам и сократить расход патронов на учебные стрельбы в 3-4 раза.

В комплект оборудования входят: видеопроектор, измеритель координат пробойны, компьютер Pentium IV, аудиосистема, видеоэкран с дистанционным устройством прокрутки и запасным комплектом полотен, осветительная система, блок управления, программное обеспечение, тестовый видеосюжет и видеоизображение стандартных мишеней на компакт-диске, инструкция пользователя, набор соединительных кабелей, набор бронешитков для защиты оборудования (только при стрельбе из боевого оружия). По специальному заказу изготавливаются видеофильмы для стрельбы в конкретной ситуации и видеоизображения нестандартных мишеней.

Тир запатентован в Украине. Декларацийний патент на винахід №56636А "Спосіб визначення координат точки влучення кулі у відеомішень при навчанні у стрільбі та пристрій для його здійснення".

Рассмотренные выше принципы построения тренажеров для стрелковой подготовки могут найти широкое применение при поточном обучении курсантов военных учебных заведений, при подготовке спецподразделений, а также в индустрии развлечений, в спортивных тирах и охотничьих тирах. В последнем случае реализуются методы тренировки охотников, когда каждый из них может прийти в тир со своим огнестрельным либо пневматическим оружием, получить лазерные вставки в виде патронов или небольшой вставки в ствол и пройти подготовку в стрельбе по кабанам, зайцам, уткам и т.п. При этом на начальном этапе отрабатывается стрельба в упреждающую точку, которая программно реализуется и движется в виде яркого пятна на экране перед объектом стрельбы. Программно реализуется и упреждающая зона поражения дробью на соответствующей дальности до движущегося объекта с учетом его масштабирования и траектории движения.

ВЫЧИСЛЕНИЕ КООРДИНАТ ИНФРАКРАСНЫХ ВСПЫШЕК НА ФОНЕ СВЕТО- ВЫХ ЗАСВЕТОВ

Ильин М.А.

Научный руководитель к.т.н., доцент Корытцев И.В.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники
(61166, Харьков, пр. Ленина, 14, каф. РЭС, тел. (057)702-13-06)

E-mail: res@kture.kharkov.ua; тел. (057)372-67-04

Now in the world there is a set of various systems of multimedia shooting training apparatus in which the diversified technologies are used. The technology registration of holes by an optical measuring instrument of the high permission which is used in a universal multimedia shooting training apparatus, providing shooting from the fighting and pneumatic weapon, is based on calculation of coordinates of infra-red flashes.

В настоящее время в мире существует множество разнообразных систем мультимедийных стрелковых тренажеров, в которых использованы самые разнообразные технологии. Технология регистрация пробойн оптическим измерителем высокого разрешения, которая используется в универсальном мультимедийном стрелковом тренажере (УМСТ), обеспечивающий стрельбу из боевого и пневматического оружия, основана на вычислении координат инфракрасных вспышек.

Стрелок производит выстрел из огнестрельного или пневматического оружия по экрану, на который проецируется изображение видеомишеней либо видеосюжеты, хранящиеся в памяти компьютера. В тканевом либо пленочном экране образуется пробоина. Координаты пробойны оцениваются видеоизмерителем в диапазоне инфракрасного излучения. Положение пробойны сопоставляется с положением мишени или видеосюжета и оценивается результат стрельбы. Благодаря использованию дистанционного бесконтактного метода определения координат пробойны и наличию простреливаемых экранов стрельба в УМСТ возможна из любого неавтоматического или одиночными выстрелами из автоматического огнестрельного или пневматического оружия независимо от величины начальной дульной энергии пули, её калибр и материала. Принцип работы тира при стрельбе из лазерного макетов-имитаторов стрелкового оружия с лазерными вставками мало отличается от вышерассмотренного. Отличие заключается лишь в автоматической переустановке порогов регистрации пробойн, поскольку уменьшается размер пробойны при стрельбе из пневматического имитатора, а «пробойной» при лазерных вариантах является кратковременное пятно лазерного луча на экране. Точность оценки результата стрельбы во многом зависит от точности вычисления координат попадания.

В докладе рассматриваются результаты исследований, проведенных с целью повышения точности вычисления координат инфракрасных вспышек на фоне световых засветок в УМСТ. Как показывает анализ, этот способ обладает рядом преимуществ – высокая точность определения точки попадания, уменьшенное время реакции системы на выстрел, количество обрабатываемых выстрелов за сеанс более 1000.

Способ базируется на цифровой обработке изображения с 2-ух видеокамер которые работают в инфракрасном диапазоне, и дальнейшем сравнении данных о новом отверствии с уже имеющимися.

Для уменьшения влияния окружающего освещения на работу системы, был выбран инфракрасный диапазон и камеры, чувствительные в инфракрасном диапазоне. Вспомогательные камеры снабжены фильтрами, уменьшающими поток видимого света. Чтобы понять, как работает вычисление неискажённых координат, поиск соответствующих точек и реконструкция, рассмотрим соответствующие математические модели. Модель камеры используется с точечной диафрагмой и искажениями. Проективное преобразование в гомогенных координатах записывается следующим образом: $m = PM$, где M — координаты точки в мировой системе координат $(X, Y, Z, T)^T$, m — координаты образа точки в плоскости изображения камеры $(U, V, S)^T$, а P — матрица проективного преобразования.

Вернуться от гомогенных координат к обычным достаточно просто: координаты точки m будут выглядеть как $(u=U/S, v=V/S)^T, S \neq 0$. При отсутствии искажений,

$$P = \begin{bmatrix} \alpha_u & -\alpha_u \cot \theta & u_0 \\ 0 & \alpha_v / \sin \theta & v_0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} [R \ t] =, \quad (1)$$

$$P = \begin{bmatrix} q_1^T & q_{14} \\ q_2^T & q_{24} \\ q_3^T & q_{34} \end{bmatrix} = [Q \ q], \quad (2)$$

где первая матрица отвечает за внутренние параметры камеры: α_u и α_v — масштабирующие коэффициенты, помноженные на фокусное расстояние камеры, u_0 и v_0 — оптический центр камеры, θ — угол между сторонами ячеек камеры. Вторая матрица содержит следующие элементы: t — вектор смещения камеры относительно центра координат и R — матрицу вращения камеры.

Для того, чтобы найти точки, соответствующие друг другу на разных камерах, нужно вычислить так называемые эпиполярные линии. Эпиполярная линия камеры C_1 — это проекция луча, соединяющего точку M с её образом m_1 на плоскости изображения камеры C_1 на плоскость изображения камеры C_2 . Образ точки M на плоскости изображения камеры C_2 теоретически должен лежать на этой линии, однако фактические погрешности приводят к тому, что она лежит рядом с этой линией, но это все равно помогает в поиске. Уравнение этой линии имеет вид:

$$e_1 = (q_1 - Q_1 Q_2^{-1} q_2) \times Q_1 Q_2^{-1} m_2, \quad (3)$$

где q_i и Q_i — элементы проективной матрицы в записи (2).

Найдя точки, программа приписывает их соответствующему устройству и, поскольку положение засветок на этих устройствах фиксировано и известно, вычисляет параметры вращения и смещения этих засветок в системе УМСТ. Использование дополнительной камеры позволяет значительно повысить точность вычисления координат и скорость реакции системы.

Литература.

1. "Система инфракрасного трекинга для приложений виртуального окружения", М. Фурса, Труды конференции VEonPC2001, Сентябрь 2001, стр.115-121, ISBN 5-88835-032-X.
2. "Создание и разработка индуцированной системы виртуального окружения для задач космических исследований" В. Афанасьев и др, Труды конференции VEonPC2003, стр. 55-70, ISBN 5-88835-009-5.
3. "A Real-Time Infrared Tracking System for Virtual Environments" М. Foursa, ERCIM News No. 53, p. 45-46, April 2003.

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ УСТРОЙСТВА ФОРМИРОВАНИЯ ВРЕМЕННОЙ ОТМЕТКИ В ПРИЕМНОМ ТРАКТЕ ЛАЗЕРНЫХ ЛОКАЦИОННЫХ СТАНЦИЙ

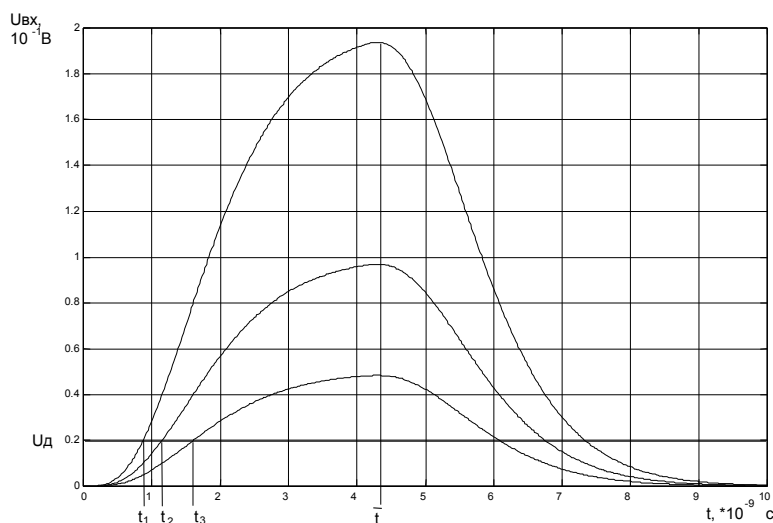
Литвинов А.И.

Донбасский государственный технический университет
94204, Луганская обл., Алчевск, пр. Ленина 16, каф. АУТП,
тел. (06442) 2-31-23, E-mail: zipion@ukr.net, факс (06442) 2-68-87

The given work is devoted to development and research of the device of formation of a temporary mark of the reflected signal in a reception path laser ranging of station. This device allows to raise (increase) accuracy of definition of range of space objects by optimization of the form of anodi pulses of the photoelectronic multiplier, used in laser ranging as the photodetector.

Введение. Задачи спутниковой навигации и космической геодезии на современном этапе требуют обеспечивать точность определения координат космических объектов (КО) порядка единиц сантиметров при высотах орбит КО до 40000 км. Эти задачи решаются средствами лазерной локации космических объектов.

В настоящее время в лазерной локации при регистрации слабых отраженных сигналов используется однофотозлектронный режим приема. На аноде фотозлектронного умножителя (ФЭУ) формируется импульс, имеющий флуктуирующую амплитуду и искаженную шумами форму. При регистрации анодных импульсов ФЭУ по некоторому постоянному порогу, который обеспечивает срабатывание устройства формирования временной отметки во всем диапазоне амплитуд абсолютная погрешность привязки импульсов к шкале времени Δt будет определяться длительностью фронта (рисунок 1).



