

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ



ВІСНИК

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

№ 1094

Харків 2013

ISSN 2311-0872

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ

ВІСНИК
ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО
УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. КАРАЗІНА

№ 1094

Серія “РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА”

Випуск 23

Започаткована 1971 р.

ХАРКІВ
2013

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 №3 від 24.02.2014).

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.Tsybal@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, 2013

УДК 621.385.6

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛЕНТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С КОЛЕБАНИЯМИ СДВОЕННЫХ И МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ В ЛОВ-КЛИНОТРОНАХ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

С.С. Пономаренко, А.Н. Кулешов, Б.П. Ефимов

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины

12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина

E-mail: sergyponomarenko@gmail.com

Поступила в редакцию 22 октября 2013 г.

В статье исследованы режимы работы ЛОВ-клинотронов со сдвоенными и многоступенчатыми замедляющими системами. Сравнение результатов расчетов параметров взаимодействия ленточных электронных пучков с поверхностными волнами сдвоенных замедляющих систем показали, что для случая со сдвоенными плоскими гребенками в синфазном режиме колебаний характерно высокое сопротивление связи и узкая полоса рабочих частот. В случае сдвоенных ленточных замедляющих систем сопротивление связи ниже по сравнению со сдвоенными гребенками, но значительно шире диапазон электронной перестройки частоты. В соответствии с результатами моделирования сконструированы два экспериментальных макета ЛОВ-клинотронов со сдвоенными замедляющими системами и получена эффективная генерация колебаний в диапазоне частот 33-39 ГГц. В генераторе со сдвоенной ленточной замедляющей системой пусковые токи составили 5-8 мА в диапазоне ускоряющих напряжений 1,4-1,75 кВ.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: сдвоенная замедляющая система, многоступенчатая замедляющая система, гибридные колебания, сопротивление связи поверхностной волны с ленточным пучком, снижение пускового тока, синфазный и противофазный режим колебаний, ЛОВ-клинотрон.

У статті досліджені режими роботи ЛЗХ-клінотронів зі здвоєними та багатоступеневими системами, що сповільнюють рух хвилі. Порівняння результатів розрахунків параметрів взаємодії стрічкових електронних пучків з поверхневими хвилями здвоєних систем показали, що у випадку зі здвоєними плоскими гребінками у синфазному режимі коливальний характерний є високий опір зв'язку і вузька смуга робочих частот. У випадку здвоєних стрічкових систем опір зв'язку є нижчим в порівнянні зі здвоєними гребінками, але діапазон електронної перебудови частоти є значно ширшим. Відповідно до результатів моделювання сконструйовано два експериментальних макета ЛЗХ-клінотронів зі здвоєними системами та отримана ефективна генерация електромагнітних коливань в діапазоні частот 33-39 ГГц. У макеті генератора зі здвоєною стрічковою системою пускові струми склали 5-8 мА в діапазоні високих напруг 1,4-1,75 кВ.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: здвоєні системи, що сповільнюють рух хвиль, багатоступеневі системи, гібридні коливання, опір зв'язку поверхневої хвилі зі стрічковим пучком, зниження пускового струму, синфазний та протифазний режим коливань, ЛЗХ-клінотрон.

This paper describes the main operating regimes of BWO-clinotrons with doubled and multistage slow-wave structures. The interaction of ribbon electron beam with the surface waves of the double-ladder and double-grating slow-wave structures in rectangular waveguides is described. The high interaction impedance and narrow band-width are inherent to symmetric operating mode of double-grating rectangular waveguide. The comparison of the double-grating and double-ladder slow-wave structures shows that latest ones has some reduced coupling impedance and wide operating frequency band. According to performed theoretical simulation the two experimental oscillators with double slow-wave structures were developed and manufactured. The efficient generation of electromagnetic oscillations is observed at 33-39 GHz. The start current 5-8 mA at beam voltage 1.4-1.75 kV is observed in the oscillator with double-ladder slow-wave structure.

KEY WORDS: double slow-wave structure, multistage slow-wave structure, hybrid modes, coupling impedance of surface wave with ribbon electron beam, start current decrease, symmetric and anti-symmetric oscillation modes, BWO-clinotron.

В настоящее время при разработке компактных вакуумных приборов в субмиллиметровом диапазоне основное внимание уделяют проблеме генерации (усиления) колебаний в широком диапазоне частот с уровнями выходной мощности 0,01 – 1 Вт [1-3]. Развитие приборов, основанных на индуцированном излучении Вавилова-Черенкова, в субмиллиметровом диапазоне сдерживается различными технологическими и физическими ограничениями. Однако в настоящее время, с технологической точки зрения, вполне достижимым является создание мелкоструктурных элементов

замедляющих систем (ЗС), пригодных для работы в диапазоне до 2 ТГц [1,4]. К основным физическим ограничениям относят возрастающие с частотой ВЧ омические потери, и уменьшение локализации ВЧ поля вблизи электродинамической системы. При этом рост плотности тока электронного пучка (ЭП) может в некоторой степени скомпенсировать влияние данных эффектов. Необходимо отметить, что в приборах субмиллиметрового диапазона предпочтительным считается использование ленточных электронных потоков [4,5]. Это объясняется тем, что при равных значениях плотности тока и толщины пучка, цилиндрический поток не может обеспечить такое же количество носителей заряда в своем объеме, как ленточный поток. В результате мощность, подводимая к электродинамической системе цилиндрическим ЭП в несколько раз меньше, чем при использовании ленточных потоков. Повышение плотности тока электронного пучка приводит к росту температурной нагрузки на элементы ЗС. В результате необходимым является эффективное охлаждение элементов электродинамической системы прибора, что в большинстве случаев сложно реализовать на практике.

Исходя из вышесказанного, актуальной задачей является разработка новых или оптимизация уже известных ЗС, для работы в субмиллиметровом диапазоне, обладающих широкой полосой пропускания, высоким сопротивлением связи и низкими потерями. Наибольшей полосой пропускания (20 – 30%) и минимальными ВЧ омическими потерями обладают ЗС типа меандр, встречные штыри и их модификации. При этом ЗС типа плоская гребенка и связанные резонаторы обеспечивают большее сопротивление связи при полосе перестройки 10 – 15% [4,5].

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК СДВОЕННЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ

Для обеспечения большего сопротивления связи поверхностной волны с ЭП, при широкой полосе перестройки, в некоторых случаях создают сдвоенные замедляющие системы (СЗС). Наиболее распространенным типом СЗС является сдвоенная плоская гребенка [4,6]. Основные геометрические параметры такой системы показаны на рис. 1. Расчет характеристик сдвоенных плоских гребенок удобнее всего проводить электродинамическим методом частичных областей [7,8].

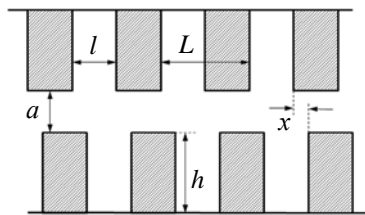


Рис. 1. Геометрия сдвоенной замедляющей системы типа плоская гребенка.

При рассмотрении систем с произвольным сдвигом x возможно использование дисперсионного уравнения, полученного в [7]. Уравнение достаточно точно описывает дисперсионную характеристику, и показывают существование двух основных типов колебаний СЗС – синфазный и противофазный. Первый характеризуется большим сопротивлением связи и узкой полосой пропускания. Противофазный режим наоборот, обладает широкой полосой пропускания, однако связь с электронным потоком в таком случае практически отсутствует.

На рис. 2 приведены результаты расчета дисперсионной характеристики СЗС в зависимости от фазового угла сдвига θ на период системы. Предполагается, что СЗС обладает следующими геометрическими параметрами: $h = 1,84$ мм, $L = 0,6$ мм, $l = 0,3$ мм, $a = 0,2$ мм. Линии пучка, изображенные на рисунке тонкими линиями, отвечают двум фиксированным значениям скорости электронного потока V_{e1} и V_{e2} , взаимодействующего соответственно с -1 и +1 пространственной гармоникой. Также на рис. 2 приведены расчетные значения сопротивления связи для двух видов колебаний -1 пространственной гармоники сдвоенной плоской гребенки при двух крайних значениях сдвига x . Следует отметить, что из-за большого значения сопротивления связи (более 5 кОм) на графике отсутствует характеристика соответствующая синфазному виду колебаний при $x = 0$. На рис. 3 приведена дисперсионная характеристика и сопротивление связи синфазного и противофазного вида колебаний СЗС типа плоская гребенка 0,8-мм диапазона. Система обладает следующими параметрами: $h = 0,16$ мм, $L = 0,082$ мм, $l = 0,041$ мм, $a = 0,1$ мм. В качестве сравнения, на рис. 2 и рис. 3 приводятся расчетное сопротивление связи -1 пространственной гармоники одиночных плоских гребенок с экраном, обладающих геометрическими параметрами, аналогичным параметрам сдвоенных гребенчатых систем. При укорочении рабочей длины волны, различия между дисперсионными характеристиками и сопротивлением связи сдвоенных гребенчатых систем, отличающихся значением x , становятся не значительными. При этом сохраняется высокое значение сопротивлением связи -1 пространственной гармоникой синфазного вида колебаний СЗС по сравнению с -1 пространственной гармоникой одиночной плоской гребенкой с экраном.

Визуализация электрической компоненты поля, полученная в ходе моделирования сдвоенных плоских гребенок в коде Poisson Superfish [9], приведена на рис. 4. Ось z соответствует направлению движения электронного потока в вакуумном приборе. При росте параметра x продольная составляющая вектора электрического поля увеличивается, что приводит к росту сопротивления связи противофазного вида колебаний.

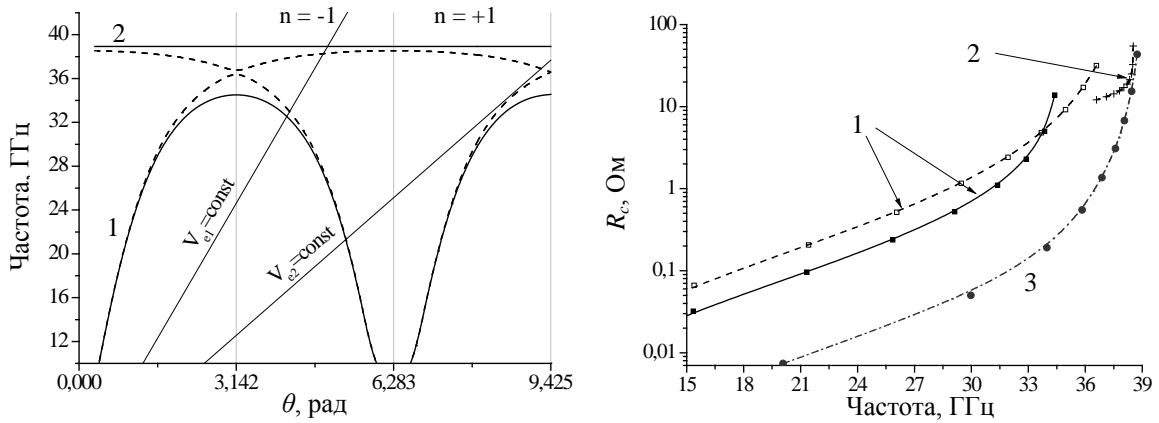


Рис. 2. Дисперсионная характеристика (слева) и сопротивление связи (справа) сдвоенной плоской гребенки 8-мм диапазона (1–противофазный вид колебаний, 2–синфазный вид колебаний, 3–плоская гребенка с экраном: $a = 0,8$ мм) при $x = 0$ (сплошная) и $x = l$ (штриховая).

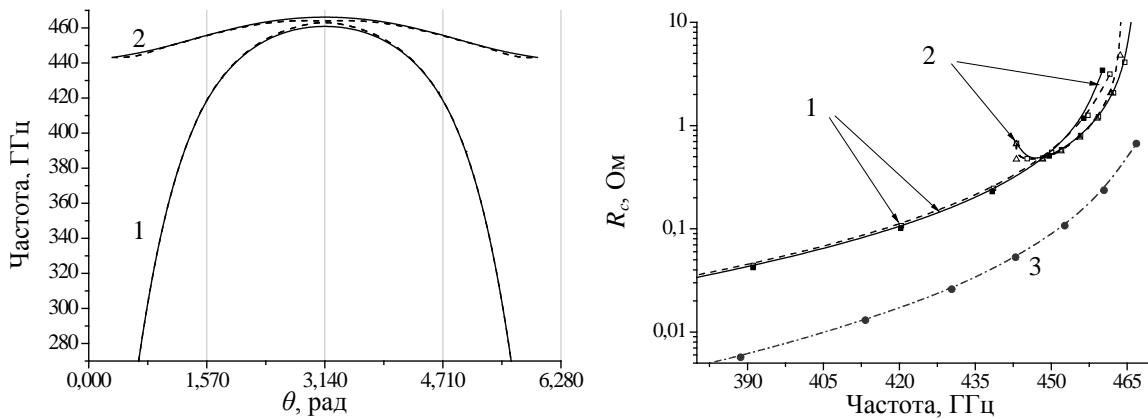


Рис. 3. Дисперсионная характеристика (слева) и сопротивление связи (справа) сдвоенной плоской гребенки 0,8-мм диапазона (1–противофазный вид колебаний, 2–синфазный вид колебаний, 3–плоская гребенка с экраном: $a = 0,8$ мм) при $x = 0$ (сплошная) и $x = l$ (штриховая).

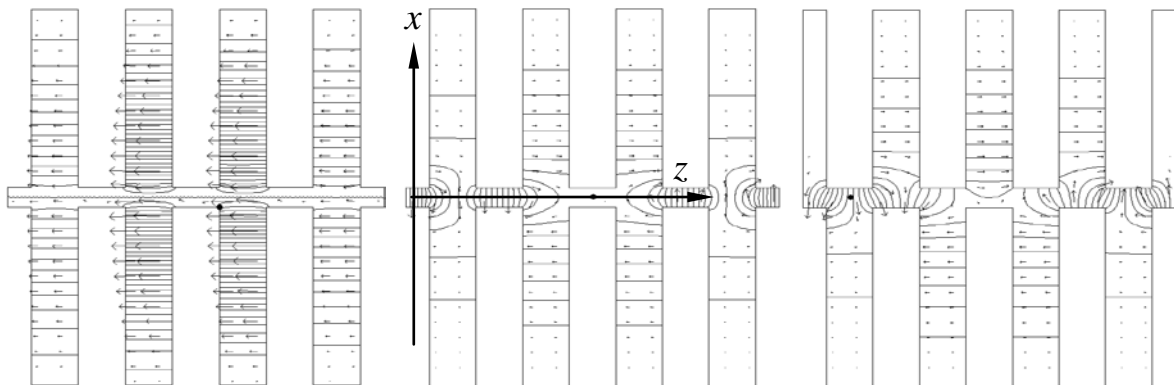


Рис. 4. Распределение электрического поля синфазного (слева) и противофазного видов колебаний сдвоенной плоской гребенки 8-мм диапазона при $x = 0$ (посередине) и $x = l$ (справа).

В настоящее время двойные плоские гребенки с относительным сдвигом l являются перспективным при разработке ЛБВ субмиллиметрового диапазона. Так как работа в таких приборах осуществляется на положительной гармонике противофазного вида колебаний (рис. 2), то изменением геометрических параметров системы удастся обеспечить постоянное замедление в широком частотном диапазоне [10]. При этом увеличивается связь замедленной волны с электронным потоком, а также практически исключается возбуждение электродинамической системы в синфазном режиме. Работа аналогичных вакуумных приборов на противофазном виде колебаний в режиме ЛОВ представляется не целесообразным, так как возникает возможность конкуренции колебаний с последующим возбуждением синфазного режима (рис. 2).

С другой стороны, система двойных плоских гребенок без сдвига x обладает наибольшим сопротивлением связи при возбуждении синфазного вида колебаний. Таким образом, данный режим является наиболее перспективным для ЛОВ генераторов. В этом случае создается возможность возбуждения электродинамической системы генератора при низких значениях стартовых токов. При этом наблюдается некоторое сходство ЛОВ с СЗС и клистронов с распределенным взаимодействием. Недостатком синфазного режима колебаний является узкая полоса его частотной перестройки, однако ее величина сравнима с перестройкой гиромонотронов в пределах одной моды.

Для расширения полосы пропускания синфазного вида колебания двойной системы возможно применение лестничных ЗС в генераторах на резонансе поверхностной волны [11]. В настоящее время интерес к лестничным системам обусловлен возможностью создания миниатюрных клистронов с распределенным взаимодействием в субмиллиметровом диапазоне. Планируется создание компактных источников в диапазоне частот до 700 ГГц и выходной мощностью до 0,1 Вт в постоянном режиме работы [1].

В данной работе рассматривается двойная лестничная ЗС, расположенная в прямоугольном волноводе сечением $5,5 \times 8,2 \text{ мм}^2$. Толщина одной ленточки $t = 0,15 \text{ мм}$. Ширина щели равна $h = 4 \text{ мм}$, период $L = 0,6 \text{ мм}$, длина щели $l = 0,3 \text{ мм}$. Лестницы располагаются на расстоянии $a = 0,2 \text{ мм}$. Для сравнения проведен расчет характеристик двойной лестничной системы 1-мм диапазона с параметрами: $t = 0,1 \text{ мм}$, $h = 0,4 \text{ мм}$, $L = 0,08 \text{ мм}$, $l = 0,04 \text{ мм}$, $a = 0,1 \text{ мм}$. Дисперсионные характеристики и сопротивление связи рассмотренных систем приведены на рис. 5.

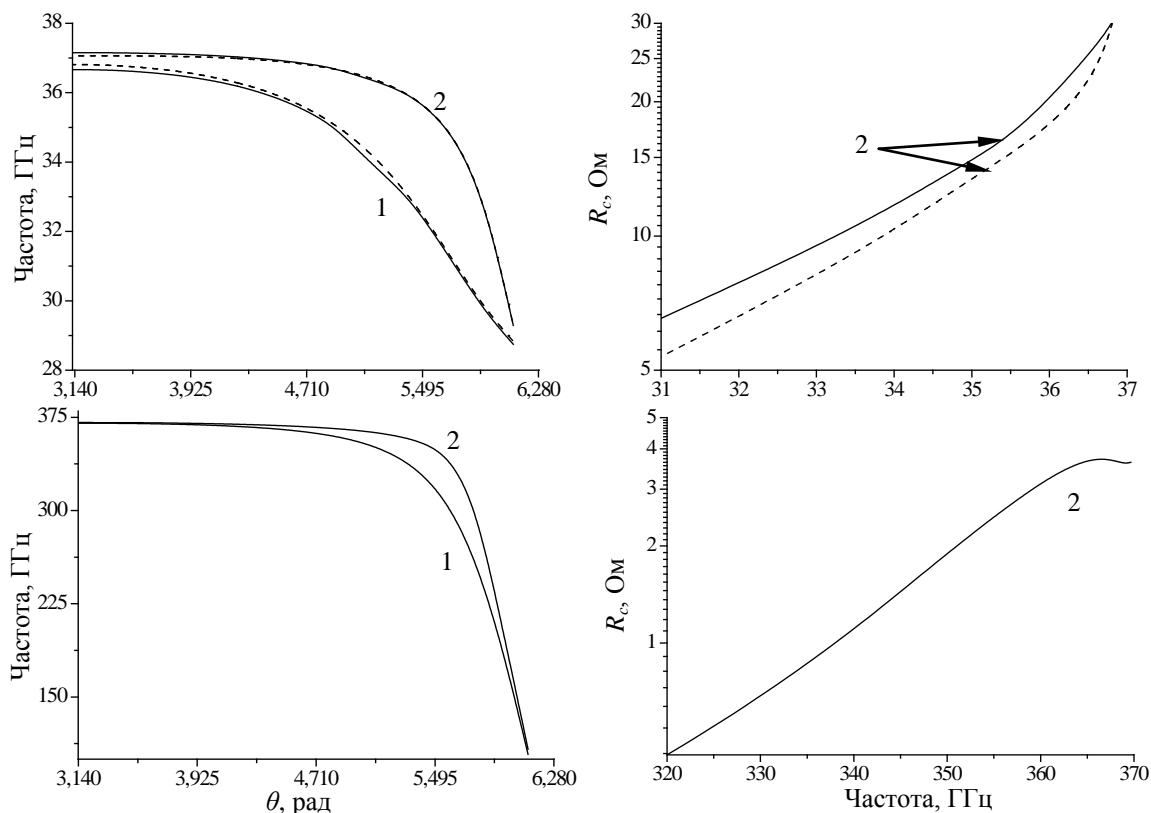


Рис. 5. Дисперсия (слева) и сопротивление связи (справа) двойных лестничных замедляющих систем в волноводе при сдвиге $x = 0$ (сплошная) и $x = l$ (штриховая) 8-мм и 1-мм диапазонов длин волн (1 – противофазный вид, 2 – синфазный вид колебаний).

Как видно из дисперсионных зависимостей, синфазный и противофазный виды колебаний обладают примерно равной и достаточно широкой полосой пропускания. Для данной геометрии эта величина составляет 25 %. При смещении лент относительно друг друга, вплоть до значения $x = l$, дисперсионная зависимость изменяется слабо, при этом наблюдается небольшое снижение сопротивления связи синфазного вида колебаний. Зависимость величины сопротивления связи от частоты приведена на рис. 5. Следует отметить, что реальное значение R_c несколько ниже расчетного.

При сравнении величин сопротивления связи сдвоенной лестничной ЗС и сдвоенной системы типа плоская гребенка видно, что сопротивление связи -1 пространственной гармоники синфазного вида колебаний сдвоенной лестничной системы уступает аналогичному виду колебаний сдвоенной системы из плоских гребенок. Однако по ширине полосы пропускания синфазный вид колебаний лестничной системы превосходит синфазный вид колебаний системы из плоских гребенок. Кроме того, СЗС лестничного типа в том же диапазоне частот превосходят по сопротивлению связи одиночные плоские гребенки с экраном. Следовательно, перспективным является применение данного типа СЗС при создании источников электромагнитных колебаний в субмиллиметровом диапазоне (рис. 3, рис. 5). Такие приборы могут обладать улучшенными рабочими характеристиками, такими как диапазон электронной перестройки, стартовые токи, выходная мощность, КПД и т.д.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЛОВ-ГЕНЕРАТОРОВ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА СО СДВОЕННЫМИ ЗАМЕДЛЯЮЩИМИ СИСТЕМАМИ

Для оценки возможности снижения стартовых токов в ЛОВ-генераторах, работающих на синфазном виде колебаний сдвоенной плоской гребенки и сдвоенной лестничной ЗС, проводится экспериментальное исследование характеристик макетов генераторов с такими ЗС в 8 мм диапазоне длин волн. В качестве прототипов, были выбраны электродинамические системы, дисперсии которых приведены на рис. 2 и рис. 5.

В экспериментальном генераторе со сдвоенной плоской гребенкой используется диодная электронная пушка, изображенная на рис. 6. В данной конструкции применяется металлопористый камерный катод (L -катод), который состоит из узла подогревателя (1), активного вещества и вольфрамовой губки (2) помещенные в молибденовый корпус. Эмитирующая поверхность закрывается маской, которая в свою очередь, крепится к медному шасси (3) с помощью керамических штырей.

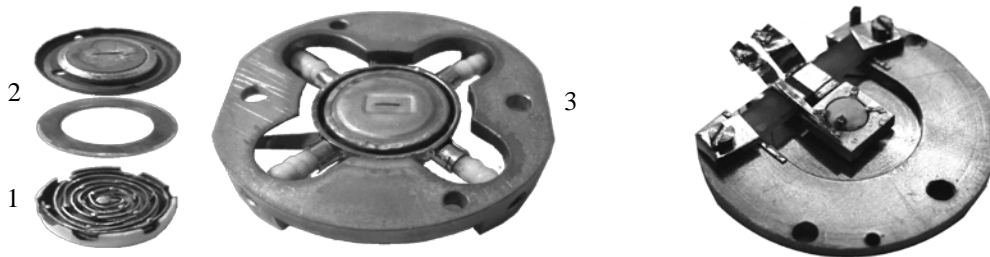


Рис. 6. Фотографии стандартной (слева) и высокоперевансной (справа) диодных электронных пушек.

Данная электронная пушка позволяет формировать ленточный электронный поток без компрессии сечением $0,2 \times 3,5 \text{ мм}^2$. Максимальная плотность тока пучка в рабочем режиме не превышает 10 А/см^2 для данной конструкции.

Низковольтный режим работы ЛОВ-генератора со сдвоенной лестничной ЗС (до 2 кВ) обуславливает необходимость повышения мощности, подводимой электронным потоком к электродинамической системе. В 8 мм диапазоне длин волн данная задача легко решается за счет увеличения тока пучка. Исходя из этого, было принято решение использовать высокоперевансную диодную электронную пушку, фотография которой приведена на рис. 6 (справа). В пушке применен импрегнированный барий-оксидный катод, обеспечивающий эмиссию электронного потока с плотностью тока порядка 20 А/см^2 . Кроме того, импрегнированные катоды позволяют понизить мощность, потребляемую от источника питания. Вольтамперные характеристики электронных пушек, примененных в экспериментальных генераторах с СЗС, приведены на рис. 7. Фокусировка электронного потока осуществляется в однородном магнитном поле с индукцией $0,5 \text{ Т}$, которое создается в зазоре величиной 35 мм лабораторной магнитной системы.

Исследование характеристик генераторов производилось на стенде, блок-схема которого приведена на рис. 8. Так же, на данном рисунке схематически показана конструкция ЛОВ-генератора со СЗС типа плоская гребенка (1). Детектирование сигнала производилось в двухполупериодном режиме развертки ускоряющего напряжения, через волноводный вывод энергии прибора. В качестве детектора применен кремниевый точечный СВЧ диод Д404 (4), помещенный в одно из плеч направленного ответвителя (2).

Измерение длины волны и мощности генерируемых колебаний производилось в непрерывном режиме, при стабильности высоковольтного источника напряжения ~ 5 мВ. В качестве измерителя длины волны колебаний, применяется калиброванный камерный волномер (3) 8 мм диапазона. Измерение мощности генерируемых колебаний осуществлялось болометрическим методом при помощи калиброванного измерителя мощности (6).

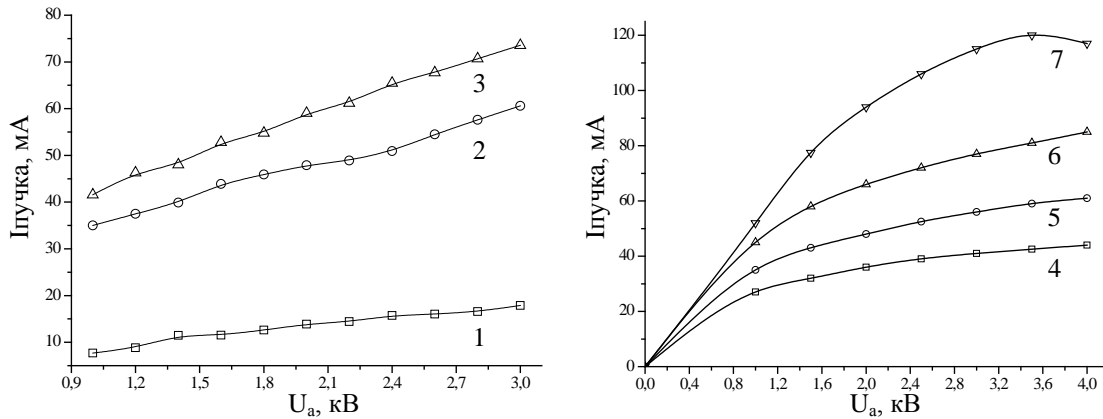


Рис. 7. Вольтамперные характеристики стандартной (слева) и высокопереванной (справа) диодных электронных пушек при различной мощности накала.
(1 – 33,6 Вт, 2 – 46,9 Вт, 3 – 52,2 Вт; 4 – 6,37 Вт, 5 – 6,76 Вт, 6 – 7,36 Вт, 7 – 8,26 Вт).

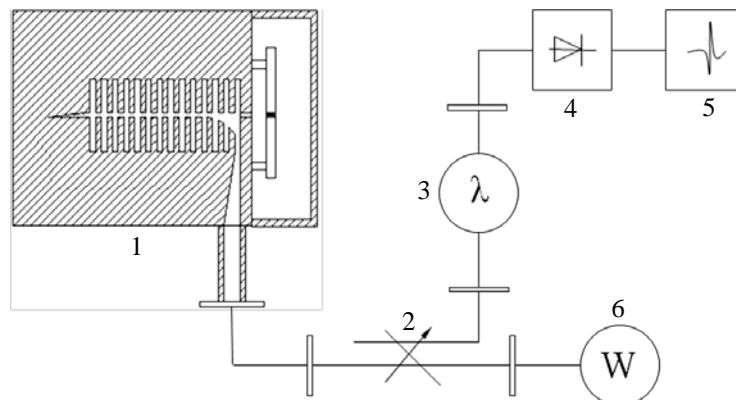


Рис. 8. Блок-схема экспериментальной установки.
(1 – генератор, 2 – направленный ответвитель, 3 – волномер, 4 – детектор, 5 – осциллограф, 6 – ваттметр)

Генератор со сдвоенной плоской гребенкой возбуждался на -1 пространственной гармонике синфазного вида колебаний электродинамической системы, в диапазоне ускоряющих напряжений 2,3 – 2,8 кВ. При этом значения стартовых токов составили порядка 15 – 20 мА. В данном диапазоне напряжений перестройка генератора по частоте производилась от 38,98 до 39 ГГц. На рис. 9 показаны диапазон электронной перестройки и величины стартового тока экспериментального генератора. Выходная мощность в зонах генерации составила до 5 Вт при значении рабочего тока порядка 60 мА.

Приведенные характеристики экспериментального генератора с СЗС типа плоская гребенка показывают, что работа в синфазном режиме колебаний позволяет уменьшить стартовые токи, по сравнению с аналогичными ЛОВ-клиноотронами 8 мм диапазона. С целью дальнейшего повышения уровня выходной мощности колебаний, генерируемых экспериментальным источником, возможно проведение оптимизации волноводного вывода энергии в рабочем диапазоне частот [12].

Схематическое изображение конструкции ЛОВ-генератора со сдвоенной лестничной ЗС приведено на рис. 10. Конструктивно генератор состоит из корпуса (1), в котором помещена высокопереванная диодная электронная пушка (2), резонатора (3), в котором размещается сдвоенная лестничная ЗС (4), и волноводного вывода энергии (5). ЗС изготавливается методом фотолитографии. Общий вид изготовленной системы, а также основные узлы генератора представлены на рис. 11. В результате экспериментальных исследований характеристик генератора со сдвоенной лестничной ЗС были получены зависимость частоты генерируемых колебаний от ускоряющего напряжения и пусковая характеристика генератора (рис. 12).

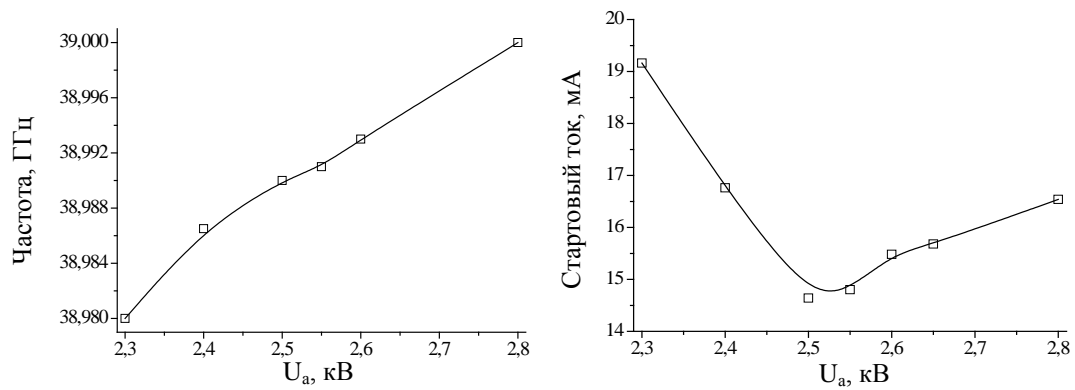


Рис. 9. Диапазон электронной перестройки частоты (слева) и зависимость пускового тока ЛОВ-генератора со двоянной плоской гребенкой при перестройке по ускоряющему напряжению (справа).

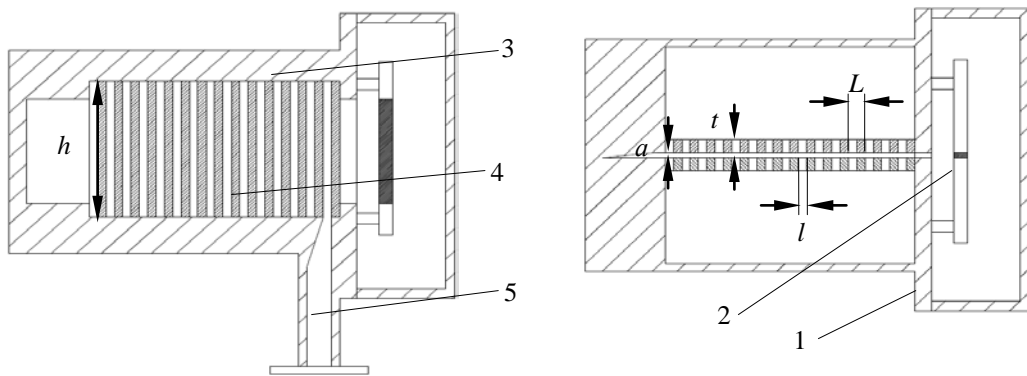


Рис. 10. Конструкция ЛОВ-генератора с СЗС лестничного типа

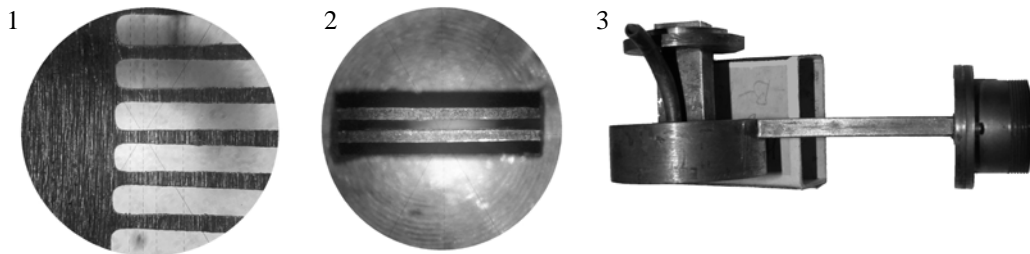


Рис. 11. Основные узлы ЛОВ-генератора с СЗС лестничного типа (1 – замедляющая система, 2 – вид установленной СЗС со стороны электронной пушки, 3 – корпус генератора перед установкой ЭОС).

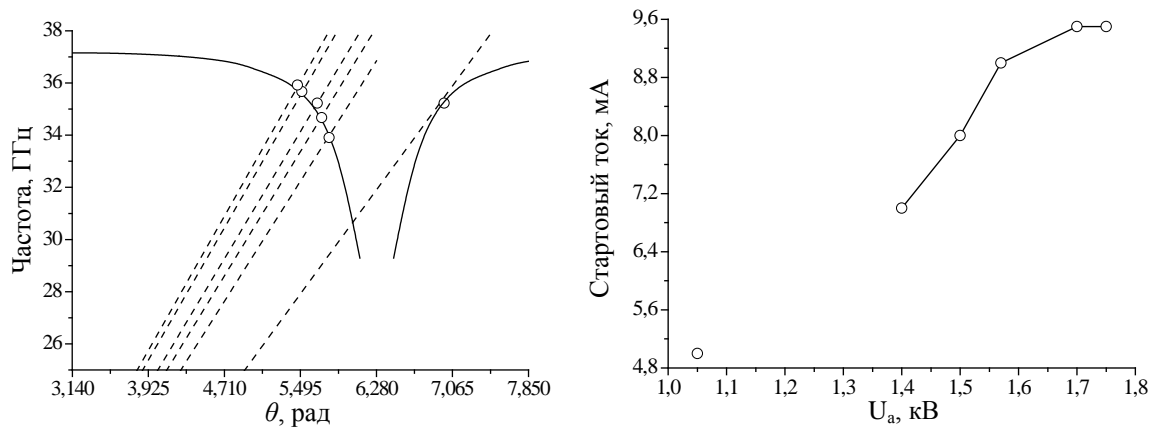


Рис. 12. Зоны генерации ЛОВ-генератора со двоянной лестничной замедляющей системой (слева) и зависимость пускового тока от ускоряющего напряжения (справа).

