

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ



ВІСНИК

**ХАРКІВСЬКОГО
НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ
ІМЕНІ В. Н. КАРАЗІНА**

№ 1115

Харків 2014

ISSN 2311-0872

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ

ВІСНИК
ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО
УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. КАРАЗІНА

№ 1115

Серія “РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА”

Випуск 24

Започаткована 1971 р.

ХАРКІВ
2014

У збірнику представлені результати теоретичних та експериментальних досліджень, що спрямовані на розв'язання актуальних задач сучасної радіофізики. До них відносяться: розповсюдження радіохвиль в навколосемному просторі, його діагностика з використанням радіофізичних методів, розповсюдження і дифракція електромагнітних хвиль у електродинамічних структурах, взаємодія лазерного випромінювання з речовиною та біологічними об'єктами, фізичні принципи у напівпровідникових приладах та ін.

Для наукових працівників, аспірантів, студентів старших курсів радіофізичних спеціальностей.

В сборнике представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований, направленных на решение актуальных задач современной радиофизики. К ним относятся: распространение радиоволн в околоземной среде, ее диагностика с использованием радиофизических методов, распространение и дифракция электромагнитных волн в сложных электродинамических структурах, взаимодействие лазерного излучения с веществом и биологическими объектами, физические принципы в полупроводниковых приборах и др.

Для научных работников, аспирантов, студентов старших курсов радиофизических специальностей.

Затверджено до друку рішенням Вченої ради Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна (протокол №7 від 27.06. 2014).

Редакційна колегія

Відповідальний редактор - д.ф.-м.н., проф. **Свіч В.А.**

проф. **Блаунштейн Н.**, Ізраїль
д.ф.-м.н., проф. **Дюбко С.П.**, Україна
д.ф.-м.н., проф. **Колчигін М.М.**, Україна
д.ф.-м.н., проф. **Потапов О.О.**, Росія
проф. **Фролов В.Л.**, Росія
акад. НАНУ **Шульга В.М.**, Україна
д.ф.-м.н., проф. **Чорногор Л.Ф.**, Україна

д.ф.-м.н., проф. **Горобець М.М.**, Україна
д.ф.-м.н., проф. **Катрич В.О.**, Україна
акад. НАНУ **Литвиненко Л.М.**, Україна
д.ф.-м.н., проф. **Прохоров Е.Д.**, Україна
д.ф.-м.н., проф. **Шматько О.О.**, Україна
д.ф.-м.н., проф. **Шульга С.М.**, Україна
акад. НАНУ **Яковенко В.М.**, Україна

Відповідальний секретар - к.ф.-м.н., доц. **Цимбал А.М.**

Адреса редакційної колегії: 61022, м. Харків, майдан Свободи, 4
Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, радіофізичний факультет,
тел. (057) – 707-51-23, e-mail: Anatoliy.Tsymbal@mail.ru
www-radiovestnik.univer.kharkov.ua

Статті пройшли внутрішнє та зовнішнє рецензування

Свідоцтво про державну реєстрацію КВ №11825-696 ПР від 04.10.2006

© Харківський національний університет
імені В.Н. Каразіна, оформлення, 2014

УДК 621.574.4

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ТОЛЩИНОМЕТРИИ ПЛОСКОСЛОИСТЫХ СРЕД

Д.О. Батраков

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, радиофизический факультет.

пл. Свободы 4, Харьков, 61077, Украина

Поступила в редакцию 21 апреля 2014 г.

В работе исследованы процессы распространения электромагнитных импульсных сигналов в плоскостойких средах. Представлены результаты решения модельной задачи о распространении сверхширокополосного импульсного сигнала в плоскостойкой среде. Один или несколько слоев при этом имеют малую электрическую толщину и слабый электрический контраст. Практическая значимость таких задач, в частности, обусловлена необходимостью разработки эффективных и надежных методов мониторинга технического состояния дорожных одежд нежесткого типа. Поэтому в работе помимо результатов численного моделирования представлены и данные обработки реальных импульсных сигналов от антенных систем современных импульсных георадаров. Предложенные алгоритмы моделирования и обработки сигналов могут найти применение также в биомедицинских исследованиях и дистанционном зондировании.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: импульсные сигналы, тонкие слои, подповерхностное зондирование, плоскостойкие среды

У роботі досліджені процеси поширення електромагнітних імпульсних сигналів у плоскошаруватих середовищах. Представлено результати рішення модельного завдання про поширення надширококутного імпульсного сигналу в плоскошаруватому середовищі. Один або кілька шарів при цьому мають малу електричну товщину й слабкий електричний контраст. Практична значимість таких завдань, зокрема, обумовлена необхідністю розробки ефективних і надійних методів моніторингу технічного стану дорожніх одягів нежорсткого типу. Тому в роботі крім результатів чисельного моделювання представлені й дані обробки реальних імпульсних сигналів від антенних систем сучасних імпульсних георадарів. Запропоновані алгоритми моделювання й обробки сигналів можуть знайти застосування також у біомедичних дослідженнях і дистанційному зондуванні.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: імпульсні сигнали, тонкі шари, підповерхневе зондування, плоскошаруваті середовища

In the present paper processes of electromagnetic pulse signals propagation in plane-layered media are investigated. Results of the solution of a modelling problem of propagation of an ultra wideband pulse signal in plane-layered media are presented. One or several layers thus have a small electric thickness and weak electric contrast. The practical importance of such problems, in particular, is caused by necessity of working out of effective and reliable methods of monitoring of a technical condition of road pavements of nonrigid type. Therefore in work besides of results of numerical modelling are presented also data sets of processing of real pulse signals from antenna systems of a modern pulse georadar. The offered algorithms of modelling and processing of signals can find application also in biomedical researches and remote sounding.

KEYWORDS: pulse signals, thin layers, subsurface sounding, plane-layered media

ВВЕДЕНИЕ

В процессе обследования автомобильных дорог и инженерных сооружений (например, мостов) с помощью технологий подповерхностного зондирования одним из ключевых этапов является отображение и обработка информации о регистрируемых георадарных сигналах. В настоящее время в мировой практике обработку информации осуществляет в основном оператор георадара. Далее, на основании его выводов принимаются технические решения назначения мероприятий по обслуживанию и ремонту. Таким образом, от удобства восприятия и информативности отображения радарограмм во многом зависит и качество итоговых управленческих решений. Для отображения информации в основном применяются черно-белые или цветные изображения так называемых эхо-профилей. Типичные примеры таких профилей приведены в [1-4]. Однако, такая форма отображения сигналов затрудняет количественные оценки параметров конструкций. Еще одна существенная сложность в обработке сигналов от дорожных одежд связана с наличием электрически тонких слоев со слабо контрастными границами. Под термином электрический контраст далее будем подразумевать корень квадратный из отношения диэлектрических проницаемостей материалов слоев (отношение большей проницаемости к меньшей). Еще один термин – электрическая толщина означает произведение реальной толщины слоя на корень квадратный из значения диэлектрической проницаемости его материала. Задачи повышения надежности и достоверности обработки радиолокационных профилей являются актуальными и важными для практических приложений. Основными направлениями исследований в данной области является как совершенствование аппаратуры дистанционного зондирования, так и разработка новых моделей и программного обеспечения для интерпретации данных. Поэтому целью данной работы

является усовершенствование математического и программного обеспечения для первичной обработки и интерпретации результатов подповерхностного зондирования дорожных одежд в части, которая касается обеспечения точности определения толщины конструктивных слоев дорожной одежды по результатам обследования.

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ МОДЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для усовершенствования программного обеспечения были в первую очередь исследованы возможности используемых моделей для достоверного определения толщины верхних слоев дорожного покрытия (асфальтобетона разной зернистости). Основная цель проведенных исследований - установление минимально возможной (для каждого теоретического подхода – метода обработки сигнала) толщины и функции электрического контраста, позволяющих с высокой степенью достоверности восстановить параметры обследуемой конструкции (толщину слоев). Для проведения вычислительных экспериментов на данном этапе использовалась программа Geovizu, реализующая предложенные ранее алгоритмы численного моделирования [5]. Некоторые результаты приведены ниже на рис. 1-5.

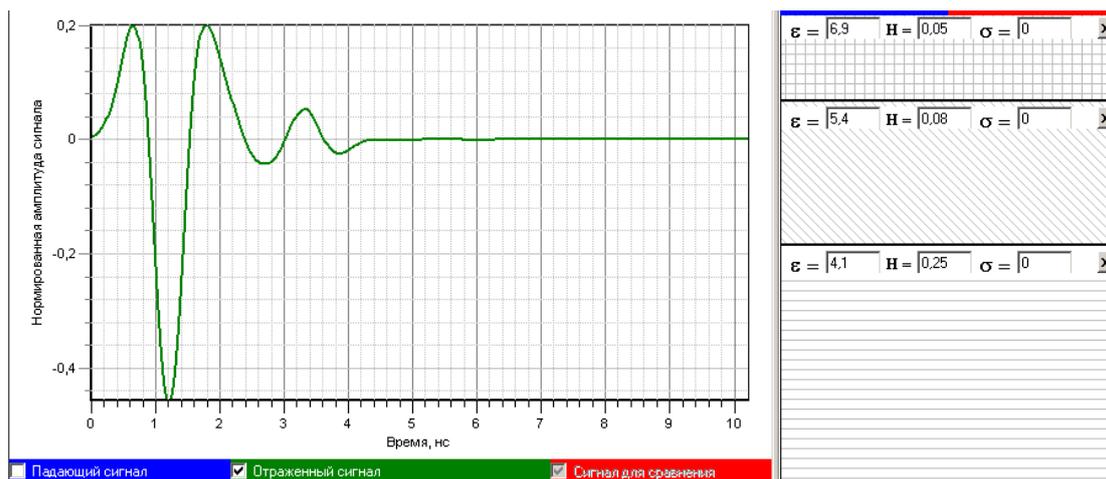


Рис. 1. Импульс, отраженный от трехслойной структуры с низким электрическим контрастом между материалами верхних слоев и малой электрической толщиной (H_{el}) этих слоев (видны лишь отражения от крайних границ)

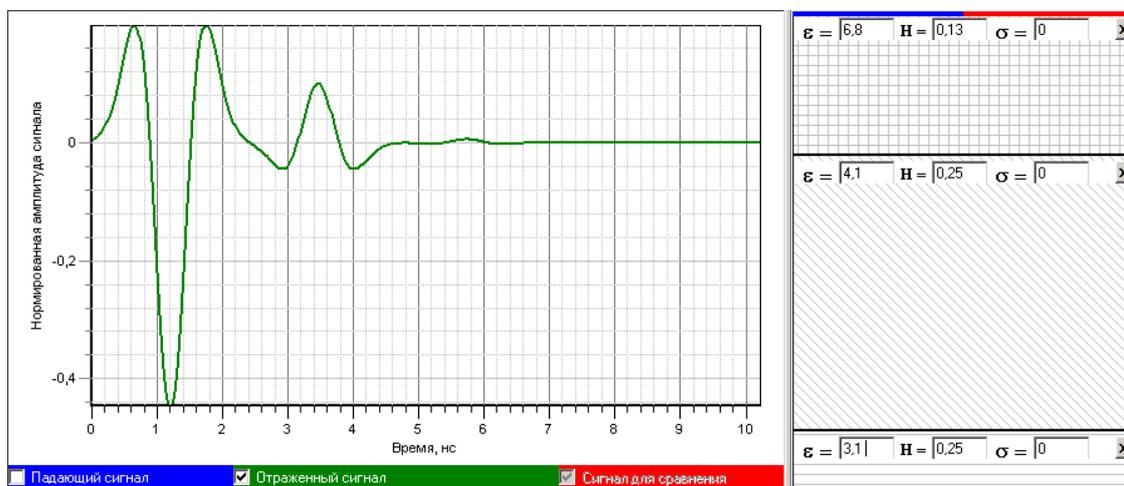


Рис. 2. Импульс, отраженный от двухслойной структуры с такой же общей толщиной верхних слоев (кроме того, добавлен еще один слой снизу, $\varepsilon = 3,1$; $h = 25\text{см}$)

Данные схемы отражают лишь ограниченные возможности оператора при обработке получаемых от таких конструкций данных. Однако, и более точные методы обработки сигналов (преобразование Гильберта, интегральное преобразование) в данной ситуации не позволяют получать точные достоверные результаты. В частности на рис. 3 показан результат обработки с помощью преобразования Гильберта сигнала от трехслойной структуры (изображена справа на рис.1) с низким электрическим

контрастом верхних слоев - мелкозернистый асфальтобетон и крупнозернистый асфальтобетон) и малой электрической толщиной верхних слоев.

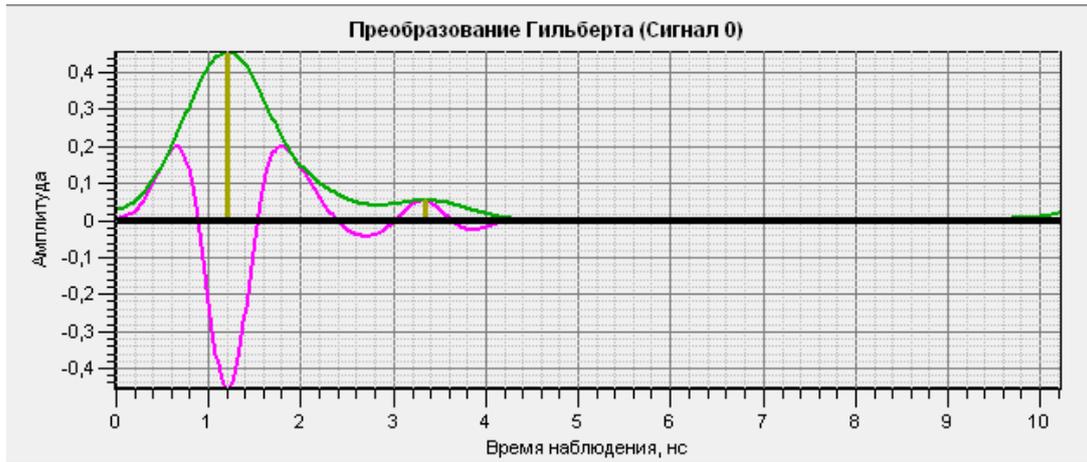


Рис. 3. Результат обработки с помощью преобразования Гильберта сигнала от трехслойной структуры (рис. 1) с низким электрическим контрастом верхних слоев и их малой электрической толщиной.

Из приведенного графика видно, что алгоритм преобразования Гильберта не обработал среднюю границу, т.е. границу между слабоконтрастными слоями небольшой электрической толщины. Границы слоев указаны вертикальными линиями. (Более подробно алгоритм обработки сигналов на основе преобразования Гильберта изложен в [5,6].) Другой возможный способ определения толщины слоев конструкции автомобильной дороги состоит в использовании процедуры численного интегрирования. Этот способ предложен в [7], а его реализация рассмотрена в [8].

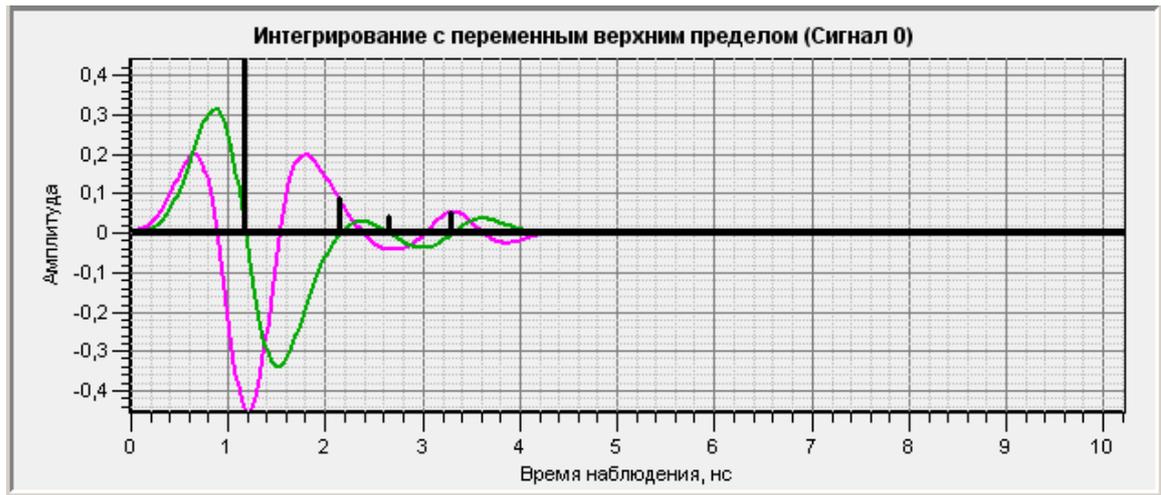


Рис. 4. Результат обработки с помощью интегрального преобразования [8] сигнала от трехслойной структуры (рис. 1) с низким электрическим контрастом верхних слоев и малой электрической толщиной.

Как видно из рис. 4, этот способ обработки отраженного сигнала позволяет определить границу между верхними слоями конструкции – вторая (слева направо) вертикальная отметка. Однако, помимо определения истинных границ слоев, этот алгоритм обработки дает также и координаты несуществующих («ложных») поверхностей раздела слоев – третья (слева направо) вертикальная отметка.

Кроме того, существует и способ определения толщины слоев конструкции дорожной одежды, предполагающий автоматическое определение параметров слоев при условии выполнения перед началом измерений процедуры калибровки. Этот способ и соответствующий общий алгоритм рассмотрены в работах [9,10].

Суть процедуры обработки состоит в определении координаты первой границы (рис. 5) с помощью

наведения курсора на отметку от верхней границы конструкции (показано стрелками). При этом программно (автоматически) определяется значение диэлектрической проницаемости верхнего слоя конструкции (показано в окне формы – обведено сплошной рамкой - Изм. ДП1 7,14).

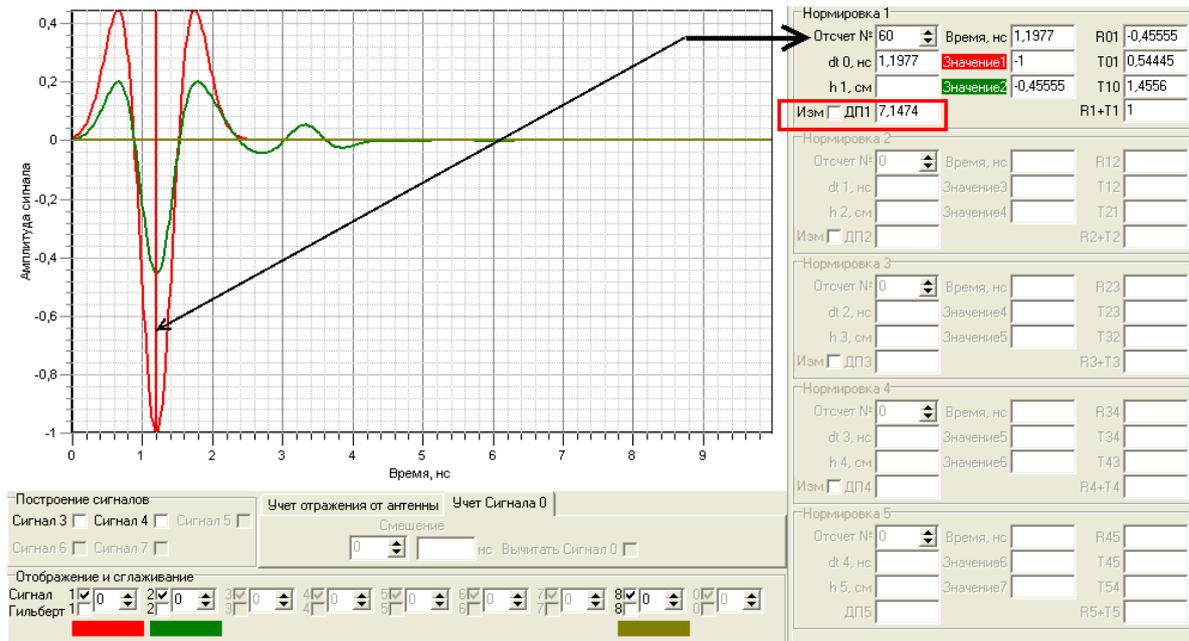


Рис. 5. Первая стадия обработки сигнала с помощью автоматизированного алгоритма и процедуры начальной калибровки данных

Далее для определения толщины верхнего слоя (координаты нижней границы верхнего слоя конструкции) необходимо установить следующий курсор (он появляется после генерации сигнала 3 и 4) на первый максимум сигнала 3 (рис. 6).

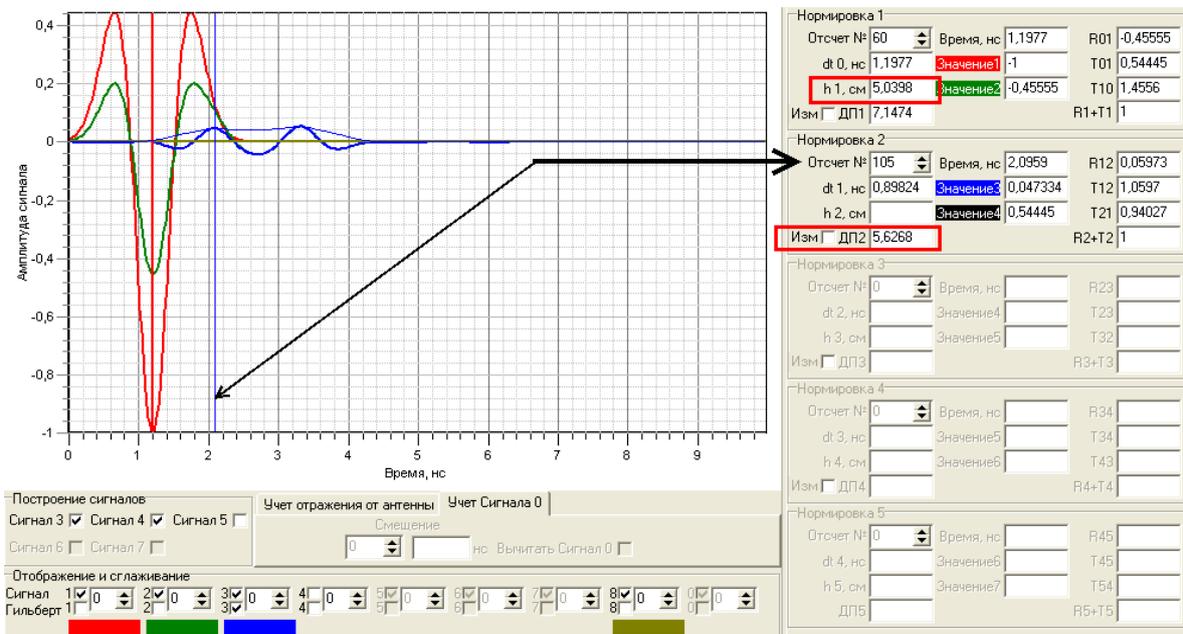


Рис. 6. Определение толщины верхнего слоя

При этом, помимо значения толщины верхнего слоя (обведено рамкой сверху – h1 см = 5,04) также программно определяется значение диэлектрической проницаемости следующего слоя (Изм. ДП2 5,62). Наконец, для определения толщины второго слоя, необходимо сгенерировать (в автоматическом режиме нажатием кнопки Сигнал 5) сигнал, соответствующий импульсу, отраженному от нижней

границы второго слоя, и навести курсор на первый максимум этого сигнала (рис. 7).

Значение диэлектрической проницаемости третьего (нижнего слоя) будет автоматически вычислено и отображено в соответствующем окне (Изм. ДПЗ 4,27).

Далее, если в конструкции есть еще слои, процедура повторяется вплоть до определения значения диэлектрической проницаемости основания конструкции. Для контроля получаемых данных в окне интерфейса программы высвечивается также некоторая дополнительная служебная информация о параметрах импульсных сигналов и значениях парциальных коэффициентов отражения и прохождения волн между границами слоев конструкции.

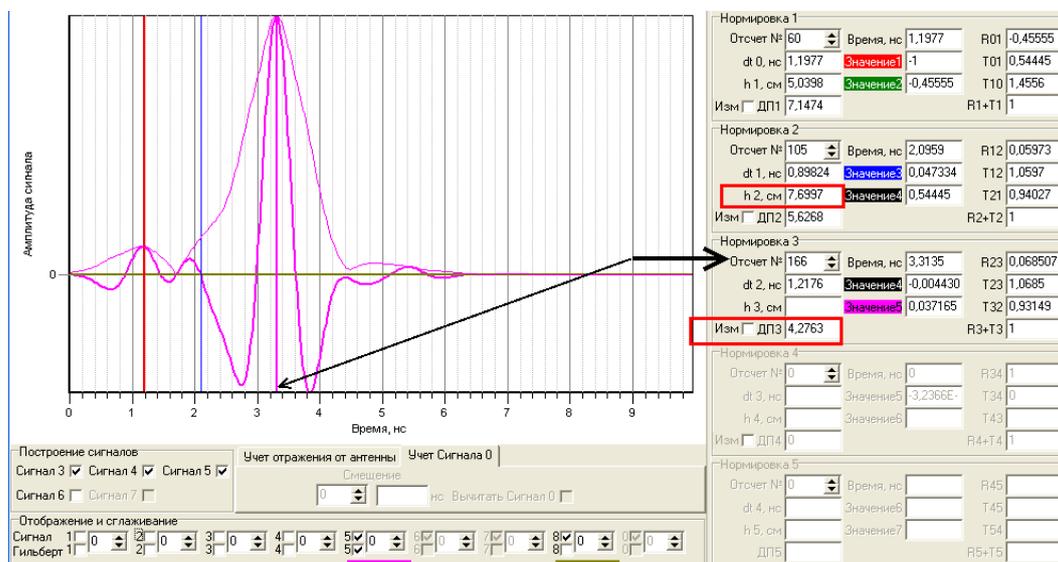


Рис. 7. Определение толщины второго слоя и значения диэлектрической проницаемости третьего слоя

С другой стороны, при наличии сильного контраста (например, границы между сухим слоем и увлажненным) отражение от такой границы может превосходить по амплитуде сигнал, отраженный от верхней (наружной) границы (рис.8). Этот случай представляет практический интерес для решения задач обнаружения и оценки состояния переувлажненных слоев конструкции дорожной одежды.

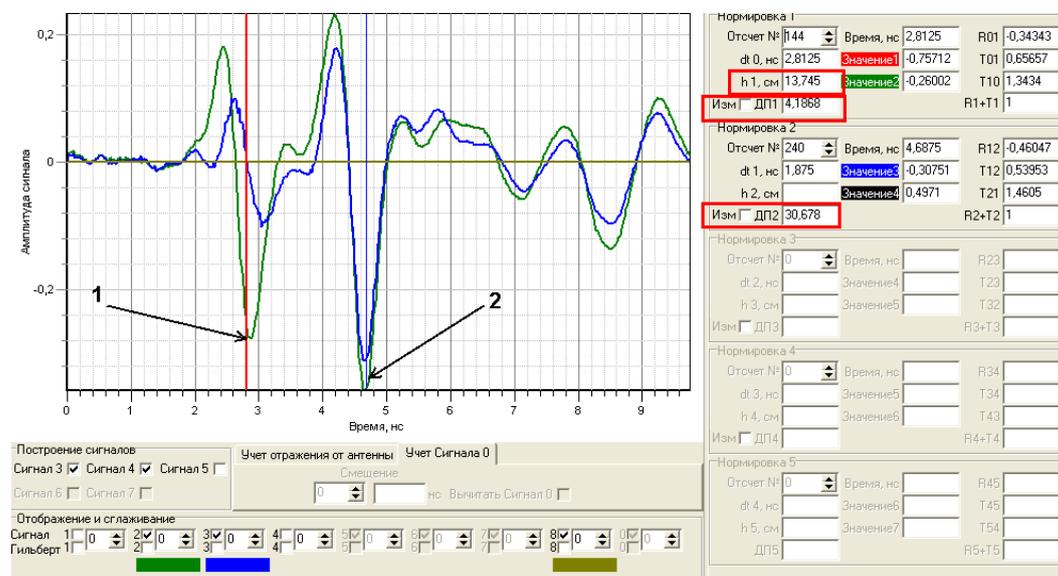


Рис. 8. Результаты обработки сигнала георадара «Одяг-1», отраженного от конструкции с повышенным контрастом нижней границы (песок – влажный суглинок)

Для проверки работоспособности такого подхода и внесения необходимых дополнений в алгоритмы были также проведены эксперименты по интерпретации данных от конструкций с контрастными нижними границами (повышенная влажность слоев основания). Результаты экспериментов по обработке таких данных, представленные на рис. 8, свидетельствуют о возможности достаточно точного определения координат границ слоев повышенной влажности (с большими значениями диэлектрической проницаемости и, как следствие – функции электрического контраста). На рис. 8 отображены реальные данные (профили) при калибровке - отражении от листа металла (кривая 1) и при отражении от двухслойной конструкции (кривая 2). Общее количество отсчетов в каждом профиле принято равным 512, развертка 10 нс. В итоге, как видно из рис. 8, корректно восстановлена не только величина диэлектрической проницаемости верхнего слоя ($\varepsilon_1 = 4,1$) и его толщина ($h_1 = 13,7$ см.), но и диэлектрическая проницаемость основания ($\varepsilon_2 = 30,6$).

ВЫВОДЫ

Таким образом, на основании разработанных математических моделей, программного обеспечения и проведенного численного моделирования общую схему обработки и интерпретации данных дистанционного зондирования предлагается дополнить методом калибровки алгоритма путем вычитания сигнала прямого прохождения и замены при дальнейшей интерпретации результирующих сигналов (отражение от металла и от конструкции). Следует также дополнить алгоритм обработки ограничениями по величине электрического контраста - не менее 1.4 при электрической толщине менее $0,7T$, где T – главный период зондирующего импульса.

Дальнейшее усовершенствование алгоритмов обработки данных импульсных георадаров при обследовании плоскостойких сред целесообразно проводить в комплексе с мерами по совершенствованию формы зондирующего импульса (устранение паразитных внутренних переотражений в антенном тракте).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yuejian Cao. Implementation of Ground Penetrating Radar / Yuejian Cao, J. F. Labuz, Shongtao Dai, J. Pantelis // Final Report, Minnesota Department of Transportation, August 2007, 29P.
2. Sussmann, T.R. Development of ground penetrating radar infrastructure condition detection/ T.R. Sussmann, K.R. Maser, D.L. Kutrubes, F. Heyns, E. Selig // Symposium for the Applications of Geophysics to Environmental and Engineering Problems, 5-8 March, 2001, Denver, CO.
3. Uzarowski L. Practical Application of GPR to Supplement Data from FWD for Quick Pavement Performance Prediction. / L.Uzarowski, M. Maher, A. Balasundaram // The 2005 Annual Conference of the Transportation Association of Canada Calgary, Alberta, P.P. 1-16.
4. Evans R. D. Optimising Ground Penetrating Radar (GPR) to Assess Pavements. / R. D. Evans// A dissertation thesis submitted in partial fulfilment of the requirements for the award of the degree Doctor of Engineering (EngD), at Loughborough University, Loughborough, August 2009, 195P.
5. Батраков Д.О. Численное моделирование распространения электромагнитных импульсных сигналов в плоскостойких средах/ Д.О. Батраков, Д.В. Головин, А.Г. Батракова, Г.П. Почанин // Вісник ХНУ ім. В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка. – 2012 – №1038, вип. 21. – С. 54-58.
6. Головин Д.В. Алгоритм определения задержки импульсных сигналов, основанный на преобразовании Гильберта / Д.В. Головин, С.В. Греков, Д.О. Батраков, А.Г. Батракова // Вісник ХНУ ім. В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка. – 2009. – № 853, вип. 14. – С. 68-73.
7. Astanin L. Yu. The structural features of ultrawideband signals / L. Yu. Astanin, M. V. Kipke, V. V.Kostyleva // Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, 15-19 September, 2008, Sevastopol, Ukraine, pp.1-8.
8. Batrakov D. O. Hilbert transform application to the impulse signal processing / D. O. Batrakov, A.G. Batrakov, D.V. Golovin, A.A. Simachev // «UWBUSIS'2010» : 5th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals, 6-10 September, 2010, Sevastopol, Ukraine : Proceedings. – Sevastopol, 2010. – P. 113–115.
9. Батраков Д.О. Влияние формы зондирующих импульсов на эффективность восстановления параметров технических и биомедицинских объектов. / Д. О. Батраков, Д. В. Головин, Г. П. Почанин // Вісник ХНУ ім. В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка. – 2013. – № 1067, вип. 22. – С. 93-98.
10. Батраков Д.О. Определение толщин слоев дорожной одежды методом георадиолокационного зондирования / Д.О. Батраков, А.Г. Батракова, Д.В. Головин, О.В. Кравченко, Г.П. Почанин // Физические Основы Приборостроения, 2014, Том 3, №2, с. 46-57.

УДК 537.874

РЕШЕНИЕ ДВУМЕРНОЙ ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ НА ТЕЛЕ В ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ МЕТОДОМ НЕЛОКАЛЬНОГО ГРАНИЧНОГО УСЛОВИЯ

С. Н. Шульга, О. В. Багацкая, А. В. Стрижаченко

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,

пл. Свободы, 4, Харьков, Украина, 61022.

Национальный фармацевтический университет,

ул. Пушкинская, 53, Харьков, Украина, 61002.

E-mail: sergeyshulga@yandex.ua

Поступила в редакцию 22 октября 2013 г.

Рассмотрена двумерная задача рассеяния E -поляризованной волны на диэлектрическом включении в однородной среде с применением метода нелокального граничного условия. С помощью теории логарифмического потенциала двойного слоя получено нелокальное граничное условие на контуре включения. Сформулирована замкнутая краевая задача для определения поля внутри включения и рассеянного поля.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: нелокальные граничные условия, функция Грина, логарифмический потенциал двойного слоя.

Розглянуто двовимірну задачу розсіювання E -поляризованої хвилі на діелектричному включенні в однорідному середовищі із застосуванням методу нелокальної граничної умови. За допомогою теорії логарифмічного потенціалу подвійного шару отримано нелокальну граничну умову на контур включення. Сформульовано замкнену крайову задачу для визначення поля всередині включення та розсіяного поля.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: нелокальні граничні умови, функція Гріна, логарифмічний потенціал подвійного шару.

The 2D scattering problem for E -polarized wave on a dielectric inclusion in homogeneous medium is considered via the method of nonlocal boundary conditions. The nonlocal boundary condition on the circuit of the inclusion is obtained by the theory of the logarithmic potential of a double layer. The closed boundary value problem for the definition of the field inside the inclusion and scattered field is formulated.

KEY WORDS: nonlocal boundary conditions, Green's function, logarithmic potential of a double layer.

Теоретическое моделирование взаимодействия гармонических электромагнитных волн с проницаемыми для поля объектами представляет интерес во многих физико-технических приложениях, таких как оптика световодов, техника СВЧ, неразрушающий контроль, дистанционное зондирование [1-5]. Большинство известных работ теории дифракции на детерминированных проницаемых для поля включениях сводится к системе интегральных либо интегро-дифференциальных уравнений относительно искомого поля в сечении включения [6, 7]. В предлагаемой работе предложен альтернативный метод решения, основанный на интегральном граничном условии по контуру рассеивателя.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Исследуемая структура (рис. 1) представляет собой неоднородное проницаемое для поля двумерное включение произвольной формы, характеризующееся магнитной проницаемостью $\mu_p(\vec{r})$, которое погружено в магнитную неоднородную среду с магнитной проницаемостью $\mu(\vec{r})$. Диэлектрическая проницаемость всех объектов полагается равной единице. В окружающей среде имеются сторонние источники электрического и магнитного типов $\vec{J}(\vec{r})$, $\vec{M}(\vec{r})$. Будем обозначать поверхность включения S_p , а внешнюю по отношению к включению область – S_e .

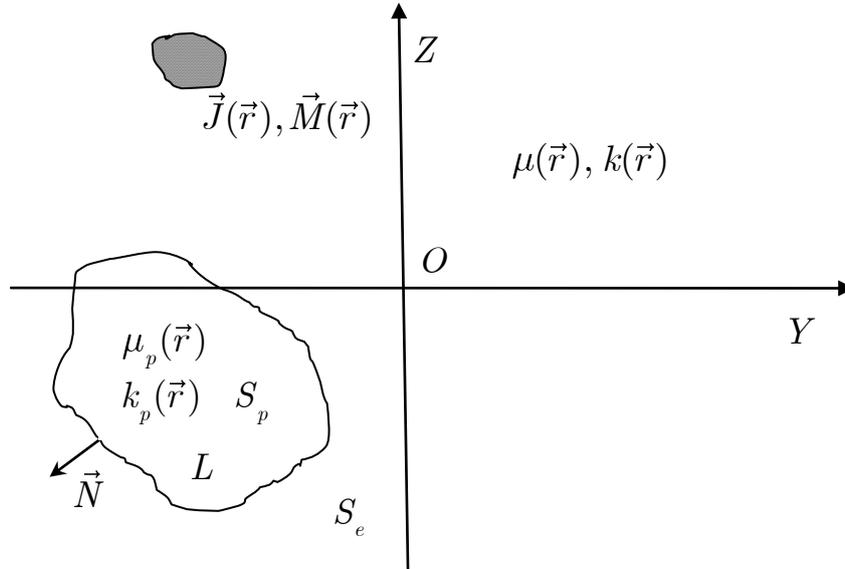


Рис. 1. Исследуемая структура.

ПЕРВИЧНОЕ ПОЛЕ И ФУНКЦИЯ ГРИНА В РЕГУЛЯРНОЙ СРЕДЕ

Рассмотрим регулярную (без включения) среду, электромагнитное поле в которой возбуждается источниками $\vec{J}(\vec{r})$, $\vec{M}(\vec{r})$. Уравнения Максвелла для монохроматических волн с зависимостью от времени пропорциональной $\exp(-i\omega t)$ в такой среде запишутся в виде

$$\begin{aligned}\nabla_{\perp} \times \vec{E}^{in}(\vec{r}) - ik_0 \mu(\vec{r}) \vec{H}^{in}(\vec{r}) &= -\frac{4\pi}{c} \vec{M}(\vec{r}), \\ \nabla_{\perp} \times \vec{H}^{in}(\vec{r}) + ik_0 \vec{E}^{in}(\vec{r}) &= \frac{4\pi}{c} \vec{J}(\vec{r}),\end{aligned}$$

где индекс «in» указывают на то, что речь идет о первичном поле, то есть поле в среде в отсутствие включения, $\nabla_{\perp} = \vec{y}_0 \frac{\partial}{\partial y} + \vec{z}_0 \frac{\partial}{\partial z}$, $\vec{r} = (0, y, z)$, $k_0 = \omega / c$. Несложные преобразования, выполненные в этих уравнениях, позволяют получить следующее уравнение для вектора $\vec{E}^{in}(\vec{r})$:

$$\left[\mu(\vec{r}) \nabla_{\perp} \cdot \frac{1}{\mu(\vec{r})} \nabla_{\perp} + k^2(\vec{r}) \right] \vec{E}^{in}(\vec{r}) = \mu(\vec{r}) \vec{f}(\vec{r}), \quad (1)$$

где $k(\vec{r}) = \mu(\vec{r})k_0$ – волновое число рассматриваемой среды, а функция $\vec{f}(\vec{r})$ равна:

$$\vec{f}(\vec{r}) = \frac{4\pi}{c} \left[\nabla_{\perp} \times \frac{1}{\mu(\vec{r})} \vec{M}(\vec{r}) - ik_0 \vec{J}(\vec{r}) \right].$$

Положим, что $\vec{E}^{in} = (E_x^{in}, 0, 0)$, $\vec{H}^{in} = (0, H_y^{in}, H_z^{in})$, $\vec{J} = (J_x, 0, 0)$, $\vec{M} = (0, M_y, M_z)$, то есть будем решать задачу для E -поляризованной волны. Тогда уравнение (1) для первичного поля в регулярной среде для компоненты E_x^{in} будет иметь вид

$$\left[\mu(\vec{r}) \nabla_{\perp} \cdot \frac{1}{\mu(\vec{r})} \nabla_{\perp} + k^2(\vec{r}) \right] E_x^{in}(\vec{r}) = \mu(\vec{r}) f(\vec{r}), \quad \vec{r} \in S_e + S_p. \quad (2)$$

$f(\vec{r})$ – соответствующее скалярное выражение для функции, характеризующей сторонние источники:

$$f(\vec{r}) = \frac{4\pi}{c} \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu(\vec{r})} M_z(\vec{r}) \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\mu(\vec{r})} M_y(\vec{r}) \right) - ik_0 J_x(\vec{r}) \right\}.$$

Отметим, что поле E_x^{in} на бесконечности должно удовлетворять условию излучения.

Функция Грина однородной регулярной среды удовлетворяет уравнению

$$\left[\mu(\vec{r}) \nabla_{\perp} \cdot \frac{1}{\mu(\vec{r})} \nabla_{\perp} + k^2(\vec{r}) \right] G(\vec{r}, \vec{r}') = \mu(\vec{r}) \delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad \vec{r}, \vec{r}' \in S_e + S_p, \quad (3)$$

условию излучения на бесконечности, а также условию симметрии

$$G(\vec{r}, \vec{r}') = G(\vec{r}', \vec{r}).$$

Тогда первичное поле будет определяться с помощью функции Грина в виде

$$E_x^{in}(\vec{r}) = \int G(\vec{r}, \vec{r}') f(\vec{r}') d\vec{r}'. \quad (4)$$

Для однородной регулярной среды функция Грина известна (например, [8]):

$$G(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{\mu}{4i} H_0^{(1)}(k|\vec{r} - \vec{r}'|).$$

Видно, что в этом случае функция Грина имеет логарифмическую особенность при $\vec{r} \rightarrow \vec{r}'$:

$$G(\vec{r}, \vec{r}') \simeq \frac{\mu}{2\pi} \ln |\vec{r} - \vec{r}'|, \quad (5)$$

так как

$$H_0^{(1)}(t) \simeq \frac{2i}{\pi} \ln t, \quad t \rightarrow 0.$$

ЗАДАЧА РАССЕЯНИЯ В НЕРЕГУЛЯРНОЙ СРЕДЕ

Введем в рассмотрение поле E_x^p внутри включения (в области S_p) и поле E_x^e в окружающей включение среде (в области S_e). Поле E_x^e , очевидно, будет удовлетворять уравнению (2) в области S_e , а поле E_x^p – аналогичному уравнению с нулевой правой частью вследствие отсутствия источников в области включения S_p :

$$\left[\mu(\vec{r}) \nabla_{\perp} \cdot \frac{1}{\mu(\vec{r})} \nabla_{\perp} + k^2(\vec{r}) \right] E_x^e(\vec{r}) = \mu(\vec{r}) f(\vec{r}), \quad \vec{r} \in S_e, \quad (6)$$

$$\left[\mu_p(\vec{r}) \nabla_{\perp} \cdot \frac{1}{\mu_p(\vec{r})} \nabla_{\perp} + k_p^2(\vec{r}) \right] E_x^p(\vec{r}) = 0, \quad \vec{r} \in S_p. \quad (7)$$

При этом поле E_x^e должно удовлетворять условию излучения на бесконечности, а на границе включения L (см. рис.1) должны выполняться граничные условия:

$$\begin{aligned} E_x^e &= E_x^p, \\ \frac{1}{\mu} \frac{\partial E_x^e}{\partial N} &= \frac{1}{\mu_p} \frac{\partial E_x^p}{\partial N}, \quad \vec{r} \in L. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь \vec{N} – единичный вектор нормали к границе включения L , $k_p(\vec{r}) = \mu_p(\vec{r})k_0$ – волновое число в области включения.

Для определения поля в нерегулярной среде рассмотрим уравнения (6) для поля E_x^e и функции Грина (3) в области внешней по отношению к включению ($\vec{r} \in S_e$):

$$\begin{aligned} \left[\mu(\vec{r}) \nabla_{\perp} \cdot \frac{1}{\mu(\vec{r})} \nabla_{\perp} + k^2(\vec{r}) \right] E_x^e(\vec{r}) &= \mu(\vec{r}) f(\vec{r}), \\ \left[\mu(\vec{r}) \nabla_{\perp} \cdot \frac{1}{\mu(\vec{r})} \nabla_{\perp} + k^2(\vec{r}) \right] G(\vec{r}, \vec{r}') &= \mu(\vec{r}) \delta(\vec{r} - \vec{r}'). \end{aligned}$$

При этом параметр \vec{r}' может находиться как в пределах включения $\vec{r}' \in S_p$, так и вне его $\vec{r}' \in S_e$.

Домножив первое из уравнений на $G(\vec{r}, \vec{r}')$, второе – на $E_x^e(\vec{r})$ и вычтя одно из другого, получим

$$\nabla_{\perp} \cdot \frac{1}{\mu(\vec{r})} \left[G(\vec{r}, \vec{r}') \nabla_{\perp} E_x^e(\vec{r}) - E_x^e(\vec{r}) \nabla_{\perp} G(\vec{r}, \vec{r}') \right] = f(\vec{r}) G(\vec{r}, \vec{r}') - \delta(\vec{r} - \vec{r}') E_x^e(\vec{r}), \quad \vec{r} \in S_e. \quad (9)$$

Интегрирование этого равенства по области S_e с учетом теоремы Остроградского-Гаусса и формулы Грина [9] для двумерного случая приводит к следующему результату:

$$\begin{aligned} \int_{S_e} G(\vec{r}, \vec{r}') f(\vec{r}') d\vec{r}' + \\ + \oint_L \frac{1}{\mu(\vec{r}_L)} \left[G(\vec{r}_L, \vec{r}') \frac{\partial E_x^e \vec{r}_L}{\partial N} - E_x^e \vec{r}_L \frac{\partial G(\vec{r}_L, \vec{r}')}{\partial N} \right] dl = \begin{cases} E_x^e \vec{r}', & \vec{r}' \in S_e; \\ 0, & \vec{r}' \in S_p. \end{cases} \end{aligned} \quad (10)$$

Поменяем местами штрихованные и нештрихованные аргументы. Тогда с учетом симметричности функции Грина и обозначения (4) получим

$$E_x^{in} \vec{r} + \oint_L \frac{1}{\mu(\vec{r}_L)} \left[G(\vec{r}, \vec{r}'_L) \frac{\partial E_x^e \vec{r}'_L}{\partial N'} - E_x^e \vec{r}'_L \frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}'_L)}{\partial N'} \right] dl' = \begin{cases} E_x^e \vec{r}, & \vec{r} \in S_e; \\ 0, & \vec{r} \in S_p. \end{cases} \quad (11)$$

Введем в рассмотрение поле, рассеянное включением и определенное в области $\vec{r} \in S_e$:

$$E_x^{sc}(\vec{r}) \equiv E_x^e(\vec{r}) - E_x^{in}(\vec{r})$$

и воспользуемся граничными условиями (8) на контуре L . Тогда

$$E_x^{sc} \vec{r} = \oint_L \left[G(\vec{r}, \vec{r}'_L) \frac{1}{\mu_p(\vec{r}'_L)} \frac{\partial E_x^p \vec{r}'_L}{\partial N'} - \frac{E_x^p \vec{r}'_L}{\mu(\vec{r}'_L)} \frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}'_L)}{\partial N'} \right] dl', \quad \vec{r} \in S_e. \quad (12)$$

Если взять $\vec{r} \in S_p$, то из (11) получим

$$0 \equiv E_x^{in} \vec{r} + \oint_L \left[G(\vec{r}, \vec{r}'_L) \frac{1}{\mu_p(\vec{r}'_L)} \frac{\partial E_x^p \vec{r}'_L}{\partial N'} - \frac{E_x^p \vec{r}'_L}{\mu(\vec{r}'_L)} \frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}'_L)}{\partial N'} \right] dl', \quad \vec{r} \in S_p.$$

Устремим в последнем выражении $\vec{r} \rightarrow \vec{r}_L$, $\vec{r}'_L \in L$ и получим нелокальные граничные условия на контуре L :

$$0 \equiv E_x^{in} \vec{r}_L + \lim_{\vec{r} \rightarrow \vec{r}_L} \oint_L \left[G(\vec{r}, \vec{r}'_L) \frac{1}{\mu_p(\vec{r}'_L)} \frac{\partial E_x^p \vec{r}'_L}{\partial N'} - \frac{E_x^p \vec{r}'_L}{\mu(\vec{r}'_L)} \frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}'_L)}{\partial N'} \right] dl', \quad \vec{r} \in S_p \quad (13)$$

Воспользуемся далее формулой теории логарифмического потенциала двойного слоя [9]:

$$\lim_{\vec{r} \rightarrow \vec{r}_L} \oint_L \varphi \vec{r}'_L \frac{\partial G(\vec{r}, \vec{r}'_L)}{\partial N'} dl' = \oint_L \varphi \vec{r}'_L \frac{\partial G(\vec{r}_L, \vec{r}'_L)}{\partial N'} dl' + \frac{1}{2} \varphi \vec{r}_L, \quad \vec{r} \in S_p. \quad (14)$$

Здесь первое слагаемое в правой части представляет собой прямое значение потенциала двойного слоя, а подынтегральное выражение является непрерывной функцией.

С учетом этой формулы нелокальные граничные условия на контуре L примут вид

$$\frac{1}{2} \frac{E_x^p \vec{r}_L}{\mu(\vec{r}_L)} + \oint_L \left[\frac{E_x^p \vec{r}'_L}{\mu(\vec{r}'_L)} \frac{\partial G(\vec{r}_L, \vec{r}'_L)}{\partial N'} - G(\vec{r}_L, \vec{r}'_L) \frac{1}{\mu_p(\vec{r}'_L)} \frac{\partial E_x^p \vec{r}'_L}{\partial N'} \right] dl' = E_x^{in} \vec{r}_L. \quad (15)$$

Отметим, что первое слагаемое в подынтегральном выражении представляет собой непрерывную функцию (на гладком контуре L), а функция Грина $G(\vec{r}_L, \vec{r}'_L)$ во втором слагаемом имеет логарифмическую особенность.

Полученное нелокальное граничное условие совместно с уравнением (7) в области включения образует замкнутую задачу для поля внутри включения $E_x^p(\vec{r})$. Зная это поле, по прямой формуле (12) можно определить рассеянное поле $E_x^{sc}(\vec{r})$.

ВЫВОДЫ

В работе предложен алгоритм решения двумерной задачи рассеяния на проницаемом для поля включении получения методом нелокального граничного условия. Сформулирована замкнутая задача для определения поля внутри включения. Знание поля внутри включения позволяет определить рассеянное поле в любой точке пространства по прямой формуле.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ярив А. Оптические волны в кристаллах / А. Ярив А., П. Юх. – М. : Мир, 1987. – 616 с.
2. Тягай В. А. Электроотражение света в полупроводниках / В. А. Тягай, О. В. Снитко. – Киев : Наук. думка, 1980. – 302 с.
3. Хмелевский В. К. Электроразведка / В. К. Хмелевский. – М. : Изд. МГУ, 1984. – 422 с.
4. Арманд Н. А., Башаринов А. Е., Шутко А. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1977. Т. 20, № 6. С. 809-841.
5. Slater Ph. N. Radiometric consideration in remote sensing / Ph. N. Slater // Proceeding of the IEEE. – 1985. – V. 73, № 6. – P. 997 – 1011.
6. Хижняк Н. А. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики / Н. А. Хижняк. – Киев : Наук. думка, 1986. – 280 с.
7. Багацкая О.В. Двумерная задача рассеяния на неоднородном теле в среде с кососимметричным тензором диэлектрической проницаемости / О. В. Багацкая, Н. П. Жук, С. Н. Шульга // Радиотехника и электроника. – 1995. –Т. 40, № 6. – С. 869-875.
8. Фелсен Л. Излучение и рассеяние волн. Т. 1 / Л. Фелсен, Н. Маркувиц. – М. : Мир, 1978. – 551 с.
9. Тихонов А.Н. Уравнения математической физики / А. Н. Тихонов, А. А. Самарский. – М. : Наука, 1977. – 736 с.

УДК 621.396.96

ОБ ОЦЕНКЕ ЗАМЕТНОСТИ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ЦЕЛЕЙ, РАСПОЛОЖЕННЫХ НА ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

А.А. Масловский, М.Н. Легенький

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина

E-mail: alex.maslovesky@gmail.com

Поступила в редакцию 25 апреля 2014 г.

В статье рассмотрены методы расчета рассеяния электромагнитных волн на объектах сложной формы, расположенных на подстилающей поверхности. Представлена методика статистической обработки полученных результатов, позволяющая получить зависимость вероятности обнаружения объекта от разрешения радара. Показано сходство рассеяния волн на объекте сложной формы, расположенном на подстилающей поверхности, с рассеянием волн на угольном отражателе. Показана возможность снижения уровня отражения от объекта при использовании наклонных боковых стенок. С помощью представленной методики статистической обработки результатов, показано, что объект с наклонными стенками является менее заметным, чем исходный.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: радиолокационная цель, заметность, подстилающая поверхность, вероятность обнаружения, угольный отражатель.

В статті розглянуто метод і розрахунок розсіяння електромагнітних хвиль на об'єктах складної форми, розташованих на підстильній поверхні. Представлено методику статистичної обробки отриманих результатів, що дозволяє отримати залежність вірогідності виявлення об'єкту від роздільної здатності радара. Показана схожість розсіяння хвиль на об'єкті складної форми, розташованому на підстильній поверхні з розсіянням хвиль на кутовому відбивачі. Показано можливість зменшення рівня відбиття від об'єкта при використанні нахильних стінок. За допомогою наданої методики статистичної обробки результатів, показано, що об'єкт з нахильними стінками є менш помітним, ніж вихідний.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: радіолокаційна ціль, помітність, підстильна поверхня, вірогідність виявлення, кутовий відбивач.

In this paper methods for calculating scattering of electromagnetic field on the complex form object, that situated on the underlying surface were considered. The methodic for statistical processing of obtained data, that gives an ability to obtain the objects detection possibility dependence on a radar resolution was presented. The similarity of wave scattering on the complex form object, which situated on underlying surface and wave scattering on the corner reflector was shown. The possibility of object's reflection level reducing, with the help of sloping the object's sidewalls was introduced. With using the introduced methodic of statistical results processing is shown, that object with inclined sidewalls is less detectable, then source one.

KEYWORDS: radiolocation target, detectability, underlying surface, detection possibility, corner reflector.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время чрезвычайно важной является проблема снижения радиолокационной заметности военной техники. Для ее разрешения целесообразно проводить предварительные расчеты ЭПР разрабатываемой техники.

Для расчета ЭПР, в большинстве случаев, необходимо решить соответствующую дифракционную задачу, определить поляризационные компоненты рассеянного поля и далее провести вычисления по формуле [1]:

$$\sigma = \frac{4\pi R_0^2 \Pi_r}{\Pi_i}, \quad (1)$$

где:

- R_0 - расстояние между передатчиком и объектом;
- Π_r - плотность потока энергии рассеянной волны вблизи приемника;
- Π_i - потока энергии падающей волны вблизи объекта рассеяния.

В данной работе рассматриваются вопросы заметности сложных радиолокационных объектов, расположенных на подстилающей поверхности. Рассмотрены методы моделирования рассеяния электромагнитных волн на объектах сложной формы, а также методы обработки полученных результатов, которые позволяют оценить снижение радиолокационной заметности объекта при некоторых геометрических изменениях его конструкции либо при использовании радиопоглощающих материалов. Проведены расчеты рассеяния электромагнитных волн на модели грузовика,

расположенного на подстилающей поверхности. Показано, что в формализованном виде этот процесс может быть рассмотрен как дифракция волны на угольном отражателе, стенки которого представляют собой вертикальную боковую поверхность объекта и прилегающий участок подстилающей поверхности. Зачастую угол между гранями в таком «угольном отражателе» оказывается равным 90° , что приводит к высокому уровню отраженного сигнала. Указаны возможности снижения уровня отраженного сигнала при использовании наклонных боковых стенок объекта. Вопросы снижения заметности объектов при использовании наклонных боковых стенок были рассмотрены авторами в тезисах конференций [2] и [3], а методика обработки результатов моделирования рассеяния электромагнитных волн на объектах сложной формы – в тезисах [4].

РАСЧЕТ ЗАМЕТНОСТИ РАДИОЛОКАЦИОННОГО ОБЪЕКТА

1. Моделирование рассеяния электромагнитных волн на объектах сложной формы

Для моделирования поверхности радиолокационных объектов сложной формы использована программа 3dМакс [<http://www.autodesk.ru/products/3ds-max/overview>]. Эта программа позволяет представить поверхность сложного объекта в виде совокупности плоских треугольных факетов. В данной работе для проведения численных экспериментов была использована модель грузовика КРАЗ 255 Б (рис 1). На рис.1а представлена фотография реального автомобиля КРАЗ, а на рис.1б показана модель КРАЗа, созданная в программе 3dМакс и используемая в дальнейшем для расчетов. Исследуемый автомобиль имеет следующие размеры: ширина 4 м, длина 10.5 м, высота 4.3 м. Ниже представлены результаты расчетов ЭПР для исследуемой модели в моностатическом случае, угол места равен 40 градусов от вертикали, получена азимутальная зависимость ЭПР, с шагом в 0.5 градуса.



Рис. 1. Фотография КРАЗ 255 Б - (а) и расчетная модель грузовика, созданная в программе 3dМакс - (б)

2. Метод расчета

В работе для расчета рассеяния волн на объектах сложной формы используется метод "The Physical Optics -Shooting and Bouncing Ray" (PO-SBR) [5]. Это численный метод, в различных аспектах которого используются элементы методов геометрической и физической оптики [6]. При этом в рамках метода геометрической оптики распространение электромагнитного поля рассматривается, как распространение набора лучей. Эти лучи характеризуются амплитудой, направлением и фазой. В рамках метода физической оптики на поверхностях исследуемого объекта поле падающей электромагнитной волны пересчитывается в эквивалентные поверхностные токи. Эти токи переизлучают электромагнитные волны в направлении точки наблюдения. В методе PO-SBR «запускается» множество таких лучей от источника (антенна или фронт плоской волны). При этом амплитуда каждого луча может зависеть от вида источника. Каждый луч затем распространяется в вычислительной области и переотражается между поверхностями объекта по законам геометрической оптики. Для нахождения точек пересечения используются быстрые компьютерные алгоритмы (к примеру kd-tree [7]). Рассеяние от точки пересечения луча и объекта по направлению ко всем точкам наблюдения рассчитывается с помощью метода физической оптики. Для нахождения полного отраженного электромагнитного поля все поля рассеянные объектом в направлении приемника суммируются. Конечно, такой метод расчета не является точным, однако он дает возможность быстро оценить отраженное поле в случае электрически больших структур.

Для расчетов рассеянного поля на радиолокационных объектах использовалась трехмерная программа, в которой реализован PO-SBR алгоритм. При этом возможен расчет отраженного поля для объекта или отдельных его частей, при этом поверхность объекта либо предполагается идеально-металлической, либо обладает некоторым поверхностным импедансом. В данной статье рассматриваются объекты, расположенные на некоторой подстилающей поверхности, к примеру: корабль на воде, автомобиль на дорожном покрытии. Следовательно, в расчетах необходимо принимать во внимание отражение от объекта, отражение от подстилающей поверхности и переотражения между объектом и подстилающей поверхностью. Подстилающая поверхность обычно является шероховатой. Таким образом, существует как зеркальное, так и диффузионное отражение. При использовании вышеупомянутой расчетной программы подстилающая поверхность рассматривается, как гладкий диэлектрик, характеризуемый некой эффективной диэлектрической проницаемостью - следовательно, рассматривается только зеркальная часть отраженного поля. Диффузное отражение будет учтено ниже на этапе анализа данных.

Следует отметить, что в расчетах используется только та часть подстилающей поверхности, которая может быть освещена лучами, отраженными от объекта. Считаем, что объект почти полностью состоит из идеального электрического проводника. Кроме этого используются еще 3 материала: резина для неметаллических частей шин, стекло для окон и бетон для подстилающей поверхности. Для этих материалов задается импеданс, который может быть рассчитан из диэлектрической проницаемости по формуле (2)

$$Z = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon}} \quad (2)$$

Здесь $Z_0 = 120\pi$ Ом – импеданс свободного пространства. Все используемые в работе материалы и их поверхностные импедансы (вычисленные с помощью формулы (2)) для рассматриваемой длины волны ($\lambda = 10$ см) представлены в Таблице 1. В общем случае стекло представляет собой радиопрозрачный материал с потерями, однако в рамках используемого метода расчета сложно учесть это. Поэтому стекло также моделируется поверхностным импедансом.

Таблица 1. Диэлектрическая проницаемость и импеданс материалов для $\lambda=10$ см.

материал	Диэлектрическая проницаемость	импеданс
Бетон	4,5	177,7
Стекло	4,7	174
Резина	7	142,5

3. Анализ результатов расчета ЭПР

Результаты расчетов с помощью описанной выше программы представлены в виде угловой зависимости ЭПР (в квадратных метрах) для исследуемой модели (см. рис. 2). Как видно, диаграмма ЭПР является осциллирующей

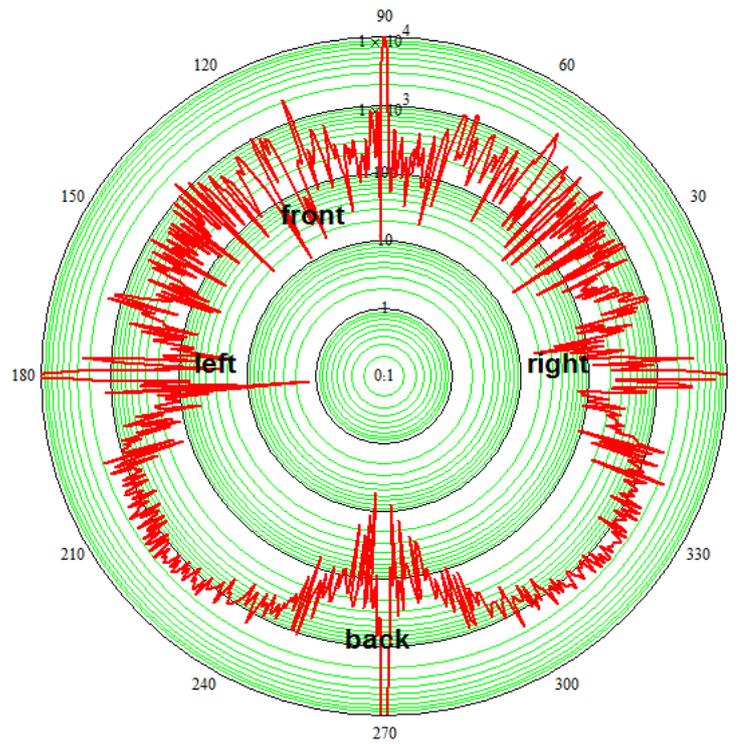


Рис. 2. Угловая зависимость ЭПР для КРАЗа при горизонтальной поляризации падающего поля.