U_d – напряжение порога дискриминации; t_1 , t_2 , t_3 – моменты регистрации при разных амплитудах сигнала; \bar{t} – временной центр тяжести импульса

Рис. 1. Графики изменения моментов регистрации импульса при флуктуациях амплитуды

Существует несколько методов формирования временной отметки:

- по постоянному уровню дискриминации;
- по методу пересечения нуля;
- со следящим порогом дискриминации;
- по постоянной фракции импульса;
- по центру тяжести импульса.

Целью данной работы является определение наилучшего, с точки зрения точности определения временного положения отраженного сигнала, метода формирования временной отметки, а также разработка и исследования устройства, реализующего этот метод.

Выбор метода формирования временной отметки. Выражение для потенциальной точности измерения временного положения сигнала имеет вид

$$\sigma_{\tau \min}^2 = \frac{1}{q_{\max}^2 \Pi_E^2},$$

где $q_{\max}^2 = 2E/N_0$ - максимально возможное отношение сигнал/шум, $\Pi_E^2 = E_{\text{ИП}}/E$ - отношение энергии производной сигнала и самого сигнала, имеющее смысл эффективной ширины спектра.

Очевидно, что для уменьшения дисперсии измерения временного положения сигнала необходимо повышать отношение сигнал/шум и увеличивать эффективную ширину спектра.

Не останавливаясь на проблеме отношения сигнал/шум, исследуем второй сомножитель в знаменателе вышеприведенной формулы. Выражения для энергии сигнала и его производной имеют вид

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} u_1^2(t) dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} U_1^2(\omega) d\omega,$$

$$E_{\text{ИП}} = \int_{-\infty}^{+\infty} [u_1'(t)]^2 dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \omega^2 U_1^2(\omega) d\omega.$$

Тогда эффективная ширина спектра сигнала определится соотношением

$$\Pi_E^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \omega^2 U_1^2(\omega) d\omega}{\int_{-\infty}^{+\infty} U_1^2(\omega) d\omega} = (2\pi)^2 \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} f^2 U_1^2(f) df}{\int_{-\infty}^{+\infty} U_1^2(f) df}.$$

Анализируя это соотношение, можно прийти к выводу, что наибольшего значения оно достигает при сосредоточении всего спектра на краях занимаемого участка спектра, то есть на частотах $\pm F_{\max}$. Следовательно, в данном случае наилучшим является спектр

$$U(f) = B[\delta(f + F_{\max}) + \delta(f - F_{\max})].$$

Это спектр синусоидального сигнала с частотой F_{\max} , имеющий дискретный характер.

Таким образом, для минимизации дисперсии измерения временного положения отраженного сигнала необходимо оптимизировать форму выходного сигнала фотодетектора путем преобразования анодного импульса ФЭУ в синусоидальный сигнал. Это можно сделать, используя в схеме формирователя контур ударного возбуждения. Такой формирователь использует метод формирования временной отметки по центру тяжести импульса, получивший еще название «метод контура». Этот метод, следовательно, является наилучшим, по критерию минимума дисперсии измерения временного положения отраженного сигнала.

Разработка схемы формирователя временной отметки. На основании вышеприведенных исследований разработан формирователь временного положения отраженного от КО сигнала для приемного тракта лазерной локационной станции. Его схема представлена на рисунке 2.

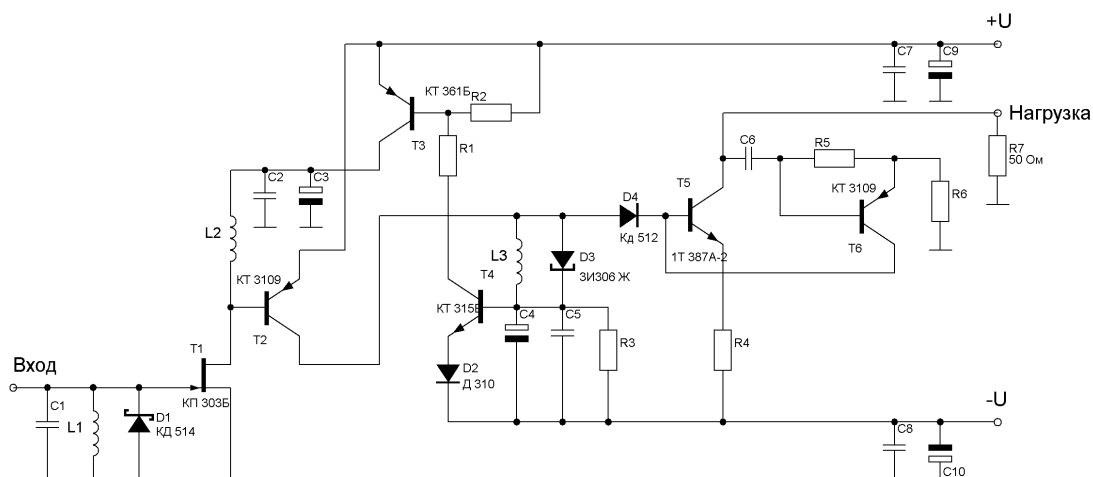


Рис. 2. Схема электрическая принципиальная формирователя временной отметки

Входной контур (C1, L1) имеет собственную частоту около 100 МГц. Входной каскад усилителя выполнен на полевом транзисторе T1, чтобы не шунтировать контур и не снижать его добротность. В качестве датчика пересечения нуля использован туннельный диод D3. Формирователь счетного импульса выполнен на транзисторах T5 и T6 и обеспечивает согласованное подключение коаксиального кабеля с волновым сопротивлением 50 Ом. Питание устройства двуполярное $\pm 5\text{В}$.

Исследование устройства формирования временной отметки. Исследование обеспечиваемой разработанным устройством погрешности проводилось на модели приемного тракта лазерной локационной станции (ЛЛС). Она состоит из источника светового импульса, имитирующего отраженный сигнал (светодиод), ФЭУ, усилителя-ограничителя шума и разработанного устройства – формирователя временной отметки. Производилось измерение временного интервала между стартовым сигналом, генерируемым импульсным формирователем И1-7 и стоповым сигналом, формируемым разработанным устройством. Измерения проводились частотомером ЧЗ-64/1. Получены следующие результаты:

- размер выборки – 30;
- средняя длительность интервала старт/стоп – 66,29 нс;
- дисперсия – 0,1442;
- СКО результатов - 0,3797;
- СКО среднего - 0,069.

Погрешность при доверительной вероятности 0,95 составила 0,173 нс.

Эксперимент, проведенный на этом же оборудовании в аналогичных условиях при использовании формирователя по постоянному уровню дискриминации показал следующие результаты:

- размер выборки – 30;
- средняя длительность интервала старт/стоп – 65,9 нс;
- дисперсия – 6,47;
- СКО результатов – 2,54;
- СКО среднего - 0,464.

Погрешность при доверительной вероятности 0,95 составила 0,173 нс.

Таким образом, выигрыш при использовании разработанного формирователя составляет около 6,7.

Выводы. В результате проведенных исследований выбран оптимальный по критерию минимума дисперсии метод формирования временной отметки отраженного от КО сигнала в приемном тракте ЛЛС.

Разработано устройство привязки отраженного сигнала к шкале времени – формирователь временной отметки, электрическая принципиальная схема которого представлена на рисунке 2.

Исследовано функционирование разработанного устройства и определена погрешность измерения временного интервала между стартовым и стоповым импульсами. При доверительной вероятности 0,95 она составила 0,173нс.

По сравнению с погрешностью, обеспечиваемой формирователем, работающим по постоянному уровню дискриминации получено увеличение точности в 6,7 раза.

Литература.

1. Мелешко Е.А. Наносекундная электроника в экспериментальной физике / Мелешко Е.А. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 216 с.
2. Лёзин Ю.С. Введение в теорию и технику радиотехнических систем / Лёзин Ю.С. – М.: Радио и связь, 1986. – 280с.
3. Основы наносекундной импульсной техники / Агаханян Т.М., Гаврилов Л.Е., Мищенко Б.Г. – М.: Атомиздат, 1967. – 376 с.
4. ЩигOLEB Б.М. Математическая обработка наблюдений / ЩигOLEB Б.М. – М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1962. – 344 с.

КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ СВОЙСТВА СИГНАЛОВ ЗА РАДИОГОРИЗОНТОМ В ОБЛАСТИ ДИФРАКЦИИ

Павлова О.Л., Петров В.А.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники
61166, Харьков, пр. Ленина, каф. радиоэлектронных систем, тел. (057) 705-15-87,

E-mail: olyacausal@yandex.ru

The results of the calculation of sample autocorrelation functions of the field at the geometric shadow and in the field of diffraction are presented. To calculate the field for the radio horizon applied the method of equivalent sources, taking into account multiple scattering and diffraction. Comparison of theoretical and experimental data shows that the correlation properties of signals depend strongly on the structure of the Fresnel zones in the middle of tropospheric path.

Введение. Корреляционные характеристики поля за радиогоризонтом подробно исследовались в многочисленных экспериментальных работах [1,2]. Этими характеристиками определяются основные качественные показатели радиотехнических систем: параметры систем связи с использованием «разнесенного приема», возможность передачи широкополосных сигналов, эффективность использования антенных устройств, в том числе адаптивных.

В работе [1] экспериментально установлено, что радиус корреляции поля ρ_k при поперечном разnose точек наблюдения в области дальнего тропосферного распространения (ДТР) (длина трассы $R_{mp} \geq 100$ км) зависит от размера апертуры d передающей антенны, причем $2\rho_k \sim d$. Это указывает на то, что область источников вторичного излучения определяется эффективной шириной диаграммы направленности антенны [1]. При этом ρ_k слабо зависит от расстояния R_{mp} .

В области дифракции ($R_{mp} < 100$ км), по экспериментальным данным работы [2], наблюдается существенное увеличение поперечного расстояния корреляции при горизонтальном разnose точек измерения поля. При увеличении длины трассы от 30 км до 100 км радиус корреляции уменьшается от 14 м до 3,5 м при длине волны $\lambda = 0,1$ м. Рост интервала корреляции сопровождается увеличением доли «когерентной» составляющей в сигнале. Авторы экспериментальных исследований [2] отмечают, что на границе зон дифракции и ДТР имеется интервал дальностей, характеризующийся наименее устойчивыми сигналами. Такие значения дальности в ночные часы больше, чем днем, и возрастают с увеличением длины волны.

Анализ экспериментальных данных и их интерпретация разными авторами показывают, что, как правило, не учитывается сложная фазовая структура поля в «общей» области диаграмм направленности приемной и передающей антенн на закрытых тропосферных трассах, связанная с зонами Френеля, а также регулярное изменение индекса рефракции с высотой.