Для сопоставления результатов теоретического расчета с экспериментальными данными, на рис. 12 также приводится дисперсионная зависимость -1 и $+1$ пространственных гармоник синфазного вида колебаний двоянной лестничной системы. Штриховыми линиями обозначаются линии, соответствующие постоянным скоростям электронного потока. Точками обозначены зоны генерации экспериментального генератора. Как видно из характеристики, генератор возбуждается на -1 синфазной гармонике в диапазоне ускоряющих напряжений от 1,4 до 1,75 кВ. Перестройка генератора по частоте осуществлялась в диапазоне частот от 33 до 36 ГГц. При этом в полосе перестройки стартовые токи не превышают 10 мА.

Выбранный рабочий частотный диапазон генератора характеризуется слабым затуханием волны, бегущей вдоль ЗС. При нарушении согласования ЗС, на ее концах могут возникнуть отраженные волны, которые в свою очередь способны создать дополнительную цепь обратной связи по отраженной волне, и тем самым привести к резонансному возбуждению электродинамической системы генератора. Как показано в [13-15], в зонах резонансного возбуждения наблюдается снижение стартовых токов. Таким образом, необходимо выяснить, какой вклад в снижение стартовых токов вносят эффекты увеличения сопротивления связи и образования стоячей волны.

Для оценки влияния отражений на работу генератора было проведено экспериментальное измерение частотной характеристики КСВН электродинамической системы генератора при помощи панорамного измерителя КСВН Р2-65 и индикатора Я2Р-67. Измерения КСВН проводятся по схеме рефлектометра [16], в режиме качания частоты генератора в диапазоне от 33 до 38 ГГц. Неравномерность калибровочной кривой при измерениях была не более 0,4 дБ. Результаты измерений представлены на рис. 13.

В режиме согласования отраженная волна отсутствует и $КСВН = 1$, при этом коэффициент отражения равен 0. При появлении отраженной волны значение КСВН возрастает. В [12] показано, что при КСВН порядка 2 – 3, обратная связь по отраженной волне слабо влияет на частотную характеристику и зависимость стартового тока в диапазоне перестройки генератора. Дальнейший рост коэффициента отражений приводит к резонансному возбуждению электродинамической системы. В генераторе устанавливается стоячая волна с добротностью порядка нескольких десятков [15,17]. В результате образуются разрывы в частотной характеристике, а также нарушается монотонность зависимости стартового тока.

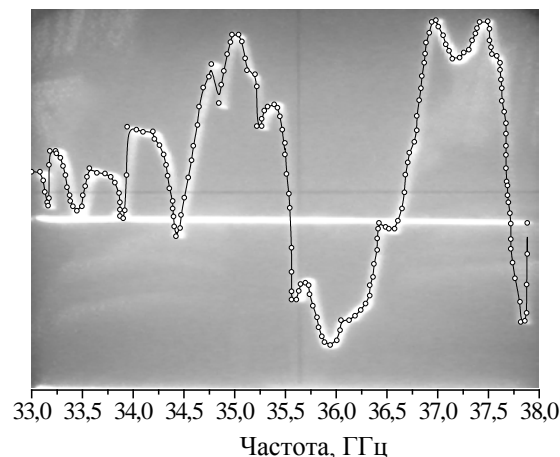


Рис. 13. КСВН электродинамической системы ЛОВ-генератора с СЗС лестничного типа (линия электронного визира соответствует $КСВН = 3$).

На рис. 13 видно, что в диапазоне частот 35,5 – 36,5 ГГц наблюдается малые отражения от электродинамической системы генератора. Минимальное значение КСВН соответствует 1,6, а стартовые токи генератора не превышают 9 – 10 мА. В этом случае можно исключить влияние отраженных волн на величину стартового тока, и говорить о преобладании в этом процессе сопротивления связи. На частотах 33,9 ГГц, и 34,7 ГГц КСВН достигает больших величин (до 3,9), что и объясняет небольшие стартовые токи порядка 7 – 8 мА. В этом случае в механизме снижения стартового тока участвуют оба эффекта.

При исследовании рабочих характеристик было также обнаружено возбуждение электродинамической системы генератора на $+1$ синфазной гармонике при ускоряющем напряжении 1 кВ и стартовом токе порядка 5 мА. В данном диапазоне частот значение КСВН достигает 5,5 – 6. Таким образом, работу генератора на положительной гармонике можно объяснить преобладанием обратной

связи по волне, отраженной от коллекторного конца генератора, над обратной связью по электронному потоку.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК КЛИНОТРОНА МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА С ТРЕХСТУПЕНЧАТОЙ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМОЙ ТИПА ПЛОСКАЯ ГРЕБЕНКА В РЕЖИМЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ КОЛЕБАНИЙ

Многоступенчатые системы типа плоской гребенки получили широкое распространение в электронике СВЧ в качестве ЗС магнетронов. Благодаря наличию собственных быстрых волн, способных распространяться вдоль поверхности системы и одновременно излучаться в свободное пространство, многоступенчатые плоские гребенки нашли применение в антенной технике [18]. Присутствие быстрых гармоник в собственных волнах многоступенчатых систем без экрана объясняется разделением дисперсионной характеристики однородной системы на несколько составляющих, количество которых определяется числом ступеней. При этом нулевые гармоники составляющих при определенных значениях сдвига фазы колебаний на период системы обладают фазовой скоростью больше c . Кроме плоской гребенки к многоступенчатым системам относят двухзаходную спираль, встечно-штыревые системы, а также СЗС (например, рассмотренные выше двоянные плоские гребенки и двоянные лестничные системы) [19].

Способность собственных колебаний многоступенчатых плоских гребенок без экрана излучать часть энергии при распространении вдоль системы была использована в ИРЭ НАН Украины для реализации клинотронов с распределенным квазиоптическим выводом [20]. Исследованию многоступенчатых плоских гребенок, помещенных в закрытый призматический резонатор клинотрона, посвящены работы [21]. В частности показано, что увеличение расстояния между поверхностью гребенки и отражающим экраном приводит к уменьшению низкочастотной границы зоны Бриллюэна объемных колебаний волноведущей системы с многоступенчатой структурой. Таким образом становится возможным взаимодействие объемных колебаний с симметричными составляющими, в результате чего образуются так называемые объемно-поверхностные (гибридные) колебания. Проведенный теоретический анализ, проведенный в работах [21] показывает, что гибридные колебания характеризуются большим сопротивлением связи по сравнению с объемными колебаниями, и меньшими омическими потерями в сравнении с поверхностными колебаниями.

Для исследования объемно-поверхностных колебаний был разработан макет клинотрона с трехступенчатой плоской гребенкой в 3 мм диапазоне рабочих длин волн. ЗС изготовлена электроискровым методом. Конструкция генератора и вид ЗС приведены на рис. 14. ЗС обладает периодом $L = 0,84$ мм, глубиной резонаторов $h = 0,6$ мм, $h_3 = 0,78$ мм.

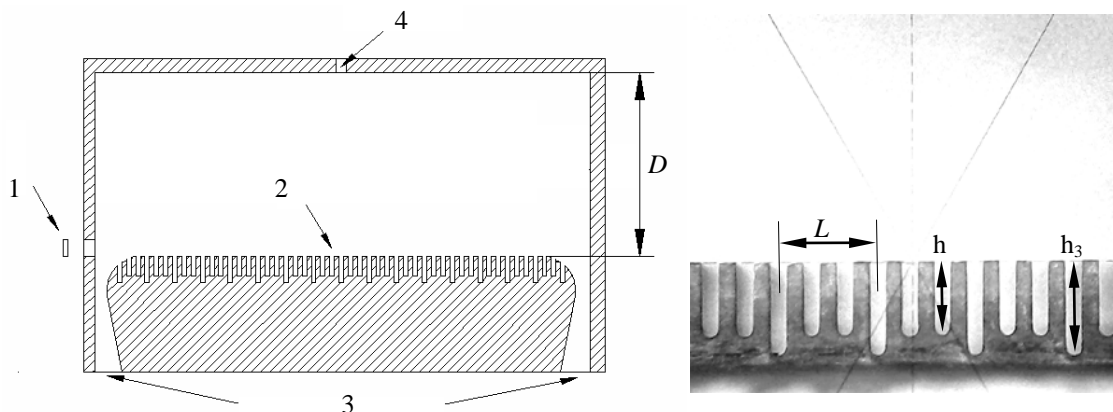


Рис. 14. Конструкция клинотрона с трехступенчатой ЗС: 1 – электронная пушка, 2 – ЗС, 3 – волноводные выходы энергии, 4 – дифракционный вывод энергии (слева). Фотография трехступенчатой плоской гребенки (справа).

Для исследования объемно-поверхностных колебаний в конструкции генератора предусмотрена возможность изменения расстояния D между поверхностью ЗС и верхней стенкой резонатора в диапазоне 0,8 – 6 мм. ЗС разрабатывалась для работы в диапазоне ускоряющих напряжений до 5 кВ. Дисперсионная характеристика трехступенчатой системы, и базовой однородной плоской гребенки показана на рис. 15. Расчет дисперсионных характеристик проведен электродинамическим методом частичных областей [21].

На первом этапе нами исследовались характеристики генератора в режиме поверхностных колебаний, при котором величина D составляет порядка 0,8 мм. В этом случае в рассматриваемом частотном диапазоне отсутствуют объемные колебания, которые при взаимодействии с симметричными составляющими могли бы привести к возникновению «гибридных» колебаний. Дисперсионная характеристика трехступенчатой системы характеризуется резкими перегибами, в которых наблюдается рост сопротивления связи волны с электронным потоком по сравнению с однородной системой. В таких точках может наблюдаться повышение эффективности взаимодействия электронного потока с полем замедленной волны.

Результаты экспериментальных исследований показывают, что значения стартовых токов, при которых наблюдалась генерация колебаний в первой полосе пропускания системы (до 81 ГГц), составили порядка 35-42 мА. Для колебаний во второй и третьей полосе пропускания, стартовые токи порядка 45-55 мА. В процессе экспериментальных исследований было установлено, что кроме ожидаемой генерации колебаний вблизи трех полос пропускания трехступенчатой плоской гребенки, наблюдалась генерация колебаний в полосе частот 89-92 ГГц (область 4 на рис. 15). Указанная область соответствует взаимодействию ЭП с -1 пространственной гармоникой поверхностной волны базовой однородной плоской гребенки, из которой была образована исследуемая трехступенчатая система.

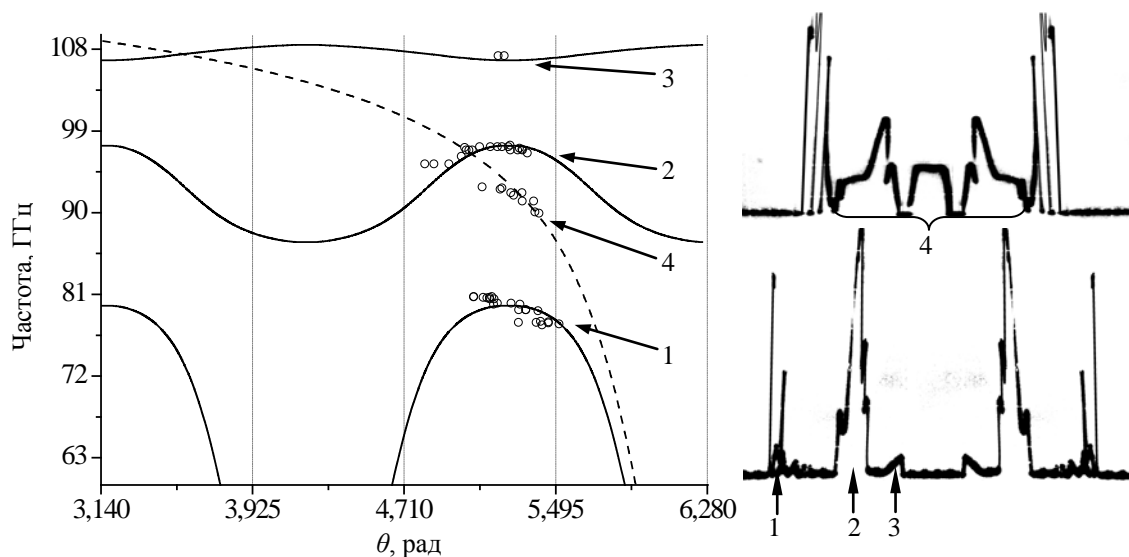


Рис. 15. Дисперсионные характеристики трехступенчатой (сплошная) и однородной (штриховая) плоской гребенки ($D = 0,8$ мм). Точками указаны экспериментальные зоны генерации прибора.

На рис. 15, справа от дисперсионной характеристики приведены осциллограммы выходного сигнала генератора, полученные в однополупериодном режиме питания ускоряющим напряжением. Цифрами указываются соответствующие зоны генерации, приведенные на дисперсионной зависимости.

В настоящее время проводятся исследования энергетических параметров излучения, как в режиме поверхностной волны, так и в режиме объемно-поверхностных волн.

ВЫВОДЫ

В работе рассмотрены методы снижения стартовых токов и ВЧ омических потерь в лампах обратной волны миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. С этой целью в качестве ЗС предлагается использование сдвоенных лестничных ЗС, сдвоенных систем типа плоская гребенка и многоступенчатых плоских гребенок. Теоретически проведен расчет дисперсионных характеристик и сопротивления связи СЗС. В качестве рабочего вида колебаний выбран синфазный вид возбуждения СЗС при нулевом относительном сдвиге. В этом случае сдвоенные системы типа плоская гребенка характеризуются большим сопротивлением связи и узкой полосой перестройки порядка 20 МГц. СЗС лестничного типа обладают большей шириной полосы пропускания, но меньшим сопротивлением связи по сравнению со сдвоенными плоскими гребенками.

Проведен теоретический расчет дисперсионной характеристики трехступенчатой плоской гребенки для работы в 3 мм диапазоне длин волн, а также определены основные режимы взаимодействия электронного потока с собственными колебаниями волноведущей структуры, нагруженной многоступенчатой ЗС. Разработана конструкция генератора с трехступенчатой ЗС, позволяющая осуществлять механическое перемещение верхней стенки призматического резонатора относительно

поверхности замедляющей системы. Проведены измерения частотных характеристик и стартового тока клинотрона в режиме поверхностных колебаний. Полученная экспериментальная дисперсионная характеристика показывает хорошее соответствие теоретическим расчетам. Экспериментально показана возможность возбуждения колебаний многоступенчатой гребенки и колебаний базовой однородной гребенки в призматическом резонаторе клинотрона, нагруженного трехступенчатой плоской гребенкой.

Экспериментально получены зависимости стартового тока и частотные характеристики генераторов со СЗС типа плоской гребенки и лестничного типа. Изучены процессы резонансного возбуждения электродинамических систем генераторов, а также определены области, в которых сопротивление связи вносит основной вклад в процесс снижения стартового тока. Сравнение полученных результатов со значениями стартового тока, характерных для ЛОВ-клинотронов 8 мм диапазона с ЗС типа плоская гребенка с экраном, показывают возможность снижения стартовых токов почти в два раза, при использовании сдвоенных лестничных ЗС.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Booske J. H., et al., "Vacuum Electronic High Power Terahertz Sources" / IEEE Trans. Terahertz Science and Tech. – 2011. - Vol. 1, No. 1. - pp. 54-75.
2. Mineo M., Paoloni C., "Double Corrugation Rectangular Waveguide Slow-wave Structure for THz Vacuum Devices" / IEEE Trans. on Electron Dev. – 2010. - Vol. 57, No. 11. - pp. 3169-3174.
3. Bhattacharje S., Booske J. H., et al., "Folded Waveguide Traveling-Wave Tube Sources for Terahertz Radiation" / IEEE Trans. on Plasma Science. – 2004. - Vol. 32, No. 3. - pp. 1002-1014.
4. Young-Min Shin, Jinfeng Zhao, Barnett L. R., Luhmann N. C. Jr., "Investigation of Terahertz Sheet Beam Traveling Wave Tube Amplifier with Nanocomposite Cathode" / Physics of plasmas. – 2010. - Vol. 17. - pp. 123105.1-123105.4.
5. Guo Liu, Wenlong He, Cross A. W., Huabi Yin, Bowes D., "Simulation of a G-band sheet beam backward wave oscillator with double staggered metallic rod array" / J. Phys. D: Appl. Phys. – 2013. - Vol. 46. - pp. 345102.1-345102.7.
6. Qing-Lun Liu, Zi-Cheng Wang, Pu-Kun Liu, Chao-Hai Du, Hai-Qiang Li, An-Yu Xu, "A THz Backward-Wave Oscillator Based on a Double-Grating Rectangular Waveguide" / IEEE Trans. on Electron Dev. – 2013. - Vol. 60, No. 4. - pp. 1463-1468.
7. Ю. Г. Альтшулер, А. С. Татаренко, *Лампы малой мощности с обратной волной*. Москва: Сов. Радио. – 1963. – 296 с.
8. E.M. Marshall, J.E. Walsh, E.J. Pirce, J.A. Jackson, "Dispersion relations for metal grating loaded resonators" / International Journal of Infrared and Millimeter Waves. – 1990. – Vol. 11, No. 10. – pp. 1189-1224.
9. <http://www.lanl.gov/projects/feynman-center/technologies/software/poisson-superfish.php>
10. Young-Min Shin, L. R. Barnett, N. C. Luhmann, "Phase-shifted traveling-wave-tube circuit for ultrawideband high-power submillimeter-wave generation" / IEEE Trans. on Electron Dev. – 2009. - Vol. 56, No. 5. - pp. 706-712.
11. Касьянов А. П., Ефимов Б. П., Коротун Л. И., Кривицкий Б. Я., "Генератор с лестничной периодической структурой в волноводе" / Электрон. техника. серия 1. Электрон. СВЧ. – 1972. – № 8. – с. 121-122.
12. Г. Я. Левин, А. И. Бородин, А. Я. Кириченко и др., *Клинотрон*. Киев: Наукова Думка. – 1992. – 157 с.
13. Ефимов Б. П., Кириченко А. Я., Бужинский А. П., "Экспериментальное исследование влияния отражений на частотные характеристики ЛОВ миллиметрового диапазона" / Тр. ИРЭ АН УССР. – 1967. – № 15. – с. 141-157.
14. Г. Я. Левин, А. И. Бородин, А. Я. Кириченко и др., *Клинотрон*. Киев: Наукова Думка. – 1992. – 157 с.
15. Ваврин Д. М., "Теория клинотрона" / Радиофизика и Электроника. – 2007. – Т. 12, спец. вып. – с. 35-47.
16. А. М. Чернушенко, А. В. Майбородин, *Измерение параметров электронных приборов дециметрового и сантиметрового диапазонов волн*. Москва: Радио и Связь. – 1986. – 336 с.
17. Лысенко Е. Е., Пишко О. Ф., Чумак В. Г., Чурилова С. А., "Добротность резонансной линии клинотронов миллиметрового диапазона" / Радиофизика и радиоастрономия. – 2001. – Т. 6, № 4. – с. 317-322.
18. V.V. Noblyk, "Coupled-mode theory" / Proceedings of the IEEE. – 1991. – Vol. 79, No. 10. – pp. 92-97.
19. Р. А. Силин, В. П. Сазонов, *Замедляющие системы*. Москва: Сов. Радио. – 1966. – 632 с.
20. Е.Е. Лысенко, О.Ф. Пишко, С.А. Чурилова, "Экспериментальные исследования клинотрона с распределенным квазиоптическим выводом энергии" / Радиофизика и радиоастрономия. – 1999. – Т. 4, № 1. – с. 13-19.
21. Хуторян Э. М., Пономаренко С. С., Кишко С. А., Кулешов А. Н., Лукин К. А., Ефимов Б. П. "Колебания в генераторе О-типа при возбуждении объемно-поверхностной моды резонатора с периодически неоднородной гребенкой" / Изв. ВУЗов. Прикладная нелинейная динамика. – 2013. – Т. 21, № 2. – с. 9-19.

УДК 621.385.6

ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ КОНФОКАЛЬНОГО РЕЗОНАТОРА НИЗКОВОЛЬТНЫМ ЛЕНТОЧНЫМ ВИНТОВЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ

С.А. Кишко, А.Н. Кулешов, Б.П. Ефимов*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: sergeykishko@gmail.com*

Поступила в редакцию 22 октября 2013 г.

В статье проведен расчет конфокального резонатора, образованного двумя цилиндрическими зеркалами для работы на моде H_{03} , а также рассчитана перестройка частоты на данной моде колебаний в зависимости от расстояния между зеркалами. Приведены результаты компьютерного моделирования процесса взаимодействия низковольтного ленточного ВЭП с высокочастотным полем конфокального резонатора на H_{03} моде с частотой 80,63 ГГц. Проведен анализ спектрального состава высокочастотного сигнала, а также показана возможность перестройки частоты генерации путем механического изменения расстояния между зеркалами конфокального резонатора с соответствующим изменением магнитного поля в области взаимодействия.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: магнетронно-инжекторная пушка, ленточный винтовой электронный пучок, питч-фактор, конфокальный резонатор, низковольтный мазер на циклотронном резонансе.

У статті проведено розрахунок конфокального резонатора, утвореного двома циліндричними дзеркалами для роботи на моді H_{03} , а також розрахована перебудова частоти на даній моді коливань в залежності від відстані між дзеркалами. Наведені результати комп'ютерного моделювання процесу взаємодії низковольтного стрічкового ГЕП з високочастотним полем конфокального резонатора на H_{03} моді з частотою 80,63 ГГц. Проведено аналіз спектрального складу високочастотного сигналу, а також показана можливість перебудови частоти генерації шляхом механічної зміни відстані між дзеркалами конфокального резонатора з відповідною зміною магнітного поля в області взаємодії.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: магнетронно-інжекторна гармата, стрічковий гвинтовий електронний пучок, питч-фактор, конфокальний резонатор, низковольтний мазер на циклотронному резонансі.

The simulation results of the confocal cavity with two cylindrical mirrors that works on the H_{03} mode was obtained and discussed in the paper. Also the frequency tuning of the operational mode by changing the distance between the mirrors was simulated. The results of computer simulation of wave-particle interaction on H_{03} mode at the frequency of 80.63 GHz have been shown. The spectral analysis of the high-frequency signal was done and the possibility of frequency tuning by mechanically changing the distance between the mirrors of the confocal cavity with corresponding change in the magnetic field in the interaction region was shown.

KEY WORDS: magnetron- injection gun, the sheet helical electron beam, pitch-factor, confocal cavity, cyclotron resonance maser.

В настоящее время актуальной задачей является разработка источников электромагнитного излучения в миллиметровом диапазоне длин волн с достаточным уровнем выходной мощности и возможностью плавной перестройки частоты в широком диапазоне. Максимальную выходную мощность электромагнитного излучения в данном диапазоне частот обеспечивают электровакуумные приборы, в которых используется индуцированное циклотронное излучение электронов, движущихся в магнитном поле. Самым распространенным представителем приборов этого типа является мазер на циклотронном резонансе (МЦР) - гиротрон. В классическом гиротроне в качестве электродинамической системы используется объемный цилиндрический резонатор. Возможность перестройки частоты в такой системе ограничивается переходом между рабочими модами резонатора. В связи с этим в работах [1-3] были предложены конструкции электродинамических систем, состоящих из двух зеркал различных конфигураций, в которых появляется возможность механической перестройки рабочей частоты за счет изменения собственной частоты резонатора с изменением расстояния между зеркалами. Поскольку в классических гиротронах используется трубчатый винтовой электронный пучок (ВЭП), то при использовании открытых электродинамических систем, как показано в работах [1,2], часть пучка не попадает в пятно поля возбуждаемого в резонаторе колебания, что приводит к снижению КПД прибора. В работе [4] было показано, что для достижения максимальной эффективности взаимодействия электронного пучка с высокочастотным полем резонатора пучок должен иметь оптимальную форму. При этом его ширина должна совпадать с диаметром пятна поля возбуждаемого в резонаторе колебания. Поэтому в гиротронах с открытыми электродинамическими системами целесообразно использовать

ленточный ВЭП, ширина которого совпадает с диаметром пятна поля возбуждаемого в резонаторе колебания [4]. Расчеты, проведенные в работе [4] показали, что мощность выходного излучения будет выше, чем при использовании трубчатого цилиндрического или эллиптического винтового электронного пучка. В работах [5-6] разработана низковольтная планарная магнетронно-инжекторная пушка (МИП), которая формирует ленточный ВЭП с величиной питч-фактора больше единицы и разбросами скоростей электронов, не превышающих 15%, а также приведены результаты ее экспериментального исследования. Целью данной работы является анализ взаимодействия ленточного ВЭП с H_{03} модой открытого цилиндрического резонатора в 4-х мм диапазоне длин волн.

КОНСТРУКЦИЯ КОНФОКАЛЬНОГО РЕЗОНАТОРА

Внешний вид конфокального резонатора, состоящего из двух цилиндрических зеркал длиной 26,25 мм с разрезными кольцами по краям, представлен на рис. 1. Расстояние между зеркалами L соответствует рабочей моде колебаний H_{03} и в рассматриваемом частотном диапазоне составляет 6 мм. Радиусы кривизны зеркал также равны 6 мм. Внутренний радиус разрезных колец составляет 4 мм со стороны МИП и 5 мм со стороны коллектора, толщина колец составляет 1 мм. Следовательно, данный резонатор является короткофокусным с характерными размерами, сравнимыми с длиной волны возбуждаемых колебаний. В работе [7] экспериментально показано, что короткофокусные открытые резонаторы имеют разреженный спектр колебаний. При этом распределение полей в таких электродинамических системах описывается теми же функциями, что и в открытых резонаторах с длиннофокусными зеркалами. Таким образом, можно сказать, что колебание H_{03} будет обладать малыми дифракционными потерями в том случае, если ширина зеркал $2b \geq 4w_1$ [8]. Здесь w_1 - радиус пятна поля рассматриваемого колебания на зеркалах, а $2b$ - ширина зеркал. Радиус кривизны зеркал в случае конфокального резонатора равен расстоянию между ними, а ширина зеркал в результате проведенных расчетов составила 10 мм.

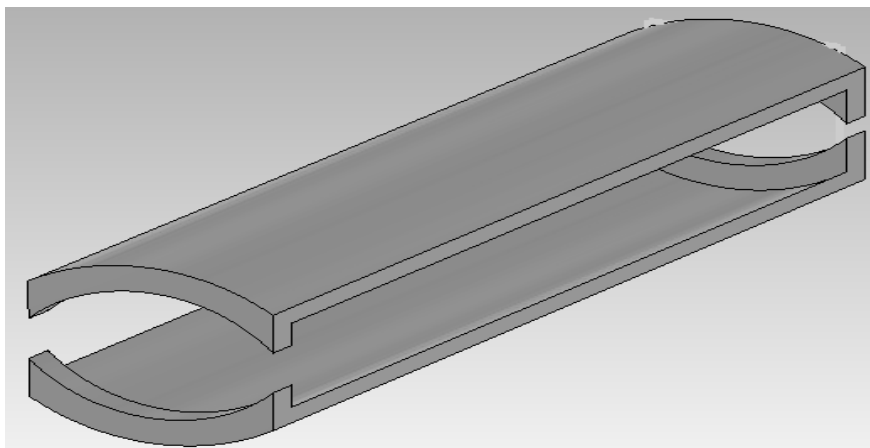


Рис. 1. Конструкция конфокального резонатора.

Распределение напряженности электрического поля в поперечном сечении резонатора для моды H_{03} показано на рис. 2.

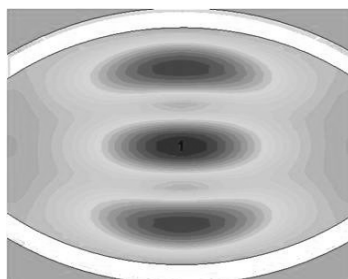


Рис. 2. Распределение напряженности электрического поля в поперечном сечении конфокального резонатора для моды H_{03} .

Из рис. 2 видно, что один из максимумов электрической компоненты поля стоячей волны в резонаторе расположен в центре системы. Поэтому при использовании ленточного ВЭП он будет

находиться в пятне поля резонатора, что позволит использовать весь электронный пучок и повысить эффективность взаимодействия электронов с высокочастотным полем резонатора.

Поскольку подобная конструкция электродинамической системы предполагает возможность механической перестройки частоты, была рассчитана зависимость собственной частоты конфокального резонатора на моде H_{03} от расстояния между зеркалами, которая показана на рис. 3. Пунктирной линией изображена перестройка частоты, которая рассчитана аналитически, для открытого конфокального резонатора со сферическими зеркалами [9].

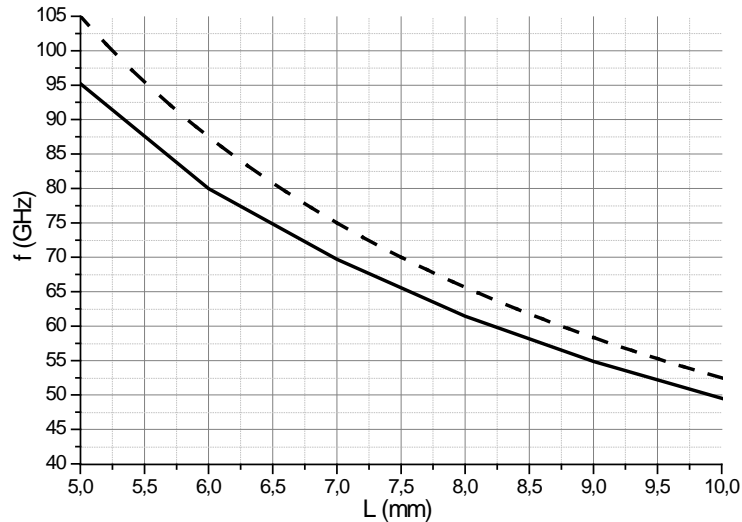


Рис. 3. Зависимость собственной частоты конфокального резонатора на моде H_{03} от расстояния между зеркалами.

Из рис. 3. видно, что при изменении расстояния между зеркалами частота высокочастотных колебаний на моде H_{03} изменяется в широких пределах. При этом дисперсионная зависимость имеет нелинейный характер.

НИЗКОВОЛЬТНАЯ ПЛАНАРНАЯ МИП И МАГНИТНАЯ СИСТЕМА

Для расчета процесса взаимодействия электронного пучка с высокочастотным полем конфокального резонатора был использован ленточный ВЭП, формируемый планарной МИП со следующими параметрами: ускоряющее напряжение порядка 5 кВ, ток пучка 300 мА, питч-фактор – 1, среднеквадратичные разбросы продольных и вращательных компонент скоростей электронов не превышают 15%. Профиль поперечного сечения электронного пучка в области взаимодействия изображен на рис. 4.

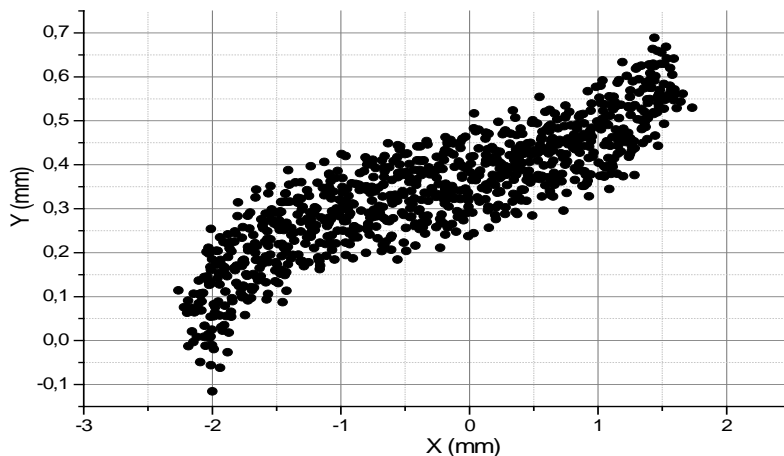


Рис. 4. Профиль электронного пучка.

Планарная МИП и траектории электронов в формируемом ею ленточном ВЭП показаны на рис. 5.

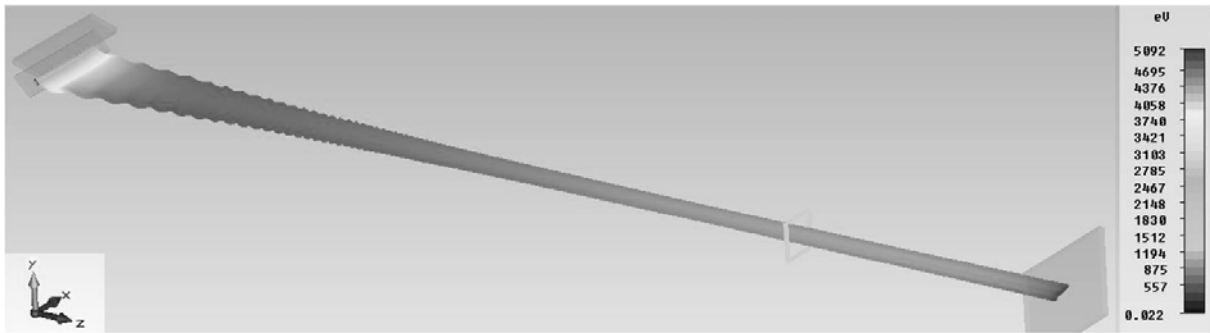


Рис. 5. Планарная МИП и траектории электронов в ленточном ВЭП.

Из рис. 4-5 видно, что компрессия электронного пучка в адиабатически нарастающем магнитном поле составляет порядка 30%. Увеличенный разброс скоростей электронов в пучке и деформация профиля пучка возникает из-за большой протяженности участка формирования пучка, который необходим для достижения величины пичч-фактора порядка единицы. Длина участка формирования пучка зависит от используемого диапазона ускоряющих напряжений и величины магнитного поля.

Для получения магнитного поля с необходимыми характеристиками, как в области формирования ленточного ВЭП, так и в области взаимодействия, в расчете была использована импульсная магнитная система. Конструкция магнитной системы была предложена в ИПФ РАН (Нижний Новгород). Распределение продольной компоненты магнитного поля по длине системы показано на рис. 6.

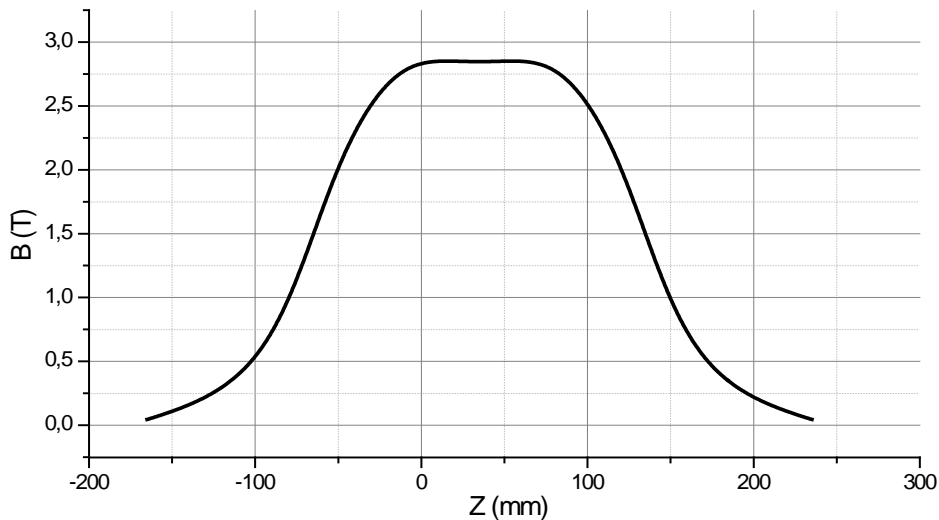


Рис. 6. Распределение магнитного поля.