Таблица 2. Статистические параметры для зависимости изображенной на рис. 2

Статистические параметры	Значение в м ²
Минимум	1,2
Максимум	30857,5
Среднее значение	784,5
Медианное значение	414,2

Возможность обнаружения или не обнаружения объекта в заданном направлении можно определить из статистического анализа полученной зависимости ЭПР. Для рассматриваемого случая полученная угловая зависимость ЭПР (рис. 2) имеет статистические параметры, которые представлены в Таблице 2.

Следует отметить, что средние и медианные значения ЭПР имеют большие численные значения. Это объясняется тем, что модели объекта имеют большое число уголкового отражателей, которые дают большой уровень отражения в широком секторе углов наблюдения от 45° до 90° от вертикали.

Для расчета плотности распределения полученных данных представим данное распределение в виде суммы дельта функций, пики которых соответствуют рассчитанным значениям ЭПР σ_i и имеют амплитуды $1/N$ (вероятность получить значение ЭПР равно σ_i):

$$F_{obj}(u) = \sum_{i=1}^N \delta(u - \sigma_i) / N . \tag{3}$$

В расчетах не учитывалось диффузное отражение от подстилающей поверхности, однако подстилающая поверхность в общем случае является шероховатой и ее ЭПР может рассматриваться как некий случайный сигнал с плотностью распределения Рэлея

$$F_{bg}(u, s) = (u / s^2) \exp(-u^2 / 2s^2) , \tag{4}$$

где u -случайное значение ЭПР, s - параметр распределения, который соответствует медианному значению случайной величины.

В дальнейших расчетах, для определенности, использованы данные для удельной ЭПР некоторых подстилающих поверхностей из работы[8]. Для рассматриваемого случая (длина волны $\lambda=10$ см, угол падения $\varphi=45^\circ$) удельная ЭПР подстилающей поверхности (бетон) равна $\sigma_{sp} = -46.7$ дБ от м².

Умножение данного значения σ_{sp} на площадь освещаемой части подстилающей поверхности S (которая определяется параметрами радара) дает значение параметра $s = S\sigma_{sp}$ в распределении (4).

Для получения распределения вероятности для рассматриваемого объекта, расположенного на подстилающей поверхности с учетом диффузного рассеяния необходимо сложить 2 случайных сигнала: полученное ЭПР объекта с распределением плотности вероятности (3) и ЭПР подстилающей поверхности (плотность вероятности (4)). Плотность вероятности для суммы двух случайных сигналов представляет собой свертку распределений плотности вероятности для каждого из этих случайных сигналов ((3) и (4)):

$$\begin{aligned} F_{obj+bg}(u, s) &= \int_0^{\infty} F_{obj}(v)F_{bg}(u-v, s)dv = \\ &= \sum_{i=1}^N F_{bg}(u-\sigma_i, s) / N. \end{aligned} \quad (5)$$

Таким образом, получено полное распределение плотности вероятности для исследуемого объекта на подстилающей поверхности как сумму смещенных распределений Рэлея.

Распределение плотности вероятности (5) для рассматриваемого объекта в случае, когда параметр распределения Рэлея равен $s = 20$ приведено на рис.3. Пунктирной линией здесь обозначено распределение Рэлея для фона. Сплошная линия – полное распределение плотности вероятности ЭПР объекта, полученное по формуле (5). Для исследуемой модели данная линия является хорошей аппроксимацией для расчетной гистограммы – данный объект хорошо виден на фоне подстилающей поверхности.

Из полученного распределения плотности вероятности ЭПР (5) можно оценить вероятность обнаружения для заданного разрешения радара. С этой целью следует определить пороговое значение ЭПР σ_{th} . Обычно σ_{th} выбирается таким, чтобы вероятность ложной тревоги радара была равна некой величине P_{fa} (обычно и в данной работе используется $P_{fa} = 10^{-4}$). Вероятность ложной тревоги – это вероятность того, что радар будет «срабатывать» от фона. Таким образом, пороговое значение ЭПР σ_{th} определяется из следующих вычислений

$$P_{fa} = \int_{\sigma_{th}}^{\infty} F_{bg}(u, s)du = 1 - \int_0^{\sigma_{th}} F_{bg}(u, s)du. \quad (6)$$

В случае, когда F_{bg} представляет собой плотность распределения Рэлея (4), интеграл (6) может быть рассчитан аналитически и формула для определения порогового значения ЭПР σ_{th} упрощится к виду $\sigma_{th} = (-\ln(P_{fa})2s^2)^{1/2}$.

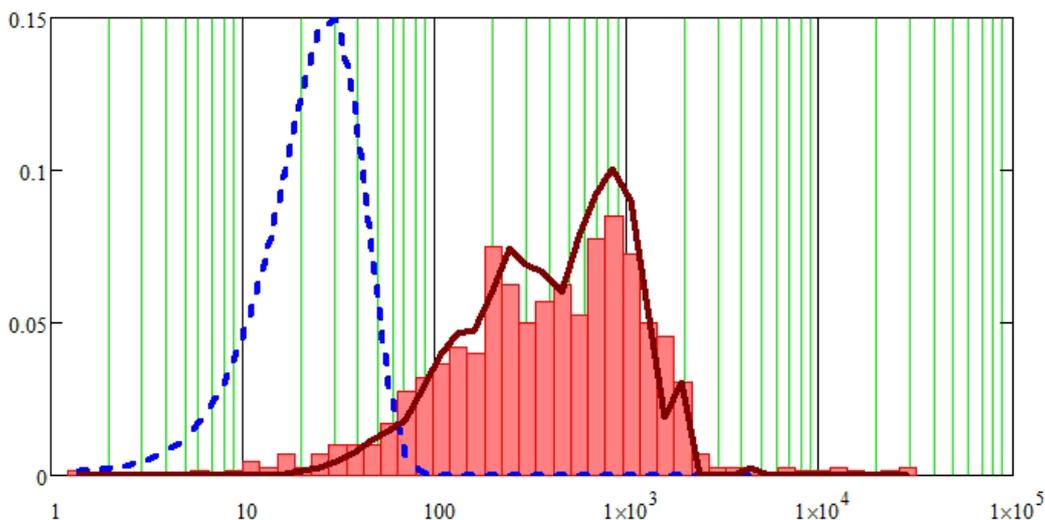


Рис. 3. Полное распределение плотности вероятности ЭПР для объекта из формулы (5) – сплошная линия, гистограмма ЭПР для объекта и распределение плотности вероятности ЭПР для фона из формулы (4) – пунктирная линия

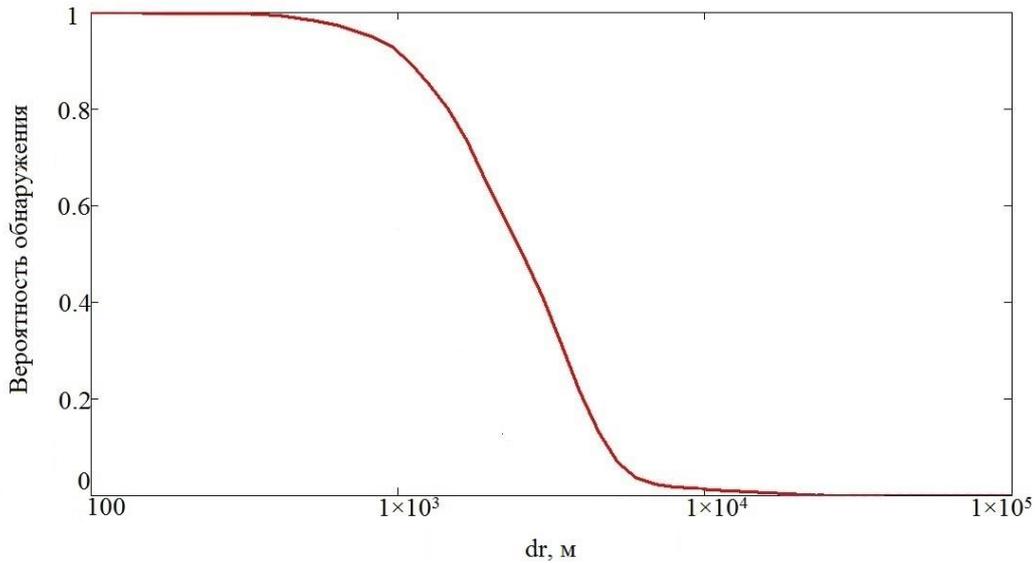


Рис. 4. Зависимость вероятности обнаружения от разрешения радара для модели рис. 1

Вероятность обнаружения цели для полученного порогового значения ЭПР σ_{th} определяется следующим образом

$$P = \int_{\sigma_{th}}^{\infty} F_{obj+bg}(u, s) du = 1 - \sum_{i=1}^N \int_0^{\sigma_{th}} F_{bg}(u - \sigma_i, s) du / N. \quad (7)$$

В случае, когда распределение плотности вероятности для подстилающей поверхности представляет собой распределение Рэля (4) интегралы в (7) могут быть вычислены аналитически и выражены через функцию распределения Рэля.

$$P = 1 - \sum_{i=1}^N 1 - \exp(-(\sigma_{th} - \sigma_i)^2 / 2s^2) / N. \quad (8)$$

Также отметим, что для расчетов необходима площадь засвеченной части подстилающей поверхности. Исследуемый объект отбрасывает тень на определенную часть подстилающей поверхности. Следовательно, в расчете вероятности обнаружения для некоего направления (с ЭПР σ_i) из освещенной части фоновой поверхности следует вычитать видимую площадь объекта для данного направления. В случае, когда видимая с определенного направления площадь объекта больше, чем освещенная часть фона, для расчета вероятности используется другая формула: для случаев $\sigma_i dr^2 / S_i > \sigma_{th}$ считаем вероятность обнаружения равной $1/N$.

С помощью описанной выше процедуры можно рассчитать зависимость вероятности обнаружения от корня из разрешения радара dr (площадь пятна засветки радара $S = dr^2$), подобная зависимость для модели КРАЗа представленной на рис. 1б изображена на рис. 4. При большом значении разрешения радара при этом вероятность обнаружения объекта оказывается малой или даже нулевой (объект неразличим на фоне подстилающей поверхности). При уменьшении разрешения радара вероятность обнаружения повышается и для разрешения меньшего некоторого значения становится почти неотличимой от единицы (объект хорошо различим на фоне подстилающей поверхности).

ДИАГРАММА ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ОБЪЕКТА, РАСПОЛОЖЕННОГО НА ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

В случае если рассматривается рассеяние электромагнитной волны на объекте, расположенном на подстилающей поверхности (автомобиль на бетонном покрытии, корабль на морской поверхности, танк на песке) в общем отраженном от объекта сигнале существенную роль играет переотражение между исследуемым объектом и подстилающей поверхностью. При этом фактически боковая поверхность отражается в подстилающей поверхности как в зеркале – на подстилающей поверхности образуется «антипод» объекта [9].

В формализованном виде этот процесс можно рассматривать как рассеяние волны на угольном отражателе, одна из сторон которого представляет собой боковую поверхность исследуемого объекта, а другая – подстилающую поверхность.

При этом для многих радиолокационных объектов боковые стенки являются строго вертикальными и угол между сторонами такого «углового отражателя» (УО) будет равен 90° . Однако, хорошо известно, что в этом случае отражение от УО будет максимальным [1].

Известно, что отклонение угла между поверхностями образующими отражатель от прямого приводит к существенному понижению уровня отражения [1]. При этом даже изменение угла на 2 градуса приводит к уменьшению ЭПР на -10 дБ и к расщеплению главного лепестка ДОР, а изменение угла на 5 градусов – к уменьшению ЭПР на -24 дБ (см. рис. 5).

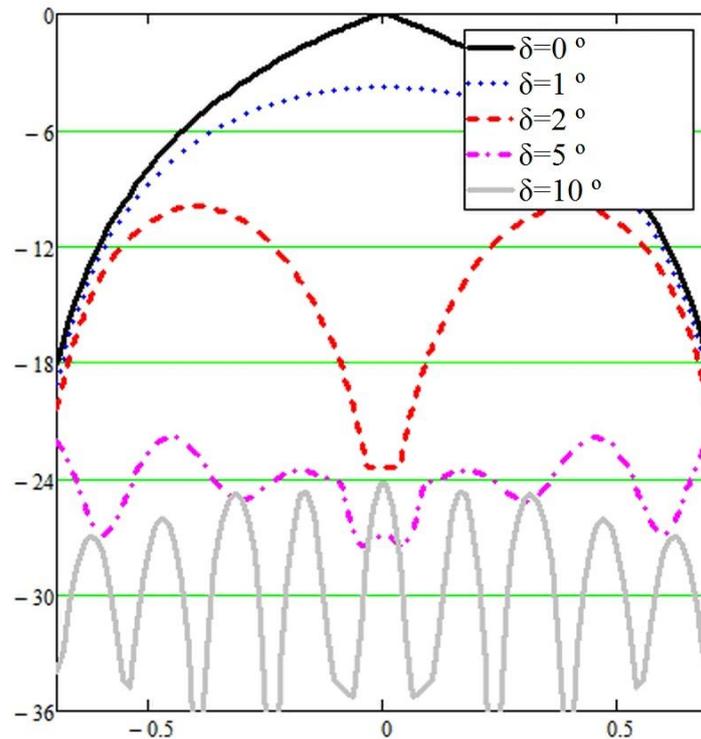


Рис. 5. Отражение от двугранного УО для разных углов между гранями (рассчитано по формуле представленной в [1])



Рис. 6. Расчетная модель грузовика с наклонными стенками

Подобный подход может быть использован и для уменьшения отражения от радиолокационного объекта расположенного на подстилающей поверхности. В случае если боковые стенки объекта сделать наклонными в сторону подстилающей поверхности, то угловой отражатель образованный ими и участком подстилающей поверхности будет давать относительно небольшой уровень отражения. Ниже

приведены результаты численных расчетов, иллюстрирующих влияние таких геометрических изменений на уровень обратного отражения от объекта.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Для исследования влияния геометрических изменений конструкции объекта и расчета вероятности его обнаружения была создана модель грузовика. Большая часть поверхности модели предполагается идеально металлической, стекла и шины (резина) моделируются с помощью задания соответствующего поверхностного импеданса, как было описано выше.

Для исследования рассеяния электромагнитных волн на объекте, стенки которого образуют с подстилающей поверхностью не прямые углы, были создана еще модель, у которой боковые и задняя стенки кунга образуют с подстилающей поверхностью угол 88 градусов (рис. 6).

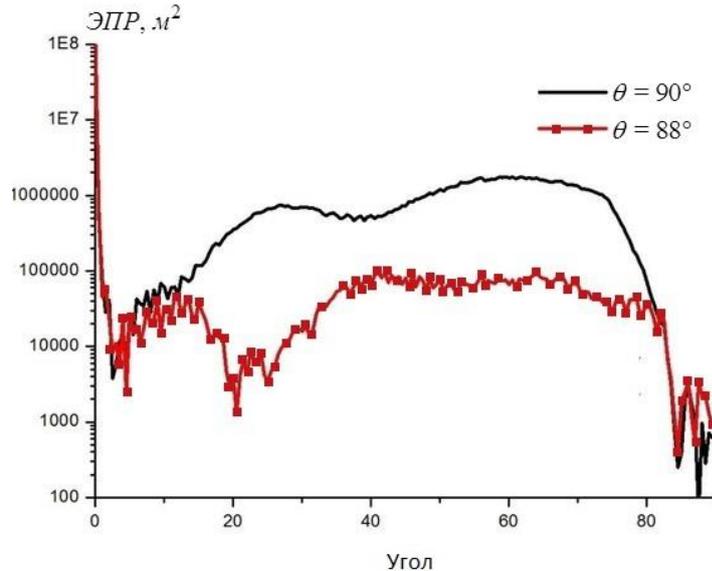


Рис. 7. ДОР для модели с прямыми стенками ($\theta=90^\circ$) и для модели с наклонными стенками ($\theta=88^\circ$)

На рис. 7 представлены диаграммы обратного рассеяния для модели с прямыми боковыми стенками и для модели с наклонными стенками. Результаты представлены для длины волны падающего излучения $\lambda=3\text{см}$, поляризация горизонтальная. Показаны результаты моделирования зависимости ЭПР от угла места, азимутальный угол равен 0° . Из рис. 7 видно, что даже наклон стенки кунга на 2° приводит к уменьшению значения ЭПР в 10 раз для большинства ракурсов, а для некоторого сектора углов – в 100 раз.

ВЫВОДЫ

Представлены методы для статистической обработки результатов моделирования рассеяния электромагнитных волн на объектах сложной формы, расположенных на подстилающей поверхности. Описана методика для расчета зависимости вероятности обнаружения объекта радаром от разрешения радара. С помощью таких зависимостей можно сравнивать заметности различных радиолокационных объектов.

Проведены исследования возможностей снижения радиолокационной заметности наземных объектов. Показано, что в этом случае существенную роль играет отражение между вертикальными боковыми стенками объекта и подстилающими поверхностями. Исследовано влияние изменения угла наклона боковых стенок на уровень отражения от объекта. Получены зависимости вероятностей обнаружения для исходного объекта (с вертикальными боковыми стенками) и для объекта с наклонными боковыми стенками. Показано, что второй объект за счет уменьшения влияния «углового отражателя», формируемого его стенками и подстилающей поверхностью, становится менее заметным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кобак В.О. «Радиолокационные отражатели», – "Советское радио" г. Москва, 1975.– 248 с.
2. Масловский А.А., Легенький М.Н., "Рассеивание плоских электромагнитных волн на объектах сложной формы, расположенных на подстилающей поверхности", 10-я Международная

- молодежная научно-техническая конференция РТ-2014 "Современные проблемы радиотехники и телекоммуникации", г. Севастополь, 2014.
3. Maslovskiy A., Legenkiy M., "Geometrical techniques for reducing radar targets detectability", XIV Kharkiv young scientists conference on radiophysics, electronics and biophysics, Kharkiv, 2014.
 4. Legenkiy M., Butrym A., Antyufeyeva M., Evaluation of On-Ground Object Radar Detectability Reduction, // Proceedings of the conference Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, 26-28 August. – Dnipropetrovsk. – 2014, P. 254-257.
 5. Chang S. and Senior T., Scattering by a spherical shell with a circular aperture, University of Michigan, 1969.
 6. Balanis C., Advanced engineering electromagnetics Vol. 20: Wiley New York, 1989
 7. Tao Y.B., Ling H. and Bao H.J., "KD-tree based fast ray tracing for RCS prediction," Progress In Electromagnetics Research, vol. 81, pp. 329-341, 2008
 8. Кулемин Г.П., Тарнавский Е.В., "Моделирование карты помех от наземной поверхности для РЛС ММД при малых углах скольжения" Радиоэлектронные и компьютерные системы №1, с. 5-12, 2004.
 9. Алексеев А.Г., Штагер Е.А., Козырев С.В., «Физические основы технологии STEALTH – СПб.: ВВМ, 2007.– 284 с.

УДК 537.87

EVOLUTIONARY APPROACH FOR THE PROBLEM OF ELECTROMAGNETIC FIELD PROPAGATION THROUGH NONLINEAR MEDIUM

O.M. Dumin¹, O.A. Tretyakov², R.D. Akhmedov¹, and O.O. Dumina³

¹ V.N. Karazin Kharkiv National University, 4, Svobody Sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

E-mail: Alexander.N.Dumin@univer.kharkov.ua

² Gebze Institute of Technology, Gebze, Kocaeli, Turkey

³ Ukrainian State Academy of Railway Transport, 7, Feyerbakha Sq., Kharkiv, 61050, Ukraine

Accepted for publication: April, 30, 2014

The problem of transient electromagnetic wave propagation in unbounded nonlinear medium is solved by means of Evolutionary Approach. It consists in the conversion of the initial three-dimensional nonstationary problem to one-dimensional one for the set of evolutionary equations with initial and boundary conditions by the modal expansion of the initial problem. The construction of the analytical solution of a nonlinear problem in time domain is proposed by the step-by-step method in approximation of weak nonlinearity and losses taking into account new sources of current inside the medium.

KEYWORDS: transient electromagnetic field, time domain, evolutionary approach, nonlinear medium.

Задача поширення нестационарної електромагнітної хвилі у необмеженому просторі, що заповнений нелінійним середовищем, розв'язується за допомогою еволюційного підходу. Його сутність полягає у перетворенні вихідної тривимірної нестационарної задачі в одновимірну нестационарну задачу для системи еволюційних рівнянь, доповнених початковими та граничними умовами, за допомогою модового розкладу вихідної тривимірної задачі. Побудову аналітичного розв'язку нелінійної задачі пропонується здійснити методом послідовних наближень у припущенні слабкої нелінійності середовища із втратами, враховуючи нові джерела струму всередині цього середовища.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: нестационарне електромагнітне поле, часовий простір, еволюційний підхід, нелінійне середовище

Задача распространения нестационарной электромагнитной волны в неограниченном пространстве, заполненном нелинейной средой, решается при помощи эволюционного подхода. Его суть состоит в преобразовании исходной трехмерной нестационарной задачи в одномерную нестационарную задачу для системы эволюционных уравнений, дополненных начальными и граничными условиями, посредством модового разложения исходной трехмерной задачи. Построение аналитического решения нелинейной задачи во временной области предлагается осуществить методом последовательных приближений в допущении слабой нелинейности среды с потерями, учитывая новые источники тока внутри этой среды.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: нестационарное электромагнитное поле, временная область, эволюционный подход, нелинейная среда

INTRODUCTION

To solve the radiation problems in unbounded layered transient inhomogeneous nonlinear medium in time domain the method of evolutionary equations is applied. Initially it was applied for resonator and waveguide problems with the same medium. The essence of the method consists in constructing the basis in transversal plane to decrease the dimension of initial problems holding the explicit time dependence of all variables. For the free space problems it was used in [1] by constructing the modal basis in cylindrical coordinate system and proving of its completeness by Weyl's theorem about orthogonal splitting in Hilbert space. The method was applied to solve the transient problems for given sources [2]-[4] and obtain the analytical solution of transient wave diffraction problem [5] by mode matching technique in time domain. In [6] the evolutionary equation set was obtained in spherical coordinate system, and some analytical solutions of the transient radiation problems were received by Laplace Transform [7]. Transient wave propagation problem in inhomogeneous nonstationary medium was solved analytically and numerically with noticeable advantages concerning calculation time and RAM consuming in comparison with direct three-dimensional numerical method [8].

The present work is devoted to construction of the analytical solution of a nonlinear problem [9]-[10] by the step-by-step method in approximation of weak nonlinearity.

THE STATEMENT OF THE PROBLEM

The initial problem is stated for the set of three-dimensional nonstationary Maxwell's equations

$$\text{rot}\vec{\mathbf{H}} = \frac{\partial}{\partial t}\vec{\mathbf{D}} + \vec{\mathbf{J}}^\sigma + \vec{\mathbf{J}}^e; \quad -\text{rot}\vec{\mathbf{E}} = \frac{\partial}{\partial t}\vec{\mathbf{B}} + \vec{\mathbf{J}}^h; \quad (1)$$

$$\text{div}\vec{\mathbf{D}} = \rho^\sigma + \rho^e; \quad \text{div}\vec{\mathbf{B}} = \rho^h,$$

supplemented by constitutive relations and equations of continuity

$$\vec{\mathbf{D}} = \varepsilon_0\vec{\mathbf{E}} + \vec{\mathbf{P}}(\vec{\mathbf{E}}); \quad \vec{\mathbf{B}} = \mu_0(\vec{\mathbf{H}} + \vec{\mathbf{M}}(\vec{\mathbf{H}})); \quad \frac{\partial}{\partial t}\rho^{e,h} = -\text{div}\vec{\mathbf{J}}^{e,h}, \quad (2)$$

where $\vec{\mathbf{E}}$ and $\vec{\mathbf{H}}$ are electrical and magnetic field strength vectors, $\vec{\mathbf{D}}$ and $\vec{\mathbf{B}}$ are electric displacement field and magnetic field, $\vec{\mathbf{P}}$ and $\vec{\mathbf{M}}$ are polarization and magnetization, ε_0, μ_0 are electric and magnetic free-space constants, $\vec{\mathbf{J}}^{e,h}$ is density of electric or magnetic current, $\vec{\mathbf{J}}^\sigma$ is conductivity current density, $\rho^{e,h}$ is density of electric or magnetic charges. All these functions are depended on position vector $\vec{\mathbf{R}} = \vec{\mathbf{r}} + z\vec{\mathbf{z}}_0$ and time t . The problem for correct statement is completed by initial and boundary conditions. Their solution will be found in the class of quadratically integrable vector functions that satisfy the condition

$$\int_{t_1}^{t_2} dt \int_{z_1}^{z_2} dz \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \rho d\rho (\varepsilon_0\vec{\mathbf{E}} \cdot \vec{\mathbf{E}}^* + \mu_0\vec{\mathbf{H}} \cdot \vec{\mathbf{H}}^*) < \infty. \quad (3)$$

EVOLUTIONARY EQUATION SET

We can separate the linear and nonlinear part in polarization and magnetization vectors as follows

$$\vec{\mathbf{P}}(\vec{\mathbf{E}}) = \varepsilon_0\alpha(z,t)\vec{\mathbf{E}} + \vec{\mathbf{P}}'(\vec{\mathbf{E}}); \quad \vec{\mathbf{M}}(\vec{\mathbf{H}}) = \chi(z,t)\vec{\mathbf{H}} + \vec{\mathbf{M}}'(\vec{\mathbf{H}}), \quad (4)$$

where $\alpha(z,t)$ and $\chi(z,t)$ are electric and magnetic susceptibilities. It gives possibility to rewrite the constitutive equations in the following form:

$$\vec{\mathbf{D}}(\vec{\mathbf{E}}) = \varepsilon_0\varepsilon(z,t)\vec{\mathbf{E}} + \vec{\mathbf{P}}'(\vec{\mathbf{E}}); \quad \vec{\mathbf{B}} = \mu_0\mu(z,t)\vec{\mathbf{H}} + \mu_0\vec{\mathbf{M}}'(\vec{\mathbf{H}}), \quad (5)$$

where $\varepsilon(z,t) = 1 + \alpha(z,t)$ is relative permittivity, $\mu(z,t) = 1 + \chi(z,t)$ is relative permeability. Using these notations the Maxwell's equations can be rewritten to the form of

$$\text{rot}\vec{\mathbf{H}} = \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon(z,t)\vec{\mathbf{E}}) + \left\{ \frac{\partial}{\partial t}\vec{\mathbf{P}}'(\vec{\mathbf{E}}) + \vec{\mathbf{J}}^\sigma(\vec{\mathbf{E}}, \vec{\mathbf{H}}) + \vec{\mathbf{J}}^e \right\}; \quad -\text{rot}\vec{\mathbf{E}} = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t}(\mu(z,t)\vec{\mathbf{H}}) + \left\{ \frac{\partial}{\partial t}\vec{\mathbf{M}}'(\vec{\mathbf{H}}) + \vec{\mathbf{J}}^h \right\}; \quad (6)$$

$$\varepsilon_0 \text{div}(\varepsilon(z,t)\vec{\mathbf{E}}) = -\text{div}\vec{\mathbf{P}}'(\vec{\mathbf{E}}) + \rho^\sigma + \rho^e; \quad \mu_0 \text{div}(\mu(z,t)\vec{\mathbf{H}}) = -\text{div}\vec{\mathbf{M}}'(\vec{\mathbf{H}}) + \rho^h.$$

So, we can introduce the equivalent densities of electric and magnetic currents and charges in right-hand sides of the equation by the following way:

$$\vec{\mathbf{J}} = \frac{\partial}{\partial t}\vec{\mathbf{P}}'(\vec{\mathbf{E}}) + \vec{\mathbf{J}}^\sigma(\vec{\mathbf{E}}, \vec{\mathbf{H}}) + \vec{\mathbf{J}}^e; \quad \mathbf{I} = \frac{\partial}{\partial t}\vec{\mathbf{M}}'(\vec{\mathbf{H}}) + \vec{\mathbf{J}}^h; \quad \varrho = -\text{div}\vec{\mathbf{P}}'(\vec{\mathbf{E}}) + \rho^\sigma + \rho^e; \quad g = -\text{div}\vec{\mathbf{M}}'(\vec{\mathbf{H}}) + \rho^h. \quad (7)$$

So, the set of Maxwell's equations acquires the form

$$\text{rot}\vec{\mathbf{H}} = \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon\vec{\mathbf{E}}) + \vec{\mathbf{J}}; \quad -\text{rot}\vec{\mathbf{E}} = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t}(\mu\vec{\mathbf{H}}) + \mathbf{I}; \quad \varepsilon_0 \text{div}(\varepsilon\vec{\mathbf{E}}) = \varrho; \quad \mu_0 \text{div}(\mu\vec{\mathbf{H}}) = g. \quad (8)$$

To project the equations onto transversal plane and longitudinal axis one should present all vectors in the form of sum

$$\vec{\mathbf{A}}(\vec{\mathbf{R}}, t) \equiv \vec{\mathbf{A}}(\vec{\mathbf{r}}, z, t) = \vec{\mathbf{A}}(\vec{\mathbf{r}}, z, t) + z_0 A_z(\vec{\mathbf{r}}, z, t), \quad (9)$$

and nabla operator in form of sum $\nabla = \nabla_\perp + z_0 \frac{\partial}{\partial z}$.

The last notation gives us possibility to transform the Maxwell's equations:

$$[\nabla_\perp \times z_0] H_z = \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon \vec{E}) + \frac{\partial}{\partial z} [\vec{H} \times z_0] + \vec{J}; \quad (10)$$

$$\mu_0 \frac{\partial}{\partial z} \{ \mu H_z \} = -\mu_0 \mu \nabla_\perp \cdot \vec{H} + g; \quad (11)$$

$$\mu_0 \frac{\partial}{\partial t}(\mu H_z) = \nabla_\perp \cdot [z_0 \times \vec{E}] - I_z; \quad (12)$$

$$[\vec{z}_0 \times \nabla_\perp] E_z = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\mu \vec{H}) + \frac{\partial}{\partial z} [\vec{z}_0 \times \vec{E}] + \vec{I}; \quad (13)$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon E_z) = \nabla_\perp \cdot [\vec{H} \times \vec{z}_0] - J_z; \quad (14)$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial z} \{\varepsilon E_z\} = -\varepsilon_0 \varepsilon \nabla_\perp \cdot \vec{E} + \varrho. \quad (15)$$

The same equations can be written in matrix form

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_0^{-1} [\vec{z}_0 \times \nabla_\perp] \nabla_\perp \cdot \vec{H} \\ \mu_0^{-1} \nabla_\perp [\vec{z}_0 \times \nabla_\perp] \cdot \vec{E} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu^{-1} \partial_z \{ \mu \varepsilon_0^{-1} \vec{F}_H \} + (\varepsilon_0 \mu_0 \mu)^{-1} [\vec{z}_0 \times \nabla_\perp g] \\ -\partial_t \{ \mu [\vec{z}_0 \times \vec{F}_H] \} - \mu_0^{-1} \nabla_\perp I_z \end{pmatrix}; \quad (16)$$

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_0^{-1} \nabla_\perp [\nabla_\perp \times \vec{z}_0] \cdot \vec{H} \\ \mu_0^{-1} [\nabla_\perp \times \vec{z}_0] \nabla_\perp \cdot \vec{E} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\partial_t \{ \varepsilon [\vec{F}_E \times \vec{z}_0] \} - \varepsilon_0^{-1} \nabla_\perp J_z \\ \varepsilon^{-1} \partial_z \{ \varepsilon \mu_0^{-1} \vec{F}_E \} + (\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon)^{-1} [\nabla_\perp \varrho \times \vec{z}_0] \end{pmatrix}, \quad (17)$$

where $\vec{F}_H = \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon \vec{E}) + \frac{\partial}{\partial z} [\vec{H} \times \vec{z}_0] + \vec{J}$, $\vec{F}_E = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\mu \vec{H}) + \frac{\partial}{\partial z} [\vec{z}_0 \times \vec{E}] + \vec{I}$.

Introducing four dimensional vectors of electromagnetic field

$$\mathbf{X} = \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix} \quad (18)$$

with the scalar product definition $\langle \mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2 \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \rho d\rho (\varepsilon_0 \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2^* + \mu_0 \vec{H}_1 \cdot \vec{H}_2^*)$ originated from (3) and the

matrix operations for the vectors

$$W_H \mathbf{X} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \varepsilon_0^{-1} [\vec{z}_0 \times \nabla_\perp] \nabla_\perp \cdot \\ \mu_0^{-1} \nabla_\perp [\vec{z}_0 \times \nabla_\perp] \cdot & \mathbf{0} \end{pmatrix} \mathbf{X}; \quad W_E \mathbf{X} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \varepsilon_0^{-1} \nabla_\perp [\nabla_\perp \times \vec{z}_0] \cdot \\ \mu_0^{-1} [\nabla_\perp \times \vec{z}_0] \nabla_\perp \cdot & \mathbf{0} \end{pmatrix} \mathbf{X}, \quad (19)$$

Using these matrix operations we can rewrite the Maxwell's equation set to the form of two matrix equations with four-dimensional operators containing partial differentiation by transversal coordinates and with right sides consisted of partial differentiation by longitudinal coordinate and time:

$$W_H \mathbf{X} = \begin{pmatrix} \mu^{-1} \partial_z \mu \{ \partial_t (\varepsilon \vec{E}) + \varepsilon_0^{-1} \partial_z [\vec{H} \times \vec{z}_0] \} + \{ (\varepsilon_0 \mu)^{-1} \partial_z (\mu \vec{J}) + (\varepsilon_0 \mu_0 \mu)^{-1} [\vec{z}_0 \times \nabla_\perp g] \} \\ -\partial_t \mu \{ \varepsilon_0 \partial_t \varepsilon [\vec{z}_0 \times \vec{E}] + \partial_z \vec{H} \} - \{ \partial_t \mu [\vec{z}_0 \times \vec{J}] + \mu_0^{-1} \nabla_\perp I_z \} \end{pmatrix}; \quad (20)$$

$$W_E \mathbf{X} = \begin{pmatrix} -\partial_t \varepsilon \{ \partial_z \vec{E} + \mu_0 \partial_t \mu [\vec{H} \times \vec{z}_0] \} - \{ \partial_t \varepsilon [\vec{I} \times \vec{z}_0] + \varepsilon_0^{-1} \nabla_\perp J_z \} \\ \varepsilon^{-1} \partial_z \varepsilon \{ \mu_0^{-1} \partial_z [\vec{z}_0 \times \vec{E}] + \partial_t \mu \vec{H} \} + \{ (\mu_0 \varepsilon)^{-1} \partial_z \varepsilon \vec{I} + (\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon)^{-1} [\nabla_\perp \varrho \times \vec{z}_0] \} \end{pmatrix}.$$

It is easy to prove using Fourier-Bessel transform and the one of definitions of Dirac delta function

$$\delta(\chi_1 - \chi_2) = \sqrt{\chi_1 \chi_2} \int_0^\infty \rho d\rho J_m(\chi_1 \rho) J_m(\chi_2 \rho) \quad (21)$$

that the operators are self-adjoint ones with eigen functions

$$\mathbf{Y}_{\pm m} = \begin{pmatrix} \sqrt[2]{\varepsilon_0} [\nabla_\perp \Psi_m \times \vec{z}_0] \\ \pm \sqrt[2]{\mu_0} \nabla_\perp \Psi_m \end{pmatrix} \quad \text{and} \quad \mathbf{Z}_{\pm n} = \begin{pmatrix} \sqrt[2]{\varepsilon_0} \nabla_\perp \Phi_n \\ \pm \sqrt[2]{\mu_0} [\vec{z}_0 \times \nabla_\perp \Phi_n] \end{pmatrix} \quad (22)$$

correspondingly, where $J_m(x)$ is Bessel function, Ψ_m and Φ_n are scalar function that satisfy the equations in transversal plane

$$(\Delta_\perp + \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 p}) \Psi_m = 0 \quad \text{and} \quad (\Delta_\perp + \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 q}) \Phi_n = 0, \quad (23)$$

p and q are the eigen numbers.

The properties of the expansion permit to apply Weyl Theorem for the Hilbert Space L_2^4 to prove the completeness of the expansion

$$\mathbf{X}(\vec{r}, z, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_0^\infty d\chi A_m(z, t, \chi) \mathbf{Y}_m(\vec{r}, \chi) + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^\infty d\nu B_n(z, t, \nu) \mathbf{Z}_n(\vec{r}, \nu) \quad (24)$$

or

$$\begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix} = \sum_{m=1}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi \left\{ A_m \begin{pmatrix} \nabla_{\perp} \Psi_m \times \vec{z} \\ \nabla_{\perp} \Psi_m \end{pmatrix} + A_{-m} \begin{pmatrix} \nabla_{\perp} \Psi_m \times \vec{z} \\ -\nabla_{\perp} \Psi_m \end{pmatrix} \right\} + \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{\infty} d\nu \left\{ B_n \begin{pmatrix} \nabla_{\perp} \Phi_n \\ \nabla_{\perp} \Phi_n \times \vec{z} \end{pmatrix} + B_{-n} \begin{pmatrix} \nabla_{\perp} \Phi_n \\ -\nabla_{\perp} \Phi_n \times \vec{z} \end{pmatrix} \right\} \quad (25)$$

that can be rewritten for different field components

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \sqrt[2]{\varepsilon_0} \left\{ \sum_{m=1}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi V_m^h [\nabla_{\perp} \Psi_m \times \vec{z}_0] + \sum_{m=1}^{\infty} \int_0^{\infty} d\nu W_n^e \nabla_{\perp} \Phi_n \right\}; \\ \vec{H} &= \sqrt[2]{\mu_0} \left\{ \sum_{m=1}^{\infty} \int_0^{\infty} d\nu I_m^h \nabla_{\perp} \Psi_m + \sum_{m=1}^{\infty} \int_0^{\infty} d\chi I_n^e [\vec{z}_0 \times \nabla_{\perp} \Phi_n] \right\}; \end{aligned} \quad (26)$$

$$E_z(\rho, \phi, z, t) = \sqrt[2]{\varepsilon_0} \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{\infty} \chi^2 d\chi e_n(z, t; \chi) \Phi_n(\rho, \phi; \chi);$$

$$H_z(\rho, \phi, z, t) = \sqrt[2]{\mu_0} \sum_{m=1}^{\infty} \int_0^{\infty} \nu^2 d\nu h_m(z, t; \nu) \Psi_m(\rho, \phi; \nu)$$

by resigning the coefficients

$$\begin{aligned} A_m + A_{-m} &= V_m^h; & B_n + B_{-n} &= V_n^e; \\ A_m - A_{-m} &= I_m^h; & B_n - B_{-n} &= I_n^e. \end{aligned} \quad (27)$$

To obtain the evolutionary equation set that is the one dimensional nonlinear equations of the first order, we should substitute the fields in (11-16) by the received above expansions. The application of orthogonal properties of the scalar functions

$$\begin{aligned} \frac{\chi\chi'}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho \Psi_m(\chi) \Psi_{m'}^*(\chi') &= \delta_{mm'} \delta(\chi - \chi'); \\ \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho \nabla_{\perp} \Psi_m(\chi) \cdot \nabla_{\perp} \Psi_{m'}^*(\chi') &= \delta_{mm'} \delta(\chi - \chi'); \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho [\nabla_{\perp} \Psi_m(\chi) \times \vec{z}_0] \cdot [\nabla_{\perp} \Psi_{m'}^*(\chi') \times \vec{z}_0] &= \delta_{mm'} \delta(\chi - \chi'); \\ \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho \nabla_{\perp} \Phi_n(\nu) \cdot [\nabla_{\perp} \Psi_{m'}^*(\chi') \times \vec{z}_0] + [\vec{z}_0 \times \nabla_{\perp} \Phi_n(\nu)] \cdot \nabla_{\perp} \Psi_{m'}^*(\chi') &= 0 \end{aligned}$$

helps to derive the system of evolutionary equations [9]:

$$\left\{ \begin{aligned} \partial_z \{ \mu h_m \} &= \mu I_m^h + \sqrt[2]{\mu_0} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho \Psi_m^*(\nu) g \\ \partial_{ct} \{ \mu h_m \} &= -V_m^h - \sqrt{\varepsilon_0} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho \Psi_m^*(\nu) I_z \\ -\partial_{ct} \{ \varepsilon V_m^h \} - \partial_z I_m^h + \nu^2 h_m &= \sqrt{\mu_0} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho [\vec{z}_0 \times \vec{J}] \cdot \nabla_{\perp} \Psi_m^*(\nu) \\ \partial_{ct} \{ \varepsilon V_n^e \} + \partial_z I_n^e &= -\sqrt{\mu_0} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho \vec{J} \cdot \nabla_{\perp} \Phi_n^*(\chi) \\ \partial_{ct} \{ \varepsilon e_n \} &= -I_n^e - \sqrt{\mu_0} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho \Phi_n^*(\chi) J_z \\ \partial_z \{ \varepsilon e_n \} &= \varepsilon V_n^e + \sqrt[2]{\varepsilon_0} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho \Phi_n^*(\chi) \varrho \\ -\partial_{ct} \{ \mu I_n^e \} - \partial_z V_n^e + \nu^2 e_n &= \sqrt{\varepsilon_0} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho [\vec{I} \times \vec{z}_0] \cdot \nabla_{\perp} \Phi_n^*(\chi) \\ \partial_{ct} \{ \mu I_m^h \} + \partial_z V_m^h &= -\sqrt{\varepsilon_0} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho \vec{I} \cdot \nabla_{\perp} \Psi_m^*(\nu) \end{aligned} \right. \quad (29)$$

where

$$\Phi_n = \frac{J_n(\chi\rho)}{\sqrt{\chi}} e^{in\varphi}; \quad \Psi_m = \frac{J_m(\nu\rho)}{\sqrt{\nu}} e^{im\varphi}. \quad (30)$$

ITERATIVE SOLUTION SCHEME

The solution of nonlinear problem is proposed to find in form of sum of solution for linear medium and l -th solution for equivalent sources of nonlinearity [9] $\vec{\mathbf{E}} = \vec{\mathbf{E}}^0 + \vec{\mathbf{E}}^l$; $\vec{\mathbf{H}} = \vec{\mathbf{H}}^0 + \vec{\mathbf{H}}^l$. The last solution can be obtained for given sources

$$\vec{\mathbf{J}}^l = \frac{\partial}{\partial t} \vec{\mathbf{P}}^l(\vec{\mathbf{E}}^0 + \vec{\mathbf{E}}^{l-1}); \quad \mathbf{I}^l = \frac{\partial}{\partial t} \vec{\mathbf{M}}^l(\vec{\mathbf{H}}^0 + \vec{\mathbf{H}}^{l-1}); \quad \varrho^l = -\text{div} \vec{\mathbf{P}}^l(\vec{\mathbf{E}}^0 + \vec{\mathbf{E}}^{l-1}); \quad \mathbf{g}^l = -\text{div} \vec{\mathbf{M}}^l(\vec{\mathbf{H}}^0 + \vec{\mathbf{H}}^{l-1}), \quad (31)$$

where for $l=1$ one should take into account the influence of the linear part of field only

$$\vec{\mathbf{J}}^1 = \frac{\partial}{\partial t} \vec{\mathbf{P}}^1(\vec{\mathbf{E}}^0); \quad \mathbf{I}^1 = \frac{\partial}{\partial t} \vec{\mathbf{M}}^1(\vec{\mathbf{H}}^0); \quad \varrho^1 = -\text{div} \vec{\mathbf{P}}^1(\vec{\mathbf{E}}^0); \quad \mathbf{g}^1 = -\text{div} \vec{\mathbf{M}}^1(\vec{\mathbf{H}}^0). \quad (32)$$

Using the analytical solution of the linear problem obtained by Riemann function [1] one can account the equivalent nonlinear sources.

PLANE SOURCE RADIATION PROBLEM

Let consider the problem of transient radiation of plane source of current into the medium with weak nonlinearity and constant μ . As a source one can consider plane disk with homogeneous current distribution [1]:

$$\vec{\mathbf{j}}_0 = \vec{x}_0 H(t) \delta(z) (H(\rho) - H(\rho - R)), \quad (33)$$

where $H(*)$ is the Heaviside's step functions.

The source generates TE waves only. The right-hand side of evolutionary equation is

$$j_m(z, t; \nu) = \frac{\sqrt{\mu_0}}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \rho d\rho \vec{\mathbf{j}}_0 [\nabla_\perp \Psi_m^* \times z_0]. \quad (34)$$

The linear solution of Klein-Gordon equation

$$\frac{\varepsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 h_m}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 h_m}{\partial z^2} + \nu^2 h_m = j_m \quad (35)$$

is known and received by Riemann function method

$$h_m = \frac{c}{2} \int_0^\infty dz' \int_0^\infty dt' J_0 \left(\nu \sqrt{c^2(t-t')^2 - (z-z')^2} \right) j_m. \quad (36)$$

The expression can be used to take into account additional field caused by conductivity and nonlinearity of unbounded medium placing in the integrand the expression $\vec{\mathbf{J}}^l = \frac{\partial}{\partial t} \vec{\mathbf{P}}^l(\vec{\mathbf{E}}^0 + \vec{\mathbf{E}}^{l-1}) + \vec{\mathbf{J}}^\sigma(\vec{\mathbf{E}}^0 + \vec{\mathbf{E}}^{l-1})$. But the initial field excited by plane source can be obtained by the following expression

$$h_m = \sqrt{\mu_0} J_1(\nu R) \frac{ic\delta_{m,1}}{4\sqrt{\nu}} \int_0^c dt' J_0 \left(\nu \sqrt{c^2(t-t')^2 - z^2} \right). \quad (37)$$

We rewrite it in terms of Lommel's function of two variables

$$h_m = -\sqrt{\mu_0} J_1(\nu R) \frac{\delta_{m,1}}{2\sqrt{\nu^3}} U_1 \left[-i\nu(ct-z), \nu \sqrt{c^2 t^2 - z^2} \right] \quad (38)$$

for the purpose of obtaining the analytical linear solution for amplitude of electrical field to find new equivalent sources of current. It is easy to demonstrate that the sources do not generate TM waves, so

$$e_n(z, t; \chi) = I_n^e = V_n^e = 0, \quad (39)$$

I_m^h, V_m^h can be found as

$$I_m^h = \mu^{-1} \partial_z \{ \mu h_m \} \Big|_{\mu=\text{const}} = \frac{\partial h_m}{\partial z}; \quad (40)$$

$$V_m^h = -\partial_{ct} \{ \mu h_m \} \Big|_{\mu=\text{const}} = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial h_m}{\partial t}.$$

It permits to receive the linear solution for the field

$$\vec{E}^0 = -\sqrt{\varepsilon_0} \sum_{m=1}^{\infty} \int_0^{\infty} d\omega W_m^h [\nabla_{\perp} \Psi_m \times \vec{z}_0] \quad (41)$$

to obtain the source $\vec{J}^1 = \frac{\partial}{\partial t} \vec{P}'(\vec{E}^0) + \vec{J}^{\sigma}(\vec{E}^0)$ for the first nonlinear approximation of solution. It can be obtained by the expression

$$h_m^1 = \frac{c}{2} \int_0^{\infty} dz' \int_0^{\infty} dt' J_0 \left(\nu \sqrt{c^2 (t-t')^2 - (z-z')^2} \right) j_m^1, \quad (42)$$

where $j_m^1(z, t; \nu) = \frac{\sqrt{\mu_0}}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} \rho d\rho j^1 [\nabla_{\perp} \Psi_m^* \times \vec{z}_0]$.

One can repeat the procedure to receive the second and further approximations of the solution.

CONCLUSIONS

The evolutionary approach to electromagnetics was used to receive the system of evolutionary equations that describes the propagation of transient electromagnetic field in nonlinear nonstationary inhomogeneous medium. The equations contain the sought coefficients of electromagnetic field expansion in the basis on transversal plane. Right-hand sides consist of the evolutionary coefficients and the expansion of given sources of electric and magnetic current and charge, current of conductivity and nonlinear reaction of medium. The total problem should contain the initial and boundary conditions for the evolutionary coefficients that can be derived as the expansion of given fields in the basis. The equation set can be transformed to the system of linear equations of second order as was done in [1]. The algorithm of the receiving of the general iterative analytical solution and its first approximation for weak nonlinearity of medium was presented.

REFERENCES

1. Третьяков О.А., Думин А.Н. Излучение нестационарных электромагнитных полей плоским излучателем // Электромагнитные волны & электронные системы. – 1998. – Т.3, N1. – С.12-22.
2. Думин А.Н. Излучение нестационарных полей раскрытом коаксиального волновода с бесконечным фланцем // Вестник Харьковского университета. Радиофизика и радиоэлектроника. – 1998. – №405. – С.52–55.
3. Dumin A.N., Katrich V.A., Pivnenko S.N. Radiation of short pulses from the open end of a coaxial waveguide // Telecommunications and radio engineering. – 1997. – V.51, N11-12. – P.81–89.
4. Dumin A.N. Radiation of transient localized waves from an open-ended coaxial waveguide with infinite flange // Telecommunications and radio engineering. – 1999. – V.53, N6. – P.30–34.
5. Думин А.Н., Катрич В.А., Колчигин Н.Н., Пивненко С.Н., Третьяков О.А. Дифракция нестационарной ТЕМ-волны на открытом конце коаксиального волновода // Радиофизика и радиоастрономия. – 2000. – Т.5, №1. – С.55–66.
6. Tretyakov O., Dumin A., Dumina O., Katrich V. Modal basis method in radiation problems // Proc. International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2004). – Dnepropetrovsk (Ukraine). – 2004. – P.312–314.
7. Dumin O., Dumina O., Katrich V. Evolution of transient electromagnetic fields in spherical coordinate system // Proc. XI-th International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2006). – Kharkiv (Ukraine, June 26-29). – 2006. – P.363–365.
8. Dumin O.M., Dumina O.O., Katrich V.A. Evolution of transient electromagnetic fields in radially inhomogeneous nonstationary medium // Progress In Electromagnetics Research. PIER 103. – 2010. – V.103. – P.403–418.
9. Dumin O.M., Katrich V.A., Akhmedov R.D., Tretyakov O.A., Dumina O.O. Evolutionary Approach for the Problems of Transient Electromagnetic Field Propagation in Nonlinear Medium // Proc. XV International Conf. on Math. Methods in Electromagnetic Theory (MMET–2014). – Dnipropetrovsk (Ukraine, Aug. 26-28). – 2014. – P. 57-60.
10. Dumin O.M., Tretyakov O.A., Akhmedov R.D., Stadnik Yu.B., Katrich V.A., and Dumina O.O. Modal Basis Method for Propagation of Transient Electromagnetic Fields in Nonlinear Medium // Proc. 7th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2014). – Kharkiv (Ukraine, September 15-19). – 2014. – P. 100–103.

УДК 537.87

БЛИЖНЕЕ НЕСТАЦИОНАРНОЕ ПОЛЕ ДИПОЛЯ ГЕРЦА

А. Н. Думин¹, В. А. Плахтий¹, Я. С. Вольвач², О. А. Думина³

¹Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, 61022, г. Харьков, пл. Свободы, 4
E-mail: Alexander.N.Dumin@univer.kharkov.ua

²Material Science & Engineering Department, University of California, San Diego (UCSD), 9500 Gilman Drive,
La Jolla, CA 92093-0418, USA

³Украинская государственная академия железнодорожного транспорта, 61050, г. Харьков, пл. Фейербаха, 7
Поступила в редакцию 4 апреля 2014 г.

Методом векторного потенциала во временной области получены уточненные выражения для всех компонент ближнего поля диполя Герца, возбуждаемого током с произвольной временной зависимостью. Проводится сравнение полученных выражений с классическими. Для случая скачкообразного возбуждающего тока построены временные зависимости векторного потенциала от координат точки наблюдения вблизи излучателя для классических, уточненных и точных выражений в виде квадратур, рассчитанных численно.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: диполь Герца, временная область, нестационарные поля, излучение

Методом векторного потенціалу у часовому просторі одержані уточнені вирази для усіх компонентів ближнього поля диполя Герца, що збуджується струмом із довільною часовою залежністю. Проводиться порівняння отриманих виразів із класичними. Для випадку скачкоподібного збуджуючого струму побудовані часові залежності векторного потенціалу від координат точки спостереження поблизу випромінювача для класичних, уточнених і точних виразів у вигляді квадратур, що розраховані чисельно.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: диполь Герца, часовий простір, нестационарні поля, випромінювання

More accurate expressions for all components of near field of Hertzian dipole are received by vector potential method in time domain. The comparison of the obtained expressions with classical ones is carried out. The time dependences of vector potential on observation point coordinates nearby the radiator are depicted for the classical, more accurate, and precise expressions calculated numerically for the case of stepwise exciting current.

KEYWORDS: Hertzian dipole, time domain, transient fields, radiation

ВВЕДЕНИЕ

Главные особенности процесса излучения и преобразования энергии излучателей наиболее ясно представляются во временной области. В работе [1] получены и проанализированы выражения для излученного поля одного из элементарных излучателей – электрического диполя Герца – с целью исследования процесса преобразования энергии поля вблизи этого излучателя [2]. Данный вопрос является актуальным в связи с необходимостью построения антенн с высокой эффективностью излучения импульсных полей [3]. Общая физическая картина процесса формирования свободного электромагнитного поля была описана еще Г. Герцем [4], но в случае импульсных полей в излучающих системах нельзя использовать резонансные явления для повышения эффективности излучения. В связи с этим возрос интерес к анализу физических процессов вблизи излучателя, возбуждаемого нестационарными токами. В работе [5] во временной области описано формирование электромагнитной волны в окрестности излучателя как трансформация энергии быстро убывающих с расстоянием составляющих электромагнитного поля в медленно убывающие. Тем не менее, этот процесс невозможно проследить аналитически в классических выражениях для поля диполя Герца, так как из них следует, что электромагнитная волна существует на любых сколь угодно близких расстояниях от излучателя, что противоречит описанной выше физической картине.

С целью получения аналитических выражений, в которых бы отражался механизм формирования волны, в данной работе проводится уточнение классических выражений для поля диполя Герца, возбуждаемого током с произвольной зависимостью от времени, с учетом конечности размеров излучателя [6]. Проводится численный анализ поведения решений данной задачи излучения, полученных в различных приближениях.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Источником нестационарного поля является проводник с поперечным сечением S и радиусом r_d , через который в направлении оси OZ протекает ток с произвольной временной зависимостью. Рассмотрим поле, излучаемое небольшим сегментом этого проводника l , $l \ll ct$, где τ – минимальное время, за который ток заметно меняет свое значение, c – скорость света. Распределение тока по всей длине l будем считать равномерным.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Расчет излучаемого поля проведем при помощи метода векторного потенциала, для которого известно аналитическое решение:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\vec{j}(\vec{r}', t - R/c)}{R} dV'. \quad (1)$$

При этом выражения для напряженностей полей имеют вид

$$\begin{cases} \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{1}{\mu_0} \text{rot} \vec{A}(\vec{r}, t); \\ \vec{E}(\vec{r}, t) = -\text{grad} \varphi - \frac{\partial \vec{A}(\vec{r}, t)}{\partial t}. \end{cases} \quad (2)$$

В отличие от классического решения этой задачи будем принимать во внимание толщину излучателя. Рассмотрим подынтегральное выражение в (1) при больших расстояниях наблюдения по сравнению с размерами излучающей системы $-r'/r \ll 1$, где \vec{r} – координата точки наблюдения, \vec{r}' – координата точечного источника тока, принимая во внимание, что $\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}'$, $R = \sqrt{r^2 - 2\vec{r}\vec{r}' + r'^2}$,

Используя известное выражение для разложения функции в ряд Тейлора

$$F(x_0 + x) \approx F(x_0) + \frac{x}{1!} F'(x_0) + \frac{x^2}{2!} F''(x_0), \quad (3)$$

можем разложить подынтегральное выражение (1) в окрестности точки r , ограничиваясь первыми слагаемыми ряда

$$r \left(1 - \left(2 \frac{(\vec{r}, \vec{r}')}{r^2} - \frac{r'^2}{r^2} \right) \right)^{1/2} \approx r \left(1 - \left(\frac{2 \frac{(\vec{r}, \vec{r}')}{r^2} - \frac{r'^2}{r^2}}{2} - \left(\frac{2 \frac{(\vec{r}, \vec{r}')}{r^2} - \frac{r'^2}{r^2}}{8} \right) \right) \right) \approx r - \frac{(\vec{r}, \vec{r}')}{r} + \frac{r'^2}{2r} - \frac{(\vec{r}, \vec{r}')^2}{2r^3} + \frac{(\vec{r}, \vec{r}') r'^2}{2r^3} - \frac{r'^4}{8r^3}. \quad (4)$$

Принимая во внимание, что подынтегральное выражение является дробью

$$F(x_0 + x) = \frac{f(x_0 + x)}{x_0 + x}, \quad (5)$$

его разложение принимает вид

$$\frac{f(x_0 + x)}{x_0 + x} \approx \frac{f(x_0)}{x_0} + \frac{x}{1!} \frac{d}{dx_0} \left(\frac{f(x_0)}{x_0} \right) + \frac{x^2}{2!} \frac{d^2}{dx_0^2} \left(\frac{f(x_0)}{x_0} \right), \quad (6)$$

где $x_0 = r$, $x = -\left(\frac{(\vec{r}, \vec{r}')}{r} - \frac{r'^2}{2r} + \frac{(\vec{r}, \vec{r}')^2}{2r^3} - \frac{(\vec{r}, \vec{r}') r'^2}{2r^3} + \frac{r'^4}{8r^3} \right)$ – малая величина.

В классическом решении [1] для поля, излучаемого диполем Герца, было использовано первое слагаемое в этом выражении. Легко показать, что слагаемые, которые содержат скалярное произведение \vec{r}, \vec{r}' , после интегрирования по объему дают нулевой вклад в это выражение. Поэтому будем учитывать последующие слагаемые с одинаковым порядком малости по отношению к размерам диполя. Выражение для векторного потенциала принимает форму:

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{dV'}{r} \left(\vec{j} - u_0 \left(\frac{1}{rc} \dot{\vec{j}} + \frac{\ddot{\vec{j}}}{r^2} \right) + (u_1 + u_2 + u_3) \left(\frac{1}{c^2 r} \ddot{\vec{j}} + \frac{2}{cr^2} \dot{\vec{j}} + 2 \frac{\ddot{\vec{j}}}{r^3} \right) \right), \quad (7)$$

где $u_0 = -\left(\frac{(\vec{r}, \vec{r}')}{r} - \frac{r'^2}{2r} + \frac{(\vec{r}, \vec{r}')^2}{2r^3} - \frac{(\vec{r}, \vec{r}') r'^2}{2r^3} + \frac{r'^4}{8r^3} \right)$;

$$u_1 = \frac{(\vec{r}, \vec{r}')^2}{2r^2} + \frac{r'^4}{8r^2} + \frac{(\vec{r}, \vec{r}')^4}{8r^6} + \frac{(\vec{r}, \vec{r}')^2 r'^4}{8r^6} + \frac{r'^8}{128r^6} - \frac{(\vec{r}, \vec{r}') r'^2}{2r^2} + \frac{(\vec{r}, \vec{r}')^3}{2r^4};$$

$$u_2 = -\frac{(\vec{r}, \vec{r}')^2 r'^2}{2r^4} + \frac{(\vec{r}, \vec{r}') r'^4}{8r^4} - \frac{(\vec{r}, \vec{r}')^2 r'^2}{4r^4} + \frac{(\vec{r}, \vec{r}') r'^4}{4r^4};$$

$$u_3 = -\frac{r'^6}{16r^4} - \frac{(\vec{r}, \vec{r}')^3 r'^2}{4r^6} + \frac{(\vec{r}, \vec{r}')^2 r'^4}{16r^6} - \frac{(\vec{r}, \vec{r}') r'^6}{16r^6}.$$

После перехода от плотности тока к полному току через проводник и некоторых других упрощений мы получаем

$$\vec{A} \vec{r}, t = \frac{\vec{z}_0 \mu_0 l}{4\pi} \left(a_0 \frac{I}{r} + a_1 \frac{\dot{I}}{4r^2 c} + a_2 \frac{\ddot{I}}{8rc^2} \right), \quad (8)$$

$$\text{где } a_0 = 1 - \frac{l^2}{24r^2} + \frac{l^2}{8r^2} (\cos^2 \theta) - \frac{r_d^2}{4r^2} + \frac{3r_d^2}{8r^2} (\sin^2 \theta);$$

$$a_1 = -\frac{l^2}{6} + \frac{l^2}{2} (\cos^2 \theta) - r_d^2 + \frac{3r_d^2}{2} (\sin^2 \theta);$$

$$a_2 = \frac{l^2}{3} (\cos^2 \theta) + r_d^2 (\sin^2 \theta).$$

Легко увидеть, что данное выражение при устремлении длины диполя и его толщины к нулю превращается в классическое выражение [1]. Очевидно, что влияние новых слагаемых проявится на небольших расстояниях наблюдения поля от центра излучателя.