В данной работе рассчитывается «мгновенная» структура и выборочные корреляционные функции поля в зоне дифракции Френеля эквивалентных источников вторичных волн с учетом многократного рассеяния и дифракции.

Методика расчета. Метод эквивалентных источников впервые применен в работе [3] для расчета поля вблизи геометрической тени и подробно описан в работе [4]. Расчет выполняется в два этапа. Вначале методом геометрической оптики (МГО) рассчитывается поле U_Q на плоскости Q в средней части трассы (рис. 1). Затем найденное поле U_Q рассматривается как поле виртуальных (эквивалентных) источников в дифракционном интеграле Френеля-Кирхгофа.

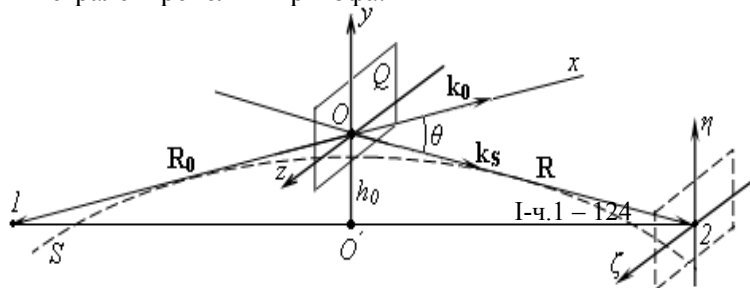


Рисунок 1

На рис.1 точки 1 и 2 обозначают источник излучения и точку наблюдения

ния соответственно; штриховая линия S образована пересечением поверхности Земли плоскостью большого круга. Начало прямоугольных координат x, y, z находится на пересечении касательных к земной поверхности, проведенных через точки 1 и 2.

Выражение для комплексной амплитуды поля U в точке 2 выглядит следующим образом:

$$U(\mathbf{R}) = C \iint_Q e^{-\mathbf{K}\mathbf{r}} \left[A(\mathbf{r}) e^{jk_0\varphi(r,L)} e^{jk(\rho^2/2R_0 + \rho^2/2R)} \right] d^2r, \quad (1)$$

где $\mathbf{r}\{y, z\}$ – двумерный радиус-вектор элемента $dQ = d^2r$ на плоскости Q , $\mathbf{K} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0$, \mathbf{k}_s и \mathbf{k}_0 – волновые векторы падающей и рассеянной волн, C – постоянная, $A(\mathbf{r})$ – амплитуда волны на плоскости Q , $\varphi(\mathbf{r}, l)$ – фазовый путь волны (эйконал), $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число в вакууме, $\rho^2 = (y + h_0)^2 + z^2$, h_0 – расстояние OO' от начала координат O до прямой, соединяющей фазовые центры источника (1) и приемной антенны (2).

В расчетах поля U_Q использовано первое приближение МГО. Эйконал $\varphi(\mathbf{r}, l)$ вычисляется методом малых возмущений с поправкой первого порядка φ_1 :

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_1 = \sqrt{\bar{\varepsilon}}L + \frac{1}{2} \int_0^L \tilde{\varepsilon}(y, z, l) dl, \quad (2)$$

где φ_0 – невозмущенный эйконал, $\bar{\varepsilon}$ – среднее значение диэлектрической проницаемости ε , $\tilde{\varepsilon}$ – флуктуирующая часть ε , причем среднее $\langle \tilde{\varepsilon}^2 \rangle \ll \bar{\varepsilon}^2$, L – дистанция, пройденная волной вдоль лучевой траектории l . В первом приближении МГО интегрирование в (2) выполняется вдоль невозмущенной, лучевой траектории.

Расчет эйконала в соответствии с (2) выполняется для заданной выборки пространственного распределения $\varepsilon(x, y, z)$ в области, лежащей между точкой 1 и плоскостью Q . Одной из задач расчета является уточнение дистанции L применительно к закрытым тропосферным трассам. Минимальное расстояние r_{\min} от источника 1 до «входа» в область применения МГО ограничено условием дальней зоны антенны передатчика, т.е. $r_{\min} \geq d^2/2\lambda$, где d – максимальный размер апертуры. В этом случае можно пользоваться представлением о «лучевом» распространении волны. Максимальное значение L должно быть достаточным для правильной оценки флуктуаций эйконала. Дистанция L полагалась приблизительно равной половине длины трассы R_{mp} .

Результаты расчетов. Поле в точке наблюдения и ее окрестности рассчитывалось по формуле (1) с учетом регулярного распределения диэлектрической проницаемости по высоте $\varepsilon(h)$ и турбулентных флуктуаций диэлектрической проницаемости $\tilde{\varepsilon}$, энергетический спектр которых соответствовал модели Кармана.

На рис. 2, а показано мгновенное распределение амплитуд поля вдоль оси ξ (см. рис.1) для одной из реализаций случайного процесса $\varepsilon(x, y, z)$. Протяженность трассы $R_{mp} = 50$ км; длина волны $\lambda = 0,3$ м; дистанция $L = 25$ км. Из рисунка видно, что в сигнале присутствует когерентная составляющая, что соответствует экспериментальным данным. Параметр когерентности $g = \bar{U} / \langle \tilde{U}^2 \rangle^{1/2}$, где \bar{U} – среднее значение регулярной составляющей поля в точке приема, $\langle \tilde{U}^2 \rangle^{1/2}$ – среднеквадратическое отклонение быстрых флуктуаций амплитуд поля, составляет 2,9.

Выборочные автокорреляционные функции (АКФ) флуктуаций амплитуд поля рассчитаны для протяженностей трасс $30 \text{ км} \leq R_{mp} \leq 90 \text{ км}$. На рис. 2, б показана АКФ для $R_{mp} = 50$ км и длины волны $\lambda = 0,3$ м. Радиус корреляции быстрых флуктуаций поля ρ_k с увеличением дальности R_{mp} для указанной выше модели среды изменяется незначительно. При $R_{mp} = 30$ км радиус корреляции $\rho_k = 44\lambda$; для $R_{mp} = 90$ км – $\rho_k = 54\lambda$. Наличие

горизонтального слоя на высоте около 150 м над поверхностью Земли приводит к увеличению ρ_k . При $R_{mp} = 50 \text{ км}$ величина ρ_k при наличии слоя и его отсутствии составила 42λ и 85λ соответственно.

Выводы. Методика расчета комплексных амплитуд поля $U(\mathbf{R})$ с применением МГО и дифракционного интеграла Кирхгофа позволяет получить оценки уровня поля и его статистические характеристики, согласующиеся с экспериментальными данными.

Радиус корреляции поля ρ_k за радиогоризонтом при поперечном разnose точек на-

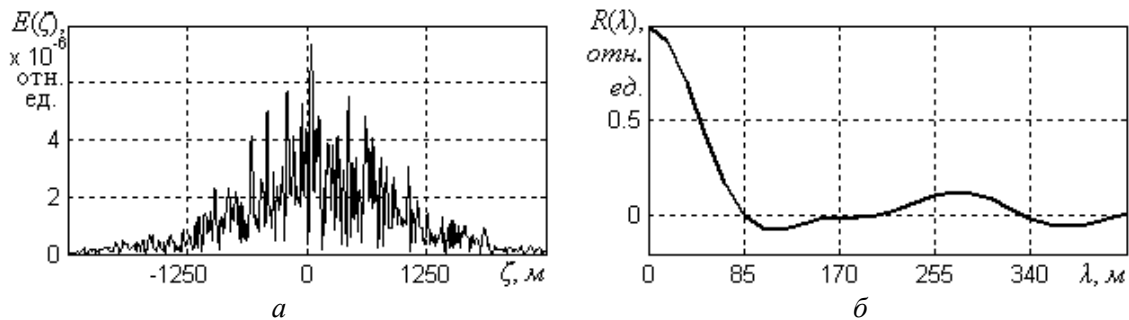


Рисунок 2

блюдения, вычисленный по выборочным функциям пространственного распределения диэлектрической проницаемости воздуха ε , находится в пределах от 30 до 80 длин волн. Среднее значение радиуса корреляции слабо зависит от дисперсии флуктуаций диэлектрической проницаемости и составляет около 50 длин волн при среднеквадратическом значении флуктуаций $\langle \tilde{\varepsilon}^2 \rangle^{1/2} = 10^{-5}$. В области дифракции рост радиуса корреляции поля с уменьшением длины трассы, вероятно, связан с наличием горизонтальных слоев.

Оценка параметра когерентности \mathcal{g} , т.е. отношения среднего значения поля к среднеквадратическому отклонению флуктуаций поля, при среднеквадратическом отклонении диэлектрической проницаемости $\langle \tilde{\varepsilon}^2 \rangle^{1/2} = 10^{-5}$ находится в пределах от 2 до 3, причем \mathcal{g} увеличивается с уменьшением ρ_k .

Литература.

1. *Экспериментальное* исследование дальнего тропосферного распространения ультракоротких радиоволн / Под ред. Я. С. Шифрина. Харьков: изд. АРТА, 1964. 103 с.
2. Шарыгин Г.С. Статистическая структура поля УКВ за горизонтом. – М.: Радио и связь, 1983, 140с.
3. Жуков Б.В., Клюева А.Н., Петров В.А. Оценка дистанционных зависимостей УВЧ радиополя над морем для произвольных высотных профилей коэффициента преломления воздуха//Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2011, вып.164. С. 58-65.
4. Петров В.А. Клюева А.Н., Павлова О.Л. Оценка текущих условий загоризонтного распространения УКВ по заданному пространственному распределению коэффициента преломления воздуха// Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2011, (в печати).

МОДЕЛЬ ПОЛЯ МИЛЛИМЕТРОВЫХ И САНТИМЕТРОВЫХ РАДИОВОЛН НАД МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ПРИ СИЛЬНЫХ ЗАТЕНЕНИЯХ

Разказовский В. Б., Логвинов Ю. Ф.

Институт радиофизики и электроники им. Усикова А. Я. НАН Украины
61085, Харьков, пр. ак. Проскуры, 12, тел. (057) 720-33-33,

E-mail: logvinov@ire.kharkov.ua

A propagation model is offered for description of the microwave field above the sea surface for low grazing angle and strong shading in area below than border of applicability of the tangent plate approaching. The dependence from distance of the reradiated field intensity and characteristic coherent and random components for the few variants of sea state and height of the transmitting and reception points is analyzed. It is shown that at the large grazing angle results of calculation by the offered method and with the use of tangent plate approaching coincides.