Данная магнитная система обеспечивает магнитное поле порядка 2,9 Т с высокой степенью однородности в области взаимодействия. Неоднородность магнитного поля не превышает 1 %.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

С помощью компьютерного моделирования процесса взаимодействия низковольтного ленточного ВЭП с высокочастотным полем конфокального цилиндрического резонатора была получена генерация на H_{03} моде с частотой порядка 80,63 ГГц. Спектр генерируемого сигнала показан на рис. 7.

Как видно из рис. 7, имеет место одночастотная генерация на частоте 80,63 ГГц, ширина полосы генерируемого сигнала составляет величину порядка 20 МГц. Спектральная характеристика сигнала низковольтного МЦР с конфокальным резонатором очень похожа на спектральную характеристику сигнала, полученного для гиротрона с планарным резонатором и ленточным ВЭП на частоте 75 ГГц, работающем в 12 кВ диапазоне ускоряющих напряжений, который описан в работе [10]. Это свидетельствует о селективности паразитных колебаний в открытых электродинамических системах, что позволяет получить устойчивую одночастотную генерацию на рабочей моде колебаний с использованием ленточного ВЭП в качестве активной среды.

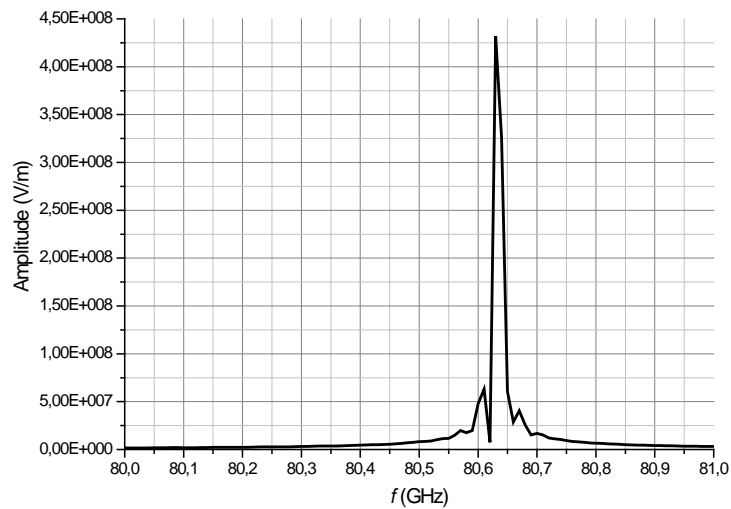


Рис. 7. Спектр генерируемого сигнала.

Распределение напряженностей электрического и магнитного полей в поперечном сечении и по длине резонатора изображено на рис. 8.

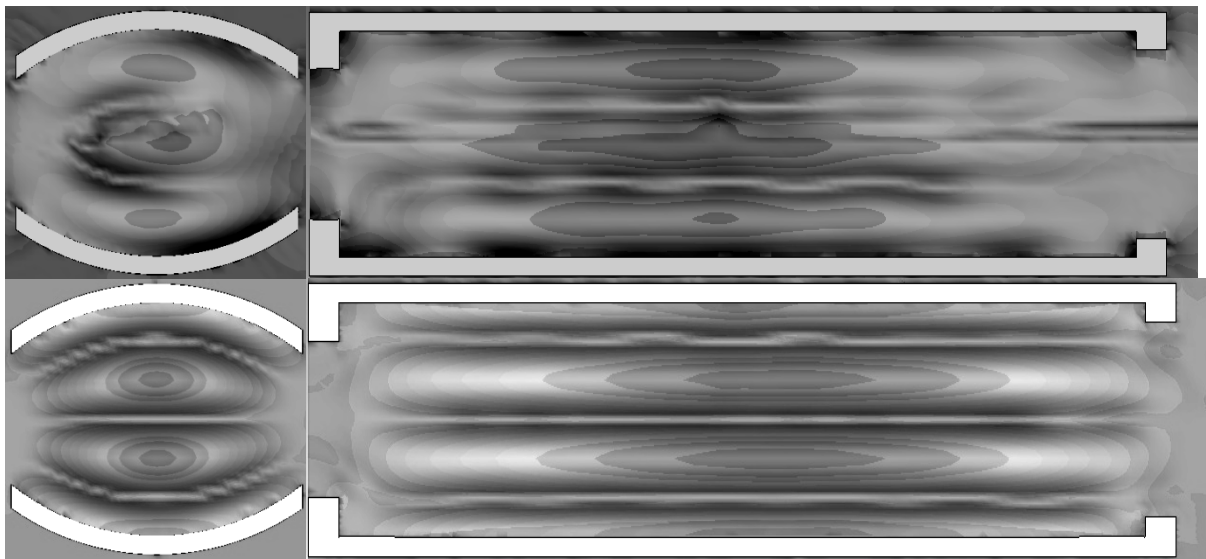


Рис. 8. Распределение напряженностей электрического и магнитного полей в поперечном сечении и по длине конфокального резонатора.

Из рисунка видно, что в конфокальном резонаторе возбуждается H_{03} мода, которая имеет распределение электрического поля оптимальное для взаимодействия с ленточным ВЭП. Большой вклад в возбуждение колебаний в конфокальном резонаторе ленточным ВЭП вносят закритические сужения по краям резонатора, которые и определяют его дифракционную добротность для рабочего типа колебаний.

Распределение энергии электронов в ленточном ВЭП в процессе взаимодействия с высокочастотным полем резонатора показано на рис. 9.

Из рис. 9 виден процесс группировки электронов в сгустки в местах максимальной напряженности электрического поля. Благодаря различным радиусам закритических сужений на краях резонатора вывод энергии электромагнитных колебаний осуществляется в направлении коллектора, где закритическое сужение меньше, о чем также свидетельствует смещение электронных сгустков в направлении вывода энергии. Выходная мощность составила величину порядка 180 Вт.

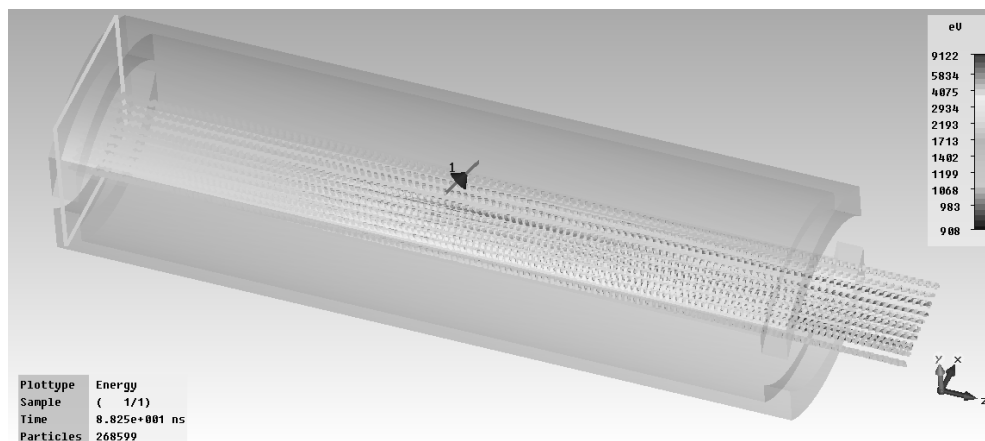


Рис. 9. Распределение энергии электронов в ленточном ВЭП в процессе его взаимодействия с высокочастотным полем конфокального резонатора.

Конфокальная геометрия резонатора обеспечивает селекцию паразитных колебаний, а использование ленточного ВЭП позволяет более эффективно взаимодействовать с высокочастотным полем резонатора.

ВЫВОДЫ

В работе проведен расчет конфокального резонатора, образованного двумя цилиндрическими зеркалами, в котором возбуждается мода H_{03} на частоте 80,63 ГГц. Показано, что рабочая мода возбуждается в рассматриваемом резонаторе в широкой полосе частот.

Результаты компьютерного моделирования процесса взаимодействия ленточного ВЭП с высокочастотным полем конфокального цилиндрического резонатора показали устойчивую генерацию на H_{03} моде на частоте 80,63 ГГц, что свидетельствует о возможности использования ленточного ВЭП в МЦР с открытыми электродинамическими системами. КПД МЦР с конфокальным резонатором составил величину порядка 15% на типе колебаний H_{03} .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С.Н. Власов, А.Г. Лучинин, Г.С. Нусинович, И.М. Орлова, В.Г. Усов, В.А. Флягин, В.И. Хижняк, "Гиротроны с двухзеркальными резонаторами" / Сб. научных трудов "Гиротроны", Горький. – 1980. - с. 160 – 170.
2. Wen Hu, M.A. Shapiro, K.E. Kreischer, R.J. Temkin, "140-GHzgyrotron experiment based on a confocal cavity" / IEEE Trans. Plasma Sci. – 1998. –Vol. 26, no. 3, -pp. 366 – 374.
3. Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, В.Ю. Заславский, А.С. Сергеев, И.В. Железнов, "Субмиллиметровые планарные гиротроны с поперечным дифракционным выводом излучения" / Письма в ЖТФ. –2011. –Т. 37, № 2. - с. 62 – 70.
4. А.Г. Лучинин, Г.С. Нусинович, "Сравнение КПД и выходных мощностей МЦР – монотронов с различными электродинамическими системами" / Электронная техника, Электроника СВЧ. – 1975. – Т. 1, №11. - с. 26 – 36.
5. Кишко С., Пономаренко С., Кулешов А., Ефимов Б., "Магнетронно-инжекторная пушка для планарного мазера на циклотронном резонансе" / Вестник ХНУ, серия радиофизика и электроника. – 2012. –Т. 21, №1038. – с. 83-88.
6. С.А. Кишко, А.Н. Кулешов, С.С. Пономаренко, Б.П. Ефимов, С.А. Власенко, "Экспериментальное исследование планарной магнетронно-инжекторной пушки для мазера на циклотронном резонансе" / Вестник ХНУ, серия радиофизика и электроника, (в печати).
7. Вертий А.А., Иванченко И.В., Попенко Н.А., Нестеренко А.В., Цвык А.И., Шестопапов В.П., "Исследование короткофокусных открытых резонаторов, применяемых в дифракционной электронике" / Радиотехника и электроника. – 1986. – Т. 1, №1. – с. 126 – 134.
8. Глоге Д., "Расчет оптических резонаторов и линзовых систем" / Квантоптика. М. Мир. – 1966. – с. 280 – 314.
9. Ищенко Е.Ф., "Открытые оптические резонаторы: Некоторые вопросы теории и расчета." / М. Сов. радио. – 1980. – 208 с.
10. С. А. Кишко, А. Н. Кулешов, М. Ю. Глявин, И. В. Зотова, И. В. Железнов, Н. С. Гинзбург, В. Н. Мануилов, В. Ю. Заславский, "Разработка 75 ГГц планарного гиротрона с поперечным выводом энергии" / Радиотехника и Электроника, Москва, (в печати).

УДК 621.385.6

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАНАРНОЙ МАГНЕТРОННО-ИНЖЕКТОРНОЙ ПУШКИ ДЛЯ МАЗЕРА НА ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ**С.А. Кишко¹, А.Н. Кулешов¹, С.С. Пономаренко¹, Б.П. Ефимов¹, С.А. Власенко^{1,2}**¹*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины**12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина*²*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина**4, пл. Свободы, Харьков, 61022, Украина*E-mail: sergeykishko@gmail.com

Поступила в редакцию 22 октября 2013 г.

В статье приведены результаты разработки планарной магнетронно-инжекторной пушки и экспериментального макета для исследования параметров формируемых ленточных поливинтовых электронных пучков. Исследованы температурные режимы работы эмиттера планарной МИП. Получены отпечатки на смотровом окне сформированного ленточного ВЭП. Измерены зависимости разбросов компонент скоростей электронов в пучке и величины питч-фактора от ускоряющего напряжения. Проведено сравнение экспериментально полученных результатов с результатами компьютерного моделирования. Показана возможность формирования ленточного ВЭП с величиной питч-фактора больше единицы при сохранении разбросов компонент скоростей электронов в пределах 15%.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: магнетронно-инжекторная пушка (МИП), ленточный винтовой электронный пучок (ВЭП), питч-фактор, разброс электронов по скоростям, планарный гиротрон.

У статті наведено результати розробки планарної магнетронно-інжекторної гармати та експериментального макету для дослідження параметрів сформованих стрічкових полігвинтових електронних пучків. Досліджено температурні режими роботи емітера планарної МІП. Отримано відбитки на оглядове вікно сформованого стрічкового ГЭП. Обмірювана залежність розкиду компонент швидкостей електронів у пучку й величини пітч-фактора від напруги що прискорює. Проведено порівняння експериментально отриманих результатів з результатами комп'ютерного моделювання. Показана можливість формування стрічкового ГЭП з величиною пітч-фактора більше одиниці при збереженні розкиду компонент швидкостей електронів у межах 15%.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: магнетронно-інжекторна гармата (МІП), стрічковий гвинтовий електронний пучок (ГЭП), пітч-фактор, розкид електронів по швидкостям, планарний гіротрон.

The results of the development of the planar magnetron-injection gun and also the experimental set-up in order to study the parameters of generating ribbon helical electron beams have been presented in the paper. The thermal operation regimes of the planar MIG emitter were studied. The sheet HEB footprints at the observation window were obtained. The dependences of the electron velocity spread and the pitch-factor value on the accelerating voltage were measured. The comparison of experimentally obtained results with the results of computer simulation was made and discussed. The possibility of the generation of sheet HEB with pitch-factor value more than one with electron velocity spread in the range of 15% was shown.

KEY WORDS: magnetron- injection gun (MIG), the sheet helical electron beam (HEB), pitch-factor, velocity spread of the electrons, planar gyrotron.

Для ефективного возбуждения электромагнитных колебаний в электродинамической системе планарного гиротрона [1] возникает необходимость формирования ленточного винтового электронного пучка с величиной питч-фактора больше единицы. Основными требованиями, предъявляемыми к ленточному электронному пучку, являются: минимально возможные искажения в профиле поперечного сечения электронного пучка в области взаимодействия, величина питч-фактора должна быть равна или больше единицы, разброс энергий электронов в пучке не должен превышать 3% а разбросы компонент скоростей электронов должны находиться в пределах 15% (под разбросом подразумевается среднеквадратичное отклонение измеряемой величины). Расчет геометрии планарной МИП для формирования ленточного ВЭП удовлетворяющего вышеперечисленным характеристикам был проведен с помощью компьютерного моделирования и результаты расчета представлены в работах [2,3]. Для проверки результатов полученных с помощью компьютерного моделирования был разработан макет для экспериментального исследования планарной МИП с помощью которого были получены экспериментальные характеристики электронного пучка.

МАКЕТ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАНАРНОЙ МИП

Для проведения экспериментальных исследований в ИРЭ им. А. Я. Усикова НАН Украины конструкция планарной МИП была пересчитана на низковольтные ускоряющие напряжения и соответствующие им величины токов и магнитных полей. В результате планарная МИП для экспериментального исследования была рассчитана на 5 кВ диапазон ускоряющего напряжения при максимальном токе пучка 300 мА. Для формирования и фокусировки ленточного ВЭП была разработана магнитная система, состоящая из двух соленоидов с распределением магнитного поля, показанным на рис 1. Максимальная величина магнитного поля составляет 0,3 Т при токе соленоидов 20А. Величина магнитного поля в области эмиттера составляет 0,1 Т.

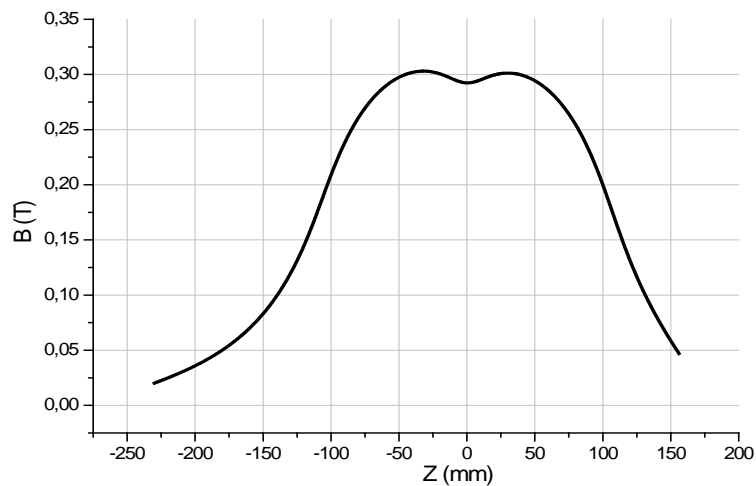


Рис. 1. Распределение продольной компоненты магнитного поля в системе.

Для экспериментального исследования характеристик планарной МИП был разработан макет, конструкция которого показана на рис. 2. Макет, изображенный на рис. 2, состоит из следующих частей: 1 – узел планарной МИП, 2 – канал транспортировки электронного пучка, 3 – изолированный электрод, 4 – изолятор между креплением коллектора и каналом транспортировки, 5 – смотровое окно.

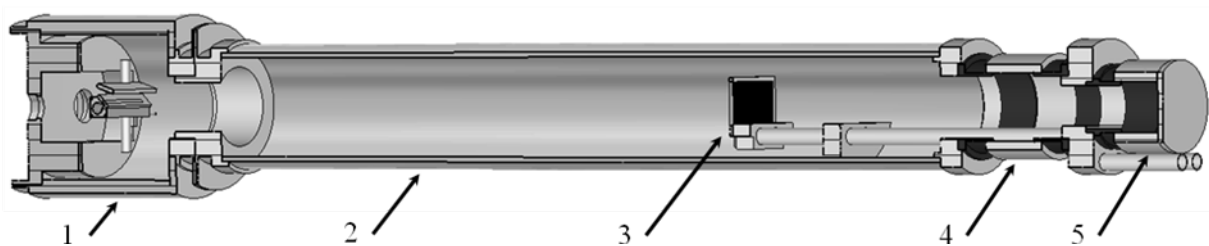


Рис. 2. Макет для экспериментального исследования планарной МИП.

Для измерения разбросов электронов в пучке по скоростям был использован метод задерживающего потенциала, подаваемого на электрически изолированный от корпуса электрод. Таким образом, подавая на изолированный электрод задерживающий потенциал, становится возможным измерить разброс компонент скоростей электронов и величину пич-фактора. Изолированный электрод выполнен в виде сетки из молибдена с периодом 0,3 мм. Электронный пучок, попадая на сетку, вызывает ее нагрев и свечение, что позволяет увидеть профиль поперечного сечения электронного пучка. Наблюдение за свечением на электроде проводилось через смотровое окно, расположенное таким образом, что в него видно сетку коллектора. Также отпечаток электронного пучка можно увидеть непосредственно на поверхности смотрового окна. Для предотвращения температурного повреждения электрод и коллектор имеют водяное охлаждение.

Конструкция макета и системы крепления планарной МИП разработаны таким образом, чтобы не вносить возмущений в распределение потенциала электрического поля в области планарной МИП. На рис. 3 изображена конструкция планарной МИП, которая состоит из следующих частей: подложка 1, которая является связующим звеном между планарной МИП и корпусом макета; к ней крепятся кварцевые трубки, которые необходимы для электрической изоляции между планарной МИП и корпусом

макета 2, выводы 3, необходимые для крепления электрических контактов и для механического крепления к диэлектрическим трубкам керамического основания 4. Керамическое основание необходимо для крепления подогревателя и катода 6, а также эмиттера 5. Керамическое основание повышает эффективность передачи тепла от подогревателя к эмиттеру. 7 – анод, закреплен с помощью уголкового крепления – 8. Данная конструкция рассчитана на диапазон ускоряющих напряжений до 6 кВ.

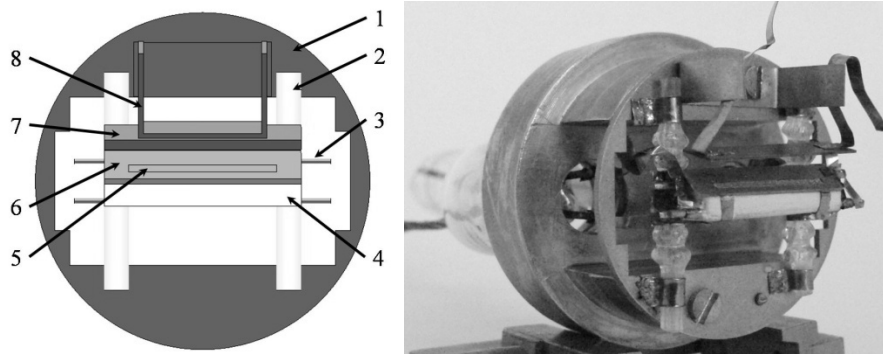


Рис. 3. Компьютерная модель узла планарной МИП и его экспериментальный прототип.

Эмиттер планарной МИП сделан из полоски никеля, на которую нанесен эмитирующий слой. В качестве эмитирующего материала использовался $\text{BaSrCa}(\text{CO}_3)_3$. Работа выхода для этого соединения составляет 1,6 – 1,7 эВ. Площадь эмитирующей поверхности равняется 0,15 cm^2 . Основываясь на [4] была рассчитана температура, необходимая для получения тока из эмиттера порядка 300 мА и она составила порядка 900° С в зависимости от состава эмитирующей смеси.

Экспериментальное исследование температурного режима работы эмиттера планарной МИП проводилось в стеклянной колбе при давлении остаточных газов порядка 10^{-5} мм.рт.ст. Температура эмиттера определялась по его свечению с помощью пирометра. График зависимости температуры эмиттера и керамического основания от мощности накала показан на рис. 4.

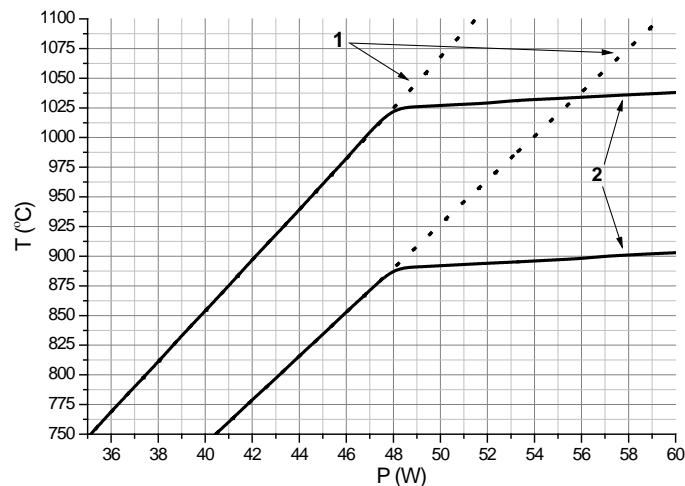


Рис. 4. Графики зависимости температуры эмиттера от мощности накала: 1 – результаты расчетов, 2 – экспериментальные результаты.

На рис. 4. Верхние кривые соответствуют температуре керамического основания, а нижние температуре эмиттера. Как видно из рис. 4 экспериментально измеренная температура (кривые 2) отличается от результатов компьютерного моделирования (кривые 1) что обусловлено ухудшением теплопередачи в области крепления катода к керамическому основанию. Линейный рост температуры эмиттера с увеличением мощности накала происходит в идеальных условиях (идеальный вакуум). В эксперименте с увеличением мощности накала температура эмиттера сначала растет линейно, а потом ее рост замедляется, что обусловлено наличием потерь тепла. Тепло может передаваться как остаточным газам, которые приводят к дополнительному охлаждению пушки и нагреву стенок колбы, а также и уходит на нагрев системы крепления пушки, которая в свою очередь нагревает корпус установки.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЕНТОЧНОГО ВЭП МЕТОДАМИ ФОТОСЪЕМКИ И ТОРМОЗЯЩЕГО ПОТЕНЦИАЛА

Макет для экспериментального исследования планарной МИП в сборе показан на рис. 5.



Рис. 5. Макет для экспериментального исследования планарной МИП.

Для измерения величины компонент скоростей электронов в электронном пучке и их разброса макет был подключен по схеме, показанной на рис. 6.

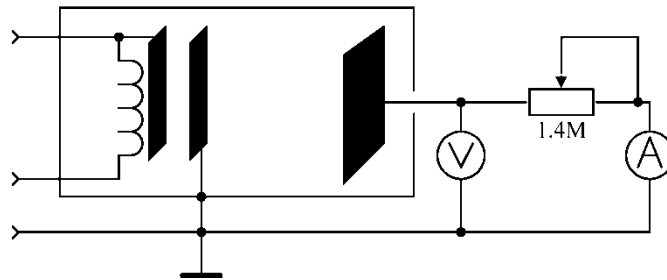


Рис. 6. Электрическая схема подключения экспериментального макета.

В схеме, изображенной на рис.6, с помощью переменного сопротивления обеспечивается регулировка величины тормозящего потенциала на коллекторе. Вольтметр и амперметр нужны для измерения величины тормозящего потенциала коллектора и тока электронов, осевших на коллекторе. При использовании данной схемы пичч-фактор пучка и компоненты скоростей электронов рассчитывались по методике, предложенной в работах [5-7]. Формулы для расчета показаны ниже.

$$v_z = \sqrt{\frac{2eU_c}{m}}; v_r = \sqrt{\frac{2e}{m}(U_a - U_c)}; g = \sqrt{\frac{U_a - U_c}{U_c}};$$

$$\delta v_r = \left(\frac{v_{r2} - v_{r1}}{v_{r0}} \right); v_{r0} = \frac{v_{r1} + v_{r2}}{2}.$$

где v_z и v_r – поступательная и вращательная компоненты скорости электронов, U_a – ускоряющее напряжение, e – заряд электрона, m – масса электрона, v_{r1} , v_{r2} – скорости вращательного движения в случае напряжений электрода, при которых коллекторный ток равен соответственно 0,1 и 0,9 максимальной величины, U_c – напряжение на электроде. Метод торможения электронов позволит найти распределение продольных скоростей электронов, а затем, в силу равенства полных скоростей электронов найти их вращательные скорости. На основании полученных данных строится график зависимости нормированного тока коллектора от величины тормозящего потенциала. Из графика становится возможным оценить величины разбросов компонент скоростей электронов и их среднее значение. Средняя величина пичч-фактора рассчитывается как отношение вращательной компоненты скорости электронов к поступательной при величине тормозящего потенциала, соответствующего уровню 0,5 от нормированного тока.

В ходе экспериментального исследования магнитное поле соленоидов поддерживалось на уровне 0,27 Т в области однородного магнитного поля. Также для экспериментальных условий было проведено компьютерное моделирование. Сравнение экспериментальных результатов с результатами компьютерного моделирования показано на рис. 7.

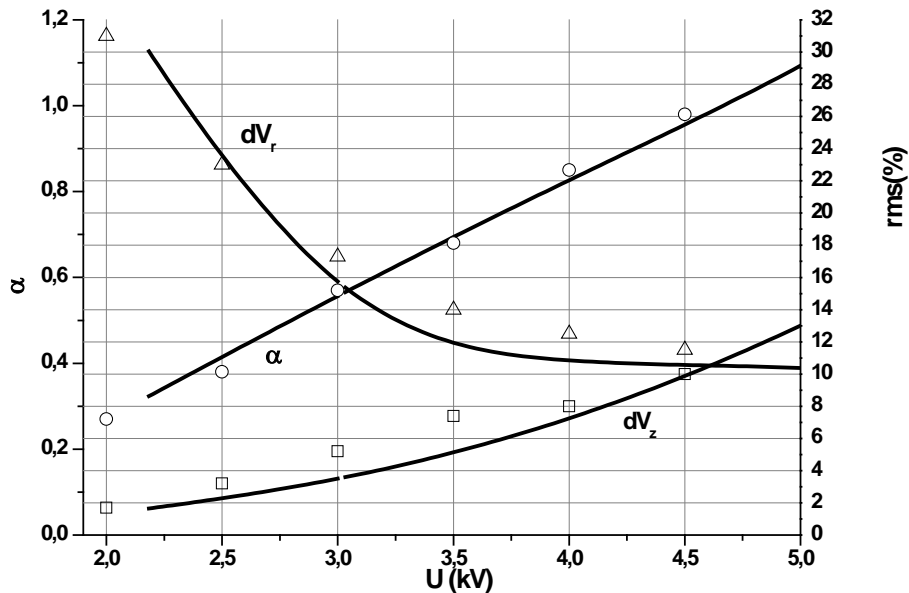


Рис. 7. Сравнение экспериментальных результатов с результатами компьютерного моделирования

Из рис. 7 видно хорошее совпадение экспериментально полученных результатов с результатами компьютерного моделирования. Разбросы компонент скоростей электронов полученные экспериментально немного больше значений полученных в ходе компьютерного моделирования. Это обусловлено наличием остаточных газов в макете в процессе эксперимента (давление составляет порядка 10^{-6} мм.рт.ст.) и влиянием электронов отраженных от коллектора под действием тормозящего потенциала на пучок во время проведения эксперимента.

Также в ходе эксперимента были получены фотографии отпечатка электронного пучка на смотровом окне, которые показаны на рис. 8. Фотографии были сделаны при следующих параметрах: величина магнитного поля в однородной области 0,26 Т, ускоряющее напряжение 2,3 кВ, ток пучка 30 мА.

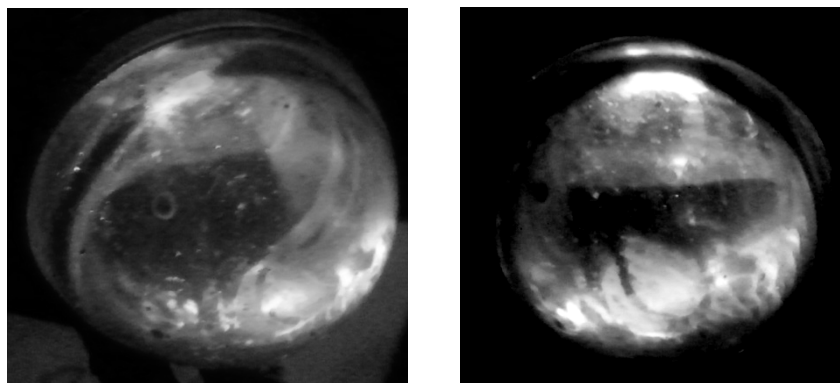


Рис. 8. Отпечаток электронного пучка на смотровом окне.

Из рис. 8 видно, что отпечаток электронного пучка имеет вид прямоугольника, что говорит о том, что пучок ленточный и без значительных деформаций в профиле.

Для данных условий был проведен траекторный анализ и получено распределение электронов в поперечном сечении пучка в области однородного магнитного поля и в области смотрового окна. Результаты показаны на рис. 9. Величина питч-фактора электронного пучка, изображенного на рис. 9 составляет порядка 1. Сохранение величины питч-фактора пучка обусловлено пропорциональным

уменьшением как магнитного поля в однородной области и области эмиттера, так и величины ускоряющего напряжения. Искажения в профиле электронного пучка в области смотрового окна вызваны адиабатически уменьшающимся магнитным полем, так как смотровое окно находится в спадающем магнитном поле.

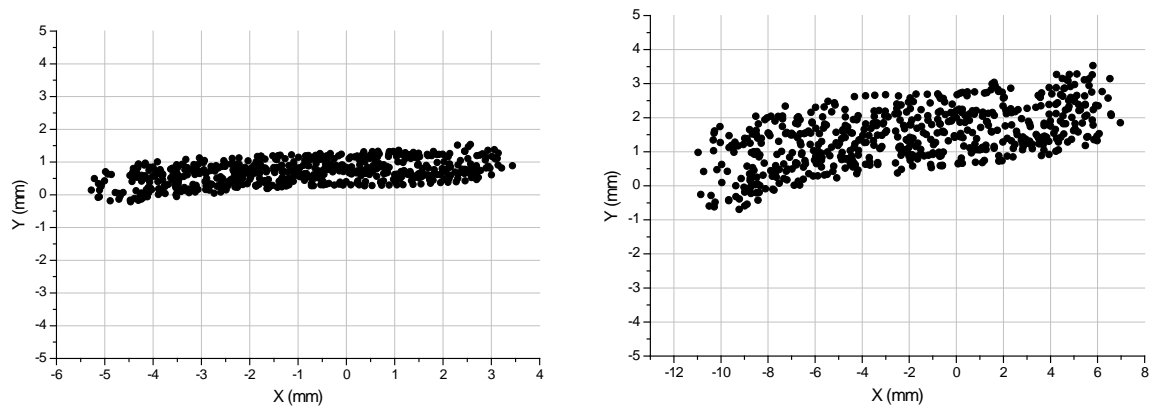


Рис. 9. Распределение электронов в поперечном сечении пучка в области однородного магнитного поля и в области смотрового окна.

ВЫВОДЫ

В ходе работы был создан экспериментальный прототип планарной МИП. Измерение температурного режима работы эмиттера планарной МИП показало, что для достижения эмиссии электронов с током порядка 150 мА достаточно мощности накала в 50 Вт.

Разработанный макет для экспериментального исследования планарной МИП позволил увидеть отпечаток электронного пучка на смотровом окне и измерить его характеристики. По отпечатку электронного пучка можно сделать вывод о его ленточной форме.

Полученные экспериментально разбросы вращательной и поступательной компонент скоростей электронов в пучке хорошо совпадают с результатами компьютерного моделирования.

В ходе эксперимента установлено, что при ускоряющем напряжении 4,5 кВ и величине магнитного поля в однородной области порядка 0,27 Т, питч-фактор пучка составляет 1. При снижении величины магнитного поля до 0,26 Т и ускоряющем напряжении 2,3 кВ питч-фактор сохраняется в районе единицы. Это говорит о возможности изменения ускоряющего напряжения в широких пределах и возможности изменения величины питч-фактора, однако при этом нужно учитывать, что с увеличением питч-фактора также увеличиваются и разбросы компонент скоростей электронов в пучке. Питч-фактор электронного пучка в основном зависит от величины магнитного поля в области эмиттера и ускоряющего напряжения.

В результате был экспериментально сформирован ленточный ВЭП с величиной питч фактора больше единицы при разбросах компонент скоростей электронов, не превышающих 15 %, что достаточно для использования подобного ленточного ВЭП в квазиоптическом и планарном гиротронах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ginzburg N., Zotova I., Sergeev A., Zaslavsky V. and Zheleznov I., "High-Power Terahertz-Range Planar Gyrotrons with Transverse Energy Extraction" / *Phys. Rev. Lett.* – 2012. – Vol. 108. – pp. 105101.1-105101.4.
2. Кишко С., Пономаренко С., Кулешов А., Ефимов Б., "Магнетронно-инжекторная пушка для планарного мазера на циклотронном резонансе" / *Вестник ХНУ, серия радиофизика и электроника.* – 2012. – Т. 21, №1038. – с. 83-88.
3. Кишко С., Кулешов А., Глявин М., Зотова И., Железнов И., Гинзбург Н., Мануилов В., Заславский В. "Разработка 75 ГГц планарного гиротрона с поперечным выводом энергии" / *Радиотехника и электроника, Москва, (в печати).*
4. Г. Кудинцева, А. Мельников, А. Морозов, Б. Никонов. *Термоэлектронные катоды.* Москва: Энергия. – 1966. – 368 с.
5. Авдошин Е. Г., Гольденберг А. Л. "Экспериментальное исследование адиабатических электронных пушек МЦР" / *Изв. Вузов. Радиофизика.* – 1973. – Т. 16, №10. – с. 1605-1611.
6. Запевалов В. Е., Куфтин А. Н., Лыгин В. К., Цимринг Ш. Е. "Численное моделирование и экспериментальное исследование магнетронно-инжекторных пушек мощных коротковолновых гиротронов" / *Изв. Вузов. Радиофизика.* – 1992. – Т. 35, №11-12. – с. 999-1007.
7. Sh.E. Tsimring, "Gyrotron electron beams: velocity and energy spread and beam instabilities" / *International Journal of Infrared and Millimeter Waves.* – 2001. – Vol. 22, No. 10. – pp. 1433-1468.