АНАЛИЗ ВЫРАЖЕНИЙ ДЛЯ БЛИЖНИХ ПОЛЕЙ ДИПОЛЯ ГЕРЦА

Замена полного тока через проводник в (8) на заряд, а также использование хорошо известных формул для векторных операций в сферической системе координат приводят к выражениям для всех компонент поля вблизи электрического диполя Герца:

$$E_\theta = \frac{l \sin \theta}{4\pi \epsilon_0} \times \left(e_{\theta 0} \frac{Q}{r^3} + e_{\theta 1} \frac{\dot{Q}}{cr^2} + e_{\theta 2} \frac{\ddot{Q}}{rc^2} + e_{\theta 3} \frac{\ddot{Q}}{r^2 c^3} + e_{\theta 4} \frac{\ddot{Q}}{rc^4} \right), \quad (9)$$

$$\text{где } e_{\theta 0} = 1 - \frac{6r_d^2 + l^2}{8r^2} + \left(\frac{13l^2}{8r^2} - \frac{15r_d^2}{4r^2} \right) \cos^2 \theta + \left(\frac{15r_d^2}{8r^2} - \frac{l^2}{4r^2} \right) \sin^2 \theta;$$

$$e_{\theta 1} = 1 - \frac{3r_d^2}{4r^2} - \frac{l^2}{8r^2} + \left(\frac{13l^2}{8r^2} - \frac{7r_d^2}{4r^2} \right) \cos^2 \theta + \left(\frac{7r_d^2}{8r^2} - \frac{l^2}{4r^2} \right) \sin^2 \theta;$$

$$e_{\theta 2} = 1 - \frac{r_d^2}{2r^2} - \frac{l^2}{12r^2} + \left(\frac{19l^2}{24r^2} - \frac{3r_d^2}{2r^2} \right) \cos^2 \theta + \left(\frac{9r_d^2}{8r^2} - \frac{l^2}{12r^2} \right) \sin^2 \theta;$$

$$e_{\theta 3} = \frac{l^2 - r_d^2}{4} \cos^2 \theta + \frac{5r_d^2 \sin^2 \theta}{8} - \frac{r_d^2}{4} - \frac{l^2}{24};$$

$$e_{\theta 4} = \frac{l^2}{24} \cos^2 \theta + \frac{r_d^2}{8} \sin^2 \theta.$$

$$E_r = \frac{l \cos \theta}{2\pi \epsilon_0} \left(e_{r0} \frac{Q}{r^3} + e_{r1} \frac{\dot{Q}}{cr^2} + e_{r2} \frac{\ddot{Q}}{c^2 r^3} + e_{r3} \frac{\ddot{Q}}{r^2 c^3} \right), \quad (10)$$

$$\text{где } e_{r0} = 1 - \frac{3r_d^2}{2r^2} + \frac{l^2}{4r^2} (3 \cos^2 \theta - 1) + \left(\frac{15r_d^2}{4r^2} - \frac{l^2}{2r^2} \right) \sin^2 \theta;$$

$$e_{r1} = 1 - \frac{3r_d^2}{4r^2} + \frac{15l^2}{16cr^2} \cos^2 \theta + \left(\frac{r_d^2}{cr^2} - \frac{l^2}{4r^2 c} \right) \sin^2 \theta;$$

$$e_{r2} = -\frac{r_d^2}{2} - \frac{l^2}{12} + \frac{7l^2}{24} \cos^2 \theta + \left(\frac{l^2}{12} + \frac{r_d^2}{8} \right) \sin^2 \theta;$$

$$e_{r3} = \frac{r_d^2}{4} + \frac{l^2}{24} \cos^2 \theta + \left(\frac{r_d^2}{4} - \frac{l^2}{24} \right) \sin^2 \theta.$$

$$H_{\varphi}(r, \theta, t) = \frac{l \sin \theta}{4\pi} \left(h_1 \frac{\dot{Q}(t - r/c)}{r^2} + h_2 \frac{\ddot{Q}}{cr} + h_3 \frac{\ddot{Q}}{r^2 c^2} + h_4 \frac{\ddot{Q}}{rc^3} \right); \quad (11)$$

$$\text{где } h_1 = 1 - \frac{3l^2}{8r^2} + \frac{3r_d^2}{4r^2} \left(\frac{3}{2} \sin^2 \theta - 1 \right) + \left(\frac{5l^2}{8r^2} - \frac{3r_d^2}{4r^2} \right) \cos^2 \theta;$$

$$h_2 = 1 - \frac{l^2}{8r^2} + \frac{3r_d^2}{4r^2} (3 \sin^2 \theta - 1) + \left(\frac{5l^2}{8r^2} - \frac{3r_d^2}{4r^2} \right) \cos^2 \theta;$$

$$h_3 = -\frac{l^2}{24} + \left(\frac{l^2}{4} - \frac{r_d^2}{4} \right) \cos^2 \theta + \frac{r_d^2}{2} \left(\sin^2 \theta - \frac{1}{2} \right);$$

$$h_4 = \frac{l^2}{24} \cos^2 \theta + \frac{r_d^2}{8} \sin^2 \theta.$$

Здесь угловая зависимость от координаты φ отсутствует из-за симметрии задачи, и также нетрудно увидеть, что полученные выражения (9)–(11) совпадают с классическими [1], если длина диполя и его радиус бесконечно малы. Для графической иллюстрации временной зависимости излучаемых полей в ближней зоне полученное выражение для векторного потенциала (8) исследуется на примере следующей временной зависимости

$$Q(t) = (1 - \tanh(t/\tau))/2, \quad (12)$$

где $\tau = 10^{-9}$ с, длина излучателя l равна 0,01 м, его радиус $r_d = 0,001$ м, амплитуда тока $I_0 = 1$ А.

На Рис. 1-3 изображены временные зависимости амплитуды поперечной компоненты векторного потенциала для расстояний наблюдения $r = 5, 10, 20$ мм при фиксированном угле наблюдения $\theta = \pi/2$, рассчитанные по классическим формулам [1], по полученной выше уточненной (8) и по точному решению (1), рассчитанному численно. Легко увидеть, что уже на расстоянии 20 мм (Рис. 3) все три кривые практически совпадают. При малых расстояниях наблюдения разница заметна, причем наше уточненное решение ближе к точному. Также нужно отметить, что уменьшение значения потенциала в более точных решениях по сравнению с классическим, особенно заметное на Рис. 1, и отражает тот факт, что на таких малых расстояниях волна еще не сформирована, она не получила достаточно энергии от квазистатических компонент поля из окружающего излучателя объема [4].

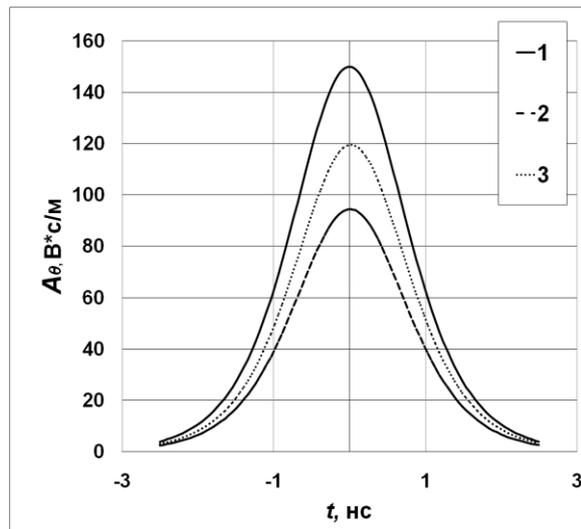


Рис. 1. Временная зависимость амплитуды поперечной компоненты векторного потенциала на расстоянии 5 мм от диполя, $\theta = \pi/2$, 1 – классическое решение, 2 – уточненное решение, 3 – точное решение.

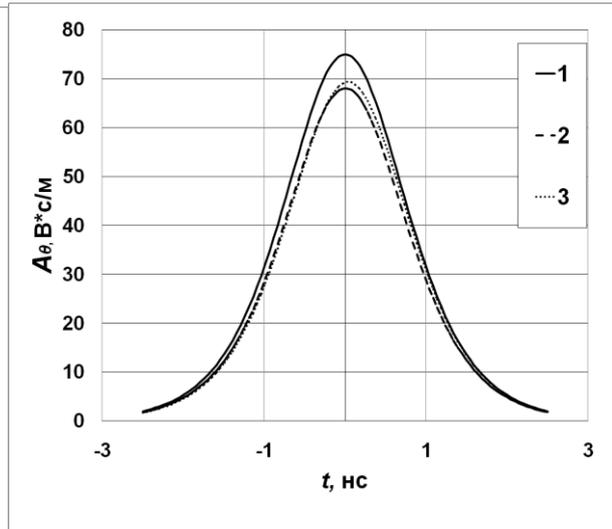


Рис. 2. Временная зависимость амплитуды поперечной компоненты векторного потенциала на расстоянии 10 мм от диполя, $\theta = \pi/2$, 1 – классическое решение, 2 – уточненное решение, 3 – точное решение.

Для иллюстрации поведения поля в ближней зоне при разных углах на Рис. 4-6 построены временные зависимости поперечной компоненты, а на Рис. 7-9 – продольной компоненты векторного потенциала при углах наблюдения $\theta = \pi/16, \pi/4, 7\pi/16$.

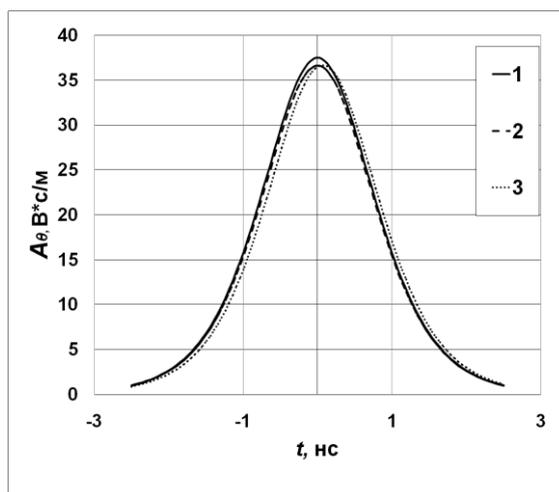


Рис. 3. Временная зависимость амплитуды поперечной компоненты векторного потенциала на расстоянии 20 мм от диполя, $\theta = \pi/2$, 1 – классическое решение, 2 – уточненное решение, 3 – точное решение.

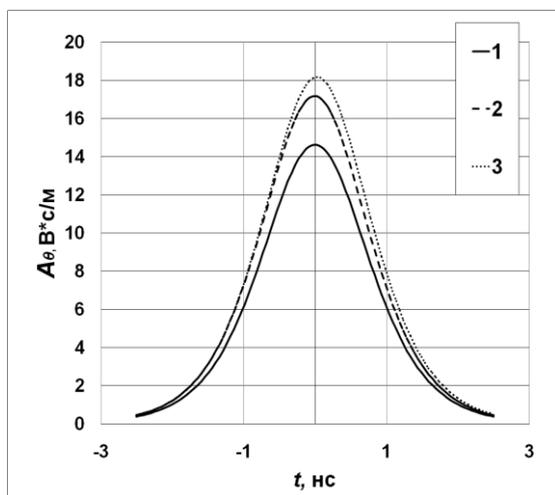


Рис. 4. Временная зависимость поперечной компоненты векторного потенциала на расстоянии 10 мм от диполя, $\theta = \pi/16$, 1 – классическое решение, 2 – уточненное решение, 3 – точное решение.

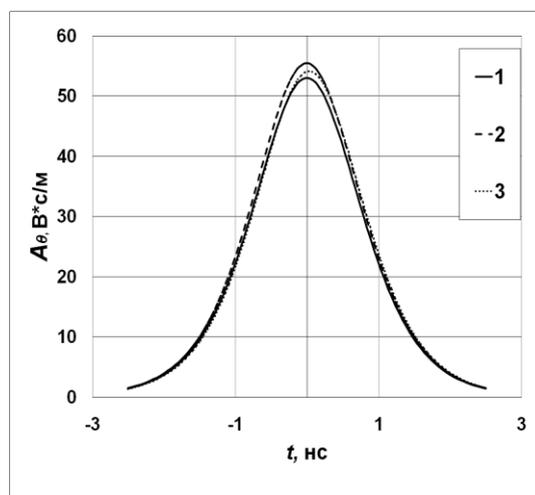


Рис. 5. Временная зависимость поперечной компоненты векторного потенциала на расстоянии 10 мм от диполя, $\theta = \pi/4$, 1 – классическое решение, 2 – уточненное решение, 3 – точное решение.

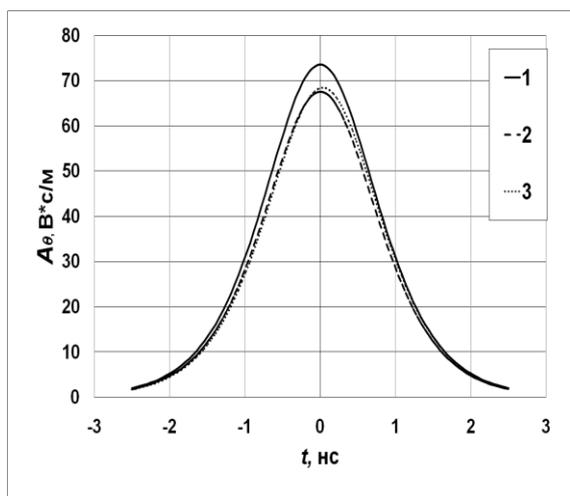


Рис. 6. Временная зависимость поперечной компоненты векторного потенциала на расстоянии 10 мм от диполя, $\theta = 7\pi/16$, 1 – классическое решение, 2 – уточненное решение, 3 – точное решение.

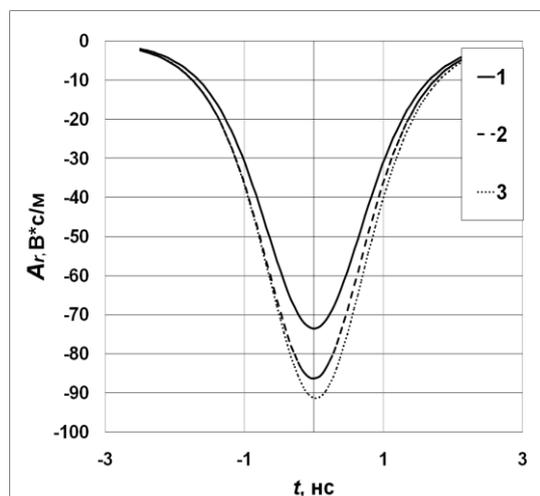


Рис. 7. Временная зависимость продольной компоненты векторного потенциала на расстоянии 10 мм от диполя, $\theta = \pi/16$, 1 – классическое решение, 2 – уточненное решение, 3 – точное решение.

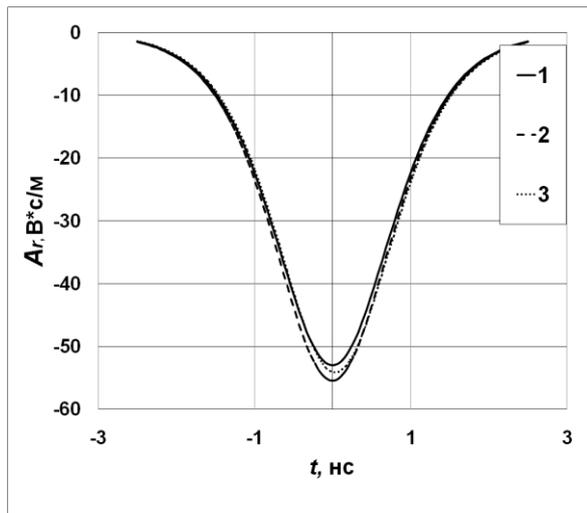


Рис. 8. Временная зависимость продольной компоненты векторного потенциала на расстоянии 10 мм от диполя, $\theta = \pi/4$, 1 – классическое решение, 2 – уточненное решение, 3 – точное решение.

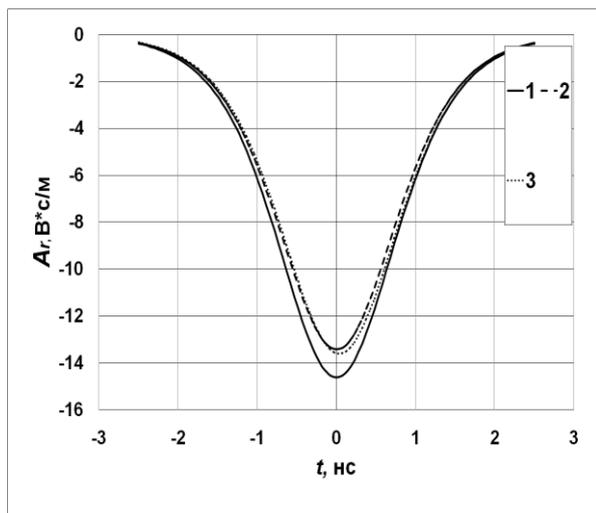


Рис. 9. Временная зависимость продольной компоненты векторного потенциала на расстоянии 10 мм от диполя, $\theta = 7\pi/16$, 1 – классическое решение, 2 – уточненное решение, 3 – точное решение.

На всех рисунках видно, что полученное здесь уточненное решение (8) при любых углах для всех компонент поля лучше описывает реальное поведение электромагнитного поля в сравнении с классическим решением. Несмотря на то, что оно содержит не только составляющие электромагнитной волны, но и квазистатические составляющие [2], при малых углах θ классическое решение приводит к заниженным значениям амплитуды полей, так как оно хуже учитывает процесс формирования диаграммы направленности вблизи излучателя (Рис. 4, 5, 7, 8), угловая зависимость полей для всех составляющих в классических выражениях одинаковая [2], что, как видно, не соответствует действительности. А при углах, близких к прямому, классическое решение приводит к завышению амплитуды полей (Рис. 6, 9), так как оно хуже отражает процесс формирования волны из квазистатических компонент полей, ведь, как было отмечено, по классическим выражениям выходит, что волна существует на любых, сколь угодно малых расстояниях от излучателя [2], что противоречит утверждениям Г. Герца [4]. Полученные уточненные выражения (9) – (11) избавлены от этого недостатка, хотя они также не адекватно описывают поля при очень малых расстояниях от излучателя, так как представляют собой пусть и более точные, но все же асимптотические выражения, где малым параметром все также является размер самого излучателя по отношению к расстоянию от центра излучателя до точки наблюдения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены уточненные аналитические выражения для всех компонент нестационарного поля электрического диполя Герца во временной области. Проведено сравнение данного решения с классическим и точным решением, полученным прямым численным расчетом, для разных расстояний наблюдения и углов. Показано, что полученное уточненное решение по сравнению с классическим лучше описывает поле вблизи излучателя и адекватно отражает явление формирования электромагнитной волны из квазистатических компонент поля в окрестности диполя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Volvach Y.S., Dumin O.M., Dumina O.O. The energy of the field radiated by Hertz dipole // Proc. VII International Conf. on Antenna Theory and Techniques (ICATT–2011). – Kyiv (Ukraine). – 2011. – P.86–88.
2. Вольвач Я.С., Думин А.Н., Думина О.А. Энергия нестационарного поля, излученного диполем Герца // Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка. – 2010. – Вип. 17. – №942. – С.43–48.
3. Pochanin G.P. Pochanina I.Ye. Proper mode of excitation for large current radiators // 5th International Conference on “Ultra Wideband and Ultra Short Impulse Signals” September 6-10, 2010, Sevastopol, Ukraine, P.218-220.
4. Герц Г. Силы электрических колебаний, рассматриваемые с точки зрения теории Максвелла / 50 лет волн Герца - М.: Академия Наук СССР, 1938. С. 92 – 119
5. Schantz H.G. The art and science of ultrawideband antennas. - London: Artech House, 2005. – 153 p.
6. Dumin O., Volvach I.S., Dumina O. Transient Near Field of Hertzian dipole // Proc. 6th International Conference on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS–2012). – Sevastopol (Ukraine). – 2012. – P. 69–71.

УДК 621.396.67

ЩЕЛЕВАЯ СФЕРИЧЕСКАЯ АНТЕННА С МНОГОЭЛЕМЕНТНОЙ РЕЗОНАНСНОЙ ДИАФРАГМОЙ В ВОЛНОВОДЕ

С.Л. Бердник, В.С. Васильковский, В.А. Катрич, М.В. Нестеренко, Ю.М. Пенкин

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, 61022, пл. Свободы, 4, Харьков, Украина

E-mail: beserbox@gmail.com

Поступила в редакцию 27 марта 2014 г.

В строгой самосогласованной постановке обобщенным методом наведенных магнитодвижущих сил (МДС) решена задача об излучении электромагнитных волн из волноводной секции в пространство над идеально проводящей сферой. Излучение реализовано через апертуру узкой щели, прорезанной в торце полубесконечного прямоугольного волновода, в котором размещен проходной резонатор со щелями связи. Численно исследованы электродинамические характеристики щелевого сферического излучателя.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: щелевая сферическая антенна, резонансная диафрагма, проходной резонатор, обобщенный метод наведенных МДС.

У строгій самоузгодженій постановці узагальненим методом наведених магніторушійних сил (МРС) розв'язано задачу про випромінювання електромагнітних хвиль із хвилевідної секції в простір над ідеальною провідною сферою. Випромінювання реалізоване через апертуру вузької щілини, прорізаної в торці напівнескінченного прямокутного хвилеводу, у якому розміщено прохідний резонатор із щілинами зв'язку. Чисельно досліджено електродинамічні характеристики щілинного сферичного випромінювача.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: щілинна сферична антена, резонансна діафрагма, прохідний резонатор, узагальнений метод наведених МРС.

The problem about radiation of electromagnetic waves from waveguide sections into a space outside a perfectly conducting sphere is solved by the generalized method of induced magnetomotive forces (MMF) using a rigorous self-consistent formulation. Radiation is implemented through the aperture of the narrow slot which has been cut through in an end-wall of a semi-infinite rectangular waveguide in which the transmission resonator with coupling slots has been located. The electrodynamic characteristics of a spherical slot radiator was investigated numerically.

KEY WORDS: spherical slot radiator, resonant diaphragm, transmission resonator, generalized method of induced MMF.

В настоящее время невыступающим щелевым излучателям на практике отдают предпочтение при размещении антенн на мобильных объектах, поскольку щелевые антенны не вносят существенных изменений в их массогабаритные параметры и аэродинамические свойства [1]. Диапазон применения таких антенн очень широк: от космических летательных аппаратов [1] до автономных микроустройств [2]. Обычно при моделировании корпус мобильного объекта (или его конструктивную часть) аппроксимируют сферической поверхностью, радиус которой соизмерим с рабочей длиной волны антенны. Поэтому среди разработчиков антенн интерес к щелевым сферическим излучателям, имеющих резонансные размеры, не исчезает уже на протяжении нескольких десятилетий. Достаточно подробно в литературных источниках исследованы характеристики кольцевых и секториальных узких щелей, расположенных на сферических рассеивателях [3–11]. Не проводя здесь сравнительного анализа особенностей постановок задач и методов их решения, заметим, что наряду с идеально проводящими сферами в [9,11] рассмотрены сферические антенны с импедансными поверхностями. Дифракция плоской волны на полой проводящей оболочке, имеющей кольцевую щель или отверстие с круговой апертурой, изучалась соответственно в [12,13]. Характеристики сферических антенн со щелевыми излучателями прямоугольной формы исследовались в [5,14–16]. При этом в [5,16] были рассмотрены только внешние электродинамические характеристики щелевых антенн в предположении заданного косинусоидального распределения эквивалентного магнитного тока вдоль оси узкого щелевого излучателя полуволновой длины. В [14,15] с использованием метода моментов проанализированы характеристики узких прямоугольных щелей, прорезанных в проводящей бесконечно тонкой сферической оболочке. Конструктивное объединение резонаторов, обладающих выраженными частотно-избирательными свойствами, со щелевыми излучателями дает возможность формирования требуемых частотно-энергетических и пространственных характеристик антенн подобного типа [17–20]. Следует однако отметить, что результаты, приведенные в данных публикациях, ограничены рассмотрением случаев возбуждения щели в резонаторе δ -генератором напряжения.

В [21] авторами представлено решение обобщенным методом наведенных МДС задачи об излучении электромагнитных волн в пространство над идеально проводящей сферой через щель в торце полубесконечного прямоугольного (магистрального) волновода (щелевая сферическая антенна (ЩСА)). Целью данной статьи является решение задачи и исследование электродинамических характеристик ЩСА в случае, когда в магистральном волноводе размещена одно- или двух-щелевая резонансная диафрагма, образующая вместе с торцом волноводной секции проходной резонатор.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И РЕШЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ТОКОВ

Рассматриваемая резонаторно-щелевая структура и принятые в задаче обозначения представлены на рис.1. Три электродинамических объема с идеально проводящими стенками, представляющие собой соответственно полубесконечный прямоугольный волновод сечением $a \times b$ (индекс области "Wg"), прямоугольный резонатор с размерами $a \times b \times H$ (индекс области "R") и пространство над идеально проводящей сферой с радиусом R (индекс области "Sp") связаны между собой прямолинейными щелями S_1, S_2, S_3 , прорезанными в общих стенках. В магистральном волноводе из области $z = \infty$ распространяется волна основного типа H_{10} (рис. 1). Декартова система координат, связанная с волноводом, представлена на рис. 1а. Сферическая система координат, связанная со сферическим рассеивателем (фланцем), показана на рис. 1в. Геометрический центр внутренней апертуры щелевого излучателя в декартовой системе координат определяется координатами $a/2, y_{03}, 0$, центр внешней апертуры в сферической системе координат – координатами $R, \pi/2, 0$. Длина внешней апертуры щели по дуге в сферической системе координат составляет $2L_3^e$.

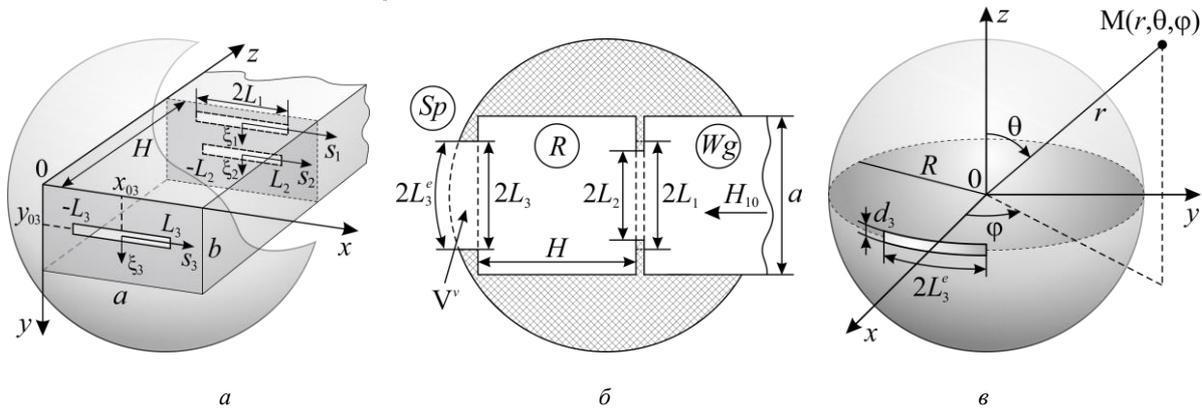


Рис. 1. Геометрия щелевой сферической антенны и принятые обозначения.

Геометрические размеры всех щелей удовлетворяют следующим условиям

$$\frac{d_m}{2L_m} \ll 1, \quad \frac{d_m}{\lambda} \ll 1, \quad m=1,2,3, \quad (1)$$

где $2L_m$ и d_m – соответственно длина и ширина щелей, λ – длина волны в свободном пространстве. Тогда эквивалентные магнитные токи в щелях можно представить в виде (\vec{e}_{s_m} – единичные орты, s_m и ξ_m – локальные координаты, связанные со щелями (оси $\{0\xi_m\}$ расположены в плоскости $x = a/2$), J_{0m} – амплитуды токов):

$$\vec{J}_m(s_m) = \vec{e}_{s_m} J_{0m} f_m(s_m) \chi_m(\xi_m), \quad (2)$$

при этом функции $f_m(s_m)$ должны удовлетворять краевым условиям $f_m(\pm L_m) = 0$, а функции $\chi_m(\xi_m)$ – условиям на ребрах щелей и условиям нормировки: $\int_{\xi_m} \chi_m(\xi_m) d\xi_m = 1$.

В качестве функциональных зависимостей $f_m(s_m)$ от продольных координат магнитных токов в щелях выберем функции, получающиеся в результате приближенного решения интегрального уравнения для тока в щелевой резонансной диафрагме в прямоугольном волноводе [22], возбуждаемой волной типа

$H_{10} - \{ f_{1,2}(s_{1,2}) \}$, и для тока в щели в идеально проводящей сфере при падении на нее плоской электромагнитной волны, вектор \vec{H} которой параллелен вектору $\vec{e}_{s_3} - \{ f_3^e(\varphi) \}$:

$$\begin{aligned} f_{1,2}(s_{1,2}) &= \cos ks_{1,2} \cos \frac{\pi L_{1,2}}{a} - \cos kL_{1,2} \cos \frac{\pi s_{1,2}}{a}, \\ f_3(s_3) &= \cos ks_3 - \cos kL_3, \quad f_3^e(\varphi) = \cos kR\varphi - \cos kL_3^e. \end{aligned} \quad (3)$$

Исходя из граничных условий непрерывности тангенциальных составляющих магнитного поля на поверхностях щелей и следуя методу наведенных МДС для многощелевой структуры, получаем систему алгебраических уравнений относительно неизвестных амплитуд токов J_{0m} (при временной зависимости $e^{i\omega t}$):

$$\begin{cases} J_{01}(Y_{11}^{Wg} + Y_{11}^R) + J_{02}(Y_{12}^{Wg} + Y_{12}^R) + J_{03}Y_{13}^R = -\frac{i\omega}{2k} \int_{-L_1}^{L_1} f_1(s_1)H_{0s_1}(s_1)ds_1, \\ J_{02}(Y_{22}^{Wg} + Y_{22}^R) + J_{01}(Y_{21}^{Wg} + Y_{21}^R) + J_{03}Y_{23}^R = -\frac{i\omega}{2k} \int_{-L_2}^{L_2} f_2(s_2)H_{0s_2}(s_2)ds_2, \\ J_{03}(Y_{33}^R + Y_{33}^{Sp}) + J_{01}Y_{31}^R + J_{02}Y_{32}^R = 0. \end{cases} \quad (4)$$

В системе уравнений (4) введены обозначения

$$Y_{mm}^{Wg,R} = \frac{1}{2k} \int_{-L_m}^{L_m} f_m(s_m) \left[\left(\frac{d^2}{ds_m^2} + k^2 \right) \int_{-L_m}^{L_m} f_m(s'_m) G_{s_m}^{Wg,R}(s_m, s'_m) ds'_m \right] ds_m \quad (5)$$

— собственные проводимости щелей;

$$Y_{mn}^{Wg,R} = \frac{1}{2k} \int_{-L_{m,n}}^{L_{m,n}} f_{m,n}(s_{m,n}) \left[\left(\frac{d^2}{ds_{m,n}^2} + k^2 \right) \int_{-L_{n,m}}^{L_{n,m}} f_{n,m}(s'_{n,m}) G_{s_{m,n}}^{Wg,R}(s_{m,n}, s'_{n,m}) ds'_{n,m} \right] ds_{m,n} \quad (6)$$

— взаимные проводимости щелей;

$G_s^{Wg,R,Sp}$ — s -компоненты квазиодномерных ($|\xi_m - \xi'_m| \approx d_m/4$) функций Грина для векторного потенциала соответствующих объемов, $H_{0s_{1,2}}(s_{1,2})$ — проекции поля сторонних источников на оси первой и второй щелей, $k = 2\pi/\lambda$.

Используя выражения для магнитных функций Грина полубесконечного прямоугольного волновода, прямоугольного резонатора и полупространства над бесконечной идеально проводящей плоскостью, находим согласно (3), (5), (6) выражения для собственных и взаимных проводимостей щелей:

$$\begin{aligned} Y_{mn}^{Wg}(kL_m, kL_n) &= \frac{4\pi}{ab} \sum_{m=1,3,\dots} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n (k^2 - k_x^2)}{kk_z} \cos k_y y_{0m} \cos k_y (y_{0n} + \frac{d_n^e}{4}) I_1(kL_m) I_1(kL_n), \\ Y_{mn}^R(kL_m, kL_n) &= \frac{4\pi}{ab} \sum_{m=1,3,\dots} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n (k^2 - k_x^2)}{kk_z} \coth k_z H \cos k_y y_{0m} \cos k_y (y_{0n} + \frac{d_n^e}{4}) I_1(kL_m) I_1(kL_n), \\ Y_{m3}^R(kL_m, kL_3) &= Y_{3m}^R(kL_3, kL_m) = \frac{4\pi}{ab} \sum_{m=1,3,\dots} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n}{k_z \text{sh} k_z H} \cos k_y y_{0m} \cos k_y (y_{03} + \frac{d_3^e}{4}) I_1(kL_m) I_2(kL_3), \\ & \quad m = 1, 2, \quad n = 1, 2; \end{aligned}$$

$$Y_{33}^R(kL_3) = \frac{4\pi}{ab} \sum_{m=1,3,\dots} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n k}{k_z (k^2 - k_x^2)} \coth k_z H \cos k_y y_{03} \cos k_y (y_{03} + \frac{d_3^e}{4}) I_2^2(kL_3), \quad (6)$$

$$\begin{aligned} Y_{33}^{Sp}(kL_3^e, kR) &= \frac{4R}{k(d_3^e)^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n(n+1)} \times \frac{1}{(n+1) - kR h_{n+1}^{(2)}(kR) / h_n^{(2)}(kR)} \times \\ & \quad \times \left[kR^2 C_0^2 A_n^0{}^2 - 2 \sum_{m=1}^n C_m^2 \left[m^2 \left(n(n+1) - kR^2 \right) B_n^m{}^2 - kR^2 A_n^m{}^2 \right] \right], \end{aligned}$$

В (6) приняты обозначения:

$$I_1(kL_m) = 2 \left\{ \frac{k \sin kL_m \cos k_x L_m - k_x \cos kL_m \sin k_x L_m}{k^2 - k_x^2} \cos \frac{\pi L_m}{a} - \frac{\left(\frac{\pi}{a} \right) \sin \frac{\pi L_m}{a} \cos k_x L_m - k_x \cos \frac{\pi L_m}{a} \sin k_x L_m}{(\pi/a)^2 - k_x^2} \cos kL_m \right\},$$

$$I_2(kL_3) = 2 \frac{k_x \sin kL_3 \cos k_x L_3 - k \cos kL_3 \sin k_x L_3}{k_x},$$

$k_x = \frac{m\pi}{a}$, $k_y = \frac{n\pi}{b}$, $k_z = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}$, m и n — целые числа; $\varepsilon_n = (2 - \delta_{0n})$ — множитель Неймана; y_{0m} — координаты осевых линий щелей;

$$A_n^m \approx \sin \theta \left[\bar{P}_n^m \left(\cos \left(\frac{\pi}{2} + \frac{d_3^e}{2R} \right) \right) - \bar{P}_n^m \left(\cos \left(\frac{\pi}{2} - \frac{d_3^e}{2R} \right) \right) \right]; \quad B_n^m = \int_{\frac{\pi}{2} - \frac{d_3^e}{2R}}^{\frac{\pi}{2} + \frac{d_3^e}{2R}} \bar{P}_n^m(\cos \theta) d\theta;$$

$$C_m = \frac{1}{m^2 - (kR)^2} \left[m \sin \frac{mL_3^e}{R} \cos kL_3^e - kR \cos \frac{mL_3^e}{R} \sin kL_3^e \right] - \frac{\cos kL_3^e}{m} \sin \frac{mL_3^e}{R} = C_m^I - C_m^{II},$$

$$C_m^I \Big|_{m \rightarrow kR} = \frac{L_3^e}{2R} + \frac{\sin(2kL_3^e)}{4kR}; \quad \bar{P}_n^m \cos \theta = \sqrt{\frac{2n+1}{2} \frac{n-m!}{n+m!}} P_n^m \cos \theta \quad - \text{нормированные присоединенные функции Лежандра первого рода};$$

$h_n^2 kr = \sqrt{\frac{\pi}{2kr}} H_{n+1/2}^2 kr$ — сферические функции Ханкеля второго рода; $H_{n+1/2}^2 kr$ — функции Ханкеля второго рода с полуцелым индексом.

Решая систему уравнений (4) с учетом того, что для волны типа H_{10} в полубесконечном прямоугольном волноводе $H_{0s_{1,2}}(s_{1,2}) = 2H_0 \cos \frac{\pi s_{1,2}}{a}$, (H_0 — амплитуда волны), находим токи в каждой из щелей и коэффициенты отражения по полю S_{11} и излучения по мощности $|S_\Sigma|^2$:

$$S_{11} = \left\{ 1 - \frac{8\pi\gamma}{iabk^3} [\tilde{J}_{01} F(kL_1) + \tilde{J}_{02} F(kL_2)] \right\} e^{-i2\gamma z}, \quad (7)$$

$$|S_\Sigma|^2 = 1 - |S_{11}|^2. \quad (8)$$

Здесь $\tilde{J}_{0m} = J_{0m} / \left(-\frac{i\omega}{k^2} H_0 \right)$ — нормированные амплитуды токов в щелях, $\gamma = \sqrt{k^2 - (\pi/a)^2}$ — постоянная распространения,

$$F(kL_m) = 2 \cos \frac{\pi L_m}{a} \frac{\sin kL_m \cos \frac{\pi L_m}{a} - \frac{\pi}{ka} \cos kL_m \sin \frac{\pi L_m}{a}}{1 - (\pi/ka)^2} - \cos kL_m \frac{\sin \frac{2\pi L_m}{a} + \frac{2\pi L_m}{a}}{(2\pi/ka)}.$$

Величину эквивалентной ширины щели d_3^e для торца волноводной секции, согласно [21] рассчитываем по формуле $d_3^e \approx d_3 \exp \left(-\frac{\pi h_e}{2d_3} \right)$, где $h_e = V^v / S_3$, V^v — объем полости щели, S_3 — площадь внутренней апертуры щели, при выполнении условия $(\tilde{h} d_3 / \lambda^2) \ll 1$, где \tilde{h} — максимальный размер туннельной полости щели в радиальном направлении. Учет толщины h металлических стенок диафрагмы производится по аналогичной формуле при условии $h_e = h$.

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2–4 представлены зависимости коэффициента излучения по мощности $|S_{\Sigma}|^2$ от длины волны в одномодовом диапазоне стандартного прямоугольного волновода сечением $23 \times 10 \text{ мм}^2$ для трех вариантов волноводно-резонаторно-щелевой структуры: «1 щель» – излучающая щель S_3 в торце полубесконечного прямоугольного волновода, «2 щели» – щель S_1 в диафрагме и излучающая щель S_3 , «3 щели» – щели S_1 и S_2 в диафрагме и щель S_3 . При этом $2L_1 = 2L_3 = 16 \text{ мм}$, $d_1 = d_2 = d_3 = 0.8 \text{ мм}$, $y_{01} = b/8$, $y_{03} = b/2$, толщина диафрагмы $h = 1.0 \text{ мм}$, радиус сферы $R = 80/\pi \text{ мм}$.

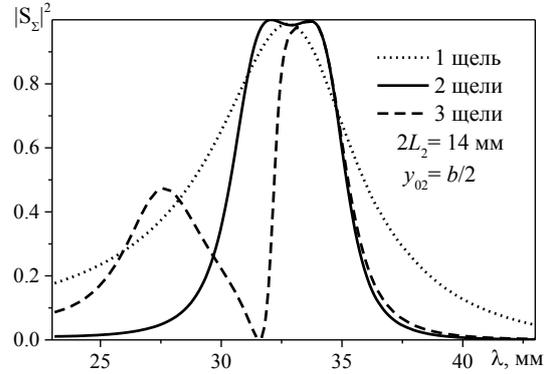


Рис. 2. Диапазонные зависимости коэффициента излучения щелевой сферической антенны.

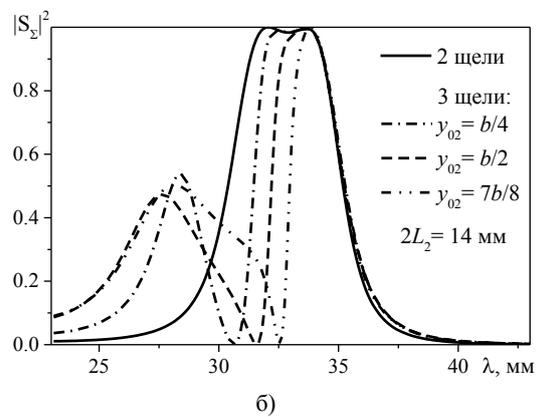
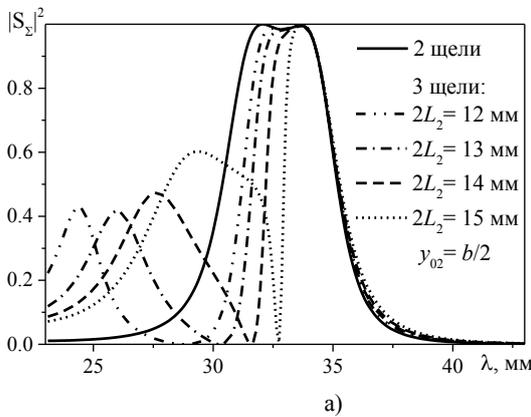


Рис. 3. Зависимости коэффициента излучения щелевой сферической антенны с проходным резонатором длины $H = a/2$ от длины волны при изменении длины щели $2L_2$ (а) и ее положения y_{02} (б) в стенке диафрагмы.

Размещение в волноводном тракте проходного резонатора ($H = a/2$) существенно повышает добротность системы, при этом резонансная кривая обладает большой крутизной, а ее форма приближается к прямоугольной (рис. 2). Наличие в диафрагме второй щели приводит к тому, что на определенной длине волны λ_{sc} , зависящей от длины щели $2L_2$ и ее положения y_{02} , в системе происходит полное отражение ($|S_{11}| = 1.0$, $|S_{\Sigma}|^2 = 0$) падающей на диафрагму волны типа H_{10} (рис. 3). При этом полоса пропускания по уровню $0.5 |S_{\Sigma}|^2_{max}$ существенно сужается по сравнению со случаями одно- и двухщелевых структур, а в области более коротких длин волн имеет место возрастание коэффициента излучения, положение максимума которого также зависит от геометрических размеров и положения щели S_2 в стенке диафрагмы.

Варьированием длины H проходного резонатора можно добиться максимального излучения на одной или нескольких длинах волн (рис. 4: $2L_2 = 14.0 \text{ мм}$, $y_{02} = 7b/8$), при этом значение λ_{sc} практически не зависит от размеров проходного резонатора.

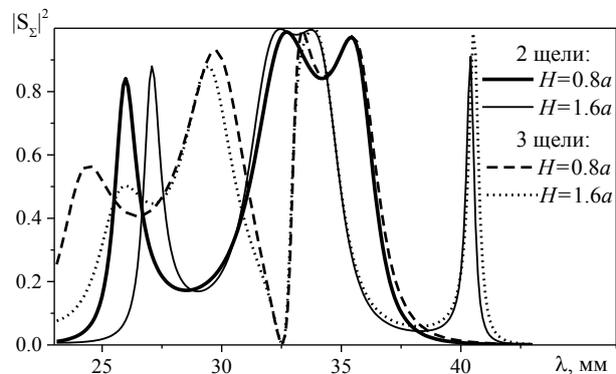


Рис. 4. Диапазонные зависимости коэффициента излучения щелевой сферической антенны с проходным резонатором.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе обобщенным методом наведенных МДС решена задача об излучении электромагнитных волн в пространство вне идеально проводящей сферы через узкую щель, прорезанную в торце полубесконечного прямоугольного волновода, в котором размещен проходной резонатор со щелевыми отверстиями связи. Особенностью решения задачи является применение в качестве базисных функций в методе наведенных МДС функциональных зависимостей аналитических решений интегральных уравнения для токов в щелях, предварительно полученных асимптотическим методом усреднения. Использование понятия эквивалентной ширины щели позволяет исключить необходимость определения полей во внутренних полостях щелей. Полученные результаты могут быть использованы при проектировании и разработке щелевых сферических антенн с заданными диапазонными характеристиками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Резников Г. Б. Антенны летательных аппаратов / Г. Б. Резников – М.: Сов. радио, 1967. – 416 с.
2. Schantz H. Nanoantennas: a concept for efficient electrically small UWB devices // IEEE International Conference ICU 2005. – 2005. – P. 264-268.
3. Ramo S. Fields and Waves in Communication Electronics, 3rd edition / Ramo S., Whinnery J. R., Van Duzer T. – Wiley, 1994. – 864 p.
4. Karr P. R. Radiation properties of spherical antennas as a function of the location of the driving force / Karr P. R. // J. Res. Nat. Bur. Stand. – 1951. – Vol. 46. – P. 422-436.
5. Mushiakie Y. Radiation characteristics with power gain for slots on a sphere / Mushiakie Y., Webster R. F. // IRE Trans. Antennas and Propagat. – 1957. - Vol. AP-5 – P. 47-55.
6. Liepa V. V. Modification to the scattering behavior of a sphere by reactive loading / Liepa V. V., Senior T. B. A. // Proc. IEEE. – 1965. – P. 1004-1011.
7. Lin C. C. Radiation from a spherical antenna covered by a layer of lossy hot plasma / Lin C. C., Chen K. M. // Proc. IEEE. – 1971. - Vol. 118. – P. 36-42.
8. Towaij S. J. Diffraction by a multilayered dielectric-coated sphere with an azimuthal slot / Towaij S. J., Hamid M. A. K. // Proc. IEEE. – 1971. - Vol. 119. – P. 1209-1214.
9. Пенкин Ю. М. Исследование проводимости импедансной сферической щелевой антенны / Пенкин Ю. М. // Радиопизика и радиоастрономия. – 1998. – Т. 3, № 3. – С. 341-347.
10. Jang S. O. Radiation of a hertzian dipole in a slotted conducting sphere / Jang S. O., Hyo J. E. // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 2009. - Vol. AP-57. – P. 3847-3851.
11. Пенкин Ю. М. Возбуждение электромагнитных волн в объемах с координатными границами / Пенкин Ю. М., Катрич В. А. – Харьков: Факт, 2003. – 231 с.
12. Gavris B. Plane wave diffraction by a sphere loaded with a circular slot / Gavris B. // Radiophys. Quant. Electron. – 1992. – Vol. 35. – P. 126-130.
13. Rothwell E. Natural frequencies of a conducting sphere with a circular aperture / Rothwell E., Cloud M. // J. of Electromagn Waves and Applicat. – 1999. – Vol. 13. – P. 729-755.
14. Leung K. W. Theory and experiment of a rectangular slot on a sphere / Leung K. W. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 1998. – Vol. MTT-46. – P. 2117-2123.
15. Kwok W. L. Rectangular and zonal slots on a sphere with a backing shell: theory and experiment / Kwok W. L. // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 2003. – Vol. AP-51. – P. 1434-1442.
16. Пенкин Ю. М. Собственные и взаимные проводимости щелевых излучателей на идеально проводящей сфере / Пенкин Ю. М., Климович Р. И. // Радиотехника : Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 75-80.
17. Гринев А. Ю. Машинный метод анализа и частичного параметрического синтеза резонаторно-щелевых структур / Гринев А. Ю., Котов А. Ю. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1978. – Т. 21, № 2. – С. 30-35.
18. Lee J. Y. Analysis of cavity-backed aperture antennas with a dielectric overlay / Lee J. Y., Horng T. Sh., Alexopoulos N. G. // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1994. – Vol. AP-42, No. 11. – P. 1556-1562.
19. Электродинамический синтез и анализ широкополосных волноводных фильтров на резонансных диафрагмах / Кириленко А. А., Рудь Л. А., Сенкевич С. Л., Ткаченко В. И. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1997. – Т. 40, № 11. – С. 54-62.
20. Нестеренко М. В. Метод наведенных магнитодвижущих сил для резонаторно-щелевых излучателей и ответствий связи / Нестеренко М. В., Катрич В. А. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2004. – Т. 47, № 1. – С. 12-20.
21. Electromagnetic waves radiation into the space over a sphere by a slot in the end-wall of a semi-infinite rectangular waveguide / S.L. Berdник, Y.M. Penkin, V.A. Katrich, M.V. Nesterenko and V.I. Kijko // Electromagnetic waves: Progress In Electromagnetics Research B, EMW Publishing, Cambridge, Massachusetts, USA. – 2013. – Vol 46. – P. 139-158.
22. Analytical and Hybrid Methods in Theory of Slot-Hole Coupling of Electrodynamical Volumes / Nesterenko M. V, Penkin Yuriy M., Katrich V. A., Berdник S. L – New York: Springer Science+Business Media, 2008. – 146 p.

УДК 517.9:535.4

РАСЧЁТ ПОЛЯ ВИТКА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА, РАССЕЯННОГО СПИРАЛЬНО ПРОВОДЯЩИМ СФЕРИЧЕСКИМ ДИСКОМ

В.А. Резуненко

*Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, Харьков, 61022, Украина
e-mail: varezunenko@yahoo.com*

Поступила в редакцию 20 мая 2014 г.

Изучается электромагнитное поле витка радиального электрического тока, рассеянного спирально проводящим сферическим диском. Для решения задачи в строгой постановке использованы метод регуляризации парных функциональных сумматорных уравнений, метод интегральных преобразований, выделения и обращения главных частей сумматорных уравнений. Получена эффективно разрешимая бесконечная система линейных алгебраических уравнений второго рода с вполне непрерывным оператором в гильбертовом пространстве числовых последовательностей. Подтверждена эффективность построенного алгоритма. Рассмотрены некоторые резонансные частоты структуры. **КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** электродинамика, спирально проводящий сферический диск, интегральные уравнения, система алгебраических уравнений II рода, резонансные частоты.

Вивчається електромагнітне поле витка електричного радіального струму, розсіяного спірално провідним сферичним диском. Для розв'язку задачі у строгій постановці використано метод регуляризації парних функціональних сумматорних рівнянь, метод інтегральних перетворень, виділення і обертання головних частин сумматорних рівнянь. Одержано ефективно досліджувана нескінченна система лінійних алгебраїчних рівнянь другого роду з зовсім неперервним оператором у Гільбертовому просторі числових послідовностей. Підтверджено ефективність побудованого алгоритму. Розглянуті деякі резонансні частоти структури. **КЛЮЧЕВІ СЛОВА:** електродинаміка, спірално провідний сферичний диск, інтегральні рівняння, система алгебраїчних рівнянь II роду, резонансні частоти.

The electromagnetic field of the radial electrical current coil, scattered of the spiral conductive spherical dick is analysed. The method of regularization in the strict formulation for functional summarized equations is used. The method of the integral transformations is applied. The principal part of the summarized equations is isolated and inverted. The effective solvability of the infinite system of the linear algebraic equations of the second kind with the completely continuous operator in the Hilbert space of the numerical sequences is obtained. The effectiveness of the constructed algorithm is confirmed. Some resonance frequencies of the structures are examined. **KEY WORDS:** electrodynamics, spiral conductive spherical disk, integral equations, system algebraic equations of the second kind, resonance frequencies.

ВВЕДЕНИЕ

Расчёт электромагнитных полей излученных, переданных и принятых различными устройствами и приборами является первоочередной задачей радиофизики и электроники, в том числе антенной техники и, в частности, спиральных антенн. Поэтому актуальным является использование и развитие численно – аналитических методов решения и анализа таких задач, к которым относятся методы математической физики, теоретической радиофизики, механики, моделирования. Большую роль в этом направлении играет исследование задач на классических, например, сферических поверхностях. Сфера с круговым отверстием имеет широкое применение, она может рассматриваться прототипом многих устройств и приборов. Сферические спиральные и иные поверхности были едва ли не самыми первыми составными частями устройств и антенн, которые разрабатывал Тесла в конце 19 века и в первой половине 20 века для передачи энергии на сверхдальние расстояния. Спиральные структуры могут рассматриваться моделью галактик. В настоящее время разрабатывается множество вариантов спиральных антенн и приборов [1–3]. Они обладают значительными преимуществами перед другими устройствами того же назначения, в том числе малое потребление энергии и малогабаритность. В антенной технике спиральные антенны привлекательны ещё и тем, что они, в частности, позволяют эффективно управлять

поляризации излучённого поля. Спиральные антенны имеют сравнительно большое отношение усиление/размер среди направленных антенн. Они используются в мобильной связи, в космических технологиях, в медицине. Для решения задач рассеяния и дифракции волн на различных, в том числе и на сферических поверхностях, известны эффективные методы решения прямых и обратных задач Харьковской школы радиофизики и математики. К таким методам относится метод регуляризации (в нашем случае – полуобращения) матричных и интегральных операторов задачи [4–16]. Метод особенно хорошо себя зарекомендовал при исследовании резонансных эффектов, когда характерные размеры рассеивающих структур сравнимы с длинами падающих волн. В данной работе применяется метод полуобращения матричного и интегрального операторов задачи рассеяния поля витка радиального электрического тока на спирально проводящем сферическом диске. Получена и исследована бесконечная система линейных алгебраических уравнений второго рода $X = AX + B$ с вполне непрерывным матричным оператором A в Гильбертовом пространстве числовых последовательностей. Рассмотрены варианты постановки задачи. Рассмотрены некоторые резонансные частоты структуры.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Разместим начало декартовой (x, y, z) и сферической (r, θ, φ) систем координат в центр спирально проводящей сферы радиуса $r = a$ с круговым отверстием (в центр диска). Плоскость ребра диска – ребра отверстия в сфере ориентируем параллельно плоскости OXY . Полярный угол θ ребра диска полагаем равным θ_0 , на отверстии $\theta \in (\theta_0, \pi]$. Разместим круговой виток радиального электрического тока в плоскости, параллельной плоскости OXY . Пусть расстояние от начала системы координат до точек витка равно b , $r = b$, $b < a$, пусть полярный угол витка $\theta = \delta_1$; для центра витка $z = z_0 = b \cdot \cos \delta_1$, радиус витка равен $b \cdot \sin \delta_1$. Виток размещается внутри дополнения сферы с круговым отверстием (дополнения диска) до замкнутой полой сферы. Виток и диск являются азимутально-симметричными относительно оси OZ . Пусть полярный угол β определяет угол спиральной проводимости сферической поверхности – угол “спиральности” диска – и отсчитывается от линий меридианов на сфере. При этом полагаем $0 \leq \beta < \pi/2$. Спиральная поверхность диска является моделью многозаходной спирали (много линий спирали) с постоянным углом между линиями и меридианами на поверхности сферы, причём спирали “выходят” из одной точки на поверхности диска – из “северного” полюса с координатами $r = a$, $\theta = 0$, $\varphi = 0$. Поле витка тока $\vec{E}^{(0)}$, $\vec{H}^{(0)}$ в присутствии диска создаёт вторичное поле $\vec{E}^{(2)}$, $\vec{H}^{(2)}$ вне дополнения диска до сферы (при $r > a$) и создаёт полное поле $\vec{E}^{(1)}$, $\vec{H}^{(1)}$ внутри дополнения диска до сферы (при $r < a$). Полные поля должны удовлетворять уравнениям Максвелла и материальным уравнениям вне поверхности диска и вне точек витка тока:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = ik\vec{H}, \operatorname{rot} \vec{H} = -ik\vec{E}, \operatorname{div} \vec{D} = \rho, \operatorname{div} \vec{B} = 0, \vec{D} = \varepsilon \vec{E}, \vec{B} = \mu \vec{H}, \vec{J} = \sigma \vec{E}. \quad (1.a)$$

Полные поля должны удовлетворять также: 1) условию конечности энергии в любой ограниченной области W пространства, включая ребро диска и исключая точки витка тока:

$$\int_w (\varepsilon |\vec{E}|^2 + \mu |\vec{H}|^2) dw < \infty; \quad (1.b)$$

2) условию излучения на бесконечности:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r(\partial \Psi / \partial r - ik\Psi) = 0, \quad (1.c)$$

3) граничным условиям. В формулах (1.a) – (1.c), в частности, $k = \omega \sqrt{\varepsilon \mu} / c$ – волновое число, ω – круговая частота, c – скорость света в вакууме, ε , μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости среды соответственно, Ψ – любая компонента полей \vec{E} , \vec{H} .

ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Для завершения постановки задачи – формулировки граничных условий – и решения задачи используем сначала метод разделения переменных в сферической системе координат. Граничные

условия для полей являются обобщением граничных условий идеальной проводимости и являются частным случаем граничных анизотропных импедансных условий:

$$[\vec{n}, \vec{E}] = 0, [\vec{n}, \vec{E}] = \zeta[\vec{n}[\vec{n}, \vec{H}]], \quad (2.a)$$

где \vec{n} – внешняя нормаль к поверхности диска ($r = a, 0 \leq \theta < \theta_0$), а коэффициент ζ пропорционален поверхностному импедансу диска и связан, в частности, с направлением спиральной проводимости на поверхности диска. Отметим, что одну спираль можно задать так:

$$x = \eta_1(t, \theta, \beta, \theta_0) \cdot \cos t, \quad y = \eta_2(t, \theta, \beta, \theta_0) \cdot \sin t, \quad z = \eta_3(t, \theta, \beta, \theta_0),$$

где t – параметр, θ – полярный угол, а функции $\eta_j(t, \theta, \beta, \theta_0)$ определяют, в частности, переменный радиус спирали и переменный шаг между спиралями ($j = 1, 2, 3$).

Следуя варианту (2.a), граничные условия на диске для тангенциальных θ и φ компонент полей запишем, в частности, в виде следующих равенств:

$$E_{\theta}^{(2)} + E_{\varphi}^{(2)} \operatorname{tg} \beta = 0, \quad E_{\varphi}^{(2)} = E_{\varphi}^{(1)}, \quad (2.b)$$

$$(H_{\theta}^{(2)} - H_{\theta}^{(1)}) + (H_{\varphi}^{(2)} - H_{\varphi}^{(0)} - H_{\varphi}^{(1)}) \operatorname{tg} \beta = 0. \quad (2.c)$$

а на отверстии ($r = a, \theta_0 < \theta \leq \pi$) полные поля должны быть непрерывными. Для поиска компонент полей используем скалярные потенциалы Дебая: U – электрический и V – магнитный потенциал соответственно. Компоненты полей являются дифференциальными формами потенциалов Дебая. Потенциалы U (и V) удовлетворяют уравнению Гельмгольца:

$$\Delta U + k^2 U = 0, \quad (3)$$

которое следует из уравнений Максвелла (1.a). Разделим сферические переменные в уравнении Гельмгольца (3), решим три задачи Штурма–Лиувилля на собственные функции и собственные значения, и затем будем представлять потенциалы Дебая рядами Фурье–Бесселя–Лежандра. Для отыскания потенциала $U^{(0)}$ поля $\vec{E}^{(0)}, \vec{H}^{(0)}$ витка тока используем известную симметричную функцию Грина неоднородного уравнения Гельмгольца. В результате потенциал $U^{(0)}$ запишем так:

$$U^{(0)} = \sum_{n=1}^{\infty} M_n F(n) P_n(\cos \theta) \frac{1}{kr} \begin{cases} \psi_n(kr) \xi_n(kb), & r < b, \\ \psi_n(kb) \xi_n(kr), & r > b, \end{cases} \quad (4)$$

где

$$M_n = P_n(\cos \delta_1) / (kb)^2; \quad F(n) = 2n + 1, \quad z_0 \geq 0. \quad (5)$$

Здесь, в (4), (5), $P_n(\cos \theta)$ – полиномы Лежандра первого рода нулевого порядка степени n аргумента $\cos \theta, \theta \in [0, \pi]$; $\psi_n(x), \xi_n(x)$ – сферические функции Бесселя и Ханкеля первого и третьего рода соответственно порядка n аргумента x в обозначениях Дебая. Представление (4), (5) для потенциала Дебая витка тока обеспечивает требуемое убывание поля $\vec{E}^{(0)}, \vec{H}^{(0)}$ на бесконечности при $r \rightarrow \infty$ (1.c) и ограниченность этого поля в начале системы координат. Магнитный потенциал витка по условию равен нулю: $V^{(0)} = 0$. При этом отметим, поле витка, являясь полем TM типа, при рассеянии на спирально проводящем сферическом диске, порождает вторичные поля с отличными от нуля не только электрическими, но и магнитными потенциалами. Поэтому искомые вторичные потенциалы, с учётом метода частичных областей, представим в форме рядов (4), (5):

$$\left. \begin{matrix} U^{(1)} \\ V^{(1)} \end{matrix} \right\} = \sum_{n=1}^{\infty} \begin{Bmatrix} A_n \\ B_n \end{Bmatrix} F(n) P_n(\cos \theta) \psi_n(kr) / (kr), \quad r < a, \quad (6)$$

$$\left. \begin{matrix} U^{(2)} \\ V^{(2)} \end{matrix} \right\} = \sum_{n=1}^{\infty} \begin{Bmatrix} C_n \\ D_n \end{Bmatrix} F(n) P_n(\cos \theta) \xi_n(kr) / (kr), \quad r > a. \quad (7)$$

Для потенциалов (6), (7) коэффициенты A_n, B_n, C_n, D_n ищем в гильбертовых пространствах комплекснозначных числовых последовательностей \widehat{l}_2 , обеспечивающих выполнение условия конечности энергии (1.с), в частности, в окрестности ребра диска. При этом отметим, что пространства для коэффициентов рядов (6), (7) будут различными [16, 20].