Введение. В наших работах [1, 2] показано, что при распространении миллиметровых и сантиметровых радиоволн над морской поверхностью с ветровыми волнами под очень малыми углами скольжения поле над ней на высотах, сравнимых с высотой морских волн, может быть представлено как продукт дифракции Френеля на гребнях волн. Однако уже при углах скольжения более 10...20 мрад рассчитанная интенсивность переизлученного поля получается заниженной по сравнению с экспериментальными данными. Причиной этого является возрастание вклада составляющей поля, отраженной от выпуклых вершин волн. В то же время из-за сильных затенений поверхности неровностями, исключаяющими квазизеркальные отражения от склонов волн до углов скольжения порядка 50...100 мрад, проблематична применимость приближения касательной плоскости. В этой области, переходной между очень малыми углами скольжения и такими, при которых применимо приближение касательной плоскости, предлагается использовать рассмотренную ниже комбинированную модель формирования переизлученного поля. В ней поле, переизлученное каждым гребнем, представляется как сумма полей дифракции Френеля и отражения от цилиндрической поверхности. Основанием для такого подхода является, в частности, приводимый в работе [3] анализ поля вблизи границы тени за выпуклым телом. Результатом расчетов и предметом последующего анализа являлись распределения по дистанции и высоте средних интенсивностей переизлученных поверхностью когерентной и некогерентной компонент поля при горизонтальной и вертикальной поляризациях облучения, изменяющихся высотах корреспондирующих пунктов и разной силе волнения. Моделировался двухмерный случай, т. е. неровности считались цилиндрическими с образующими, перпендикулярными плоскости распространения волны.

Методика расчета и анализ результатов. Первым этапом решения задачи, сформулированной выше, является моделирование формы рассеивающей поверхности, в данном случае поверхности моря с ветровыми волнами. При выбранных нами для моделирования длине трассы 2000 м, высотах корреспондирующих пунктов до 20 м и длине радиоволны 0,8 см к мелкомасштабным согласно [3] могут быть отнесены неровности со среднеквадратической высотой (СКВ) примерно до 4 см. Выбранные для моделирования значения λ_m (длины волны, соответствующая максимуму спектра морского волнения) соответствуют скоростям ветра на высоте 10 м над поверхностью моря около 4,7; 6,7; 9,4 м/с, а среднеквадратические значения высот (СКВ) мелкомасштабных неровностей задавались равными 1, 2, 4 см. При моделировании трасса считалась симметричной и высоты $h_{T,R}$ обоих корреспондирующих пунктов одинаковыми и равными 5, 10 и 20 м. Определялись средние значения количества освещенных вершин, их высоты, радиусы кривизны и расстояния между освещенными гребнями. Усреднение проводилось по 20 статистически независимым реализациям поверхности. При всех состояниях моря уменьшение высоты корреспондирующих пунктов сопровождается уменьшением среднего числа освещенных гребней волн и увеличением среднего расстояния между ними. Учитывая двухмерность решаемой задачи, будем считать, что переизлученная волна сохраняет поляризацию падающей. Это позволяет решать задачу рассеяния в скалярном виде. Переизлученную за-

кругленным краем волну, следуя [3], будем представлять в виде суммы волн, соответствующих дифракции Френеля и отраженной от поверхности цилиндра в приближении геометрической оптики. Для каждого переизлучателя (гребня волны) рассчитывались комплексные амплитуды поля в точке наблюдения на заданных высотах и при всех механизмах переизлучения (краевая волна, отражение от цилиндрической поверхности), вертикальной и горизонтальной поляризациях и трех выше приведенных значениях высоты мелкомасштабных неровностей. При статистической обработке данных рассчитывались средние значения и средние квадраты комплексных амплитуд как суммарного поля, так и его составляющих разной природы (краевые волны и отражения от цилиндров при вертикальной и горизонтальной поляризациях). Средние значения идентифицировались как амплитуды когерентных составляющих (такой подход предложен в ряде экспериментальных работ и описан, в частности, в работе [4]), а результат их вычитания из суммарного поля считался случайной компонентой. Использовались два варианта анализа и наглядного представления полученных характеристик поля. При первом анализировалась зависимость от дальности усредненных по множеству реализаций поверхности дистанционных зависимостей компонент поля, соответствующих разным механизмам переизлучения, и их суммы - в различных сочетаниях. Для усреднения по ансамблю реализаций суммировались поля, переизлученные гребнями с совпадающими порядковыми номерами, что приблизительно соответствовало одинаковой дальности их от начала трассы (отличие в разных реализациях, например при $\Lambda_m = 40$ м не превышало 20 м). По полученным с использованием такой методики обработки данным строились и анализировались дистанционные зависимости от дистанции интенсивности суммарного переизлученного поля и его компонент. Примером результатов такой обработки и их представления являются графики, приводимые на рис. 1, 2. На них для модели переизлучения $\Lambda_m = 20$ м, $h_T = h_R = 5$ м при горизонтальной поляризации приведены зависимости от дистанции эффективных значений суммарного переизлученного поля (рис. 1) и его когерентной и случайной составляющих (рис. 2). Кривые 1 и 2 рис. 1 получены при горизонтальной поляризации облучения и, соответственно, для гладкой поверхности и для поверхности с СКВ мелкомасштабной составляющей 2 см. Кривые 3 и 4 рис. 1 получены для тех же параметров, что и кривые 1 и 2, но при вертикальной поляризации облучения. Из рис. 1 хорошо видно существенное влияние на переизлучение из концевых частей трассы мелкомасштабной составляющей волнения. Она существенно ослабляет их вклад в суммарное переизлучение: пик переизлучения (кривая 1 рис. 1), предсказываемый в работе [4], при высоте мелкомасштабных неровностей 2 см (кривая 2 рис. 1) меняется на монотонное спадание интенсивности переизлучения. Кривая 1 рис. 2 представляет когерентную составляющую поля краевых волн, кривая 2 – когерентная составляющая отражений от цилиндров при горизонтальной поляризации для гладкой поверхности, кривая 3 – то же, что и кривая 2, но при СКО высот мелкомасштабной составляющей 2 см, кривая 4 - некогерентная составляющая отражений от цилиндров при горизонтальной поляризации для гладкой поверхности. Из рис. 2 видно, что источником когерентного переизлучения является средняя часть трассы (кривая 1), причем значительная его часть связана с действием дифракционного механизма (кривая 1 – вклад краевых волн). В то же время концевые участки трасс создают преимущественно некогерентное переизлучение, формируемое отражениями от цилиндрических поверхностей. Все отмеченные особенности особенно четко видны при использовании второго варианта обработки и представления данных. При нем раздельно суммируются поля, переизлученные из 7 частей (в нашем случае отрезков) трассы. Центральный отрезок по положению и по размеру соответствует первой зоне Френеля, остальные попарно симметричны и имеют каждый протяженность, равную 1/3 расстояния от края первой зоны Френеля до конца трассы. Поскольку моделируется симметричная трасса, переизлученные поля симметрично расположенных участков суммируются, и достаточно анализировать только 4 участка. Такое представление результатов обработки данных, соответствующих модельным вариантам $\Lambda_m = 40$ м и высоте корреспондирующих пунктов 10 м показано на рис. 3. Поскольку эффективные значения когерентной компоненты из первой зоны Френеля и прилежащих к ней участков с номерами 1 и 2 лишь незначительно отличаются друг от друга при разных поляризациях и высотах мел-

комасштабных неровностей, на графиках рис. 3 приводятся их значения только для горизонтальной поляризации облучения и «гладкой» поверхности.

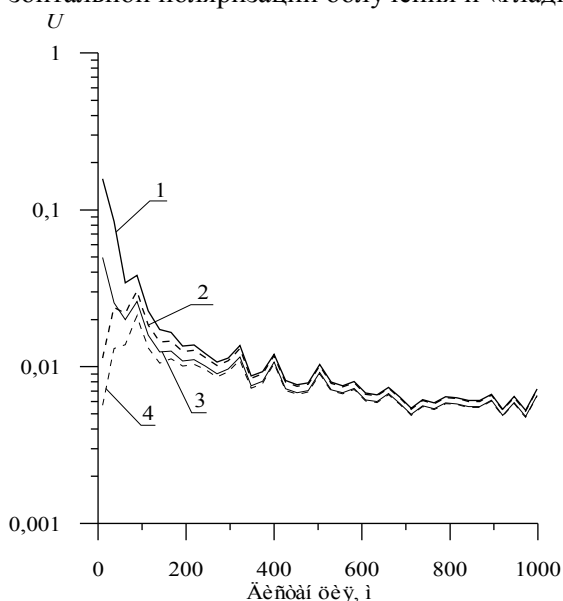


Рис. 1. Распределение по длине трассы нормированных эффективных значений напряженности поля, переизлученного гребнями морских волн

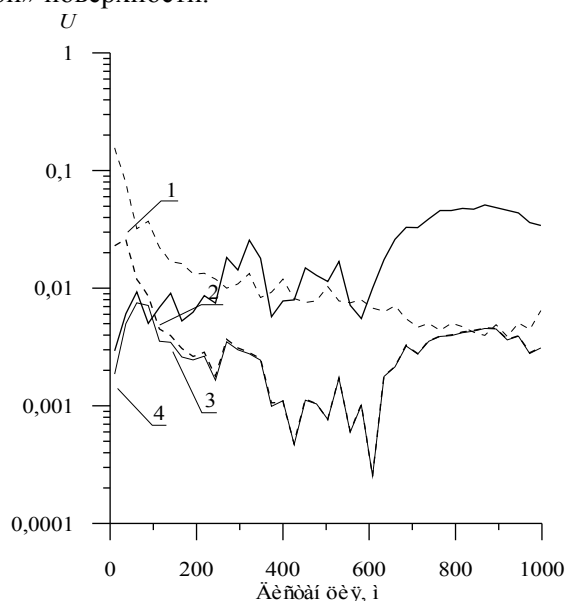


Рис. 2. Распределение по дистанции нормированных эффективных значений напряженности переизлученных полей различной природы