УДК 621.375.826;621.3.038.

ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЗМА СЛОЖЕНИЯ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ОПТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ

В.П. Андросов, С.В. Базаров, А.М. Гвоздь, А.В. Черкашин

ННЦ ХФТИ, НИК УЯС, 1, ул.Академическая, Харьков, 61000, Украина

Поступила в редакцию 10 октября 2013 г.

В работе проведено сравнение спектров оптического резонатора и лазерного излучения, в виде периодической последовательности импульсов. Показано, что добиться когерентного сложения их в резонаторе нельзя. Для более эффективного суммирования лазерных импульсов в резонаторе необходимо стремиться к точному возбуждению одного из его собственных типов колебания несущей частотой лазера, а также к наиболее возможному уменьшению различия в их межмодовых частотах. Приведенные результаты расчетов показали, каким образом эти параметры влияют на величину накопления лазерных импульсов в резонаторе и какой вид будет иметь накопленный импульс.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: Фабри-Перо, лазерный резонатор, импульсный лазер

У роботі проведено порівняння спектрів оптичного резонатора і лазерного випромінювання, у вигляді періодичної послідовності імпульсів. Показано, що досягнути когерентного складання їх в резонаторі неможливо. Для більш ефективного складання лазерних імпульсів в резонаторі необхідно прагнути до точного збудження одного з його власних типів коливання несучою частотою лазера, а так само до найбільш можливого зменшення розбіжності в їх межмодових частотах. Наведені результати розрахунків показали, яким чином ці параметри впливають на величину накопичення лазерних імпульсів в резонаторі, і який вигляд матиме накопичений імпульс.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: оптичний резонатор, імпульсний лазер, ультракороткі імпульси, накопичення

In this paper have been made a comparison of the spectra of the optical cavity and laser radiation in the form of a periodic sequence of pulses. It is shown that the coherent summation of the pulses in the cavity cannot be achieved. For more effective summation of laser pulses in the cavity it is necessary to seek the exact excitation of one of his own type of oscillation by carrier frequency of the laser, as well as to the most possible reduction of the differences in their free spectral range frequencies. The above results of calculations have shown how these parameters affect on the amount of storage of laser pulses in the cavity and what kind would have gained pulse.

KEY WORDS: optical cavity, pulse laser, ultra short pulses, storage

ВВЕДЕНИЕ

Для получения рентгеновского излучения, имеющего практическое значение, в генераторе на основе обратного комптоновского рассеяния необходимо иметь в точке взаимодействия электронов с фотонами сгустки данных частиц с высокой плотностью [1, 2]. Основной подход по формированию фотонных сгустков большой энергии, получивший распространение в последнее время, основан на суммировании лазерных импульсов в оптическом резонаторе [3-7]. Детального изучения этого механизма на данный момент не существует. Непонятно, какие параметры лазерного излучения и накапливающего резонатора следует считать наиболее важными в процессе накопления, в какой степени они влияют на его эффективность? И, вообще, возможно ли когерентное (со 100% эффективностью) сложение лазерных импульсов в оптическом резонаторе?

Данная работа посвящена поиску ответов на все эти вопросы. Изучение рассматриваемого механизма накопления импульсов в резонаторе проведено теоретически. Это позволило достаточно легко варьировать значениями многих параметров такой системы и лучше разобраться в данном вопросе.

СРАВНЕНИЕ СПЕКТРОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ОПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА

Изучение вопроса накопления лазерных импульсов в резонаторе Фабри-Перо начнем с анализа их спектров.

Периодическая последовательность радиоимпульсов (такowymi являются и фотонные сгустки) имеет спектр:

$$f_m^{beam} = f_{car} + m f_{rep}, \quad (1)$$

где m принимает значения любых целых чисел ($m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$);

f_{rep} – частота следования импульсов в сигнале;

f_{car} – несущая частота сигнала, является собственной частотой лазерного резонатора и может быть записана в виде:

$$f_{car} = f_{rep}(n + \Delta n), \tag{2}$$

где n – целое положительное число $n = 0; 1; 2; \dots$. Оно представляет собой продольный индекс колебания, возбуждаемого лазером;

Δn – определяет поправку к его собственной частоте ($\Delta n < 1$). Она описывает степень её смещения, за счет кривизны волнового фронта резонансного пучка в нем, относительно его идеального аналога, образованного плоскими бесконечными отражателями. В поправочный член Δn также входят возможные дополнительные фазовые набегги на всех внутренних элементах лазерного резонатора.

Таким образом, спектральную «гребенку» периодической последовательности лазерных импульсов, которой возбуждается накапливающий резонатор, можно представить в виде:

$$f_{n+m}^{beam} = f_{rep}(n + m + \Delta n), \tag{3}$$

Ее схематическое изображение приведено на рис.1.

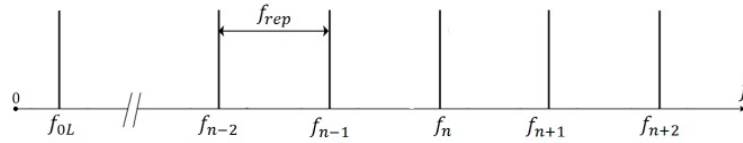


Рис.1. Схематический вид спектральной «гребенки» периодической последовательности лазерных импульсов.

Аналогичный вид имеет спектр собственных частот, которым обладает и оптический резонатор:

$$f_q = f_{FSR}(q + \Delta q), \tag{4}$$

где q – целое положительное число ($q = 0; 1; 2; \dots$);

Δq -поправка к собственной частоте.

f_{FSR} – межмодовая частота резонатора. Она определяет частотный промежуток между соседними типами колебаний ($f_{FSR} = |f_{q\pm 1} - f_q|$) с одним и тем же поперечным распределением поля.

Возбуждение любого типа колебания в реальном резонаторе не обязательно должно сопровождаться точным совпадением частоты возбуждаемой волны с собственной частотой резонатора. Поэтому, в спектре последнего следует учитывать полную полосу частот в окрестности каждой его собственной частоты.

На рис.2 представлена частотная «гребенка» реального оптического резонатора с учетом его резонансных кривых вокруг каждой собственной частоты.

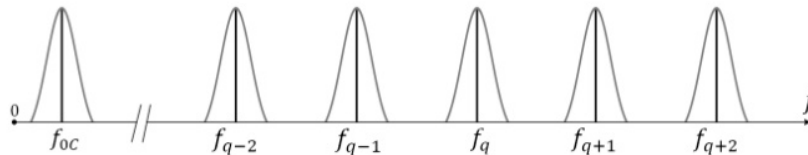


Рис.2. Частотная «гребенка» реального оптического резонатора вместе с резонансными кривыми вокруг его собственных частот.

Для дальнейшего анализа соотношение (4) перепишем в виде:

$$f_{q+m}^{cav} = f_{FSR}(q + m + \Delta q), \tag{5}$$

Здесь q – конкретное целое число, описывающее q -й собственный тип колебания в резонаторе.

$m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$. Эти значения определяют боковые типы колебания относительно q -ого.

Для возбуждения резонатора со 100% эффективностью периодической последовательностью лазерных импульсов, имеющих спектр (3), необходимо, чтобы все его гармоники совпадали с собственными частотами резонатора (5), т.е.

$$\delta f = f_{rep}(n + m + \Delta n) - f_{FSR}(q + m + \Delta q) \equiv 0, \tag{6}$$

В принципе такое возможно. Для этого нужно, чтобы n -тая гармоника лазерного излучения возбуждала q -тый тип колебания в резонаторе, а лазер состоял из таких элементов и расположенных таким образом, чтобы его частотная поправка $f_{rep}\Delta n$ совпала с частотной поправкой $f_{FSR}\Delta q$.

$$f_{rep}\Delta n \equiv f_{FSR}\Delta q \tag{7}$$

Реализовать такую ситуацию на практике нереально. Таким образом, когерентно со 100% эффективностью сложить лазерные импульсы в резонаторе нельзя. Определим, с какой же эффективностью это можно сделать.

Перепишем соотношение (6) в виде:

$$\delta f = f_{car} - f_q + m(f_{rep} - f_{FSR}), \quad (6a)$$

Первые два члена этого выражения описывают смещение несущей частоты лазерного излучения f_{car} от q -той собственной частоты резонатора f_q ($\Delta f = f_{car} - f_q$). Последний член пропорционален различию межмодовых частот ($m\Delta f_M = m(f_{rep} - f_{FSR})$) лазерного и накапливающего резонаторов.

Минимизировать соотношение (6a) можно двумя путями. Первый, – это добиться точного возбуждения резонатора на его собственной частоте, т.е. сделать величину $\Delta f = 0$. В этом случае $\Delta f_M \neq 0$. Второй, – это обеспечить равенство межмодовых частот, т.е. $\Delta f_M = 0$. При этом $\Delta f \neq 0$.

Рассмотрим, каким образом эти две величины влияют на эффективность накопления импульсов в резонаторе и на форму результирующего импульса.

РАСЧЕТ ФОРМЫ НАКОПЛЕННОГО ИМПУЛЬСА И ЭНЕРГИИ В НЕМ

Расчеты этих характеристик проведем, используя метод, предложенный в работе [4].

Расчеты здесь и далее выполнены для параметров лазерного излучения и геометрических размеров резонатора Фабри-Перо, представленных в таблице ниже:

Таблица. Параметры лазерного излучения и резонатора Фабри – Перо.

длина волны лазерного излучения, λ	1064 мкм
длительность лазерного импульса, τ_{pulse}	7 пс
длительность лазерного импульса, τ_{pulse}	3 нДж/импульс
частота следования лазерных импульсов, f_{rep}	349.65 МГц
длина резонатора, L_{cav}	428.7 мм
радиус кривизны сферических зеркал, ρ_{cav}	218.5 мм
q	805834
размер пучка в центре резонатора, w_0	100.5 мкм
размер пучка на зеркалах, w	0.73 мм
число учитываемых при расчетах гармоник	1000

а) Идеальное согласование спектров лазерного излучения и накапливающего резонатора.

На рис.3 представлены кривые накопления лазерных импульсов в резонаторе в идеальном случае ($\Delta f = \Delta f_M = 0$) для различных параметров его входного и выходного отражателей.

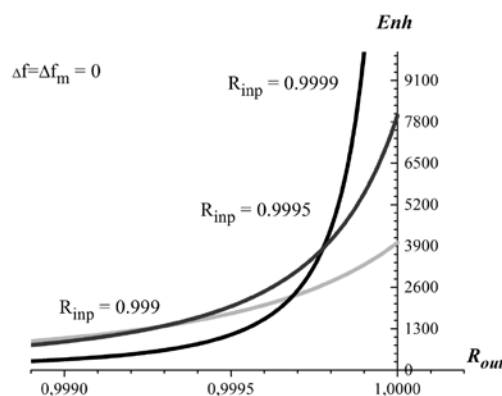


Рис. 3. Накопление импульсов в резонаторе Фабри-Перо с различными зеркалами при идеальном согласовании спектров этих систем.

Величину усиления резонатором энергии в импульсе в данном случае можно достаточно просто вычислить с помощью следующего соотношения:

$$Enh = \frac{T_{inp}}{(1 - \sqrt{R_{inp}R_{out}})^2}, \quad (8)$$

где R_{inp} , T_{inp} – коэффициенты отражения и прохождения соответственно для входного зеркала, а R_{out} – коэффициент отражения для выходного зеркала.

Форма накопленного в резонаторе импульса в случае идеального согласования спектров этих систем приведена на рис. 4.

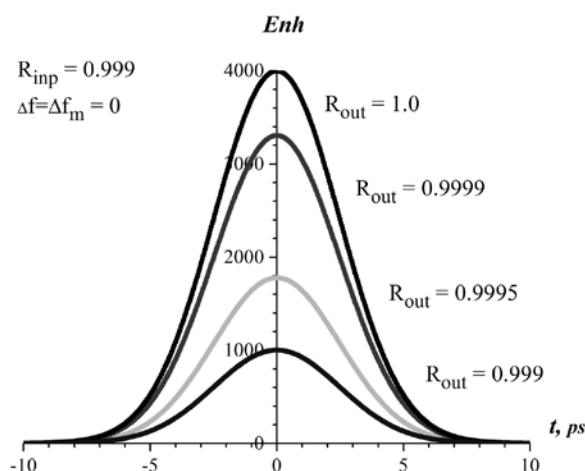


Рис.4. Вид накопленного в резонаторе импульса при идеальном согласовании его и лазерного спектров для различных коэффициентов отражения выходных зеркал.

b) Согласование межмодовых частот лазера и резонатора: $\Delta f_M = 0$ и $\Delta f \neq 0$.

На рис.5 представлены зависимости коэффициента усиления накопленной энергии в импульсе в различных резонаторах от сдвига частоты между гармониками лазерного излучения и собственными центральными частотами колебаний, которые они возбуждают в резонаторе. На нем величиной $\Delta f_{1/2}$ обозначена полуширина резонансной кривой соответствующих резонаторов.

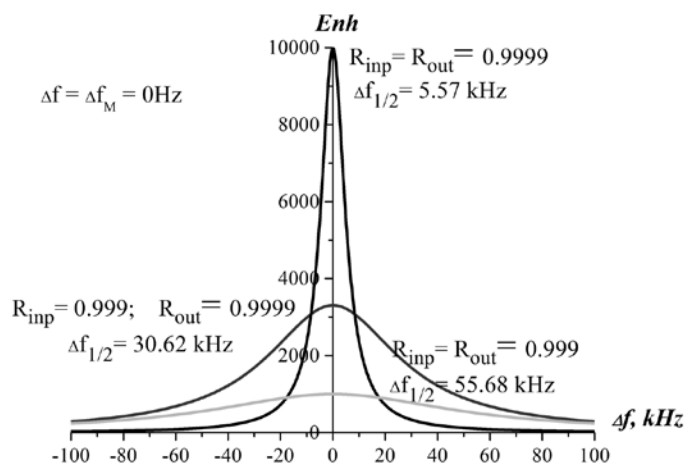


Рис.5. Зависимость коэффициента усиления накопления энергии в импульсе для различных резонаторов от сдвига частоты между гармониками лазерного излучения и собственными частотами колебаний, которые они возбуждают в резонаторе.

Из рисунка 5 видно, что с увеличением расстройки Δf величина накопления энергии в импульсе снижается. Такое поведение выражено сильнее для высокодобротных резонаторов, которые бы в идеальном случае имели значительно более высокую величину накопления.

На рис. 6 представлен вид накопленных импульсов в резонаторе, образованном отражателями $R_{inp} = 0.999$ и $R_{out} = 0.9999$, для различных сдвигов между его собственными частотами и гармониками лазерного излучения.

Из этого рисунка следует, что величина накопления в результирующем импульсе энергии уменьшается с расстройкой, а форма импульса остается неизменной и совпадает с формой лазерного импульса.

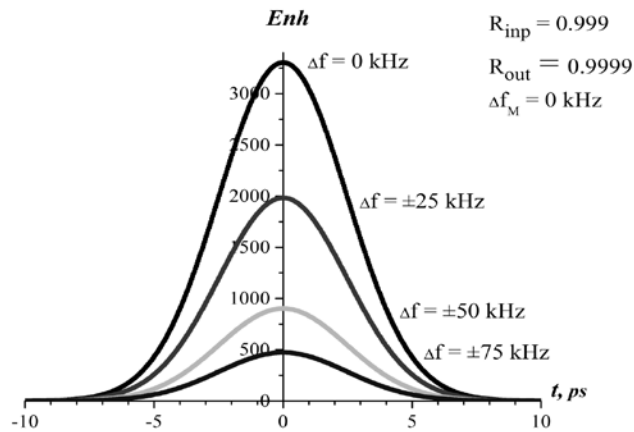


Рис. 6. Вид накопленного в резонаторе импульса для различных сдвигов между его собственными частотами и гармониками лазерного излучения

с) Согласование любой из гармоник лазерного излучения с одной из собственных частот накапливающего резонатора: $\Delta f = 0$ и $\Delta f_M \neq 0$.

На рис.7 представлен вид накопленных в резонаторе импульсов для различных сдвигов между межмодовыми частотами лазерного и накапливающего резонаторов. Последний образован двумя сферическими отражателями с коэффициентами отражения $R_{inp} = R_{out} = 0.9999$. Расчеты выполнены для тех же параметров лазерного излучения и геометрических размеров резонатора, которые были приведены выше.

Из рисунка видно, что с увеличением $|\Delta f_M|$ уменьшается величина накопленного импульса, а также, существенно искажается его форма. В зависимости от знака Δf_M происходит затягивание либо переднего ($\Delta f_M = (f_{rep} - f_{FSR}) < 0$), либо заднего ($\Delta f_M > 0$) фронта импульса. Наблюдается, в целом, увеличение его длительности.

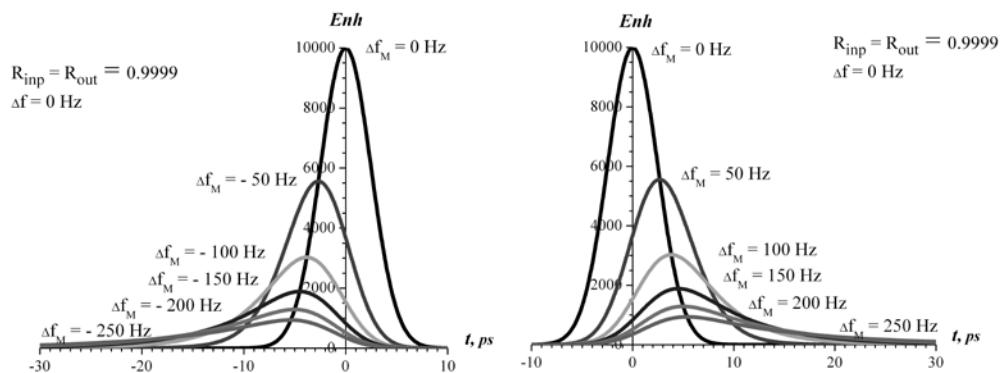


Рис. 7. Вид накопленного импульса для различных сдвигов межмодовых частот резонатора и лазерных импульсов.

Как показали расчеты, эти эффекты наиболее выражены в высокочастотных резонаторах. На рис.8 показано поведение интенсивности в максимуме накопленного импульса и величины энергии в нем. Более медленное спадание последней подтверждает факт уширения импульса.

Анализ полученных результатов показывает, что для эффективного накопления лазерных импульсов в оптическом резонаторе и уменьшения искажения формы накопленного импульса, необходимо более точно осуществлять возбуждение колебания в резонаторе одной из лазерных гармоник ($\Delta f \rightarrow 0$) и сводить к возможному минимуму различия в их межмодовых частотах ($\Delta f_M = \Delta f_{min}$).

В каждом конкретном случае (используются системы с конкретным типом лазера и накапливающего резонатора) могут быть достигнуты только свои величины накопления и формы импульса. Наиболее близкие значения этих параметров к идеальным можно получить только в низкочастотных накапливающих резонаторах.

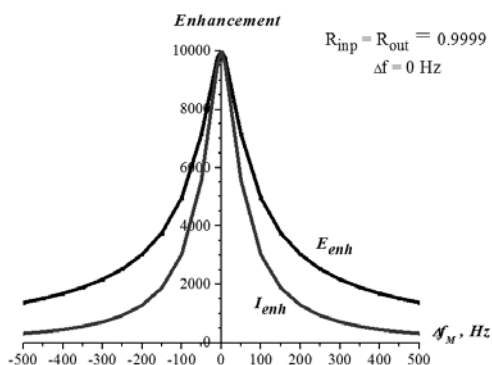


Рис. 8. Зависимость максимального значения интенсивности и энергии накопленного импульса от сдвига межмодовых частот резонатора и лазерного излучения

При использовании высокодобротных резонаторов в реальных системах следует исходить из компромисса между требованием получить значительное накопление и уширением при этом накопленного импульса, а также возможностью поддерживать минимальное отклонение несущей частоты лазерного излучения с соответствующей собственной частотой резонатора, на которой происходит его наилучшее возбуждение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе удалось разобраться с механизмом сложения лазерных импульсов в оптическом резонаторе. Установлено что когерентного, т.е. со 100% эффективностью, суммирования импульсов получить нельзя. Возбуждать лазерными гармониками резонатор точно на всех его собственных частотах одновременно не удастся. Причиной этого является несовпадение на практике спектров реального лазера и резонатора. Различие в их межмодовых частотах ($\Delta f_M \neq 0$) ведет не только к снижению эффективности накопления в такой системе, но также к уширению накопленного импульса. Последний эффект не наблюдается в случае, когда лазер и резонатор имеют одинаковые межмодовые частоты ($\Delta f_M = 0$).

Полученные в работе результаты и их анализ позволяют с большим пониманием подходить к выбору необходимых для таких задач лазерных и накапливающих резонаторов. Эта работа, несомненно, будет интересна и полезна многим исследователям.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Z. Huang and R.D. Ruth. Laser-Electron Storage Ring // Phys. Rev. Lett. 1998, v.80, p.976-979.
2. E. Bulyak, A. Dovbnya, P. Gladkikh et al. A compact X-ray source based on Compton scattering // Particle Accelerator Conference. N.Y., USA, 1999, p.3122-3124.
3. J. Urakawa et al. Laser Super Cavity. Paper TH2-4 presented at the 21-th ICFA beam dynamics work-shop on Laser-Beam Interactions, June 11-15, 2001, Stony Brook, NY, USA.
4. V.P. Androsov, I.M. Karnaukhov and Yu.N. Telegin. Coherent stacking of laser pulses in a high-Q optical cavity for accelerator applications :e-preprint, <http://arxiv.org/list/physics/0407028>, 2004, 11p.
5. V.M. Androsov, I.M. Karnaukhov and Yu.N. Telegin. The system of enclosed optical cavities as a tool for laser photons storing // PAST. Series: Nuclear Physics Studies. 2004, 2(43), p. 105-107.
6. F. Zomer. Cavity enhancement of ps pulses with 30 000 finesse.//in *CLEO: 2013*, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2013), paper QTh1D.5.
7. A. Börzsönyi, R. Chiche, E. Cormier, R. Flaminio, P. Jojart, C. Michel, K. Osvay, L. Pinard, V. Soskov, A. Variola, and F. Zomer. External cavity enhancement of picosecond pulses with 28,000 cavity finesse// Appl. Opt. 52. 2013, 8376-8380.

УДК 621.375.826;621.3.038.

СРАВНЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗЛИЧНЫХ ОПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

В.П. Андросов, С.В. Базаров, А.М. Гвоздь, А.В. Черкашин

ННЦ ХФТИ, НИК УЯС, 1, ул. Академическая, Харьков, 61000, Украина

Поступила в редакцию 10 октября 2013 г.

В работе в приближении плоской волны исследованы энергетические характеристики резонаторов Фабри-Перо и кольцевого 4-х зеркального. Получены достаточно простые соотношения, описывающие их свойства. Сравнение показало, что резонатор Фабри-Перо имеет некоторые преимущества. Кольцевой 4-х зеркальный резонатор с двумя сферическими и с двумя плоскими зеркалами, с высокими коэффициентами отражения и пропускания, целесообразно использовать в случаях, когда в резонаторе Фабри-Перо начинают проявляться дифракционные потери.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: Фабри-Перо, оптические резонаторы, накопление, добротность.

В роботі в наближенні плоскої хвилі були досліджені енергетичні характеристики резонаторів Фабрі-Перо і кільцевого 4-х дзеркального. Отримані досить прості співвідношення, що описують їх властивості. Порівняння показало, що резонатор Фабрі-Перо має деякі переваги. Кільцевий 4-х дзеркальний резонатор з двома сферичними і двома плоскими дзеркалами, з високими коефіцієнтами відбиття і пропускання, доцільно використовувати у випадках, коли в резонаторі Фабрі-Перо починають проявлятися дифракційні втрати.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: Фабрі-Перо, оптичні резонатори, накопичення, добротність.

In this paper were investigated the energy characteristics of the Fabry-Perot cavity and four-mirror ring cavity, in the approximation of plane wave. Fairly simple relations describing their properties were obtained. The comparison showed that the Fabry-Perot cavity has some advantages. The four mirror ring cavity with two flat and two concave mirrors is suitable for use in cases where the Fabry-Perot diffraction losses begin to appear.

KEY WORDS: Fabry-Perot, optical cavity, storage, Q-factor.

ВВЕДЕНИЕ

Получение мощных коротких импульсов, следующих с частотой в десятки и сотни мегагерц, является в настоящее время достаточно серьезной задачей [1-3]. Такая проблема стоит и в ННЦ ХФТИ перед разработчиками лазерно-оптической системы для генератора квази-монохроматического рентгеновского излучения «НЕСТОР» на основе обратного комптоновского рассеяния [4-5]. Одним из подходов её решения в данное время является близкое к когерентному сложение лазерных импульсов в оптическом резонаторе, имеющем сильную «перетяжку» своего резонансного волнового пучка [1,4]. Для этих целей, как правило, используются резонаторы Фабри-Перо с геометрией близкой к концентрическому резонатору и кольцевые 4х-зеркальные резонаторы, образованные двумя сферическими и двумя плоскими зеркалами. «Перетяжка» резонансного волнового пучка в них образуется в фокусе обоих сферических отражателей. Вид этих двух типов резонаторов представлен на рис. 1. Целью данной работы является выяснение преимуществ каждого из них.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

Расчет энергетических характеристик резонаторов, приведенных на рис.1, проведем в приближении плоской волны, когда пренебрегается кривизной волнового фронта резонансных пучков. Такой подход в этой работе в значительной мере оправдан, так как последняя оказывает влияние, главным образом, на фазовые характеристики оптических резонаторов. Нас же, в первую очередь, интересует величина усиления этими резонаторами интенсивности входного пучка, а также их добротность и полоса пропускания. Знание последних является очень важным для разработки системы автоподстройки частоты лазера, без которой нельзя будет реализовать эффективное сложение его импульсов в резонаторе.

Расчет проведем для кольцевого 4х-зеркального резонатора. Характеристики резонатора Фабри-Перо получим, сделав в найденных соотношениях замену реальных коэффициентов отражения и прохождения для двух зеркал на идеальные, например, для третьего и четвертого отражателей, $r_3 = r_4 = -1$; $t_3 = t_4 = 0$.

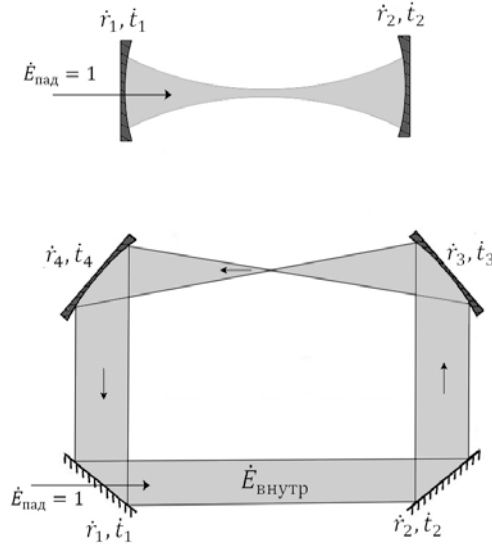


Рис. 1. Схематический вид резонаторов: Фабри-Перо, 4-х зеркальный кольцевой.
 $\dot{r}_i = r_i \exp(i\varphi_{r_i})$ и $\dot{t}_i = t_i \exp(i\varphi_{t_i})$

Под падающей волной будем рассматривать волну единичной амплитуды $\dot{E}_{пад} = 1$ (рис. 1). Волну, отходящую от входного (первого) зеркала внутрь резонатора, обозначим как $\dot{E}_{внутр}$. В установившемся режиме эта волна, претерпевая отражения от всех 4-х зеркал и увеличивая фазовый набег при своем распространении, после отражения от первого зеркала, суммируется с частью падающей волны, прошедшей через него, и переходит сама в себя. Это может быть записано в виде:

$$\dot{E}_{внутр} e^{-ikl_1} \dot{r}_2 e^{-ikl_2} \dot{r}_3 e^{-ikl_3} \dot{r}_4 e^{-ikl_4} \dot{r}_1 + \dot{t}_1 = \dot{E}_{внутр} \quad (1)$$

Таким образом, амплитуду волны внутри резонансной структуры можно достаточно просто найти с помощью следующего соотношения:

$$\dot{E}_{внутр} = \frac{\dot{t}_1}{1 - \prod_{i=1}^4 \dot{r}_i e^{-ikL}} \quad ; \quad (2)$$

где $\prod_{i=1}^4 \dot{r}_i = \dot{r}_1 \dot{r}_2 \dot{r}_3 \dot{r}_4$;

$L = l_1 + l_2 + l_3 + l_4$ – длина кольцевого резонатора.

Преобразуем соотношение (2) к виду, удобному для физической интерпретации. Опустив промежуточные преобразования, запишем:

$$\dot{E}_{внутр} = \frac{\dot{t}_1}{1 - \prod_{i=1}^4 \dot{r}_i e^{-2\pi i \Delta\omega / \omega_M}}, \quad (3)$$

где $\omega_M = 2\pi c/L$ – межмодовая частота (представляет собой частотный интервал между соседними типами колебаний, имеющими одинаковое поперечное распределение поля $\omega_M = |\omega_{q\pm 1} - \omega_q|$), L – длина резонатора Фабри-Перо, c – скорость света.

$\Delta\omega = \omega - \omega_q$; ω_q – собственная q -тая частота кольцевого резонатора.

Её можно найти из соотношения (2) с учетом, что в момент резонанса поле внутри резонатора достигает своего максимального значения.

$$\left| \dot{E}_{внутр} \right| = E_{внутр}^{\max} \quad ;$$

Это дает следующее соотношение для определения собственной частоты ω_q (без учета влияния кривизны волнового фронта внутри резонатора).

$$\omega_q = \omega_M \left(q + 2 + \frac{\sum_{i=1}^4 \varphi r_i}{2\pi} \right); \quad (4)$$

Выделим в соотношении (3) амплитуду и фазу. Опустив промежуточные выкладки, запишем:

$$\dot{E}_{\text{внутр}} = \frac{t_1 e^{-i \arctg(\Delta\omega/\omega_{1/2})}}{1 - \prod_{i=1}^4 r_i \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_{1/2}} \right)^2}}; \quad (5)$$

где $\Delta\omega_{1/2}$ – полуширина резонансной кривой на полувывоте.

Соотношение (5) получено в приближении, что: $\Delta\omega \ll \omega_M$ и $\prod_{i=1}^4 r_i \rightarrow 1$

В нем также учтено, что:

$$2\Delta\omega_{1/2} = \frac{\omega_M}{F}; \quad (6)$$

$$F = \pi \frac{\prod_{i=1}^4 (r_i)^{1/2}}{1 - \prod_{i=1}^4 r_i}; \quad (7)$$

Последняя величина называется Finesse и представляет собой добротность рассматриваемого оптического резонатора для колебания с наименьшим продольным индексом $q = 1$.

Воспользовавшись соотношением (5), определим коэффициент увеличения интенсивности падающего пучка резонатором. В общем случае он зависит от сдвига между частотой падающей волны ω и собственной частотой резонатора ω_q .

$$Enh = \frac{t_1^2}{\left(1 - \prod_{i=1}^4 r_i \right)^2 \left[1 + \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_{1/2}} \right)^2 \right]}; \quad (8)$$

Чтобы определить аналогичные характеристики резонатора Фабри-Перо из найденных для кольцевого резонатора, воспользуемся соответствующей заменой коэффициентов отражений третьего и четвертого зеркал, о которых говорилось выше. В результате получим следующие соотношения:

- для резонансной частоты:

$$\omega_q = \omega_M \left(q + 1 + \frac{\sum_{i=1}^4 \varphi_i}{2\pi} \right); \quad (4a)$$

- для амплитуды поля:

$$\dot{E}_{\text{внутр}} = \frac{t_1 e^{-i \arctg(\Delta\omega/\omega_{1/2})}}{1 - r_1 r_2 \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_{1/2}} \right)^2}}; \quad (5a)$$

- для полосы пропускания соотношение (6) остается неизменным.

- для Finesse:

$$F = \pi \frac{\sqrt{r_1 r_2}}{1 - r_1 r_2}; \quad (7a)$$

- для коэффициента увеличения резонатором интенсивности падающей волны:

$$Enh = \frac{t_1^2}{(1 - r_1 r_2)^2 \left[1 + \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_{1/2}} \right)^2 \right]}; \quad (8a)$$

Анализ полученных соотношений показывает, что если резонаторы образованы отражателями с одинаковыми коэффициентами отражения и прохождения ($r_i = r$ и $t_i = t$), то преимуществом обладает двухзеркальный резонатор. Эффект усиления энергии падающего пучка у него выше в 4 раза (рис.2). Расчеты выполнены для резонаторов с коэффициентом отражения зеркал $R = r^2 = 0.9995$ и коэффициентом пропускания $T = t^2 = 0.0005$. Этот резонатор имеет и более высокую добротность. Что касается его полосы пропускания, то она зависит еще и от межмодовой частоты резонатора. Последняя определяется его длиной и выбирается из конкретных требований эксперимента.

Если в кольцевом резонаторе использовать более высококачественные зеркала (стоимость их значительно выше), например, такие что

$$(r_2 r_3 r_4)_{\text{кольцевой}} = (r_2)_{\text{Ф.П.}},$$

то он по характеристикам будет полностью идентичен резонатору Фабри-Перо. Таким образом, предпочтение при выборе типа резонатора для накопления лазерных импульсов следует отдавать тому, который обеспечивает необходимую «перетяжку» резонансного пучка и имеет меньшую стоимость.

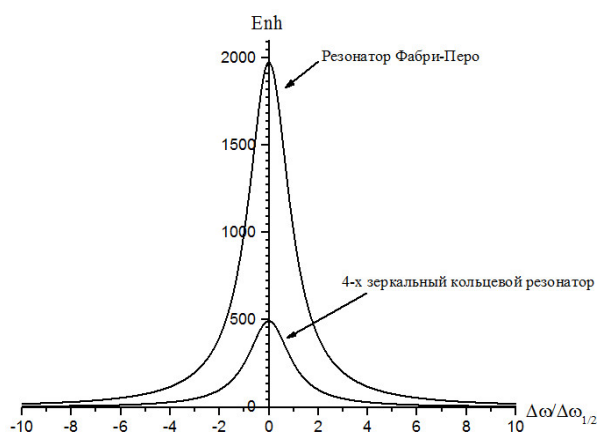


Рис. 2. Зависимость коэффициента увеличения интенсивности падающего пучка резонатором от сдвига его собственной частоты от несущей частоты лазерного излучения, нормированного на полуширину резонансной кривой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное в работе сравнение энергетических характеристик Фабри-Перо и 4-х зеркального кольцевого резонаторов показало, что при соответствующем выборе отражателей, они обладают одинаковыми возможностями. Небольшое преимущество резонатору Фабри-Перо, может дать его стоимость и несколько меньшие трудности, в процессе его юстировки и настройки. Однако, в тех случаях, когда формирование необходимой «перетяжки» резонансного волнового пучка в этом резонаторе приводит к значительному увеличению его размеров на зеркалах и, как следствие, - к большим дифракционным потерям, предпочтение следует отдать 4-х зеркальному кольцевому резонатору. Его геометрия позволяет их существенно снизить.