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ПО СФЕРИЧЕСКИМ ФУНКЦИЯМ

Для поиска последовательностей коэффициентов A_n, \dots, D_n потенциалов (6) – (7) применим граничные условия (2.в), (2.с) для компонент полей. Из граничных условий, используя ортогональность $P_n^1(\cos \theta)$ – присоединённых функций Лежандра первого рода первого порядка степени n аргумента $\cos \theta$ – с весом $\sin \theta$ на сегменте $[0, \pi]$, получаем систему из трёх линейных уравнений связи между 4 последовательностями коэффициентов потенциалов (4) – (7), в частности:

$$D_n \xi_n^1(ka) - B_n \psi_n^1(ka) + itg \beta \{C_n \xi_n(ka) - M_n \psi_n(ka) \xi_n(kb) - A_n \psi_n(ka)\} = 0, \quad (8.a)$$

$$C_n \xi_n^1(ka) = A_n \psi_n^1(ka) + M_n \psi_n(kb) \xi_n^1(ka). \quad (8.b)$$

В (8.a), (8.b) у сферических функций $\xi_n^1(ka)$, $\psi_n^1(ka)$ верхний индекс $(^1)$ обозначает дифференцирование по аргументу. Из системы 3-х уравнений связи с 4 – мя коэффициентами, в частности из (8.a), (8.b), исключим три коэффициента A_n, B_n, D_n , выразив их через коэффициенты C_n (7). Для этого используем правило Крамера. Отметим, что определитель \det этой системы таков:

$$\det = \psi_n^1(ka) W(\psi_n(ka), \xi_n(ka)), \quad (9)$$

где $W(\psi_n(ka), \xi_n(ka))$ – детерминант Вронского. После некоторых преобразований из граничных условий получаем для коэффициентов C_n (7) систему парных сумматорных функциональных уравнений первого рода в виде равенств рядов Фурье:

$$\sum_{n=1}^{\infty} C_n \{\sigma_n^{(1)}(ka, \beta)\} [\psi_n^1(ka)]^{-1} F(n) P_n^1(\cos \theta) = \\ = (tg \beta)^2 \sum_{n=1}^{\infty} M_n \xi_n(ka) \psi_n(ka) \psi_n(kb) [\psi_n^1(ka)]^{-1} F(n) P_n^1(\cos \theta), \quad 0 \leq \theta < \theta_0, \quad (10.a)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} C_n [\psi_n^1(ka)]^{-1} F(n) P_n^1(\cos \theta) = \\ = \sum_{n=1}^{\infty} M_n \psi_n(kb) [\psi_n^1(ka)]^{-1} F(n) P_n^1(\cos \theta), \quad \theta_0 < \theta \leq \pi, \quad (10.b)$$

где

$$\sigma_n^{(1)}(ka, \beta) = \xi_n^1(ka) \psi_n^1(ka) - (tg \beta)^2 \xi_n(ka) \psi_n(ka). \quad (10.c)$$

Функциональные уравнения (10.a) – (10.c) имеют сложные ядра, содержащие специальные функции. Общим у них есть то, что они есть ряды по присоединённым функциям Лежандра, являющимися ортогональными с весом $\sin \theta$ на $[0, \pi]$. Однако, мы не можем воспользоваться непосредственно ортогональностью функций Лежандра, так как ряды в функциональных уравнениях имеют различную скорость сходимости и плохо “сшиваются” в точке $\theta = \theta_0$. Прямые численные методы для решения систем уравнений первого рода вида (10.a) – (10.c) даже на современных компьютерах не достаточно эффективны. Они, в частности, не устойчивы. Вместе с тем проводится интенсивная разработка численных методов регуляризации для решения систем таких уравнений, рассматриваемых, в частности, аналогами интегральных уравнений первого рода вида $AX = B$, где оператор A действует в некотором функциональном пространстве, связанном, например, с условием

конечности энергии (1.b) электромагнитного поля [12, 20]. При этом, естественно, важной проблемой является возрастание размерности алгоритмов и увеличение погрешностей вычислений.

Для решения системы уравнений (10.a) – (10.c), т. е. для поиска коэффициентов C_n мы применим численно – аналитический метод регуляризации [4–5] и его варианты [6–15]. Методы основаны на идее восстановления аналитической функции комплексного переменного по предельным значениям искомой функции на контуре единичной окружности, а также на использовании интегрального преобразования Абеля. Эти методы хорошо себя зарекомендовали при решении ряда актуальных задач дифракции электромагнитных волн, антенной техники, акустики, электростатики на плоских и объёмных периодических решетках, цилиндрических, сферических и иных структурах [6–15]. Методы особенно эффективны, в частности, при исследовании резонансных режимов в задачах дифракции и распространения волн, когда длина волны источника сравнима с характерными размерами изучаемой структуры. Различают несколько вариантов метода регуляризации [4–16]. Мы применим вариант метода, основанный на использовании интегральных представлений для полиномов Лежандра и присоединённых функций Лежандра, а также решений вспомогательных интегральных уравнений типа Абеля [6–16]. В результате приходим к эффективно разрешимой системе линейных алгебраических уравнений второго рода вида $Y = AY + B$ с вполне непрерывным матричным оператором в l_2 [10, 20]. Полученная система разрешима численно для любых геометрических и волновых параметров задачи и аналитически для предельных значений параметров задачи.

РЕГУЛЯРИЗАЦИЯ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ

Выполним регуляризацию системы парных функциональных уравнений (10.a) – (10.c) за несколько шагов. Сначала введём обозначение для новых неизвестных Y_n :

$$y_n = C_n F(n) n(n+1) / [\psi_n^1(ka)(2n+1)]. \quad (11.a)$$

Используя достаточную скорость сходимости рядов в (10.a), выполним почленное интегрирование уравнения (10.a), учтя, что $P_n^1(\cos \theta) = -[P_n(\cos \theta)]'_\theta$. При этом возникает константа интегрирования $C^{(1)}$, которую найдём ниже, в (16). Затем используем для полиномов Лежандра $P_n(\cos \theta)$ интегральное представление Мелера – Дирихле [19, 20]:

$$P_n(\cos \theta) = \sqrt{2}(\pi^{-1}) \int_0^\theta [\cos(n+0.5)x][\cos x - \cos \theta]^{-0.5} dx. \quad (11.b)$$

Представление (11.b) можно получить путём модификации интегральной формулы Лапласа [19, 20] для полиномов Лежандра, в частности, путём некоторой замены переменных и интегрирования по контуру единичной окружности. Теперь, в проинтегрированное уравнение (10.a) подставим вместо полиномов Лежандра $P_n(\cos \theta)$ их представление (11.b) и вновь поменяем порядок интегрирования и суммирования. Этим, после некоторых линейных преобразований, получаем однородное интегральное уравнение типа Абеля:

$$\int_0^\theta f(\cos x)(\cos x - \cos \theta)^{-0.5} dx = 0, \quad \theta \in [0, \theta_0]. \quad (11.c)$$

Интегральное уравнение (11.c) имеет единственное тривиальное решение $f(\cos x) = 0$ в пространстве функций интегрируемых по модулю с квадратом на сегменте $x \in [0, \pi]$. Решение уравнения (11.c) можно найти несколькими методами, в том числе композицией с ядром самого уравнения (11.c). В итоге, используя решения уравнения (11.c), получаем функциональное уравнение по тригонометрическим функциям, которое запишем так:

$$\sum_{n=1}^{\infty} y_n \frac{2n+1}{n(n+1)} \sigma_n^{(1)}(ka, \beta) \cos(n + \frac{1}{2})x = \sum_{m=1}^{\infty} R_m(ka, kb, \beta) \cos(m + \frac{1}{2})x + C^{(2)} \cos \frac{1}{2}x, \quad x \in [0, \theta_0], \quad (12)$$

где

$$R_m(ka, kb, \beta) = (tg \beta)^2 M_m F(m) \psi_m(ka) \xi_m(ka) \psi_m(kb) / \psi_m^1(ka). \quad (13)$$

Теперь преобразуем функциональное уравнение на полуинтервале $(\theta_0, \pi]$ (10.b). Для этого получим интегральное представление вида (11.в) для присоединённых функций Лежандра $P_n^1(\cos \theta)$, используя рекуррентные формулы связи между полиномами Лежандра $P_n(\cos \theta)$ и присоединёнными функциями Лежандра, а также используя формулу (11.в). Затем, подставим в (10.b) вместо присоединённых функций Лежандра $P_n^1(\cos \theta)$ их интегральные представления. После этого, используя достаточную сходимость рядов в (10.b), поменяем порядки суммирования и интегрирования. Получаем новое однородное интегральное уравнение типа Абеля (11.с) на $(\theta, \pi]$. Это уравнение также имеет только нулевое решение $g(\cos x) = 0$, $x \in (\theta_0, \pi]$. Функция $g(\cos \theta)$ есть ряд Фурье по тригонометрическим функциям $\cos(n + \frac{1}{2})x$ с неизвестными коэффициентами C_n , а равенство $g(\cos x) = 0$ есть функциональное уравнение вида (12) для $x \in (\theta_0, \pi]$. Этим мы получили два функциональных уравнения на $[0, \theta_0)$ и $(\theta_0, \pi]$, содержащих ряды Фурье по функциям $\cos(n + \frac{1}{2})x$. Теперь выделим в полученных функциональных уравнениях главную обращаемую часть с помощью введения параметра малости:

$$\varepsilon_n^{(s)} = 1 + ika(2n+1)\sigma_n^{(1)}(ka, \beta) / [n(n+1)], \quad \varepsilon_n^{(s)} = O(n^{-2}), \quad n \rightarrow \infty. \quad (14)$$

Завершим регуляризацию задачи. Для этого воспользуемся ортогональностью и полнотой в $L_2(0, \pi)$ последовательности функций $\cos(n + \frac{1}{2})x$, $n = 0, 1, 2, \dots$ и применим дискретное обратное преобразование Фурье к обоим функциональным уравнениям. В результате получаем бесконечную систему линейных алгебраических уравнений второго рода (15) и константу интегрирования $C^{(1)}$ (16):

$$y_n = \sum_{m=1}^{\infty} y_m \varepsilon_m^{(s)} \tilde{\alpha}_{n,m}(\theta_0) - ika C^{(1)} \tilde{\alpha}_{n,0}(\theta_0) - \sum_{m=1}^{\infty} T_m^{(2)} [\tilde{\alpha}_{n,m}(\theta_0) - \delta_{n,m}] - \\ - ika \sum_{m=1}^{\infty} R_m(ka, kb, \beta) \tilde{\alpha}_{n,m}(\theta_0), \quad (15)$$

где

$$-ika C^{(1)} = - \sum_{m=1}^{\infty} [y_m \varepsilon_m^{(s)} - ika R_m(ka, kb, \beta)] \frac{\tilde{\alpha}_{m,0}(\theta_0)}{\tilde{\alpha}_{0,0}(\theta_0)} + \sum_{m=1}^{\infty} T_m^{(2)} \frac{\tilde{\alpha}_{m,0}(\theta_0)}{\tilde{\alpha}_{0,0}(\theta_0)}, \quad (16)$$

$$T_m^{(2)} = M_m F(m) \psi(kb) m(m+1) / [\psi_m^1(ka) (2m+1)], \quad (17)$$

$$\tilde{\alpha}_{n,m}(\theta_0) = \frac{1}{\pi} \left[\frac{\sin(n-m)\theta_0}{n-m} + \frac{\sin(n+m+1)\theta_0}{n+m+1} \right], \quad n \neq m; \quad (18)$$

$$\tilde{\alpha}_{n,n}(\theta_0) = \frac{1}{\pi} \left[\theta_0 + \frac{\sin(2n+1)\theta_0}{2n+1} \right], \quad \theta_0 \in [0, \pi]. \quad (19)$$

В системе (15) искомые коэффициенты y_n введены в (11.a), параметр малости $\varepsilon_n^{(s)}$ – в (14), величины $\tilde{\alpha}_{n,m}(\theta_0)$ – в (18) и (19), константа интегрирования $C^{(1)}$ – в (16), величины

$R_m(ka, kb, \beta)$ – в (13), $T_m^{(2)}$ – в (17), $m \geq 1$. Здесь отметим важное свойство величин $\tilde{\alpha}_{n,m}(\theta_0)$ СЛАУ второго рода (15): они обладают симметрией относительно индексов n и m :

$$\tilde{\alpha}_{n,m}(\theta_0) = \tilde{\alpha}_{m,n}(\theta_0), n = m = 1, 2, 3, \dots \quad (20)$$

ВЫВОДЫ

1. Система (15) является системой второго рода вида $Y = AY + B$ и имеет вполне непрерывный матричный оператор A в пространстве l_2 . Это следует, в частности, из оценки (14) для $\mathcal{E}_m^{(s)}$, а также из того, что в (18) величины $\tilde{\alpha}_{n,m} \rightarrow 0$ при $m = m_0$ и $n \rightarrow \infty$, а также из того, что $\tilde{\alpha}_{n,m}$ равномерно ограничены для всех $n, m \geq 1$ и всех θ_0 из сегмента $[0, \pi]$. Ряды по R_m и по $T_m^{(2)}$ в (15) – (17) сходятся равномерно по $\theta_0 \in [0, \pi]$. Правый столбец B системы также принадлежит l_2 . Кроме того, число единица не является собственным значением матричного оператора A системы (15). В силу полученных оценок устанавливаем, что система (15) витка эффективно разрешима численно для произвольных геометрических и частотных параметров задачи и разрешима аналитически для малых отверстий в диске при $(\pi - \theta_0) \ll 1$ и для больших отверстий в диске при $\theta_0 \ll 1$ [10, 16].
2. Тестовым вариантом построенного алгоритма является случай превращения диска в замкнутую полую сферу ($\theta_0 \rightarrow \pi$). В этом случае, решая поставленную задачу дважды: с помощью решения системы (15) при $\theta_0 \rightarrow \pi$ и отдельно решая задачу для замкнутой полой спирально проводящей сферы с витком тока внутри сферы, получаем тождественные результаты. Так, в частности, для расчёта полного поля $E^{(1)}, H^{(1)}$ при $r \in [0, a]$ (при наличии витка тока внутри спирально проводящей сферы) коэффициенты A_n электрического потенциала Дебая $U^{(1)}$ (6) таковы:

$$A_n = M_n \psi_n(kb) [\xi_n^1(ka)] / \sigma_n^1(ka, \beta). \quad (21)$$

Для (21) величины M_n и $\sigma_n^1(ka, \beta)$ известны и введены в (5) и (10.с) соответственно.

3. Поляризация полного поля спирально проводящего сферического диска изменяется немонотонно от линейной до почти круговой и эллиптической, в частности, с изменением величины отверстия в сфере.
4. При изменении угла $\beta \in [0, \pi/2)$ (угла β спиральной проводимости диска) существенно изменяются свойства диска и, следовательно, свойства полных полей структуры. При $\beta = 0$ диск становится идеально проводящим, а при $\beta \rightarrow \pi/2$ поле полностью проникает через диск.
5. Резонансные частоты вынужденных колебаний исследуемой структуры тесно связаны с резонансными частотами электрических колебаний замкнутой полой идеально проводящей сферы (9) [10–12, 17, 20, 21]. Некоторые резонансные приведённые частоты $(ka)_{n,m}$ электрического типа замкнутой полой сферы (при $\theta_0 = \pi$) даны в таблице 1.

Таблица 1. Корни $(ka)_{n,m}$ уравнения $\psi_n^1(ka) = 0$.

m/n	n=21	n=22	n=23
m=8	52.0423	53.2968	54.5461
m=9	55.4703	56.7398	58.0041
m=10	58.8612	60.1441	61.4218

При прорезании отверстия в сфере и превращении сферы в диск добавки к резонансным частотам замкнутой сферы (Таблица 1) становятся комплексными и пропорциональны величине отверстия.

6. Развитый алгоритм может быть обобщен на более сложные структуры. Алгоритм удобен для применения дополнительных вариантов аналитической и численной регуляризации. Так, матрицу СЛАУ II (15), учтя (20), можно представить в виде произведения двух матриц. Также, с помощью линейной

замены неизвестных величин Y_n (15) можно улучшить алгоритм в частности так, чтобы убывание элементов по строкам и столбцам было почти одинаковым при $n, m \rightarrow \infty$, что важно при расчёте резонансных частот структуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nakano H., Shimizu T., Kataoka H., Yamauchi J. Circularly and linearly polarized waves from a metamaterial spiral antenna// International Symposium AP and USNC-URSI RSM. – 2014, July 6-11. paper 226.2.
2. Yoon I.J. and Ling H. Realizing efficient wireless power transfer using small folded cylindrical helix dipoles // IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters. –2010. – vol. 9.–pp. 846–849.
3. Назаров А.В., Попов Е. А., Раевский С. Б. Круглый диэлектрический волновод со спирально проводящей поверхностью // Антенны: Научно–технический и теоретический журнал. Н.–Новгород. –2011.–N 1.–С. 27-36.
4. Агранович З.С., Марченко В.А., Шестопалов В.П. Дифракция электромагнитных волн на плоских металлических решётках // Журнал технической физики.–1962.–Т.32, вып.4.–С. 381–394.
5. Шестопалов В.П., Литвиненко Л.Н., Масалов С.А., Сологуб В.Г. Дифракция волн на решетках. –Харьков: Изд. ХГУ . –1973 – 288 с.
6. Шестопалов В.П., Тучкин Ю.А., Поединчук А.Е., Сиренко Ю.К. Новые методы решения прямых и обратных задач теории дифракции.–Харьков: Основа. – 1997.– 284 с.
7. Кравченко В.Ф., Сиренко Ю.К., Сиренко К. Ю. Преобразование и излучение электромагнитных волн открытыми резонансными структурами.– М: Физматлит.– 2011.– 318 с.
8. Дорошенко В.А., Кравченко В.Ф. Возбуждение незамкнутых конических и биконических структур //Электромагнитные волны и электронные системы. –М.:– 2003.–Т.8, вып. 10–11.– С. 4–78.
9. Свищёв Ю.В., Тучкин Ю.А. Векторная задача дифракции электромагнитных волн на двух сферических сегментах // ДАН УССР, сер. А.–1987.– Т.12. – С. 56 – 60.
10. Radin A.M., Rezunenko V.A., Shestopalov V.P. Wave radiation by a sphere with a circular aperture. [J]J.U.S.S. Comput. Math. Math. Phys.–1977.–Vol.17, NO 2.– P.104-116, (in rus.).
11. Вязьмитинов И.А., Вязьмитинова С.С., Резуненко В.А., Расчёт потенциалов электронно – оптических систем с разгруженным сферическим катодом // Радиотехника. Всеукр. межвед. научно– техн. сб. – Харків: Изд. ХГУ . – 1990.–Т.89.–С. 130–134.
12. Вязьмитинов И.А., Резуненко В.А., Удянская Л.В. Возбуждение сверх низкочастотного резонанса магнитного типа в незамкнутой сферической полости // Материалы конференции " 4-я Крымская конференция и выставка "СВЧ – техника и спутниковый прием ". –Севастополь: СТУ. Том 1. 26–28 сентября 1994. – С.58-59.
13. Резуненко В.А. Рассеяние плоской волны сферой с круговым отверстием // Электромагнитные волны и электронные системы. –М.:–2005.–Т.10, вып.8.–С. 3–15.
14. Резуненко В.А. Интегральное уравнение задачи электростатики для сферического сегмента и диэлектрического закругления конуса // Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Серія "Математика, прикладна математика і механіка".–Харків: ХНУ імені В.Н. Каразіна. – 2006. – №749, вип.56. – С. 50-56.
15. Резуненко В.А. Потенциал сферического сегмента внутри сферического слоя с круговым отверстием // Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Серія "Радиофізика та електроніка".–Харків: ХНУ імені В. Н. Каразіна.– 2008.–№ 834, вип.13.– С. 120–126.
16. Резуненко В.А. Дифракция плоской акустической волны на сфере с круговым отверстием // Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Серія "Математика, прикладна математика і механіка". –Харків: ХНУ імені В.Н.Каразіна.–2009.–№850, вип.59.– С. 71-77.
17. Zolotariov D., Nerukh A. Extension of approximation functions method for 2D nonlinear Volterra integral equations// Applied radio electronics.–2011.–V.10, №1.–P. 39–44.
18. Легенький М. Н., Бутрым А. Ю, Колчигин Н. Н. Расчет импульсного излучения круглой диэлектрической стержневой антенны методом согласования мод во временной области // Радиотехника. техника. Всеукр. межвед. научно–техн. сб.–Харків:ХНУРЕ.–2010.– Вып.62.– С. 5–12.
19. Бейтмен Г. , Эрдеи А. Высшие трансцендентные функции. Т.2.–М.: Наука.–1974.–295 с.
20. Садовничий В.А. Теория операторов.–М.: Высшая школа.–1999.–368 с.
21. Справочник по специальным функциям. Под ред. Абрамовиц М., Стиган И.–М.: ФМЛ.–1979.– 832 с.

УДК 621.396.677.7

УПРАВЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМИ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ X-ОБРАЗНЫХ ЩЕЛЕЙ В ВОЛНОВОДЕ С ПОМОЩЬЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВСТАВОК

Н.К. Блинова, Л.П.Яцук, А.В. Селютин

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, Харьков, 61022, пл. Свободы, 4

e-mail: Natalya.K.Blinova@univer.kharkov.ua,

Поступила в редакцию 18 февраля 2014 г.

На основе разработанной математической модели проведено теоретическое исследование возможности получения на резонансной частоте оптимальных энергетических и поляризационных характеристик X-образного щелевого излучателя с помощью диэлектрических вставок, играющих роль согласующих элементов на входе и комплексной нагрузки на выходе волновода. Показано, что путем применения диэлектрических вставок в волноводе с X-образной щелью можно управлять ее поляризационными и энергетическими характеристиками и получить в результате оптимизации параметров системы высокие значения коэффициентов эллиптичности и излучения при хорошем согласовании на ее входе.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: крестообразные волноводно-щелевые излучатели, коэффициент отражения, коэффициент эллиптичности, коэффициент излучения, круговая поляризация.

На основі розробленої математичної моделі проведено теоретичне дослідження можливості отримання на резонансній частоті оптимальних енергетичних і поляризаційних характеристик X-образного щілинного випромінювача за допомогою діелектричних вставок, що виконують роль узгоджувальних елементів на вході і комплексного навантаження на виході хвилеводу. Показано, що застосовуючи діелектричні неоднорідності в хвилеводі з X-образної щілиною можна управляти поляризаційними і енергетичними характеристиками таких випромінювачів і отримати в результаті оптимізації параметрів системи високі значення коефіцієнтів еліптичності і випромінювання при доброму узгодженні на її вході.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: хрестоподібні хвилеводно-щілині випромінювачі, коефіцієнт відбиття, коефіцієнт еліптичності, коефіцієнт випромінювання, кругова поляризація.

The computational study of the possibility to elaborate the consistent X-shaped waveguide-slot radiator on the basis of the developed mathematical model was carried out. The optimal energy and polarization characteristics at the resonant frequency can be obtained by means of using dielectric inserts that act as matching elements at the input and complex loading at the output of the waveguide. It is shown that using dielectric inserts in the waveguide provides the possibility of polarization and energy characteristics of an X-shaped slot being controlled. As a result of optimization of the system parameters the high level of axial ratio and radiation coefficient of the field radiated can be obtained with a good matching at the system input.

KEY WORDS Cross-shaped waveguide-slot radiators, reflection coefficient, radiation coefficient, circular polarization.

ВВЕДЕНИЕ

Общеизвестна необходимость разработки антенн, излучающих и принимающих электромагнитные волны с вращающейся, а в идеальном случае – с круговой поляризацией. Примером такого решения могут служить антенны круговой поляризации, выполненные на основе волноводно-щелевых излучателей в виде X-образных щелей. Центр X-образной щели располагают обычно в точке близкой к точке x_0 - круговой поляризации магнитного вектора поля внутри волновода. Предполагалось, что щель с центром в этой точке должна излучать поле с круговой поляризацией. Такой X-образный излучатель был экспериментально исследован в работе [1], в которой показано, что коэффициент эллиптичности γ поля, излучаемого резонансной X-образной щелью с центром в точке x_0 , не достигает значения близкого к единице. Он равен примерно 0,7, что обусловлено взаимной связью ортогональных щелей по внутреннему пространству внутри волновода [2]. В работах [3-5] были исследованы одиночные X-образные излучатели и система таких излучателей в волноводе с произвольным коэффициентом отражения от нагрузки. Показано, что нагрузку с управляемым модулем и фазой коэффициента отражения можно использовать для настройки как одиночной X-образной щели, так и многощелевой системы для излучения ими поля с круговой поляризацией. Удастся получить значение коэффициента эллиптичности поля одиночного излучателя выше 0,9 ($\gamma \approx 0,96$). Однако при этом КСВН на входе волновода достигает значения, равного 1,42 [6]. Чтобы улучшить КСВН системы, необходимо поставить на входе волновода согласующее устройство. Оно может быть представлено в виде двух диэлектрических вставок на входе волновода. В работах [7-9] рассматривались согласующие волноводные устройства с двумя диэлектрическими вкладышами, согласование достигалось перемещением вкладышей вдоль волновода и изменением расстояния между ними.

В работах [10,11] была представлена математическая модель системы, состоящей из такого согласующего устройства, X-щели и комплексной нагрузки, управляемой по модулю и фазе. Показано, что, используя комплексные нагрузки, можно настроить систему с X-образной щелью на излучение поля с поляризацией, близкой к круговой ($\gamma=0,98$), а дополнительное использование согласующих элементов, в виде диэлектрических пластин, уменьшило КСВН системы на входе до уровня 1,25. Результаты расчетов были подтверждены экспериментальными данными. Как показано в [10,11] комплексная нагрузка в конце волновода представляла собой аттенуатор и стоящий за ним короткозамыкающий поршень. С помощью аттенуатора изменялась амплитуда отраженной волны, а изменением положения поршня регулировалась фаза этой волны. Как было показано, модуль коэффициента отражения от нагрузки $|R|=0,2$ при специальном подборе фазы коэффициента отражения от неё, обеспечивал наибольший уровень коэффициента эллиптичности X-образной щели $\gamma = 0,98$ при хорошем согласовании на входе КСВН = 1,26 и коэффициенте излучения $|S|^2 > 0,8$. Однако, такая конструкция довольно громоздка. Поэтому комплексную нагрузку решили представить в виде двух диэлектрических пластин, расположенных на некотором расстоянии d , суммарный коэффициент отражения от которых будет изменяться в зависимости от толщины пластин, их диэлектрической проницаемости ϵ , и расстояния между ними.

Целью первого этапа работы было исследование возможности получения заданного модуля коэффициента отражения (например, $|R|=0,2$) в полосе частот от системы, состоящей из диэлектрических пластин, изменяя их толщину, диэлектрическую проницаемость - ϵ , и расстояние между ними.

Целью второго этапа работы являлось расчетное исследование возможности получения оптимальных энергетических и поляризационных характеристик X-образного щелевого излучателя с помощью диэлектрических вставок, выполняющих роль согласующего элемента на входе и комплексной нагрузки на выходе волновода.

В конечном счете, необходимо решить задачу синтеза, согласованного X-образного щелевого излучателя с круговой поляризацией.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Рассматривалась система, состоящая из волноводной секции с X-образной щелью в широкой стенке прямоугольного волновода, согласующего устройства в виде двух диэлектрических вставок на входе (назовем такую систему двух диэлектрических вставок - первая диэлектрическая пробка), и комплексной нагрузки, представляющей собой также две диэлектрические вставки в конце волновода (назовем такую систему двух диэлектрических вставок - вторая диэлектрическая пробка) (рис.1). Диэлектрические вставки первой диэлектрической пробки выбирались одинаковой толщины $d_1=d_3$ с одинаковой диэлектрической проницаемостью, расположенные на расстоянии d_2 друг от друга. Диэлектрические вставки второй диэлектрической пробки, также выбирались одинаковой толщины $d_6 = d_8$ с одинаковой диэлектрической проницаемостью и располагались они на расстоянии d_7 . X-образная щель располагалась на расстоянии d_4 от границы первой пробки и на расстоянии d_5 от начала второй диэлектрической пробки. X-образный излучатель состоял из двух ортогональных прямоугольных щелей длиной L_1 и L_2 соответственно.

Задача решалась методом последовательных приближений, специально модифицированным для решения конкретных задач в [4, 5, 11] в том числе, и для решения поставленной задачи.

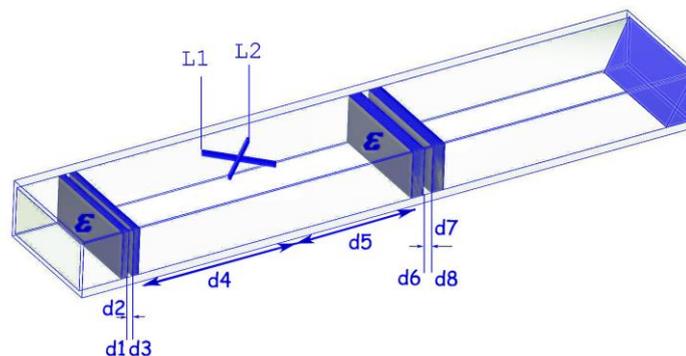


Рис.1. Геометрия системы

В отличие от работ [4,5,11], в рассматриваемой системе на каждом шаге последовательных приближений учитывалось отражение волн от диэлектрических вставок и прохождение через них в сторону генератора и нагрузки.

Коэффициенты отражения и прохождения для указанных диэлектрических неоднородностей получены в результате решения соответствующей электродинамической задачи. Для исследования физических закономерностей рассеяния электромагнитных полей на сложных волноводно-щелевых неоднородностях в виде крестообразной щели в волноводе в присутствии диэлектрических пробок вблизи неё, были построены алгоритмы и составлены программы расчета энергетических и поляризационных характеристик таких систем.

На первом этапе работы было проведено исследование возможности получения заданного модуля коэффициента отражения (например, $|R|=0,2$) в полосе частот от пробки, состоящей из двух диэлектрических пластин. Параметрами задачи были: толщина пластин, ε - их диэлектрическая проницаемость, и расстояние между пластинами. В качестве примера на рис. 2 представлены зависимости модуля коэффициента отражения от частоты для системы диэлектрических пластин одинаковой толщины $d_6 = d_8 = 0,875\text{мм}$, имеющие одинаковые значения $\varepsilon=2$ и расположенные на различных расстояниях d_7 . Обозначения кривых на рис.2 соответствуют: 1 - $d_7=0,9\text{мм}$; 2 - $d_7=1,0\text{мм}$; 3 - $d_7=1,1\text{мм}$;

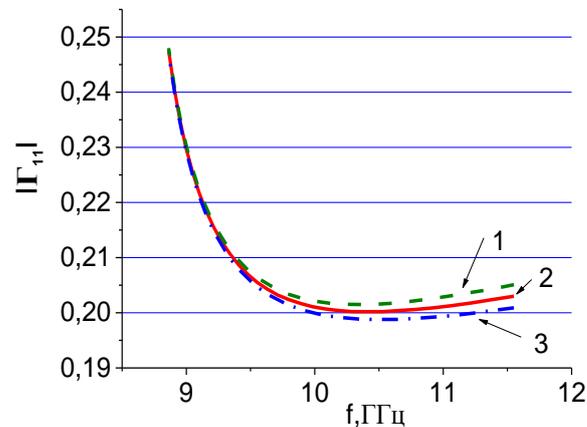


Рис.2. Зависимость модуля коэффициента отражения от частоты для системы из двух диэлектрических пластин с $\varepsilon=2$

Показано, что с помощью системы из диэлектрических пластин, изменяя их толщину, ε и расстояние между ними, можно получить необходимый модуль коэффициента отражения $|R|=0,2$ в широкой полосе частот. Другими словами, показано, что две диэлектрические пластины определенной толщины с заданными значениями диэлектрической проницаемости ε , расположенные в волноводе на определенном расстоянии можно использовать как управляемую комплексную нагрузку в конце волновода.

На втором этапе работы была решена задача синтеза, согласованного Х-образного щелевого излучателя с круговой поляризацией.

На резонансной частоте были проведены расчеты энергетических и поляризационных характеристик Х-образной щели. Расчеты проводились для различных параметров: d_1, d_2, ε_1 - диэлектрическая проницаемость первой пробки, d_6, d_7, ε_2 - диэлектрическая проницаемость второй пробки, длин щелей - L_1, L_2 и расстояний d_4, d_5 от Х-образной щели до соответствующих пробок.

В результате решения задачи синтеза, оптимальными параметрами были выбраны те, которые обеспечили минимальное отражение при высоких коэффициентах эллиптичности и излучения: $d_1=2,6\text{мм}$; $d_2=0,1\text{мм}$; $\varepsilon_1=2,9$; $d_6=1,3\text{мм}$; $d_7=2,2\text{мм}$; $\varepsilon_2=7,5$; $d_4=(\lambda_g/1,9+0,3)\text{мм}$; $d_5=\lambda_g-6\text{мм}$; $L_1=14,42\text{мм}$; $L_2=13,6\text{мм}$.

Результаты расчета оптимальных зависимостей коэффициентов эллиптичности, излучения и КСВН на входе от частоты представлены на рисунках 3-5 соответственно.

На рис. 3 на резонансной частоте маркерами отмечены расчеты коэффициентов эллиптичности r для различных вариантов конструкций. Так, маркером с номером 1 отмечен вариант, когда Х-образная

щель находится в бесконечном волноводе. Видно, что в этом случае $r = 0,72$; $ISI^2 = 0,62$; $KCBH = 1,15$. Маркеры с номером 2 соответствуют варианту, когда X-образная щель находится в волноводе с комплексной нагрузкой, в этом случае $r = 0,92$; $ISI^2 = 0,65$; $KCBH = 1,42$. Маркеры с номером 3 - X-образная щель в волноводе с комплексной нагрузкой и согласующей секцией из диэлектрических пластин, в этом случае $r = 0,97$; $ISI^2 = 0,85$; $KCBH = 1,25$. Кривая 4 соответствует варианту X-образной щели в волноводе с двумя диэлектрическими пробками, в этом случае $r = 0,996$; $ISI^2 = 0,9$; $KCBH = 1,25$. Из рисунков видно, что в полосе частот 10,35 - 10,75 ГГц удастся получить коэффициент эллиптичности больше уровня 0,7.

Таким образом, показано, что на резонансной частоте в результате оптимизации параметров X-щели можно получить высокий коэффициент эллиптичности ($r \cong 0,99$), высокий коэффициент излучения ($ISI = 0,9$) и $KCBH = 1,25$.

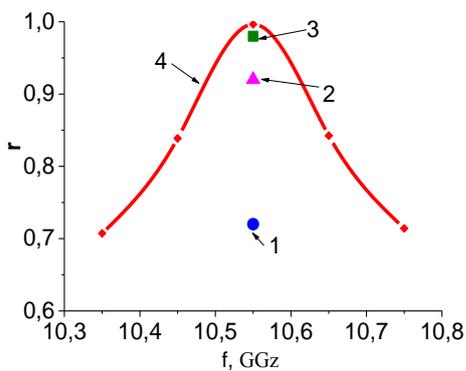


Рис. 3. Зависимость коэффициента эллиптичности от частоты.

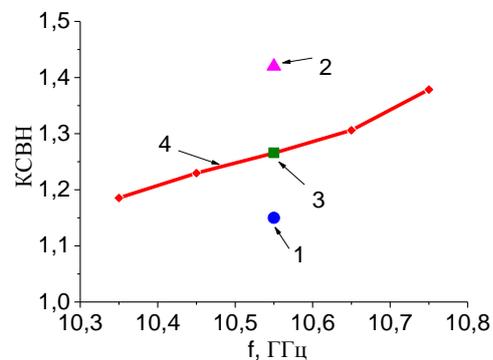


Рис. 4. Зависимость KCBH от частоты

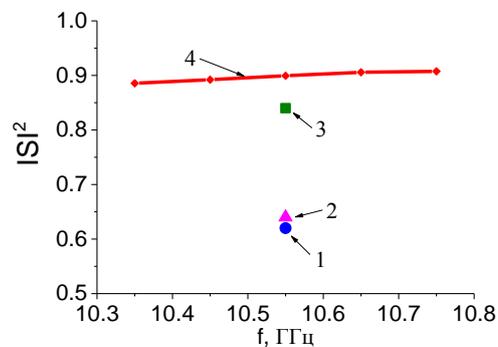


Рис. 5. Зависимость коэффициента излучения от частоты

ВЫВОДЫ

Таким образом, показано, что применяя диэлектрические вставки, выполняющие роль согласующих элементов на входе и комплексной нагрузки на выходе волновода с X-образной щелью можно управлять поляризационными и энергетическими характеристиками таких излучателей и получить в результате оптимизации параметров на резонансной частоте высокий коэффициент эллиптичности ($r \cong 0,99$), высокий коэффициент излучения ($ISI = 0,9$) и $KCBH = 1,25$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Simmons A.J. Circularly polarized slot radiators // IRE Trans. - 1957.-Vol.AP-5, № 1.-P.31-36.
2. Яцук Л.П. и др. Возбуждение прямоугольного волновода наклонной и крестообразной щелями // Антенны.-1975.- Вып.22.-С.46-60.

3. Яцук Л.П. Х-образная щель в волноводе с отражающей нагрузкой на конце // Всеукр.межвед.науч.техн.сб. Радиотехника.-Харьков:-1997.- вып.102.- с. 47-54.
4. Блинова Н.К. и др. Линейная волноводно-щелевая антенна с управляемым коэффициентом эллиптичности // Вісник Харківського національного університету. -Радіофізика та електроніка.- № 544. - 2002.- С. 24-28.
5. Яцук Л.П. и др. Линейная система X-щелей в волноводе с произвольной отражающей нагрузкой. // 7-я Междунар. Крымская конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'1997). Материалы конф. (Севастополь, 15—18 сент. 1997 г.). Севастополь : Вебер, 1997. С. 502-503. Transmission lines centimeter waves: per.s Eng. / Ed. GA Remez-M.: Izd.Sov. Radio 1951.-СН. 2.-342s.
6. Валитов Р.А., Стретинский В.Н. Радиоизмерения на сверхвысоких частотах. .-М.: Изд. МОСССР.- 1958.- 412с.
7. Вайсфлор А. Теория цепей и техника измерений в дециметровом и сантиметровом диапазонах..-М.: Изд. Сов.Радио -1961.- 424с.
8. Блинова Н.К., Яцук Л.П. Управление поляризационными и энергетическими характеристиками X-образных щелей в прямоугольном волноводе с помощью диэлектрических неоднородностей // 21-я Междунар. Крымская конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'2011). Материалы конф. (Севастополь, 12—16 сент. 2011 г.). Севастополь : Вебер, 2011. С. 589-590.
9. Блинова, Н.К., Яцук Л.П., Селютин А.В. Поляризационные и энергетические характеристики X-образных щелей в волноводе с комплексной нагрузкой и диэлектрическими вставками / Вестник ХНУ имени В. Н. Каразина, серия «Радиофизика и электроника». № 966. - 2011. - pp. 77-81
10. Selutin A., Blinova N., Yatsuk, L. Energy and Polarization Characteristics of X-Slots in the Waveguide with a Dielectric Heterogeneity and Complex Load //Proceedings of 5-th International Workshop ULTRAWIDEBAND AND ULTRASHORT IMPULSE SIGNALS. (UWBUSIS-2012) Ukraine, Sevastopol, September, 17 – 22, 2012,-p.294-296.
11. L.P. Yatsuk, N.K. Blinova., A.V. Zhironkina. A mathematical model of a linear system of slots in a waveguide with an arbitrary reflecting load, *Telecommun. Radio Eng.2, Radio eng. (USA)*, vol. 47, no.7, pp. 126-130, July_1992.

УДК. 621.317; 621.317.33

**МОДИФИКАЦИЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВОЛНОВОДА
ПРОДОЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ТОКОМ****Л. П. Яцук**¹⁾Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, Харьков, 61022, пл. Свободы, 4
e-mail: Yatsuk38@gmail.com

Поступила в редакцию 23 апреля 2014 г.

Предлагается сводить решение задачи возбуждения волновода продольным магнитным током к сходящемуся ряду путем разложения в ряд расходящегося слагаемого, содержащего дельта функцию Дирака, и объединения этого ряда с разложением искомого поля в области источника по полям собственных волн. Показано, что такой подход и использование функции Грина в случаях, когда она известна, обеспечивает тождественное совпадение решений задачи возбуждения. Это обосновывает возможность получения альтернативного решения задачи возбуждения, когда построение функции Грина затруднительно.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: волновод, задача возбуждения, магнитный ток, собственные волны, разложение в ряд.

Пропонується зводити рішення задачі збудження хвилеводу поздовжнім магнітним струмом до збіжного ряду шляхом розкладання в ряд розбіжного доданка, що містить дельта функцію Дірака, і об'єднання цього ряду з розкладанням шуканого поля в області джерела за полями власних хвиль. Показано, що такий підхід і використання функції Гріна у випадках, коли вона відома, забезпечує тотожний збіг рішень задачі збудження. Це обґрунтовує можливість отримання альтернативного вирішення задачі збудження, коли побудова функції Гріна зустрічає труднощі.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: хвилевід, задача збудження, магнітний струм, власні хвилі, розкладання в ряд.

It is proposed to reduce the solution of the problem of a waveguide excitation by a longitudinal magnetic current to a convergent series by means of series expansion of the divergent term containing Dirac delta function, and combining this with the expansion of the desired field in the source region in terms of eigen waves. It is shown that such an approach and the use of the Green's function in a case where it is known provide identically coincident solutions of the problem. This justifies the possibility of an alternative solution of the problem of excitation, when the construction of the Green's function is difficult.

KEY WORDS: waveguide excitation problem, magnetic current, own wave series expansion.**ВВЕДЕНИЕ**

Решение задачи возбуждения волновода магнитным током необходимо для определения амплитуды поля в отверстии, наведенного полем первичной волны. В случае, когда затрудняется построение функции Грина для векторного потенциала, решение получают в виде суммы полей собственных волн в волноводе, дополненной отдельным слагаемым, содержащим продольную составляющую вектора объемной плотности магнитного тока. Поскольку магнитный ток является поверхностным, его объемная плотность стремится к бесконечности, что затрудняет расчеты. Для получения решения, пригодного для расчетов, его необходимо модифицировать. Это и является целью настоящей работы.

ФОРМУЛИРОВКА ПРОБЛЕМЫ И ЕЕ РЕШЕНИЕ

Физический процесс рассеяния электромагнитного поля на неоднородности в волноводе можно разбить на 2 этапа. Сначала на неоднородности наводится ток (электрический на металле, магнитный – на отверстии). Затем наведенный ток возбуждает вторичное поле внутри волновода и во внешней области (при рассеянии на отверстии). Это поле и является предметом исследования. Точно так же и решение задачи рассеяния производится в два этапа. Сначала определяется наведенный ток, затем возбужденное (рассеянное) этим током поле.

Первый этап решения задачи рассеяния оказывается наиболее сложным. На основе граничных условий на идеальном металле (равенство нулю тангенциальной составляющей электрического поля на его поверхности) и условия непрерывности тангенциальной составляющей магнитного поля на отверстии формулируются интегральные уравнения относительно искомого наведенного тока. Решение этих уравнений связано с определенными трудностями.

Остановимся подробнее на решении задачи рассеяния волноводной волны на щелевой неоднородности. Условие непрерывности магнитного поля на поверхности щели в бесконечно тонкой стенке волновода имеет вид [1]

$$\vec{H}_\tau^0 + \vec{H}_\tau^i(\vec{e}_s) = \vec{H}_\tau^e(\vec{e}_s), \quad (1)$$

где индексы « i » и « e » соответствуют внутреннему и внешнему объемам, \vec{e}_s – поле на поверхности щели, \vec{H}_τ^0 – первичное магнитное поле, $\vec{H}_\tau^i(\vec{e}_s)$ и $\vec{H}_\tau^e(\vec{e}_s)$ – векторы магнитного поля, возбужденного щелью во внутренней и внешней областях.

Полю \vec{e}_s эквивалентен *поверхностный* магнитный ток с поверхностной плотностью $\vec{j}_s^m = [\vec{e}_s, \vec{n}]$ (\vec{n} – орт нормали к поверхности щели). Соответствующая этому току объемная плотность тока \vec{j}_v^m связана с плотностью поверхностного тока соотношением

$$\vec{j}_v^m = [\vec{e}_s, \vec{n}] \delta(n), \quad (2)$$

$\delta(n)$ - дельта-функция Дирака, n – координата вдоль нормали к щели, отсчитываемая от ее поверхности.

Полагаем, что поле \vec{e}_s можно аппроксимировать некоторой векторной функцией. Амплитудный коэффициент при этой функции находим из (1).

Для того, чтобы функциональное уравнение (1) свести к конкретному виду, необходимо найти поля $\vec{H}_\tau^i(\vec{e}_s)$ и $\vec{H}_\tau^e(\vec{e}_s)$, другими словами, решить задачу возбуждения связываемых электродинамических объемов магнитным током (2). Это достаточно просто сделать, если известны функции Грина для этих объемов, таких, например, как однородно заполненный диэлектриком (или полый) прямоугольный волновод, полупространство, ограниченное бесконечной идеально проводящей плоскостью и др. В случае волновода с частичным диэлектрическим заполнением (при наличии внутри бесконечно протяженного слоя диэлектрика) построение функции Грина для векторного потенциала затруднительно. Это значит, что надо переходить к альтернативным методам решения задачи возбуждения. Наиболее приемлемым является метод представления магнитного поля, возбужденного щелью в волноводе, в виде набора полей собственных волн [2]. Решение для вектора магнитного поля представляется в виде:

$$\vec{H}(z) = \sum_{\mu} C_{\mu}(z) \vec{H}_{\mu} + \sum_{\mu} C_{-\mu}(z) \vec{H}_{-\mu} - \frac{\vec{z}^0 j_z^m}{i\omega\mu_0}. \quad (3)$$

Здесь \vec{z}^0 - орт вдоль координатной линии Z , параллельной оси волновода, $\vec{H}_{\pm\mu}$ – векторные функции, описывающие магнитные поля собственных волн, распространяющихся в сторону $Z > 0$ ($+\mu$) и $Z < 0$ ($-\mu$), $C_{\pm\mu}(z)$ – амплитуды этих волн в поперечном сечении Z ; μ – обобщенный индекс, указывающий тип волны. Следует подчеркнуть, что J_z^m в (3) представляет собой проекцию на ось Z вектора *объемной* плотности магнитного тока \vec{j}_v^m , кроме того, не следует забывать, что функциональное уравнение (1) формулируется именно на поверхности щели. Последнее слагаемое в выражении (3) на поверхности щели, где координата n принимает нулевое значение, обращается в бесконечность из-за присутствия в (2) дельта-функции Дирака. Поскольку магнитное поле $\vec{H}(z)$ является конечной величиной, бесконечность, вызванная присутствием дельта - функции Дирака, должна компенсироваться предыдущими слагаемыми. Следовательно, и они являются расходящимися. Таким образом, выражение (3) является непригодным для расчетов. Его необходимо модифицировать с целью получения выражения, пригодного для расчетов. Расходящиеся ряды надо превратить в сходящиеся. Для этого надо и третье слагаемое представить в виде ряда. Возникает вопрос, по каким функциям следует разложить его в ряд. Полная система собственных векторных функций состоит из вихревых и потенциальных функций [3]. Как показано в [4], в области, ограниченной идеально проводящим экраном с отверстием, в разложении магнитного поля по собственным векторным функциям должны присутствовать не только вихревые, но и потенциальные функции. Дивергенция вектора, представленного третьим слагаемым, отлична от нуля. Следовательно, этот вектор является невихревым, а это значит, что его следует раскладывать в ряд по потенциальным функциям.

Подчеркнем, что дополнительное слагаемое в решении (3) задачи возбуждения в [2] получено в результате строгих математических преобразований. В [5] подвергнуто сомнению свойство полноты системы вихревых собственных функций в области источника. Полнота решения достигается путем введения в него дополнительного невихревого слагаемого, обеспечивающего выполнение равенства $\nabla \vec{E} = \rho / \epsilon_0$ (речь идет о возбуждении волновода электрическим током). Как оказалось, это слагаемое тождественно совпадает со слагаемым, расположенном вне суммы ряда в решении (3), полученном ранее Л.А.Вайнштейном. Отсюда также следует, что внесуммарное слагаемое следует раскладывать в ряд по потенциальным функциям.

ТЕСТОВЫЙ ПРИМЕР

Проверим правильность этого предположения на тестовом примере. Рассмотрим структуру, для которой известна функция Грина, например, прямоугольный волновод с узкой продольной щелью в его широкой стенке (Рис.1). Найдем поле H , возбужденное щелью в области ее расположения, модифицируя выражение (1) в соответствии с предложенным набором действий. Разложим внесуммарное слагаемое в выражении (1) по потенциальным функциям и добавим новый ряд к основному ряду.

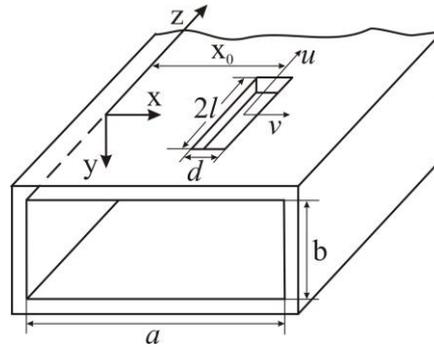


Рис. 1. Геометрия системы

Выбираем простейшую функцию распределения магнитного тока вдоль щели в виде полуволны синусоиды.

$$\vec{e}_s = Vx^0 \frac{1}{d} \cos \frac{\pi u}{2l}. \quad (4)$$

Здесь $u = z$, $\vec{u}^0 = \vec{z}^0$, $v = x - x_0$, $\vec{v}^0 = \vec{x}^0$, V – амплитудный коэффициент.

В соответствии с (2), магнитный ток направлен вдоль оси z . Он возбуждает в волноводе H -волны. Индекс μ определяет тип волны. Магнитное поле под щелью определяется выражением (3). Амплитудные коэффициенты $C_{\pm\mu}(z)$ определяются интегралами

$$C_{\mu}(z) = -\frac{1}{N_{|\mu|}} \int_{-d/2}^{d/2} \int_{-l}^z [\vec{e}_s, \vec{H}^{(-\mu)}] \vec{n} dS, \quad (5)$$

$$C_{-\mu}(z) = -\frac{1}{N_{|\mu|}} \int_{-d/2}^{d/2} \int_z^l [\vec{e}_s, \vec{H}^{(\mu)}] \vec{n} dS. \quad (6)$$

Векторные функции $\vec{H}^{(\pm\mu)}$ описывают магнитное поле собственных волн единичной амплитуды, $N_{|\mu|}$ – нормирующий множитель из условия ортогональности собственных волн волновода [1].

Интеграл поперек щели назовем J_m

$$J_m = \frac{1}{d} \int_{x_0-d/2}^{x_0+d/2} \cos \frac{m\pi x}{a} dx = \cos \frac{m\pi x_0}{a} \frac{\sin(m\pi d/(2a))}{m\pi d/(2a)}. \quad (7)$$

Первая и вторая суммы в (3) определяют суммарное магнитное поле в точке z , порожденное волнами, пришедшими к этой точке слева и справа. Поскольку собственные волны описываются вихревыми функциями, обозначим эти две суммы как

$$\vec{H}^{rot}(z) = \sum_{\mu} C_{\mu}(z) \vec{H}_{\mu} + \sum_{\mu} C_{-\mu}(z) \vec{H}_{-\mu}. \quad (8)$$

Поскольку мы пришли к выводу, что последнее слагаемое в (3) должно описываться потенциальными функциями, введем для него такое обозначение

$$\vec{H}^P(z) = -\vec{z}^0 \frac{J_z^m}{i\omega\mu_a}. \quad (9)$$

Рассмотрим $\vec{H}^{rot}(z)$ и $\vec{H}^P(z)$ подробнее. Проекцию на ось z вихревой части решения запишем в виде

$$H_z^{rot}(z) = \sum_{m,n} H_{z,mn}^{rot}(z). \quad (10)$$

Выражение для $H_{z,mn}^{rot}(z)$, полученное с учетом (4-8) имеет вид

$$H_{z,mn}^{rot}(z) = -V \frac{(\kappa_{mn}^2)^2}{N_{mn}} J_m \left\{ e^{-i\gamma_{mn}z} \int_{-l}^z \cos \frac{\pi u}{2l} e^{i\gamma_{mn}u} du + e^{i\gamma_{mn}z} \int_z^l \cos \frac{\pi u}{2l} e^{-i\gamma_{mn}u} du \right\} \cos \kappa_x x \cos \kappa_y y. \quad (11)$$

После выполнения процедуры интегрирования в (11) имеем:

$$H_{z,mn}^{rot}(z) = -V \frac{2(\kappa_{mn}^2)^2}{\left[\left(\frac{\pi}{2l} \right)^2 - \gamma_{mn}^2 \right] N_{mn}} J_m \left\{ i\gamma_{mn} \cos \frac{\pi z}{2l} + \left(\frac{\pi}{2l} \right) e^{-i\gamma_{mn}l} \cos \gamma_{mn}z \right\} \cos \kappa_x x \cos \kappa_y y. \quad (12)$$

Здесь $\kappa_{mn}^2 = \kappa_x^2 + \kappa_y^2$, $\kappa_x = \frac{m\pi}{a}$, $\kappa_y = \frac{n\pi}{b}$, $N_{mn} = \frac{2ab\omega\mu_0\kappa_{mn}^2\gamma_{mn}}{\varepsilon_m\varepsilon_n}$, $\varepsilon_m = 2 - \delta_{0m}$, $\varepsilon_n = 2 - \delta_{0n}$, введем

еще одно обозначение $\varphi_{\perp}^m = \cos \kappa_x x \cos \kappa_y y$.

Вихревую часть магнитное поля (12) необходимо просуммировать по индексам m и n от нуля до бесконечности, как это записано в (10).

После подстановки N_{mn} и φ_{\perp}^m имеем

$$H_{z,mn}^{rot} = -V \frac{\varepsilon_m\varepsilon_n\kappa_{mn}^2}{\left[\left(\frac{\pi}{2l} \right)^2 - \gamma_{mn}^2 \right] ab\omega\mu_0\gamma_{mn}} J_m \left\{ i\gamma_{mn} \cos \frac{\pi z}{2l} + \left(\frac{\pi}{2l} \right) e^{-i\gamma_{mn}l} \cos \gamma_{mn}z \right\} \varphi_{\perp}^m. \quad (13)$$

Принимая во внимание выражение (7) для J_m , видим, что при суммировании полученного выражения по m и n сумма по n расходится.

Запишем теперь проекцию на ось z потенциальной части магнитного поля, возбужденного щелью.

$$H_z^P(z) = -\frac{J_z^m}{i\omega\mu_a} = -V \frac{1}{di\omega\mu_a} \cos \frac{\pi z}{2l} \delta(y) f(x). \quad (14)$$

Это выражение может быть представлено в виде комбинации потенциальных функций. Разложим его в ряд по магнитным потенциальным функциям прямоугольного волновода с идеально проводящими стенками. Векторные потенциальные функции \vec{L}^m имеют вид (верхний индекс m использован для представления магнитного поля)

$$\vec{L}^m(\vec{r}) = \text{grad} \varphi^m(\vec{r}). \quad (15)$$

В системе с разделяющимися переменными функцию $\varphi(\vec{r})$ полезно представить в виде

$$\varphi(\vec{r}) = \varphi(\vec{r}_{\perp}, z) = \varphi(\vec{r}_{\perp})\varphi(z).$$

Продольная компонента вектора \vec{L} имеет вид:

$$\left(\vec{L}^m\right)_z = \frac{\partial \varphi^m(z)}{\partial z} \varphi^m(\vec{r}_\perp), \quad (16)$$

где $\varphi(\vec{r}_\perp)$ удовлетворяет однородному граничному условию Неймана на контуре поперечного сечения волновода.

Разложим внесуммарное слагаемое в выражении (3) в ряд по функциям $\varphi^m(\vec{r}_\perp)$. Его структура такова

$$H_z^P = D(z) f(x) \delta(y), \quad (17)$$

где $D(z) = -V \frac{1}{di\omega\mu_a} \cos \frac{\pi z}{2l}$, $f(x) = 1$ в области щели, за ее пределами $f(x) = 0$.

Представим его в виде разложения в ряд по функциям $\varphi^m(\vec{r}_\perp) = \varphi_{mn\perp}^m$.

$$H_z^P = D(z) f_1(x) f_2(y) = \sum_{m,n} A_{mn}(z) \varphi_{mn\perp}^m \quad (18)$$

Умножаем обе части этого равенства на функцию $\varphi_{m'n'\perp}^m$ и интегрируем по площади поперечного сечения волновода. В силу ортогональности в поперечном сечении волновода функций $\varphi_{mn\perp}^m$ и $\varphi_{m'n'\perp}^m$ получаем

$$D(z) \int_0^a f_1(x) \cos \frac{m'\pi x}{a} dx \int_0^b \delta(y) \cos \frac{n'\pi y}{b} dy = \frac{ab}{\varepsilon_{m'}\varepsilon_{n'}} A_{m'n'}(z).$$

Раскрывая введенные обозначения и опуская штрихи в обозначениях m и n , после интегрирования получаем

$$A_{mn} = -V \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{ab} \frac{1}{i\omega\mu_a} \cos \frac{\pi z}{2l} J_m. \quad (19)$$

Это выражение для A_{mn} подставляем в (18), что приводит к такому выражению для общего члена ряда $H_{z,mn}^P$

$$H_{z,mn}^P = -V \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{ab} \frac{1}{i\omega\mu_a} \cos \frac{\pi z}{2l} J_m \varphi_{mn\perp}^m. \quad (20)$$

Видим, что ряд с таким общим членом расходится при суммировании его по n от нуля до бесконечности. С учетом (13) и (20) запишем суммарный член ряда $H_{z,mn}^{rot} + H_{z,mn}^P$ для полного поля, возбужденного щелью в области ее расположения.

$$H_z(z) = \frac{V}{i\omega\mu_a ab} \sum_{m,n} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n J_m}{\left(\frac{\pi}{2l}\right)^2 - \gamma_{mn}^2} \left[\left(k^2 - \left(\frac{\pi}{2l}\right)^2 \cos \frac{\pi z}{2l} + \left(\frac{\pi}{2l}\right) \frac{\kappa_{mn}^2}{i\gamma_{mn}} \right) e^{i\gamma_{mn}l} \cos \gamma_{mn}z \right] \varphi_{mn\perp}^m. \quad (21)$$

Полученное выражение (10) тождественно совпадает с выражением для поля $H_z(z)$, полученным с использованием тензорной функции Грина. Легко убедиться в том, что оно сходится как по m , так и по n .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенного исследования показано, каким образом следует модифицировать выражение для продольной компоненты магнитного поля, возбужденного в области источника продольным магнитным током, для того, чтобы оно стало пригодным для расчетов в тех случаях, когда

возникают проблемы построения тензорной функции Грина для векторного потенциала. Примером может служить продольная щель в волноводе со слоистым диэлектрическим заполнением. Для него достаточно просто строятся потенциальные векторные функции векторного уравнения Гельмгольца, которые в дальнейшем позволяют получить сходящееся решение задачи возбуждения волновода продольной щелью в области ее расположения [6,7]

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фельд Я.Н., Бененсон Л.С. Антенно-фидерные устройства. М.: Изд ВВИА им. Н.Е. Жуковского. 1959. ч.2.
2. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. —М.: Сов.радио, 1957.— 581с.
3. Морс Ф.М, Фешбах Г. Методы теоретической физики. — М.: ИИЛ, 1958. – Т.1.– 930с. 1960.– Т.2– 886с.
4. Никольский В.В. Вариационные методы для внутренних задач электродинамики. – М.: Наука, 1967. – 460с.
5. Collin R.E. On the incompleteness of E- and H- modes in waveguide // Canadian Journal of Phys.- 1973.- V.51.-P. 1135- 1140.
6. Яцук Л.П. Потенциальные функции в задаче возбуждения волновода с трехслойным диэлектриком продольным магнитным током // Радиофизика и электроника: Сб. науч. тр. -Харьков: ИРЭ НАН Украины, 2001, № 2-3, - с.212-217.
8. Яцук Л.П. Ляховский А.А. Энергетические и резонансные свойства продольной щели в волноводе, частично заполненном диэлектриком // Изв. Вузов. Радиоэлектроника.-2006.-№ 5-6.- С. 40-51.

УДК 621.385.6

ДВУХЧАСТОТНЫЙ ГЕНЕРАТОР-УМНОЖИТЕЛЬ О-ТИПА СУБТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА С НЕОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Е.Н. Одаренко¹, А.А. Шматько²¹*Харьковский национальный университет радиоэлектроники, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14
E-mail: oen@kture.kharkov.ua*²*Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, 61022, Харьков, пл. Свободы, 4
Поступила в редакцию 14 мая 2014 г.*

В работе проведено теоретическое исследование закономерностей воздействия неоднородного фокусирующего поля на характеристики двухрежимного генератора с двумя выходными сигналами на кратных частотах. Анализ проводится на основе нелинейной многомерной теории резонансных приборов О-типа с длительным взаимодействием с учетом оседания электронов на поверхность замедляющей системы. Установлены значения параметров локальной неоднородности фокусирующего поля, для которых реализуется повышение эффективности взаимодействия на высших гармониках частоты модуляции электронного потока полем поверхностной волны.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: двухчастотный генератор, нелинейная многомерная теория, неоднородное магнитное поле.

В роботі проведено теоретичне дослідження закономірностей впливу неоднорідного поля, що фокусує електронний потік, на характеристики двоережимного генератора з двома вихідними сигналами на кратних частотах. Аналіз проводиться на базі нелінійної багатовимірної теорії резонансних приладів О-типу з тривалою взаємодією з урахуванням осідання електронів на поверхню системи, що сповільнює. Встановлені значення параметрів локальної неоднорідності магнітного поля, для яких реалізується підвищення ефективності взаємодії на вищих гармоніках частоти модуляції електронного потоку полем поверхневої хвилі.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: двухчастотний генератор, нелінійна багатовимірна теорія, неоднорідне магнітне поле.