Кривые на графиках соответствуют: 1 – когерентная составляющая отражения от цилиндрических поверхностей при горизонтальной поляризации в отсутствие мелкомасштабных неровностей; 2 – случайная составляющая при горизонтальной поляризации в отсутствие мелкомасштабных неровностей; 3 – то же при СКВ мелкомасштабных неровностей 2 см; 4, 5 – то же, что и соответственно 2, 3, но при вертикальной поляризации облучения. Из графика видно, что основной вклад в когерентную составляющую дает центральная часть трассы (первая зона Френеля и прилегающий к ней участок 1), причем относительный вклад по сравнению со случайной компонентой возрастает с уменьшением высот корреспондирующих пунктов, т. е. с уменьшением углов скольжения на большей части трассы. При слабом волнении эффективное значение когерентной компоненты может существенно превышать значение случайной компоненты из первой зоны Френеля. При приближении к концам трассы (в нашей модели это участки 2 и, особенно 3) происходит резкое возрастание интенсивности случайной компоненты переизлучения, что полностью согласуется с результатами работы [4]. Как видно из рис. 3, здесь очень резко проявляются влияние поляризации облучения и наличие мелкомасштабных неровностей. Так эффективное значение горизонтально поляризованной случайной компоненты из участка 3 трассы под влиянием мелкомасштабных неровностей высотой 2 см снижается почти в 4 раза. Примерно двукратным снижением эффективного значения этой компоненты сопровождается переход от горизонтальной поляризации облучения к вертикальной, что объясняется возрастанием для этой части трассы локальных углов скольжения до величин, близких или превышающих угол Брюстера (около 6°). Заметим, что для зоны 4 оценки эффективного значения когерентной компоненты могут оказаться завышенными. При используемом нами усреднении по 20 независимым реализациям погрешность оценки среднего значения поля, которое идентифицируется с когерентной компонентой, составляет около 22 % от эффективных значений случайной составляющей, а они для этой части трассы достигают, как видно из графиков рис. 3, значений, близких к единице. Проанализируем поле, формируемое сложением множества краевых волн, образующихся при дифракции на гребнях волн. Распределение интенсивности их когерентной и случайной компонент по трассе для тех же моделей поверхности, что и ранее, иллюстрируют графики рис. 4. На них приведены эффективные значения когерентной и случайной компонент переизлученного поля, нормированные на их значения для поля свободного пространства. Кривые 1–3 показывают эффективные значе-

ния когерентной составляющей переизлучения при высотах соответствующих пунктов 5, 10, 20 м соответственно, а кривые 4–6 – эффективные значения случайной компоненты. Видно, что роль участков 1 и 2 трассы возрастает с уменьшением высоты соответствующих пунктов при одновременном возрастании в переизлучении доли когерентной компоненты.

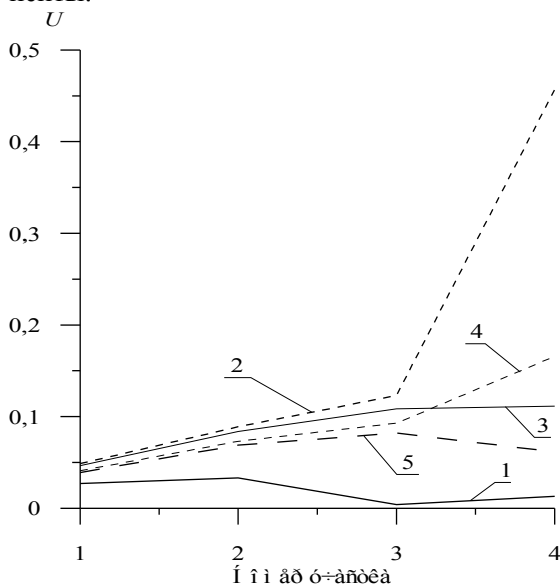


Рис. 3. Распределение по характерным участкам дистанции нормированных эффективных значений напряженности переизлученных полей различной природы

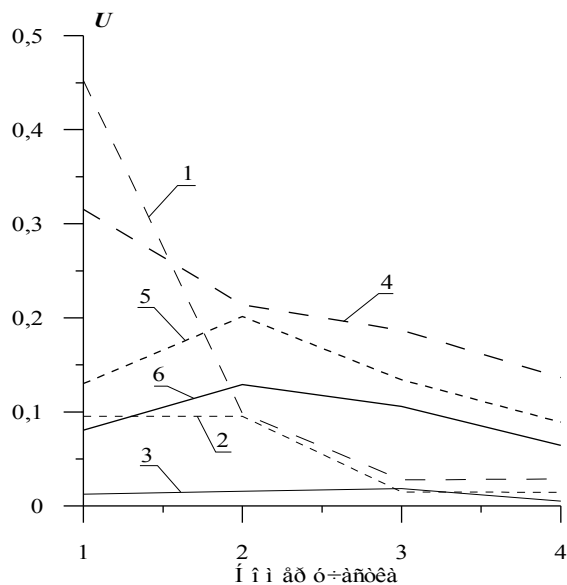


Рис. 4. Эффективные значения когерентной и случайной компонент краевых волн переизлученного поля, нормированные на их значения для поля свободного пространства, при $\Lambda_m = 40$ м

Выводы. Предложено представление поля, переизлученного при малых углах скольжения поверхностью моря с ветровыми волнами, как суммы полей дифракции Френеля и отражения в приближении геометрической оптики от аппроксимируемых цилиндрическими поверхностями гребней волн. Методом моделирования формы поверхности с ветровыми волнами и расчетов с использованием такого представления поля миллиметровых волн над ней исследовано при разных поляризациях распределение интенсивности переизлученного поля, его когерентной и случайной компонент. Исследования проведены до углов скольжения, выше которых для расчетов применимо приближение метода касательной плоскости. Показано, что при малых, близких к нулю, высотах соответствующих пунктов доминирует составляющая поля, обусловленная дифракцией Френеля на гребнях волн, а при высотах, соответствующих границе применимости геометрикооптических представлений – составляющая, отраженная от цилиндрических поверхностей гребней волн. Оценен вклад различных участков трассы в когерентную и случайную составляющие вторичного поля. Проиллюстрирована роль мелкомасштабной составляющей неровностей (ветровой ряби) переизлучения из различных участков трассы.

Литература.

1. Разказовский В.Б., Логвинов Ю.Ф. Множитель ослабления радиоволн при распространении над морем под малыми углами скольжения: модель многократной дифракции Радиофизика и электрон.- Харьков: Ин-т радиофизики и электрон.- 2007.- 12, № 1.- С.168-176.
2. Разказовский В.Б., Логвинов Ю.Ф. Множитель ослабления радиоволн при распространении над морем под малыми углами скольжения: переходная зона // Радиофизика и электрон.- Харьков: Ин-т радиофизики и электрон.- 2007.- 12, № 1.- С.177-184.
3. Фейнберг Е.П. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. -М.: Изд. АН СССР, 1961.- 546 с.

4. Beckman P., Spizzichino A. The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces.- London: Pergamon press, 1963.-303 P.

СЖАТИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ПОТЕРЯМИ БЕЗ ВИЗУАЛЬНО ЗАМЕТНЫХ ИСКАЖЕНИЙ: ПРИМЕНЕНИЯ, ПРОГРЕСС, ПРОБЛЕМЫ, ПЕРСПЕКТИВЫ

Зеленский А.А., Земляченко А.Н., Кривенко С.С., Лукин В.В., Пономаренко Н.Н.

Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ»

Кафедра приема, передачи и обработки сигналов, ул. Чкалова, 17, ХАИ, 31070, Харьков,

Тел. +380577884504, e-mail luikin@ai.kharkov.com

Lossy compression of images without visible distortions can be applied in medical diagnostics, consumer digital cameras, remote sensing, etc. A problem is how to carry out such lossy compression automatically. The paper deals with considering visual quality metrics that can be used for this purpose and the corresponding thresholds for these metrics to be set. Then, automatic procedure and software to be applied are described. They are applied to a wide set of test images and it is demonstrated that a provided compression ratio varies in the limits from 3 to 20 depending upon image characteristics. Novel coders that can improve either compression ratio of visual quality are described. The problems and perspectives of further design and analysis are considered. Some results for images of different types are presented.

Разнообразные изображения являются одним из основных типов данных, передаваемых по сетям связи и используемых в повседневной жизни, медицине, неразрушающем контроле, дистанционном зондировании (ДЗ). Рост числа изображений и занимаемой ими памяти опережает увеличение пропускной способности каналов связи и памяти средств хранения данных. В связи с этим значительное внимание уделяется совершенствованию методов и алгоритмов сжатия изображений. Коэффициенты сжатия (КС), достигаемые при применении сжатия без потерь, часто не удовлетворяют пользователей. Поэтому все чаще используются методы сжатия с потерями.

Несмотря на наличие таких стандартов сжатия с потерями как JPEG и JPEG2000, продолжают исследования в области разработки новых методов сжатия без потерь. Их актуальность обусловлена желательностью улучшить характеристики кодеров – повысить КС, автоматизировать сжатие с обеспечением желаемого качества. При этом под качеством для изображений часто понимают визуальное качество, поскольку оно имеет важное значение для медицинских приложений [1], обычных цифровых фотографий, данных ДЗ [2], и т.д. Для многих приложений сжатия с потерями первоочередной задачей является обеспечение приемлемого визуального качества или внесение таких искажений, которые были бы визуально незаметны.

Решение этой задачи осложнено рядом факторов. Во-первых, традиционные метрики (среднеквадратическая ошибка, пиковое отношение сигнал-шум) неадекватно характеризуют визуальное качество сжатых изображений [3]. Во-вторых, даже для недавно разработанных метрик визуального качества до последнего времени отсутствовали практические рекомендации по значениям их параметров, при которых внесенные сжатием с потерями искажения визуально незаметны. Недавно проведенные исследования [4] позволили установить, что метрики PSNR-HVS-M и MSSIM достаточно адекватно характеризуют визуальное качество сжатых изображений. Более того, если при сжатии достигается PSNR-HVS-M > 40 дБ или MSSIM > 0,985, то с большой вероятностью (выше 0,8) вносимые искажения визуально незаметны. Поскольку при наличии исходного (сжимаемого) и сжатого изображений возможно определить значение контролируемой метрики, то имеются предпосылки для сжатия изображений с потерями с обеспечением визуально незаметных искажений.

Однако для достижения такого сжатия необходимо иметь соответствующие процедуры, позволяющие обеспечить значение используемой метрики не хуже заданного. В настоящее время эти процедуры предусматривают неоднократное сжатие и декомпрессию сжимаемого изображения, расчет значения метрики после каждой итерации и изменение параметров кодера с целью обеспечить значение метрики с требуемой точностью. Итеративность процедуры является одним из ее недостатков. Число итераций зависит от многих факторов: используемого метода сжатия; стартовых значений параметров, управ-

ляющих степень сжатия, и пределов их изменения; организации итеративной процедуры; требуемой точности обеспечения значения метрики; свойств сжимаемого изображения. При отсутствии априорной информации о пределах варьирования параметра, управляющего сжатием (шага квантования или bpp), число итераций может быть порядка 10.

Прежде, чем рассматривать частные вопросы повышения быстродействия сжатия, покажем, что применение сжатия с потерями без визуально заметных искажений целесообразно на практике. На рис. 1 приведены значения КС для шести методов сжатия с потерями для достаточно большого числа тестовых изображений с различной степенью сложности (текстурности). Данные приведены для метрики $MSSIM=0,985$, обеспечиваемой с точностью 0,002.