На основе, полученных в работе соотношений, можно достаточно легко определить основные энергетические параметры резонаторов, оценить их частотные характеристики. Развитый в работе подход, может оказаться полезным для других исследователей и использоваться ими при изучении свойств новых типов резонаторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. Urakawa et al. Laser Super Cavity. Paper TH2-4 presented at the 21-th ICFA beam dynamics work-shop on Laser-Beam Interactions, June 11-15, 2001, Stony Brook, NY, USA.
2. R.J. Loewen. A compact light source: design and technical feasibility study of a laser – electron storage ring X – ray source, Ph. D. thesis, SLAC – R – 632, Stanford University, Stanford, 2003, 105p.
3. M. Nomura, K Hirano, M. Takano et al. Enhancement of laser power from a mode lock laser with an optical cavity// European Particle Accelerator Conf. Luzern, Switzerland, 2004, p.2637-2639
4. V.P. Androsov, I.M. Karnaukhov, Yu.N. Telegin. The system of enclosed optical cavities as a tool for laser photons storing. Problems of atomic science and technology. 2004. № 2. с.105-107
5. V.P. Androsov, I.M. Karnaukhov and Yu.N. Telegin. Coherent stacking of laser pulses in a high-Q optical cavity for accelerator applications :e-preprint, <http://arxiv.org/list/physics/0407028>, 2004, 11p.

УДК 528.8

ТЕОРИЯ И ПРАКТИКА ПОЛИГОННОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ КОСМИЧЕСКОГО РАДИОЛОКАЦИОННОГО ЗЕМЛЕОБЗОРА

Л.М. Атрошенко³, Н.Н. Горобец¹, А.Н. Горобец¹,
М.Г. Красногорский², А.С. Лебедев¹, В.М. Малюков²

¹Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, 4, пл. Свободы, Харьков, 61022,

²ОАО Военно-промышленная корпорация «НПО машиностроения»;

³Научно - производственное предприятие ООО «Лес - Информ»;

Nikolay.N.Gorobets@univer.kharkov.ua

Поступила в редакцию 12 июля 2013 г.

Изложены требования, предъявляемые к подспутниковым полигонам различного иерархического уровня, их применимость, требования к составу, особенности создания и описания, состояние и перспективы развития системы полигонов для наземного обеспечения продуктивности работы космических систем ДЗЗ.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: дистанционное зондирование Земли из космоса, радиолокатор с синтезированной апертурой, внешняя калибровка, подспутниковый полигон.

Викладено вимоги, що їм повинні відповідати підспутникові полігони різного ієрархічного рівня, їх застосовність, вимоги до складу, особливості створення та опису, стан та перспективи розвитку системи полігонів для наземного забезпечення продуктивності роботи космічних систем ДЗЗ.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: дистанційне зондування Землі з космосу, радіолокатор із синтезованою апертурою, зовнішнє калібрування, підспутниковий полігон.

Sets out requirements for the sub-satellite polygons different hierarchical level, their applicability for a composition, especially in creating and describing the condition and prospects of development of sites for ground support productivity remote sensing systems.

KEY WORDS: ears observation, synthetic aperture radar, external calibration, sub-satellite ground.

ВВЕДЕНИЕ

Важнейшей составляющей наземной инфраструктуры космических систем радиолокационного землеобзора, с неизбежностью используемой на всех без исключения этапах работы КС – от летно – конструкторских испытаний (ЛКИ) и летных испытаний (ЛИ) до создания специальных технологий решения тематических задач и их практического применения – является сегмент подспутниковых полигонов.

Так, для калибровки и валидации получаемой радиолокационной информации в мировой практике, в частности, с участием рабочей группы по калибровке и валидации (Cal/Val) CEOS, проводятся работы по систематизации данных по уже существующим измерительным полигонам, дополненным контрольными участками в типичных районах земного шара, составления их описаний, и т.п.

Осуществляется и противоположный подход: так, например, уже с начала становления методов космической радиолокации в СССР технические задания на подспутниковые полигоны разрабатывались еще в период создания радиолокаторов космического базирования. Уже в 80-х годах XX столетия были развернуты работы по созданию системы подспутниковых полигонов различного иерархического уровня, используемых, в частности, для обеспечения продуктивного использования материалов радиолокационной съемки РСА «Меч-К» и «Меч-КУ». В последующем по известным причинам на достаточно продолжительный период эта работа была приостановлена, чтобы возобновиться лишь в 2000-х годах в ходе разработки РСА малых космических аппаратов (МКА) серии «Кондор».

Этапы разработки полигонов включали: выбор и описание территории, теоретические разработки и обоснование состава, схем размещения и технических характеристик метрологических средств; разработка документации и изготовление пассивных радиолокационных отражателей и комплектация оценочных мир; сертификация метрологических средств, создание инфраструктуры полигонов, обучение персонала; проведение летных испытаний, аттестация и паспортизация полигона и сдача в эксплуатацию.

Целью настоящей статьи является обобщение опыта создания и эксплуатации спутниковых полигонов для калибровки и валидации сенсоров землеобзора космического базирования и решения тематических задач природопользования и других отраслей.

РЕПЕРНЫЕ ПОЛИГОНЫ

На этапе ЛКИ, когда производится настройка систем управления КА, а также в период эксплуатации КА для контроля параметров его орбиты и получения материалов для решения координатных задач, используются **реперные** полигоны как наименее затратные в эксплуатации. Требования, предъявляемые к этим, низшим в иерархической структуре полигонам (подспутниковые полигоны (ПП) первого класса), не сложны:

- наличие легко распознаваемых по их конфигурации природных объектов (чаще всего меандр речного русла с характерными абрисами);
- наличие антропогенных объектов - ориентиров, координаты которых (и/или фрагментов которых) известны с высокой точностью;
- в случае отсутствия объектов - ориентиров наличие искусственных ориентиров (маркеров);
- доступность срочных метеорологических и синхронных ионосферных данных на территорию полигона;
- наличие описания границ между участками подстилающей поверхности с заведомо различающимися в любое время года удельными эффективными площадями рассеяния.

Организация такого полигона заключается в выборе участка земной поверхности, соответствующей первым двум условиям, проведение его описания путем составления картосхемы радиолокационных контрастов и обеспечение возможности получения данных метеорологических наблюдений для оценки условий распространения радиоволн (РРВ) в любой интересующий момент времени (например, как минимум, использования сайта ближайшей метеорологической станции, или сделанную оплату труда наблюдателя непосредственно на интересующей территории - в таком случае ему формируется специальная программа наблюдений, включающая дополнительные характеристики условий РРВ).

Оптические космические снимки двух реперных полигонов, описанных в период 1980 - 1990 г.г. и функционирующих до настоящего времени, приведены на рисунке 1.

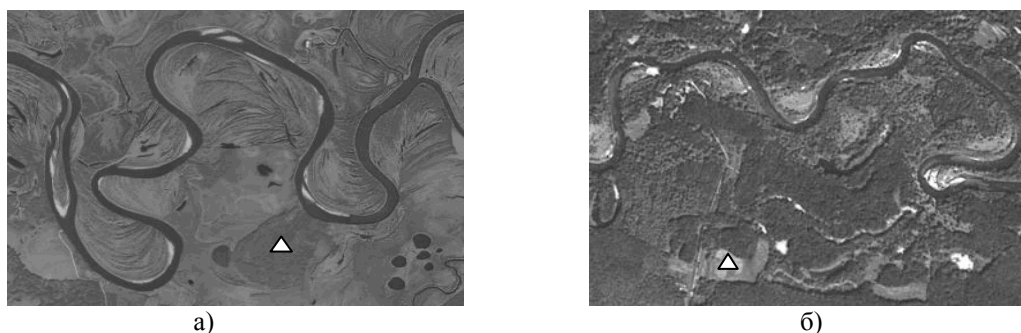


Рис. 1. Имидж фрагментов реперных полигонов: а) ПП "Певцы", б) ПП "Лангепас". Значками Δ отмечены места установки постоянных реперов (всенаправленные радиолокационные отражатели с высокими значениями ЭПР).

КАЛИБРОВОЧНЫЕ ПОЛИГОНЫ

Достижение высокой точности результатов радиолокационного землеобзора обеспечивается в первую очередь проверкой основных характеристик РСА - разрешающей способности, радиометрических и поляризационных характеристик - в период летных испытаний КС (оценка степени их изменений в ходе выведения КА на орбиту). В период штатной эксплуатации РСА эти характеристики периодически контролируются - для оценки их временного дрейфа. В процессе выполнения заказных съемок основные характеристики радиолокационных изображений, полученные на полигонах до и после съемки заказанного участка, служат основой для аттестации получаемого информпродукта. Для наземного обеспечения этих видов работ КС организуются **калибровочные** полигоны - подспутниковые полигоны второго класса (которые в составе полигонов более высоких классов носят название контрольно - калибровочных комплексов (ККК) [1]), отвечающие одновременно всем требованиям ПП первого класса.

В состав ККК входят:

- краевые маркеры;

- пространственная мира для оценки разрешающей способности РСА и пространственного разрешения на местности;
- потенциальная мира для оценки радиометрических характеристик РСА и точности передачи их в выходной информации КС;
- поляризационная мира для оценки поляризационных характеристик РСА и характеристик радиоголограмм;

ККК является по существу мишенным комплексом, предназначенным для внешней калибровки РСА и его информпродукта по точечным и сосредоточенным целям.

Как правило, для его организации применяются пассивные радиолокационные отражатели (РЛО); чаще всего, в силу специфики их диаграммы обратного рассеяния – трехгранные уголкового отражатели с треугольными гранями. Все метрологические средства полигонов проходят метрологическую аттестацию, снабжаются метрологическими паспортами и сертификатами международного образца.

В случае, когда проводится наземное обеспечение радиолокационного землеобзора с использованием радиолокаторов космического базирования со сверхвысоким разрешением, ККК дооснащаются транспондерами с антеннами, имеющими линейные размеры значительно меньше значений пространственного разрешения на местности.

Создание калибровочных полигонов требует гораздо большего времени, финансовых затрат и организационных усилий, нежели создание реперного полигона. В первую очередь к таковым относятся приобретение или аренда земельного участка, а) отвечающего требованиям, предъявляемым к реперным полигонам; б) имеющего достаточную площадь и сnivelированную поверхность (перепад высот не должен превышать 0,5м на 100м); в) имеющего почвенный покров, допускающий обработку территории ККК до достижения наличия только зеркальной составляющей отраженного от подстилающей поверхности сигнала (в момент работы ККК линейные размеры h шероховатостей его подстилающей поверхности не должны превышать 0,1 длины волны РСА, т.е. $h \ll \lambda$) – обычно это песчаные почвы.

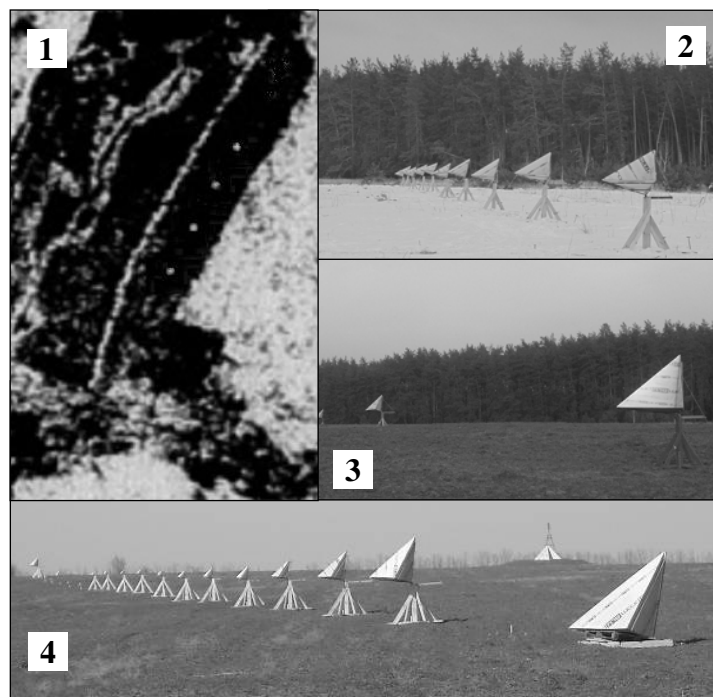


Рис. 2. Калибровочные полигоны.

1. РЛИ ККК ПП "Скрипачи", 1993г.;
2. ККК ПП "Скрипачи", зима 2012г.;
3. ККК ПП "Скрипачи", лето 2013г.;
4. ККК ПП "Широков", весна 2013г.

Необходимо также создание соответствующей инфраструктуры: складских помещений для хранения разработанных и созданных метрологических средств, места базирования рабочей группы. Требуется оснащение полигона средствами измерительной техники (СИТ), средствами связи, персональными компьютерами (необходимо также создание ПО, обеспечивающего оперативный отклик ККК на получаемые исходные данные предстоящей съемки), транспортом, средствами, обеспечивающими быт персонала непосредственно на полигоне в период проведения съемок, например, специально оборудованными КУНГ'ами, автономными источниками электроэнергии, инвентарем. Обязательными являются также специальное обучение персонала и обеспечение метрологического

сопровождения работы ККК. Необходимость работы ККК в круглогодичном режиме в любое время суток и в любую погоду делает требования, предъявляемые к инфраструктуре полигона, особенно жесткими.

При достаточной площади ККК и выработке рациональной схемы расстановки мир полигоны второго класса подключаются к решению хоть и ограниченного, но важного круга тематических задач, таких, например, как вопросы радиолокационной интерферометрии, космического подповерхностного зондирования, задач оценки направления и скорости движущихся объектов по эффекту Доплера и пр. Оснащение ККК такими активными средствами как шумовые генераторы и др. позволяет значительно расширить по сравнению с минимальной программой работ по внешней калибровке РСА.

К настоящему времени для обеспечения работы МКА серии «Кондор» по заказу ОАО «ВПК «НПО машиностроения» создано и используется по назначению два калибровочных полигона (см. рис. 2), один из которых (ПП «Скрипачи») функционирует с 1987г. Калибровочные полигоны сертифицируются как измерительные лаборатории.

ЭТАЛОННЫЕ ПОЛИГОНЫ

Большая часть земных покровов представляет собой пространственно – распределенные (поля, леса, водоемы и т.п.) или протяженные (автомобильные и железные дороги, продуктопроводы, лесополосы и т.п.) объекты. Проведенная на калибровочных полигонах оценка точности отображения на РЛИ ЭПР точечных и сосредоточенных целей отнюдь не гарантирует точности отображения в информпродукте УЭПР распределенных и протяженных объектов и радиолокационных контрастов между ними в данных радиолокационной яркости РЛИ. С целью обеспечения оценки этих параметров организуются подспутниковые полигоны третьего класса – **эталонные полигоны**, которые в составе полигонов более высокого класса носят название полигонно – калибровочных комплексов (ПКК) [2]. Для реализации целевых задач ПКК имеет большую площадь. Земли полигона принадлежат различным субъектам хозяйствования; владельцу полигона принадлежит лишь их описание по разработанным методикам и право (полученное в соответствии с договорами с упомянутыми субъектами хозяйствования) на проведение такого описания и неповреждающее территорию использование ее для размещения метрологических средств и средств наблюдения.

Эталонный полигон, как правило, имеет форму квадрата, сторона которого определяется полосой захвата средства зондирования (равна или меньше ее), но не менее 10км × 10км. Прежде всего, это – грамматрический полигон: на нем организуется большое количество опорных точек, на которых могут выставляться метрологические средства для решения задач калибровки и валидации, требующих задействования больших площадей, как то: калибровка диаграммы направленности антенны [3], получение матриц геометрической и радиометрической коррекции, совмещения РЛИ для получения разностной информации и т.п.. Координаты опорных точек измерены с высокой точностью.

На полигонах выделяются эталонные участки природного происхождения площадью не менее 625 (25×25) пикселей (данные каждого из которых могут подвергаться индивидуальной обработке) и тестовые объекты антропогенного происхождения площадью не менее 36 (6×6) пикселей (для совместной обработки объединяемые в группы из n объектов с идентичными в условиях конкретной съемки УЭПР, $10 \leq n \leq 20$) с известными при любых условиях радиолокационной съемки УЭПР.

При организации полигона выделение эталонных участков производится наземным способом (по идентичности параметров инфраструктуры подстилающей поверхности, см. [4]). Затем проводится проверка соответствия выделенных участков требованиям эталонных (идентичность на всем участке текстурных признаков и поляризационных характеристик результатов зондирования в различные сезоны и при разных погодных условиях) с борта самолета – лаборатории и/или в ходе ЛЭИ полигона. Затем с вышки и/или вертолета проводятся измерения уровня собственного излучения и обратного рассеяния исследуемого участка в радиодиапазоне с целью выявления наличия/отсутствия на его территории неоднородностей радиометрических характеристик. Для последующего контроля состояния эталонных участков ежегодно проводится сверка его текущих картосхем с базовыми, полученными при закладке эталонных участков.

На эталонном полигоне ПП «Скрипачи» последовательно было выделено и исследовано более 80 эталонных участков, представляющих собой части монопородных (дубовых и сосновых) одновозрастных лесонасаждений. Показано, что как собственное излучение в радиодиапазоне, так и отражающие характеристики дубрав (включая текстурные, поляризационные характеристики и фазовую окраску) достоверно изменяются в зависимости от времени года (наличие листвы), от уровня ветровых нагрузок и погодных условий [5]. В то же время, однородные участки средневозрастных и припевающих сосновых лесонасаждений (за исключением кратковременных периодов наличия снежных шапок на кронах)

обладают практически неизменными радиолокационными характеристиками, колеблющимися в пределах ошибки эксперимента (например, $\Delta \text{УЭПР} \leq 0,2 \text{ дБ}$). Наряду с наличием на полигоне всепогодного водного репера (незамерзающего участка реки, на котором вода подогревается расположенной выше по течению ГЭС) использование таких участков дает возможность оценивать стабильность работы РСА и начальной калибровки радиолокационной яркости РЛИ.

Для оценки динамического диапазона и радиометрического разрешения на РЛИ используются тестовые участки.

Анализ материаловедческой литературы и литературы по пассивным отражателям не оставлял практической возможности организации тестовых объектов, УЭПР которых перекрывал бы весь динамический диапазон РСА. Материал для них найден был чисто эмпирически – по данным первого РЛИ РСА «Меч-КУ» (см. рис.3): в силу наличия Брегговского рассеяния шифер на крышах попавших на РЛИ некоторых строений обеспечивал высокие значения их радиолокационной яркости – вплоть до насыщения.

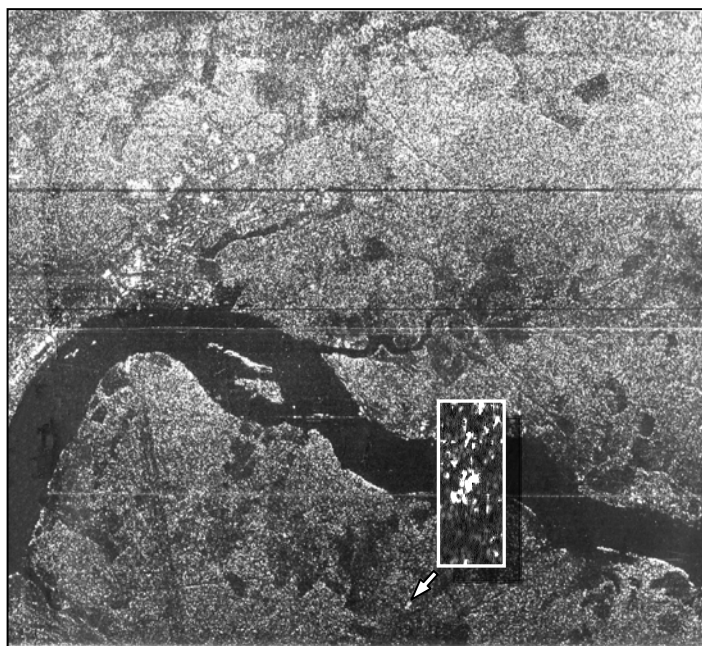


Рис. 3. Фрагмент РЛИ РСА "Меч-КУ"; во врезке выделено РЛИ крыш, крытых шифером.

Была проведена серия экспериментов, были даже изготовлены тестовые площадки площадью 25 кв.м. с возможностью изменения в широких пределах их ориентации. Однако, из-за высокой парусности такие площадки оказались непригодными для использования по назначению. Как следствие, в настоящий момент в качестве тестовых площадок используются крытые шифером крыши близлежащих населенных пунктов (рис. 4).

Организация таких площадок предельно проста: она заключается всего лишь в точном определении географических координат, азимутов образующих (волн шифера), углов наклона крыш и решения простейшей геометрической задачи. Эксперименты на местности, равно как и данные последующего ЛЭИ подтвердили полную пригодность таких тестовых участков для калибровки радиолокационной яркости: за исключением кратковременных периодов во время дождя и наличия снежных наносов на крышах (которые накануне зачетных сеансов легко ликвидируются) отражающие характеристики более чем 250 шиферных крыш остаются неизменными в пределах ошибки эксперимента. Крыши с одинаковыми угловыми характеристиками составляют группы тестовых объектов, подлежащих совместному анализу. Сами же объекты инвентаризованы и выбираются для использования непосредственно перед зачетным сеансом радиолокационной съемки на основе полученных исходных данных.



Рис. 4. РЛИ эталонных (1), тестовых (2) участков и ККК (3) ПП "Скрипачи" (RadarSat-2, 14.02.2012г.).

ТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОЛИГОНЫ И ПОЛИГОНЫ - СТАЦИОНАРЫ

Существуют тематические полигоны двух, принципиально отличных друг от друга, типов. К первому типу относятся специально создаваемые или используемые из числа уже существующих полигонов профильных организаций: опытных и учебно – опытных хозяйств ВУЗ'ов и профильных НИИ, лесных станций, природоохранных территорий различного уровня (заказники, заповедники, природные парки) и т.п. Ситуационно, при необходимости решить какую - либо конкретную задачу, тематические полигоны создаются как временные образования на базе заинтересованных хозяйствующих субъектов: агропромышленных комплексов, нефтегазодобывающих управлений, пароходств и мн.др.

Такие полигоны представляют собой базы для отработки и реализации на уровне технологий конкретных методик, проведения геокосмических экспериментов для решения научных и практических задач определенного профиля. Они оборудованы специальными лабораториями, обеспечены персоналом, способным в любой момент организационно и технически обеспечить синхронные и сопутствующие наземные работы, необходимые для отработки технологий и проведения экспериментов. К настоящему моменту база данных задач, решение которых возможно (и зачастую уже осуществлено или осуществляется) с использованием информпродукта космического радиолокационного землеобзора, насчитывает не менее 4000 задач [6]. Так, с использованием информпродукта РСА «Меч-КУ» всего лишь одному коллективу на различных тематических полигонах удалось решить задачи для создания таких методик, как:

- непрерывной дистанционной лесотаксации и уровня техногенных загрязнений лесных массивов и влияния таковых на продуктивность лесов [7],
- оперативного создания карт землеустройства [8],
- прогноза урожая [9],
- развития оврагов и влияния зарегулированности стока рек на режим судоходства [10],
- толщины льда и нефтяной пленки на внутренних водоемах [11].

Второй тип тематических полигонов представляют собой подспутниковые **полигоны – стационары** (подспутниковые полигоны четвертого класса, включающие в себя как элементы полигоны всех трех предыдущих классов), ориентированные на получение априорной наземной информации, в том числе и в режиме мониторинга, для оперативного решения в случае возникновения потребности (заказчика) решения большого круга тематических задач. Поскольку далеко не во всех отраслях хозяйства существуют профильные НИИ, имеющие подготовленные кадры для использования космической радиолокационной информации для решения актуальных задач отрасли, такая постановка дела обеспечивает владельцу КС возможность реализации не только своего информпродукта, но и интересующих заказчика сертифицированных результатов и/или технологий.

На полигонах – стационарах проводятся также работы по математическому планированию экспериментов для достижения заданной достоверности синхронных с дистанционными наземных наблюдений на других тематических полигонах, разработка и использование новых методик описания объектов в целях наземного обеспечения ДЗЗ; разработка новых методик ДЗЗ.

В целях сопоставимости данных обеспечивается также полный набор общепринятых для объектов

ДЗЗ наблюдений (виды растительности, биомасса, профилограммы и т.п.), полный цикл метеорологических и фенологических наблюдений.

Так, на действующем полигоне – стационаре «Скрипачи» (территория полигона - 400 км² (20 км × 20 км)) установлена возможность получения наземных данных для решения как минимум 31-ой задачи (помимо полного спектра задач, касающихся дубовых и сосновых лесонасаждений, и широкого круга задач сферы агропромышленного комплекса), включая задачи контроля состояния путе- и продуктопроводов, полос отчуждения железнодорожных магистралей, линий электропередач, контроля транспортных потоков и мн.др..

На подспутниковом полигоне «Широков», находящемся в стадии доработки полигона третьего класса (описана территория 100км² (10км × 10км)), можно констатировать наличие возможности наземного обеспечения решения методами космического радиолокационного землеобзора не менее чем 14-ти тематических задач, крайне актуальных для региона. На оба полигона созданы ГИС. На обоих полигонах есть технические и организационные возможности для проведения многоуровневых испытаний аппаратуры с синхронными наземными наблюдениями. Так, в процессе эксплуатации полигона - стационара «Скрипачи», реперных полигонов «Певцы» и «Лангепас» проведено два пятиуровневых эксперимента (земля, вышка, вертолет, самолет, КА), что позволило, в частности, решить ряд задач, связанных с использованием каналов РСА с различными поляризационными характеристиками.

ВСЕДИАПАЗОННЫЕ ПОЛИГОНЫ - СТАЦИОНАРЫ (ОПОРНЫЕ ПОЛИГОНЫ)

Как и в описываемом случае, в сложившейся практике создания подспутниковых полигонов преобладает монодиапазонный подход - как калибровочные, так и ПП более высоких иерархических уровней описываются, разрабатываются и создаются отдельно под КС с носителями оптического, ИК или радиодиапазона на борту. Такой подход не является, понятно, ни рациональным, ни конструктивным. Поскольку комплексирование космических снимков различных диапазонов - как радиодиапазона различных длин волн, так и радиолокационных снимков со снимками ИК и оптического диапазонов - дает хорошие результаты [12], а инфраструктура полигонов уже создана, целесообразно проводить дооснащение ПП мирами и проводить их описание, актуальное для всех диапазонов, что и сделано на ПП "Скрипачи", дооснащенного к настоящему времени авторскими мирами всех диапазонов. Такие подспутниковые полигоны (**опорные** полигоны космических исследований - ПП пятого класса) способны обеспечить потребителя наземными данными для решения практически любого вида актуальных тематических задач как научного, так и прикладного значения.

Кроме обозначенного, такие полигоны созданы в Китае и в Монголии (в интересах Корейского космического агентства) [13]. Показано, что оптимальное число таких полигонов, территориально связанных с основными природными зонами Земли, равно восьми. Однако, в этом случае из рассмотрения упущена необходимость создания вседиапазонных морского и приполярного опорных полигонов. Таким образом, для создания полноценной системы подспутниковых полигонов оптимальное число ПП пятого класса - десять, число полигонов всех других уровней, сопряженных с базовым полигоном, обратнопропорционально их классу [14].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные работы являются начальным этапом создания глобальной сети подспутниковых полигонов всех иерархических уровней, соответствующих всем циклам космического землеобзора - от ЛКИ до создания технологий решения тематических задач. Количественный состав ПП разных уровней определяется как географическими принципами [15], так и требованиями, обоснованными теорией и практикой ДЗЗ [16,17].

Поступательное расширение сети полигонов – стационаров до уровня наличия таковых во всех (или, по крайней мере, в большинстве) природных зонах, приведет к возможности наземного обеспечения не только калибровки и валидации любых сенсоров космического базирования, но и получения наземных материалов для решения практически всего набора актуальных тематических задач ДЗЗ.

Следующим шагом при решении вопросов наземного обеспечения дистанционного зондирования из космоса является объединение информационных потоков, поступающих с каждого полигона в единую компьютерную сеть на базе Internet и GRID - системы с центром архивирования, переработки, использования информации и системного администрирования.

Для этой цели полигоны должны быть оснащены автоматизированной системой сбора информации, позволяющей в выбранном режиме проводить опрос датчиков и передавать полученную информацию по каналам сети в единый центр обработки данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Атрошенко Л.М., Горобец Н.Н., Горобец А.Н., Красногорский М.Г., Костриков А.Л., Купко В.С., Лебедев А.С., Малюков В.М., Ратушная Е.С. Мобильный контрольно – калибровочный комплекс для РСА космического базирования. «Вестник Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина». Серия «Радиофизика и электроника», Выпуск 20, № 1010, 2012. – С. 3-9.
2. Атрошенко Л.М., Горобец Н.Н., Горобец А.Н., Костяшкин С.И., Красногорский М.Г., Малюков В.М., Мель И.А., Ратушная Е.С. Полигонно-калибровочный комплекс для наземного обеспечения радиолокационного космического землеобзора». «Вестник Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина». Серия «Радиофизика и электроника», Выпуск 20, № 1010, 2012. – С. 10-18.
3. Верба В.С., Неронский Л.Б., Осипов И.Г., Турук В.Э. - Радиолокационные системы землеобзора космического базирования –М.: Радиотехника, 2010. - 680 С.
4. Атрошенко Л.М., Горобец В.Н., Горобец Н.Н., Костяшкин С.И., Сафронова Л.П. Методики описания лесных территорий в целях обеспечения эффективного дешифрирования спутниковой информации РСА. // Современные проблемы дистанционного зондирования земли из космоса. Сборник научных статей. Институт космических исследований РАН. Выпуск 5. Москва 2008, Т. II, – С. 257-264.
5. Gaikovich K.P., Atroshenko L.M., Troitsky A.V. Measurements of the forest radio emission dynamics during the rain. 25-th General Assambly of U.R.S.I., Lille, France, 1996, – P. 287.
6. Атрошенко Л.М., Горобец Н.Н., Сафронова Л.П., Смирнов С.А. Структура и содержание гипертекстовой базы данных задач дистанционного зондирования Земли из космоса. // Вісник Харківського національного університету ім. В.Н. Каразіна, №834, Радіофізика та електроніка, 2008, Вип.13, –С.42-51.
7. Атрошенко Л.М., Горобец Н.Н. Перспективы изучения методами радиолокации таксационных характеристик и степени техногенной загрязненности лесов. Вісник Харьк. нац. ун-ту ім. В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка.–1’2004, № 622, –С.132-136.
8. Атрошенко Л.М., Горобец Н.Н., Сафронова Л.П. Использование данных радиолокатора с синтезированной апертурой для решения задач инвентаризации земель и диагностики состояния посевов. Вісник Харківського національного аграрного університету ім. В.В. Докучаєва, 2004, № 6, -С.188-194.
9. Атрошенко Л.М., Атрошенко М.Д., Горобец Н.Н., Сафронова Л.П. Повышение надежности прогнозирования урожая сельскохозяйств по радиолокационным космическим снимкам высокого разрешения. // Современные проблемы дистанционного зондирования земли из космоса. Сборник научных статей. Институт космических исследований РАН. Выпуск 6. Москва 2008, Т. II, – С. 2454-250.
10. Atroshenko L.M., Gorobets N.N., Safronova L.P. Application of Synthetic-Aperture Radar (SAR) Data in Tackling the Problems of Land Inventory, Diagnosis of Crops Condition, Gullyng Processes and Hydrology. Telecommunications and Radio Engineering – 2006, Vol. 65, N 18, – P.1729-1737.
11. Gaikovich K.P., Atroshenko L.M., Troitsky A.V. Lake ice helicopter radiometry. 24-th General Assambly of U.R.S.I., Kioto, Japan, 1993, – P. 225.
12. Атрошенко Л.М., Богомолов В.В., Горобец Н.Н., Костяшкин С.И., Полупан А.В. Повышение эффективности использования ДЗЗ для ведения лесного хозяйства путем комплексирования данных средств различных диапазонов. // Аерокосмічне спостереження в інтересах сталого розвитку та безпеки GEO-UA 2008. Перша Всеукраїнська конференція з запрошенням закордонних учасників. Матеріали доповідей. м. Київ, 3-5 червня, 2008, – С. 134-135.
13. http://translate.google.com.ua/translate?hl=ru&sl=en&u=http://lpvs.gsfc.nasa.gov/&prev=/search%3Fq%3DWGC%26rlz%3D1C1ASUM_enUA555UA555%26bspv%3D2%26biw%3D1920%26bih%3D979
14. Atroshenko L.M., Gorobets N.N., Kostyashkin S.I., Lysak K.I., Safronova L.P. Metrological support of Earth Observation from Space. // 10th Ukrainian conference on space research. Kyiv 2010. Yevpatoria, Crimea, Ukraine August 30-September 5, 2010. p.51.
15. Черкашин А.К., Горобец Н.Н., Смирнов С.И., Атрошенко Л.М., Попов М.А., Лялько В.И., Сафронова Л.П., Костяшкин С.И. Принципы организации и обслуживания международной системы подспутниковых полигонов. // Материалы четвертого белорусского космического конгресса, 27 - 29 октября 2009, Минск. Т.2. – С. 12 -19.
16. Атрошенко Л.М., Горобец Н.Н., Костяшкин С.И. Система лесных полигонов как составляющая наземной инфраструктуры космического мониторинга лесов.-Режим доступа http://mapexpert.com.ua/index_ru.php?table=Menu&id=17
17. Атрошенко Л.М., Богомолов В.В., Горобец Н.Н., Костяшкин С.И., Сафронова Л.П. Лесные полигоны - стационары как составляющая наземной инфраструктуры международных космических программ // Аерокосмічне спостереження в інтересах сталого розвитку та безпеки GEO-UA 2008. Перша Всеукраїнська конференція з запрошенням закордонних учасників. Матеріали доповідей. м. Київ, 3-5 червня, 2008, – С. 76-77.

УДК 621.396.677.732

ХАРАКТЕРИСТИКИ НАПРАВЛЕННОСТИ МНОГОДИАПАЗОННЫХ КОМПЛЕКСИРОВАННЫХ КОНИЧЕСКИХ РУПОРНЫХ АНТЕНН С ОДИНАКОВОЙ ШИРИНОЙ ГЛАВНОГО ЛЕПЕСТКА ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ

Н.Н. Горобец¹, А.А. Елизаренко²

¹Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, 4, пл. Свободы, Харьков, 61022, Украина;
Nikolay.N.Gorobets@univer.kharkov.ua

²Украинская государственная академия железнодорожного транспорта, 7, пл. Фейербаха, Харьков, 61050
Поступила в редакцию 22 августа 2013г.

Рассчитаны диаграммы направленности комплексированных многодиапазонных волноводных и рупорных антенн с одинаковой шириной главного лепестка диаграммы направленности и общим фазовым центром по всем каналам, работающих в ортогональном линейно-поляризованном базисе. Показано, что экранировка излучающего раскрыва высокочастотными излучателями приводит к незначительному изменению формы главного лепестка и увеличению боковых лепестков, особенно при мало отличающихся рабочих частотах соседних каналов.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: микроволны, волноводные и рупорные антенны, диаграммы направленности, уровень боковых лепестков

Розраховані діаграми спрямованості комплексованих багатодіапазонних хвилеводних і рупорних антен з однаковою шириною головного пелюстка діаграми спрямованості і загальним фазовим центром по всіх каналах, які працюють в ортогональному лінійно-поляризованому базисі. Показано, що екранування випромінюючого розкриття високочастотними випромінювачами призводить до незначної зміни форми головного пелюстка і збільшення бічних пелюстків, особливо при робочих частотах сусідніх каналів що мало відрізняються.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: мікрохвилі, хвилеводні та рупорні антени, діаграми спрямованості, рівень бічних пелюстків

The radiation pattern of complexed multiband waveguide and horn antennas with the same width of the main lobe of radiation pattern and common phase center for all channels operated in the orthogonal linearly polarized basis is calculated. It is shown that the radiating aperture screening by high- frequency by radiation results in a slight change in the shape of the main lobe and side lobes increase, of especially at slightly different operating frequencies of adjacent channels.