Theoretical investigation of the effect regularities of the nonuniform focusing field on the double-mode oscillator characteristics with two output multiple frequencies signals is carried out in this work. Analysis is performed on the basis of the nonlinear multidimensional theory of the O-type resonant electron devices with prolonged interaction with taking into account the settling of electrons on the slow-wave structure surface. Values of the magnetic field local nonuniformity parameters that correspond to beam-wave interaction efficiency enhancement at higher harmonics of the electron beam bunching frequency are determined.

KEY WORDS: two-frequency oscillator, nonlinear multidimensional theory, nonuniform magnetic field.

ВВЕДЕНИЕ

Развитие современной нерелятивистской электроники терагерцового и субтерагерцового диапазонов связано с необходимостью решения ряда физических и технологических проблем, возникающих при увеличении рабочей частоты генераторов и усилителей малой и средней мощности. В первую очередь это касается снижения сопротивления связи из-за увеличения локализации поля поверхностных волн вблизи импедансных поверхностей электродинамических систем. В результате только небольшая часть электронного потока оказывается в области интенсивного высокочастотного поля замедленной волны. Применительно к ЛОВ эта задача была решена за счет наклонного движения электронов относительно поверхности замедляющей системы (ЗС) [1]. В результате практически все слои пучка последовательно оказываются в области интенсивного высокочастотного поля с последующим оседанием на поверхность ЗС. Таким образом, в данном случае за счет дополнительных поперечных смещений траекторий электронов удается добиться довольно существенного повышения эффективности взаимодействия и выходной мощности генераторов.

Несколько иной способ управления траекториями электронов в пространстве взаимодействия генератора дифракционного излучения (ГДИ) был предложен в работах [2, 3] на основе применения локальной неоднородности магнитного фокусирующего поля. Результаты экспериментальных исследований подтвердили эффективность этого метода и его перспективность для улучшения эксплуатационных характеристик ГДИ субтерагерцового диапазона. Развитая в дальнейшем нелинейная многомерная теория резонансных генераторов О-типа с длительным взаимодействием позволила установить основные физические механизмы изменения эффективности взаимодействия на различных этапах развития колебательного процесса с учетом оседания электронного потока на поверхность ЗС [4, 5]. Причем установлено, что

в режиме установившихся колебаний наиболее эффективным является применение локальной магнитной неоднородности (ЛМН) в случае, когда продольная амплитудная огибающая высокочастотного поля имеет Гауссову форму, т.е. для ГДИ.

В данной работе рассматривается двухчастотный вариант ГДИ, в котором одновременно реализуется режим поверхностных волн (режим ЛОВ) и режим объемных волн (режим ГДИ) на одной из высших гармоник частоты модуляции электронного потока [6, 7]. В этом случае фактически формируется двухчастотный генератор, в котором частота сигнала режима объемных волн находится в терагерцовом диапазоне. Исследуются закономерности воздействия неоднородности фокусирующего поля на величину амплитуды выходного сигнала в режиме ГДИ с целью определения условий повышения эффективности электронно-волнового взаимодействия и мощности выходного сигнала.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассматривается электронно-волновая система, характерная для резонансных приборов О-типа с длительным взаимодействием: через открытый резонатор с нанесенной на одно из зеркал замедляющей гребенчатой системой пропускается ленточный электронный поток с начальной скоростью \vec{v}_0 . Схема устройства и принятая в работе система координат представлена на рис. 1. Электронный поток модулируется полем синхронной с ним поверхностной обратной волны с базовой частотой ω и возбуждает дифракционное излучение на одной из высших временных гармоник этой частоты. В дальнейшем ограничимся рассмотрением третьей гармоники. Вывод энергии колебаний в режиме поверхностных волн находится на краю замедляющей системы вблизи электронной пушки. Энергия в режиме объемных волн выводится через устройство связи на одном из зеркал открытого резонатора. Таким образом, данная система может рассматриваться как двухчастотный генератор или генератор-умножитель базовой частоты режима поверхностных волн.

Для фокусировки электронного потока используется продольное магнитостатическое поле с индукцией \vec{B}_0 . Формирование пространственной неоднородности фокусирующего поля осуществляется путем размещения под поверхностью замедляющей системы цилиндра из магнитного вещества. Цилиндр может перемещаться вдоль продольной координатной оси, что позволяет управлять пространственным распределением индукции магнитостатического поля.

Неоднородность фокусирующего поля подразумевает наличие у него нескольких координатных компонент. Это является прямым следствием условия соленоидальности магнитного поля $div\vec{B} = 0$. Для моделирования такого пространственного распределения индукции многомерного фокусирующего поля используется Гауссова аппроксимация координатной зависимости продольной компоненты индукции фокусирующего поля, нормированной на ее невозмущенное значение B_0 :

$$B_z(\xi) = 1 + A_M \exp \left[- \left(\frac{\xi - \xi_M}{w_M} \right)^2 \right]. \quad (1)$$

Здесь $\xi = \frac{z}{L}$ – нормированная на длину пространства взаимодействия продольная координата; A_M , ξ_M и w_M – параметры ЛМН: величина, координата центра и полуширина ее области соответственно. Параметр A_M может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Зависимость от поперечных координат не учитывается виду малой в масштабе неоднородности толщины электронного потока. Тем не менее, для выполнения условия соленоидальности магнитного поля необходимо учитывать эту зависимость при определении поперечной компоненты фокусирующего поля:

$$B_y(\xi, \zeta) = \frac{2A_M}{w_M^2} \frac{H}{L} (\zeta - \zeta_M) (\xi - \xi_M) \exp \left[- \left(\frac{\xi - \xi_M}{w_M} \right)^2 \right]. \quad (2)$$

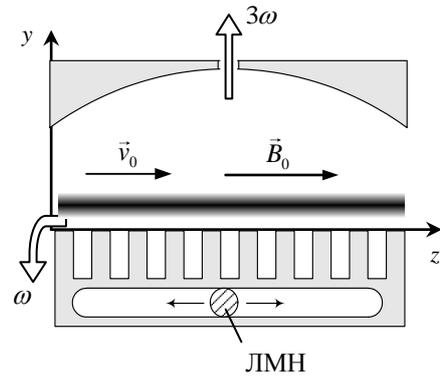


Рис. 1. Схема прибора с неоднородным фокусирующим полем.

Здесь $\zeta = \frac{y}{H}$ – нормированная на масштабный множитель поперечная координата. Константа ζ_M задает поперечный размер области пространственной неоднородности, где определена поперечная компонента магнитной индукции, т. е. выражение (2) применимо только для $\zeta < \zeta_M$.

Для получения исходной самосогласованной системы уравнений электронно-волнового взаимодействия используются стандартные для приборов данного типа допущения о достаточно высокой добротности электродинамической системы и возможности применения одноволнового приближения для каждого режима. Рассматривается нерелятивистский вариант прибора.

Уравнение движения представляет собой уравнение Лоренца для заряженной частицы в электромагнитном поле:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{|e|\hbar}{m} \left\{ \vec{E} + [\vec{v}, \vec{B}] \right\}. \quad (3)$$

Здесь \vec{v} – вектор скорости электрона; e и m – заряд и масса электрона; \vec{E} – вектор напряженности электрического поля, которое включает в себя вихревую высокочастотную компоненту и потенциальную компоненту, связанную с полем пространственного заряда. В рамках трехмерной модели движения электронов векторное уравнение (3) представляется в виде системы трех скалярных уравнений относительно координатных компонент скорости. Для описания электрического \vec{E} и магнитного \vec{B} полей используются две координатные компоненты – продольная (ось Oz) и поперечная (ось Oy) относительно плоскости замедляющей системы: $\vec{E} = (0, E_y, E_z)$; $\vec{B} = (0, B_y, B_z)$. Ввиду используемого нерелятивистского приближения рассматривается только статическая часть магнитного поля, которая служит для фокусировки электронного потока.

Поскольку в рамках рассматриваемой модели электронный поток находится под воздействием электромагнитных полей, соответствующих режимам поверхностных волн (амплитуда F_1) и объемных волн (амплитуда F_2), то в правая часть уравнения (3) содержит суперпозицию высокочастотных электрических полей кратных частот, соответствующих этим режимам. Следовательно, результат решения уравнений движения определяется характеристиками полей на первой и третьей гармониках частоты модуляции электронного потока.

Для анализа закономерностей развития колебательного процесса в электронном приборе на n -й гармонике базовой частоты ω используется укороченное уравнения возбуждения высокочастотной электродинамической системы модулированным электронным потоком:

$$\frac{dF_2(\tau)}{d\tau} - i \frac{(n\omega - \omega_s)}{\omega_s'} 2QF_2(\tau) = GS(F_2, \gamma) F_2(\tau). \quad (4)$$

Здесь $\tau = \frac{\omega_s'}{2Q} t$ – безразмерное время; $\omega_s = \omega_s' - i \frac{\omega_s'}{2Q}$ – комплексная круговая частота моды открытого резонатора с обобщенным индексом s ; Q – нагруженная добротность; G – параметр эффективности взаимодействия, который представляет собой аналог параметра Пирса в теории ЛБВ или управляющего сопротивления в радиотехнике, а его обратная величина определяет наклон прямой обратной связи на колебательной характеристике [8]; γ – фаза поля на высшей гармонике базовой частоты, которая отсчитывается от фазы поля поверхностных волн; $S(F_2, \gamma)$ – комплексная средняя крутизна колебательной характеристики [7]. Уравнение (4) также можно использовать для исследования возбуждения колебаний режима поверхностных волн. В этом случае фактически рассматривается резонансная ЛОВ. Отличие от режима объемных волн здесь в основном состоит в форме продольной амплитудной огибающей (косинусоидальная форма для режима поверхностных волн и Гауссова форма для режима объемных волн) и частоте сигнала.

Выражения (3) и (4) формируют исходную нелинейную систему уравнений, которая используется для исследования закономерностей электронно-волнового взаимодействия в двухрежимном приборе с неоднородным фокусирующим магнитным полем.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Формирование неоднородного магнитостатического поля в пространстве взаимодействия приборов О-типа позволяет изменять траектории электронов и тем самым управлять энергетическими и частотными характеристиками. Искривление силовых линий фокусирующего поля приводит к изменению расположения потока заряженных частиц относительно поверхности электродинамической системы прибора. В свою очередь, это приводит к изменению сопротивления связи и эффективности электронно-волнового взаимодействия.

Выражения (1) и (2) позволяют установить закономерности изменения траекторий электронов под действием неоднородного магнитостатического поля. Очевидно, что для случая отрицательной величины A_M продольная компонента фокусирующего поля будет уменьшаться. Это означает, что уменьшается плотность магнитных силовых линий в области неоднородности. Таким образом, фокусировка пучка ослабляется. Однако этот процесс сопровождается появлением поперечной составляющей индукции фокусирующего поля, которая обуславливает дополнительные поперечные смещения траекторий электронов. Если элемент, формирующий ЛМН, расположен под импедансной поверхностью замедляющей системы, то электроны будут приближаться к этой поверхности и попадать в более интенсивное электромагнитное поле. Этот фактор обуславливает повышение эффективности взаимодействия. С другой стороны, в данном случае может происходить оседание электронов на поверхность электродинамической системы. Это приводит к уменьшению плотности электронного потока и снижению эффективности взаимодействия.

Таким образом, можно выделить два противоположно действующих фактора, которые определяют энергетические характеристики двухрежимного прибора с профилированным фокусирующим полем. Результат действия этих факторов зависит от соотношения между ними, т. е. от конкретных условий электронно-волнового взаимодействия. Поэтому путем варьирования параметров ЛМН (величины A_M , продольной координаты центра ξ_M , ширины «пятна» w_M) можно управлять эксплуатационными характеристикам двухрежимного прибора, работающего на базовой частоте режима поверхностных волн и высшей гармонике этой частоты в режиме дифракционного излучения.

Наиболее удобно анализировать пространственное распределение тока пучка в приборе, исходя из результатов траекторного анализа, который проводится на основе решения исходной самосогласованной системы уравнений. Рассмотрим случай, когда центр локальной неоднородности фокусирующего магнитного поля расположен в середине пространства взаимодействия ($\xi_M = 0.5$). Остальные параметры неоднородности следующие: $A_M = -0.1$; $w_M = 0.2$. На рис. 2(а) представлены результаты расчета траекторий электронов пяти парциальных потоков. Графики построены для десяти электронов в каждом парциальном потоке. Очевидно, что в данном случае реализуется частичное оседание пучка на замедляющую систему прибора. Для двух ближайших к поверхности гребенки парциальных потоков наблюдается довольно сильное оседание электронов, остальные потоки полностью остаются в пространстве взаимодействия. Следует отметить, что сильные поперечные смещения траекторий электронов, обусловленные неоднородностью фокусирующего поля, порождают циклотронные пульсации электронного потока, амплитуда которых значительно больше, чем у тех, которые возникают при поперечном электронно-волновом взаимодействии. Это фактор также может оказывать существенное воздействие на энергетические характеристики прибора.

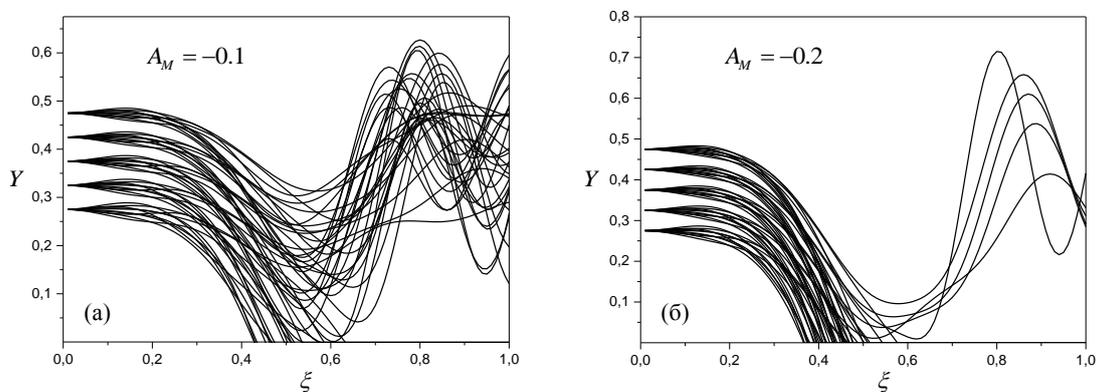


Рис. 2. Траектории электронов для различных значений амплитуды магнитной неоднородности.

На рис. 2(б) представлены результаты расчетов траекторий электронов для значения $A_M = -0.2$. В этом случае за счет увеличения степени неоднородности фокусирующего поля происходит оседание практически всех электронов пучка на поверхность замедляющей системы. Фактически, это означает уменьшение длины пространства взаимодействия двухрежимного прибора и соответственное снижение эффективности взаимодействия. Однако, здесь важную роль играет значение продольной координаты, при котором наблюдается полное оседание пучка. Если этот процесс происходит за пределами области максимальной интенсивности высокочастотного поля с Гауссовой формой амплитудной огибающей, то сокращение длины пространства взаимодействия практически не происходит. В то же время, за счет токооседания возможно существенное снижение плотности электронов в сгустке, который формируется в ускоряющей фазе высокочастотного поля и отбирает у него энергию. Обычно этот процесс характеризуется как фазовая сортировка электронов, которая приводит к повышению эффективности взаимодействия. Поэтому и для данного значения величины неоднородности фокусирующего поля путем подбора ее параметров можно добиться повышения эффективности взаимодействия как на базовой частоте, так и на ее высших гармониках.

Если параметр A_M имеет положительные значения, то в области магнитной неоднородности происходит увеличение индукции фокусирующего поля. Это эквивалентно сгущению силовых линий магнитного поля. Расчеты показывают, что в этом случае электроны удаляются от поверхности электродинамической системы. Однако, если центр такой магнитной неоднородности разместить в начале пространства взаимодействия, то электроны будут двигаться вдоль силовых линий, приближающихся к поверхности гребенки. Поэтому и для случая $A_M > 0$ возможна реализация режима, при котором происходит увеличение эффективности электронно-волнового взаимодействия.

Для исследования различных способов улучшения эксплуатационных характеристик прибора за счет профилирования фокусирующего поля необходимо получить стационарные решения исходной нелинейной системы уравнений (3), (4). Эти решения получены на основе численных расчетов. Для всех возможных значений фазы γ (от нуля до 2π) находились стационарные значения амплитуды колебаний режима дифракционного излучения на третьей гармонике режима ЛОВ. Следует отметить, что таких значений в принципе может быть несколько – в зависимости от режима работы колебательной системы с внешним параметрическим воздействием в виде сигнала режима поверхностных волн. Кроме того, для каждого стационарного значения амплитуды и фазы проверялось выполнение критериев устойчивости Рауса-Гурвица.

Результаты расчетов представлены на рис. 3. Параметры ЛМН выбраны такими же, как на рис. 2(а). Здесь показаны зависимости максимального значения амплитуды колебаний в режиме ГДИ на третьей гармонике базовой частоты от продольной координаты центра ЛМН. Максимальные значения амплитуды определялись при варьировании параметра γ . Горизонтальные штриховые линии показывают значение амплитуды F_2 для случая $A_M = 0$, когда фокусирующее поле является однородным. Графики на рис. 3(а) и 3(б) построены для различных значений амплитуды внешнего воздействия ($F_1 = 0.1$ и $F_1 = 0.2$ соответственно).

Для всех рассмотренных значений параметров системы максимальное значение амплитуды F_2 реализуется в диапазоне $\xi_M = 0.55 \div 0.67$. Следует отметить практически пятикратное увеличение амплитуды

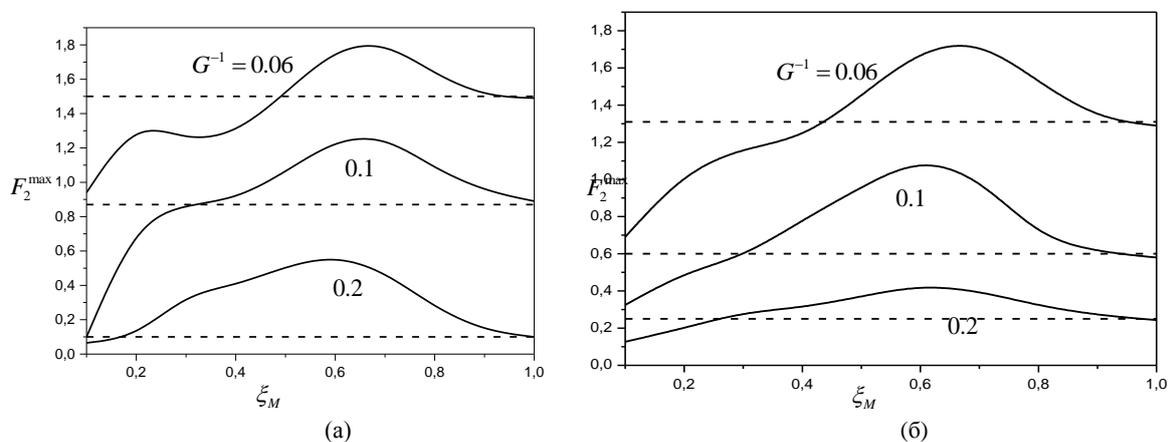


Рис. 3. Зависимости максимальной амплитуды выходного сигнала от координаты центра магнитной неоднородности ($A_M = -0.1$).

ды колебаний режима дифракционного излучения для значения $G^{-1} = 0.2$ на рис. 3(а) относительно значения, соответствующего однородной фокусировке. В этом случае величина параметра эффективности взаимодействия близка к пусковому значению для значения $A_M = 0$. Поэтому соответствующее значение амплитуды колебаний оказывается довольно малым ($F_2 = 0.1$). За счет профилирования магнитостатического поля происходит снижение пускового тока для режима дифракционного излучения и эффективность взаимодействия увеличивается. Поэтому одной из причин такого существенного роста амплитуды выходного сигнала является увеличение отношения рабочего тока к пусковому.

При увеличении амплитуды сигнала режима поверхностных волн для значения $G^{-1} = 0.2$ наблюдается повышение эффективности взаимодействия на третьей гармонике базовой частоты в режиме дифракционного излучения для случая однородной фокусировки электронного потока. Однако энергетический выигрыш за счет применения профилированного фокусирующего поля оказывается существенно меньше, чем для значения $F_1 = 0.1$ (рис. 3(а)). Для других значений параметра эффективности взаимодействия повышение амплитуды внешнего сигнала приводит к снижению эффективности взаимодействия на третьей гармонике основной частоты. Это обусловлено увеличением степени захвата электронов полем поверхностной волны на первой гармонике базовой частоты ω . Вместе с тем, применение неоднородного фокусирующего поля позволяет добиться большего относительного прироста амплитуды выходного сигнала по сравнению со случаем, представленным на рис. 3(а).

Общей особенностью, присущей двухрежимной электронно-волновой системе с неоднородным фокусирующим полем, является сужение интервала значений продольной координаты центра ЛМН, в котором амплитуда выходного сигнала превышает соответствующее значение для случая однородной фокусировки. Этот эффект проявляется при увеличении параметра эффективности взаимодействия G , что иллюстрируется на рис. 3 для различных значений амплитуды сигнала в режиме поверхностных волн. Поэтому применение неоднородного магнитостатического поля, обеспечивающего частичное оседание электронного потока на поверхность ЗС, является наиболее эффективным для режима минимальных рабочих токов пучка и уровней мощности входного сигнала, который поступает в пространство взаимодействия на поверхностной волне. Именно такой режим является характерным для усилителей мощности.

Рассмотрим далее результаты расчетов, выполненных в условиях относительно сильной неоднородности магнитостатического поля ($A_M = -0.2$). Значения амплитуды F_1 выбирались такие же, как для рис. 3. В этом случае все электроны пучка оседают на поверхность ЗС прибора и процесс фазовой сортировки частиц максимально выражен. С другой стороны, полное оседание пучка приводит к сокращению эффективной длины пространства взаимодействия. Эти два фактора являются противодействующими с точки зрения их влияния на эффективность электронно-волнового взаимодействия. Поэтому можно предположить, что зависимости амплитуды выходного сигнала от параметров локальной магнитной неоднородности будут содержать участки, закономерности которых определяются преимущественно одним из этих факторов.

Для нахождения оптимальных по величине амплитуды выходного сигнала параметров локальной магнитной неоднородности необходимо исследовать зависимости $F_2^{\max}(\xi_M)$, которые представлены на рис. 4. Здесь, как и на рис. 3, максимальное значение амплитуды сигнала на третьей гармонике основной частоты определялось по фазе γ . Для всех рассмотренных значений параметра эффективности взаимо-

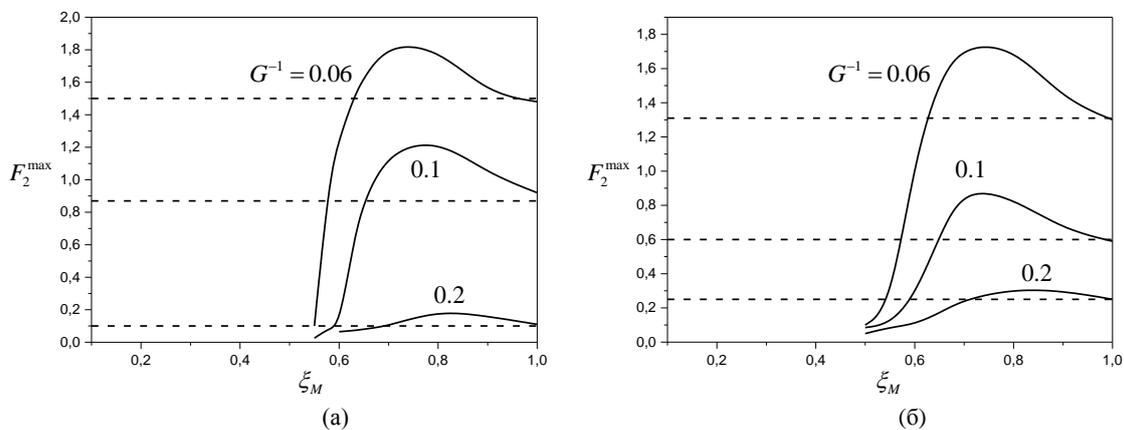


Рис. 4. Зависимости максимальной амплитуды выходного сигнала от координаты центра магнитной неоднородности ($A_M = -0.2$).

действия отличный от нуля выходной сигнал реализуется только в определенном диапазоне значений координаты центра ЛМН: $0.5 < \xi_M < 1$. Причины этого указаны ранее и связаны с сильным сокращением длины пространства взаимодействия за счет полного оседания электронного потока на поверхность ЗС. Тем не менее, путем подбора параметров ЛМН можно добиться повышения эффективности взаимодействия в режиме дифракционного излучения по сравнению со случаем однородной фокусировки. Следует отметить, что максимальные значения амплитуды выходного сигнала на третьей гармонике основной частоты реализуются для $\xi_M = 0.75 \div 0.8$, т. е. для случая, когда центр ЛМН расположен на границе «пятна» высокочастотного поля (радиус «пятна» при расчетах равен 0.25). Отмеченные закономерности характерны для обычного ГДИ с профилированным фокусирующим полем и обусловлены фазовой сортировкой электронов за счет их оседания на поверхность электродинамической системы [5].

Таким образом, усиление неоднородности магнитостатического поля приводит к ослаблению влияния уровня мощности входного сигнала на эффективность взаимодействия. Важным отличием результатов, представленных на рис. 4, от результатов на рис. 3 является отсутствие заметного повышения эффективности взаимодействия для относительно малых значений параметра G ($G^{-1} = 0.2$). Применение фокусирующего поля со сравнительно сильной неоднородностью ($A_M = -0.2$) оказывается оправданным только для значений $G^{-1} \leq 0.12$. Следовательно, в случае $G^{-1} = 0.2$ фазовая сортировка электронов за счет их оседания на поверхность электродинамической системы практически не вносит вклад в повышение эффективности взаимодействия. Данный результат обусловлен малой амплитудой поля в режиме дифракционного излучения, для которой захват электронов полем синхронной волны слабо выражен. В результате на длине пространства взаимодействия успевает сформироваться только один сгусток, расположенный в тормозящей фазе высокочастотного поля, и оседание частиц пучка является негативным фактором для эффективности энергообмена.

ВЫВОДЫ

На основе численного решения нелинейной самосогласованной системы уравнений двухчастотного генератора О-типа с неоднородным фокусирующим полем получены стационарные значения амплитуды и фазы колебаний в режиме дифракционного излучения на третьей гармонике частоты модуляции электронного потока полем поверхностной волны.

Проведен анализ двух вариантов локальной неоднородности магнитостатического поля, соответствующих частичному и полному оседанию электронного потока на поверхность электродинамической системы. Установлено, что для относительно малых значений параметра эффективности взаимодействия происходит практически пятикратный рост амплитуды выходного сигнала за счет применения неоднородного фокусирующего поля. Данный результат получен для случая частичного оседания электронного потока на поверхность замедляющей системы прибора.

Результаты расчетов позволяют установить основные закономерности влияния пространственного распределения индукции фокусирующего поля на эффективность электронно-волнового взаимодействия и на этой основе определить параметры магнитной неоднородности, соответствующие максимальной мощности выходного сигнала в режиме объемных волн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Левин Г. Я., Бородин А. И., Кириченко А. Я. и др. Клиноотрон. Под ред. А. Я. Усикова – К.: Наук. думка, 1992. – 200 с.
2. Балаклицкий И. М., Воробьев Г. С., Цвык А.И. и др. Увеличение эффективности работы генераторов дифракционного излучения с магнитной фокусировкой // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1977. – Т. 20, № 10. – С. 93–96.
3. Цвык А. И., Воробьев Г. С., Нестеренко А. В. и др. Влияние локальной неоднородности магнитостатического поля на стартовые и выходные характеристики генератора дифракционного излучения // Изв. вузов. Радиофизика. – 2000. – Т. 43, № 2. – С. 144–154.
4. Одаренко Е.Н., Шматько А.А. Влияние магнитостатической локальной неоднородности на пусковые характеристики резонансных генераторов О-типа // Радиотехника и электроника. – 1992. – 37. – №5. – С. 901–910.
5. Одаренко Е.Н., Шматько А.А. Нелинейная теория СВЧ генераторов О-типа с неоднородным магнитостатическим полем (двухмерная модель) // Радиотехника и электроника. – 1994. – 39. – №4. – С. 653–661.
6. Bratman V. L., Fedotov A. E., Makhalov P. B. Experimental demonstration of Smith–Purcell radiation enhancement by frequency multiplication in open cavity // Appl. Phys. Lett. – 2011. – Vol. 98, №6. – 061503.
7. Одаренко Е.Н., Шматько А.А., Юдинцев П.В. Дифракционное излучение субтерагерцового диапазона на гармониках ЛОВ в двухрежимном приборе параметрического типа // Вісник ХНУ імені В.Н. Каразіна. – 2008. – №834,Радіофізика та електроніка. – Вип. 13. – С. 13-17.
8. Капранов М. В., Кулешов В. Н., Уткин Г. М. Теория колебаний в радиотехнике. – М.: Наука, 1984. – 320 с.

УДК 621.372

ФЕРРИТОВЫЙ РЕЗОНАТОР В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ С ПОПЕРЕЧНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

А. А. Шматько¹, В. Н. Мизерник^{1, 2, i}, Е. Н. Одаренко^{1, 3}

¹ Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, 61077, Харків, пл. Свободи, 4,
E-mail: alexandr.a.shmatko@univer.kharkov.ua

² Научний фізико-технологічний центр, 61077, Харків, пл. Свободи, 2,

³ Kharkiv National University of Radioelectronics, Lenin av., 14, Kharkov, 61166, Ukraine
phone: (057) 7021057, e-mail: oen@kture.kharkov.ua

Поступила в редакцію 15 мая 2014 г.

Проведен анализ собственных и вынужденных колебаний ферритового резонатора в прямоугольном волноводе с поперечным магнитным полем на основе полученного строгого аналитического решения граничной электродинамической задачи. Установлено существование нескольких режимов колебаний ферритового резонатора: режим на запертых объемных модах и режим на запертых поверхностных модах с вещественными корнями дисперсионного уравнения и режим на вытекающих модах с комплексными корнями дисперсионного уравнения. Для вынужденных колебаний найдены аналитические выражения для коэффициентов отражения и прохождения волноводной волны. Показано, что, изменяя величину эффективной магнитной проницаемости феррита за счет магнитного поля, можно обеспечить полное прохождение или отражение волноводной волны в широком частотном диапазоне.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: собственные колебания, дифракция, ферритовый резонатор, запертые моды, формула Лагранжа.

Проведено аналіз власних і вимушених коливань феритового резонатора в прямокутному хвилеводі з поперечним магнітним полем на основі отриманого строгого аналітичного рішення граничної електродинамічної задачі. Встановлено існування декількох режимів коливань феритового резонатора: режим на замкнених об'ємних модах і режим на замкнених поверхневих модах з реальними значеннями корнів дисперсійного рівняння й режим на витікаючих модах з комплексними значеннями корнів дисперсійного рівняння. Для вимушених коливань знайдені аналітичні вирази для коефіцієнтів відбиття й проходження хвилеводної хвилі. Показано, що змінюючи величину ефективної магнітної проникності ферита за рахунок магнітного поля, можна забезпечити повне проходження або відбиття хвилеводної хвилі в широкому частотному діапазоні.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: власні коливання, дифракція, феритовий резонатор, замкнені моді, формула Лагранжа.

The analysis natural and forced oscillations of the ferrite resonator in a rectangular wave guide with a traversal magnetic field on the basis of the gained rigorous analytical solution of a boundary electrodynamic problem is lead. Existence of several modes of oscillations of the ferrite resonator is erected: a mode on the ungated volumetric modes and a mode on the ungated surface modes with material roots of the dispersion equation and a mode on leaking modes with complex roots of the dispersion equation. For forced oscillations analytical expressions for reflectivities and passage waveguide waves are found. It is shown, that changing quantity of an effective magnetic conductivity of ferrite due to a magnetic field it is possible to provide the full passage or reflection waveguided waves in frequency broadband.

KEYWORDS: own modes, diffraction, the ferrite resonator, trapped modes, formule Lagrange

ВВЕДЕНИЕ

Ферритовые резонаторы довольно широко используются в пассивных и активных приборах микроволнового та терагерцового диапазонов волн для электрического управления их выходными характеристиками. К числу вазовых элементов приборов относится наиболее его простой вид прямоугольного резонатора, помещенного в прямоугольный волновод с поперечным магнитным полем. Такая конструкция может выполнять роль управляемого фильтра частот и использоваться, например, в качестве волноводного окна активных приборов электроники. Естественно, для полного понимания физики процессов в таком микроволновом устройстве необходимо решение соответствующей электродинамической задачи на собственные или вынужденные колебания такого устройства. До последнего времени начиная с работы Эпштейна [1] при расчете таких резонаторов использовались, как правило, численные методы [2], [3] на основе систем линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов Фурье-разложения полей в методе частичных областей. Аналитическое решение было получено в приближении одной волны. В работах [4], [5] предложено новый подход для

нахождения аналитического решения граничной задачи на основе теории целых аналитических функций, теории вычетов и интерполяционной формулы Лагранжа. В результате применения такого подхода удалось решить аналитически систему линейных алгебраических уравнений в замкнутом виде для произвольных параметров задачи и найти в аналитическом виде дисперсионное уравнение для нахождения собственных режимов ферритового резонатора в волноводе, а также получить простые выражения для коэффициентов отражения и прохождения волноводной волны.

ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Рассматривается двумерная модель ферритового резонатора (рис. 1). Магнитная проницаемость феррита $\vec{\mu}$ описывается тензором стандартного типа. Элементы тензора μ , μ_a зависят от приложенного магнитного поля $\vec{H}_0 = \vec{z}_0 H_0$ и частоты сигнала ω по известным формулам [6], [7]:

$$\leftrightarrow \mu = \begin{pmatrix} \mu & -i\mu_a & 0 \\ i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \text{ где } \mu = \frac{\omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega^2}{\omega_H^2 + \omega^2}; \mu_a = \frac{\omega\omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2}; \omega_M = \gamma 4\pi M_0; \omega_H = \gamma H_0.$$

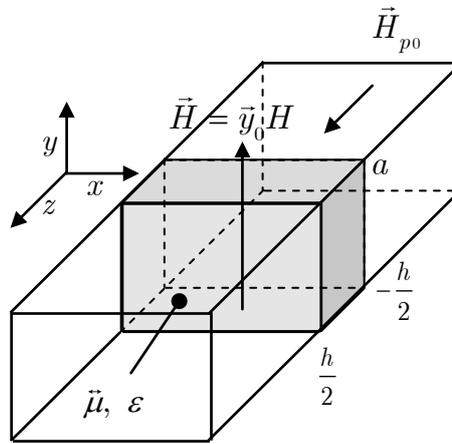


Рис. 1. Ферритовый резонатор в волноводе с поперечным магнитным полем $\vec{H} = \vec{y}_0 H$

Для нахождения собственных и вынужденных колебаний в ферритовом резонаторе необходимо решить граничную электродинамическую задачу с соответствующими граничными условиями на поверхностях резонатора. При данной конфигурации резонатора с поперечным магнитным полем такая задача сводится к нахождению решения уравнения Гельмгольца относительно компоненты поля E_z , а именно:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + k^2 \varepsilon \mu_{\perp} E_z = 0. \quad (1)$$

Здесь $\mu_{\perp} = \mu \left(1 - \frac{\mu_a^2}{\mu^2} \right)$, ε - диэлектрическая проницаемость гиромангнитной среды, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$

Для нахождения вынужденных колебаний необходимо рассматривать задачу дифракции волноводной волны на ферритовом резонаторе. Собственные колебания определяются из решения задачи в отсутствие падающей волны. Используя метод Фурье в сочетании с методом частичных областей выпишем решения уравнения Гельмгольца в виде [4], [5]:

$$E_z^1 = \sin \frac{\pi p}{b} y e^{+i\gamma_p x} + \sum_{n=1} R_n e^{-i\gamma_n x} \sin \frac{\pi n}{b} y, \quad (2)$$

$$E_z^2 = \sum_{n=1} \left(D_n^+ e^{i\zeta_{na} x} + D_n^- e^{-i\zeta_{na} x} \right) \sin \frac{\pi n}{a} y, \quad (3)$$

$$E_z^3 = \sum_{n=1} T_n e^{i\gamma_n x} \sin \frac{\pi n}{b} y b \quad (4)$$

Здесь $\gamma_n^2 = k^2 - \left(\frac{\pi n}{a}\right)^2$, $\zeta_{na}^2 = k^2 \varepsilon \mu_{\perp} - \left(\frac{\pi n}{a}\right)^2$.

Тангенциальные компоненты магнитного поля определяются из уравнений Максвелла по формуле

$$H_x = -\left(\frac{1}{ik\mu_{\perp}}\right) \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - i\frac{\mu_a}{\mu} \frac{\partial E_y}{\partial x}\right). \quad (5)$$

Используя граничные условия на поверхностях резонатора можно получить связанную систему двух систем линейных алгебраических уравнений для определения неизвестных коэффициентов (2)-(4)

$$W_m^{\mp} X_m^{\pm} - \frac{\mu_a}{\mu} \sum_{n=1}^{\infty} X_n^{\mp} \left(\frac{\pi m}{a}\right) L_{nm} = \mu_{\perp} \gamma_p e^{-i\gamma_p \frac{h}{2}} \delta_{mp}, \quad (6)$$

где $2X_n^{\pm} = (R_n \pm T_n) e^{i\gamma_n \frac{h}{2}} + \delta_{np} e^{-i\gamma_n \frac{h}{2}}$, $L_{nm} = -\sin \pi \frac{(n-m)}{2} \frac{\sin \pi \frac{(n-m)}{2}}{2} \left[\frac{2n}{(n+m)} \right]$,

$$W_m^+ = \mu_{\perp} \gamma_m + i\zeta_{ma} \operatorname{ctg} \zeta_{ma} \frac{h}{2}, \quad W_m^- = \mu_{\perp} \gamma_m - i\zeta_{ma} \operatorname{tg} \zeta_{ma} \frac{h}{2},$$

Как показано в работах [4], [5] система линейных алгебраических уравнений может быть решена аналитически с помощью разработанного метода на основе интеграла Коши и интерполяционной формулы Лагранжа [8]. В результате его применения функциональные ряды в (6) суммируются и выражаются через один из неизвестных коэффициентов. В результате бесконечная связанная система уравнений сводится к двум алгебраическим уравнениям относительно коэффициентов X_n^{\pm}

$$W_m^+ X_m^- - i\frac{\mu_a}{\mu} \left(\frac{\pi m}{a}\right) X_m^+ = \mu_{\perp} \gamma_p e^{-i\gamma_p \frac{h}{2}} \delta_{mp}, \quad (7)$$

$$-i\frac{\mu_a}{\mu} \left(\frac{\pi m}{a}\right) X_m^- + W_m^- X_m^+ = \mu_{\perp} \gamma_p e^{-i\gamma_p \frac{h}{2}} \delta_{mp}. \quad (8)$$

Решение полученной системы находится в аналитическом виде, а именно:

$$X_m^+ = \mu_{\perp} \gamma_p e^{-i\gamma_p \frac{h}{2}} \delta_{mp} \left(W_m^+ + i\frac{\mu_a}{\mu} \left(\frac{\pi m}{a}\right) \right) \left\{ W_m^+ W_m^- + \left[\frac{\mu_a}{\mu} \left(\frac{\pi m}{a}\right) \right]^2 \right\}^{-1}, \quad (9)$$

$$X_m^- = \mu_{\perp} \gamma_p e^{-i\gamma_p \frac{h}{2}} \delta_{mp} \left(W_m^- + i\frac{\mu_a}{\mu} \left(\frac{\pi m}{a}\right) \right) \left\{ W_m^+ W_m^- + \left[\frac{\mu_a}{\mu} \left(\frac{\pi m}{a}\right) \right]^2 \right\}^{-1}. \quad (10)$$

Равенство нулю детерминанта системы уравнений (7), (8) определяет дисперсионное уравнение для нахождения собственных режимов ферритового резонатора, которое принимает следующий вид:

$$\left(\mu_{\perp} \gamma_m + i\zeta_{ma} \operatorname{ctg} \zeta_{ma} \frac{h}{2} \right) \left(\mu_{\perp} \gamma_m - i\zeta_{ma} \operatorname{tg} \zeta_{ma} \frac{h}{2} \right) + \left[\frac{\mu_a}{\mu} \left(\frac{\pi m}{a}\right) \right]^2 = 0. \quad (11)$$

Неизвестные коэффициенты отражения и прохождения в выражениях для полей (2)-(4) находятся через коэффициенты X_m^{\pm} (9), (10) по простым формулам пересчета

$$R_m = (X_m^+ + X_m^-) e^{-i\gamma_m \frac{h}{2}} + \delta_{mp} e^{-i\gamma_m h}, \quad T_m = (X_m^+ - X_m^-) e^{-i\gamma_m \frac{h}{2}}. \quad (12)$$

Перейдем к анализу собственных и вынужденных режимов ферритового резонатора.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Первоначально рассмотрим свободные колебания в ферритовом резонаторе в отсутствие падающей волноводной волны. Проанализируем полученное дисперсионное уравнение (11).

Анализ дисперсионного уравнения показывает, что при отсутствии гиротропии ($\mu_a = 0$) дисперсионное уравнение (37) распадается на два независимых уравнения $\left(\mu_{\perp}\gamma_m + i\zeta_{ma} \operatorname{ctg}\zeta_{ma} \frac{h}{2}\right) = 0$, $\left(\mu_{\perp}\gamma_m - i\zeta_{ma} \operatorname{tg}\zeta_{ma} \frac{h}{2}\right) = 0$, определяющие в одном случае симметричные, а в другом – несимметричные колебания по толщине пластины h из магнитоэлектрика. Ясно, что количество дисперсионных кривых для каждого целого индекса колебаний m будет зависеть от значения величины $\zeta_{ma} \frac{h}{2}$. При наличии гиротропии ($\mu_a \neq 0$) колебания в ферритовом резонаторе являются связанными и не происходит разделения колебаний на симметричные и несимметричные колебания для любого индекса m . В зависимости от материальных параметров феррита, толщины пластины h и ширины волновода a для каждого конкретного индекса колебания m следует выделить несколько режимов существования свободных колебаний.

Рассмотрим случай, когда величина поперечного волнового числа в пустом волноводе γ_m чисто мнимое число, т.е. $(\gamma_m)^2 = k^2 - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 < 0$. Этому случаю соответствует запертый режим – амплитуда волны затухает по экспоненциальному закону вглубь пустого волновода. Однако в области ферритовой пластины может реализовываться два случая: режим объемных запертых мод и режим поверхностных мод. Объемные запертые моды могут существовать в случае, когда поперечное волновое число в области ферритовой пластины ζ_{ma} вещественная величина, т.е. для выбранного индекса m величина ζ_{ma} удовлетворяет условию $(\zeta_{ma})^2 = k^2 \varepsilon \mu_{\perp} - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 > 0$. Поверхностные моды реализуются при противоположном условии $(\zeta_{ma})^2 = k^2 \varepsilon \mu_{\perp} - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 < 0$. Ясно, что реализация одного из выделенных режимов зависит от соотношений параметров, входящих в величину ζ_{ma} . Для отрицательных значений эффективной проницаемости ферритового слоя $\mu_{\perp} < 0$ поперечное волновое число ζ_{ma} чисто мнимое для любого индекса колебаний m , и поэтому для таких значений величины μ_{\perp} всегда реализуется поверхностный режим, т.е. $(\zeta_{ma})^2 < 0$. Если выполняются одновременно два условия $(\gamma_m)^2 = k^2 - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 < 0$, $(\zeta_{ma})^2 = k^2 \varepsilon \mu_{\perp} - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 < 0$, то амплитуды полей в двух областях экспоненциально затухают от поверхности раздела сред. Такие поверхностные моды можно отождествить с магнитополяритонными поверхностными колебаниями [9] характерными для случая, когда эффективная магнитная проницаемость среды μ_{\perp} является отрицательной величиной. В данном случае такие колебания возможны не только при отрицательных значениях параметра μ_{\perp} , но и при его положительных значениях, когда выполняется условие $k^2 \varepsilon \mu_{\perp} - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 < 0$ и поперечное волновое число ζ_{ma} является мнимой величиной. Все корни исходного дисперсионного уравнения (11), для которых выполняется это условие, будут соответствовать *магнитополяритонным поверхностным колебаниям*.

На рис. 2 изображены дисперсионные характеристики (зависимость частотного параметра α от магнитной проницаемости феррита μ_a $\alpha = f(\mu_a)$) для основного колебания $m = 1$ при следующих значениях материальных параметров $\varepsilon = 7$, $\mu = 0.7$, $\theta = \frac{a}{b} = 0.8$. Выделенная закрашенная область разделяет область параметров на две области. Те значения величин α и μ_a , которые находятся внутри

этой области, соответствуют режиму существования *магнонполяритонных поверхностных мод* в ферритовой пластине. Вне этой области в ферритовой пластине наблюдаются объемные колебания. Их пространственное распределение зависит от параметра гиротропии μ_a . Дисперсионная кривая, находящаяся в выделенной закрашенной области и ниже прямой $\alpha = 0.5$ (пунктирная линия), соответствует поверхностным колебаниям в пустом волноводе. Режим объемных мод и поверхностных мод разделены точкой пересечения огибающей выделенной области $k^2 \varepsilon \mu_{\perp} - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 = 0$ и

дисперсионной кривой (кривая 1). Прямая пунктирная линия $\alpha = 0.5$ разделяет область параметров на две области. В области значений параметров ниже этой линии реализуется режим поверхностных колебаний со стороны пустого волновода и режим объемных (запертые моды) или поверхностных мод внутри ферритовой пластины. В этом случае корни дисперсионного уравнения (11) вещественны. Выше этой прямой корни дисперсионного уравнения (11) комплексны. На рис.2 представлены только вещественные значения комплексных корней дисперсионного уравнения. Если параметры задачи таковы, что выполняется условие $\alpha > 0.5$, то может реализовываться режим вынужденных колебаний при возбуждении ферритовой пластины основной волноводной волной. Для этого случая рассчитывались модули коэффициента прохождения $|T_1|$ и отражения $|R_1|$ в зависимости от частотного параметра α для

заданных значений величин $\varepsilon = 7$, $\mu = 0.7$, $\mu_a = 0.5$, $\theta = \frac{a}{b} = 0.8$.

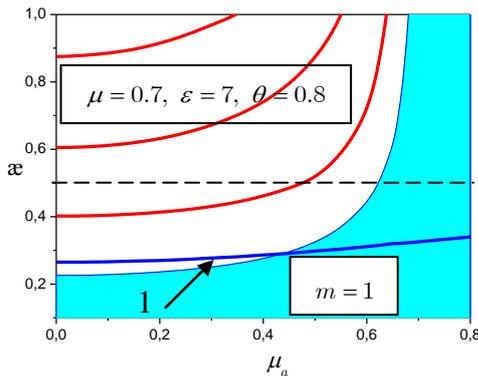


Рис.2. Зависимость частотного параметра α от величины μ_a

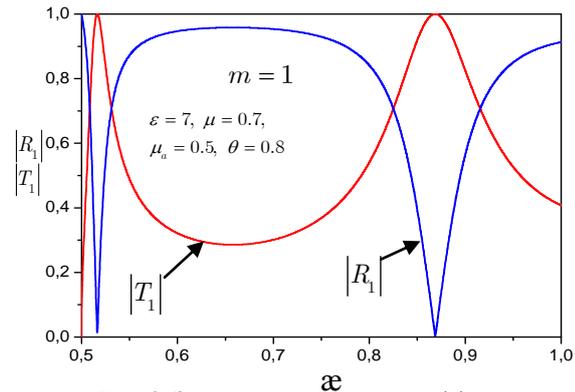


Рис. 3. Зависимость модулей коэффициентов прохождения $|T_1|$ и отражения $|R_1|$ от частотного параметра α

Результаты вычислений приведены на рис. 3. Расстояние на частотной шкале между резонансами близко к полуволновому резонансу в гиротропной среде ферритовой пластины. Следует отметить, что коэффициент отражения $|R_1|$ не достигает своего максимального значения равного 1 в отличие от коэффициента прохождения, который при резонансных значениях частоты достигает этого значения. Изменяя величину поперечного магнитного поля можно менять эффективную магнитную проницаемость феррита и согласно дисперсионным характеристикам (рис. 2) будет изменяться резонансная частота вынужденных колебаний. Это и приводит к возможности электрической перестройки частоты, при которой наблюдается полное прохождение волноводной волны.

ВЫВОДЫ

На основе разработанного нового метода аналитического решения граничной задачи о собственных и вынужденных колебаниях ферритового резонатора в прямоугольном волноводе с поперечным магнитным полем найдены в явном виде дисперсионное уравнение и выражения для коэффициентов отражения и прохождения волноводной волны. Проанализированы различные режимы возбуждения объемных и поверхностных запертых колебаний в ферритовом резонаторе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Эпштейн П.. Теория распространения электромагнитных волн в гирромагнитной среде. УФН, Т. LXV, вып. 2, 1958. С.283 -311, (Rev. Mod. Phys. 28, 3, 1956).
2. С.В. Sharp and D. S. Heim, A ferrite boundary—value problem in a rectangular waveguide, IRE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-6, pp. 42–46, January, 1958.
3. К. С. O'Brien, Microwave properties of Slabs of Uniformly Magnetized Material Filling the Cross Section of a Rectangular Waveguide Operating in TE_{no} Modes, IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-18, N.7, pp. 377–382, July 1970.
4. Мизерник В.Н., Шматько А.А. Возбуждение волноводной волной ферритового резонатора (аналитическое решение). 22-я Международная Крымск. конф. “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии”. КрыМиКо’2012. Материалы конференции. 10-14 сентября, Севастополь, Крым, Украина, 2012. – С.575-576.
5. Мизерник В.Н., Шматько А.А., Одаренко Е.Н. Новый подход для решения электродинамической задачи возбуждения волноводной волной ферритового резонатора // Радиотехника. – 2013. – Вып. 175. – С. 73–77.
6. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. – М.: Физматлит, 1994. - 464 с.
7. Микаэлян А.Л. Теория применения ферритов на сверхвысоких частотах, М-Л, Госэнергоиздат, 1963, 664 с.
8. А.А. Привалов. Теория_интерполирования_функций. Изд-во Саратов. ун-та, Кн._1(1990). – 230 с.
9. V.N. Mizernik, A.A. Shmat'ko. Spurious Resonances in Electrodynamics Problems on the Waveguide Discontinues. 20nd Int. Crimean Conf. “Microwave & Telecommunication Technology” (CriMiCo’2010). Sevastopol, Ukraine, 2010, pp. 645-646.

УДК 621.373.826:772.99

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЗРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ЧЕЛОВЕКА

В.П. Титарь, Т.В. Богданова

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, 4, пл. Свободы, Харьков, 61022, Украина

E-mail: inhol@ukr.net

Поступила в редакцию 25 апреля 2014 г.

Рассмотрены основные принципы голографической модели зрительной системы человека, в которой фоторецепторы сетчатки регистрируют дифракционную картину наблюдаемого объекта в виде двух квадратурных составляющих комплексной голограммы. Модель включает логарифмирование, пространственную фильтрацию и усреднение сигнала по сетчатке с вычитанием среднего значения из зрительного сигнала. Логарифмическая обработка квадратурных составляющих голограммы в зрительной системе и получение по ним информации о наблюдаемом объекте описаны с помощью комплексного кепстрального анализа. Обсуждаются результаты цифрового моделирования.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: голография, зрительная система, сетчатка, кепстральный анализ, цифровое моделирование.

Розглянуті головні принципи голографічної моделі системи зору людини, в якій фоторецептори сітківки реєструють дифракційну картину об'єкта, що спостерігається, у вигляді двох квадратурних складових комплексної голограми. Модель містить у собі логарифмування, просторову фільтрацію та знаходження середнього значення сигналу по сітківці з відніманням знайденого середнього значення із зорового сигналу. Логарифмічна обробка квадратурних складових голограми в системі зору і одержання за її допомогою інформації про об'єкт, що спостерігається, викладається за допомогою комплексного кепстрального аналізу. Обговорюються результати цифрового моделювання.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: голографія, система зору, сітківка, кепстральний аналіз, цифрове моделювання.

Basic principles of holographic model of the human visual system, in which retinal photoreceptors register the diffraction pattern of the observed object as two quadrature components of complex hologram, are considered. The model includes taking the logarithm, spatial filtering and signal averaging on the retina by subtracting the average value of the visual signal. Logarithmic processing quadrature components of hologram in the visual system and getting them information about the observed object are described by means of the complex cepstrum analysis. The results of digital simulations are discussed.

KEY WORDS: holography, visual system, retina, cepstral analysis, digital simulation.

В отличие от известных моделей, в которых предполагалось, что регистрируемое зрительными рецепторами поле является сфокусированным изображением объекта, в данной работе рассматривается возможность формирования голограмм в зрительной системе человека с возможностью последующего восстановления по ним трехмерного изображения. Ранее нами были рассмотрены некоторые иллюзии зрения на основе нейрофизиологической голографической модели зрительного восприятия на уровне оптической системы глаза и строения его сетчатки [1–6]. Предполагалось, что оптическая система глаза формирует на сетчатке не изображение наблюдаемого объекта, а его пространственный спектр, кодирование которого производится активными анизотропными квазикристаллическими структурами родопсинов палочек и йодопсинов колбочек. При этом регистрируется комплексная голограмма Фурье наблюдаемого объекта, состоящая из двух квадратурных составляющих.

В настоящей статье приводятся основные положения голографической модели зрительной системы человека, в которой фоторецепторы сетчатки регистрируют дифракционную картину наблюдаемого объекта в виде двух квадратурных составляющих комплексной голограммы. Обсуждаются результаты цифрового моделирования, произведенного в соответствии с предлагаемой моделью.

ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЗРЕНИЯ

Согласно экологической гипотезе [7], человек составляет единое целое с Вселенной, поэтому модели познания могут быть выведены на основе общих принципов строения Вселенной. Наша модель включает в себя как голографическую модель системы зрения [1–6, 8–12], так и более общую голографическую модель Вселенной [13–18].

В [19] приведена блок-схема системы зрения человека (рис. 1), на которой показаны следующие блоки обработки зрительной информации:



Рис.1. Блок-схема системы зрения человека [19].

- блок «логарифмирования», который производит преобразования зрительного сигнала в соответствии с законом Вебера-Фехнера;
- блок «линейной пространственной фильтрации», который соответствует пространственно-частотной характеристике глаза $|H_e(f)|^2$;
- блок «насыщения», который соответствует способности системы зрения человека к насыщению, то есть к ограничению отклика при очень больших или очень малых интенсивностях светового потока.

Как отмечает Б.Р. Хант [19], данная модель не полностью отражает другие известные свойства системы зрения. В работах других авторов, в частности, в работах Н.Н. Красильникова [20–23] приведены другие, более подробные блок-схемы, например, обобщенная функциональная модель зрения [22]. Однако для нашей цели – моделирования свойств одноцветного (ахроматического) зрения – мы выбрали наиболее простую и общепринятую блок-схему, приведенную в работе Ханта [19] и показанную на рис. 1.

В [24] рассмотрено формирование комплексных Фурье-голограмм [25] интенсивности на сетчатке глаза. Показано, что за счет расщепления естественного (белого) света в слое нервных волокон сетчатки, представляющем собой одноосный биологический квазикристалл, происходит формирование комплексных Фурье-голограмм интенсивности. Регистрация таких голограмм осуществляется в наружных сегментах фоторецепторов, а обработка их – в зрительной коре мозга. При этом пара квадратурных составляющих голограммы на сетчатке формируется за счет расщепления белого света в биологическом квазикристалле на обыкновенную и необыкновенную составляющие для каждой из квазимонохроматических составляющих белого света, регистрируемых тремя типами колбочек сетчатки.

Рассмотрим подробнее формирование голограммы на сетчатке.

1. Рассматривая модель редуцированного (по Вербицкому [26]) глаза с некоторым постоянным коэффициентом преломления, можно сделать вывод, что такой глаз (включая роговицу, хрусталик и стекловидное тело) производит пространственно-частотное преобразование светового поля, попадающего в зрачок глаза, в результате чего на желтом пятне сетчатке фокусируется дифракционное поле, отраженное от объекта и преобразованное редуцированным глазом. С точностью до постоянных множителей такое распределение можно считать пространственно-частотным спектром Фурье объекта, расположенного в дальней дифракционной зоне.

2. Далее свет проходит систему нервных волокон, расположенных параллельно плоскости желтого пятна над колбочками. За счет слоистой структуры этого слоя нервных волокон производится форм-двулучепреломление падающего света [27]. Падающий свет разделяется на две линейно поляризованные волны: обыкновенную и необыкновенную, с взаимно ортогональными плоскостями поляризации.

3. В сетчатке глаза человека реализуется наиболее эффективный метод сокращения избыточности видеoinформации за счет уменьшения числа элементов регистрируемой голограммы, т.е. за счет неэквидистантного расположения колбочек в желтом пятне.

4. Фоторецепторы – колбочки – производят фильтрацию падающего света и выделяют из него три квазимонохроматические составляющие: красную, зеленую и синюю, в соответствии с типом содержащегося в них фермента йодопсина. Формирование голограмм происходит именно на этих трех квазимонохроматических длинах волн.

5. Поле, отраженное от точки фиксации взора (так называемая «блестящая» точка), которое содержит фазовую информацию о расстоянии до данного участка объекта, может служить опорным сигналом E_{on} при формировании голограммы на сетчатке. Расфокусированное поле E_{omp} от окружающего эту точку участка объекта является объектным, поскольку несет амплитудно-фазовую информацию о протяженном участке объекта.

6. Регистрация комплексной голограммы Фурье [28] на сетчатке производится с помощью двух опорных волн с взаимно ортогональными поляризациями, выделяемых слоями сетчатки из волны E_{on} , отраженной от «блестящей» точки – точки фиксации взора, и смещенных по фазе друг относительно друга на $\pi/2$ [24, 29]. При этом постоянство волнового фронта опорных волн по всей поверхности сетчатки поддерживается в процессе аккомодации с помощью мышц хрусталика [30–32] и глазных мышц [32, 35].

Каждая из квадратурных составляющих представляет собой интерференционную структуру, образующуюся при взаимодействии объектного E_{omp} и опорного поля E_{on} .

7. Колбочки регистрируют светлоту B , которая характеризует зрительную информацию J , зарегистрированную одним чувствительным элементом сетчатки (одной колбочкой). Таким образом, можно считать, что, регистрируя величину J в соответствии с законом Вебера-Фехнера, с точностью до постоянного коэффициента, колбочки определяют меру энтропии видеоинформации.

Сигнал в зрительной системе кодируется следующим образом: после логарифмирования плотности тока, протекающего в элементах сетчатки, происходит частотная модуляция сигналов, причем частота модулируется в соответствии с логарифмом плотности тока. Эта операция, по мнению А.В. Луизова [34], происходит следующим образом: «Где-то в сетчатке, в системе амакриновых клеток, биполяров и ганглиозных клеток происходит сложная переработка информации – логарифмирование плотности тока и преобразование логарифма в частоту импульсов. Последняя операция напоминает введение цифрового отсчета», т.е. происходит квантование сигнала по закону Вебера-Фехнера на уровень пороговой яркости и его цифровое преобразование в частоту – частотная модуляция, аналогичная частотной модуляции в системе цифрового телевидения.

В соответствии с нашей гипотезой, в отличие от обычного телевидения, в системе зрения происходит кодирование не изображения, а голограммы. Следовательно, передача информации в зрительной системе аналогична передаче сигналов в системе цифрового голографического телевидения.

8. Операция логарифмирования двух квадратурных составляющих комплексной голограммы $\Gamma(\mu, \nu)$ производится по отдельности для каждой из этих составляющих и не соответствует известной операции логарифмирования комплексного числа, т.к. эти комплексные составляющие регистрируются на сетчатке независимо друг от друга и представляют собой интенсивности соответствующих интерференционных картин. В результате логарифмирования получаем соотношение:

$$\Gamma_{log}(\mu, \nu) = \log[2ReF[S]] + i \log[2ImF[S]], \quad (1)$$

(где S – функция отражения объекта, F – оператор комплексного преобразования Фурье, регистрируемых сетчаткой), В отличие от известных операций комплексного кепстрального анализа, операция логарифмирования комплексной голограммы, регистрируемой сетчаткой, не приводит к разделению модуля амплитуды и фазы между двумя комплексными составляющими. В нашем случае квадратурными составляющими комплексной голограммы, формируемой сетчаткой, являются логарифмы квадратурных составляющих интерференционной картины.

9. В результате неравномерного расположения колбочек на сетчатке и других свойств системы зрения глаз формирует комплексную голограмму $\Gamma_{log}(\mu, \nu)$ с наложенным на нее пространственно-частотным фильтром $|He(f)|^2$

$$\Gamma_H(\mu, \nu) = \Gamma_{log}(\mu, \nu) |He(f)|^2. \quad (2)$$

Принято считать, что $|He(f)|^2$ – пространственно-частотная характеристика глаза [35], которая является передаточной функцией, образованной набором каналов (фильтров) зрительной коры мозга, каждый из которых настроен на определенную пространственную частоту [36].

10. Производится усреднение зрительного сигнала по сетчатке, при котором происходит адаптация к его уровню, в соответствии с В.Д. Глезером [36]. В рамках нашей модели, это соответствует вычитанию из голограммы ее постоянной составляющей, причем получают положительные и отрицательные значения сигнала, что необходимо для использования аппарата БПФ.

При этом формируется рельеф голограммы, т.е. ее интерференционной составляющей, т.к. постоянная составляющая вычитается, как описано выше. Эта голограмма аналогична «цифровой голограмме» [37], представляющей собой интерференционную составляющую голограммы в чистом виде. Таким образом, голограмма, сформированная сетчаткой, полностью аналогична голограммам, которые формируются с помощью компьютерного моделирования.