Рассмотрены следующие методы сжатия: JPEG с неравномерной таблицей квантования коэффициентов дискретного косинусного преобразования (ДКП); SPIHT, которые по принципу функционирования и обеспечиваемым результатам аналогичен JPEG2000; не адаптированные под визуальное качество кодеры AGU и ADCT, в основу которых также положено ДКП в блоках (версии доступны для скачивания на <http://ponomarenko.info/#dow>); адаптированные под визуальное качество кодеры AGU-M и ADCT-M, также на основе ДКП. Четыре последних кодера были разработаны с участием сотрудников каф. 504 ХАИ. В качестве тестовых использовались стандартные тестовые изображения Baboon, Barbara, Peppers, Cameraman, Airfield в градациях серого, а также цветные компоненты цветных вариантов некоторых из этих изображений и ряд других. В нижней части рис. 1 для удобства приведена таблица значений КС, позволяющая более точно провести сравнение эффективности кодеров.

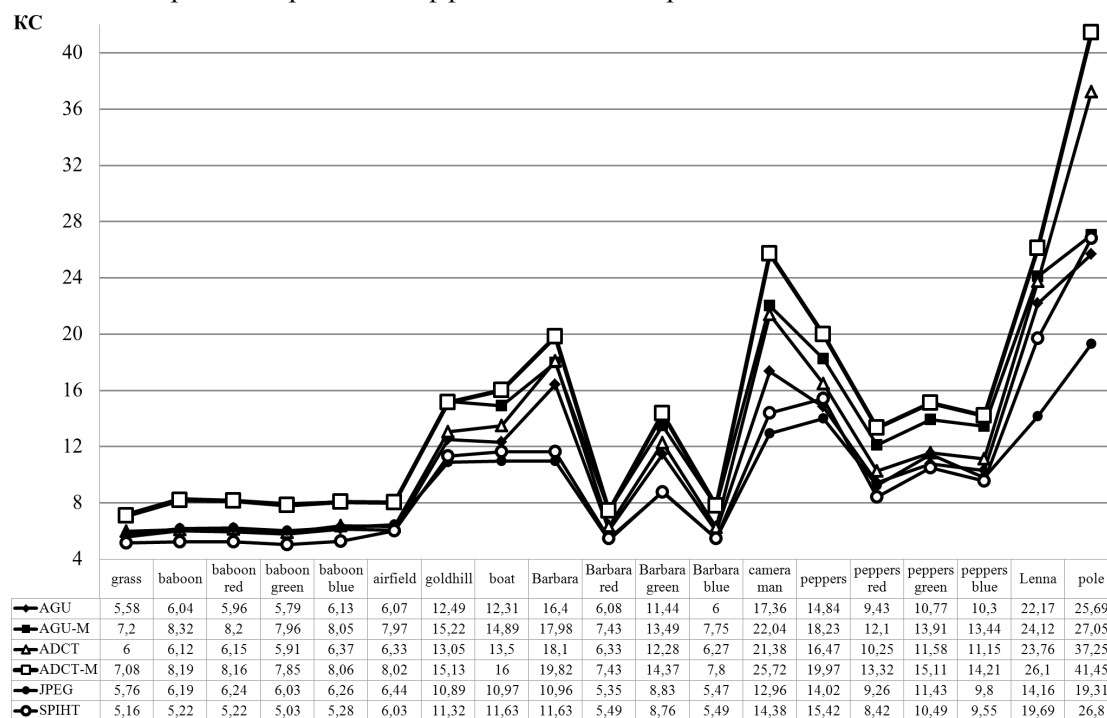


Рис. 1. Значения КС для разных тестовых изображений и кодеров при $MSSIM=0,985$

Анализ приведенных зависимостей позволяет сделать ряд важных выводов. Во-первых, примерно одно и то же визуальное качество изображений наблюдается при существенно разных КС. Для текстурных изображений (Grass, Baboon) значения КС лежат в пределах от 5,2 до 8,2 (в зависимости от кодера), а для изображений с простой структурой, имеющих большие однородные участки (Lenna, Pole), значения КС достигают 41,5 для наилучшего из кодеров. Во-вторых, для изображений со сложной структурой JPEG обеспечивает более высокие значения КС по сравнению с кодером SPIHT, а для изображений с простой структурой имеет место обратная ситуация.

Кодеры AGU и ADCT имеют преимущества в степени сжатия по сравнению с JPEG и SPIHT лишь для изображений со сравнительно простой структурой. Модификации AGU-M и ADCT-M обеспечивают, как правило, наибольшую степень сжатия. AGU-M характеризуется более высоким быстродействием, поскольку для ADCT-M выполняется оптимизация схемы разбиения изображения на блоки неодинакового размера.

Основной вывод состоит в том, что для всех рассмотренных методов сжатия с потерями (но без визуально заметных искажений) обеспечиваемые значения КС в разы, а для простых изображений и в десятки раз превосходят значения КС для методов сжатия без потерь, для которых значения КС редко превосходят 2 при обработке изображений в градациях серого. Аналогичные закономерности и результаты получены при использовании метрики $PSNR-HVS-M=40$ дБ. Если установить большие значения метрик, например, $MSSIM=0,99$ или $PSNR-HVS-M=42$ дБ, то закономерности не изменятся, лишь значения КС уменьшатся примерно на 20%.

Нами были проведены исследования для других типов изображений: полученных путем сканирования страниц книг и буклетов (яркостная компонента), рентгеновские изображения, данные многозонального дистанционного зондирования систем AVIRIS и HYPERION (раздельно для каждого канала). Полученные значения КС лежат в том же диапазоне (обычно от 7...8 до 25...35), а сравнительная эффективность кодировщиков та же, то есть наилучшие значения КС достигаются для кодировщиков ADCT-M и AGU-M. Более того, если исходные изображения представлены не в виде 8-битных данных, а с использованием большего числа бит (например 16), то целесообразно привести их к диапазону 0...255 путем простых линейных преобразований (масштабирования), а затем применить сжатие с потерями. При этом КС существенно возрастает. Кроме того, при расчете метрики $PSNR-HVS-M=10\lg(D^2/MSE_{HVS-M})$ динамический диапазон представления изображения D может быть легко учтен (MSE_{HVS-M} – среднеквадратическая ошибка, рассчитываемая с учетом разной чувствительности зрения к искажениям в разных пространственных частотах и эффектах маскирования).

Применимость предлагаемого подхода к сжатию была оценена и с других точек зрения. В частности, к декомпрессированным изображениям текстов на страницах отсканированной книги были применены автоматизированные распознаватели текста. Оказалось, что при сжатии таких изображений с обеспечением $PSNR-HVS-M=40$ дБ и даже немного меньше сжатие не оказывает влияния на вероятность правильного распознавания текста.

При $PSNR-HVS-M>42$ дБ сжатие практически не оказывает влияния на вероятность правильной классификации данных многозонального дистанционного зондирования. Более того, для изображений, на которых визуально заметен шум, имеет место его небольшое подавление (эффект фильтрации).

Возвращаясь к рассмотренной выше проблеме итеративности процедур обеспечения заданного значения метрики, отметим следующее. Для кодировщиков с варьированием КС путем изменения шага квантования (ШК) (что справедливо для всех кодировщиков на основе ДКП), проведены предварительные исследования значений ШК при обеспечении заданных значений метрик.

В этом плане интересна зависимость, приведенная на рис. 2, где представлены значения ШК при обеспечении $PSNR-HVS-M=40$ дБ для кодировщика AGU-M при сжатии ряда тестовых изображений. Очевидно, что значения ШК для рассмотренных изображений мало отличаются. В данном случае в среднем они чуть меньше 12, изменяясь в пределах от 10,2 до 13,5. Следовательно, возможны различные практические решения. Например, можно для сжатия всех изображений использовать $ШК=10$, пожертвовав при этом достижением более высокого значения КС, но обеспечив сжатие без использования итерационной процедуры. Хотя для выработки окончательных рекомендаций необходимо проведение более тщательных исследований, использование такого подхода представляется перспективным.

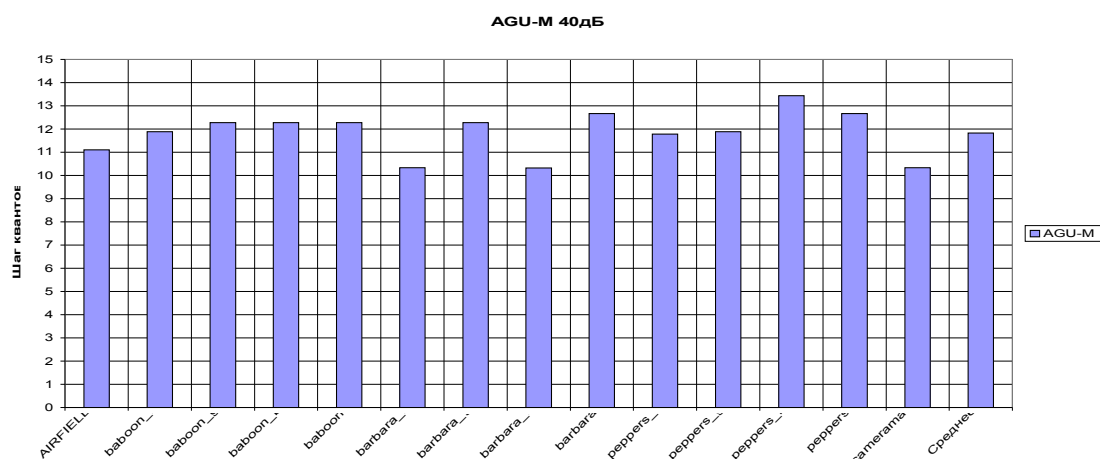


Рис. 2. Значения ШК для разных изображений

Дополнительные перспективы открываются при сжатии многоканальных изображений, начиная с обычных цветных изображений и заканчивая многозональными (гиперспектральными). Для таких изображений характерна спектральная избыточность (высокая коррелированность сигнальной составляющей в компонентных изображениях), что делает целесообразным применение трехмерных кодеров [5]. Как показывают результаты [5], при этом могут быть достигнуты значения КС в 2...3 раза больше, чем при поканальном сжатии.

Однако для реализации трехмерного сжатия необходимо, чтобы используемый шаг квантования был приемлемым для изображений во всех каналах. В связи с этим примерное постоянство ШК независимо от особенностей сжимаемого изображения, продемонстрированное выше, может быть полезно и при разработке методов сжатия в рамках рассматриваемого подхода с использованием трехмерных кодеров, что является еще одним перспективным направлением дальнейших исследований.

Литература.