KEY WORDS: microwaves, waveguide and horn antennas, patterns, side lobe level

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время внедрение новых радиотехнологий осуществляется за счёт освоения более высокочастотных диапазонов радиоволн. В последние годы разработчики средств телекоммуникаций уделяют значительное внимание диапазону миллиметровых волн в полосах частот 30-300ГГц, который является наиболее перспективным. В регламенте радиосвязи частота 400ГГц рассматривается как верхняя граница радиочастотного ресурса, а Международный союз электросвязи уже практически завершил распределение частот между различными службами в полосах частот до 275 ГГц [1].

К числу преимуществ применения миллиметровых волн (ММВ) в системах связи следует отнести возможность увеличения объёмов и скоростей передачи информации, высокое усиление антенн при малой их апертуре и повышенная помехозащищённость канала связи. Узкие диаграммы направленности антенн на ММВ способствуют повышению скрытности связи и подавлению интерференционных помех, а большой коэффициент усиления позволяет уменьшать мощность передатчика и улучшать массогабаритные характеристики аппаратуры.

Диапазон миллиметровых волн активно осваивается в спутниковых системах связи. Они находят применение для организации каналов широкополосной связи наземных пунктов с ИСЗ и в системах межспутниковой связи. Применение узконаправленных многолучевых бортовых антенн позволяет осуществлять коммутацию линий спутниковой связи, а также увеличивает надёжность связи при плохих погодных условиях за счёт разнесённого приёма.

Еще одним перспективным направлением использования миллиметровых волн является создание микросотовых и пикосотовых линий связи в городах.

В последнее время возникла потребность в организации высоконадежных однопролётных линий связи, предназначенных для передачи многоканальной телефонии, а также обмена данными между компьютерами и периферийными устройствами. Для этих целей можно использовать радиорелейные линии диапазона ММВ [2]. Дополнительным аргументом в пользу применения систем связи в миллиметровом диапазоне является возможность их безлицензионного использования в США, Европе и заявительный характер регистрации радиосредств в настоящее время [3].

Антенны современных радиотехнических информационных комплексов в значительной степени определяют эффективность радиотехнической системы в целом. Основные требования, определяющие работу антенной системы в составе радиотехнического комплекса, предъявляются в первую очередь к её диаграмме направленности (ДН). Они могут быть различными в зависимости от того, к каким параметрам диаграммы они предъявляются:

- к форме её основного лепестка;
- к уровню боковых лепестков или коэффициенту направленного действия;
- к пределам изменения ширины главного лепестка диаграммы направленности;
- к полосе рабочих частот.

В современных телекоммуникационных системах широко используется уплотнение каналов за счет поляризационной развязки между ними. В радиолокации и радиоастрономии используется полное поляризационное зондирование пространства, которое позволяет получить дополнительную информацию по сравнению с традиционными методами без поляризационной селекции сигналов. Эти новые возможности реализуются за счет использования антенн, работающих в ортогональных линейно- или кругополяризованном базисах. При этом часто важно обеспечить одинаковое направление и одинаковую ширину главного лепестка диаграммы направленности антенны по всем частотным каналам. В телекоммуникационных системах в этом случае обеспечивается идентичность рабочих зон на всех частотных каналах, а в радиолокации и радиоастрономии обеспечивается одинаковое облучение остронаправленных зеркальных антенн.

В [4] показано, что технически такой комплексированный многодиапазонный многополяризационный излучатель может быть реализован на вложенных друг в друга соосно цилиндрических волноводных или конических рупорных излучателях, каждый из которых работает в определенном частотном диапазоне с независимым возбуждением каналов.

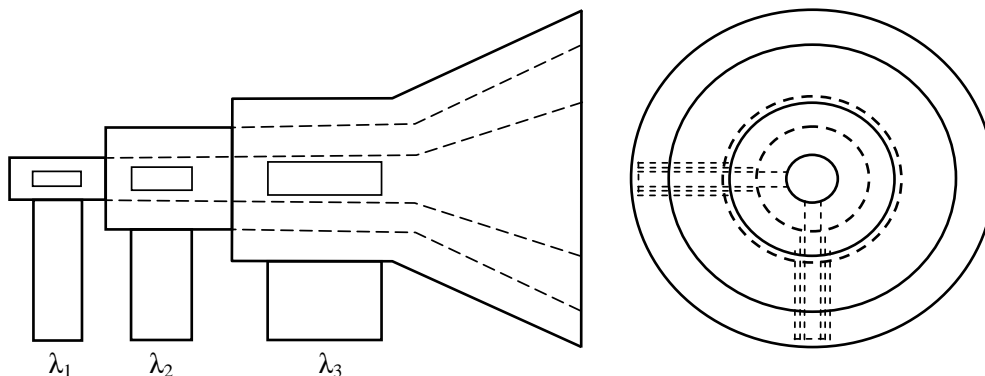


Рис. 1. Схема трехдиапазонной конической рупорной антенны

Существенным здесь является то, что фазовые центры по каждому каналу совпадают, а поляризация излучения по каждому из каналов синтезируется и реализуется независимо. В [5] рассчитаны диаграммы направленности подобного излучателя в волноводном варианте и доказана его работоспособность и перспективность для многих приложений. В [6] исследованы характеристики направленности подобного излучателя в виде системы пирамидальных рупоров с раскрытиями квадратной формы соответствующих размеров. Недавно в [7] на основе решения внутренней задачи электродинамики показано, что путем частичного заполнения волноводов и рупоров в подобном многодиапазонном излучателе можно значительно улучшить характеристики согласования и поляризационную развязку между ортогонально-поляризованными каналами.

До настоящего времени остались не изученными обнаруженные [4, 5] явления изменения формы главного лепестка и увеличения уровня боковых лепестков U_n диаграммы направленности таких излучателей за счет экранировки центральной части их излучающего раскрытия излучателями высокочастотных каналов, что и является предметом исследований настоящей статьи.

ХАРАКТЕРИСТИКА НАПРАВЛЕННОСТИ КОМПЛЕКСИРОВАННЫХ КОНИЧЕСКИХ РУПОРНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Исследуем диаграммы направленности комплексированного многодиапазонного излучателя в виде системы вложенных друг в друга соосно цилиндрических волноводных и конических рупорных излучателей, электрические размеры излучающих раскрывов которых для каждого канала выбраны так, чтобы ширина ДН "по нулям" была одинакова. Как видно из рис. 1, второй, третий и последующие каналы имеют излучающие раскрывы одинаковой кольцевой формы, поэтому для выполнения требований равенства ширины их ДН достаточно обеспечить выполнения условий принципа электродинамического подобия. Первый же излучатель самого высокочастотного канала, работающего на длине волны λ_1 , представляет собой открытый конец волновода или конический рупор без какой-либо экранировки. Так как ДН для круглого и кольцевого раскрыва описывается разными функциональными соотношениями, необходимо выяснить принципиальные возможности обеспечения одинаковых ДН исследуемого излучателя по всем каналам.

В качестве модельной задачи рассмотрим излучение произвольного раскрыва S_2 , середина которого экранирована произвольным раскрывом S_1 меньших размеров. В общем случае принимают амплитудно-фазовое распределение источников поля в раскрыве S_2 в области, занимаемой раскрывом S_1 , одинаковым с соответствующим амплитудно-фазовым распределением в раскрыве S_2 . Очевидно, что это предположение на практике не всегда выполняется точно из-за граничных условий электродинамики на внешней поверхности внутреннего излучателя. Однако, в наиболее близком к практической реализации варианту вложенных друг в друга коаксиальных рупорных антенн такое предположение достаточно справедливо, так как вектор напряженности электрического поля ортогонален металлу внутреннего излучателя. В этом случае нормированная к единице диаграмма направленности излучателя с раскрывом S_2 , работающего на длине волны λ_2 , имеет вид:

$$F_2(\theta, \varphi, \lambda_2) = \frac{1}{S_1 - S_2} F_0(\theta) \left\{ S_2 \int_{S_2} \dot{A}_2(x, y) e^{ik\vec{r}_s \vec{R}^o} dS - S_1 \int_{S_1} \dot{A}_1(x, y) e^{ik\vec{r}_s \vec{R}^o} dS \right\} \quad (1)$$

Здесь S_1 и S_2 — соответственно площади излучающих раскрывов по каналам 1 и 2 соответственно, $k = \frac{2\pi}{\lambda_2}$ и, как было отмечено выше, $A_1(x, y)$ в точности совпадает с $A_2(x, y)$ в пределах раскрыва S_1 .

Рассмотрим излучатели на круглых волноводах и конических рупорах, как показано на рис. 1. Для изучения основных физических закономерностей формирования ДН в зависимости от формы излучающего раскрыва волновода или рупора ограничимся случаем постоянного амплитудного распределения источников поля. Это соответствует плоскости наблюдения, совпадающей с плоскостью электрического вектора поля для открытого конца волновода или конического рупора со скорректированным квадратичным фазовым распределением, возбуждаемых волной типа H_{11} . При этих предположениях нормирования диаграмма направленности внешнего коаксиального излучателя имеет вид:

$$F_{2H}(\theta, \lambda_2) = \frac{1 + \cos \theta}{2(r_2^2 - r_1^2)} \left[r_2^2 \Lambda_1(2\pi r_2 \sin \theta / \lambda_2) - r_1^2 \Lambda_1(2\pi r_1 \sin \theta / \lambda_2) \right] \quad (2)$$

Здесь ДН единичного излучателя (излучателя Гюйгенса) принята для согласованного со свободным пространством излучателя $F_o(\theta) = 0,5 \cdot (1 + \cos \theta)$; r_1, r_2 — радиусы соответственно внутреннего и внешнего излучателей в коаксиальной структуре; $\Lambda_1(\eta) = 2J_1(\eta) / \eta$ — лямбда — функция первого порядка. Отметим, что лямбда-функция n -го порядка имеет вид:

$$\Lambda_n(\eta) = 2^n n! J_n(\eta) / \eta^n, \quad (3)$$

где $J_n(\eta)$ — функция Бесселя первого рода n -го порядка. Нормированная ДН внутреннего неэкранированного излучателя в виде открытого конца круглого волновода или конического рупора при указанных выше допущениях (амплитудное распределение однородно, фазовое — постоянно) равна:

$$F_{1H}(\theta, \lambda_1) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \Lambda_1(2\pi r_1 \sin \theta / \lambda_1) \quad (4)$$

Направление первого нуля ДН этого излучателя определяется из условия

$$F_{1H}(\theta = \theta_{01}, \lambda_1) = 0$$

следующим соотношением:

$$\theta_{01} = \arcsin \frac{\nu_{01} \lambda_1}{2\pi r_1}, \quad (5)$$

где $\nu_{01} = 3,83171$ – первый корень функции Бесселя $J_1(\eta)$.

С учетом этого выражения для ДН облучателей через заданную ее ширину "по нулям" принимают вид:

$$F_1(\theta, \theta_{01}) = \frac{1 + \cos \theta}{2} \Lambda_1(\nu_{01} \sin \theta / \sin \theta_{01}) \quad (6)$$

$$F_2(\theta, \theta_{01}) = \frac{1 + \cos \theta}{2(1 - n^2 \alpha^2)} \left[\Lambda_1(\nu_{01} \sin \theta / \sin \theta_{01}) - n^2 \alpha^2 \Lambda_1(x \nu_{01} \sin \theta / \sin \theta_{01}) \right], \quad (7)$$

где введены обозначения $\alpha = r_2 \lambda_1 / r_1 \lambda_2$, $n = \lambda_2 / \lambda_1$.

С учетом этого уравнение для определения размеров кольцевого внешнего излучателя получим из условия $F_{2H}(\theta = \theta_{01}, \lambda_2) = 0$ в виде:

$$I_1(\nu_{01}, x) = \frac{I_1(\nu_{01} / n)}{n \alpha} \quad (8)$$

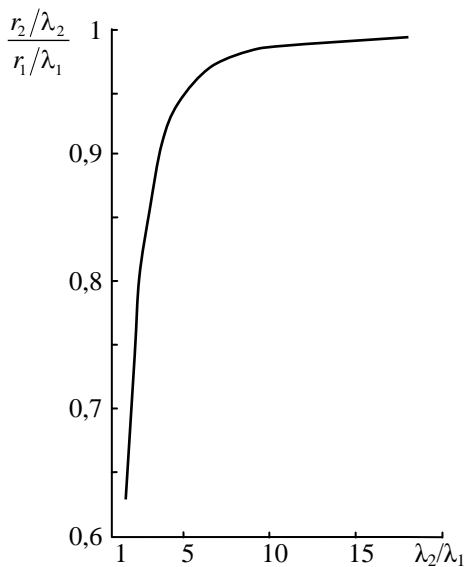


Рис.2. Зависимость отношения электрических размеров внешней и внутренней конической рупорной антенны от отношения рабочих длин волн

Решение этого трансцендентного уравнения было проведено на компьютере и из всех его корней выбирался корень, удовлетворяющий поставленному физическому условию обеспечения одинаковой ширины главного лепестка диаграммы направленности "по нулям" для всех частотных каналов, т.е. для любого отношения рабочих длин волн $n = \lambda_2 / \lambda_1$.

Оказалось, что искомое решение для исследуемой модели кольцевого раскрыва с постоянным АФР не зависят от величины угла θ_{01} . Результаты расчетов электрических размеров внешнего излучателя r_2 / λ_2 , для удобства отнесенные к электрическим размерам внутреннего излучателя r_1 / λ_1 , в зависимости от отношения рабочих длин волн λ_2 / λ_1 соответствующих каналов представлены на рис. 2. Первое, что следует из результатов анализа расчетов, это то, что одинаковая ширина ДН "по нулям" для кольцевого раскрыва не может быть обеспечена реальным излучателем, если отношение рабочих длин волн меньше определенной величины. Детальный анализ показал, что для коаксиального излучателя с постоянным АФР отношение длин волн λ_2 / λ_1 должно быть больше 1,6.

Из рис. 2 видно также, что при $\lambda_2 / \lambda_1 < 5$ электрические размеры излучателя сильно изменяются при изменении отношения λ_2 / λ_1 . Отсюда следует, что кольцевые излучатели в этом случае узкополосны. При $\lambda_2 / \lambda_1 > 5$ крутизна этой зависимости уменьшается и при $\lambda_2 / \lambda_1 > 10$ электрические размеры внешнего излучателя практически такие же, как и внутреннего.

Перейдем к анализу диаграмм направленности исследуемых излучателей. Из теории апертурных антенн хорошо известно, что экранировка центральной части раскрыва антенны приводит к существенному увеличению уровня боковых лепестков ДН, причем тем большему, чем большая площадь экранируется. Применительно к исследуемому случаю увеличение боковых лепестков ДН следует ожидать при уменьшении отношения λ_2 / λ_1 . Рассмотрим эти эффекты более подробно.

На рис. 3 представлены результаты расчетов диаграмм направленности кольцевых излучателей, ширина главного лепестка которых равна соответственно $\theta_{01} = 15^\circ$; 45° и 75° . Расчеты проведены для отношений рабочих длин волн $\lambda_2 / \lambda_1 = 1,7$; $1,8$; $1,9$; 2 ; 4 ; 6 ; 8 ; 10 ; 15 и 20 , а также для внутреннего

неэкранированного ("эталонного") излучателя. Из рисунков четко видна динамика влияния размеров излучателей и отношения рабочих длин волн на их диаграммы направленности.

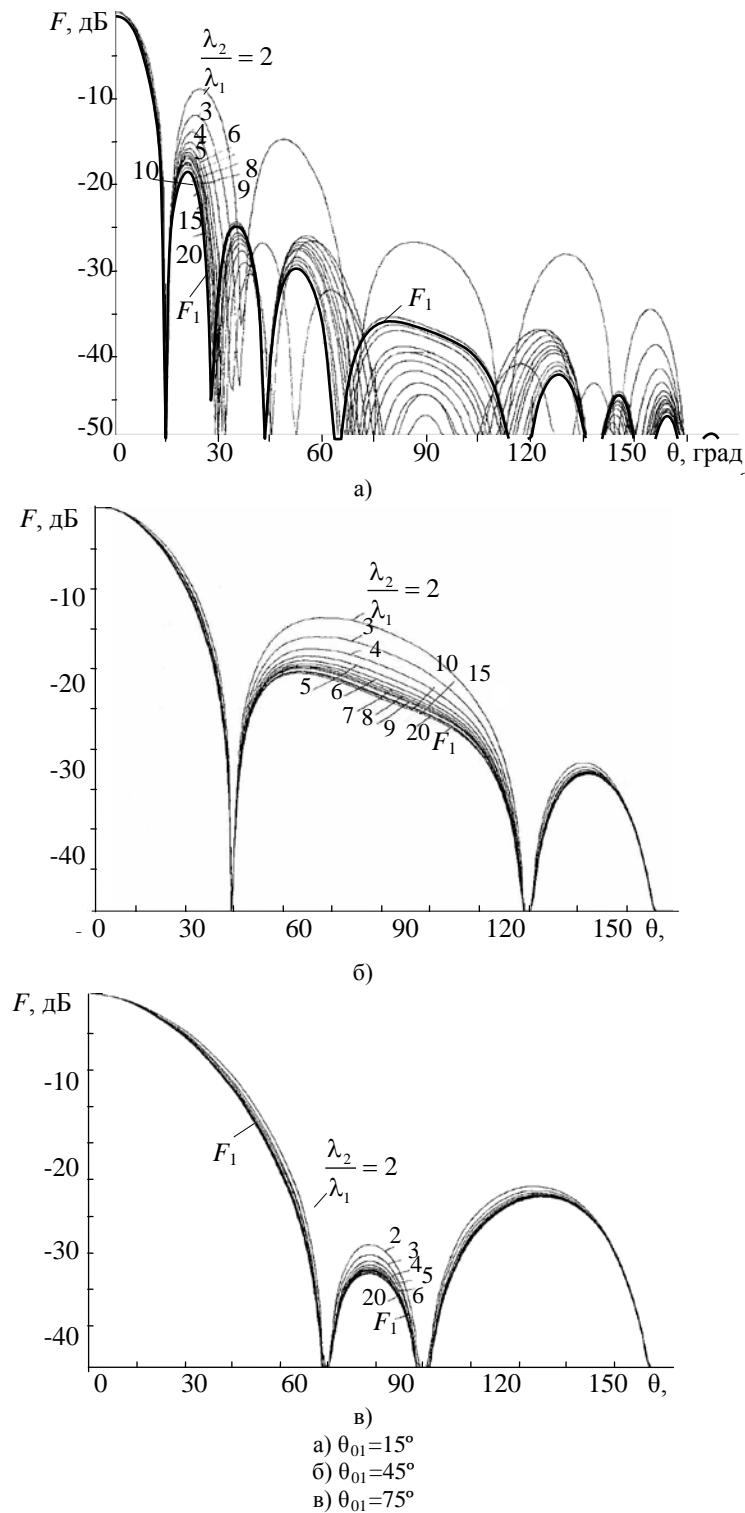


Рис. 3. Диаграммы направленности многодиапазонной конической рупорной антенны

Зависимости уровней первых и вторых боковых лепестков диаграммы направленности коаксиальных излучателей от отношении рабочих длин волн приведены на рис. 4 и 5.

Проведенные расчеты и их анализ позволяют сделать следующие важные для практики выводы:

Исключение из излучающего раскрыва многодиапазонного излучателя с одинаковой шириной главного лепестка ДН "по нулям" по всем частотным каналам его центральной части, т.е. экранировка

раскрыва длинноволновых облучателей, приводит к росту боковых лепестков ДН. Этот рост тем больше, чем уже главный лепесток ДН. Например, в случае $\lambda_2/\lambda_1=2$ и $\theta_{01}=15^\circ$ для коаксиального излучателя уровень первого бокового лепестка U_1 возрастает до -9 дБ, второго — до -15 дБ. При увеличении ширины главного лепестка диаграмма направленности в области боковых лепестков приобретает размытую форму, а уровни боковых лепестков уменьшаются. Так, при $\theta_{01}=30^\circ$ первый боковой лепесток не превышает -10 дБ; при $\theta_{01}=45^\circ$ $U_1 = -14$ дБ, при $\theta_{01}=60^\circ$ $U_1 = -21$ дБ, при $\theta_{01}=75^\circ$ U_1 уменьшается до -33 дБ, т.е. он меньше второго бокового лепестка, который составляет -26 дБ. При $\theta_{01}=90^\circ$ первый боковой лепесток исчезает, а второй не превышает -25 дБ. Таким образом, при большой ширине главного лепестка ДН (120° и больше) многодиапазонные волноводные и рупорные излучатели коаксиального типа обеспечивают вполне приемлемые для практики уровни боковых лепестков ДН.

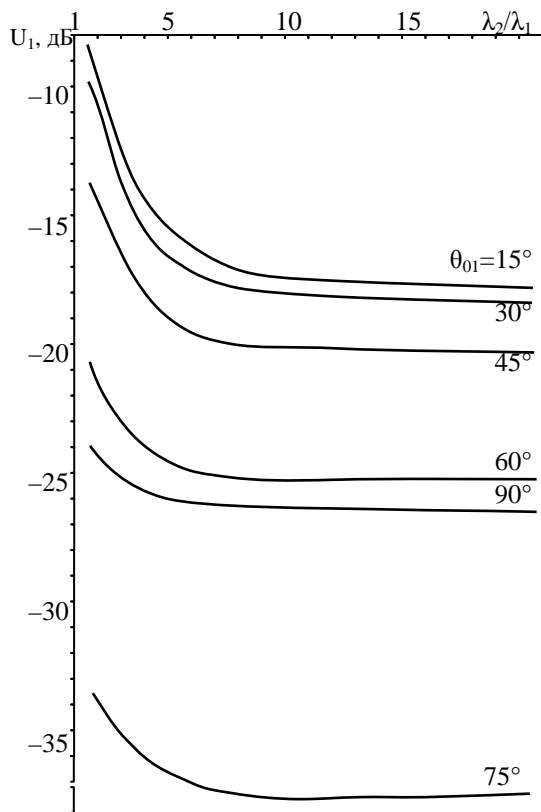


Рис. 4. Зависимость уровня первого бокового лепестка диаграммы направленности многодиапазонной конической рупорной антенны от отношения рабочих длин волн

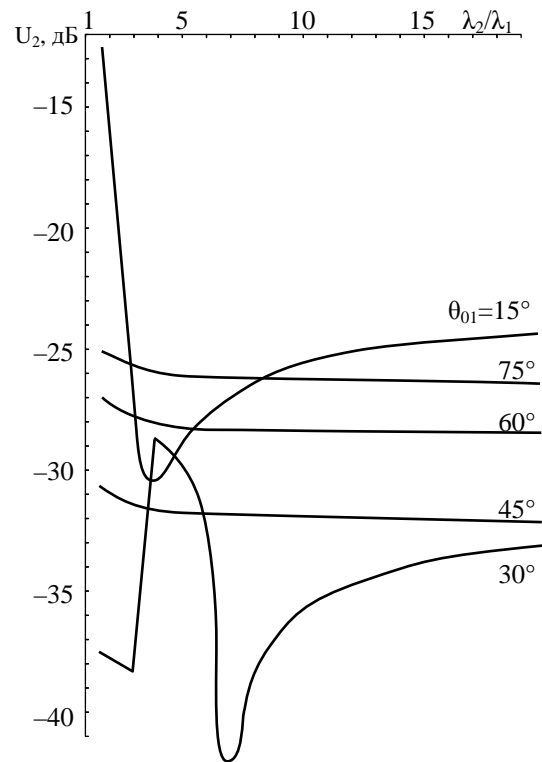


Рис. 5. Зависимость уровня второго бокового лепестка диаграммы направленности многодиапазонной конической рупорной антенны от отношения рабочих длин волн

Многодиапазонные волноводные и рупорные облучатели коаксиального типа могут быть реализованы не для произвольного отношения рабочих длин волн соседних частотных диапазонов. В частности, при постоянном амплитудно-фазовом распределении источников поля в излучающем раскрыве отношение рабочих длин волн не должно быть меньше 1,6.

При выполнении условия обеспечения одинаковой ширины главного лепестка ДН по всем каналам электрические размеры "внешнего" длинноволнового излучателя меньше электрических размеров "внутреннего" коротковолнового излучателя, причем тем существеннее, чем меньше отношение рабочих длин волн. Это объясняется хорошо известным из теории двух- и трехзеркальных антенн фактом, что при экранировке излучающего раскрыва фиксированных электрических размеров ширина главного лепестка ДН уменьшается.

В рассматриваемом случае излучателей круглой формы при $\lambda_2/\lambda_1 = 1,65$ отношение $\frac{r_2/\lambda_2}{r_1/\lambda_1} = 0,65$; при $\lambda_2/\lambda_1 = 2 - 0,75$; при $\lambda_2/\lambda_1 = 5 - 0,95$ и $\lambda_2/\lambda_1 = 10 - 0,99$. Меньшее влияние "внутренних" излучателей при больших отношениях рабочих длин волн, проявляющееся также и в меньшем росте уровня боковых лепестков ДН, объясняется меньшей экранировкой излучающего раскрыва в этом случае.

ВЫВОДЫ

Показано, что техническая реализация многодиапазонных комплексированных слабонаправленных рупорных антенн с одинаковой шириной диаграммы направленности по какому-либо заданному уровню возможна при выполнении принципа электродинамического подобия и определенных ограничений на отношение рабочих частот соседних каналов. При работе радиосистемы в ортогональном линейно-поляризованном базисе или необходимости обеспечить полное поляризационное зондирование пространства такой многодиапазонный излучатель может быть реализован на вложенных друг в друга соосно поляризационно изотропных цилиндрических или конических рупорных излучателях каждый из которых работает в определенном частотном диапазоне с независимым возбуждением каналов.

Апертурные антенны с круглым и кольцевым раскрывом позволяют реализовать ДН, ширина которой "по нулям" совпадает только при выполнении ограничения на отношение рабочих длин волн соседних частотных каналов $\lambda_2/\lambda_1 \geq 1,6$. При этом форма главного лепестка ДН практически одинакова в обоих случаях (для коаксиального раскрыва несколько ближе к столообразной), а уровень боковых лепестков существенно выше у антенн с кольцевым раскрывом, причем тем больше, чем уже ДН. При большой ширине главного лепестка ДН (120° и больше), когда исследованные антенны целесообразно применять в качестве облучателей оптимальных остронаправленных однозеркальных антенн, исследованные излучатели имеют приемлемый для практики уровень боковых и задних лепестков ДН, не превышающий -20 дБ, и тем меньший, чем больше отношение рабочих длин волн соседних каналов.

Исследованные комплексированные многодиапазонные излучатели могут применяться в миллиметровом и сантиметровом диапазонах как самостоятельные антенны и как облучатели остронаправленных зеркальных и линзовых антенн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Управление радиочастотным спектром и электромагнитная совместимость радиосистем / А. Л. Бузов, М. А. Быховский, Н. В. Васехо и др. / под ред. М. А. Быховского – М.: Эко-Трендз, 2006. – 376 с.
2. Быстров Р. П. Применение миллиметровых волн в системах связи / Р. П. Быстров, С. Н. Самойлов, А. В. Соколов // Зарубежная радиоэлектроника. – 1999. – № 10. – С. 60-71.
3. Бешилов Г. Беспроводные миллиметровые линии / Г. Бешилов // Журнал сетевых решений/LAN. – 2010. – № 12. – С. 11-14.
4. Горобец Н. Н. К расчету многодиапазонных облучателей в ортогональном линейно- поляризованном базисе / Н. Н. Горобец // Радиотелескопы и интерферометры : 18-я Всесоюзная радиоастрономическая конференция 14-16 октября 1986 г. : тезисы докладов – Иркутск : 1986. – Ч. 2. – С. 199–200.
5. Горобец Н. Н. Характеристики направленности коаксиальных облучателей многодиапазонных зеркальных антенн / Н. Н. Горобец, М. Ю. Михненко // СВЧ техника и телекоммуникационные технологии : 11-я междунар. Крымская конф. (КрыМиКо'2001) 10–14 сент. 2001 г., Крым, Украина : материалы конф. – Севастополь : 2001. – С. 356–357.
6. Горобец Н.Н. Многодиапазонные пирамидальные рупорные антенны с одинаковой шириной главного лепестка диаграммы направленности [Текст] / Н.Н. Горобец, А.А. Елизаренко // Всеукраинский межведомственный научно – технический сборник. Радиотехника. Выпуск 173. Харьков, ХНУРЭ, 2013, - С.31-37.
7. Дубровка Ф. Ф. Характеристики излучения и согласования нового двухдиапазонного коаксиального рупора с частичным диэлектрическим заполнением / Ф. Ф. Дубровка, Ю. А. Овсяник, Р. Ф. Дубровка // Радиоэлектроника. – 2002. – Т. 45, №5. – С. 56–65. (Известия вузов).

УДК 528.8

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРОВ И ФОРМЫ ИЗЛУЧАЮЩЕГО РАСКРЫВА НА ХАРАКТЕР ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯ ВБЛИЗИ АНТЕННЫ

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 12 июля 2013 г.

Методом векторизованного интеграла Кирхгофа исследовано влияние электрических размеров и формы излучающего раскрыва на пространственное распределение электрического поля в ближней зоне апертурных антенн. Показано, что при размерах апертуры, меньших одной длины волны, амплитуда поля убывает при увеличении расстояния равномерно, как в случае линейных проволочных антенн. При больших размерах раскрыва квадратной или прямоугольной формы в ближней зоне формируется прожекторный луч, который в случае раскрыва прямоугольной формы вырождается в слабоосциллирующую убывающую с увеличением расстояния функцию

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: микроволны, электрическое поле, векторизованный метод Кирхгофа, апертурные антенны, ближняя зона, прожекторный луч

Методом векторизованного интеграла Кірхгофа досліджено вплив електричних розмірів і форми випромінюючого розкриття на просторовий розподіл електричного поля в ближній зоні апертурних антен. Показано, що при розмірах апертури, менших однієї довжини хвилі, амплітуда поля убуває при збільшенні відстані рівномірно, як у випадку лінійних дротових антен. При великих розмірах розкриття квадратної або прямокутної форми в ближній зоні формується прожекторний промінь, який у випадку розкриття прямокутної форми вироджується в слабоосцилюючу спадаючу зі збільшенням відстані функцію

КЛЮЧОВІ СЛОВА: мікрохвилі, електричне поле, векторизований метод Кірхгофа, апертурні антени, ближня зона, прожекторний промінь

The influence of electrical size and shape of the radiating aperture to the spatial distribution of the electric field in the near field aperture antennas was investigated by vectorized Kirchhoff integral method. It is shown that when the aperture size smaller than the wavelength field amplitude decreases evenly as in the case of linear wire antennas. For large aperture sizes of square or rectangular shape in the near zone searchlight beam (which for a rectangular shaped aperture degenerates into weakly oscillating decreasing function at increasing distance) is formed

KEY WORDS: microwave, electric field, vectorized method Kirchhoff, aperture antennas, the near zone, searchlight beam

ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени хорошо известно, что пространственное распределение поля вблизи линейных и апертурных излучающих систем отличается качественно в зависимости от электрических размеров и формы излучающего раскрыва антенны [1]. В частности, в случае диполя Герца, т.е. очень короткой по сравнению с длиной волны ($l \ll \lambda$) тонкой ($d \ll l$) проволочной антенны, в направлении нормали к нему (совпадающем с направлением главного максимума диаграммы направленности) амплитуда вектора напряженности электрического поля непосредственно вблизи диполя уменьшается обратно пропорционально расстоянию в третьей степени, а магнитного – во второй. В случае резонансной (полуволновой) проволочной антенны, как показано в [2], амплитуда вектора \vec{E} почти не изменяется до расстояния $0,3$ длины волны, а дальше убывает пропорционально первой степени расстояния. Амплитуда вектора \vec{H} в этом случае уменьшается по закону $1/R$ начиная с очень малых расстояний (порядка $0,01$ длины волны) от излучателя.

В случае апертурных антенн больших электрических размеров вблизи раскрыва и в ближней зоне формируется так называемый прожекторный луч, в котором амплитуды векторов \vec{E} и \vec{H} и мощность электромагнитного поля изменяются по осциллирующим закономерностям вокруг некоторого близкого к постоянному значению. В [3] показано, что в случае апертуры прямоугольной формы регулярный характер осцилляций нарушается. При этом, как показано в [4] на примере рупорных антенн, можно

обеспечить близкое к однородному распределение амплитуды и мощности поля на некоторой ограниченной площади или в ограниченном объеме в ближней зоне антенны апертурного типа надлежащим выбором формы излучающего раскрыва и амплитудно – фазового распределения источников поля на антенне. В [5] показано, что в апертурных антеннах с малыми электрическими размерами раскрыва прожекторный луч в ближней зоне не формируется.

Все это разнообразие волновых процессов в ближней и промежуточной зонах наблюдения при изменении размеров и формы раскрыва антенны в широких пределах изучено недостаточно. Целью настоящей статьи является изучение физических закономерностей формирования пространственного распределения электромагнитного поля вблизи антенн с раскрывом прямоугольной формы.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ БЛИЖНЕЙ ЗОНЫ АНТЕННЫ С РАСКРЫВОМ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ФОРМЫ

Поставленная задача относится к внешним задачам электродинамики, решение которых в общем виде в настоящее время достаточно хорошо разработано. В частности, Ю.В. Шубарин убедительно показал, что наиболее удобным методом решения задачи нахождения векторов напряженности электрических и магнитных полей во всем пространстве наблюдения является метод векторизованного интеграла Кирхгофа, согласно которому в случае апертурных антенн с площадью раскрыва S искомые векторы в дальней зоне равны [6]:

$$\vec{E} = \frac{ik\psi(R)}{4\pi} \int_S \left\{ W_0 \left[\vec{R}^0 \left[\vec{R}^0 \vec{j}_n^e \right] \right] + \left[\vec{R}^0 \vec{j}_n^m \right] \right\} e^{ik\vec{r}_s \vec{R}^0} ds; \quad (1)$$

$$\vec{H} = \frac{1}{W_0} \left[\vec{R}^0 \vec{E} \right]; \quad (2)$$

где $\vec{j}_n^e = \left[\vec{z}^0 \vec{H}_S \right]$ и $\vec{j}_n^m = -\left[\vec{z}^0 \vec{E}_S \right]$ – эквивалентные электрические и магнитные токи на раскрыве антенны, а \vec{H}_S и \vec{E}_S – соответственно магнитные и электрические поля, возбуждающие раскрыв антенны. В [7] и [3] идеи метода векторизованного интеграла Кирхгофа развиты на теорию ближней зоны апертурных антенн с произвольной формой излучающего раскрыва и получены все компоненты электрического и магнитного полей в ближней и промежуточной зонах наблюдения в сферической системе координат. Решение задачи в декартовой системе координат получено в [8].

По полученным решениям и алгоритмам разработаны компьютерные программы для расчетов всех компонент электрического поля излучения апертурной антенны с раскрывом прямоугольной формы, в которых амплитудные и фазовые распределения источников поля, размеры и форма апертуры задаются без каких-либо ограничений. Точки наблюдения полей задаются вне излучающего раскрыва в ближней, промежуточной и дальней зонах наблюдения также без ограничений.

Исследуемые физические эффекты влияния размеров и формы излучающего раскрыва на пространственное распределение электромагнитного поля вблизи антенны наиболее сильно будут проявляться при постоянном амплитудном и фазовом распределении источников поля на антенне, так как в этом случае действующая площадь раскрыва антенны равна его геометрической площади. Очевидно также, что именно в этом случае протяженность области прожекторного луча будет максимальной. Поэтому необходимо, прежде всего, исследовать зависимость амплитуды поперечной компоненты вектора напряженности электрического поля излучения однородного синфазного раскрыва от расстояния от середины раскрыва, т.е. от начала координат, до точки наблюдения, в направлении нормали к раскрыву, т.е. в направлении оси OZ . В рассматриваемом случае в этом направлении формируется главный максимум диаграммы направленности антенны.

Как будет показано далее, волновые процессы в ближней зоне отличаются качественно в случаях излучающих систем малых электрических размеров апертуры – не больше двух-трех длин волн, когда ширина главного лепестка диаграммы направленности больше 30° ; средних электрических размеров – порядка 5-10 длин волн, когда ширина главного лепестка равна примерно $5^\circ-10^\circ$, и больших электрических размеров, например, больше 20 длин волн, когда ширина главного лепестка меньше 2° . Рассмотрим далее эти достаточно типичные случаи.

ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН МАЛЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ

Как было отмечено выше, волновые процессы в ближней зоне волноводных и рупорных излучателей малых электрических размеров исследованы в [5] и [4]. В результате показано, что расстояние дальней зоны таких излучателей равно $R_{\lambda c} \geq 1,5 \dots 2,0$ длины волны. Показано также, что прожекторный луч в ближней зоне таких излучателей не формируется. Последнее легко объясняется, если процесс формирования прожекторного луча связать с образованием зон Френеля [9]: при малых электрических размерах апертуры ближняя зона сосредоточена в первой зоне Френеля, так что амплитуда вектора напряженности электрического поля не осциллирует при увеличении расстояния от излучателя до точки наблюдения, а изменяется (обычно уменьшается) монотонно.

Рассмотрим далее идеализированную модельную задачу об излучении малых апертур в ближней зоне при постоянном амплитудном и фазовом распределении источников поля на антенне. В этом предельном случае особенности формирования пространственного распределения поля в ближней зоне и влияние формы раскрыва проявятся наиболее четко.

На рис. 1 приведены расчеты зависимости модуля вектора напряженности электрического поля излучения однородной синфазной апертуры квадратной формы от расстояния до точки наблюдения в

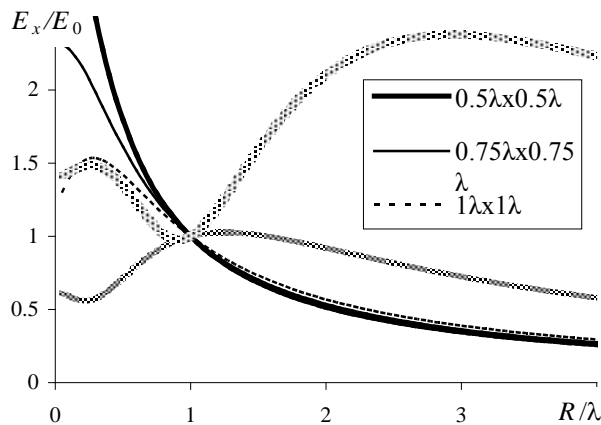


Рис. 1. Зависимости амплитуды вектора напряженности электрического поля излучателей с квадратным раскрывом малых электрических размеров от расстояния

направлении нормали к раскрыву при малых электрических размерах раскрыва. В расчетах принято, что амплитуда вектора напряженности электрического поля в середине раскрыва $E_0 = 1 \text{ В/м}$. Видно, что при очень малых размерах раскрыва излучателя — меньших одной длины волны — прожекторный луч не формируется, а амплитуда электрического поля равномерно убывает как в случае линейных проволочных антенн. Важно для практики, однако, что и в этом случае скорость убывания поля уменьшается при увеличении размеров излучающего раскрыва. При увеличении размеров до одной длины волны уже начинают появляться признаки прожекторного

луча — имеет место один экстремум (максимум) амплитуды поля вблизи излучателя на расстоянии 0,2 длины волны. Понятно, что при излучении электромагнитного поля большой мощности именно на этом расстоянии начинает развиваться электрический пробой антенны. Дальняя граница ближней зоны, определенная по известному соотношению

$$\frac{R_{БЗ}}{\lambda} \leq 0,25 \frac{L}{\lambda} + 0,5 \frac{L}{\lambda} \sqrt{\frac{L}{\lambda}}, \quad (3)$$

в этом случае равна 0,75 длины волны и находится существенно дальше расстояния, на котором амплитуда электрического поля имеет максимум.

При увеличении размеров раскрыва до двух длин волн формирование прожекторного луча характеризуется наличием минимума (на расстоянии 0,2 длины волны) и максимума (на расстоянии 1,25 длины волны) в исследуемой зависимости. Характерно также, что граница ближней зоны (3) смещается в сторону максимума максимума значения амплитуды электрического поля, т.е. ближе к антенне.

В случае размеров сторон раскрыва $3\lambda \times 3\lambda$ число экстремумов зависимости амплитуды электрического поля от расстояния равно трем (два максимума и один минимум). При этом максимумы этой зависимости регулярно увеличиваются, а минимумы — регулярно уменьшаются, а протяженность области каждой последующей осцилляции увеличивается по мере удаления точки наблюдения от раскрыва. Граница ближней зоны в этом случае совпала с расстоянием, на котором имеет место максимум максимум амплитуды поля.

Как показали расчеты, в случае квадратного раскрыва с размерами $4\lambda \times 4\lambda$ число экстремумов N совпадает с числом длин волн, укладывающихся на стороне раскрыва L/λ . Расстояние границы ближней зоны (3) смещается от точки максимума максимум амплитуды поля ближе к раскрыву излучателя.

Таким образом, анализ влияния размеров излучающего синфазного раскрыва квадратной формы при его однородном возбуждении приводит к следующим выводам:

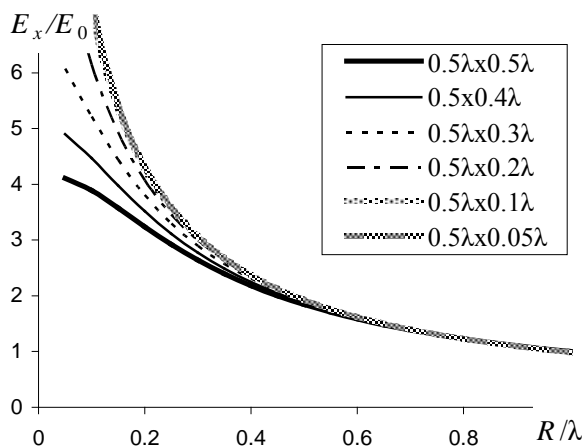
1. При размерах апертуры меньше одной длины волны в ближней зоне прожекторный луч не формируется, а амплитуда электрического поля в направлении нормали к раскрыву убывает равномерно – как в случае линейных проволочных или узких щелевых антенн.

2. При размерах раскрыва больше одной-двух длин волн в ближней зоне формируется прожекторный луч, причем число экстремумов (максимумов и минимумов) в зависимости амплитуды поля от расстояния от раскрыва равно числу длин волн, укладываемых на стороне раскрыва L/λ .

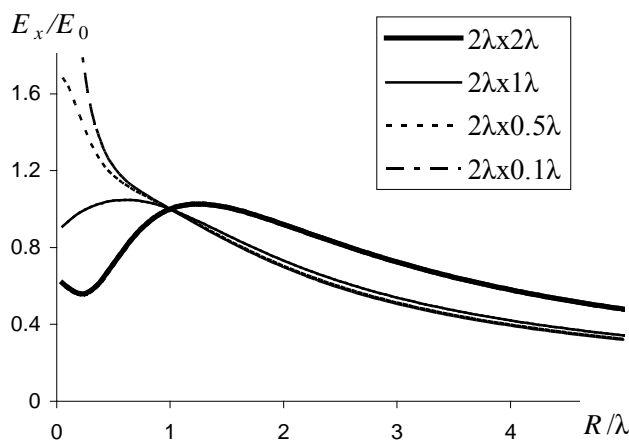
3. Значения максимумов амплитуды поля увеличиваются, а минимумов уменьшаются по мере удаления точки наблюдения от излучателя. При этом протяженность области каждого колебания амплитуды поля увеличивается по мере удаления от излучателя.

4. Внешняя граница ближней зоны (и ближняя граница промежуточной зоны наблюдения) апертурного излучателя с раскрывом квадратной формы совпадает с положением максимума максимумов амплитуды электрического поля при размере раскрыва $3\lambda \times 3\lambda$, больше этого расстояния при меньших размерах раскрыва и меньше его – при больших размерах.

Рассмотрим далее влияние формы излучающего раскрыва при малых его размерах на распределение поля вблизи излучателя. На рис. 2а приведена рассмотренная выше зависимость амплитуды электрического поля от расстояния до точки наблюдения в направлении нормали к раскрыву при изменении его формы от квадратной с размерами $0,5 \times 0,5$ длин волн до линейной с размерами $0,5\lambda \times 0,05\lambda$. Видно, что по мере приближения к антенне амплитуда поля увеличивается, причем наиболее медленно в случае



а)



б)

Рис. 2. Зависимости амплитуды электрического поля апертурного излучателя от расстояния при изменении формы раскрыва от квадратной $0,5\lambda \times 0,5\lambda$ до линейной $0,5\lambda \times 0,05\lambda$ (а) и от $2\lambda \times 2\lambda$ до $2\lambda \times 0,1\lambda$ (б)

квадратного раскрыва и со все большей скоростью по мере уменьшения одной из сторон. В частности, при отношении сторон раскрыва 10:1 (в рассматриваемом случае $0,5\lambda \times 0,05\lambda$) эта зависимость практически совпадает с такой же зависимостью для линейной проволочной антенны в ближней зоне, пропорциональной $1/R^3$. Другими словами, при малых электрических размерах антенны она может считаться линейной при отношении размеров сторон больше 5:1...10:1.

На рис. 2б приведены такие же зависимости при изменении формы раскрыва от $2\lambda \times 2\lambda$ до $2\lambda \times 0,01\lambda$. Видно, что уже при отношении размеров сторон раскрыва 2:1 в ближней зоне имеется всего один экстремум (максимум) поля. При дальнейшем уменьшении одной из сторон исследуемая зависимость становится регулярно убывающей – как для линейной антенны.

Расчеты пространственного распределения поля в ближней зоне однородных апертурных антенн малых электрических размеров показали, что эти распределения такие же, как и в случае волноводных и рупорных антенн в плоскости электрического вектора поля [5].

ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН СРЕДНИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ

Для иллюстрации волновых процессов в ближней зоне апертурных антенн средних электрических размеров на рис. 3 приведены зависимости амплитуды электрического поля однородных синфазных апертурных антенн с раскрывом квадратной формы с размерами $5\lambda \times 5\lambda$; $10\lambda \times 10\lambda$ и $15\lambda \times 15\lambda$. Видно, что в рассматриваемом варианте средних электрических размеров излучающего раскрыва прожекторный луч четко формируется. При этом число экстремумов амплитуды поля в точности равно числу, равному электрической длине стороны раскрыва. Характер осцилляций поля в рассматриваемом случае качественно такой же, как при малых электрических размерах раскрыва (рис. 1). Однако, граница ближней зоны (3) сильнее смещается к антенне. Так, для раскрыва $10\lambda \times 10\lambda$ эта граница сместилась к расстоянию минимума минимума амплитуды электрического поля, а для раскрыва $15\lambda \times 15\lambda$ – к расстоянию предпоследнего максимума поля в прожекторном луче.

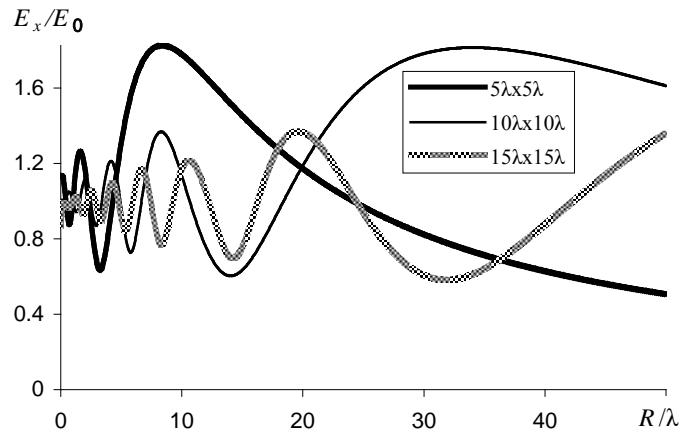
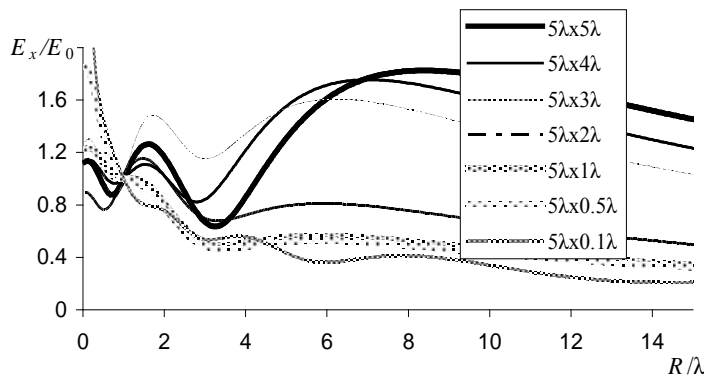
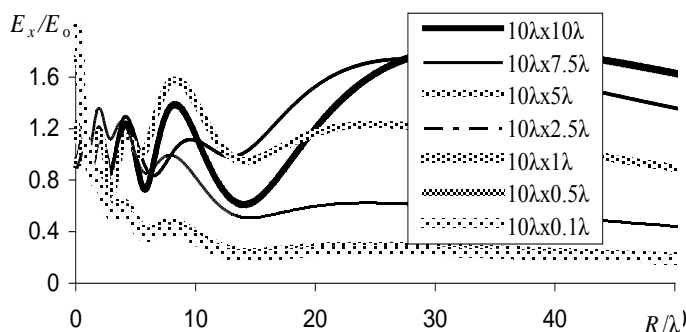


Рис. 3. Зависимости амплитуды электрического поля антенн с квадратным раскрывом средних электрических размеров от расстояния



а)



б)

Рис. 4. Зависимости амплитуды электрического поля апертурного излучателя от расстояния при изменении формы раскрыва от квадратной $5\lambda \times 5\lambda$ до $5\lambda \times 0,01\lambda$ (а) и от $10\lambda \times 10\lambda$ до $10\lambda \times 0,1\lambda$ (б)

Качественно новый характер в рассматриваемом случае приобретают исследуемые зависимости амплитуды поля от расстояния при прямоугольной форме излучающего раскрыва (рис. 4а, б). Прежде всего, отметим, что прожекторный луч формируется при изменении отношения сторон раскрыва от 1:1 до примерно 2:1. При этом монотонный характер осцилляций поля для квадратного раскрыва нарушается, последний максимум амплитуды поля в прожекторном луче не обязательно есть максимум максимум, как и последний минимум. Появляются также области пространства, в которых амплитуда поля изменяется мало (например, на участке от 7 до 13 длин волн кривой для раскрыва $10\lambda \times 7,5\lambda$ (рис. 4б). Отметим, что это явление было обнаружено в [3] и более детально исследовано в [4] в случае рупорных антенн. При отношении сторон 5:1 и больше прожекторный луч не формируется, и исследуемая зависимость становится убывающей как в случае

линейных тонких проволочных антенн. Однако, в отличие от рассмотренного выше случая апертурных антенн малых электрических размеров, когда, как видно из рис. 2, амплитуда поля убывает регулярно, хотя и с разной скоростью в зависимости от ширины раскрыва, в случае антенн средних электрических размеров на эту регулярно убывающую зависимость накладываются высокочастотные колебания с увеличивающимся по мере увеличения расстояния периодом. Из рис. 4б видно, что при увеличении отношения сторон раскрыва антенны до 10:1...100:1 соответствующие зависимости практически сливаются.

ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН БОЛЬШИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ

Расчеты показали, что исследуемая зависимость амплитуды электрического поля от расстояния от антенны в направлении главного максимума диаграммы направленности при увеличении электрических размеров раскрыва приобретает новые качества. Из рис. 5 видно, что даже при квадратной форме излучающего раскрыва вблизи антенны нарушается равномерность осцилляций амплитуды поля. (Из рис. 5а видно уменьшение амплитуды поля на расстоянии около двух длин волн от середины раскрыва). При этом максимум максимум амплитуды электрического поля смещается дальше от антенны и от границы ближней зоны, определенной соотношением (3). В случае размеров раскрыва $20\lambda \times 20\lambda$ эта граница совпадает с положением предпоследнего максимума поля в прожекторном луче. Число максимумов и минимумов на 1-2 меньше числа L/λ .

При увеличении размеров раскрыва эти эффекты проявляются более четко. Например, при размерах раскрыва $50\lambda \times 50\lambda$ нарушение равномерности осцилляций поля имеет место на расстоянии около трех длин волн, а граница ближней зоны смещается к расстоянию 105 длин волн (рис. 5б).

При увеличении размеров раскрыва до $75\lambda \times 75\lambda$ вблизи раскрыва на расстоянии от его середины до 20 длин волн амплитуда поля вообще практически не изменяется. При размерах раскрыва $100\lambda \times 100\lambda$, как видно из рис. 5в, области минимальных осцилляций поля увеличиваются и могут иметь место на больших расстояниях от антенны. Эти обнаруженные локальные

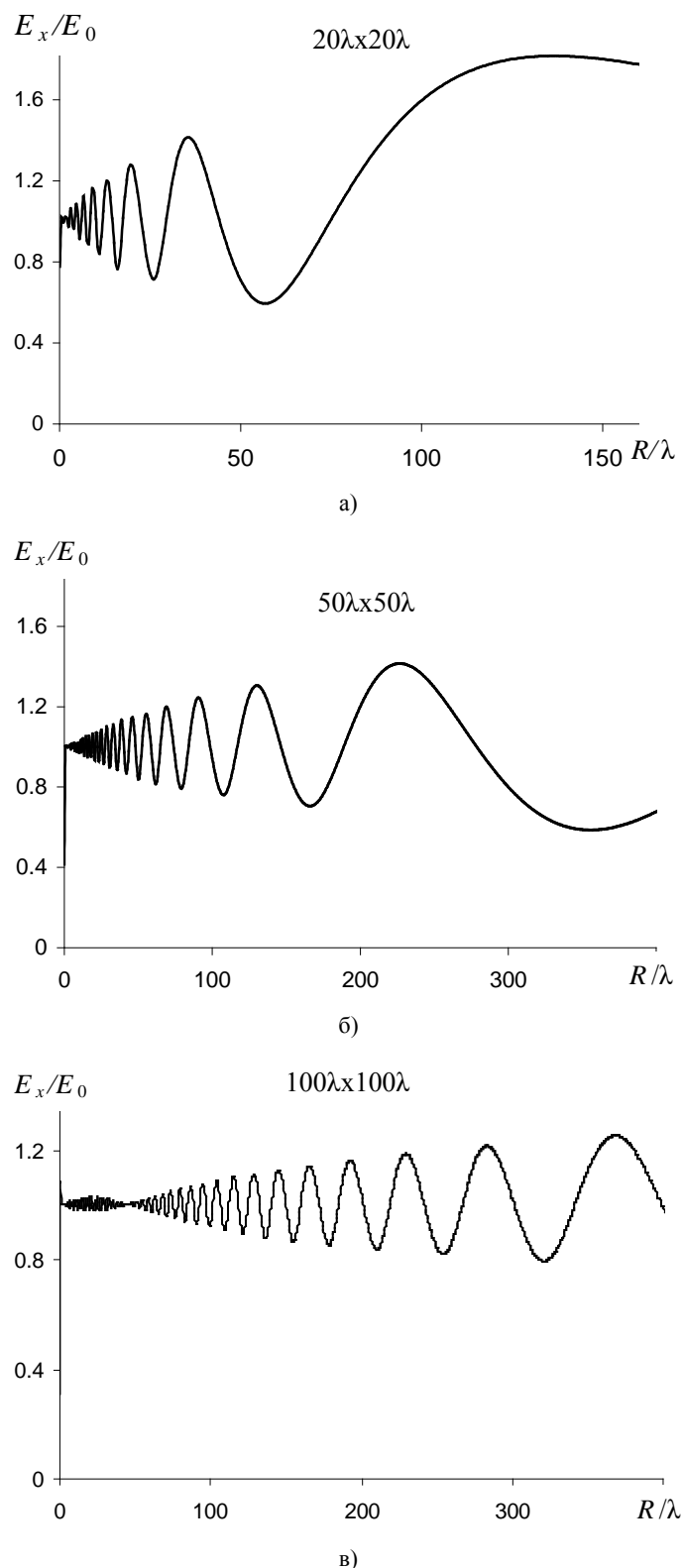


Рис. 5. Зависимости амплитуды электрического поля апертурного излучателя от расстояния для квадратных раскрывов: а) $20\lambda \times 20\lambda$; б) $50\lambda \times 50\lambda$; в) $100\lambda \times 100\lambda$.

бифуркации колебаний амплитуды электрического поля в ближней зоне апертурных антенн больших электрических размеров необходимо учитывать на практике.

Рассмотрим влияние формы излучающего раскрыва на поведение поля в ближней зоне апертурных антенн больших электрических размеров. На рис. 6 представлены зависимости амплитуды электрического поля от расстояния точки наблюдения от антенны при изменении размеров апертуры от $50\lambda \times 50\lambda$ до $50\lambda \times 0,1\lambda$. Видно, что при отношении сторон раскрыва меньше 10:1 в ближней зоне таких антенн формируется прожекторный луч. При отношении сторон больше 50:1 прожекторный луч не наблюдается: как и в предыдущих случаях малых и средних размеров раскрыва антенны поле принимает равномерно убывающий характер как в случае линейных проволочных или узких щелевых антенн. Однако, в отличие от рассматриваемых выше случаев, полученные зависимости имеют совсем другой характер осцилляций: на низкочастотные осцилляции поля от меньших сторон излучающего раскрыва накладываются высокочастотные осцилляции поля от больших сторон раскрыва.

Для более подробного объяснения этого эффекта на рис. 7 приведены зависимости от расстояния амплитуды электрического поля трех апертурных антенн: с раскрывом $10\lambda \times 10\lambda$; $50\lambda \times 50\lambda$ и $50\lambda \times 10\lambda$. Четко виден эффект наложения низкочастотных осцилляций поля прожекторного луча антенны с квадратным раскрывом меньших размеров и высокочастотных осцилляций поля от раскрыва больших размеров. Отметим, что обнаруженные осцилляции амплитуды поля, связанные с суперпозицией волн, дифрагировавших на больших и меньших сторонах раскрыва, становятся существенными при отношении сторон меньших 2:1.

В заключении отметим, что в прожекторном луче амплитуда поля такая же, как в середине раскрыва независимо от его размеров. Это справедливо и для малых ($L < \lambda$) антенн. В дальней зоне амплитуда поля определяется площадью излучающего раскрыва.

Отметим также, что сравнение с результатами расчетов ближних полей рупорных антенн с различными размерами и различными соотношениями сторон в раскрывах прямоугольной формы показало, что полученные выше физические закономерности и выводы имеют место и при спадающих к краям амплитудных распределениях источников поля в излучающем раскрыве антенны.

Обнаруженное явление образования однородной плоской волны в прожекторном луче в ближней зоне апертурных антенн больших электрических размеров может быть использовано в технике антенных измерений.

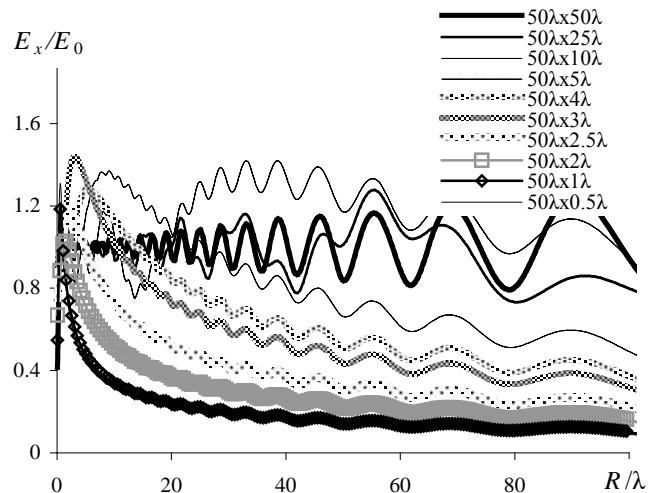


Рис. 6. Зависимости амплитуды электрического поля от расстояния точки наблюдения от антенны при изменении размеров апертуры от $50\lambda \times 50\lambda$ до $50\lambda \times 0,1\lambda$

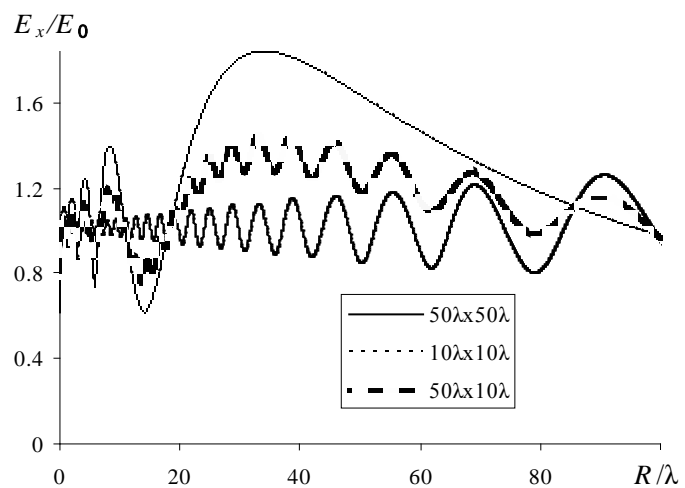
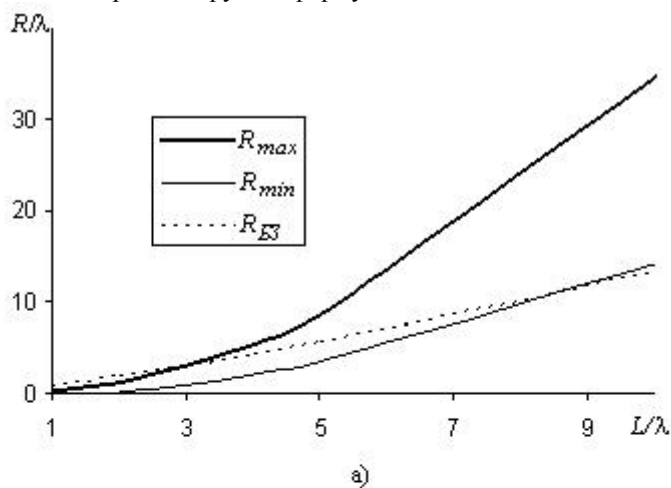


Рис. 7. Зависимости амплитуды электрического поля от расстояния трех апертурных антенн: с раскрывом $10\lambda \times 10\lambda$; $50\lambda \times 50\lambda$ и $50\lambda \times 10\lambda$

Как было отмечено выше, поля в ближней зоне определяют электрическую прочность антенны. Действительно, из проведенных исследований видно, что в ближней зоне антенны амплитуды вектора напряженности переменного электрического поля может в два и больше раз превышать амплитуду электрического поля в излучающем раскрыве антенны. Очевидно, что электрический пробой наиболее вероятен в области пространства, в которой имеет место максимум максимум амплитуды электрического поля. С другой стороны, различного вида обтекатели и другие защитные оболочки антенны целесообразно размещать в областях пространства, в которых имеет место минимум минимум амплитуды электрического поля. В этом случае влияние защитной оболочки на параметры и характеристики антенны будет минимальным.

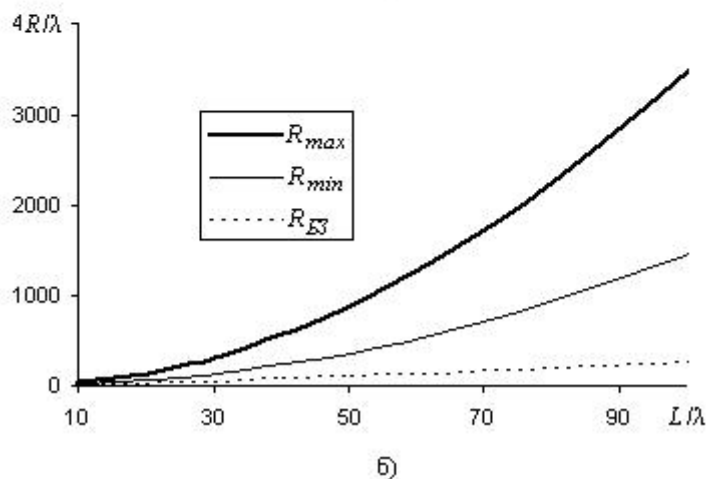
На рис. 8 приведены расчеты зависимости расстояния максимума максимуму и минимума минимуму амплитуды электрического поля от электрических размеров раскрыва квадратной формы. Здесь же приведена аналогичная зависимость расстояния внешней границы ближней зоны антенны, определенной формулой (3). Из расчетов следует, что протяженность области ближней зоны антенны больше расстояния максимума максимуму амплитуды электрического поля при размерах излучающего раскрыва не больше 3...4 длин волн.

При больших размерах раскрыва расстояние максимума максимуму больше расстояния границы ближней зоны, причем тем больше, чем больше размеры антенны. Рассчитанная зависимость с высокой точностью аппроксимируется формулой



$$\frac{R_{\max}}{\lambda} = 0,38 \left(\frac{L}{\lambda} \right)^{1,98} - 0,29. \quad (4)$$

Из рис.8 видно также, что расстояние минимума минимуму амплитуды электрического поля меньше расстояния ближней зоны при размерах раскрыва, меньших 9...10 длин волн. При больших размерах антенны расстояние минимума минимуму амплитуды электрического поля превышает расстояние границы ближней зоны антенны. Исследованная зависимость аппроксимируется формулой



$$\frac{R_{\min}}{\lambda} = 0,14 \left(\frac{L}{\lambda} \right)^2 - 0,35. \quad (5)$$

Таким образом, чем больше размер излучающего раскрыва антенны, тем больше протяженность области проекторного луча превышает расстояние внешней границы ближней зоны.

Анализ волновых процессов при излучении электромагнитных волн на конечном расстоянии от антенны с раскрывом прямоугольной формы показал также, что расстояние дальней зоны для таких антенн определяется большей стороной излучающего раскрыва $R_{ДЗ} \geq 2L_{\max}^2/\lambda$.

Рис. 8. Зависимости расстояния максимума максимуму и минимума минимуму амплитуды электрического поля и границы ближней зоны от электрических размеров апертуры квадратной формы: а) апертуры малых и средних размеров; б) апертуры больших размеров

ВЫВОДЫ

1. В результате анализа влияния размеров излучающего раскрыва квадратной формы антенн апертурного типа на характер распределения поля в их ближней зоне показано, что проекторный луч в

направлении главного максимума диаграммы направленности формируется при размерах раскрыва больших одной длины волны. При этом число экстремумов (максимумов и минимумов) амплитуды поля в случае малых и средних апертур равно числу волн, укладываемых на одной стороне раскрыва. В случае больших апертур это число уменьшается на единицу или двойку. Протяженность области каждой осцилляции амплитуды поля увеличивается по мере удаления точки наблюдения от раскрыва. Амплитуда электрического поля в прожекторном луче близка к амплитуде электрического поля в середине раскрыва независимо от размеров антенны. В дальней зоне амплитуда поля определяется площадью излучающего раскрыва. Максимум максимум амплитуды электрического поля, как и ее минимум минимум в ближней зоне формируется в самой дальней области прожекторного луча. В случае апертурных антенн больших электрических размеров в зависимостях амплитуды поля от расстояния области минимальных осцилляций амплитуды поля увеличиваются и при увеличении размеров раскрыва антенны их число увеличивается. При размерах раскрыва антенны, больших $3...4$ длины волны, область прожекторного луча включает всю ближнюю зону и часть промежуточной зоны.

2. Анализ влияния отношения длины и ширины раскрыва апертурных антенн на волновые процессы в ближней зоне показал, что прожекторный луч в ближней и частично в промежуточной зонах формируется при квадратной и прямоугольной форме раскрыва антенны с отношением сторон меньше 2:1. При прямоугольной форме раскрыва нарушается равномерность осцилляций амплитуды электрического поля при изменении расстояния от антенны. В частности, появляются области пространства – ограниченные объемы или плоские участки в поперечном сечении прожекторного луча, в которых амплитуда поля близка к постоянной. Максимум максимум амплитуды поля, как и его минимум минимум, смещаются ближе к антенне. При больших отношениях длины раскрыва к ее ширине зависимость амплитуды поля от расстояния остается осциллирующей и убывающей. При отношении сторон раскрыва больше 5:1...10:1 убывающий характер этой зависимости преобладает и приближается к аналогичной зависимости для линейных тонких проволочных антенн. Однако, для случаев когда длина раскрыва больше $3...5$ длин волн на эту убывающую зависимость накладываются осцилляции, характерные для квадратного раскрыва со стороной, равной длине прямоугольного раскрыва. При увеличении электрических размеров раскрыва антенны поле в ближней зоне приобретает характер суперпозиции двух колебаний – от квадратного раскрыва со стороной, равной длине прямоугольного, и от квадратного раскрыва со стороной, равной ширине прямоугольного. Характерный для ближней зоны линейных проволочных антенн убывающий закон изменения амплитуды поля при увеличении расстояния от антенны имеет место при больших отношениях длины и ширины апертуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горобец Н.Н. Анализ распределения поля вблизи линейных и апертурных антенн. // Вопросы обеспечения стойкости радиоэлектронных средств к воздействию электромагнитных излучений естественного и искусственного происхождения: Всесоюз. науч.– техн. конф., 14–16 мая 1991г.; Харьков : тез. докл. – Х., 1991. – Ч. 2. – С. 29-30.
2. Горобец Н.Н., Цехмистро Р.И. Эффекты ближней зоны резонансных проволочных антенн. // Вісник Харківського нац. ун-ту імені В. Н. Каразіна. № 513, Радіофізика та електроніка. – 2001. Вип. 1. – С. 112-118.
3. 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.
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. Горобец Н.Н., Овсянникова Е.Е., Шишкова А.В. Расстояние дальней зоны волноводных излучателей. // Вісник Харківськ. нац. ун-ту імені В.Н. Каразіна №834, Сер. Радіофізика та електроніка. – 2008, –Вип.13. – С. 68-76.
6. Шубарин Ю.В. Антенны сверхвысоких частот. - Х.: Изд. Харьковского гос. университета. 1960. -283 с.
7. Волошин В.А., Горобец Н.Н. Поляризационные характеристики прямоугольного раскрыва в ближней зоне. // Антенно-фидерные и измерительные устройства сверхвысоких частот. Науч-техн сб. ХГУ. Х., 1971. – С. 29-36.
8. 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.
9. Черный Ф.Б. Распространение радиоволн. -М.: Сов. радио, 1972. - 464с.

УДК 621.574.4

**МЕТОД Т-МАТРИЦ И РАСЧЕТ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
ПОЛЕЙ, РАССЕЯННЫХ ДВУМЕРНЫМ ВКЛЮЧЕНИЕМ В
ПЛОСКОСЛОИСТОЙ СРЕДЕ****Д.О. Батраков¹, Д.В. Головин¹, А.Г. Батракова², С.Н. Урдзик²**¹*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина,
4, пл.Свободы, Харьков, 61022, Украина*²*Харьковский национальный автомобильно дорожный университет
25, ул. Петровского, Харьков, 61022, Украина*

Поступила в редакцию 7 ноября 2013 г.

В работе исследованы процессы взаимодействия эллиптически поляризованных электромагнитных волн с двумерными проницаемыми включениями в одном из слоев плоскослоистой среды. Предполагается, что первичное поле представляет собой плоскую линейно поляризованную волну, падающую под углом к образующим цилиндра и при этом нормально к его поверхности. Исследованы такие параметры рассеянной эллиптически поляризованной поля как угол эллиптичности и угол ориентации поляризованного эллипса. Рассмотрены также вопросы практической реализации предложенной схемы для решения задач неразрушающего контроля дорожных покрытий и биомедицинских исследований.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: поляризационные характеристики электромагнитных волн, подповерхностное зондирование, плоскослоистые среды

У роботі досліджені процеси взаємодії еліптично поляризованих електромагнітних хвиль із двовимірними проницаємими вкрапленнями в одному із шарів плоскошаруватого середовища. Передбачається, що первинне поле являє собою плоску лінійно поляризовану хвилю, що падає під кутом до утворюючої циліндра й при цьому нормально до його поверхні. Досліджено такі параметри розсіяного еліптично поляризованого поля як кут еліптичності й кут орієнтації поляризаційного еліпса. Розглянуті також питання практичної реалізації запропонованої схеми для рішення завдань неруйнуючого контролю дорожніх покриттів і біомедичних досліджень.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: поляризаційні характеристики електромагнітних хвиль, підповерхневе зондування, плоскошаруваті середовища

In work interaction processes elliptically polarised electromagnetic waves with two-dimensional penetrable inclusions in one of layers plane-layered media are investigated. It is supposed, that the primary field represents the plane linearly polarised wave falling under an arbitrary angle to cylinder generatrix and normally to its surface. Investigated such parameters of the scattered elliptically polarised waves as angle of ellipticity and angle of orientation of a polarising ellipse. Problems of practical realisation of the offered scheme for the aims of nondestroying control of road pavements and biomedical researches are considered also.