11. В результате восстановления изображения по такой голограмме с помощью обратного БПФ (оператор которого обозначим через F^{-1}), которое производится в зрительной коре мозга, получим:

$$J(\xi, \eta) = F^{-1}[\Gamma_H(\mu, \nu)] = F^{-1}\{\log[2ReF[S]] + i\log[2ImF[S]] |He(f)|^2\}. \quad (3)$$

Произведя преобразования, получим:

$$J(\xi, \eta) = F^{-1}[\Gamma_H(\mu, \nu)] = F^{-1}\{\log[2ReF[S]] + i\log[2ImF[S]]\} \otimes F^{-1}[|He(f)|^2], \quad (4)$$

где \otimes – оператор свертки. В этом соотношении $F^{-1}[|He(f)|^2] = A$ – аппаратная функция зрительного тракта. Следовательно, при восстановлении изображения получаем свертку обратного преобразования Фурье комплексной голограммы (2) и аппаратной функции зрительного тракта:

$$J(\xi, \eta) = F^{-1}[\Gamma_H(\mu, \nu)] = F^{-1}\{\Gamma_{log}(\mu, \nu)\} \otimes A. \quad (5)$$

Если ввести условную комплексную функцию

$$z = |z| \exp(i\varphi_z), \quad (6)$$

где $|z| = 2ReF[S]$, $\varphi_z = 2ImF[S]$, связанную с другой комплексной функцией Z оператором преобразования Фурье $z = F[Z]$, $Z = F^{-1}[z]$, то к нашей модели можно применить классический комплексный кепстральный

анализ. При этом восстановленное изображение будет представлять собой свертку комплексного кепстра функции Z с аппаратной функцией зрительного тракта A :

$$J(\xi, \eta) = F^{-1}[\log F[Z]] \otimes A. \quad (7)$$

12. Если зрительная система произведет операции, обратные описанным выше, то есть осуществит инверсию комплексного кепстра, то будет восстановлено поле $E_{SO}(x, y)$, формирующее изображение объекта.

13. Таким образом, система зрения формирует голограмму в плоскости сетчатки, передает информацию в кору головного мозга, обрабатывает видеoinформацию и, в соответствии с мнением И.М. Сеченова [38], «выносит» изображение в пространство предметов, то есть строит так называемое предэкранное голографическое изображение. (Это свойство системы зрения Сеченов назвал «соотнесенностью».) Следовательно, процесс зрения является не пассивной регистрацией видеосигнала, а активным процессом преобразования видеосигнала с его распознаванием, восстановлением изображения по зарегистрированной ранее голограмме и вынесением этого изображения за пределы глаза в предметное пространство.

14. Согласно теории экологической оптики Гибсона [7], зрительная информация, воспринимаемая глазом человека и передаваемая для дальнейшей обработки в мозг, представляет собой не изображение предмета, а так называемый «объемлющий свет» (или «стимул»), используемый для выделения инвариантов при распознавании предмета. В соответствии с голографической гипотезой, таким «объемлющим светом» («стимулом») может служить формируемая оптической системой глаза дифракционная картина, которая регистрируется фоторецепторами сетчатки в виде голограммы. Поступающая в мозг видеoinформация в процессе распознавания объекта в терминах голографии является восстанавливающей волной для голограммы, записанной ранее в памяти человека в процессе обучения.

15. Дальнейшая обработка зрительной информации может быть произведена как в высших отделах зрительной коры, так и при обратной передаче сигнала из коры на сетчатку глаза, с вынесением изображения во внешнее пространство в соответствии с принципом соотнесенности по Сеченову. Механизм такого вынесения изображения также может быть объяснен с учетом голографической модели системы зрения: в слоях сетчатки формируется динамическая голограмма [39], которая обеспечивает обращение волнового фронта (ОВФ) и совмещение изображения с формой наблюдаемого объекта.

16. На этапе обучения такие голограммы и восстановленные изображения строятся по всему объекту для записи в памяти как можно более полной информации о нем. Процесс обучения начинается для человека с момента рождения. Не исключено, что наиболее важные информативные характеристики о внешнем мире могут передаваться генетически, т.е. быть врожденными. Например, у животных и птиц такая информация передается генетически.

16. В соответствии с тремя зонами геометрии «разумного зрения», в теории перцептивной перспективы Б.В. Раушенбаха [40, 41], можно предположить, что в зоне дифракции Фраунгофера (в «дальнем плане») человек видит предметы в линейной перспективе, в зоне дифракции Френеля (по Раушенбаху – «неглубокие дальние планы») – в аксонометрии, и в зоне, переходной от ближней зоны к зоне Френеля – в обратной перспективе.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЦИФРОВОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В результате произведенного цифрового моделирования с использованием предложенной нами голографической модели зрения было показано [4], что инварианты изображения – контуры и вершины объекта (или «края» и «границы» по терминологии Гибсона [7]) – выделяются сетчаткой с помощью логарифмической обработки и пространственной фильтрации (вследствие неравномерного расположения колбочек), т.е. с помощью комплексной кепстральной обработки светового потока, отраженного от объекта («объемлющего света») по Гибсону). Таким образом, используя результаты нейрофизиологии о строении глаза человека, а также результаты психофизических исследований системы зрения человека, мы получили «инварианты» изображения объекта, предсказанные методом экологической оптики [7].

Выделение других инвариантных характеристик, например, свойств текстуры поверхности наблюдаемого объекта, может производиться в нейронных сетях зрительной коры путем дополнительной обработки зрительной информации другими интегральными преобразованиями (см., например, сборник работ [42]).

В процессе зрения, по мнению Гибсона, «сигнал, поступающие на сетчатку, вызывают подстройку глаза, что в свою очередь приводит к изменению сигналов, поступающих на сетчатку, и т.д. Это циклический процесс, а не передача в одном направлении» [7]. В нашей модели этот процесс может включать поочередные прямое и обратное кепстральные преобразования зрительной информации.

ВЫВОДЫ

1. В результате цифрового моделирования показано, что голографическая фильтрация на сетчатке позволяет человеку выделять объекты разных форм (их края, границы) из всего «объемлющего света», т.е. из всей информации, поступающей в глаз в оптическом диапазоне электромагнитных волн. Далее, с помощью

этой информации, в результате ОВФ на динамических голограммах, формируемых на сетчатке [7], изображение наблюдаемого объекта выносится во внешнее пространство.

2. Предлагаемая модель может быть использована как для построения новых систем диагностики заболеваний глаза, так и для создания систем регистрации и обработки электромагнитных полей [43], в частности, для систем голографического телевидения [44, 45].

3. Сочетание в голографической телевизионной системе матрицы фотодетекторов с логарифмическими характеристиками и полосовой пространственной фильтрации с характеристикой фильтра, аналогичной пространственно-частотной характеристике зрительной системы человека, позволит улучшать качество голографических изображений и подавлять сопутствующие шумы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богданова Т.В. Моделирование иллюзий при восстановлении изображений по голограммам / Т.В.Богданова, Г.С. Сафронов, М.Т. Торкатюк // "Оптическое изображение и регистрирующие среды": всесоюз. конф.: тезисы докл. – Л.: ГОИ, 1982. – С.134.
2. Сафронов Г.С. Оконтуривание изображений при сокращении избыточности голографической информации / Г.С. Сафронов, Т.В. Богданова, В.П. Титарь, М.Т. Торкатюк // V Всесоюз. школы по оптической обработке информации: тезисы докл. – Киев, 1984. – С.142–143.
3. Сафронов Г.С. Оконтуривание изображений при сокращении избыточности в телевизионных голографических системах / Г.С. Сафронов, Т.В. Богданова, В.П. Титарь, М.Т. Торкатюк // "Сокращение избыточности в цифровых телевизионных системах": – всесоюз. симп.: тезисы докл. – Тбилиси, 1983. – С.82–83.
4. Богданова Т.В. Использование особенностей системы зрения человека в Фурье-голографии / Т.В.Богданова, Г.С. Сафронов, В.П. Титарь // "Зрение организмов и роботов": – всесоюз. симп.: тезисы докл. – Вильнюс, 1985. – Т. II. – С.32–33.
5. Титарь В.П. Голографическая модель иллюзий зрения / В.П. Титарь, Т.В. Богданова, М.Т. Торкатюк // Вестник Международного Славянского Университета. – 2000. – Т. 3. № 3. – С. 40–45.
6. Титарь В.П. Иллюзии зрения: интерпретация в рамках голографической модели / В.П. Титарь, Т.В.Богданова, М.Т. Торкатюк // Оптика и спектроскопия. – 2002. – Т. 93. № 4. – С.686–693.
7. Гибсон Дж. Экологический подход к зрительному восприятию: пер. с англ. / Дж. Гибсон. – М.: Прогресс, 1988. – 464 с.
8. Van Heerden P.J. A new optical method of storing and retrieving information / P.J. Van Heerden // Appl.Opt. – 1963. – V.2. – P.387–392.
9. Van Heerden P.J. Theory of optical information storage in solids / P.J. Van Heerden // Appl.Opt. – 1963. – V.2. – P.393–400.
10. Gabor D. Holographic model of temporal recall / D. Gabor // Nature. – 1968. – V.217. – P.584.
11. Глезер В.Д. Зрение и мышление / В.Д.Глезер. – Л.: Наука. Ленингр. отд-ние. 1985. – 246 с.
12. Демидов В.Е. Как мы видим то, что видим / В.Е. Демидов. – М.: Знание, 1979. – 208 с.
13. Авраменко Р. Ф. Голографические свойства гиперсферы / Р. Ф. Авраменко, В. И. Николаева // Проблемы голографии. – 1975. – Вып. 6. – С. 64–75.
14. Дубров А.П. Парапсихология и современное естествознание / А.П. Дубров, В.Н. Пушкин. – М.: СП «Соваминко», 1989. – 280 с.
15. Прибрам К. Языки мозга: пер. с англ. / К. Прибрам. – М.: Прогресс, 1975. – 467 с.
16. Pribram K. Holonomy and Structure in the Organization of Perception. // In: John M Nicholas (Hrsg.): Images, Perception, and Knowledge. – 1977. – P. 155–185.
17. Bohm D. Wholeness and the Implicate Order / D. Bohm. – L.: Routledge and Kegan Paul, 1980. – 280 p.
18. Гроф С. За пределами мозга: пер. с англ. / С. Гроф. – М.: Изд-во "Соцветие", 1992. – 336 с.
19. Хант Б. Р. Цифровая обработка изображений / Б. Р. Хант / В кн. : Применение цифровой обработки сигналов : пер. с англ. / под ред. Э. Опенгейма. – М. : Мир, 1980. – С. 197–267.
20. Красильников Н.Н. Статистическая теория передачи изображений / Н.Н. Красильников. – М.: Связь, 1976. – 184 с.
21. Красильников Н.Н. Теория передачи и восприятия изображений / Н.Н. Красильников. – М.: Радио и связь, 1986. – 248 с.
22. Красильников Н.Н. Обобщенная функциональная модель зрения и ее применение в системах обработки и передачи изображений / Н.Н. Красильников // Автометрия. – 1990. – № 6. – С.7–14.
23. Красильников Н.Н. Новое в развитии функциональной модели зрения и результаты ее использования / Н.Н.Красильников // Оптико-мех.пром. – 1991. – № 1. – С.24–26.

24. Титарь В. П. Формирование комплексных Фурье-голограмм интенсивности на сетчатке глаза / В. П. Титарь, О. В. Шпаченко // Вісник Харківського національного університету. Серія: Радіофізика та електроніка. – 2004. – Вип. 1, № 622. – С. 136–141.
25. Богданова Т. В. Оптические комплексные голограммы / Т. В. Богданова, В. П. Титарь // Оптический журнал. – 2004. – Т. 71, № 5. – С. 37–46.
26. Кравков С.В. Глаз и его работа: Психофизиология зрения, гигиена освещения / С.В. Кравков. – М.–Л.: Изд-во АН СССР, 1950. – 532 с.
27. Борн М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Наука, 1970. – 556 с.
28. Богданова Т. В. Оптические комплексные голограммы / Т. В. Богданова, В. П. Титарь // Оптический журнал. – 2004. – Т. 71, № 5. – С. 37–46.
29. Титарь В. П. Голографическая модель физиологической оптики / В. П. Титарь, О. В. Шпаченко // Вісник Харківського національного університету. Серія: Радіофізика та електроніка. – 2000. – Вип. 1, № 467. – С.46–55.
30. Koretz J.F. Modeling age-related accommodative loss on the human eye / J.F. Koretz, G.H. Handelman // Mathematical modelling. – 1986. – V.7. – P. 1003–1014.
31. Coleman D.J. On the hydraulic suspension theory of accommodation / D.J. Coleman // Trans of the Am. Ophthalmol. Soc. – 1986. – V. 84. – P. 846–868.
32. Современная офтальмология : руководство для врачей / СПб. : Питер, 2000. – 672 с.
33. Зрение: сохранение, нормализация, восстановление / Составитель Кудряшова Н.И. – М.: Грэгори-Пэйдж, Новый центр, 1996. – 298 с.
34. Луизов В. Глаз и свет / А. В. Луизов. – Л.: Энергоатомиздат. Ленигр. отд-ние, 1984. – 144 с.
35. Sakrison D.L. Comparison of line-by-line and tow-dimensional encoding of random images / D.L. Sakrison, V.R.Alagazi // IEEE Trans. Inform. Theory. – 1971. – V. IT-17. – P. 386–398.
36. Глезер В.Д. Зрение и мышление / В.Д. Глезер. – Л.: Наука. Ленингр. отд-ние. 1985. – 246 с.
37. Федоров Б.Ф. Цифровая голография / Б.Ф. Федоров, Р.П. Эльман. – М.: Наука, 1975. – 152с.
38. Сеченов И.М. Избранные произведения. Т.П. Физиология нервной системы / И.М. Сеченов. – М.: Изд-во АН СССР, 1956. – 944 с.
39. Титарь В. П. Нелинейная модель физиологической оптики / В. П. Титарь // «Сучасні проблеми науки і освіти»: матеріали конференції : 26 квітня – 05 травня 2013 р, м. Одеса. – Харків. – 2013. – С. 136–140.
40. Раушенбах Б.В. Пространственные построения в древнерусской живописи / Б.В. Раушенбах – М. Наука, 1975 – 184 с.
41. Прокофьев В.Н. О «перцептивной перспективе» и перспективах в живописи / В.Н. Прокофьев. – В кн.: Раушенбах Б.В. Пространственные построения в древнерусской живописи. – М. Наука, 1975. – С. 170–183.
42. Тезисы докладов Всесоюзного симпозиума «Зрение организмов и роботов». – Вильнюс. – 1985. – Т.1. – 243 с; Т.2. – 217 с.
43. Титарь В.П. Построение голографических антенных решеток СВЧ с учетом психофизических свойств зрения / В.П. Титарь, Т.В. Богданова // "Теория и техника антенн": МККТА`95, 21 – 23 ноября 1995 г., Харьков, Украина : тез. докл. Международной конф. – Харьков, 1995. – С. 29.
44. Титарь В.П. Проблемы создания голографической телевизионной системы / В.П. Титарь, Т.В.Богданова // Радиоэлектроника и информатика. – 1999. – № 2. – С. 38–42.
45. Титарь В.П. Оптические синтезированные апертуры в голографических телевизионных системах / В.П.Титарь // Вісник Харківського національного університету. Серія: Радіофізика та електроніка. – 2011. – Вип. 18, № 966.– С. 56–67.

УДК 621.373.826:772.99

О ВОЗМОЖНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ГОЛОГРАММ НА СЕТЧАТКЕ В БЕЛОМ СВЕТЕ

В.П. Титарь, Т.В. Богданова

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, 4, пл. Свободы, Харьков, 61022, Украина

E-mail: inhol@ukr.net

Поступила в редакцию 25 марта 2014 г.

Рассматривается вопрос о формировании голограмм на сетчатке в белом свете. Анализируется расфокусировка изображения, проецируемого хрусталиком человеческого глаза на сетчатку. Показано, что хрусталик проецирует на сетчатку не сфокусированное, а сильно расфокусированное изображение, то есть фактически пространственный спектр объекта. Обсуждается возможное происхождение опорной волны при регистрации комплексной голограммы на сетчатке за счет выделения части объектной волны, отраженной от "блестящей точки" при саккадических движениях глаз. Приведено краткое обоснование голографической модели зрения на основании данных психофизических и нейрофизиологических исследований, а также на основе анализа свойств оптической системы глаза.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: голография, зрительная система, сетчатка, расфокусировка изображения, опорная волна, белый свет.

Розглянуто питання про формування голограм на сітківці у білому світлі. Аналізується розфокусування зображення, яке проектується кришталіком ока людини на сітківку. Показано, що кришталік проектує на сітківку не сфокусоване, а сильно розфокусоване зображення, тобто фактично просторовий спектр об'єкту. Обговорюється можливе походження опорної хвилі під час реєстрації комплексної голограми на сітківці за рахунок виділення частини об'єктної хвилі, яка відбивається від "блискучої" точки під час саккадичних рухів очей. Наведено стисле обґрунтування голографічної моделі системи зору людини на основі даних психофізичних та нейрофізіологічних досліджень, а також на основі аналізу властивостей оптичної системи ока.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: голографія, система зору, розфокусування зображення, опорна хвиля, біле світло.

The question of the formation of holograms on the retina in white light is considered. Defocusing the image projected by the human crystalline lens onto the retina is analyzed. It is shown that the image, which the lens projects onto the retina, is out of focus, and it is heavily blurred image, that is actually the spatial spectrum of the object. The possible origin of the reference wave during registration complex hologram on the retina through the allocation of the object wave reflected from the "brilliant point" with saccadic eye movements is discussed. A brief justification of holographic model on the basis of psychophysical and neurophysiological studies, as well as on the basis of the analysis of the optical system of the eye, is given in the article.

KEY WORDS: holography, visual system, retina, defocusing of the image, reference wave, white light.

В работах [1–6] нами была предложена голографическая модель зрительной системы человека и на ее основе исследованы некоторые иллюзии зрения. Эта модель согласуется с голографической парадигмой строения Вселенной, выдвинутой Д. Бомом и К. Прибрамом на основании современных данных экспериментальных исследований [7–9]. В работах В.П. Титаря и О.В. Шпаченко [10–12] было показано, что строение оптической системы глаза, в особенности сетчатки, позволяет допускать возможность формирования на ней двумерной комплексной динамической голограммы наблюдаемого объемного объекта. В данной статье рассматривается принципиальная возможность формирования голограмм на сетчатке в белом свете. Показано, что хрусталик проецирует на сетчатку не сфокусированное, а сильно расфокусированное изображение, т.е. фактически пространственный спектр объекта. Приведено краткое обоснование голографической модели зрения на основании данных психофизических и нейрофизиологических исследований, а также на основе анализа свойств оптической системы глаза.

РАСФОКУСИРОВКА ИЗОБРАЖЕНИЯ НА СЕТЧАТКЕ

Вопрос о расфокусировке изображения на сетчатке подробно рассмотрен В.М. Гинзбург в монографиях [13, 14]. В частности, метод расфокусировки используется в ее работах как средство получения обобщенного образа изображения на вводе в голографический коррелятор [13]. Предлагается также использовать расфокусировку для автоматизации ввода голографических изображений в ЭВМ и для сужения полосы пропускания телевизионных каналов [13].

Рассматривая работу зрительной системы человека, В.М. Гинзбург отмечает, что хрусталик постоянно расфокусирован относительно сетчатки на 0,2 – 0,25 дптр. [15]. Ею была выдвинута гипотеза о выделении

сетчаткой информативных фрагментов (ИФ) из расфокусированного изображения [16]. Эти ИФ в некоторой степени аналогичны тем "инвариантам", которые описаны у Дж. Гибсона [17] как основные элементы изображения, которые анализируются в высших отделах зрительной коры. Далее В.М. Гинзбург ссылается на работу Ван Матерена [18], в которой показано, что «для различных длин волн, в зависимости от угла зрения, область формирования изображения может «отставать» от сетчатки до 5...6 дптр.» [14]. В.М. Гинзбург отмечает, что в белом свете изображение формируется на разных длинах волн на различных расстояниях от сетчатки [14]. т.е фактически никакого, даже слабо сфокусированного изображения объекта, на сетчатке не формируется. Иными словами, для разных цветов изображение объекта расфокусировано по-разному, причем чрезвычайно большая величина такой расфокусировки не позволяет выделять ИФ в столь сложных изображениях [14]. В работе [1, стр. 188] В.М. Гинзбург прямо пишет, что "при расфокусировке хрусталика у поверхности сетчатки образуется комплексное распределение поля", и если бы с сетчатки в зрительную кору поступала информация не только об интенсивности, но и о фазе этого поля, то анализ такой информации был бы более полным. По существу, здесь идет речь о реальной возможности формирования на сетчатке голограммы, т.к. изображение на ней не фокусируется. Однако В.М. Гинзбург оставляет этот вопрос без ответа. Таким образом, глаз не может непосредственно на сетчатке сформировать совмещенное сфокусированное изображение одновременно на трех цветах. При рассмотрении объекта в белом свете совмещение его изображения на разных длинах волн, по-видимому, может быть объяснено только в рамках голографической гипотезы.

В работах авторов данной статьи по иллюзиям зрения [5, 6] также был рассмотрен вопрос о расфокусировке изображения на сетчатке и показана принципиальная возможность формирования на ней голограмм. В частности, было отмечено, что несовершенство оптической системы глаза [19] не дает возможности рассматривать его как аналог фотоаппарата, поскольку в формируемом глазом изображении наблюдаемого объекта возникают существенные искажения. При оценке преломляющих свойств глаза, по данным авторов работ [20–22], хрусталик не может фокусировать изображение на сетчатке. В этих работах было показано, что при цифровом моделировании с применением современных данных о показателях преломления оптической системы глаза сфокусированное изображение оказывается или позади сетчатки, или впереди нее.

Помимо несовершенства оптической системы глаза, в его светочувствительных слоях имеются различные неоднородности, которые являются помехой для получения неискаженного изображения на сетчатке [23]. При этом фоторецепторы глаза – колбочки и палочки – развернуты на 180° от направления потоков света, входящих через аперттуру хрусталика глаза.

Отсутствие существенных искажений при зрительном восприятии можно объяснить с помощью предлагаемой нами голографической модели, заключающейся в том, что на сетчатке глаза формируются не изображения, а распределения пространственных частот – фурье-образы наблюдаемых объектов, которые используются для регистрации комплексных голограмм Фурье. Хрусталик является линзой, преобразующей падающий на него световой поток [21, 22]. В соответствии с законами фурье-оптики [24], на сетчатке с точностью до фазовых коэффициентов формируется фурье-преобразование функции отражения объекта, находящегося в поле зрения человека. При формировании и регистрации такой пространственно-частотной структуры все слои сетчатки вносят свой вклад: преобразуют падающий на сетчатку свет, прошедший через хрусталик и стекловидное тело глаза, в виды оптических волн, необходимые для формирования комплексных голограмм Фурье; создают опорные световые колебания, а также регистрируют с их помощью квадратурные составляющие комплексной голограммы. При этом глаз можно рассматривать как совокупность комплексных оптических процессоров, преобразующих оптический сигнал на входе хрусталика в комплексную оптическую голограмму Фурье, которая регистрируется на сетчатке и передается в зрительную кору мозга для дальнейшей обработки [5, 6].

ФОРМИРОВАНИЕ ОПОРНОЙ ВОЛНЫ В ЗРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЕ

В работе [25] отмечены 4 формы глазодвигательной активности:

1. Нистагм – периодическое последовательное чередование плавных и саккадических движений, направленное в противоположные стороны. Частота: от 0,25 до 6 Гц, амплитуда: от 2° до 40° .
2. Синусоидальные колебания низкой частоты (0,25 – 0,8 Гц) и большой амплитуды (до $50-60^\circ$).
3. Медленные аperiodические повороты глаз. Скорость 1–20 град/сек. Длительность – несколько секунд.
4. Отдельные саккады с амплитудой до $20-25^\circ$, которые выражены наиболее ярко при произвольной смене объекта фиксации.

Таким образом, в процессе зрения глаз человека совершает так называемые «саккадические» (скачкообразные) движения, перемещая при этом точку фиксации взора по плоскости наблюдаемого объекта. Это соответствует операции «сканирования фазового центра» в локации. При этом в оптическую систему глаза поступают два оптических сигнала:

- поле, отраженное от точки фиксации взора (так называемая «блестящая» точка), которое содержит фазовую информацию о расстоянии до данного участка объекта;
- расфокусированное поле от окружающего эту точку участка объекта.

Первое поле может служить опорной волной (в модели с опорной волной, образуемой из части объектной) при формировании голограммы на сетчатке, а второе поле является объектным, поскольку несет амплитудно-фазовую информацию о протяженном участке объекта.

При устранении саккадических движений глаза относительно наблюдаемого объекта голограмма не формируется, т.к. не выделяется опорный сигнал. Из экспериментов известно, что при этом нарушается видимая картина мира. Целая серия работ [17, 26–33] показала, что при неизменной зрительной стимуляции сетчатки вообще нарушается процесс зрительного восприятия. Так, в работе [29] отмечено, что любая яркость света, действующая на сетчатку более 1 – 2 сек в условиях стабилизированного предъявления, не вызывает зрительных ощущений. Например, при искусственной стабилизации изображения на сетчатке [30] в опытах А.Л. Ярбуса испытуемый уже через 1 – 3 сек после начала опыта перестает видеть тест-объект, который остается невидимым во время всего опыта. При этом, по Ярбусу, наблюдается «пустое поле» – однородное, на нем неразличимы никакие детали. В экспериментах Гибсона [17, 31–33] человек волевым усилием фиксирует свой взгляд на произвольной точке, при этом через несколько секунд изображение меркнет, контуры объектов расплываются, исчезает глубина изображения. По Гибсону, «видимый мир» при этом превращается в «видимое поле».

ФОРМИРОВАНИЕ ГОЛОГРАММ НА СЕТЧАТКЕ В БЕЛОМ СВЕТЕ

1. Формирование голограмм на сетчатке в белом свете аналогично:

1.1. Формированию цифровых голограмм с диффузором [34], по которым восстанавливаются изображения объектов как оптическим, так и цифровым методами. При этом изображения объектов становятся также «диффузными».

1.2. Формированию голограмм со случайными фазовыми помехами, при котором случайная фаза имеет равномерное распределение в заданных пределах.

Было произведено компьютерное моделирование и корреляционная обработка экспериментально полученных радиоголограмм Френеля и Фурье, сформированных в условиях фазовых помех. Результаты исследований сводятся к следующему [35, 36]:

- для значений случайной фазы φ_0 в интервале $[-0,6\pi; 0,6\pi]$ вероятность определения координат объектов корреляционным методом по цифровым моделям радиоголограмм Френеля близка к 1, что делает достоверными результаты, полученные с помощью непосредственного восстановления изображений;

- для значений $0,6\pi < |\varphi_0| < 0,8\pi$ величина отношения сигнал/шум в корреляционном интеграле выше, чем соответствующая величина при непосредственном восстановлении изображений;

- в интервале значений $|\varphi_0|$ от $0,8\pi$ до $0,99\pi$ корреляционный метод позволяет определять координаты объектов, зависящие от: размеров матрицы радиоголограммы; положения объекта на матрице, причем вероятность определения координат выше у объектов, расположенных ближе к началу координат; размеров объектов, хотя эта зависимость выражена слабее, чем две предыдущих.

- для значений $|\varphi_0| > 0,99\pi$, при которых отношение сигнал/шум в корреляционном интеграле имеет величину, меньшую или порядка 10, вероятность определения координат объектов всех типов близка к нулю.

Эти выводы были подтверждены результатами компьютерного моделирования многочастотных голограмм вращающихся объектов, сформированных в условиях фазовых помех [37]. Было получено, что предельное среднеквадратичное значение случайной фазы, при котором изображение точечного объекта еще выделяется из помех, равно $\sigma_\varphi = 5\pi/6$. Это хорошо согласуется с приведенными выше результатами.

2. Первые голограммы Габора и Денисюка также формировались в белом свете ртутной лампы, при этом получались как голограммы, так и восстановленные изображения [38–40].

3. Формирование Фурье-спектров в белом свете описано у Дж. Гудмена [41]. При этом дифракционная картина отличается от спектра, сформированного в монохроматическом свете, размытием дифракционных максимумов: вокруг каждого максимума имеется набор кружков.

4. В белом свете содержится набор квазимонохроматических волн, ненамного отличающихся по фазе, так что они могут интерферировать между собой. Оптическая система глаза (нервные волокна + колбочки) производят фильтрацию, выделяя только одну пару интерференционных картин (на двух взаимно ортогональных поляризациях) для каждого типа колбочек, регистрирующих сигнал в узкой полосе длин волн (красной, зеленой, синей).

5. Колбочки объединены в так называемые рецептивные поля [42], которые могут служить для усреднения уровня видеосигнала, компенсируя отсутствие монохроматичности и когерентности.

6. При фиксации взора происходит накопление сигнала, причем взгляд все время смещается, как бы «выискивая» наилучшие условия формирования интерференционной картины (см. статьи о движении глаз в сборнике [43])

КРАТКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЗРИТЕЛЬНОГО ВОСПРИЯТИЯ

1. Голографическая модель зрительной системы согласуется с голографической парадигмой Вселенной [7–9], которая основана на современных данных экспериментальных исследований.

2. Строение оптической системы глаза, в особенности сетчатки, позволяет рассматривать возможность формирования на ней комплексной двумерной динамической голограммы наблюдаемого объемного объекта:

2.1. Хрусталик проецирует на сетчатку "расфокусированное" изображение объекта, т.е. его пространственный спектр [13–16, 18, 20–22].

2.2. Слоистая структура сетчатки обеспечивает двулучепреломление падающего света и формирование двух квадратурных составляющих комплексной голограммы [10,11].

2.3. Опорной волной может служить часть объектной волны – поле, отраженное от точки фиксации взора в процессе саккадических движений глаза (так называемая "блестящая точка"), которое содержит фазовую информацию о расстоянии до данного участка объекта [25].

2.4. Подтверждением этой гипотезы может служить тот факт, что при отсутствии саккадических движений глаза по отношению к объекту нарушается видимая картина мира: голограмма не формируется из-за отсутствия опорного сигнала и, по Ярбусу, наблюдается "пустое поле" с "нулевым цветом", а по Гибсону, "видимый мир" превращается в "видимое поле" [17, 30–33].

2.5. Усреднение зрительного сигнала по локальным участкам сетчатки и даже по всей сетчатке может обеспечивать как увеличение динамического диапазона глаза [42], так и формирование голограммы с четкой интерференционной картиной, с устранением постоянной составляющей. При формировании изображения такое усреднение привело бы к еще большей его "расфокусировке", т.е. размытости.

2.6. Оконтуривание изображений и другие эффекты, наблюдаемые при различных иллюзиях зрения, могут быть объяснены неравномерным расположением фоторецепторов сетчатки [1–6].

3. Из результатов психофизических исследований следует, что зрительная система осуществляет полосовую фильтрацию зрительного сигнала в пространственно-частотной области [44, 45]. Это можно объяснить, если предположить, что такая фильтрация происходит вследствие регистрации пространственного спектра объекта, т.е. его голограммы Фурье, на неравномерно расположенных фоторецепторах сетчатки, как и при иллюзиях зрения.

4. Нейрофизиологические исследования показывают, что колонки нейронов зрительной коры осуществляют Фурье-преобразование поступающих сигналов [42], что хорошо вписывается в голографическую модель.

5. Двумерная структура сетчатки не может обеспечивать формирование на ней реального трехмерного изображения наблюдаемого объекта, тогда как по зарегистрированной на сетчатке двумерной голограмме имеется принципиальная возможность восстановления изображения объемного объекта с вынесением этого изображения во внешнее пространство.

6. Вынесение изображения наблюдаемого объекта во внешнее пространство и совмещение этого изображения с объектом [19, 46] может быть объяснено только восстановлением этого изображения по сформированной на сетчатке динамической голограмме по принципу обращения волнового фронта [12].

7. Перцептивная перспектива (по Б.В. Раушенбаху [47, 48]) также может быть объяснена только свойствами изображений, сформированных и восстанавливаемых в различных зонах дифракции.

ВЫВОДЫ

В разрабатываемой нами модели голографического зрения учтено следующее.

1. Согласно теории экологической оптики Гибсона [17], зрительная информация, воспринимаемая глазом человека и передаваемая для дальнейшей обработки в мозг, представляет собой не изображение предмета, а так называемый «объемлющий свет» («стимул»), используемый для выделения инвариантов при распознавании предмета. В соответствии с голографической гипотезой, таким «стимулом» может служить формируемая оптической системой глаза дифракционная картина, которая регистрируется фоторецепторами сетчатки в виде голограммы. Таким образом, зрительные рецепторы сетчатки регистрируют не распределение интенсивности падающего света, а две квадратурные составляющие пространственного спектра [1–6, 10, 11, 49].

2. Формирование комплексной голограммы на сетчатке производится в соответствии с голографической моделью физиологической оптики [10 – 12, 50].

3. Обработка зрительной информации происходит в соответствии с известной блок-схемой системы зрения человека [45]. Кроме того, наша модель также включает усреднение сигнала по сетчатке с вычитанием среднего значения из зрительного сигнала, что как отмечено выше, соответствует выводам, сделанным в работе В.Д. Глезера [42].

4. Пространственно-частотная фильтрация производится с помощью алгоритма дискретной пространственной фильтрации, разработанной исполнителями ранее в работах [51, 52].

5. Логарифмическая обработка квадратурных составляющих пространственного спектра в зрительной системе и получение по ним изображения могут быть описаны с помощью комплексного кепстрального анализа [53, 54].

Полученные в соответствии с данной моделью результаты компьютерного моделирования [4] соответствуют инвариантам Гибсона [17]. Дальнейшая обработка зрительной информации может быть произведена как в высших отделах зрительной коры, так и при обратной передаче сигнала из коры на сетчатку глаза, с вынесением изображения во внешнее пространство в соответствии с принципом соотнесенности по Сеченову [19, 46]. Механизм такого вынесения изображения также может быть объяснен с учетом голографической модели системы зрения: в слоях сетчатки формируется динамическая голограмма [12], которая обеспечивает обращение волнового фронта и совмещение изображения с формой наблюдаемого объекта. Предлагаемая модель может быть использована как для построения новых систем диагностики заболеваний глаза, так и для создания систем регистрации и обработки электромагнитных полей [55], в частности, для систем голографического телевидения [56, 57].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богданова Т.В. Моделирование иллюзий при восстановлении изображений по голограммам / Т.В.Богданова, Г.С. Сафронов, М.Т. Торкатюк // "Оптическое изображение и регистрирующие среды": всесоюз. конф.: тезисы докл. – Л.: ГОИ, 1982. – С.134.
2. Сафронов Г.С. Оконтуривание изображений при сокращении избыточности голографической информации / Г.С. Сафронов, Т.В. Богданова, В.П. Титарь, М.Т. Торкатюк // V Всесоюз. школы по оптической обработке информации: тезисы докл. – Киев, 1984. – С.142–143.
3. Сафронов Г.С. Оконтуривание изображений при сокращении избыточности в телевизионных голографических системах / Г.С. Сафронов, Т.В. Богданова, В.П. Титарь, М.Т. Торкатюк // "Сокращение избыточности в цифровых телевизионных системах": – всесоюз. симп.: тезисы докл. – Тбилиси, 1983. – С.82–83.
4. Богданова Т.В. Использование особенностей системы зрения человека в Фурье-голографии / Т.В.Богданова, Г.С. Сафронов, В.П. Титарь // "Зрение организмов и роботов": – всесоюз. симп.: тезисы докл. – Вильнюс, 1985. – Т.II. – С.32–33.
5. Титарь В.П. Голографическая модель иллюзий зрения / В.П. Титарь, Т.В. Богданова, М.Т. Торкатюк // Вестник Международного Славянского Университета. – 2000. – Т. 3. № 3. – С. 40–45.
6. Титарь В.П. Иллюзии зрения: интерпретация в рамках голографической модели / В.П. Титарь, Т.В.Богданова, М.Т. Торкатюк // Оптика и спектроскопия. – 2002. – Т. 93. № 4. – С.686–693.
7. Bohm D. Wholeness and the Implicate Order / D. Bohm. – L.: Routledge and Kegan Paul, 1980. – 280 p.
8. Прибрам К. Языки мозга: пер. с англ. / К. Прибрам. – М.: Прогресс, 1975. – 467 с.
9. Pribram K. Holonomy and Structure in the Organization of Perception. // In: John M Nicholas (Hrsg.): Images, Perception, and Knowledge. – 1977. – P. 155–185.
10. Титарь В.П. Голографическая модель физиологической оптики / В.П.Титарь, О.В.Шпаченко // Вісник Харківського національного університету. Серія: Радіофізика та електроніка.–2000.– Вип. 1,№ 467.–С.46-55.
11. Титарь В.П. Формирование комплексных Фурье-голограмм интенсивности на сетчатке глаза / В.П. Титарь, О.В. Шпаченко // Вісник Харківського національного університету. Серія: Радіофізика та електроніка. – 2004. – Вип. 1, № 622. – С. 136-141.
12. Титарь В. П. Нелинейная модель физиологической оптики / В. П. Титарь // «Сучасні проблеми науки і освіти»: матеріали конференції : 26 квітня – 05 травня 2013 р, м. Одеса. – Харків. – 2013. – С. 136–140.
13. Гинзбург В.М. Голографические измерения / В.М.Гинзбург, Б.М.Степанов.– М.: Радио и связь, 1981.– 296 с.
14. Гинзбург В.М. Формирование и обработка изображений в реальном времени / В.М. Гинзбург. – М.: Радио и связь, 1986. – 232 с.
15. Campbell F.W. Dynamics of accommodation responses of the Human eye / F.W. Campbell, G. Westheimer // *Physiol. (Eng.)*. – 1960. – V. 151. № 2. – P. 285–296.
16. Гинзбург В.М. Расфокусировка как средство выделения информативных фрагментов на уровне сетчатки / В.М. Гинзбург, Г.Г. Левин, А.Н. Метелкин // ДАН СССР. – 1974. – Т. 219. № 3. – С. 734–737.
17. Гибсон Дж. Экологический подход к зрительному восприятию / Дж. Гибсон. – М.: Прогресс, 1988. – 464 с.
18. Van Muterer A. Calculations on Optic Modulation Transfer Funktion of the Human Eye for White Light / A. Van Muterer // *Optica Acta*. – 1974. – V. 21. № 5. – P. 395–403.
19. Луизов А.В. Глаз и свет / А. В. Луизов. – Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1984. – 144 с.
20. Корец Дж.Ф., Хандельман Дж.Х. Как фокусирует человеческий глаз //В мире науки. 1988.– № 9.–С.58–66.
21. Koretz J.F. Analysis of human crystalline lens curvature as a function of accommodative state and age / J.F. Koretz, G.H. Handelman, N.P. Brown // *Vision Research*. – 1984. – V. 24. № 10. – P. 1141–1151.
22. Koretz J.F. Modeling age-related accommodative loss on the human eye / J.F. Koretz, G.H. Handelman // *Mathematical modelling*. – 1986. – V.7. – P. 1003–1014.
23. Вавилов С.И. Глаз и Солнце (О свете, Солнце и зрении) / С.И. Вавилов. – М.: Наука, 1981. – 128 с.
24. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику: пер. с англ. / Дж Гудмен. – М.: Мир, 1970. – 364 с.
25. Барабанщиков В.А. Взаимосвязь движений глаз и зрительного восприятия: новый методологический подход / В.А. Барабанщиков // В кн. : Психология восприятия. Материалы советско-норвежского симпозиума. – М.: Наука, 1989. – С. 14–27.

26. Андреева Е.А., Вергилес Н.Ю. О механизмах движений глаз в процессе зрительного восприятия // В кн. : Моторные компоненты зрения, – М. : Медицина, 1975. – С. 3–55.
27. Андреева Е.А., Вергилес Н.Ю., Ломов Б.Ф. К вопросу о функциях движений глаз в процессе зрительного восприятия // Вопросы психологии, 1972. – № 1. – С. 11–25.
28. Вергилес Н.Ю., Андреева Е.А. Метод стабилизации изображения относительно сетчатки и проблема порогов зрительной чувствительности // Сенсорные процессы и восприятие. – М.: 1972. – С. 65 – 71.
29. Вергилес Н.Ю., Андреева Е.А. Исследование перестройки уровней глазодвигательной системы в процессе восприятия // В кн. : Психология восприятия. Материалы советско-норвежского симпозиума. – М.: Наука, 1989. – С.70–84.
30. Ярбус А.Л. Роль движений глаз в процессе зрения / А.Л. Ярбус. – М.: Наука, 1965. – 166 с.
31. Gibson E.J. The Senses Considered as Perceptual Systems / E.J.Gibson. – Boston: Houghton. Mifflin Company, 1966. – 335 pp.
32. Gibson E.J. The ecological approach to visual perception, / E.J.Gibson. – Boston: Houghton. Mifflin Company, 1979. – 440 pp.
33. Gibson E.J., Spelke E.S. The development of perception / Ed. J.H. Flavell, E.M. Markman // Handb. Child's Psychol. – 1976, – V. 3, № 4, – P. 157–172.
34. Федоров Б.Ф. Цифровая голография / Б.Ф. Федоров, Р.П. Эльман. – М.: Наука, 1975. – 152 с.
35. Богданова Т.В. Определение координат объектов по корреляционным интегралам дискретных радиоголограмм Френеля // Труды IV Всесоюзной конференции по голографии. – Ереван: ВНИИРИ, 1982. – Т.1. – С. 295–299.
36. Сафронов Г.С. Корреляционная обработка радиоголограмм Френеля / Г.С. Сафронов, Т.В. Богданова, М.Т.Торкатюк, В.М. Рула, В.И. Холодов, В.И. Назаров // "Формирование оптического изображения и методы его коррекции": всесоюз. конф.: тезисы докл. – Могилев, 1979. – С. 120 – 121.
37. Богданова Т.В., Титарь В.П., Томчук Е.Я. Синтезирование многочастотных оптических голограмм вращающихся объектов // Оптика и спектроскопия. – 2002. – Т. 92. № 5. – С. 876–879.
38. Gabor D. A New Microscopic Principle / D. Gabor // Nature (London) – 1948. – V.161. – P. 777.
39. Gabor D. Microscopy by Reconstructed Wave-Fronts /D.Gabor// Proc.Roy.Soc.(London).–1949.–V.197A.– P.454.
40. Денисюк Ю. Н. Об отображении оптических свойств объектов в волновом фронте рассеянного им излучения / Ю. Н. Денисюк // ДАН СССР. – 1962. – Т. 44. – С. 1275.
41. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику: пер. с англ. / Дж Гудмен. – М.: Мир, 1970. – 364 с.
42. Глезер В.Д. Зрение и мышление / В.Д. Глезер. – Л.: Наука. Ленингр. отд-ние. 1985. – 246 с.
43. Психология восприятия. Материалы советско-норвежского симпозиума. – М.: Наука, 1989. – 197 с.
44. Хант Б. Р. Цифровая обработка изображения / Б. Р. Хант // ТИИЭР. – 1975. – Т. 63. № 4. – С. 177–195.
45. Хант Б. Р. Цифровая обработка изображений / Б. Р. Хант / В кн. : Применение цифровой обработки сигналов: пер. с англ. / под ред. Э. Опенгейма. – М. : Мир, 1980. – С. 197–267.
46. Сеченов И.М. Избранные произведения. Т.П. Физиология нервной системы / И.М. Сеченов. – М.: Изд-во АН СССР, 1956. – 944 с.
47. Раушенбах Б.В. Пространственные построения в древнерусской живописи / Б.В. Раушенбах – М. : Наука, 1975 – 184 с.
48. Прокофьев В.Н. О «перцептивной перспективе» и перспективах в живописи / В.Н. Прокофьев. – В кн.: Раушенбах Б.В. Пространственные построения в древнерусской живописи. – М. : Наука, 1975. – С. 170–183.
49. Богданова Т. В. Оптические комплексные голограммы / Т. В. Богданова, В. П. Титарь // Оптический журнал. – 2004. – Т. 71, № 5. – С. 37-46.
50. Титарь В.П. Моделирование макулярных поляризационных эффектов в рамках голографической модели физиологической оптики / В.П. Титарь, О.В. Шпаченко // Прикладная радиоэлектроника. – 2009. – Т. 8, № 1. – С. 53–61.
51. Богданова Т.В. Применение комплексных голограмм, зарегистрированных на квазипериодических решетках, для распознавания материалов плоских металлических объектов / Т.В. Богданова, Н.Д. Гернет, В.П. Титарь // Радиотехника и электроника. – 1998. – Т. 43, № 8. – С. 966 – 972.
52. Титарь В.П. Пространственная фильтрация с помощью дискретной неэквидистантной решетки / В.П.Титарь, Т.В. Богданова // Вісник Харків. ун-ту. – 1999. – № 423. Сер. “Радіофізика та електроніка”. №1’99. – С. 183–193.
53. Оппенхейм А.П. Нелинейная фильтрация сигналов, представленных в виде произведения и свертки / А.П.Оппенхейм, Р.С. Шефер Р.С., Т.С. Стокхем // ТИИЭР. – 1968. – Т.56. № 8. – С.5–34.
54. Чайлдс Д.Дж. Кепстр и его применение при обработке данных. Обзор / Д.Дж. Чайлдс, Д.П. Скиннер, Р.Ч. Кемерейт // ТИИЭР. – 1977. – Т. 65, № 10. – С. 5–23.
55. Титарь В.П. Построение голографических антенных решеток СВЧ с учетом психофизических свойств зрения / В.П. Титарь, Т.В. Богданова // "Теория и техника антенн": МККТА'95, 21 – 23 ноября 1995 г., Харьков, Украина : тез. докл. Мжедународной конф. – Харьков, 1995. – С. 29.
56. Титарь В.П. Проблемы создания голографической телевизионной системы / В.П. Титарь, Т.В.Богданова // Радиоэлектроника и информатика. – 1999. – № 2. – С. 38–42.
57. Титарь В.П. Оптические синтезированные апертуры в голографических телевизионных системах / В.П.Титарь // Вісник Харківського національного університету. Серія: Радіофізика та електроніка. – 2011. – Вип. 18, № 966.– С. 56–67.

УДК 537.87

РАСЧЕТ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ ДЛЯ ОБЛУЧЕНИЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

А. Н. Думин, Ю. Г. Шкорбатов, А. И. Чернов, В. А. Катрич

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, 61022, г. Харьков, пл. Свободы, 4,
E-mail: Alexander.N.Dumin@univer.kharkov.ua
Поступила в редакцию 21 марта 2014 г.

Рассматриваются явления при облучении биологических растворов импульсным электромагнитным полем. Посредством прямого численного расчета во временной области проводится оптимизация конструкции облучателя и его размеров. Исследуется равномерность нагрева растворов.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: сверхширокополосное поле, импульсное поле, удельный коэффициент поглощения, облучение клеток

Розглядаються явища при опроміненні біологічних розчинів імпульсним електромагнітним полем. За допомогою прямого чисельного розрахунку у часовому просторі проводиться оптимізація конструкції опромінювача і його розмірів. Досліджується рівномірність нагріву розчинів.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: надширокосмугове поле, імпульсне поле, питомий коефіцієнт поглинання, опромінення клітин

The phenomena of homogeneous irradiation of biological solutions by impulse electromagnetic field is investigated. The optimization of construction and sizes of the apparatus for the irradiation is carried out by direct numerical calculation in time domain. Uniformity of heat distribution in solution is studied.

KEYWORDS: ultrawideband field, impulse field, specific absorption rate, cell irradiation

ВВЕДЕНИЕ

Микроволновое излучение является неотъемлемой и постоянно увеличивающейся частью общего электромагнитного фона, окружающего современного человека. Мобильная связь, беспроводные системы связи WiFi и WiMAX и другие промышленные и бытовые источники микроволнового излучения оказывают на человека определенное влияние, механизмы действия которого до конца не изучены.

Существующие стандарты безопасности микроволнового электромагнитного излучения основаны на ограничении уровня напряженности поля либо уровня поглощенной мощности при определенных временах экспозиции. Оба эти подхода к безопасности, по сути, отражают две гипотезы об основных причинах вредоносного действия электромагнитного поля: первый подход основан на гипотезе о том, что, независимо от механизмов влияния на живые организмы, с ростом напряженности поля каким-либо нелинейным образом растет его вредное воздействие; второй подход однозначно связывает опасность поля с нагревом тканей. Другими словами, второй подход отрицает существование пагубного нетеплового действия поля.

В настоящее время в литературе описаны десятки гипотез, описывающих возможные механизмы влияния электромагнитного поля разных диапазонов на живые организмы [1]-[3]. Однако, в силу различных причин, доказать или однозначно опровергнуть эти теории чрезвычайно сложно, особенно в микроволновом диапазоне электромагнитных волн, в силу множества причин, главными из которых можно назвать невероятную сложность функционирования живых организмов и проявления их индивидуальности, приводящие порой к невозможности прослеживания четких причинно-следственных связей в результатах экспериментов. Относительная однозначность этих результатов наступает только при больших уровнях напряженности поля, и, действительно, может быть объяснена тепловым действием поля. Также следует отметить, что если в обычных экспериментах отклонения от средних значений описываются определенными статистическими законами, то в опытах по облучению причина отклонений может лежать в проявлении подчас весьма ярких индивидуальных свойств биологических объектов. При этом статистические данные экспериментов и их интерпретация могут принципиально отклоняться в сторону существенного уменьшения их точности и надежности по сравнению с экспериментальными исследованиями большого числа неживых объектов. Особенно важно это учитывать, принимая во внимание наличие серьезного морально-этического аспекта ошибочного анализа

экспериментов с участием человека. Ведь если в обычных исследованиях неправильные или неточные выводы приводят к легко оцениваемому непосредственному материальному ущербу, то оценить экономические потери от возможного урона здоровью и жизни людей крайне сложно, так как каждая человеческая жизнь бесценна.

Сторонники теплового действия электромагнитного поля на живые объекты объясняют действие слабых (нетепловых) уровней облучения наличием «горячих точек», мест в живых организмах, где имеется сильная концентрация электромагнитной энергии [1]. В свою очередь, опять-таки тепловое действие на избранные клетки влияет на весь организм, объясняя сверхчувствительность к слабым электромагнитным полям. Хотя «горячие точки» действительно имеют место, концентрация энергии в них не настолько велика, чтобы объяснить все эффекты тепловым воздействием. Также следует отметить, что в силу диэлектрических потерь в биологических веществах и частотной зависимости их параметров, результаты решений задач моделирования нагрева не подлежат масштабированию [2].

Актуальность изучения влияния электромагнитного излучения на состояние клетки и клеточного ядра обусловлена тем, что именно на этом уровне происходит регуляция наиболее важных процессов жизнедеятельности, итогом которых на уровне всего организма может стать временное нарушение функционального состояния или заболевание. Для проведения экспериментальных исследований влияния поля на живые клетки предполагается использовать авторский подход, состоящий в контроле состояния ДНК, выражающийся в проверке уровня гетерохроматизации клеточного ядра [4]. Данный, весьма чувствительный метод позволяет изучить результирующее биологическое действие полей на клетку, не привязываясь к конкретным его механизмам, так как именно состояние ДНК характеризует степень стресса, в котором находится клетка после пагубного внешнего воздействия самой различной природы. При таких исследованиях проводится облучение электромагнитным полем специально приготовленного раствора, содержащего живые клетки. Такой подход позволяет регистрировать воздействие окружающих нас достаточно слабых полей, влияние которых в последнее время стало все больше беспокоить как мировую, так европейскую общественность [5].

Ранее различными авторами проводились исследования возможного мутагенного воздействия радиочастотного излучения низкой интенсивности. В ряде исследований было обнаружено, что радиочастотное излучение может вызывать мутации. Например, было показано, что под действием микроволнового излучения (частота 7.7 ГГц, мощность 0.5, 10 и 30 мВт / см²) со временем экспозиции 10, 30 и 60 мин имело место увеличение хромосомных aberrаций и микроядер в лимфоцитах человека. При более длительных временах облучения радиочастотные сигналы с SAR (Specific Absorbition Rate, удельная величина поглощения излучения), равным 5 Вт / кг вызвали повреждения хромосом в лимфоцитах человека. Действие излучений на четырех различных частотах (в диапазоне 837-1909.8 МГц) в течение 24 часов со значением SAR от 5 до 10 Вт / кг приводило к существенному и высокоповторяемому увеличению количества лимфоцитов с микроядрами [6].

Однако, в ряде других исследований мутагенного воздействия микроволнового излучения обнаружено не было. Например, излучение с частотой 2,45 ГГц в течение двух часов в непрерывном (SAR = 100 Вт / кг) и импульсном (максимум SAR = 900 Вт / кг) режимах не вызывало хромосомных aberrаций в клетках мышей [7]. Используемые в мобильных телефонах излучения с частотами 847.74-813.56 МГц и значением SAR 2.4-26 мВт / кг не приводило к изменению уровня повреждения ДНК и не влияло на индукцию апоптоза в Molt-4 T-лимфобластоидных клетках [8].

Облучение крыс электромагнитным излучением частотой 915 МГц с плотностью мощности 0,24, 2,4 и 24 мВт/см² вызывает повреждения нейронов: поврежденные клетки окрашиваются кризильным фиолетовым и теряют внутреннюю структуру [9]. Облучение культуры клеток эпителия хрусталика кролика микроволновым излучением с частотой 2,45 ГГц с плотностью мощности от 0,5 до 2 мВт/см² вызывает снижение жизнеспособности клеток, подавление синтеза ДНК и уровня пролиферации клеток [10].

На культуре клеток китайского хомячка отмечен рост количества хромосомных aberrаций после облучения микроволновым излучением, причем количество aberrаций повышалась с экспозицией (15, 30, 60 мин), а также наблюдался рост количества микроядер в облученных клетках [11, 12]. В работах [13, 14] было показано увеличение количества хромосомных aberrаций под действием микроволнового излучения на лимфоциты человека. Другие авторы также наблюдали увеличение количества микроядер в лимфоцитах [15]. В работе [10] было показано повышение процента клеток с микроядрами, кариолизисом и клеток с двумя ядрами у людей, использующих мобильные телефоны.

В наших предыдущих исследованиях было показано, что поляризованное микроволновое излучение с частотой 35 ГГц и плотностью мощности 30 мкВт/см² вызывает увеличение количества гранул гетерохроматина в ядрах клеток человека в зависимости от поляризации [16]. Описаны также другие свидетельства негативного воздействия низкоэнергетического микроволнового облучения на здоровье человека [17-20]. По нашему мнению, основой воздействия электромагнитных факторов на организм

является влияние этих факторов на клетку и клеточное ядро, поскольку факторы электромагнитного излучения способны непосредственно проникать внутрь клетки и взаимодействовать со структурами клетки. Известно, что микроволновое облучение вызывает ряд морфологических изменений, в частности, увеличение объема ядер и клеток [21]. В наших исследованиях было показано влияние низкоэнергетического микроволнового излучения на структуру хроматина [22], а также импульсных широкополосных излучений на состояние хроматина в клетках человека [23]. Аналогичное действие оказывают и излучение гелий-неонового лазера [9], теплового шока и ультрафиолетового излучения [24]. С другой стороны, ранее нами было показано изменение показателя степени конденсации хроматина при воздействии растворенных в воде токсичных химических веществ [25]. Предлагается использовать в качестве общего индикатора воздействия неблагоприятных факторов среды состояние хроматина в клетках букального эпителия человека.

Обеспечение заданного уровня облучения с контролем значений напряженности поля внутри раствора с целью расчета удельной поглощенной энергии, как требуют существующие международные стандарты, равномерности поля внутри раствора сопряжены с существенными трудностями. Так как облучаемые растворы обладают значительной относительной диэлектрической проницаемостью и потерями на исследуемых рабочих частотах, они существенно искажают распределение поля в электродинамических объемах, порождая порой недопустимую неравномерность в уровне облучения растворенных клеток. Новым перспективным направлением исследований в последнее время стало влияние на биологические объекты не только монохроматического, но и импульсного электромагнитного поля, спектр которого является сверхшироким. Поэтому целью данной статьи является расчет установки для облучения сверхширокополосными электромагнитными полями растворов, содержащих живые клетки, обладающей хорошим постоянством характеристик в широком диапазоне частот, высокой равномерностью поля внутри пробирки с раствором и малым коэффициентом отражения импульса, поступающего от генератора.

Проводится электродинамическое моделирование теплового действия импульсного поля на биологические объекты. Для учета сложной геометрии экспериментального оборудования, которое используется для облучения, и частотной зависимости диэлектрических характеристик и потерь проводится численный расчет полей в диэлектрике с целью нахождения величины роста температуры во время облучения. Для дальнейшего исследования вопроса о существовании нетеплового биологического действия электромагнитного поля на живые клетки рассчитывается удельный коэффициент поглощения (SAR).

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Предполагается использовать установку для облучения биологических растворов с существующим генератором сверхкоротких импульсов с формой, близкой к гауссовой, и длительностью 1 нс. Запитка установки будет проводиться через стандартный коаксиальный разъем. Установка должна позволять облучать растворы в стандартных полиэтиленовых пробирках диаметром 6 мм. Ввиду сложной геометрии электродинамической задачи, необходимости учета потерь в материалах и, прежде всего, в биологическом растворе, целесообразно расчет произвести численным методом. За исходную форму установки была выбрана структура с максимально равномерным распределением поля в определенной области – линия передачи в виде двух плоских параллельных пластин. Предполагается провести оптимизацию формы и размеров пластин для получения наилучших характеристик.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Электродинамическая задача решается путем прямого численного моделирования методом конечных разностей во временной области. Оптимизация формы пластин, величины сопротивления поглощающей нагрузки, место ее размещения и место размещения запитывающего кабеля на пластинах проводится путем минимизации амплитуд волн, отраженных от мест подключения запитывающего кабеля и поглощающей нагрузки. Также исследуется равномерность распределения тепловых потерь в объеме облучаемого биологического раствора и его удельного коэффициента поглощения на разных частотах. Расчет удельного коэффициента поглощения (SAR) проводится по формуле:

$$SAR = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon'' \omega}{\rho} |E|^2$$

где ε_0 – электрическая постоянная свободного пространства, ε'' – мнимая часть диэлектрической проницаемости, ω – угловая (круговая) частота, ρ – удельная плотность облученного раствора, E – среднеквадратичное значение напряженности электрического поля.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Первоначальный вид установки для облучения представлен на рис. 1. Поглощающая нагрузка и источник имеют точечные размеры.

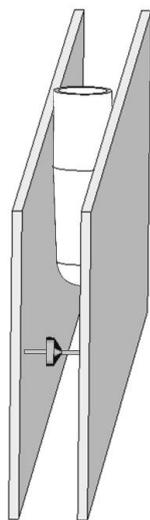


Рис. 1. Исходный вид установки.

После проведенных многопараметрических исследований влияния формы пластин, включая такие формы как эллипс, экспоненциальное расширение, закругление краев, изменения места запитывания и подключения поглощающей нагрузки, наилучший вариант был найден после просчета 10 тысяч вариантов. Оптимальная форма пластин установки – прямоугольник с закруглениями со всех сторон. Временные формы падающего гауссова и отраженного импульсов для данного наилучшего случая представлены на рис. 2.

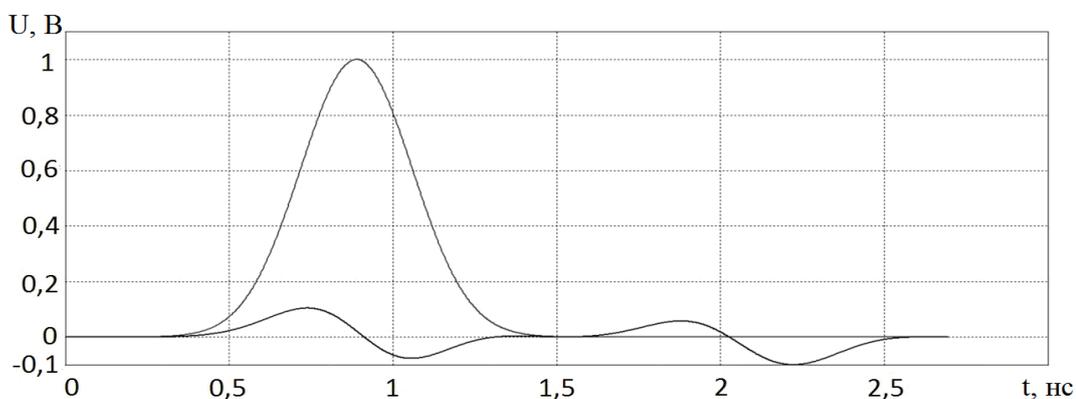


Рис. 2. Временные зависимости падающего гауссового и отраженного импульса для установки с $d = 6$ мм и $h = 34$ мм.

Оказалось, что от всей установки отражается менее 1,5% энергии падающего импульса.

Для проверки равномерности нагрева капли биологического раствора стандартного объема для проводимых экспериментов – 10 мкЛ, на рис. 3 изображено распределение величины потерь в различных частях капли на центральной частоте спектра падающего поля 1 ГГц. Несмотря на то, что внешнее поле равномерное, видно, что вследствие большой диэлектрической проницаемости раствора и потерь, неравномерность нагрева разных частей капли может достигать одного порядка, и улучшить этот показатель не представилось возможным. Но эта неравномерность может считаться допустимой, принимая во внимание эффекты теплопередачи внутри жидкости.