1. A. Fidler, U. Skaleric, B. Likar, The impact of image information on compressibility and degradation in medical image compression, *Med. Phys.* 33(8), pp. 2832-2838, August 2006.
2. Лукин В.В., Зряхов М.С., Кривенко С.С., Станкевич С.А., Попов М.А., Лищенко Л.П. Сжатие гиперспектральных изображений с потерями и их классификация, *Авиационно-космическая техника и технология*, ХАИ, Харьков, № 1/79, 2011. – С. 86-95.
3. Wang Z., Simoncelli E.P., Bovik A.C., Multi-scale Structural Similarity for Visual Quality Assessment, *Proceedings of the 37th IEEE Asilomar Conference on Signals, Systems and Computers*, Vol. 2, pp. 1398-1402, 2003.
4. V. Lukin, M. Zriakhov, S. Krivenko, N. Ponomarenko, Z. Miao, Lossy compression of images without visible distortions and its applications, *Proceedings of ICSP 2010*, Beijing, October, 2010, pp. 694-697.
5. N. Ponomarenko, M. Zriakhov, V. Lukin, A. Kaarna, Improved Grouping and Noise Cancellation for Automatic Lossy Compression of AVIRIS Images, *Proceedings of ACIVS*, Springer, Heidelberg, LNCS-6475, Part II, Australia, 2010, pp. 261-271.

СОСТАВ СРЕДСТВ КАЛИБРОВКИ И ВАЛИДАЦИИ РСА КОСМИЧЕСКОГО БАЗИРОВАНИЯ ПОДСПУТНИКОВОГО ПОЛИГОНА «СКРИПАЛІ»

Л.М.Атрошенко¹, Н.Н.Горобец¹, С.И.Костяшкин²,
М.Г.Красногорский⁴, В.С. Купко³, В.М.Малюков⁴

¹ХНУ В.Н.Каразина, Харьков, Украина

²УкрНИИЛХА им.В.Г.Высоцкого, Харьков, Украина

³ННЦ «Институт метрологии», Харьков, Украина

⁴ОАО ВПК «НПО Машиностроение», Реутов, РФ

Nikolay.N.Gorobets@univer.kharkov.ua

Средства калибровки и валидации подспутникового полигона «Скрипалі» («Скрипачи», «Violinists») подразделяются на четыре группы:

1. Средства геометрической калибровки радиолокационных снимков и ее математического планирования, а также полетной калибровки диаграммы направленности антенны (ДНА) РСА.

С использованием более 200 опорных точек (географические координаты определены с точностью не хуже 10см) по архивным радиолокационным снимкам рассчитывается количество пассивных маркеров, необходимых для осуществления геометрической коррекции снимков и оценки характеристик ДНА в ходе эксплуатации РСА; в эту же группу входят маркер точки прицеливания и ограничивающие маркеры полигона и калибровочного комплекса.

2. Комплекс мир и тестовых участков (рабочие эталоны), определяющих ошибки измерения контраста и точности оценки удельной эффективной площади рассеяния радиолокатором с синтезированной апертурой путем оценки его пространственного разрешения вдоль и поперек трассы полета КА, радиометрической чувствительности и разрешения, динамического диапазона. Шумы измеряются по снимку на спокойной водной поверхности (летом река Северский Донец и озера, зимой – ванна с подогревом). Рассчитан на обслуживание РСА среднего и высокого разрешения X и S диапазонов.

3. Эталонные участки – 54 изоморфных участка местности площадью 625м² каждый с различными видами подстилающей поверхности (лесные, аграрные, антропогенные, включая различные виды гладких покрытий), предназначенных для валидации результатов ДЗЗ и формирования банка данных результатов их зондирования в различных погодных условиях. Результаты наблюдений на лесопокрытых эталонных участках и данные наблюдений метеостанции полигона используются также в ходе полетной калибровки генератора шума РСА космического базирования.

4. Тестовые площадки (от 100 до 900 пиксел и более) для оценки динамического диапазона РСА космического базирования высокого и сверхвысокого разрешения в период летных испытаний и эксплуатации, с покрытиями, обеспечивающими широкий диапазон значений УЭПР.

Наземная поверка средств калибровки и валидации полигона проводится с вышек высотой 17 и 25м. Все разработанные средства калибровки и валидации сертифицированы.

ОПТИМИЗАЦИЯ МЕТОДИКИ МОДЕЛИРОВАНИЯ ГАУССОВЫХ СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССОВ АВТОРЕГРЕССИИ

Катюшин Е.А., Рачков Д.С., Семеняка А.В., Зарицкий В.И.
Харьковский национальный университет радиоэлектроники
61166, Харьков, пр. Ленина, 14, ХНУРЭ, НИЦ ИИРЭСТ, тел. (057) 702-11-38,
E-mail: evgeniy-ns@ukr.net

The feasibility of using adaptive lattice filters as a universal basis for modeling random processes of various physical nature is grounded.

Введение. При разработке систем пространственной, временной, пространственно-временной обработки сигналов требуется моделировать векторные случайные процессы (СП) с заданными статистическими характеристиками. Компонентами этих векторов являются случайные отсчеты $y_\ell^{(i)}$ комплексных амплитуд входных воздействий в ℓ -м ($\ell \in 1, M$) канале приема в i -м интервале разрешения по дальности. В качестве входных воздействий каналов приема могут выступать шумовые излучения одного или нескольких источников, разнесенных в пространстве, пассивные помехи от местности или искусственных диполей, отражения от метеообразований и т.п. Для многих практических задач векторы входных воздействий в элементах разрешения по дальности можно полагать комплексными гауссовыми случайными векторами. Их статистические свойства полностью определяются корреляционной матрицей (КМ) или энергетическим спектром межканальных флуктуаций отсчетов. В зависимости от особенностей входных воздействий и структуры каналов приёма КМ может иметь специфическую структуру. В частности, КМ междупериодных флуктуаций стационарных пассивных помех при постоянном интервале зондирования может считаться тёплицевой. Такой же спецификой структуры может обладать КМ точечных источников шумовых излучений на выходах линейной эквидистантной антенной решётки с идентичными элементами. Такие КМ полностью определяются своим первым или последним столбцом, элементы которых образуют корреляционную последовательность (КП), преобразование Фурье которой определяет энергетический спектр соответствующего процесса.

Реальные процессы характеризуются широким разнообразием форм спектров или КМ. Поэтому в расчетах обычно используют те или иные модели, которые при относительной простоте позволяют формировать и анализировать СП с разнообразными достаточно сложными КМ или спектрами. К их числу в первую очередь относятся авторегрессионные (АР) модели различного целого порядка $p \geq 1$, в которых текущее значение

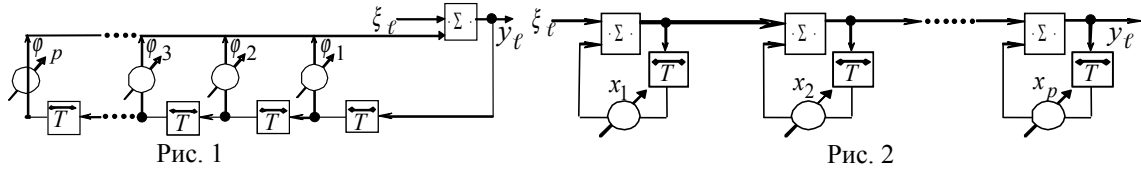
$$y_\ell = \sum_{i=1}^p \varphi_i y_{\ell-i} + \xi_\ell, \quad (1)$$

представляет собой линейную комбинацию своих P предыдущих значений с коэффициентами φ_i и текущего отсчёта ξ_ℓ гауссового стационарного белого шума с нулевым средним и единичной дисперсией [1]. Выбором порядка и параметров модели можно моделировать процессы с $n \leq p$ -модальными спектрами мощности, необходимость в которых возникает в различных приложениях.

Доклад посвящен обоснованию рациональных методов моделирования АР-процессов с различными энергетическими спектрами или КМ.

1. Моделирование АР-процессов с использованием БИХ-фильтров. Очевидный способ моделирования, непосредственно вытекающий из определения (1), показан на рис. 1. Здесь отсчеты моделируемого АР-процесса формируются в результате преобразования независимых отсчетов белого шума ξ_ℓ , $\ell = 1, 2, \dots$ в P -звенном рециркуляторе с коэффициентами усиления φ_i , $i \in 1, p$ в цепях обратной связи. Разновидность этой схемы показана на рис. 2. Здесь искомые

отсчеты получают преобразованием отсчетов белого шума в P последовательно соединенных однозвенных рециркуляторах с коэффициентами усиления $x_i, i \in 1, p$ в цепях обратной связи.



Формирующие фильтры (ФФ) рис. 1, 2 эквивалентны, если значения x_i совпадают с корнями характеристического уравнения (ХУ)

$$P(x) = x^p - \sum_{i=1}^p \varphi_i \cdot x^{p-i}, \quad (2)$$

коэффициентами которого служат значения φ_i . Формируемые отсчеты процесса будут иметь физически обоснованную положительно определенную КМ, если корни ХУ (2) будут удовлетворять условию $|x_i| < 1, i \in 1, p$, обеспечивающему устойчивость как каждого из однозвенных рециркуляторов рис.2, так и их совокупности в целом.

Хорошо известные в литературе процессы с "типичными корреляционными последовательностями" соответствуют частному случаю равенства $x_i = x_0, i \in 1, p; |x_0| < 1$ всех P корней ХУ. В этом случае, однако, моделируются процессы только с унимодальными спектрами мощности.

Необходимые параметры ФФ могут задаваться различными способами.

1. По заданной нормированной КП (НКП) $\rho(v), v \in 0, \dots, p$ формируются элементы $\phi_{ij} = \rho(i-j), \phi_{ij} = \phi_{ji}^*, i, j \in 1, p+1$ эрмитовой теплицевой $(p+1) \times (p+1)$ КМ $\Phi^{(p+1)} = \{\phi_{ij}\}_{i,j=1}^{p+1}$. Коэффициенты ФФ рис. 1 равны $\varphi_i = -\alpha_i, i \in 1, p$, где $\alpha = \{\alpha_i\}_{i=0}^p = \Psi^{-1} \cdot \Psi_1$, а $\Psi_1 = \{\psi_{i1}\}_{i=1}^{p+1}$ – первый столбец матрицы $\Psi = (\Phi^{(p+1)})^{-1}$, обратной КМ АР-процесса.

2. Непосредственно по заданному вектору весов $\varphi = \{\varphi_i\}_{i=1}^p$ ФФ рис. 1

3. Непосредственно по корням $\mathbf{x} = \{x_i\}_{i=1}^p$ ХУ (2)

В первых двух случаях необходимо убеждаться в позитивности задаваемой КП, для чего может потребоваться, в частности, отыскивать корни ХУ (2). Практически более удобно начинать моделирование именно с задания этих корней $|x_i| < 1, i \in 1, p$, модули и фазы которых задают соответственно ширину и расположение на частотной оси i -й ($i \in 1, p$) моды спектра моделируемого процесса.