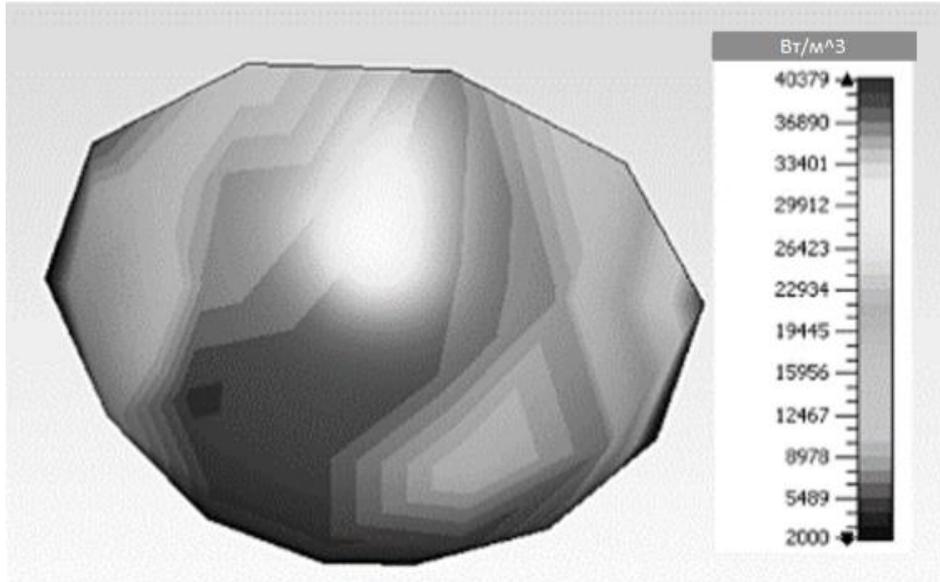


Рис. 3. Потери энергии в капле.

Так как падающее импульсное поле содержит в себе самые различные частоты, представляет интерес удельный коэффициент поглощения для всей капли как функция частоты. Результаты расчета приведены на рис. 4. Видно, что удельный коэффициент поглощения слабо зависит от частоты, что свидетельствует о том, что данная экспериментальная установка будет достаточно точно моделировать облучение биологических объектов импульсной плоской электромагнитной волной.

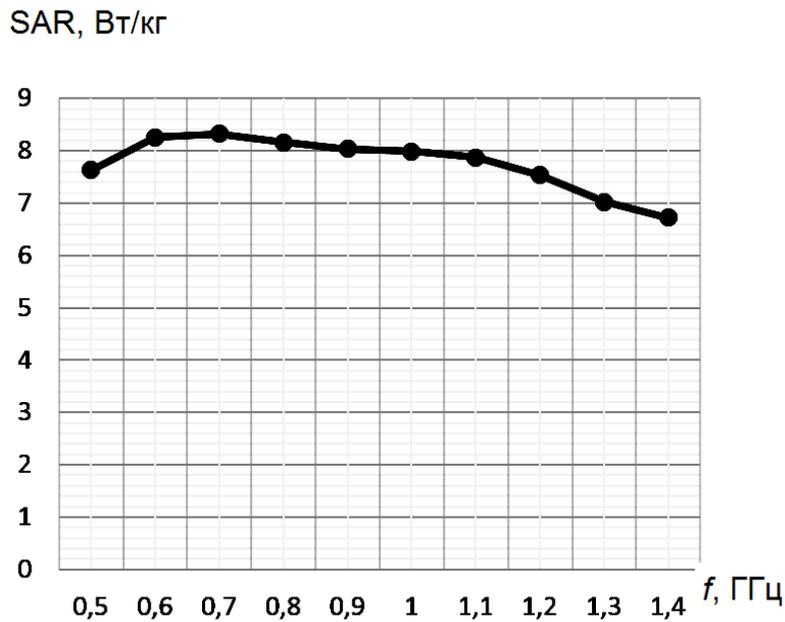


Рис. 4. Удельный коэффициент поглощения для всей капли как функция частоты.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен расчет и оптимизация установки для облучения биологических растворов импульсными электромагнитными полями. Электродинамическое моделирование процесса облучения показало, что даже в равномерном поле в малой капле распределение потерь по объему имеет заметную неравномерность. Рассчитанная установка может быть успешно применена для проведения экспериментов по облучению биологических растворов электромагнитными полями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Biological effects and exposure criteria for radio frequency electromagnetic fields / National Council on Radiation Protection and Measurements (NCRP) report #86. Ed. A.W. Guy. – Bethesda: NCRP 1995. – 385 p.
2. Vorst A. vonder, Rosen A., Kotsuka Y. RF / Microwave Interaction with Biological Tissues. – Hoboken: John Wiley & Sons, Inc., 2006. – 330 p.
3. Preece A.W. Safety Aspects of Radio Frequency Effects in Humans from Communication Devices / In Handbook of Antennas in Wireless Communications. Ed. Lal Chand Godara. – New York: CRC Press, 2002. – 888 p.
4. Shckorbatov Y.G., Shakhbazov V.G., Grigoryeva N.N., Grabina V.A. Microwave irradiation influences on the state of human cell nuclei // Bioelectromagnetics. – 1998, 19(7). – P. 414-419.
5. Huss J. The potential dangers of electromagnetic fields and their effect on the environment // Report of Committee on the Environment, Agriculture and Local and Regional Affairs. Parliamentary Assembly of Council of Europe, 6 May 2011. P. 1 – 12.
6. Tice R.R., Hook G.G., Donner M., McRee D.I., Guy A.W. Genotoxicity of radiofrequency signals. I. Investigation of DNA damage and micronuclei induction in cultured human blood cells // Bioelectromagnetics. – 2002. –V.23. – N2. – P.113-126.
7. Salford L. G., Brun A. K, Eberhardt J. L. et al. Nerve cell damage in mammalian brain after exposure to microwaves from GSM mobile phones // Environ. Health Perspect. 2003. Vol. 111, P. 881-883.
8. Kheifets L., Repacholi M, Saunders R. The Sensitivity of Children to Electromagnetic fields // Pediatrics. 2005. Vol. 116. P. 303-313.
9. Shckorbatov Y, G. He-Ne laser light induced changes in the state of chromatin in human cells // Naturwissenschaften. 1999. Vol. 86. N 9. P. 452-453.
10. Yao K., Wang K. J., Sun Z. H. et al. Low power microwave radiation inhibits the proliferation of rabbit lens epithelial cells by upregulating P27Kipl expression // Mol. Vis. 2004. Vol. 10. P. 138-143.
11. Hook G. J., Zhang P., Lagroyel. Measurement of DNA damage and apoptosis in Molt- 4 cells after in vitro exposure to radiofrequency radiation // Rad. Res. 2004. Vol. 161. P. 193-200.
12. Kheifets L., Repacholi M, Saunders R. The Sensitivity of Children to Electromagnetic fields // Pediatrics. 2005. Vol. 116. P. 303-313.
13. Garaj-Vrhovac V., Fucic A., Horvat D. The correlation between the frequency of micronuclei and specific chromosome aberrations in human lymphocytes exposed to micro waves // Mutat. Res. 1992. Vol. 281. P. 181-186.
14. Garaj-Vrhovac V., Horvat D., Karen Z. Effect of microwave radiation on the cell genome // Mutat. Res., Mutat. Res. Lett. 1990. Vol. 243. N 2. P. 87-93.
15. Vijayalaxmi, Bisht K. S., Pickard W. F. et al. Chromosome damage and micronucleus formation in human blood lymphocytes exposed in vitro to radiofrequency radiation at a cellular telephone frequency (847.74 MHz, CDMA) // Rad. Res. 2001. Vol. 156. P. 430-432.
16. Shckorbatov Y. G., Pasiuga V. N, Kolchigin N. N. et al. The influence of differently polarized microwave radiation on chromatin in human cells // Int. J. Rad. Biol. 2009. Vol. 85. N4. P. 322-329.
17. Сердюк А. М. Взаимодействие организма с электромагнитными полями как факторами окружающей среды / А. М. Сердюк - К.: Наукова думка, 1977. - 228 с.
18. Lacy-Hulbert A., Metcalfe J. C., Hesketh R. Biological responses to electromagnetic fields / A. Lacy-Hulbert J. C. Metcalfe, R. Hesketh // The FASEB Journal. - 1998. -No 12. - P.395-420.
19. Repacholi M. H. Radiofrequency field exposure and cancer: What do the laboratory studies suggest? / M. H. Repacholi // Env. Health Res. Persp. - 1997. - V.105, Suppl. 6.-P.1565-1568.
20. Szmigielski S. Cancer morbidity in subjects occupationally exposed to high frequency (radio-frequency and microwave) electromagnetic radiation / S. Szmigielski // Sci. Total Environ. - 1996. - V. 180. - P. 9-17.
21. Залюбовская Н. П. Влияние электромагнитных волн миллиметрового диапазона на клетки культуры ткани / Н. П. Залюбовская, Р. И. Киселев. Е. Ф. Тесленко-Пономаренко // Экспериментальная и клиническая радиология. - 1973. - № 9. - С. 177-179.
22. Shckorbalov Y. G. Changes in the human nuclear ciromatin induced by ultra wideband pulse irradiation /Y. G. Shckorbatov, V. N. Pasiuga, N. N. Kolchigin and others// Central European Journal of Biology. - 2009. - V.4, No1.-P. 97-106.
23. Shckorbatov Y. G. The influence of differently polarized microwave radiation on chromatin in human cells /Y. G. Shckorbalov. V. N. Pasiuga, N. N. Kolchigin and others // International Journal of Radiation Biology. - 2009. - V.85, No 4. - P. 322-329.
24. Шкорбатов Ю. Г. О роли изменений состояния хроматина и биоэлектрических свойств ядер в реакции клеток на внешние воздействия / Ю. Г. Шкорбатов, В. Г. Шахбазов, А. О. Руденко, М. Болхассани // Труды по фундаментальной и прикладной генетике. - Х.:Штрих, 2001. - С.128-139
25. Шкорбатов Ю. Г. Состояние хроматина как индикатор экологической безопасности /Ю. Г. Шкорбатов, А. Л. Савенкова // Актуальные вопросы теоретической и прикладной биофизики, физики и химии -2009: материалы V Международной научно-технической конференции - Севастополь, 2009. -С.222-224.

УДК 621.382.2

СТАТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДІОДІВ З ГЕТЕРОПЕРЕХОДОМ GaAs-AlGaAs ДЛЯ ГЕНЕРАЦІЇ НВЧ – ШУМУ

О. В. Боцула

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна,
4, пл. Свободи, Харків, 61077, Україна, Тел.(0572) 7051262
E-mail: oleg.botsula@mail.ru

Надійшла в редакцію 20 березня 2014 г.

Розглядаються діоди, в яких за певних умов утворюється катодний статичний домен. В таких діодах виникає ударна іонізація, лавинно-прольотний ефект і шумова генерація в широкому діапазоні частот.

Аналіз роботи діода проводиться з використанням методу Монте-Карло. Враховано можливість виникнення ударної іонізації та наявність носіїв обох знаків. Отримані розподіли концентрації носіїв та електричного поля в діодах. Показано, що введення гетеропереходу в більшій мірі впливає на положення максимуму напруженості електричного поля, ніж на його величину. Вольтамперні характеристики діодів, що розглядалися, демонструють однакову якісну поведінку: сублінійне зростання струму з тенденцією до насичення до певних напруг та суперлінійне зростання струму, що пов'язане з ударною іонізацією в домені сильного поля.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: ударна іонізація, статичний катодний домен, вольтамперні характеристики, гетероперехід, пробивні напруги.

Рассматривается диод, в котором при определенных условиях образуется катодный статический домен. В таких диодах возникает ударная ионизация, лавинно-пролетный эффект и шумовая генерация в широком диапазоне частот.

Анализ работы диода проводился с использованием метода Монте-Карло. Учитывалась возможность возникновения ударной ионизации и наличие носителей обоих знаков. Получены распределения концентраций носителей та електрического поля в диодах. Показано, что введение гетероперехода в большей степени влияет на положение максимума напряженности електрического поля, чем на его величину. Вольтамперные характеристики рассмотренных диодов демонстрируют одинаковое качественное поведение: сублинейный рост тока с тенденцией к насыщению до определенных напряжений и суперлинейный рост тока, связанный с ударной ионизацией в домене сильного поля.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ударная ионизация, статический катодный домен, вольтамперные характеристики, гетеропереход, пробивные напряжения.

Diode where in a cathode the static domain has been formed under certain conditions is considered. An impact ionization, avalanche transit effects and noise generation are arisen in the such diodes in wide frequency range.

The analysis of the diode operation was performed using Monte Carlo technique. The possibility of impact ionization and present of as electron as hole are take into consideration. An insertion of heterojunction influence on maximal electric field position more then its magnitude have been shown. A current – voltage characteristics of considered diodes show the same features. They contain region of sublinear current increasing to be have tendency toward saturation up to certain voltage and superliner growth of current associated with the impact ionization in the domain of a strong field.

KEYWORD: impact ionization, static cathode domain, current voltage characteristics, heterojunction, breakdown voltage.

ВСТУП

Діоди з катодним статичним доменом є джерелом шумової генерації з спектральною щільністю потужності шуму до 10^5 кТ₀ [1-3,4,5]. Діоди, що розглядалися раніше, мали структуру $n^+ - n^- - n - n^+$. У шумовому діоді з катодним статичним доменом область сильного поля формується на межі розділу $n^- - n$ переходу. Причому, як показали проведені раніше дослідження, для діодів на основі GaAs всі параметри статичного домену визначаються саме переходом і слабо залежать від довжини n^- області [2].

У прикатодній області характеристики матеріалу GaAs можуть бути відмінні від об'ємних характеристик GaAs. Дійсно, в експериментальних діодах слабологована частина діода була напівізолюючим арсенідом галію [1,3,5]. Такий матеріал має низьку рухливість носіїв заряду та відмінну від об'єму залежність дрейфової швидкості електронів і дірок від напруженості електричного поля.

В модифікації діода, що розглядається, пропонується використання шарів різних матеріалів для створення в $n^- - n$ - переході додаткової неоднорідності у вигляді гетеропереходу.

Розглянуто два можливі варіанти діода з використанням гетеропереходу GaAs – AlGaAs. У першому варіанті в якості n^- - шара на катодному контакті використовується вузькозонний матеріал (GaAs), а n - область є широкозонним матеріалом (AlGaAs). В цьому випадку зі сторони AlGaAs виникає додатковий бар'єр для електронів, що сприяє накопиченню електронів в області n^- - шара і зменшенню ймовірності ударної іонізації в n - області.

У другому випадку в якості n^- - шара на катодному контакті використовується широкозонний матеріал (AlGaAs), а n - область є вузькозонним матеріалом (GaAs). Рухливість в AlGaAs нижче, ніж в GaAs, що також повинно сприяти накопиченню електронів в n^- - шарі, але на відміну від попереднього випадку ця властивість повинна зберігатися і в сильних електричних полях, коли кінетична енергія електрона стане більша ніж висота потенціального бар'єру в $n^- - n$ - переході.

МОДЕЛЬ ТА РЕЗУЛЬТАТИ

Діоди, що розглядалися, мали структуру $n^+ - n^- - n - n^+$, де n^+ – сильнолеговані області катода і анода з концентрацією домішки $5 \cdot 10^{16} \dots 10^{17} \text{ см}^{-3}$, n - область, що легована слабше, з концентрацією до 10^{16} см^{-3} , має довжину L_2 , n^- - область біля катода з довжиною та рівнем легування на порядок меншим, ніж в n - області. Контакти до катодної і анодної n^+ - області вважаються омичними. Довжини, на яких відбувається зміна концентрації в $n^+ - n^-$, $n^- - n$ і $n - n^+$ переходах, склали 0,5 мкм.

Розрахункова область являла собою прямокутник. Для проведення моделювання роботи діода використовувався багаточастковий метод Монте Карло. Всі аспекти моделювання електронів, що були використані при моделюванні методом Монте – Карло, аналогічні [6]. Крім цього, для правильного опису напівпровідника в передпробійному стані була врахована наявність носіїв заряду обох знаків (електронів і дірок). Оскільки мінімальна енергія іонізації зона – зона визначається ефективною масою важких дірок, то розглядалася саме підзона важких дірок. Дисперсійне співвідношення для важких дірок було взяте у вигляді анізотропного закону дисперсії, що являє собою гофровані ізоенергетичні поверхні [7]:

$$E_k = E_{v0} - \frac{\hbar^2}{2m_0} (\gamma_1 (k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2) \pm \sqrt{4\gamma_2^2 k^4 + 12(\gamma_3^2 - \gamma_2^2)(k_{\perp}^2 k_{\parallel}^2 + k_y^2 k_z^2)}), \quad (1)$$

де γ_1 , γ_2 і γ_3 - зонні параметри Латтінжера. Використання їх у виразі для закону дисперсії дає можливість застосувати лінійну апроксимацію при визначенні величин γ_1 , γ_2 і γ_3 в сполучі $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при різних значеннях молярної частки алюмінію x [8]. При розрахунках процесів розсіяння за участю дірок використовується закон дисперсії у вигляді

$$E_k = E_{v0} - \frac{\hbar^2 (k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2) |A|}{2m_0} (1 \pm g(\theta, \varphi)), \quad (2)$$

де

$$g(\theta, \varphi) = \sqrt{b^2 + c^2 (\sin^2 \theta \cos^2 \theta + \sin^4 \theta \cos^2 \varphi \sin^2 \varphi)}, \quad (3)$$

$$b = \frac{|B|}{|A|}, \quad c = \frac{|C|}{|A|}, \quad A = \gamma_1; \quad B = 2\gamma_2, \quad C = \sqrt{12(\gamma_3^2 - \gamma_2^2)}. \quad (4)$$

Існує великий розкид параметрів γ_1 , γ_2 і γ_3 . Для GaAs: $\gamma_1 = 6,79 - 7,2$; $\gamma_2 = 1,9 - 2,88$; $\gamma_3 = 2,681 - 3,05$. Для AlAs: $\gamma_1 = 3,42 - 4,04$; $\gamma_2 = 0,67 - 1,23$; $\gamma_3 = 1,17 - 1,57$ [9]. Найбільш вживані параметри для GaAs: $\gamma_1 = 6,98$; $\gamma_2 = 2,06$; $\gamma_3 = 2,93$, для AlAs: $\gamma_1 = 3,76$; $\gamma_2 = 0,82$; $\gamma_3 = 1,42$. Використання цих параметрів призводить до значення ефективної маси щільності станів для важких дірок $0,61 m_0$ для GaAs та $0,786 m_0$ для AlAs.

Ми опишемо ударну іонізацію, використовуючи ймовірність ударної іонізації у вигляді [10]:

$$W_{ii}(E) = 1,19 \cdot 10^{13} \left(\frac{E - E_p}{E_p} \right)^a \sigma(E - E_p), \quad (5)$$

де E - енергія електрона в eV, E_p - порогова енергія ударної іонізації. В залежності від молярної частки алюмінію x порогова енергія визначається за формулою [10]:

$$E_p = \frac{1}{8}(E_T + 3E_L + 4E_x), \quad (6)$$

де E_T, E_L, E_x - енергія відповідних долин зони провідності, що відраховані від стелі валентної зони.

Розглянуто діод, що має загальну довжину 20 мкм. У разі використання діода із структурою GaAs- AlGaAs область в інтервалі від 0 до 6,25 мкм являє собою GaAs, а область в інтервалі от 6,25 до 20 мкм. – AlGaAs з молярною долею Al ($x=0...0,4$).

Наявність гетеропереходу призводить до локалізації максимуму поля безпосередньо на переході, тоді як в діоді з $n^- - n$ переходом без гетеропереходу максимум електричного поля не співпадає з положенням металургійного переходу. Таким чином, видно, що в цілому введення гетеропереходу в більшій мірі впливає на положення максимуму напруженості електричного поля, ніж на величину самого поля.

Аналогічна ситуація спостерігається і для інших напруг, що прикладаються до діода.

Розподіли електричного поля та концентрації для усіх трьох варіантів діода, Al_xGa_{1-x}As-GaAs, GaAs-Al_xGa_{1-x}As та GaAs діода без гетеропереходу при напрузі живлення 60 В показані на рис. 1, 2.

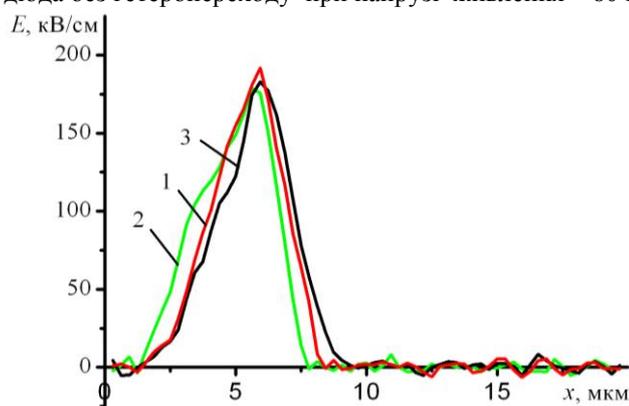


Рис. 1. Розподіл напруженості електричного поля в трьох діодах, $U = 40$ В. 1- GaAs- діод; 2- GaAs - Al_xGa_{1-x}As; 3 –діод Al_xGa_{1-x}As - GaAs.

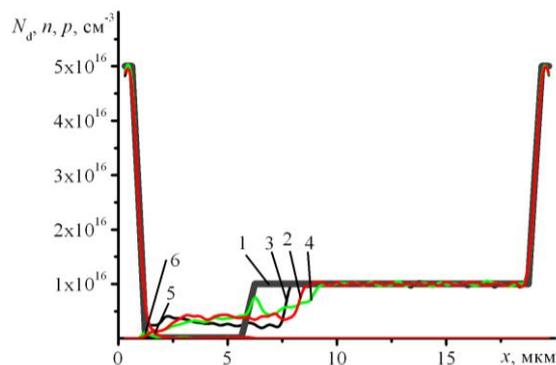


Рис. 2. Розподіл домішок та концентрацій носіїв заряду в діодах , $U = 60$ В. 1- $N_d(x)$; 2- $n(x)$, GaAs- діод; 3- $n(x)$, GaAs - Al_xGa_{1-x}As- діод; 4- $n(x)$, Al_xGa_{1-x}As- GaAs - діод; 5 - $p(x)$, GaAs - діод; 6 - $p(x)$, Al_xGa_{1-x}As - GaAs – диод.

З отриманих розподілів видно, що найвища напруженість електричного поля спостерігається в GaAs – діоді. Причому для GaAs – діода та діода, що має структуру GaAs - Al_xGa_{1-x}As , всі розподіли якісно близькі. Більш вузький домен сильного поля характерний для GaAs - Al_xGa_{1-x}As діода.

Для діода, що має структуру Al_xGa_{1-x}As – GaAs , розподіл концентрації практично лінійний, за винятком безпосередньо $n^- - n$ переходу, що призводить до зміщення катодного домену в сторону $n^+ - n^-$ - контакту. Також можна відмітити більш круті стінки домену та відсутність віртуального катоду на $n^+ - n^-$ - контакті.

Для вибраної напруги $U = 60$ В характерним є наявність прояву ударної іонізація, що спостерігається в Al_xGa_{1-x}As – GaAs та GaAs – діодах, та поява дірок. Концентрація дірок не

перевищує $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ і ще суттєво не впливає на процеси в діоді. Такий стан можна назвати передпробійним і він являє інтерес з точки зору генерації шуму.

Вольтамперні характеристики (ВАХ) діодів, що розглядалися, показані на рис. 3.

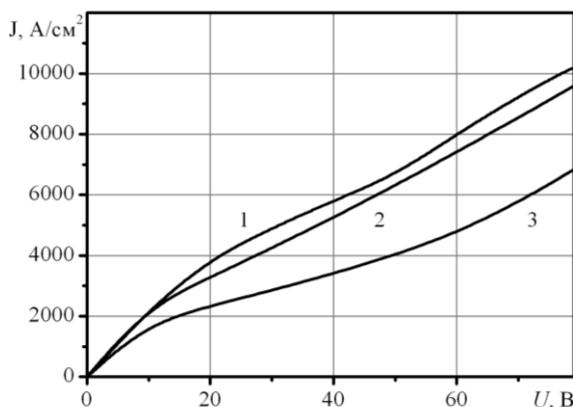


Рис. 3. Вольтамперні характеристики діода з катодним статичним доменом. 1- GaAs- діод;
2- GaAs - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$; 3 – діод $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ - GaAs.

ВИСНОВКИ

Проведений аналіз діодів з гетеропереходами $\text{AlGaAs} - \text{GaAs}$ та $\text{GaAs} - \text{AlGaAs}$ та порівняння з діодами на GaAs показало, що введення гетеропереходу в більшій мірі впливає на положення максимуму напруженості електричного поля ніж на величину поля.

Всі отримані ВАХ діодів, що розглядалися, демонструють однакову якісну поведінку: сублінійне зростання струму з тенденцією до насичення до певних напруг та суперлінійне зростання струму, що пов'язане з ударною іонізацією в домені сильного поля.

Причому ВАХ $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ – діодів та GaAs – діодів близькі, а ВАХ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} - \text{GaAs}$ діодів відрізняється меншою величиною струму. Це свідчить про визначальну роль домену сильного поля в формуванні характеристик.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Прохоров Э.Д., Скоробогатова С.Н., Золотарев Е.С., Генерация СВЧ шума диодом с катодным статическим доменом//Радиотехника и электроника. – 1976. – Вып.21. – № 8. – С. 1732-1739.
2. Прохоров Э.Д., Боцула О.В., Соколов С.Б. Влияние параметров прикатодной области диода с катодным статическим доменом на порог генерации СВЧ шума// Радиофизика и электроника. – 2010. – Вып. 15. – № 1. – С. 91-95.
3. Золотарев Е.С., Прохоров Э.Д., Модели диодов с катодным статическим доменом//Радиотехника и электроника. – 1990. – Вып. 35. – № 10. – С. 2221-2223.
4. Прохоров Э.Д., Скоробогатова С.Н., Шумовой спектр диода с катодным статическим доменом// Радиотехника и электроник. – 1985. – Вып. 31. – № 7. – С.1447- 1449.
5. А. с. № 1591775 Диод для генерации СВЧ шума / Прохоров Э. Д., Золотарев Е. С. (СССР). – от. 26. 07. 1989.
6. Прохоров Э. Д., Боцула О. В., Горбунов И. А. Моделирование диода с катодным статическим доменом методом Монте-Карло // Вестник ХНУ, Радиофизика и электроника. – 2013. – № 10. – Вып. 22-23. – С. 112-115.
7. Cook R. K., Frey J., Diffusion effects “Ballistic Transport”// IEEE Trans. Electron Devices. – 1981. – ED-28(8). – P. 951-953.
8. Vurgaftman I. , Meyer J. R., Ram-Mohan L. R. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys // Jornal of applied physics. – 2001. – Vol. 89. – No 11. – P. 5815 – 5875.
9. Jacoboni C., Reggiani L. The Monte Carlo method for the solution of charge transport in semiconductors with applications to covalent materials // Rev. Modern Physics. – 1983. – V. 55. – N. 3. – 1983. – P. 675 -705.
10. Canali C., Pavan P. Lugli P., Malik R., Manfredi M., Neviani A., Vendrame L., Zanoni E., Zandler G. Experimental and Monte Carlo Analysis of Impact-Ionization in AlGaAs/GaAs HBT's // IEEE Transaction on electron devices. – 1996. – Vol. 43. – No 11. P. 1769 – 1777.

УДК 537.874

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ LM -ВОЛН НА ВКЛЮЧЕНИИ В Т-ОБРАЗНОМ СОЧЛЕНЕНИИ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ МЕТОДОМ ТЕОРЕМЫ ГРИНА

С. Н. Шульга, О. В. Багацкая, Хе Ши

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, Харьков, Украина, 61022.

E-mail: sergeyshulga@yandex.ua

Поступила в редакцию 21 апреля 2014 г.

В работе получено строгое решение двумерной задачи рассеяния на произвольном идеально проводящем включении, расположенном в области взаимодействия Т-образного сочленения прямоугольных волноводов. Для решения используется метод, основанный на применении теоремы Грина, который обобщается путем использования весовых функций, удовлетворяющих как уравнению Гельмгольца, так и граничным условиям на поверхности идеально проводящего рассеивателя. Проанализированы причины возникновения и методы устранения ложных резонансов, возникающих в ходе решения. Представлены иллюстративные результаты для прямоугольного металлического включения. Метод может быть использован для оптимизации работы волноводных соединений.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: LM -волны, теорема Грина, матрица рассеяния, Т-образное сочленение волноводов, ложный резонанс.

У роботі отримано строгий розв'язок двовимірної задачі розсіювання на довільному ідеально провідному включенні, яке розташовано в області взаємодії Т-подібного з'єднання прямокутних хвилеводів. Для розв'язання застосовується метод, що базується на використанні теореми Гріна, який узагальнюється шляхом застосування вагових функцій, що задовольняють як рівнянню Гельмгольца, так і граничним умовам на поверхні ідеально провідного розсіювача. Проаналізовано причини виникнення і методи усунення помилкових резонансів, які виникають у ході рішення. Представлено ілюстративні результати для прямокутного металевого включення. Метод може бути застосований для оптимізації роботи хвилевідних з'єднань.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: LM -хвилі, теорема Гріна, матриця розсіювання, Т-подібне з'єднання хвилеводів, помилковий резонанс.

A rigorous method for solving 2D scattering by an arbitrary perfectly conducting inclusion located in the region of a rectangular waveguide T-junction is presented. This method is developed from the approach based on the Green's theorem. The latter is generalized using special weighting functions satisfying simultaneously the wave equation and the boundary conditions on the scatterer surface. The causes of false resonances arising in the course of solution and elimination methods for them are analyzed. The proposed method is illustrated by results obtained for a thick septum located inside the interaction region. Such approach can be applied for optimization of waveguide junctions.

KEY WORDS: LM -waves, Green's theorem, scattering matrix, T-junction of waveguides, spurious resonance.

ВВЕДЕНИЕ

Т-образное соединение двух волноводов является важным элементов волноводных трактов, которое может выступать одним из ключевых блоков различных устройств, к примеру, делителей мощности, фильтров, мультиплексоров. Наличие обширных приложений обуславливают необходимость разработки методов исследования таких структур.

В работе представлено строгое решение двумерной задачи рассеяния электромагнитных волн на идеально проводящем включении произвольной формы, расположенном внутри Т-образной области взаимодействия двух прямоугольных волноводов. Исследуемая структура представлена на рис. 1. Область взаимодействия ограничена отрезками L_0, L_1, L_2 и L_3 , поверхность включения L_S . Такая модель может использоваться для оптимизации передающих свойств волноводных соединений с использованием стержней или диафрагм.

$$\begin{aligned} H_x(\vec{R}) &= 0, \\ H_y(\vec{R}) &= -\frac{i\omega}{k^2 - \pi m / a} \cos\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \partial_z W(y, z), \\ H_z(\vec{R}) &= \frac{i\omega}{k^2 - \pi m / a} \cos\left(\frac{\pi m}{a} x\right) \partial_y W(y, z), \end{aligned}$$

где a - общий размер двух волноводов, а модальный индекс $m = 0, 1, 2, \dots$ фиксирован. Функция $W(y, z)$ удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$(\Delta_{y,z} + K^2)W(y, z) = 0, \quad (1)$$

а также нулевым граничным условиям на идеально проводящих стенках волновода и на контуре L_s , ограничивающем рассеиватель S . Здесь $K = [k^2 - (\pi m / a)^2]^{1/2}$ - эффективное волновое число, k - волновое число в среде заполнения волноводов. В регулярных областях $A (y > b)$, $B (z < 0)$ и $C (z > b_h)$ функции $W(y, z)$ представляются в виде:

$$\begin{aligned} W^A &= \sum_{n=1}^{+\infty} A_n^{in} \exp[-i\eta_n(y-b)] + A_n^{sc} \exp[i\eta_n(y-b)] \sin\left(\frac{\pi n}{b_h} z\right), \\ W^B &= \sum_{n=1}^{+\infty} B_n^{in} \exp[i\beta_n z] + B_n^{sc} \exp[-i\beta_n z] \sin\left(\frac{\pi n}{b} y\right), \\ W^C &= \sum_{n=1}^{+\infty} C_n^{in} \exp[-i\beta_n(z-b_h)] + C_n^{sc} \exp[i\beta_n(z-b_h)] \sin\left(\frac{\pi n}{b} y\right), \end{aligned} \quad (2)$$

где A_n^{in} , B_n^{in} , C_n^{in} и A_n^{sc} , B_n^{sc} , C_n^{sc} - амплитудные коэффициенты падающих и рассеянных волн, а величины $\eta_n = [K^2 - (\pi n / b_h)^2]^{1/2}$ и $\beta_n = [K^2 - (\pi n / b)^2]^{1/2}$ - продольные волновые числа соответствующих волноводов.

Определению подлежат элементы матрицы рассеяния **SIJ** ($\mathbf{I}, \mathbf{J} = \mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{C}$), которая задается следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}^{sc} &= \mathbf{SAA} \cdot \mathbf{A}^{in} + \mathbf{SAB} \cdot \mathbf{B}^{in} + \mathbf{SAC} \cdot \mathbf{C}^{in}, \\ \mathbf{B}^{sc} &= \mathbf{SBA} \cdot \mathbf{A}^{in} + \mathbf{SBB} \cdot \mathbf{B}^{in} + \mathbf{SBC} \cdot \mathbf{C}^{in}, \\ \mathbf{C}^{sc} &= \mathbf{SCA} \cdot \mathbf{A}^{in} + \mathbf{SCB} \cdot \mathbf{B}^{in} + \mathbf{SCC} \cdot \mathbf{C}^{in}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь введены вектор-столбцы амплитуд падающих и рассеянных волн $\mathbf{A}^{in} = \{A_n^{in}\}$, $\mathbf{B}^{in} = \{B_n^{in}\}$, $\mathbf{C}^{in} = \{C_n^{in}\}$; $\mathbf{A}^{sc} = \{A_n^{sc}\}$, $\mathbf{B}^{sc} = \{B_n^{sc}\}$, $\mathbf{C}^{sc} = \{C_n^{sc}\}$.

Введем в рассмотрение \tilde{W} - решение уравнения (1) в неоднородной области, удовлетворяющее нулевым граничным условиям на идеально проводящих поверхностях:

$$\tilde{W}|_{L_s} = 0; \quad \tilde{W}|_{L_0} = 0. \quad (4)$$

С помощью теоремы Грина (второй формулы Грина) [6] преобразуем уравнение Гельмгольца внутри неоднородной области в интегральное уравнение по поверхностям, ограничивающим эту область, $L = L_0 + L_1 + L_2 + L_3 + L_s$,

$$\int_L dL \left(\tilde{W} \frac{\partial W}{\partial N} - W \frac{\partial \tilde{W}}{\partial N} \right) = 0.$$

Здесь $\partial / \partial N$ нормальная производная к поверхности L , а W - как и ранее, неизвестное решение уравнения (1) в неоднородной области. С учетом граничных условий (4) на идеально проводящих поверхностях L_0 и L_S последнее выражение примет вид

$$\int_{L_1+L_2+L_3} dL \left(\tilde{W} \frac{\partial W}{\partial N} - W \frac{\partial \tilde{W}}{\partial N} \right) = 0. \quad (5)$$

Далее конкретизируем модель и будем рассматривать рассеиватель в форме прямоугольной ступеньки. В качестве \tilde{W} последовательно возьмем решения трех вспомогательных задач для главного и бокового волноводов, приведенных ниже.

Сформулируем вспомогательные задачи. Рассмотрим первую вспомогательную структуру, представляющую собой главный волновод, содержащий прямоугольный рассеиватель S (рис. 2а).

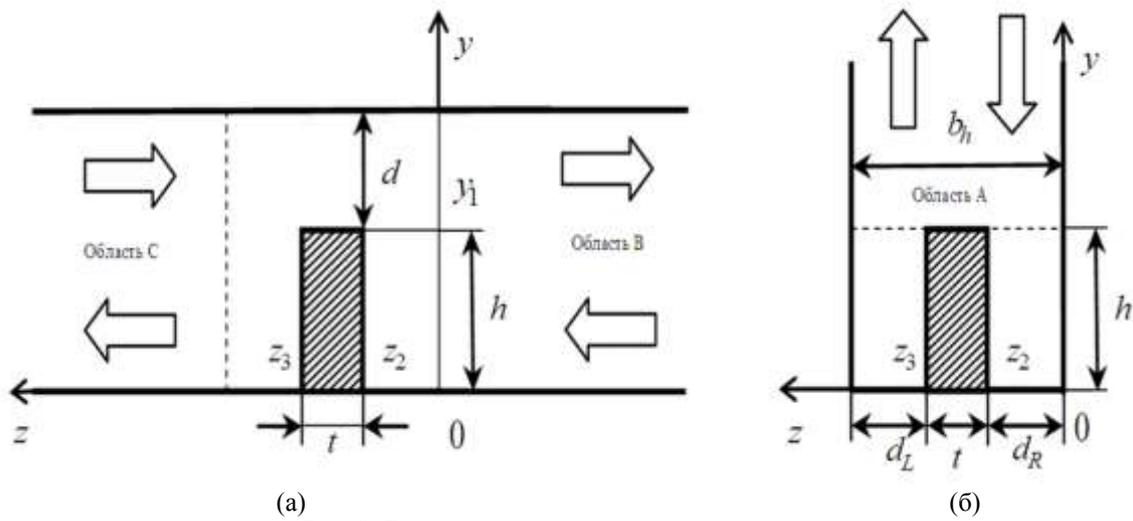


Рис. 2. Геометрия вспомогательных структур.

Исследуемая структура формально получается из рис. 1, если полагать сегмент L_1 идеально проводящим. Пусть рассеиватель во вспомогательном волноводе возбуждается модой волны индекса $q = 1, 2, \dots$, падающей со стороны $z = -\infty$ (область В). В этом случае решение вне включения $\tilde{W}(y, z) \equiv \tilde{W}_q(y, z)$ запишется в виде

$$\tilde{W}(y, z) \equiv \tilde{W}_q(y, z) = \begin{cases} \tilde{W}_B^{in} + \tilde{W}_{BB}^{sc}, & z < z_2, \\ \tilde{W}_{CB}^{sc}, & z > z_3. \end{cases}$$

В последней формуле мы обозначили:

$$\begin{aligned} \tilde{W}_B^{in} &= \exp[i\beta_q(z - z_2)] \sin\left(\frac{\pi q}{b} y\right), & z < z_2, \\ \tilde{W}_{BB}^{sc} &= \sum_{s=0}^{+\infty} S\tilde{B}_{sq} \exp[-i\beta_s(z - z_2)] \sin\left(\frac{\pi s}{b} y\right), & z < z_2, \\ \tilde{W}_{CB}^{sc} &= \sum_{s=0}^{+\infty} S\tilde{C}_{sq} \exp[i\beta_s(z - z_3)] \sin\left(\frac{\pi s}{b} y\right), & z > z_3. \end{aligned} \quad (6)$$

В качестве второй вспомогательной задачи рассмотрим тот же главный волновод, теперь предположив, что q -ая мода указанного волновода падает со стороны $z = +\infty$ (рис. 2а). Решение для $\tilde{W}(y, z) \equiv \tilde{W}C_q(y, z)$ вне включения будут выглядеть так:

$$\tilde{W}(y, z) \equiv \tilde{W}C_q(y, z) = \begin{cases} \tilde{W}_C^{in} + \tilde{W}_{CC}^{sc}, & z > z_3, \\ \tilde{W}_{BC}^{sc}, & z < z_2, \end{cases}$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{W}_C^{in} &= \exp[-i\beta_q(z - z_3)] \sin\left(\frac{\pi q}{b}y\right), & z > z_3, \\ \tilde{W}_{CC}^{sc} &= \sum_{s=1}^{+\infty} S\tilde{C}C_{sq} \exp[i\beta_s(z - z_3)] \sin\left(\frac{\pi s}{b}y\right), & z > z_3, \\ \tilde{W}_{BC}^{sc} &= \sum_{s=1}^{+\infty} S\tilde{B}C_{sq} \exp[-i\beta_s(z - z_2)] \sin\left(\frac{\pi s}{b}y\right), & z < z_2. \end{aligned} \quad (7)$$

Третья вспомогательная задача формулируется для структуры, которая формально получается из рис. 1, если сегменты L_2 и L_3 полагать идеально проводящими (рис. 2б). Пусть волна ($q = 1, 2, \dots$) падает со стороны $y = +\infty$. Решение $\tilde{W}(y, z) \equiv \tilde{W}A_q(y, z)$ запишем так:

$$\tilde{W}(y, z) \equiv \tilde{W}A_q(y, z) = \begin{cases} \tilde{W}_A^{in} + \tilde{W}_{AA}^{sc}, & y > y_1, \\ \tilde{W}, & 0 < y < y_1. \end{cases}$$

Здесь

$$\begin{aligned} \tilde{W}_A^{in} &= \exp[-i\eta_q(y - y_1)] \sin\left(\frac{\pi q}{b_h}z\right), & y > y_1, \\ \tilde{W}_{AA}^{sc} &= \sum_{s=1}^{+\infty} S\tilde{A}A_{sq} \exp[i\eta_s(y - y_1)] \sin\left(\frac{\pi s}{b_h}z\right), & y > y_1. \end{aligned} \quad (8)$$

В формулах (6), (7) и (8) $\tilde{\mathbf{S}}\mathbf{I}\mathbf{J}$ ($\mathbf{I}, \mathbf{J} = \mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{C}$) - элементы соответствующих матриц рассеяния, которые определяются в ходе решения вспомогательных задач.

Коэффициенты рассеяния и решения вспомогательных задач $\tilde{W}A_q$, $\tilde{W}B_q$, $\tilde{W}C_q$ могут быть получены различными способами, например, с применением метода модового согласования [7], метода поверхностных интегральных уравнений [8], метода моментов [9, 10]. Нами использовался метод модового согласования в частичных областях с учетом соответствующих граничных условий. Решение этих задач известно в литературе, например [7, 11].

Далее последовательно подставляем в формулу Грина (5) вместо \tilde{W} найденные весовые функции $\tilde{W}A_q(y, z)$, $\tilde{W}B_q(y, z)$, $\tilde{W}C_q(y, z)$ и учитываем при этом явный вид (2) для $W(y, z)$ в каждой из областей, а также равенство нулю W и \tilde{W} на идеально проводящих поверхностях. В результате получаем прямые формулы для амплитуд рассеяния A_n^{sc} , B_n^{sc} , C_n^{sc} :

$$\begin{aligned} A_q^{sc} &= \sum_{n=1}^{+\infty} [RA_{qn} \cdot A_n^{in} + RB_{qn} \cdot (B_n^{in} + B_n^{sc}) + RC_{qn} \cdot (C_n^{in} + C_n^{sc})], \\ B_q^{sc} &= \sum_{n=1}^{+\infty} [PA_{qn} \cdot (A_n^{in} + A_n^{sc}) + PB_{qn} \cdot B_n^{in} + PC_{qn} \cdot C_n^{in}], \\ C_q^{sc} &= \sum_{n=1}^{+\infty} [QA_{qn} \cdot (A_n^{in} + A_n^{sc}) + QB_{qn} \cdot B_n^{in} + QC_{qn} \cdot C_n^{in}], \end{aligned} \quad (9)$$

где $q = 1, 2, \dots$, а матричные коэффициенты имеют вид:

$$\begin{aligned}
RA_{qn} &= \frac{\exp[i\eta_q(b-y_1)]}{\eta_q} \eta_n \exp[i\eta_n(b-y_1)] \cdot SAA_{nq}, \\
RB_{qn} &= -\frac{b^2}{2b_h i} GWAB(q, n), \\
GWAB(q, n) &= \frac{2 \exp[i\eta_q(b-y_1)]}{\eta_q b^2} \int_0^b dy \left. \frac{\partial \tilde{W}A_q(y, z)}{\partial z} \right|_{z=0} \sin\left(\frac{\pi n}{b} y\right) \\
RC_{qn} &= \frac{b^2}{2b_h i} GWAC(q, n), \\
GWAC(q, n) &= \frac{2 \exp[i\eta_q(b-y_1)]}{\eta_q b^2} \int_0^b dy \left. \frac{\partial \tilde{W}A_q(y, z)}{\partial z} \right|_{z=b_h} \sin\left(\frac{\pi n}{b} y\right), \\
PA_{qn} &= \frac{b_h^2}{2bi} GWB(q, n), \\
GWB(q, n) &= \frac{2 \exp[i\beta_q z_2]}{\beta_q b_h^2} \int_0^{b_h} dz \left. \frac{\partial \tilde{W}B_q(y, z)}{\partial y} \right|_{y=b} \sin\left(\frac{\pi n}{b_h} z\right), \\
PB_{qn} &= \frac{\exp[i\beta_q z_2]}{\beta_q} \beta_n \exp[i\beta_n z_2] \cdot SBB_{nq}, \\
PC_{qn} &= \frac{\exp[i\beta_q z_2]}{\beta_q} \beta_n \exp[i\beta_n(b_h - z_3)] \cdot SCB_{nq}, \\
QA_{qn} &= \frac{b_h^2}{2bi} GWC(q, n), \\
WC(q, n) &= \frac{2 \exp[i\beta_q(b_h - z_3)]}{\beta_q b_h^2} \int_0^{b_h} dz \left. \frac{\partial \tilde{W}C_q(y, z)}{\partial y} \right|_{y=b} \sin\left(\frac{\pi n}{b_h} z\right), \\
QB_{qn} &= \frac{\exp[i\beta_q(b_h - z_3)]}{\beta_q} \beta_n \exp[i\beta_n z_2] \cdot SBC_{nq}, \\
QC_{qn} &= \frac{\exp[i\beta_q(b_h - z_3)]}{\beta_q} \beta_n \exp[i\beta_n(b_h - z_3)] \cdot SCC_{nq}.
\end{aligned}$$

Интегралы в правых частях указанных выше выражений могут быть вычислены аналитически, если известны $\tilde{W}A_q$, $\tilde{W}B_q$, $\tilde{W}C_q$.

Получим систему линейных алгебраических уравнений для амплитуд рассеянного поля в боковом волноводе, выразив один ряд неизвестных через другой, а именно, $\{B_n^{sc}\}$ и $\{C_n^{sc}\}$ через $\{A_n^{sc}\}$. В результате получим систему уравнений относительно $\mathbf{A}^{sc} = \{A_n^{sc}\}$, которая в матричной форме имеет вид:

$$(\mathbf{I} - \mathbf{D}) \cdot \mathbf{A}^{sc} = \mathbf{U}\mathbf{A} \cdot \mathbf{A}^{in} + \mathbf{U}\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}^{in} + \mathbf{U}\mathbf{C} \cdot \mathbf{C}^{in}. \quad (10)$$

Здесь \mathbf{I} единичная матрица, остальные матрицы, входящие в (10), определяются следующим образом:

$$\begin{aligned}
\mathbf{D} &= \mathbf{RB} \cdot \mathbf{PA} + \mathbf{RC} \cdot \mathbf{QA}, \\
\mathbf{UA} &= \mathbf{RA} + \mathbf{RB} \cdot \mathbf{PA} + \mathbf{RC} \cdot \mathbf{QA}, \\
\mathbf{UB} &= \mathbf{RB} + \mathbf{RB} \cdot \mathbf{PB} + \mathbf{RC} \cdot \mathbf{QB}, \\
\mathbf{UC} &= \mathbf{RC} + \mathbf{RB} \cdot \mathbf{PC} + \mathbf{RC} \cdot \mathbf{QC}.
\end{aligned}$$

Решение системы уравнений (10) запишем в виде

$$\mathbf{A}^{\text{sc}} = (\mathbf{I} - \mathbf{D})^{-1} \cdot (\mathbf{UA} \cdot \mathbf{A}^{\text{in}} + \mathbf{UB} \cdot \mathbf{B}^{\text{in}} + \mathbf{UC} \cdot \mathbf{C}^{\text{in}}). \quad (11)$$

Сравнив полученное решение (11) с определением матрицы рассеяния (3), найдем выражения для элементов матрицы рассеяния в боковой волновод A ($y > b$):

$$\begin{aligned}
\mathbf{SAA} &= \mathbf{I} - \mathbf{D}^{-1} \cdot \mathbf{UA}, \\
\mathbf{SAB} &= \mathbf{I} - \mathbf{D}^{-1} \cdot \mathbf{UB}, \\
\mathbf{SAC} &= \mathbf{I} - \mathbf{D}^{-1} \cdot \mathbf{UC}.
\end{aligned} \quad (12)$$

Из прямых формул (9)-(12) получим элементы матрицы рассеяния основного волновода
- для рассеяния в область B главного волновода ($z < 0$)

$$\begin{aligned}
\mathbf{SBA} &= \mathbf{PA} \cdot \mathbf{I} - \mathbf{SAA}, \\
\mathbf{SBB} &= \mathbf{PB} - \mathbf{PA} \cdot \mathbf{SAB}, \\
\mathbf{SBC} &= \mathbf{PC} - \mathbf{PA} \cdot \mathbf{SAC},
\end{aligned}$$

- для рассеяния в область C главного волновода ($z > b_h$)

$$\begin{aligned}
\mathbf{SCA} &= \mathbf{QA} \cdot (\mathbf{I} - \mathbf{SAA}), \\
\mathbf{SCB} &= \mathbf{QB} - \mathbf{QA} \cdot \mathbf{SAB}, \\
\mathbf{SCC} &= \mathbf{QC} - \mathbf{QA} \cdot \mathbf{SAC}.
\end{aligned}$$

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим идеально проводящее включение в виде прямоугольной ступеньки толщины t и высоты h , расположенной области взаимодействия двух полых волноводов, для определенности, вдоль нижней стенки главного волновода (см. вставку к рис. 3.). Нас интересуют комплексные элементы матрицы рассеяния \mathbf{SIJ} ($\mathbf{I}, \mathbf{J} = \mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{C}$). Размеры волноводов выбраны следующими: $a = 8,64$ см, $b = b_h = a / 2$.

Как известно, в задачах рассеяния волн в волноводных разветвлениях, в которых используется метод частичных областей, в области связи волноводов при численных расчетах возникают так называемые ложные резонансы [12]. Вычисления показывают, что по частоте резонансы наблюдаются вблизи собственных частот частичных областей полости взаимодействия волноводов с включением. Так на рис. 3 на частоте ~ 5.6 ГГц (геометрические размеры включения $h = 0,3b$, $t = 0,1b_h$) наблюдается ложный резонанс на кривых модулей элементов матрицы рассеяния, который исчезает при корректном вычислении коэффициентов СЛАУ (9) [13] (см. рис. 4).

Рис. 5, 6 иллюстрируют частотные зависимости абсолютной величины комплексных коэффициентов отражения волны LM_{01} , падающей из области A волноводного соединения, для различных геометрических размеров включения (толщины и высоты). На этих рисунках ступенька расположена симметрично в области взаимодействия вдоль оси Oz .

На рис. 7, 8 представлены результаты сравнения параметров рассеяния для случаев симметричного (непрерывная линия) и асимметричного (пунктирная линия) расположения ступеньки в области взаимодействия, геометрические размеры включения $h = 0,5b$, $t = 0,2b_h$.

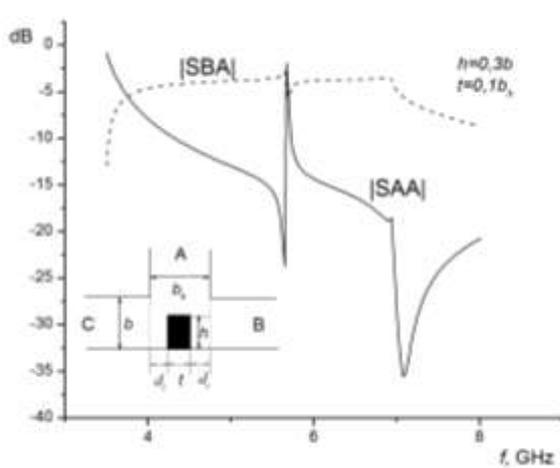


Рис. 3. Коэффициенты рассеяния при наличии ложного резонанса.

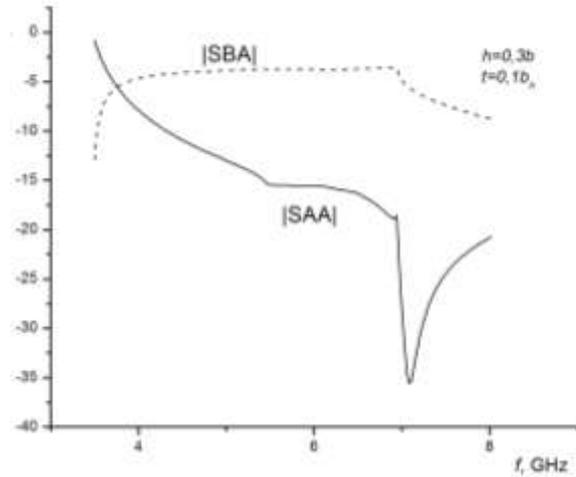


Рис. 4. Коэффициенты рассеяния после устранения ложного резонанса.

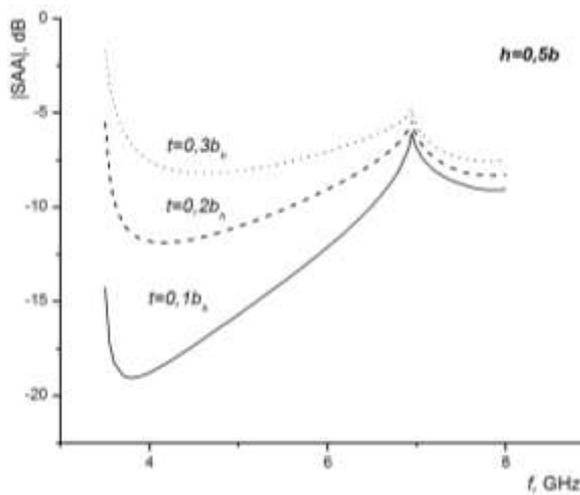


Рис. 5. Частотные зависимости коэффициентов рассеяния для различной толщины включения.

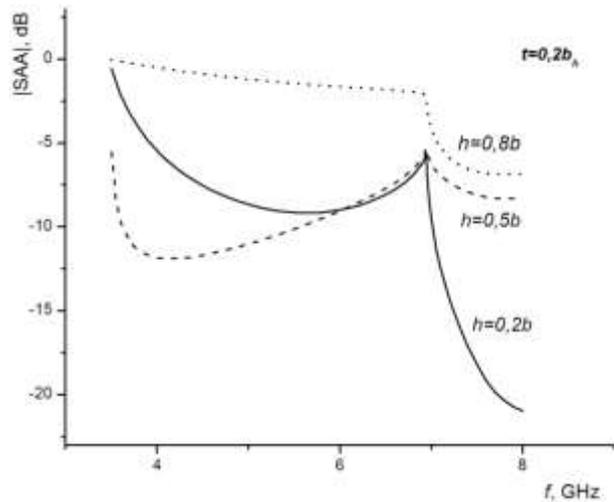


Рис. 6. Частотные зависимости коэффициентов рассеяния для различной высоты включения.

На всех рисунках четко прослеживается частота, при которой одномодовый режим переходит в двумодовый ($f \sim 7GHz$).

Приведенные результаты демонстрируют существенную зависимость характеристик рассеяния от геометрических размеров и местоположения ступеньки, что дает возможность добиваться требуемого распределения мощности между плечами волноводного устройства путем выбора его параметров.

Корректность полученных численных результатов контролировалась путем проверки баланса мощности в плечах волноводного соединения. Учет в рассмотрении 12 мод в исследуемой полосе частот позволял достичь точности порядка 10^{-8} . Используя предлагаемый метод, расчет 100 точек по частоте требовал менее секунды, а необходимый для вычислений объем памяти определялся памятью, занимаемой порядка 20 комплексных матриц 12×12 .

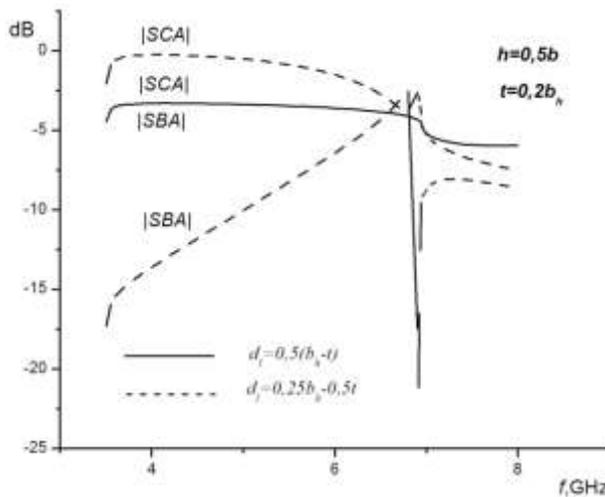


Рис. 7. Частотные зависимости коэффициентов рассеяния для симметричного и асимметричного расположения включения.

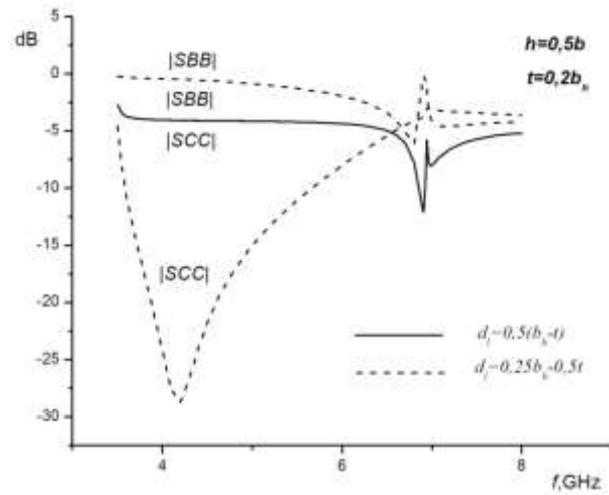


Рис. 8. Частотные зависимости коэффициентов рассеяния для симметричного и асимметричного расположения включения.

Полученные результаты сравнивались с аналогичными, полученными с помощью пакета *Ansoft HFSS*, точность которых порядка 10^{-2} - 10^{-3} , а необходимое для вычислений время составляло 30-50 секунд. В рассмотренных случаях наблюдалось совпадение результатов в пределах точности метода *HFSS*.

ВЫВОДЫ

В работе предложен строгий универсальный метод анализа *T*-образных волноводных соединений с металлическим включением произвольной формы в области взаимодействия. Исследуемая модель может быть использована для оптимизации рассеивающих свойств волноводных соединений, нагруженных штырями или диафрагмами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rud L. A. E-plane T-junction of Oversize Rectangular Waveguide / L. A. Rud // *Radiophysics and Quantum Electronics*. – 1985. – V. 28, No. 2. – P. 146151.
2. Рудь Л. А. Дифракция волн на T-образном соединении прямоугольных волноводов в H-плоскости / Л. А. Рудь // *Радиотехника и электроника*. – 1984. – Т. 29, № 9. – С. 17111719.
3. Ma Z. Efficient Full wave Analysis of a Waveguide T-junction with an Inductive Post / Z. Ma, E. Yamashita // *IEICE Transactions on Electronics*. – 1995. – V. E78-C, No. 8. – P. 11171124.
4. Шульга С. Н. Анализ прямоугольного изгиба двух прямоугольных волноводов с двумерным включением в области взаимодействия / С. Н. Шульга, О. В. Багацкая, Т. И. Васильева, Н. П. Жук // *Радиотехника и электроника*. – 2002. – Т. 47, № 11. – С. 1335-1339.
5. Левин Л. Теория волноводов / Л. Левин. – М.: Радио и связь, 1981. – 312 с.
6. Джексон Дж. Классическая электродинамика / Дж. Джексон. – М.: Мир, 1965. – 702 с.
7. Jiang Z. Mode-Matching Analysis of Waveguide T-Junction Loaded with an H-Plane Dielectric Slab / Z. Jiang, Z. Shen, X. Shan // *Progress in Electromagnetics Research, PIER* 36. – 2002. – P. 319335.
8. Reiter J. M. Rigorous Analysis of Arbitrarily shaped H- and E- Plane Discontinuities in Rectangular Waveguides by a Full-Wave Boundary Contour Mode-Matching Method / J. M. Reiter, F. Arndt // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. – 1995. – V. MTT43, No. 4. – P. 796-801.
9. Levitan Y. Single Post Inductive Obstacle in Rectangular Waveguide / Y. Levitan, P. G. Li, A. T. Adams, G. Perini // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. – 1983. – V. MTT31, No. 10. – P. 806-812.
10. Auda, H. Inductive Post and Diaphragms of Arbitrary Shape and Number in Rectangular Waveguide / H. Auda, R. F. Harrington // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. – 1984. – V. MTT32, No. 6. – P. 606-612.
11. Миттра Р. Аналитические методы теории волноводов / Р. Миттра, С. Ли. – М.: Мир, 1974. – 327 с.
12. Кириленко А. А. Обобщение метода частичных областей на волноводные тройники с металлическими включениями во внутренней области / А. А. Кириленко, Д. Ю. Кулик, В. И. Ткаченко, С. Ф. Кулишенко // *Радиофизика и электроника*. Харьков: ИРЭ НАН Украины. – 2001. – Т. 6, №2. – С. 181-186.
13. Мизерник В. Н. О ложных резонансах в задачах дифракции волн на неоднородностях в волноводах / В. Н. Мизерник, А. А. Шматько // *Вісник Харківського національного університету ім. В. Н. Каразіна. Серія "Радіофізика і електроніка"*. – 2010. – № 883, випуск 15. – С. 67-72.

УДК 528.8

ОТЕЧЕСТВЕННЫЕ ПОДСПУТНИКОВЫЕ ПОЛИГОНЫ ДЛЯ НАЗЕМНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ВАЛИДАЦИИ И ВЕРИФИКАЦИИ КОСМИЧЕСКИХ СИСТЕМ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ЗЕМЛИ

Л.М. Атрошенко¹, Г.А. Борщева⁴, Н.Н. Горобец², А.Л.Костриков³, Е.А. Пивовар²,
Л.П. Сафронова², Е.Д. Ярмольчук⁴

¹Научно - производственное предприятие «ЛЕС - ИНФОРМ»; г. Харьков, ул. Сумская, 77/79;

²Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, г. Харьков, 61022, пл. Свободы, 4;

³Национальный научный центр "Институт метрологии", 61002, Харьков, ул. Мироносицкая, 42;

⁴Государственное предприятие "Конструкторское бюро "Южное" имени М.К. Янгеля",

49008, г. Днепропетровск, ул. Криворожская, 3

e-mail: cw-a-nt@mail.ru

Поступила в редакцию 15 января 2014 г.

Предлагается и обосновывается программа создания отечественной системы наземного обеспечения валидации и верификации национальных космических систем ДЗЗ. Создаваемая система состоит из четырех полигонов для обеспечения работы любых средств ДЗЗ космического базирования и разрешающей способности. Местоположение полигонов - Харьковская и Одесская области. Метрологические средства полигонов - авторские миры всех радиофизических диапазонов ДЗЗ, а также оптического и инфракрасного диапазонов. Инфраструктура и средства измерительной техники полигонов позволяют обеспечивать наземное сопровождение отечественных и зарубежных систем ДЗЗ и получения материалов для решения большого круга тематических задач.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: дистанционное зондирование Земли из космоса, внешняя калибровка, подспутниковый полигон, метрологическое обеспечение.

Пропонується і обґрунтовується програма створення вітчизняної системи наземного забезпечення валидації та верифікації національних космічних систем ДЗЗ. Створювана система складається з чотирьох полігонів для забезпечення роботи будь-яких засобів ДЗЗ космічного базування і роздільної здатності. Місцезнаходження полігонів – Харківська та Одеська області. Метрологічні засоби полігонів – авторські міри всіх радіофізичних діапазонів ДЗЗ, а також оптичного та інфрачервоного діапазонів. Інфраструктура та засоби вимірювальної техніки полігонів дозволяють забезпечувати наземний супровід вітчизняних і зарубіжних систем ДЗЗ та отримання матеріалів для вирішення великого кола тематичних задач.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: дистанційне зондування Землі з космосу, зовнішнє калібрування, підспутниковий полігон, метрологічне забезпечення.

The program of create national system for ground support validation and verification of the home remote sensing space systems is proposed and substantiated. This system consists of four sites for the operation of any types of remote sensing space-based systems with any resolution. The location of sites is Kharkov region and Odessa region. The author's test objects for remote sensing systems in radio, infrared and optical ranges are site's metrological equipment. The site's infrastructure and measuring equipment provide ground support for home and foreign remote sensing systems and the production of materials to solve a wide range of thematic tasks.

KEY WORDS: Remote Sensing of the Earth from space, external calibration, sub-satellite ground, metrology.

ВВЕДЕНИЕ

Сенсоры космических систем землеобзора представляют собой по существу измерительные приборы, с использованием которых должна быть получена точная и достоверная информация о характеристиках участка поверхности Земли, отображенном на полученном космическом снимке. Как всякий измерительный прибор, любой такой сенсор требует контроля своих характеристик в течение всего времени эксплуатации.

Тактико-техническим заданием на создание космической системы (КС) дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ) оговариваются численные характеристики комплекса показателей целевой эффективности системы. Среди последних особое место занимают требования к информационным характеристикам выходной продукции системы.

С целью обеспечения возможности получать достоверную информацию о достигнутых значениях этих характеристик разрабатываются и постоянно совершенствуются инструменты и процедуры

валидации и верификации, основной задачей которых является достижение точного знания характеристик получаемого с их использованием выходного информационного продукта. Метрологическое обеспечение дистанционного зондирования Земли из космоса является отдельной областью метрологии.

Согласно стандарту ИСО 9000-2008 "Системы менеджмента качества. Основные положения и словарь" валидация определена как "Подтверждение на основе представления объективных свидетельств того, что требования, предназначенные для конкретного использования или применения, выполнены". Валидация данных космического землеобзора включает в себя обеспечение объективности, достоверности, надежности и репрезентативности получаемых результатов дистанционного зондирования Земли. Верификация — обычно внутренний процесс управления качеством, обеспечивающий согласие с правилами, стандартами или спецификацией. Валидация подтверждает, что создан правильный продукт, а верификация подтверждает, что создан продукт таким, каким и требовалось в соответствии с заданием.

Вследствие влияния различных факторов (механические и термические перегрузки в процессе выведения космического аппарата на орбиту и эксплуатации системы, космический мусор [1] (для радиолокационных КС), состояние атмосферы, временной дрейф характеристик снимающей аппаратуры, изменение геометрических характеристик корпуса космического аппарата) качество информационных продуктов, получаемых методами дистанционного зондирования Земли из космоса, может претерпевать существенные изменения. Достижение высокой точности космической информации на всех этапах работы КС ДЗЗ – от летно-конструкторских испытаний и до завершения жизненного цикла КС – обеспечивается процедурами верификации и валидации всех составных частей космической системы.

С этой целью при создании КС ДЗЗ в их состав включаются наземные средства контроля характеристик космических систем (НСК ХКС).

Одной из важнейших составных частей НСК ХКС являются подспутниковые наземные полигоны, обладающие комплексом заданных характеристик, обеспечивающие постоянный контроль значений этих характеристик и оснащенные для этого метрологическими средствами, соответствующими решаемым задачам.

Целью Космической программы Украины является реализация единого государственного подхода к космической деятельности, эффективное использование научно-технического и производственного потенциала государства для обеспечения высокого уровня космической деятельности, которая отвечает геополитическим и экономическим интересам Украины. Одной из основных задач Программы является развитие национальной системы наблюдения Земли из космоса в интересах общегосударственных потребностей в социально-экономической сфере, в сфере безопасности и обороны [2]. Выполнение задач Программы осуществляется путем выполнения целевых космических программ, содержание которых определено на основе анализа мировых тенденций в космической деятельности и существующих отечественных разработок. Одной из таких программ является Целевая программа "Развитие опытно-экспериментальной и производственной базы отрасли", которая отображает новые подходы к эффективному использованию потенциала отрасли. Программа призвана оказывать содействие решению задач коммерциализации космической деятельности, выбора рыночно – эффективной структуры области.

В рамках программы предполагается, в частности, создание базовых опытно-экспериментальных комплексов, к каковым и относятся подспутниковые полигоны наземного обеспечения дистанционного зондирования Земли.

Выполнение задач создания отечественных подспутниковых полигонов обеспечивает поддержку на современном техническом уровне экспериментальной инфраструктуры для испытаний космической техники и обеспечения эффективности, рентабельности и конкурентоспособности отечественных систем ДЗЗ.

Наземные полигоны подспутникового сопровождения и контрольно – калибровочные полигоны (часть земной поверхности с известными характеристиками, которую используют для калибровки, сверки и заверки данных и технических средств ДЗЗ [3]) являются одним из важнейших компонентов наземного сегмента инфраструктуры систем исследования Земли из космоса, неотъемлемой частью обеспечения качества результатов ДЗЗ.

Для решения огромного и все возрастающего количества задач дистанционного зондирования Земли применяются сенсоры разной степени интегрирования или, напротив, дифференцирования физических характеристик поверхности Земли. Это приводит к использованию для их решения сенсоров с различной степенью линейного разрешения – от сотен километров до долей метра, что, в свою очередь, влечет за собой необходимость создания подспутниковых полигонов различной площади и с разной степенью детализации характеристик полигона (описания полигона). Техническое задание на создание

подспутникового полигона должно разрабатываться на основании тактико-технического задания на создание системы дистанционного зондирования Земли и параллельно с техническими заданиями на остальные составные части системы.

В свете предстоящих запусков отечественных КС "Січ-2-1" и "Січ-2М" проблема разработки и создания отечественной системы подспутниковых полигонов (составной части Космической программы Украины) приобретает особую актуальность. При создании ее следует опираться на предшествующий опыт и использовать имеющиеся наработки, созданные и эксплуатировавшиеся ранее и в настоящее время подспутниковые полигоны.

ПОЛИГОН "ХАРЬКОВСКИЙ"

Подспутниковый полигон "Харьковский", созданный в 1987г., может обеспечить возможность землеобзора во всех доступных режимах наземного сопровождения, начиная от обзорного и кончая прожекторным и обслуживать космические аппараты с сенсорами самой разной разрешающей способности на борту – от радиометров сверхнизкого разрешения до инфракрасных датчиков сверхвысокого разрешения.

Территория полигона охватывает большую часть территории Харьковской области, имеет форму квадрата со стороной 100км (рис. 1), расположена на границе лесостепной и степной зон, обладает умеренно – континентальным климатом и разнообразной растительностью, имеет естественный водный репер по периметру (реки Сиверский Донец и Оскол).



Рис. 1. Местоположение подспутникового полигона "Харьковский"

Описание полигона в целом – интегрированное описание геологии, геоморфологии, растительности и климата указанной части Харьковской области. Первоначально созданный как радиофизический (для обслуживания РСА космического базирования), полигон в последующем был дооснащен как вседиапазонный и использовался как опорный и эталонный в международных программах «ИнтерКур», «КурЭкс», «Природа», «Алмаз», при выполнении работ в интересах НГДУ «Ласьеган-нефть» (ныне – концерн «ЛукОйл»), КомиЛес, «Орбита», Концерна «Вега», ИРЭ РАН, ИГ СО РАН.

Центральная точка полигона – точка прицеливания с базовым маркером – находится в с. Бригадірівка Балаклеевского района Харьковской области (географические координаты в системе WGS – 84: 49° 32' 31,31" СШ, 36° 02' 54,92" ВД).

На территории полигона идентифицировано и привязано к местности более 1000 линеаментов (в основном, лесополосы) и более 2000 точек пересечения линеаментов, объекты хозяйственного назначения (элеваторы, водонапорные башни), внутренние водоемы. Их координаты определены в системе WGS – 84 с точностью не хуже 1м. В территорию полигона «встроены» два полигона для обслуживания средств и/или режимов ДЗЗ, обеспечивающих средний уровень разрешения.

В составе калибровочных средств подспутникового полигона «Харьковский» и его составляющих имеются миры для калибровки радиолокационных, радиометрических, оптических и инфракрасных средств космического базирования с разрешающей способностью от 0,2м до 2км. Полигон обеспечен необходимым набором средств измерительной техники и вспомогательных технических средств.

Вседиапазонность полигона (наличие метрологических средств и специальных описаний для радиолокации, радиометрии, инфракрасного и оптического диапазонов) обеспечивает возможность использования данных комплексирования информационных продуктов различных диапазонов не только для разработки технологий решения тематических задач, актуальных для страны и возможных иностранных потребителей, но и повышение точности внешней калибровки характеристик сенсоров путем взаимной сверки данных съемки контрольно – калибровочного комплекса (рис. 2).

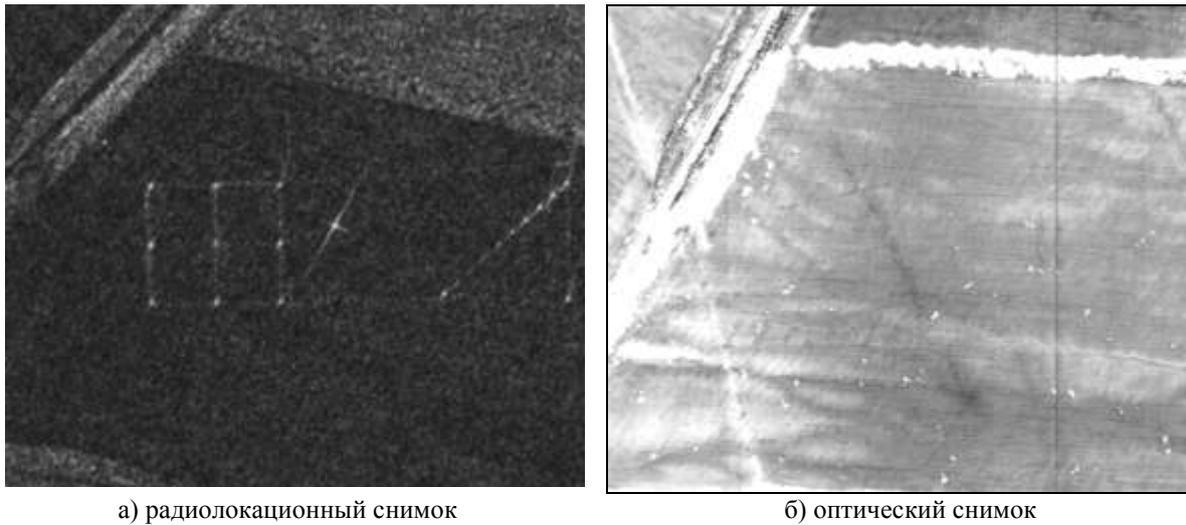


Рис. 2. Снимки калибровочного комплекса подспутникового полигона «Скрипалі» из космоса

Подспутниковый полигон «Скрипалі»

Подспутниковый полигон «Скрипалі» («Скрипачи», «Violinists») (рис. 3) является полигоном - стационаром [4] с хорошо развитой инфраструктурой: связь, транспорт, производственные и складские помещения, места базирования рабочих групп (стационарное в пос. Лесное и передвижное), постоянно действующий метеопост 2-го разряда, обзорная вышка (рис. 4).



- – центральный маркер;
- – граничные маркеры;
- △ – места базирования рабочих групп

Рис.3. Размещение объектов на территории подспутникового полигона «Скрипалі»

Центральная точка полигона с базовым маркером (точка прицеливания) находится вблизи пос. Лесное Змиевского района Харьковской области (географические координаты точки прицеливания в системе WGS – 84: 49° 44' 23,19" СШ, 36° 32' 31,38" ВД, высота 97, 1 м. Полигон сертифицирован как измерительная лаборатория.

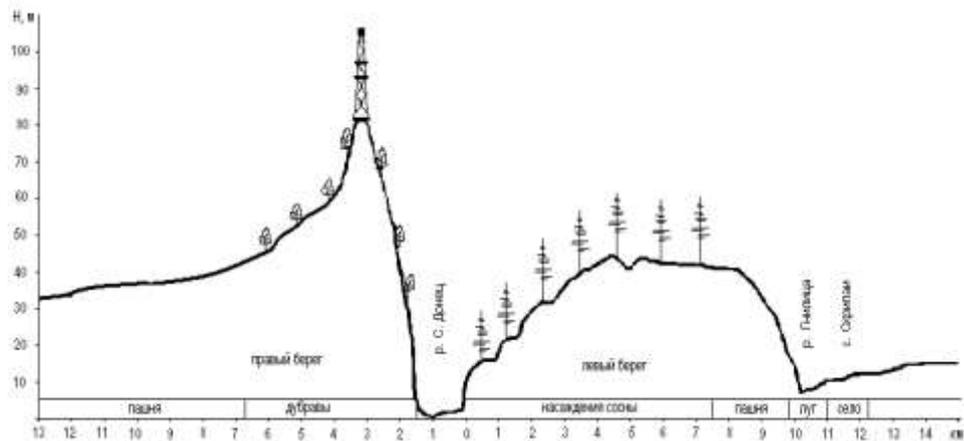
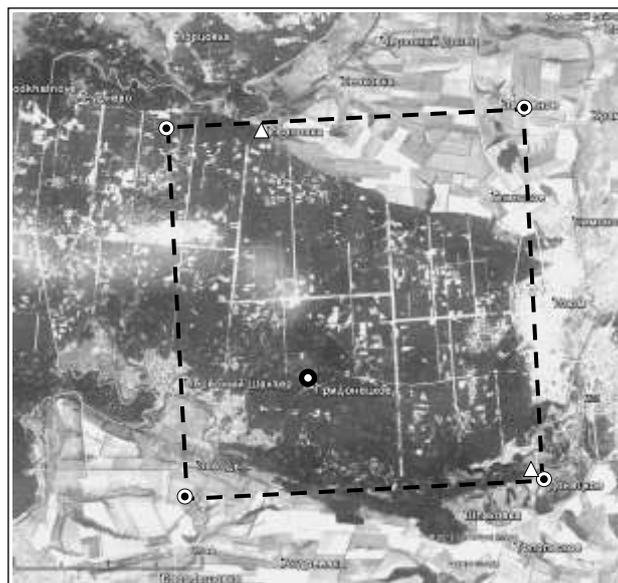


Рис.4. Расположение обзорной вышки на рельефе подспутниковый полигон «Скрипалі».

Подспутниковый полигон «Співаки»

Поскольку возможность землеобзора в оптическом и в значительной части ИК диапазонах в большой степени зависит от погодных условий (наличия облачности) для повышения вероятности возможности валидации и верификации сенсоров этих диапазонов и их продукции в необходимые сроки в одной и той же полосе захвата средств космического базирования, что и подспутниковый полигон «Скрипалі», создан полигон-дублер – подспутниковый полигон «Співаки» («Певцы», «Vocalists») (рис.5),



- – точка прицеливания
- – граничные маркеры
- △ – места базирования рабочих групп

Рис. 5. Местоположение полигона-дублера - подспутникового полигона «Співаки»

основная часть территории которого расположена внутри Спиваковской излучины р. Сиверский Донец (естественный водный репер). Центральная точка полигона с базовым маркером находится в населенном пункте Придонецкое (49° 10' 57,46" СШ; 37° 07' 44,85" ВД) Изюмского района Харьковской области (географические координаты точки прицеливания в системе WGS – 84: 48° 56' 43" СШ, 37° 42' 21"). Прямыми многолетними наблюдениями установлено, что совместное на полигонах среднее количество ясных дней, пригодных для оптической космической съемки, составляет 178 дней в году (в отличие от индивидуальных 115 дней на подспутниковом полигоне «Скрипалі» и 137 - на подспутниковом полигоне «Співаки»). Полигон - дублер, так же, как основной, имеет развитую инфраструктуру. Краевые маркеры

полигона и места базирования рабочих групп расположены на диагональных окончаниях полигона - в населенных пунктах Ивановка и Донецкое.

ПОЛИГОН "ОДЕССКИЙ"

Дополнительно к описанным полигонам создается полигон-аналог - подспутниковый полигон - стационар "Одесский" с центром в населенном пункте Котовка, точка прицеливания - $46^{\circ} 33' 52,86''$ СШ; $30^{\circ} 42' 57,50''$ ВД. Водные реперы полигона - лиманы Куяльницкий, Хаджибеевский, Черное море. Полигон характерен тем, что число ясных дней в году на его территории более 200, что обеспечивает высокую вероятность возможности получения космического информационного продукта в заданные сроки. Кроме того, наличие в системе отечественных подспутниковых полигонов полигона в другой полосе захвата обеспечивает возможность контроля характеристик сенсора космического базирования непосредственно до и после съемки заказанного потребителем участка земной поверхности, что позволяет сертифицировать полученный информационный продукт. Космическая съемка территории полигона может быть использована для решения ряда актуальных региональных проблем, как то: высыхание Куяльницкого лимана, загрязнение акватории Черного моря и мн. др. Местоположение подспутникового полигона "Одесский" представлено на рис. 6.



- – точка прицеливания
- – граничные маркеры

Рис. 6. Местоположения подспутникового полигона "Одесский"

СОСТАВ ТЕСТОВЫХ ОБЪЕКТОВ ПОЛИГОНОВ

Описанные полигоны прежде всего - грамметрические: на них организуется большое количество опорных точек со стационарными и/или передвижными пикетами (на полигонах «Співаки» и Одесский - 200 на каждом, на подспутниковый полигон «Скрипалі» - 485), на которых могут выставляться метрологические средства для решения задач калибровки и валидации, требующих использования больших площадей, как то: калибровка диаграммы направленности антенны, получение матриц геометрической и радиометрической коррекции, совмещения снимков для получения разностной информации и т.п. Координаты опорных точек измеряются с точностью 0,1м.

На подспутниковых полигонах созданы контрольно - калибровочные комплексы, предназначенные для внешней калибровки сенсоров космического базирования с использованием специально разработанных мир всех диапазонов ДЗЗ.

Создание таких комплексов требует достаточно большого времени, финансовых затрат и организационных усилий. В первую очередь к таковым относится приобретение или аренда земельного участка, имеющего достаточную площадь и нивелированную поверхность (перепад высот не должен

превышать 0,5 м на 100 м). Комплексы, оснащенные авторскими мирами радиолокационного, инфракрасного и оптического диапазона, предполагают постоянное техническое обслуживание.

На подспутниковых полигонах выделяются эталонные участки различной природы (аграрные, лесные, морские и т.п.) площадью не менее 625 (25×25) пикселей. Данные каждого из них могут подвергаться индивидуальной обработке. При организации полигона выделение эталонных участков производится наземным способом (по идентичности параметров инфраструктуры подстилающей поверхности). Затем проводится проверка соответствия выделенных участков требованиям эталонных (идентичность на всем участке характеристик снимков в различные сезоны и при разных погодных условиях) с обзорной вышки, борта вертолета или самолета – лаборатории, а также в ходе летно – экспериментальных испытаний полигона. Затем с вышки и/или вертолета проводятся измерения уровня собственного излучения и обратного рассеяния исследуемого участка с целью выявления на его территории неоднородностей характеристик, превышающих по своим размерам линейные размеры элемента разрешения используемой аппаратуры ДЗЗ. Для последующего контроля состояния эталонных участков ежегодно проводится сверка их текущих картосхем с базовыми, полученными при закладке объектов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, описание и оснащение отечественных подспутниковых полигонов, может полностью обеспечить запросы по валидации, верификации и внешней калибровки характеристик аппаратуры ДЗЗ космического базирования всех диапазонов и практически любого разрешения, а также их информационных продуктов.

Валидация и верификация отечественных космических систем дистанционного зондирования Земли и их информационных продуктов, прочно вошедшая в практику космического землеобзора и занявшая в ней, как и подобает, одно из важнейших мест, может обеспечиваться отечественной системой подспутниковых полигонов, создание которой в соответствии с Национальной космической программой будет завершено в 2017г.

Создание системы подспутниковых полигонов Украины приведет к возможности наземного обеспечения не только валидации и верификации отечественных сенсоров космического базирования, методик и результатов космического землеобзора, но и предоставления наземных технических средств для решения широкого круга актуальных для страны и зарубежных заказчиков тематических задач ДЗЗ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Радиолокационный комплекс для внеатмосферных исследований / А.Ф. Сорокин, А.А. Сорокин, Н.Н. Горобец, О.В. Соколова // Вестник Харьковск. нац. ун-та им. В.Н. Каразина: сер. Радиофизика и электроника. – №834, Вып.13. – Х., 2008. – С. 25-30.
2. <http://www.nkau.gov.ua/NSAU/nkau.nsf>
3. ДСТУ 422-2003. Дистанційне зондування Землі з космосу. Терміни та визначення понять. – Київ, Держспоживстандарт України, 2003.
4. Классификация подспутниковых полигонов / Л.М. Атрошенко, Н.Н. Горобец [и др.] // IX Міжнародна наук.– техн. конф. Метрологія та вимірювальна техніка (МЕТРОЛОГІЯ – 2014) Харків, Наук. праці конф. –Х., 2014. – С. 381– 384.

УДК 621.396.671

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И ВОЛНЫ ВБЛИЗИ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН БОЛЬШИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ

Н.Н. Горобец, Е.Е. Овсянникова

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, пл. Свободы, 4; Харьков, 61022, Украина.

e-mail: Nikolay.N.Gorobets@univer.kharkov.ua

Поступила в редакцию 14 января 2014 г.

На основе решения внешней задачи электродинамики об излучении апертурных антенн в ближней и промежуточной зонах наблюдения теоретически исследовано амплитудные и фазовые характеристики электромагнитных полей в прожекторном луче квадратной синфазной апертуры с постоянным амплитудным распределением источников поля. Показано, что в прожекторном луче формируется локальная квазиплоская неоднородная волна, амплитуда и мощность которой изменяется в процессе распределения незначительно вплоть до расстояний, равных половине расстояния дальней зоны антенны. Определены пространственные границы прожекторного луча

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: электромагнитные поля и волны; апертурные антенны; ближняя, промежуточная и дальняя зона; прожекторный луч

На основі рішення зовнішньої задачі електродинаміки про випромінювання апертурних антен в ближній і проміжній зонах спостереження теоретично досліджено амплітудні і фазові характеристики електромагнітних полів в прожекторному промені квадратної синфазної апертури з постійним амплітудним розподілом джерел поля. Показано, що в прожекторному промені формується локальна квазіплоска неоднорідна хвиля, амплітуда і потужність якої змінюється в процесі розповсюдження незначно аж до відстаней, рівних половині відстані дальньої зони антени. Визначено просторові межі прожекторного променя

КЛЮЧОВІ СЛОВА: електромагнітні поля і хвилі; апертурні антени; ближня, проміжна і дальня зона; прожекторний промінь

Based on the solution of the exterior problem of electrodynamics of radiation aperture antennas in the near and intermediate zones are theoretically investigated the amplitude and phase characteristics of electromagnetic fields in the searchlight beam phase square aperture with a constant amplitude distribution of field sources. It is shown that in the searchlight beam is formed by a local non-uniform quasi-plane wave whose amplitude and power which changes in the distribution slightly up to a distance equal to a half the distance far field antenna. The spatial boundaries of the searchlight beam determined

KEYWORDS: electromagnetic fields and waves; aperture antenna; near, intermediate and far field; searchlight beam

ВВЕДЕНИЕ

Излучение электромагнитных волн антеннами больших электрических размеров до недавних пор в основном интересовало специалистов в дальней зоне, так как пространственное распределение полей в дальней зоне, так как пространственное распределение полей в дальней зоне, т.е. диаграмма направленности определяет коэффициент усиления и чувствительность, разрешающую способность и помехоустойчивость радиоэлектронных систем с такими антеннами. Однако в последние годы, появилось множество технических приложений, в которых необходимо знать поля и волны вблизи антенны. Это, прежде всего, ближняя и подповерхностная радиолокация, микроволновая энергетика, воздействие электромагнитных волн на различные материальные среды и на человека, медицинские диагностические и терапевтические приборы и др. К настоящему времени внешняя задача электродинамики об излучении апертурных антенн в общем виде без ограничений на размеры раскрыва антенны решена в сферической системе координат в [1], и в [2] в декартовых координатах.

В [3] представлены расчеты зависимости амплитуды вектора напряженности электрического поля, нормированного к амплитуде вектора напряженности электрического поля в середине излучающего раскрыва антенны, от расстояния от антенны до точки наблюдения в направлении нормали, т.е. в данном случае синфазного раскрыва – в направлении главного максимума диаграммы направленности антенны, для квадратных раскрывов с размерами 20×20; 50×50 и 100×100 длин волн (см. рис.5 в [3]). Показано, что вблизи раскрыва антенны в направлении нормали к нему формируется прожекторный луч, в котором

амплитуда электрического поля осциллирует вокруг ее значения в середине раскрыва с нарастающей величиной и увеличивающимся пространственным периодом по мере удаления точки наблюдения от антенны.

Целью настоящей статьи является изучение изменения амплитудных и фазовых характеристик электрического и магнитного полей, т.е. волновые процессы при излучении электромагнитных волн, на конечном расстоянии от излучающего раскрыва антенны в его ближней, промежуточной и дальней зонах наблюдения.

АНАЛИЗ АМПЛИТУДНЫХ И ФАЗОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ПРОЖЕКТОРНОМ ЛУЧЕ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН БОЛЬШИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ

По разработанным ранее алгоритмам и компьютерным программам аналогично [1-5] рассчитаны амплитудные и фазовые характеристики электрического и магнитного полей на конечном расстоянии от апертурной антенны. Расчеты проводились для квадратных синфазных апертур с постоянными амплитудными распределениями источников поля при их размерах 20×20 ; 50×50 , 75×75 и 100×100 длин волн. Расчеты проводились как в направлении внешней нормали к раскрыву, так и в поперечных этому направлению плоских поверхностях при изменении их расстояния от раскрыва в широких пределах вплоть до половины расстояния дальней зоны, равного L^2/λ .

Результаты расчетов зависимостей амплитуд векторов напряженностей электрического и магнитного полей, нормированных к их значениям в середине излучающего раскрыва, от расстояния в направлении нормали к плоскости раскрыва, представлены на рис.1. В рассматриваемом случае синфазного раскрыва это направление совпадает с направлением главного максимума диаграммы направленности антенны.

Из рис. 1а, на котором показаны относительные амплитуды полей E и H на расстояниях от 0,05 до 10000 длин волн, т.е. до половины классического расстояния дальней зоны $R_{AC} \geq 2L^2/\lambda$, видно, что нормированные значения полей E/E_0 и H/H_0 совпадают между собой с графической точностью. В более крупном масштабе (см. рис.1б, на котором представлены поля E и H до расстояния, равного размеру стороны раскрыва, и рис. 1в, на котором расстояние z/λ изменяется от 100λ до расстояния границы ближней зоны $R_{AC}/\lambda \leq 0,25L/\lambda + 0,5L/\lambda \sqrt[3]{L/\lambda}$, равной в рассматриваемом случае расстоянию 275 длин волн) отличия полей E и H также весьма малы.

Зависимости амплитуд полей E и H от расстояния от раскрыва до точки наблюдения имеют осциллирующий характер, причем размах амплитуд полей увеличивается по мере удаления точки наблюдения от раскрыва. Максимум амплитуды поля достигает $1,8E_0$, а минимум минимумом – $0,6E_0$. Увеличивается также и пространственный период осцилляции амплитуд полей при удалении точки от раскрыва [1]. Так в рассматриваемом случае период первой осцилляции на расстоянии 0,6 длины волны от раскрыва равен 0,8 длины волны, а последний на расстоянии 1122 длины волны равен 8320 длин волн, т.е. увеличился в 1400 раз. Понятно, что осциллирующий характер исследуемой зависимости обусловлен изменением числа синфазных и противофазных зон Френеля, дающих существенный вклад в суммарное поле в каждой точке наблюдения в ближней и промежуточной зонах наблюдения антенны, по мере удаления точки наблюдения от раскрыва [2].

В [1] показано, что при размерах раскрыва, больших 50×50 длин волн, в зависимостях амплитуд полей E и H от расстояния в направлении нормали к раскрыву квадратной формы появляется локальная область с нарастающими и спадающими амплитудами с весьма малыми их изменениями – не более 4% от среднего значения.

Из изложенного следует, что в направлении нормали к раскрыву квадратной формы в ближней зоне возбуждается и распространяется плоская волна, в которой относительные амплитуды E и H полей совпадают, а абсолютные значения связаны через константу, равную волновому сопротивлению свободного пространства $E/H = W_0$. Оказалось также, что продольные компоненты векторов напряженности электрического и магнитного полей равны нулю. Расчеты разности фаз электрического и магнитного полей показали, что в направлении нормали к раскрыву эта разность фаз также равна нулю.

Таким образом, анализ волновых процессов при излучении электромагнитных волн в ближней и промежуточной зонах апертурных антенн больших электрических размеров показал, что в этой области пространства в направлении главного максимума диаграммы направленности формируется и распространяется прожекторный луч, который с точки зрения физики явлений представляет собой

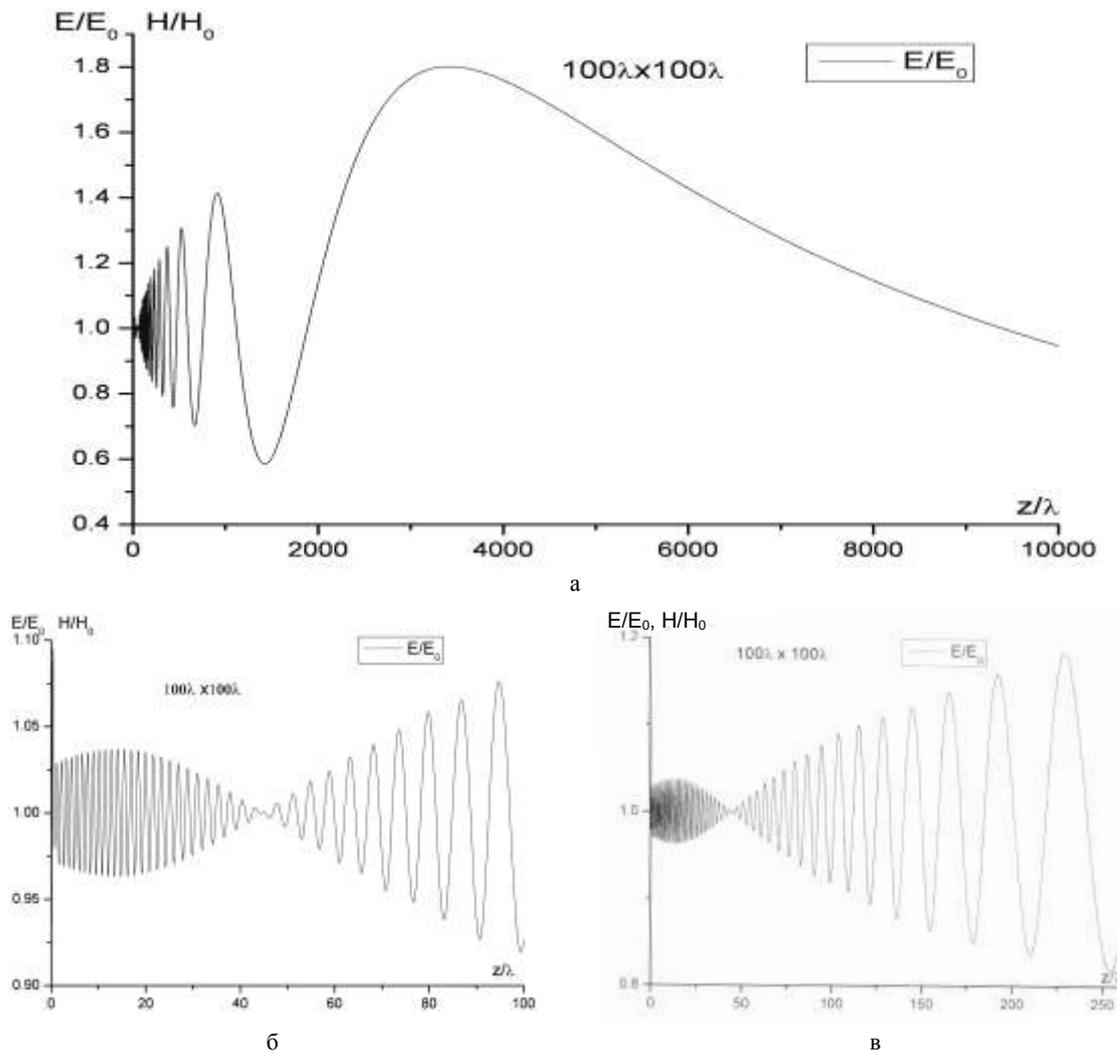


Рис. 1. Зависимость амплитуд электрического и магнитного полей квадратной апертуры с размерами $100\lambda \times 100\lambda$ от расстояния в направлении нормали к раскрытию:

- на расстоянии до половины границы дальней зоны ($R \leq 10000\lambda$)
- на расстоянии размера стороны раскрытия ($0 < R/\lambda \leq 100$)
- на расстоянии до границы ближней зоны ($R \leq 260\lambda$)

локально плоскую неоднородную бегущую волну, сосредоточенную почти полностью в волновой трубке, поперечное сечение которой незначительно меньше размеров излучающего раскрытия.

Изученное явление распространения электромагнитных волн на значительные расстояния практически без потерь при излучении апертурными антеннами больших электрических размеров может быть использовано на практике для многих приложений. По-видимому, наиболее интересными из них представляется беспроводная бесконтактная передача энергии на летательные аппараты, создание локальных сетей передачи информации, охранные и досмотровые радиоэлектронные системы и т.п. Во всех подобных случаях необходимо знать связь протяженности области прожекторного луча с электрическими размерами апертуры. Очевидно, что в общем виде эта задача не решается, так как структура поля в прожекторном луче сильно зависит не только от размеров антенны, но и от амплитудного и фазового распределения источников поля в раскрытии и формы самого раскрытия. Кроме того, само понятие прожекторного луча количественно не определено.

Для определенности будем считать точкой, в которой заканчивается область прожекторного луча, наиболее удаленную от раскрытия точку, в которой в направлении внешней нормали к раскрытию амплитуда вектора напряженности электрического и магнитного поля равна значению в середине

раскрыва антенны E_0 и H_0 (вариант 1), или значению минимума минимума E и H полей в прожекторном луче (вариант 2). На рис.2 представлены расчеты этих расстояний в зависимости от размера стороны раскрыва квадратной формы. Видно, что первый вариант определения протяженности прожекторного луча достигает половины расстояния дальней зоны $R_1 \approx L^2 / \lambda$, а второй – почти в полтора раза больше $R_2 \approx 1,5L^2 / \lambda$.

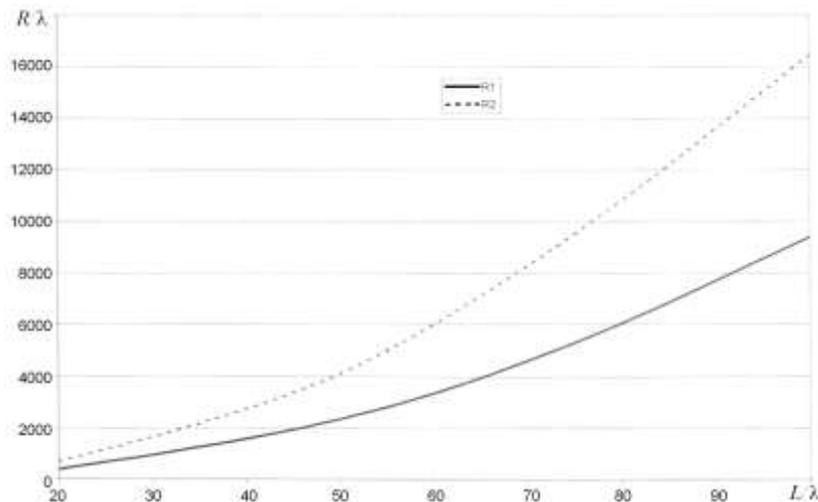


Рис. 2. Зависимость протяженности области прожекторного луча от размеров раскрыва антенны

Рассмотрим далее процессы в волновой трубке, которая собственно и является прожекторным лучом. На рис. 3 представлены расчеты зависимостей амплитуд поперечных компонент электрического и магнитного полей, нормированных к соответствующему значению в середине раскрыва антенны, от координат x точек наблюдения, которые находятся на параллельных излучающему раскрыву плоскостях на различных расстояниях z от 25λ до 5000λ от антенны. Из рис. 3а видно, что на расстоянии четверти стороны раскрыва амплитуды полей в поперечном сечении волновой трубки, соответствующем раскрыву антенны (на рисунке показано толстой серой линией), очень мало отличаются от их значения в раскрыве. Но в этом случае нормированные поля E/E_0 и H/H_0 отличаются друг от друга, причем амплитуда электрического поля несколько больше магнитного. На расстоянии уже половины размера стороны раскрыва (рис. 3б) поля E и H совпадают между собой как в дальней зоне антенны. Число осцилляций амплитуд полей уменьшается и их период увеличивается. При дальнейшем увеличении расстояния плоскости наблюдения от антенны число осцилляций амплитуд полей уменьшается, но перепад амплитуд полей увеличивается к краю плоскости наблюдения. При этом амплитуды полей вне прожекторного луча быстро убывают вплоть до расстояний, равных 5-10 размерам раскрыва (рис. 3е, ж). На расстоянии 50 размеров раскрыва, равном четверти расстояния дальней зоны, формируется главный лепесток диаграммы направленности антенны, хотя нули и боковые лепестки размыты.

Перейдем к анализу фазовых соотношений полей в прожекторном луче. На рис. 4 представлены расчеты зависимости от поперечной координаты x точки наблюдения разности фаз $\arg E(x, z = z_n) - \arg E(x = 0, z = z_n)$ и $\arg H(x, z = z_n) - \arg H(x = 0, z = z_n)$, где z_n – соответствующая координата поперечной плоскости наблюдения $z = const$. По-существу графики на рис. 4 представляют собой фронт волны, распространяющейся от антенны, в пределах размеров раскрыва. Видно, что фронт волны электрического и магнитного поля отличаются (весьма незначительно) только на расстоянии плоскости наблюдения от раскрыва, равном 25 длин волн, т.е. четверти размера раскрыва. На больших расстояниях отношение фазы полей E и H совпадают, как в плоской бегущей волне. Осцилляции фаз полей на плоскостях наблюдения $z_n = const$ в большей части поперечного сечения прожекторного луча незначительны, причем по мере удаления плоскости наблюдения от антенны пространственный период осцилляций увеличивается. Таким образом, бегущая волна в прожекторном луче строго говоря квазиплоская.

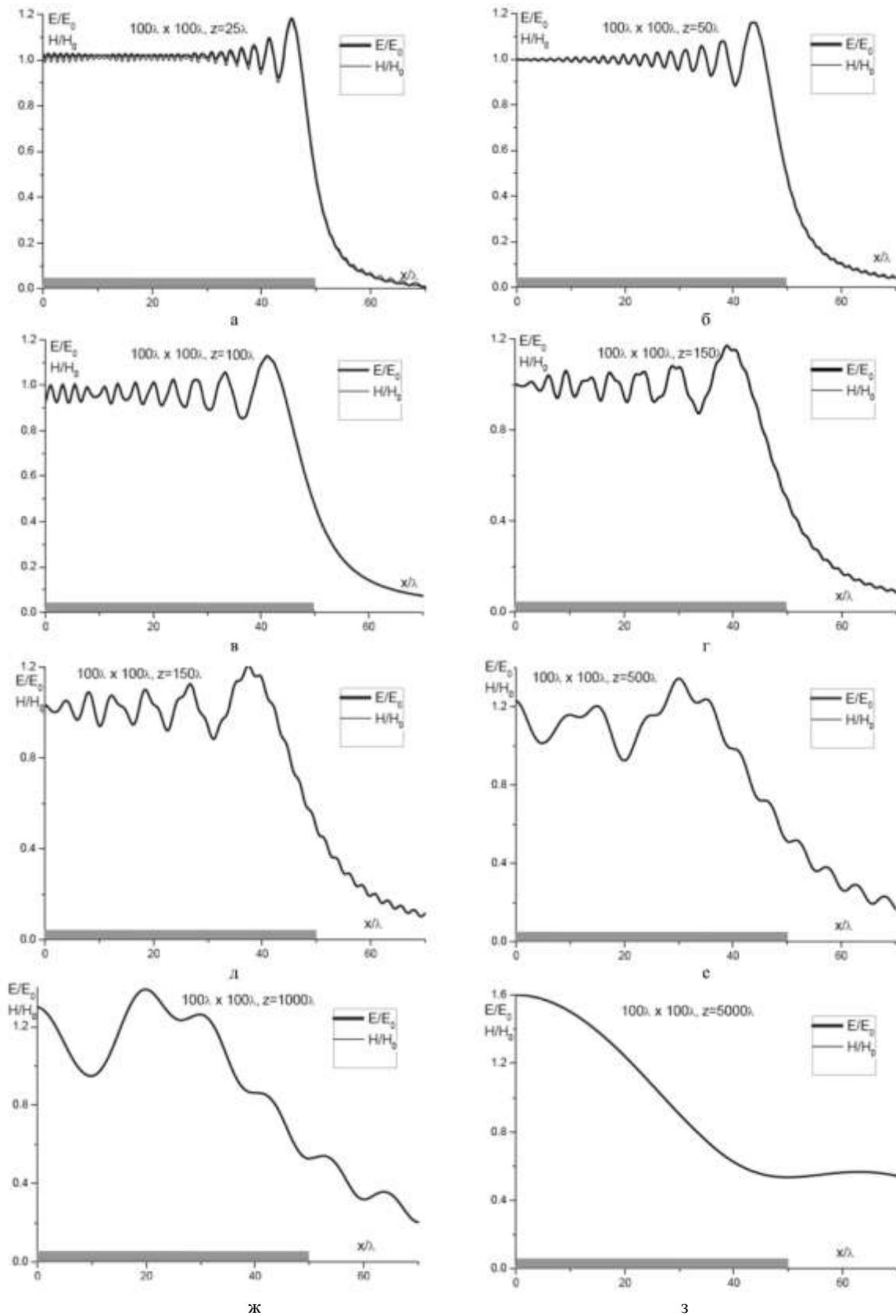


Рис. 3. Зависимость амплитуд электрического и магнитного полей от поперечной координаты x на разных расстояниях от раскрыва антенны

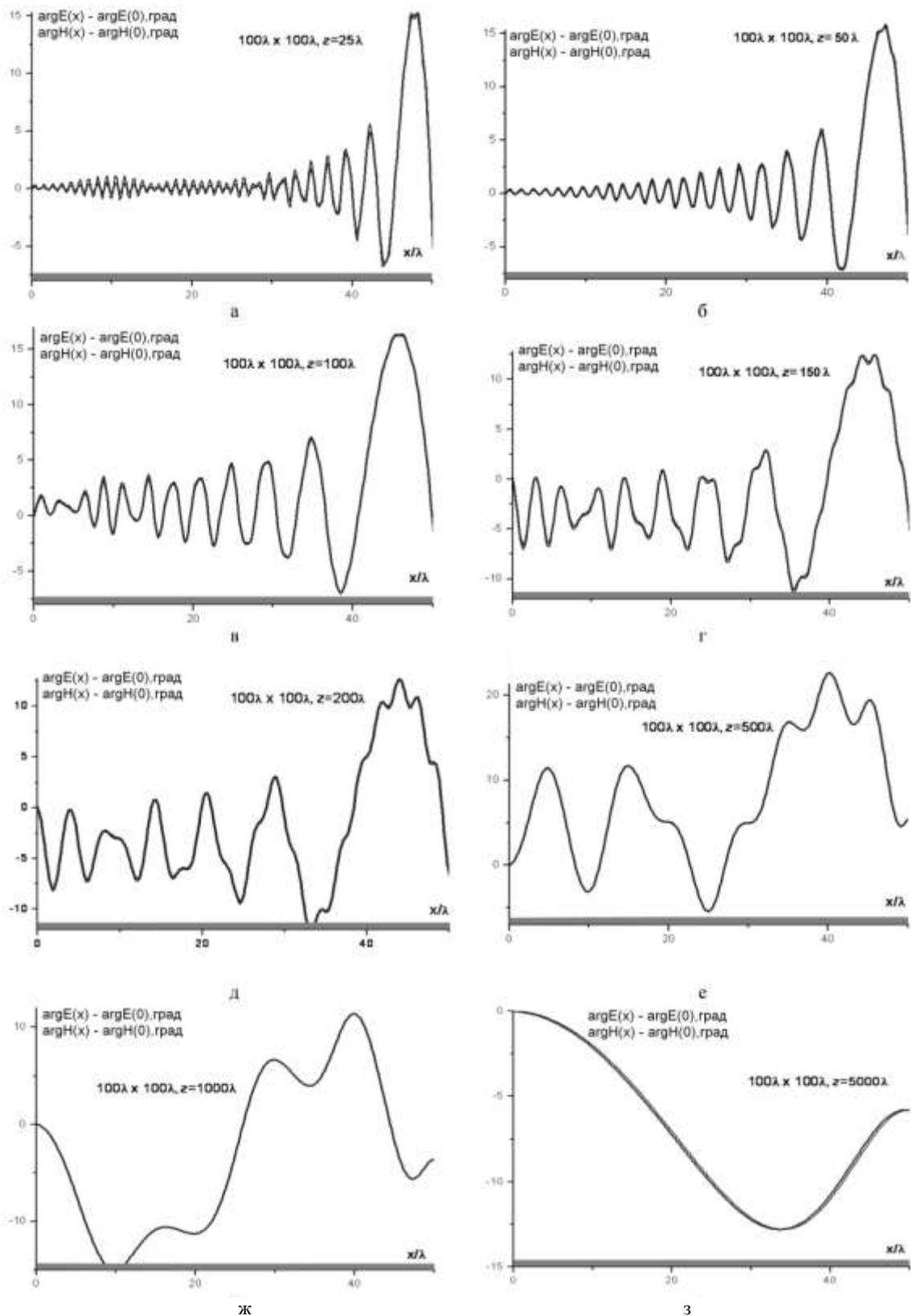


Рис. 4. Зависимость фаз электрического и магнитного полей от поперечной координаты x на разных расстояниях от раскрытия антенны

На рис 5 показаны зависимости разности фаз компонент электрического и магнитного полей $\arg E_x - \arg H_y$, рассчитанные в зависимости от поперечной координаты x для разных плоскостей наблюдения $z_n = const$. Как хорошо известно из теории волновых процессов в ближней зоне диполя Герца [3], в бегущей волне эта разность фаз равна нулю. Из рис. 5 видно, что в прожекторном луче в

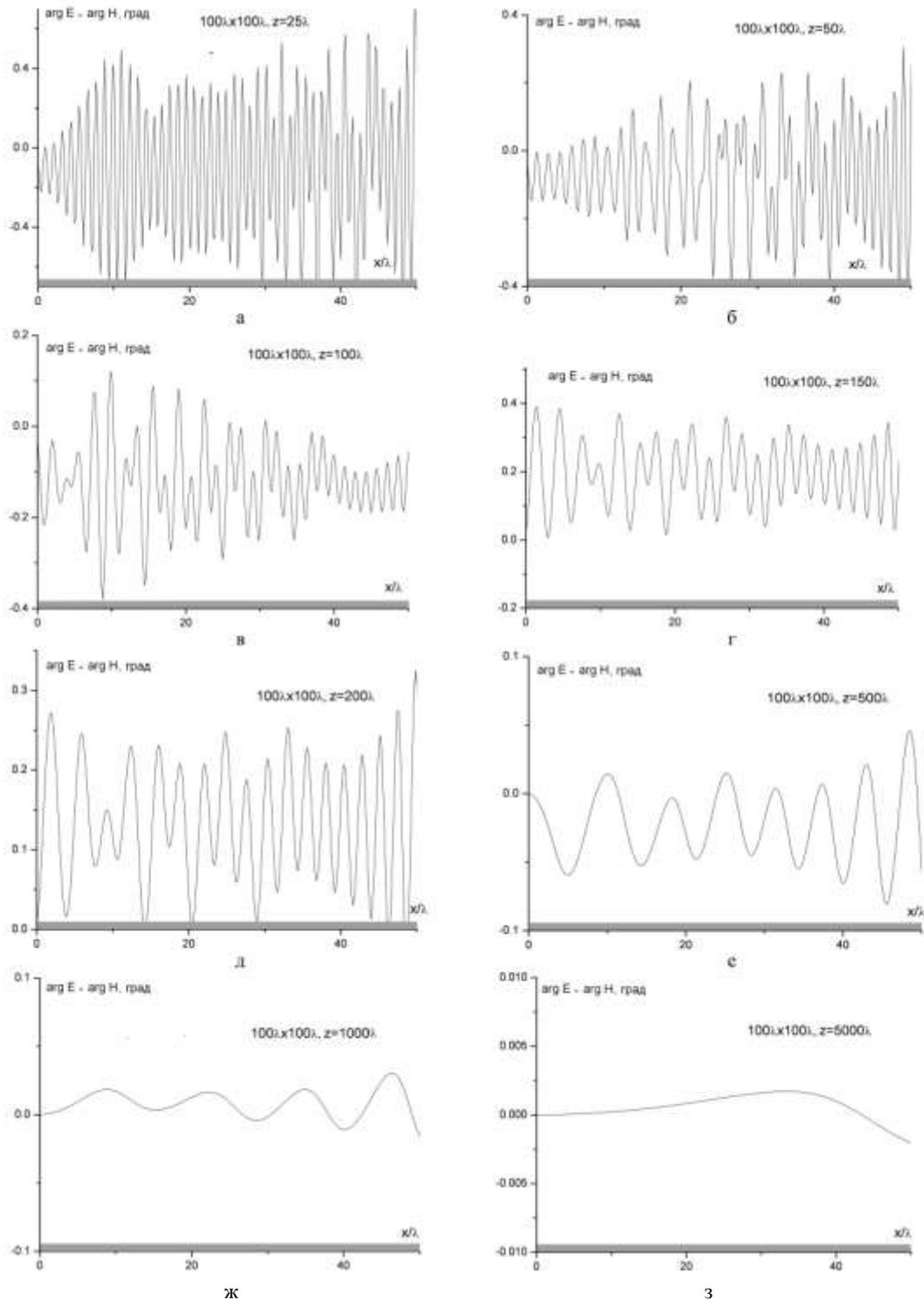


Рис. 5. Зависимость разности фаз поперечных компонент электрического и магнитного полей от поперечной координаты x на разных расстояниях от раскрытия

пределах размеров апертуры антенны даже на самом малом расстоянии $z = 25\lambda$ отличие этой разности фаз от нуля пренебрежимо мало – не больше $\pm 0,6^\circ$. Отсюда следует, что реактивная мощность электромагнитного поля в ближней зоне апертурных антенн больших электрических размеров в прожекторном луче пренебрежимо мала.

Рассчитывались также зависимости отношения амплитуд электрического и магнитного полей, имеющие физический смысл волнового сопротивления пространства в прожекторном луче, в разных плоскостях наблюдения. Оказалось, что даже на минимальном расстоянии $z = 25\lambda$ отличие $W = E/H$ от W_0 - волнового сопротивления свободного пространства не превышает 2%.

Таким образом, детальный анализ волновых процессов вблизи апертурных антенн больших электрических размеров показал, что такие антенны формируют прожекторный луч, представляющий собой квазиплоскую неоднородную электромагнитную волну, которая распространяется практически без уменьшения амплитуды до расстояний, равных половине расстояния дальней зоны антенны.

ВЫВОДЫ

На основании расчетов амплитудных и фазовых характеристик электромагнитных полей вблизи синфазных апертурных антенн с раскрытием квадратной формы и размерами, изменяющимися от 20×20 до 100×100 длин волн показано, что такие антенны формируют прожекторный луч, представляющий собой бегущую квазиплоскую неоднородную волну, амплитуды электрического и магнитного полей в которой примерно равны их амплитудам в середине излучающего раскрытия независимо от его размеров. В этом состоит принципиальное отличие пространственного распределения полей в дальней зоне, в которой амплитуды полей определяются расстоянием и площадью излучающего раскрытия антенны. Область прожекторного луча, в которой амплитуда поля изменяется мало, простирается вплоть до половины расстояния дальней зоны антенны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горобец Н.Н. Амплитудные, фазовые и поляризационные диаграммы апертурных антенн в ближней, промежуточной и дальней зонах. // Вестник Харьковского ун-та. №203, Радиофизика и электроника. – 1980. Вып. 9. – С. 26-34.
2. Овсянникова Е.Е., Шишкова А.В., Горобец Н.Н. Влияние вида амплитудного распределения на характеристики полей в ближней зоне апертурных антенн. // Вестник Харьковского университета. №853. Радиофизика электроника. 2009. Вып. 14. – С.28-36.
3. Горобец Н.Н., Овсянникова Е.Е. Влияние размеров и формы излучающего раскрытия на характер пространственного распределения поля вблизи антенны. // Вісник Харківськ. нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. № 1094. Радіофізика та електроніка. – 2013. Вип. 23. – С. 51-59.
4. Горобец Н.Н., Овсянникова Е.Е., Шишкова А.В. Формирование равномерного распределения электромагнитного поля в ближней зоне Е-секториальных рупорных антенн // Вісник Харківськ. нац. ун-ту імені В.Н. Каразіна: № 1038, Сер. Радіофізика та електроніка. – 2012. Вип. 21. – С. 17-24.
5. Черный Ф.Б. Распространение радиоволн. - М.: Сов. радио, 1972. - 464с.

ЗМІСТ

<i>Батраков Д.О.</i> Некоторые особенности толщинометрии плоскостойких сред	3
<i>Шульга С.Н., Багацкая О.В., Стрижаченко А.В.</i> Решение двумерной задачи рассеяния на теле в однородной среде методом нелокального граничного условия	9
<i>Масловский А.А., Легенький М.Н.</i> Об оценке заметности радиолокационных целей, расположенных на подстилающей поверхности	14
<i>Dumin O.M., O.A. Tretyakov O.A., Akhmedov R.D., and O.O. Dumina.</i> Evolutionary approach for the problem of electromagnetic field propagation through nonlinear medium	23
<i>Думин А. Н., Плахтий В. А., Вольвач Я. С., Думина О. А.</i> Ближнее нестационарное поле диполя Герца	29
<i>Бердник С.Л., Васильковский В.С., Катрич В.А., Нестеренко М.В., Пенкин Ю.М.</i> Щелевая сферическая антенна с многоэлементной резонансной диафрагмой в волноводе	35
<i>Резуненко В.А.</i> Расчёт поля витка электрического тока, рассеянного спирально проводящим сферическим диском	41
<i>Блинова Н.К., Яцук Л.П., Селютин А.В.</i> Управление поляризационными и энергетическими характеристиками х-образных щелей в волноводе с помощью диэлектрических вставок	49
<i>Яцук Л.П.</i> Модификация решения задачи возбуждения волновода продольным магнитным током	54
<i>Одаренко Е.Н., Шматько А.А.</i> Двухчастотный генератор-умножитель О-типа субтерагерцового диапазона с неоднородным магнитным полем	60
<i>Шматько А. А., Мизерник В. Н., Одаренко Е. Н.</i> Ферритовый резонатор в прямоугольном волноводе с поперечным магнитным полем	67
<i>Титарь В.П., Богданова Т.В.</i> Основные положения голографической модели зрительной системы человека	73
<i>Титарь В.П., Богданова Т.В.</i> О возможности формирования голограмм на сетчатке в белом свете	79
<i>Думин А. Н., Шкорбатов Ю. Г., Чернов А. И., Катрич В. А.</i> Расчет экспериментальной установки для облучения биологических объектов сверхширокополосным электромагнитным полем	85
<i>Боцула О. В.</i> Статичні характеристики діодів з гетеропереходом GaAs-AlGaAs для генерації НВЧ – шуму	91
<i>Шульга С. Н., Багацкая О. В., Хе Ши.</i> Решение задачи дифракции LM-волн на включении в Т-образном сочленении прямоугольных волноводов методом теоремы Грина	95
<i>Атрошенко Л.М., Борщева Г.А. Горобец Н.Н., Костриков А.Л., Пивовар Е.А., Сафронова Л.П., Ярмольчук Е.Д.</i> Отечественные подспутниковые полигоны для наземного обеспечения валидации и верификации космических систем дистанционного зондирования Земли	104
<i>Горобец Н.Н., Овсянникова Е.Е.</i> Электромагнитные поля и волны вблизи апертурных антенн больших электрических размеров	111

CONTENT

<i>Batrakov D.O.</i> Some features of the plane layered media thickness measurement	3
<i>Shulga S. N., Bagatskaya O. V., Strizhachenko A. V.</i> The 2D scattering problem solution on a body in homogeneous medium via the method of nonlocal boundary condition	9
<i>Maslovskii A.A., Legenkiy M.N.</i> About detectability assessment of radar targets situated on underlying surface	14
<i>Dumin O.M., Tretyakov O.A., Akhmedov R.D., Dumina O.O.</i> Evolutionary approach for the problem of electromagnetic field propagation through nonlinear medium	23
<i>Dumin O. M., Plakhtii V. A., Volvach I. S., Dumina O. O.</i> Transient near field of Hertzian dipole	29
<i>Berdnik S.L., Vasilkovsky V.S., Katrich V.A., Nesterenko M.V., Penkin Yu.M.</i> Spherical slot antenna with multi-element resonant diaphragm in the waveguide	35
<i>Rezunenko V. A.</i> The field calculation of the electrical current coil scattered by spiral conductive spherical disk	41
<i>Blinova N.K., Yatsuk L.P., Selutin A.V.</i> Polarization and energy characteristics control of X-shaped slots in a waveguide using dielectric inserts	49
<i>Yatsuk L.P.</i> Modification of the solution of waveguide excitation problem by longitudinal magnetic current	54
<i>Odarenko E.N., Shmat'ko A.A.</i> The double-mode teragertz oscillator with the nonuniform focusing field	60
<i>Shmat'ko A.A., Mizernik V.M., Odarenko E.N.</i> The ferrite resonator in rectangular waveguide with transverse magnetic field	67
<i>Titar V.P., Bogdanova T.V.</i> The main provisions of the holographic model of the human visual system	73
<i>Titar V.P., Bogdanova T.V.</i> On the possibility of the formation of holograms on the retina in white light	79
<i>Dumin O. M., Shckorbatov Y. G., Chernov A. I., Katrich V. A.</i> Calculation of experimental apparatus for biological object irradiation by ultrawideband electromagnetic field	85
<i>Botsula O. V.</i> Static characteristics of heterojunction GaAs-AlGaAs diodes for microwave noise	91
<i>Shulga S. N., Bagatskaya O. V., He Shi.</i> The solution of the problem of <i>LM</i> -wave diffraction on inclusion in the rectangular waveguide T-junction via Green's theorem	95
<i>Atroshenko L.M., Borscheva G.A., Gorobets N.N., Kostrikov A.L., Pivovarov E.A., Safronova L.P., Yarmolchuk E.D.</i> Native subsatellite test range for ground support of validation and verification space systems remote sensing	104
<i>Gorobets N.N., Ovsyannikova E.E.</i> Electromagnetic fields and waves near aperture antennas large electric dimensions	111

Наукове видання

ВІСНИК ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. Каразіна
№ 1115

Серія
“Радіофізика та електроніка”
Випуск 24

Збірник наукових праць

Українською, російською та англійською мовами

Підписано до друку 27.06.2014. Формат 60×84/8.
Папір офсетний.
Друк ризографічний.
Ум. друк. арк. 13,1. Обл.-вид. арк. 15,3. Тираж 100 пр.
Ціна договірна.

61022, Харків, майдан Свободи, 4, Харківський національний університет
імені В.Н. Каразіна
Видавництво

Надруковано з готового оригінал-макету у друкарні ФОП Петров В.В.
Єдиний державний реєстр юридичних осіб та фізичних осіб-підприємців.
Запис №2480000000106167 від 08.01.2009.
61144, м. Харків, вул. Гв. Широнінців, 79в, к. 137, тел. (057) 778-60-34
e-mail: bookfabrik@rambler.ru