Однако использовать БИХ ФФ рис. 1, 2 для непосредственного моделирования АР-процессов практически нецелесообразно из-за переходных процессов, длительность которых увеличивается с ростом порядка и корреляции отсчетов моделируемого процесса. Этот недостаток можно устранить, перейдя к формирующим КИХ-фильтрам с матричной импульсной характеристикой (МИХ), пропорциональной левому треугольному корню КМ моделируемого процесса.

2. Моделирование АР-процессов с использованием КИХ-фильтров. Предлагаемая методика моделирования комплексного гауссового случайного вектора $\mathbf{y} = \{y_\ell\}_{\ell=1}^M$ с нулевым средним значением и заданной $M \times M$ КМ Φ_M основана на преобразовании [2]

$$\mathbf{y} = \mathbf{T} \cdot \xi \quad (3)$$

¹ Здесь и ниже звездочка (*) – символ эрмитового сопряжения.

M - мерного вектора гауссового белого шума $\xi = \{\xi_\ell\}_{\ell=1}^M \sim CN(0, \mathbf{I}_M)$ с нулевым средним и единичной $M \times M$ КМ \mathbf{I}_M в фильтре с МИХ \mathbf{T} – корнем заданной $M \times M$ КМ Φ_M в представлении $\mathbf{T} \cdot \mathbf{T}^* = \Phi_M$. Сформированный по (3) вектор $\mathbf{y} = \{y_\ell\}_{\ell=1}^M$ также гауссов и имеет требуемую КМ $\overline{\mathbf{y} \cdot \mathbf{y}^*} = \overline{\mathbf{T} \cdot \xi \cdot \xi^* \cdot \mathbf{T}^*} = \overline{\mathbf{T} \cdot \mathbf{I}_M \cdot \mathbf{T}^*} = \overline{\mathbf{T} \cdot \mathbf{T}^*} = \Phi_M^2$

В роли матрицы \mathbf{T} может выступать, в частности, нижний треугольный множитель Холецкого матрицы Φ_M [2], совпадающий с МИХ настроенного соответствующим образом решетчатого фильтра (РФ), схема которого показана на рис. 3, а ($M = 5$) [3]. Он строится из однотипных элементарных решетчатых фильтров (ЭРФН) – двухвходовых весовых сумматоров с перекрестными связями (рис. 3, б).

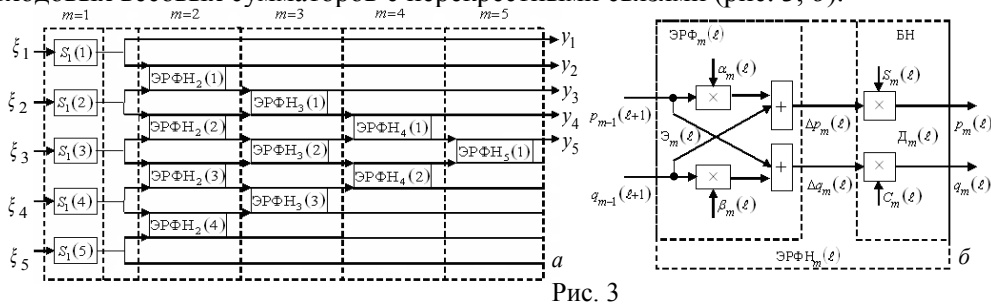


Рис. 3

Элементы вектора (3) формируются на M верхних выходах настроенного РФ при подаче на его входы элементов вектора шума $\xi = \{\xi_\ell\}_{\ell=1}^M$.

На основе РФ АР – процессы с теплицевыми КМ формируются по заданному вектору $\mathbf{x} = \{x_i\}_{i=1}^P$ корней ХУ (2) по следующему алгоритму.

1) Отыскиваются элементарные симметрические функции (ЭСФ) [4] этих корней, определяющие P - мерный вектор $\boldsymbol{\varphi} = \{\varphi_i\}_{i=1}^P$ коэффициентов ХУ (2).

2) По этому вектору строится $(p+1)$ - мерный вектор $\boldsymbol{\alpha} = \{\alpha_i\}_{i=0}^p$, $\alpha_0 = 1$, $\alpha_i = -\varphi_i$, $i \in 1, p$, определяющий первую и, тем самым, последнюю строку матрицы \mathbf{H} - корня матрицы $\Psi = \mathbf{H}^* \mathbf{H} = \mathbf{N} \mathbf{N}^* = \Phi_M^{-1}$, обратной теплицевой КМ искомого вектора.

3) По этой последней строке определяются параметры ЭРФН РФ с МИХ \mathbf{H} , по которым по методике [3] определяются параметры ЭРФН РФ рис. 3, а с МИХ $\mathbf{T} = \mathbf{H}^{-1}$.

4) Вектор шума $\xi = \{\xi_\ell\}_{\ell=1}^M$ преобразуется в настроенном таким образом РФ, искомым вектор $\mathbf{y} = \{y_\ell\}_{\ell=1}^M$ формируется на его M верхних выходах.

АР – процессы с заданными нетеплицевыми КМ, например, для систем междупериодной обработки сигналов на фоне пассивных помех в импульсных РЛС с вобуляцией интервалов зондирования или для систем пространственной обработки на основе ФАР произвольной конфигурации, настраивается по следующему алгоритму.

1) По заданной нетеплицевой КМ отыскиваются параметры ЭРФН РФ с МИХ \mathbf{H} . Как показано в [3], в этом случае в процессе настройки на нижних выходах соответствующего РФ формируется матрица $\mathbf{T} = \mathbf{H}^{-1}$, которую можно непосредственно использовать в (3). Если требуемое число векторов $\mathbf{y} = \{y_\ell\}_{\ell=1}^M$ велико, целесообразен второй шаг.

2) По матрице $\mathbf{T} = \mathbf{H}^{-1}$ в целом отыскиваются параметры ЭРФН РФ с МИХ \mathbf{T} [3], который используется при выполнении шага 4 предыдущего алгоритма.

² Черта сверху – знак математического усреднения

На основе описанной методики разработан, реализован в пакете **Matlab** и протестирован программный комплекс (ПК) для решения широкого круга задач моделирования векторных АР – процессов с заданными статистическими характеристиками. На рис. 4 приведён пример тестирования ПК. Точный спектр АР – процесса порядка $p = 5$ с одним p -кратным корнем ХУ (2) $x_0 = 0.4874$ показан штрихпунктирной линией. Штриховой кривой показана спектральная функция (СФ) Кейпона [5] $S(f) = M^{-1} / \mathbf{x}(f)^* \cdot \Psi \cdot \mathbf{x}(f)$, $\mathbf{x}(f) = \left\{ e^{j \cdot 2\pi \cdot f \cdot n} \right\}_{n=0}^{(M-1)}$, вычисленная по матрице $\Psi = \Phi_M^{-1}$, обратной истинной КМ моделируемого АР – процесса. Сплошной линией изображена оценочная СФ $S(f) = M / \mathbf{x}^*(f) \cdot \hat{\Psi} \cdot \mathbf{x}(f)$, построенная по матрице $\hat{\Psi} = \hat{\Phi}^{-1}$, обратной МП оценке

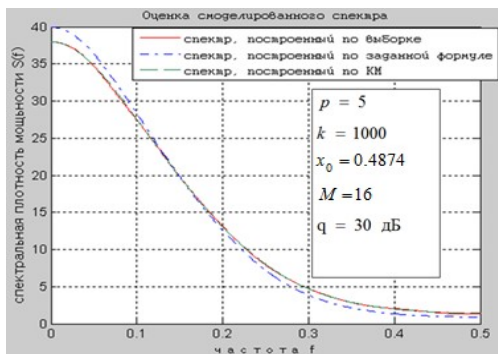


Рис 4

$\hat{\Phi} = k^{-1} \mathbf{Y} \cdot \mathbf{Y}^*$ КМ общего вида. Здесь $\mathbf{Y} = \{ \mathbf{y}_i \}_{i=1}^k$ – $M \times k$ матрица, составленная из $k = 1000$ векторов $\mathbf{y}_i = \{ y_\ell^{(i)} \}_{\ell=1}^M$, сформированных ПК по первому из описанных выше алгоритмов. Спектры построены для заданного отношения сигнал/шум $q = 30$ дБ. Видно, что оценочная СФ Кейпона [5] практически совпадает с СФ Кейпона [5] построенной по истинной КМ, что свидетельствует о правильности векторов моделируемого процесса, сформированных ПК.

Отличие вычисленных СФ от истинного спектра обусловлено особенностями метода Кейпона.

Выводы. Рассмотрены методы моделирования векторных гауссовых процессов авторегрессии произвольного порядка с заданными энергетическими спектрами или корреляционными матрицами (КМ) различного вида. Отмечены недостатки традиционных методов их формирования на основе БИХ фильтров, обусловленные переходными процессами, длительность которых растет с увеличением порядка и степени коррелированности моделируемого процесса. Показано, что этот недостаток может быть устранен при формировании АР – процесса путем преобразования вектора белого шума в КИХ – фильтре с матричной импульсной характеристикой (МИХ), пропорциональной левому корню требуемой КМ. Обоснована целесообразность использования в качестве этого корня треугольного сомножителя разложения Холецкого этой КМ. Функции формирующего фильтра требуемого процесса в этом случае могут выполнять решетчатые фильтры (РФ), возбуждаемые гауссовым вектором белого шума, сформированным соответствующим датчиком компьютера. Кратко описаны алгоритмы настройки РФ по заданным корням характеристического уравнения АР - процесса или его КМ, реализованные в специализированном программном комплексе моделирования. Приведены результаты тестирования, подтвердившие высокую эффективность разработанного метода моделирования.

Литература

1. Бокс Дж., Дженкинс Г. Анализ временных рядов. Прогноз и управление. Вып. 1. - М.: Мир, 1974.
2. Быков В.В. Цифровое моделирование в статистической радиотехнике.- М. Сов. Радио, 1971.
3. Леховицкий Д.И. Моделирование пассивных помех импульсным РЛС на основе процессов авторегрессии произвольного порядка/Д.И. Леховицкий, И.Г. Кириллов // Системы обработки информации. Збірник наукових праць. — Х.: ХУПС, 2008. — Вип.3(70).— С. 90–101.
4. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных сотрудников и инженеров. – М.: 1960, - 720 с

5. Марпл-мл. С. Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения.–М.: Мир.-
1990.