KEYWORDS: electromagnetic wave polarising characteristics, subsurface sounding, plane-layered media

ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитные волны все шире используются в процессах дистанционного зондирования, неразрушающего контроля и биомедицинских исследованиях. При этом в качестве информативных параметров могут выступать как временные характеристики (частота монохроматической волны или длительность импульсного сигнала) [1-3], так и параметры поляризации рассеянного поля [4,5]. Для корректной интерпретации наблюдаемых данных и обоснованного выбора параметров используемых сигналов необходимо рассмотрение задач дифракции соответствующих волн или сигналов на моделях реальных сред или объектов. Наиболее удобной в ряде случаев является модель плоскослоистой среды с двумерным включением цилиндрической формы. Ранее было получено решение задачи рассеяния плоской эллиптически поляризованной волны на двумерном диэлектрическом цилиндре, расположенном в одном из слоев плоскослоистой среды [4]. Однако исследовались лишь общие аспекты изменения состояния поляризации плоской монохроматической эллиптически поляризованной волны при взаимодействии с такими структурами. Для решения базовой задачи о падении плоских линейно поляризованных волн использовался метод Т-матриц иначе называемый методом нулевого поля. В то же время значительный интерес с точки зрения практических приложений представляют задачи обнаружения и идентификации подповерхностных объектов (трещин, кровеносных сосудов) в неоднородных (плоскослоистых) средах. Поэтому целью настоящей работы является исследование деполаризации плоских электромагнитных волн при взаимодействии с двумерными проницаемыми неоднородностями в одном из слоев плоскослоистой среды. Еще одной задачей является проверка возможности практического использования данного подхода на реальных технических конструкциях.

МЕТОД ОПИСАНИЯ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ВОЛНЫ

Предложенный в [6,7] метод может служить основой для построения решения задачи о рассеянии эллиптически поляризованной плоской волны. При этом его требуется дополнить формулами, описывающими состояние поляризации падающей и рассеянной волн.

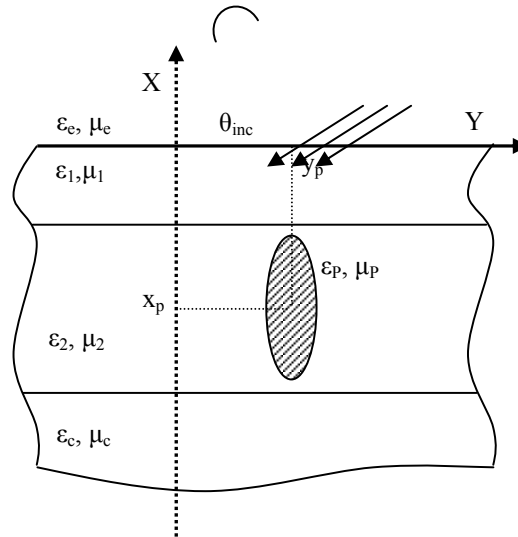


Рис. 1. Геометрия задачи

Коротко остановимся на принятой постановке задачи. Выберем ось z Декартовой системы координат таким образом, чтобы она совпала с направлением распространения плоской монохроматической волны. Тогда отличными от нуля будут только x и y компоненты векторов E и H (электромагнитное поле поперечно). Запишем компоненты вектора напряженности электрического поля [2,5]:

$$\begin{cases} E_x = a_1 \cos(\tau + \delta_1) \\ E_y = a_2 \cos(\tau + \delta_2); \tau = \omega \cdot t - (\vec{k} \cdot \vec{r}) \\ E_z = 0 \end{cases} \quad (1)$$

Исключая зависимость от τ , из данных выражений можно получить следующее соотношение:

$$\left(\frac{E_x}{a_1}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{a_2}\right)^2 - 2\frac{E_x}{a_1}\frac{E_y}{a_2}\cos(\delta) = \sin^2(\delta) \quad (2)$$

Оно представляет собой уравнение канонического сечения, имеющего форму эллипса.

Этот эллипс вписан в прямоугольник, стороны которого параллельны осям координат и имеют длины $2a_1$ и $2a_2$.

В таком случае говорят, что волна эллиптически поляризована. В случае, когда для разности фаз δ выполняется условие

$$\delta = \delta_2 - \delta_1 = m\pi, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3)$$

эллипс вырождается в отрезок и говорят о линейной (реже – плоской) поляризации.

Другим важным частным случаем поляризации является круговая поляризация, когда выполняются условия

$$a_1 = a_2 = a \quad (4)$$

и

$$\delta = \delta_2 - \delta_1 = m\pi/2, \quad m = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots \quad (5)$$

Таким образом, для характеристики поляризации поля требуется три независимые величины. Это могут быть величины a_1 , a_2 и δ или же a , b и ψ [2].

Если заданы a_1 , a_2 и разность фаз δ , относящиеся к произвольному расположению осей, и если α ($0 \leq \alpha \leq \pi/2$) - угол, определяемый соотношением:

$$\operatorname{tg}(\alpha) = a_2/a_1, \quad (6)$$

то главные полуоси эллипса a и b и угол ψ ($0 \leq \psi \leq \pi$), который большая полуось образует с осью Ox , находятся из формул:

$$a^2 + b^2 = a_1^2 + a_2^2 \quad (7)$$

$$\operatorname{tg}(2\psi) = -[\operatorname{tg}(2\alpha)] \cos(\delta) \quad (8)$$

$$\sin(2\chi) = [\sin(2\alpha)] \sin(\delta), \quad (9)$$

где χ ($-\pi/4 < \chi \leq \pi/4$) - вспомогательный угол, определяющий форму и ориентацию эллипса колебаний:

$$\operatorname{tg}(\chi) = \pm b/a. \quad (10)$$

Но наиболее удобным для целей настоящей работы является метод описания поляризации посредством определения положения радиус вектора на двойной комплексной плоскости. Сущность этого метода заключается в следующем.

Любой действительный вектор можно представить комплексным числом, действительная и мнимая части которого равны соответственно проекциям на оси эллиптической системы координат. При этом мнимая ось о комплексной плоскости соответствует оси плоскости. На основании этого эллиптически поляризованную плоскую гармоническую волну оказывается удобным разложить не на вещественные ортогональные векторы, а на комплексные орты, являющиеся обобщением вещественных ортов.

Чтобы показать эту связь, эллиптически поляризованную волну удобно представить в виде суммы ее проекций на оси oz и o, η координатной плоскости.

$$\vec{\varepsilon}(r, t) = (\vec{e}_1 \cdot E_1 e^{i\varphi_1} + \vec{e}_2 \cdot E_2 e^{i\varphi_2}) \cdot e^{i(k\xi - \omega t)}, \quad (11)$$

где \vec{e}_1, \vec{e}_2 единичные орты осей OZ и $O\eta$;

E_1, E_2 амплитуды ортогональных компонент;

ψ_1, ψ_2 - их фазы.

Поскольку всякий поворот линейного вектора \vec{E} в плоскости $zO\eta$ на угол θ в положительном направлении соответствует умножению комплексного изображения \dot{E} вектора \vec{E} на экспоненциальный множитель $e^{i\varphi}$, поляризационную диаграмму с параметрами поляризации φ, θ и ψ на двойной комплексной плоскости можно записать следующим образом:

$$\ddot{\varepsilon}(t) = e^{-ij\varphi} \cdot e^{j\theta} \cdot e^{i(-\omega t + \psi)} \quad (12)$$

Поскольку (12) определяет все параметры поляризационной диаграммы, то комплексное число $\ddot{\varepsilon}(t)$ можно считать формой записи поляризационной диаграммой.

Такая форма представления эллиптически поляризованной волны не только дает компактную ее запись, но и является удобным инструментом для анализа преобразования волн различными устройствами, позволяет легко осуществлять переход от одного базиса к другому, сокращает расчеты при нахождении спектров эллиптически поляризованных и поляризационно модулированных сигналов, делает многие расчеты четкими и наглядными. Эта форма записи особенно удобна при решении задач дифракции эллиптически поляризованных волн на различных рассеивателях, так как позволяет записывать рассеянное поле в компактной форме, удобной как для решения задачи, так и для анализа результатов, поскольку позволяет оперировать только с приведенными амплитудами и угловыми величинами, характеризующими параметры поляризации.

Воспользуемся свойствами чисел двойной комплексной плоскости для определения параметров поляризации рассеянного импедансным эллиптическим цилиндром поля. Чтобы определить эти параметры необходимо знать проекции комплексной амплитуды рассеянного поля на ортогональные

орты \vec{e}_1, \vec{e}_2 . Эти проекции могут быть найдены на основе решения задачи дифракции плоских линейно поляризованных волн и решения уравнения

$$E_1 \cdot e^{i\varphi_1} + E_2 \cdot e^{i\varphi_2} = \sqrt{E_1^2 + E_2^2} \cdot e^{-ij\varphi} \cdot e^{j\theta} e^{i\psi}. \quad (13)$$

Решение уравнения (13) дается формулами

$$\sin 2\varphi = \sin 2\gamma \cdot \sin \Delta; \quad (14)$$

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\sin 2\gamma - \cos \Delta}{\cos 2\gamma + \cos 2\varphi}. \quad (15)$$

В (13) и (14) использованы соотношения

$$\gamma^s = \operatorname{arctg} \left(\frac{E_2^s}{E_1^s} \right) = \operatorname{arctg} \left(k \frac{E_2^i}{E_1^i} \right) = \operatorname{arctg} [k \cdot \operatorname{tg} \gamma^i], \quad (16)$$

где $k = \left| \frac{a_2^s}{a_1^s} \right|$, a_1^s, a_2^s – комплексные коэффициенты отражения при падении волны единичной амплитуды

$$\begin{aligned} \Delta^s &= \psi_1 - \psi_2 = \psi_2 + \delta_E - \psi_2 = \Delta + (\delta_E - \delta_H) \\ \delta_E &= \operatorname{arctg} \left(\frac{\operatorname{Re} a_1^s}{\operatorname{Im} a_1^s} \right); \delta_H = \operatorname{arctg} \left(\frac{\operatorname{Re} a_2^s}{\operatorname{Im} a_2^s} \right) \end{aligned} \quad (17)$$

Формулы (14–17) полностью определяют поляризационные характеристики рассеянного поля.

Энергетические характеристики рассеянного поля – коэффициенты отражения k_b и k_f прохождения определяются из формул

$$k_b = \frac{E^s(\eta_i)}{|E^i|}; k_f = \frac{E^s(\eta_i + \pi)}{|E^i|} \quad (18)$$

Итак, записанное общее решение задачи дифракции эллиптически-поляризованной электромагнитной волны на бесконечном цилиндрическом объекте удовлетворяет всем условиям, необходимым для получения однозначного решения. При этом не возникает необходимости в конкретизации физико-геометрических параметров структуры, требующейся при решении краевой электродинамической задачи. Однако, для вычислений поляризационных характеристик рассеянного поля $\varphi_f, \varphi_b, \theta_f, \theta_b$ по этим формулам требуется знать величины γ^s и Δ^s , которые могут быть получены лишь из решения соответствующей краевой задачи.

Таким образом, представление поляризационной диаграммы с помощью чисел двойной комплексной плоскости позволяет получить эффективные расчетные формулы для определения поляризационных характеристик рассеянного поля, основой для которых служат решения частных задач о рассеянии плоских линейно поляризованных волн.

Учитывая тенденцию к использованию сигналов с ортогональными поляризациями в различных прикладных задачах, в работе были проведены вычислительные и лабораторные эксперименты, преследующие цель: исследовать влияние на поляризационные и энергетические характеристики рассеянных цилиндрическим включением полей как физико-геометрических параметров самой структуры, так и поляризационного состояния падающей волны.

Обратим внимание, что согласно формулам (13 и 15) амплитуды проекций E_1 и E_2 на оси выбранного поляризационного базиса не зависят от знаков поляризационных параметров φ и θ и, следовательно, коэффициенты отражения и прохождения не зависят от направления вращения вектора \vec{E} и знака угла ориентации падающей эллиптической поляризованной волны.

Поляризационные характеристики – углы эллиптичности φ_b, φ_f и ориентации θ_b и θ_f поляризационных диаграмм прошедшего и отраженного полей, вообще говоря, зависят от знаков у φ_i и θ_i . Определить характер изменения поляризационных параметров при изменении знаков у φ_i и θ_i из

вида общих формул (16-18) не представляется возможным. С этой целью были проведены соответствующие расчеты, результаты которых представлены на рис. 2.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В ходе проведения вычислительных экспериментов были рассмотрены следующие задачи:

- рассеяние эллиптически поляризованных волн на цилиндрическом импедансном включении в свободном пространстве. Эта задача использовалась в качестве базовой для проведения сравнительного анализа (при рассмотрении более сложных конфигураций рассеивающей структуры);
- рассеяние эллиптически поляризованной волны на цилиндрическом проницаемом включении, расположенном в одном из слоев двухслойной плоскостной среды на бесконечной подложке. При этом рассматривался случай, когда включение полностью расположено во втором слое.

Наиболее характерные результаты проведенных вычислений представлены на рис 2.

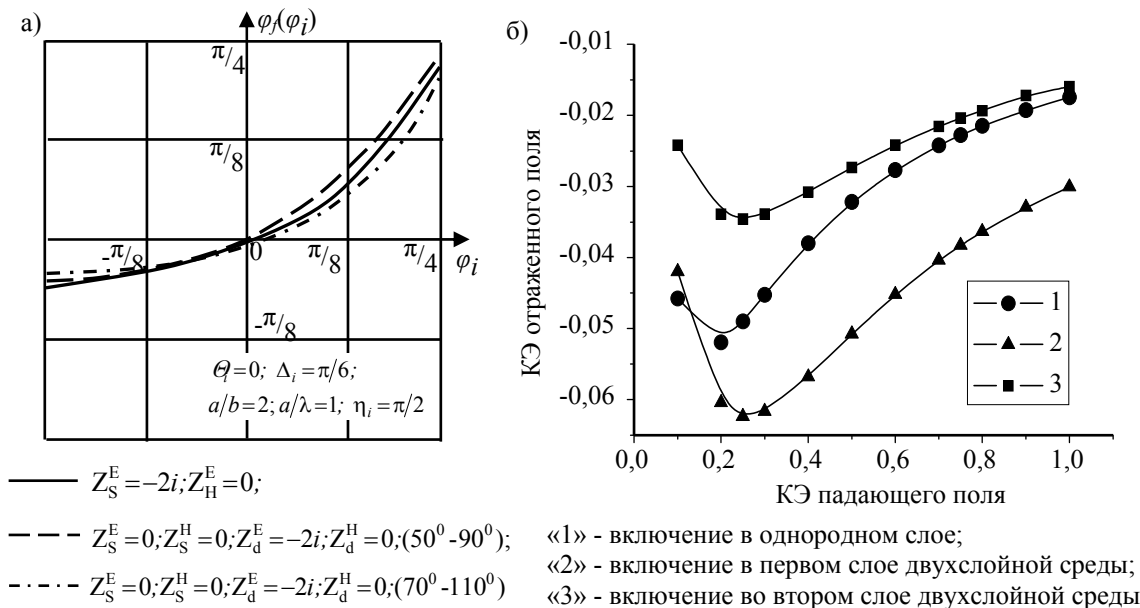


Рис 2. Зависимость коэффициента эллиптичности (КЭ) рассеянного поля от КЭ падающей волны: а) для импедансного эллиптического цилиндра (Z – эквивалентный поверхностный импеданс); б) зависимость коэффициента эллиптичности (КЭ) рассеянного поля в направлении нормали к слою от КЭ падающей волны

Параметры рассеивающей структуры были следующими: волновой радиус включения $r_p/\lambda = 0.1$, толщина слоев $h/\lambda = 1$, вертикальная координата центра включения $x_p/\lambda = 0.5$ и $x_p/\lambda = 1.5$ (включение во втором слое), диэлектрические проницаемости верхнего полупространства, слоев и нижнего полупространства равны $\varepsilon_e = 1.0$, $\varepsilon_1 = 2.0$, $\varepsilon_2 = 2.5$, $\varepsilon_c = 1.0$, соответственно.

В процессе численных экспериментов моделировалась также работа щелевых антенн блока КП-1 георадара «Одяг-4» (рис.3). Целью являлось исследование появления и возможности регистрации кросс-поляризационной компоненты рассеянного поля. Для этого падающая волна имела линейную поляризацию (создаваемую антенной щелевого типа), угол ориентации которой менялся в пределах от 0 до $\pi/2$. Выходными параметрами являлись угол эллиптичности и угол ориентации поляризационного эллипса рассеянного поля. Также исследовалось влияние электрофизических параметров включения. В качестве модели подповерхностной трещины в одном из слоев дорожной одежды был выбран эллипс. Проведенные лабораторные и вычислительные эксперименты подтвердили возможность использования регистрации кросс-поляризационной компоненты для идентификации подповерхностных трещин в нижних слоях дорожных одежд нежесткого типа. Однако, поскольку при зондировании включений в плоскостных средах, в таких структурах происходят более сложные процессы, чем при взаимодействии эллиптически поляризованных волн с импедансными рассеивателями в свободном

пространстве, априори предсказать характер поведения поляризационных характеристик не представляется возможным. Результаты работы в этом направлении авторы надеются представить в следующих публикациях.



Рис.3 Антенные блоки георадара на модели дорожного покрытия: шель в двух слоях асфальтобетона и шель во втором слое асфальтобетона

ВЫВОДЫ

На основе полученных ранее расчетных формул и разработанных алгоритмов с помощью соответствующих вычислительных экспериментов исследовано влияние электрофизических параметров цилиндрических объектов на поляризационное состояние рассеянного поля. Важность проведенных экспериментов определяется необходимостью проведения тестирования более универсальных алгоритмов и программного обеспечения для проверки корректности работы программных комплексов, обеспечения необходимой точности и определения диапазона погрешностей получаемых результатов. Проведенные лабораторные и численные эксперименты подтвердили работоспособность использованных моделей и разработанных алгоритмов и программного обеспечения. Таким образом, эти результаты могут быть использованы при проведении мониторинга дорожных одежд нежесткого типа, а также в процессе биомедицинских исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Батраков Д.О. Численное моделирование распространения электромагнитных импульсных сигналов в плоскостойких средах / Д.О. Батраков, Д.В. Головин, А.Г. Батракова, Г.П. Почанин - Вестник ХНУ - радиофизика и электроника, 2012, №1038, вып. 21, с. 54-58.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973г.- 720с.
3. Батраков Д.О. Сравнительный анализ спектральных характеристик георадарных сигналов / Д.О. Батраков, Д.В. Головин // Вестник ХНУ – радиофизика и электроника. – №1010, – Вып. 20, – 2012., С. 119-122.
4. Головин Д.В. Исследование рассеяния эллиптически поляризованной плоской волны на включениях в плоскостойких средах / Д.В. Головин // Вестник ХНУ – Радиофизика и электроника. – №622, – Вып. 1, – 2004. – С. 55-58.
5. Батраков Д.О. Анализ поляризационных свойств многослойной плоскостойкой среды с цилиндрическим включением / Д.О. Батраков, А.Г. Батракова, А.А. Симачев, Д.В. Головин // Радиотехника - Всеукр. между. науч.-техн. сб.. – Вып. 163, – 2010. – С. 230-235.
6. Батраков Д.О. Дифракция плоской Е-поляризованной волны на цилиндрическом включении в плоскостойкой среде / Д.О. Батраков, Д.В. Головин // Физические основы приборостроения. – 2012. – Т.1, №1, – С. 16-22.
7. D.O. Batrakov and D.V. Golovin. Numerical analysis of fields scattered by two dimensional inclusions in layered media. MSMW'04 Proceedings, Kharkov, Ukraine, June 21-26, 2004, PP. 835-837.

УДК. 621.317; 621.317.33

**ПРОСТОЙ МЕТОД ОЦЕНКИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ И
ТАНГЕНСА УГЛА ПОТЕРЬ****Л. П. Яцук¹⁾, В. В. Чухов²⁾, С. В. Дерипаска¹⁾**¹⁾Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, 4, пл. Свободы, Харьков, 61022
e-mail: Yatsuk38@gmail.com²⁾Житомирский государственный технологический университет, 103, ул. Черняховского, Житомир, 10005
e-mail: mps_cvv@ukr.net

Поступила в редакцию 9 октября 2013 г.

Предлагается оценивать диэлектрическую проницаемость и тангенс угла потерь твердых материалов на основе измерения и расчета частотных характеристик коэффициентов отражения и прохождения от вставок, изготовленных из исследуемого материала, в рабочем диапазоне частот волновода. Вставка конечной длины полностью заполняет поперечное сечение волновода. Диэлектрическая проницаемость определяется на основе измеренной частоты, на которой наблюдается единственный в рабочем диапазоне минимум коэффициента отражения от короткой вставки, или двух частот, на которых наблюдаются минимумы в случае более длинных вставок. После этого методом подбора оценивается тангенс угла потерь путем совмещения расчетных и экспериментальных зависимостей от частоты коэффициентов отражения и прохождения.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: волновод, вставка, частота, диэлектрическая проницаемость, тангенс угла потерь, коэффициенты отражения, прохождения.

Пропонується оцінювати діелектричну проникність і тангенс кута втрат твердих матеріалів на основі вимірювання та розрахунку частотних характеристик коефіцієнтів відбиття і проходження від вставок, виготовлених з досліджуваного матеріалу, в робочому діапазоні частот хвилеводу. Вставка кінцевої довжини повністю заповнює поперечний переріз хвилеводу. Діелектрична проникність визначається на основі вимірної частоти, на якій спостерігається єдиний в робочому діапазоні мінімум коефіцієнта відбиття від короткої вставки, або двох частот, на яких спостерігаються мінімуми у випадку більш довгих вставок. Після цього методом підбору оцінюється тангенс кута втрат шляхом суміщення розрахункових і експериментальних залежностей від частоти коефіцієнтів відбиття і проходження.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: хвилевід, вставка, частота, діелектрична проникність, тангенс кута втрат, коефіцієнти відбиття, проходження.

It is proposed to evaluate the dielectric constant and loss tangent of solid materials by measuring and calculating the frequency characteristics of reflection and transmission coefficients of the inserts made of the test material in the waveguide operating frequency range. The insert of finite length completely fills the cross section of the waveguide. Dielectric constant is determined based on the measured frequency, at which the only minimum of reflection coefficient is observed in the working range from the short insert or two frequencies in the case of longer insertions. After this using method of selection dissipation is estimated by matching the calculated and experimental frequency dependences of the reflection and transmission coefficients.

KEYWORDS: waveguide, insertion, frequency, dielectric constant and loss tangent, reflection, transmission coefficients.

ВВЕДЕНИЕ

В современной теории и технике СВЧ большую роль играют диэлектрики. Они могут использоваться как управляющие элементы в канализирующих системах, отверстиях связи, сами быть объектами облучения и исследования, являются средой, в которой распространятся электромагнитные волны. Большая область исследования связана с созданием искусственных диэлектриков. В любом случае использования диэлектриков необходимо знать их электрофизические параметры: диэлектрическую проницаемость ϵ и тангенс угла потерь tgd . Исчерпывающий обзор методов определения этих параметров дан в работе [1]. В ряде случаев величины ϵ и tgd могут непредсказуемо

изменяться от частоты. Если отсутствует возможность воспользоваться описанной в литературе установкой для точного измерения этих параметров, желательно уметь определять их хотя бы приближенно. В настоящей работе обсуждается простейший способ оценки ϵ и $tg\delta$ на основании расчета и измерения коэффициентов отражения и прохождения от диэлектрической вставки конечной длины в прямоугольном волноводе, полностью заполняющей его поперечное сечение.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ϵ И $tg\delta$

Рассматриваемая система представляет собой бесконечный прямоугольный волновод, в котором имеется диэлектрическая вставка длиной c , полностью перекрывающая его поперечное сечение (рис.1).

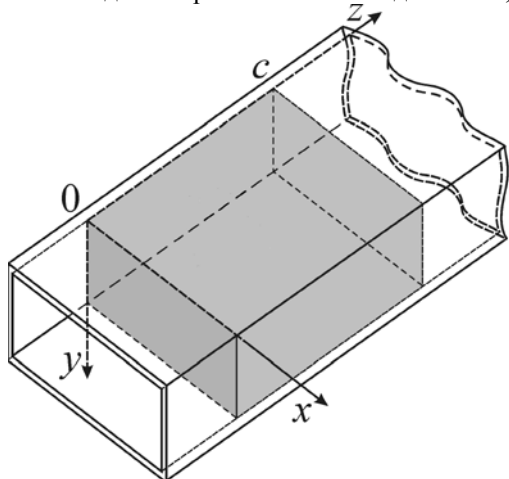


Рис. 1. Рассматриваемая система

Полагаем, что волновод возбуждается от генератора высокой частоты волной типа H_{10} единичной амплитуды, бегущей в сторону $z > 0$. Формулы для расчета коэффициента отражения \mathcal{R}_1 от вставки и коэффициента прохождения \mathcal{R}_{12} за вставку легко выводятся на основе условия непрерывности тангенциальных составляющих полей \vec{E} и \vec{H} на границах раздела «воздух-диэлектрик» и «диэлектрик-воздух» по обе стороны от вставки. Их можно найти и в литературе, например в [2-5]. Нами эти выражения получены в виде

$$\mathcal{R}_1 = (1 - c^2) \frac{-2i \sin(g_e c)}{(1 + c)^2 e^{i g_e c} - (1 - c)^2 e^{-i g_e c}}, \quad (1)$$

$$\mathcal{R}_{12} = \frac{4c}{(1 + c)^2 e^{i(g_e - g)c} - (1 - c)^2 e^{-i(g_e + g)c}}, \quad (2)$$

где $c = g/g_e$, g и g_e – продольные волновые числа волны основного типа в пустом волноводе и волноводе, заполненном диэлектриком.

Из выражения (1) следует, что для диэлектрика без потерь минимум коэффициента отражения, равный нулю, наблюдается при условии

$$g_e c = n\pi, \quad (3)$$

где $g_e = 2\pi/l_{ge}$, l_{ge} – длина волны в волноводе, полностью заполненном диэлектриком, n принимает значения 1, 2, 3 и т.д..

При этом коэффициент прохождения $|\mathcal{R}_{12}|$ по модулю равен единице. Из соотношения (3) с использованием экспериментальных данных можно получить диэлектрическую проницаемость материала, из которого изготовлена вставка. Этот результат получен в работе [6]. Выражение для диэлектрической проницаемости ϵ в наших обозначениях имеет вид

$$\epsilon = \frac{2 \frac{K_{01}^2}{K_{02}^2} \frac{K_{01}^2}{K_{02}^2}}{2 \frac{K_{01}^2}{K_{02}^2} \frac{K_{01}^2}{K_{02}^2}} + \frac{K_{01}^2}{c} \frac{K_{01}^2}{K_{02}^2} \quad (4)$$

где l_0 – длина волны в свободном пространстве на частоте f_0 , а n_0 – число полуволн, которое укладывается вдоль вставки на частоте f_0 . Тот же номер мы присвоим и минимуму. На частоте $f_q > f_0$ минимума с номером $n = n_0 + q$ на вставке укладывается $n = n_0 + q$ полуволн.

В работе [6] сначала по результатам измерения двух частот f_0 и f_q получено выражение для n_0 , которое затем используется для определения ϵ по приведенной выше формуле.

Можно получить выражение для ϵ рассматриваемой вставки, минуя определение n_0 . Записывая соотношение (3) в двух точках, например, где $n_1 = n_0$ и $n_2 = n_0 + 1$, и вычитая одно из другого, исключаем из рассмотрения n_0 и сводим полученное выражение к квадратному уравнению относительно ϵ .

$$A\epsilon^2 + B\epsilon + C = 0, \quad (5)$$

где

$$A = \frac{1}{l_{02}^2} - \frac{1}{l_{01}^2}, \quad B = -\frac{1}{l_{01}^2} + \frac{1}{l_{02}^2}, \quad C = \frac{1}{16c^4} + \frac{1}{4a^2c^2}$$

Здесь l_{01} и l_{02} ($l_{01} > l_{02}$), соответствуют двум измеренным частотам $f_{01} < f_{02}$, на которых наблюдаются соседние минимумы коэффициента отражения.

Решение уравнения (5) имеет вид

$$\epsilon_{1,2} = \frac{-B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}, \quad (6)$$

Как показали расчеты, значению $\epsilon = 1$ соответствует знак + в числителе.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Для того, чтобы по формуле (6) можно было оценить диэлектрическую проницаемость, необходимо, чтобы в рабочем диапазоне волновода наблюдались, по крайней мере, два минимума частотной зависимости коэффициента отражения. Чем длиннее диэлектрическая вставка и выше уровень ϵ , тем большее число полуволн может уложиться вдоль нее. При отсутствии потерь в диэлектрике нет ограничений на длину вставки. Если потери присутствуют, надо, чтобы волна в ней не затухла полностью. Для этого вставка должна быть достаточно короткой, но такой, чтобы в рабочей полосе наблюдался хотя бы один минимум (максимум) коэффициента отражения. Тогда ϵ можно найти из выражения (3) по формуле

$$\epsilon = \frac{1}{2} \left(\frac{l_{01}^2}{l_{02}^2} + \frac{l_{02}^2}{l_{01}^2} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{l_{01}^2}{l_{02}^2} - \frac{l_{02}^2}{l_{01}^2} \right) \epsilon_1 \quad (7)$$

где $p_0 = 2n + d_{0n}$ – количество четвертей длин волн, которое укладывается вдоль образца на частоте минимума (максимума), $l = c/2f$, d_{0n} – символ Кронекера.

С первого взгляда, неизвестно, какое значение n следует выбирать. Однако, следует иметь в виду, что разным n соответствуют различные значения ϵ и разное поведение частотных характеристик \mathcal{R}_1 . Все они будут иметь минимум (или максимум) на частоте f_0 , и только одна из них будет ближе всех прилегать к экспериментальной зависимости \mathcal{R}_1 от частоты. Именно она и определяет искомое значение ϵ . Это значение ϵ следует использовать при расчете $|\mathcal{R}_1|^2$ и $|\mathcal{R}_{12}|^2$ от частоты. Для краткости дальнейшие рассуждения посвятим минимуму. В случае идеального диэлектрика без потерь минимальные значения $|\mathcal{R}_1|^2$ равны нулю, а максимальные значения $|\mathcal{R}_{12}|^2$ – единице. Из проведенных нами расчетов следует, что экстремумы в частотных зависимостях $|\mathcal{R}_1|^2$ и $|\mathcal{R}_{12}|^2$ в случае $tg\delta = 1$ не смещаются по частоте при учете потерь в диэлектрике. Наличие потерь ведет к «заплыванию» нулей

коэффициента отражения и понижению уровня максимума коэффициента прохождения (их квадратов модуля). Коэффициент прохождения $|\mathcal{G}_{12}|^2$ заметно быстрее изменяется при появлении потерь, чем коэффициент $|\mathcal{G}_1|^2$. Естественно, что частотные зависимости, рассчитанные с использованием найденного ранее значения ϵ , будут отличаться от экспериментальных кривых, если диэлектрик имеет потери. Тогда подбором $tg\delta$, который вводится в формулы для расчета $|\mathcal{G}_1|^2$ и $|\mathcal{G}_{12}|^2$, удастся совместить кривые расчетных зависимостей $|\mathcal{G}_1|^2$ и $|\mathcal{G}_{12}|^2$ от частоты с экспериментальными, что позволяет судить об уровне $tg\delta$ исследуемого диэлектрика.

Приведем пример такого исследования для вставки из винипласта длиной 10 мм. На рисунке 2 сплошные линии использованы для $|\mathcal{G}_1|^2$, штриховые – для $|\mathcal{G}_{12}|^2$, маркерами нанесены экспериментальные данные. Кривые 1, 2 соответствуют $\epsilon = 2,66$, соответствующему $n = 1$ в формуле (7), кривые 3, 4 – $n = 2$ (обе – без учета потерь). При расчете кривой 5 $tg\delta$ подбирали так, чтобы расчетное значение коэффициента прохождения максимально приблизилось к экспериментальному.

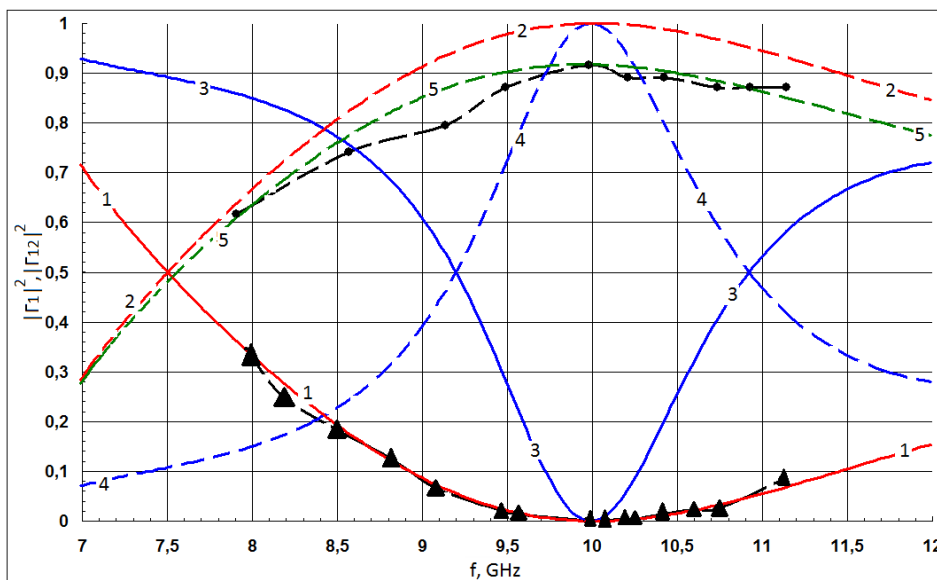


Рис. 2. Расчетные и экспериментальные зависимости $|\mathcal{G}_1|^2$ и $|\mathcal{G}_{12}|^2$ от частоты образца длиной 10 мм в случаях $\epsilon = 2,66$ (кривые 1 и 2) и $\epsilon = 9,45$ (кривые 3 и 4). Маркеры – экспериментальные данные. Кривая 5 – расчет с учетом потерь при $\epsilon = 2,66$.

Видим, что кривые 1, 2 ($\epsilon = 2,66$) несравненно лучше согласуются с экспериментом, чем кривые 3, 4 ($\epsilon = 9,45$).

При ошибочном значении диэлектрической проницаемости ($\epsilon=4$, вместо $\epsilon=2,66$) совместить расчетные кривые 1, 2 с экспериментальными 3, 4 не удастся (см. рис.3). Значение $\epsilon = 4$ винипласта имеет место на частоте 50 Гц, что существенно отличается от ϵ на сверхвысоких частотах. Это вначале ошибочно не приняли во внимание. Полученное затем значение $\epsilon = 2,66$ позволяет совместить расчетные и экспериментальные кривые (рис.4).

В литературе [7,8,9] приводятся значения $\epsilon = 2,63$; $tg\delta = 0,0019$. Наши результаты для ϵ хорошо согласуются с ними и совпадают по порядку для $tg\delta$.

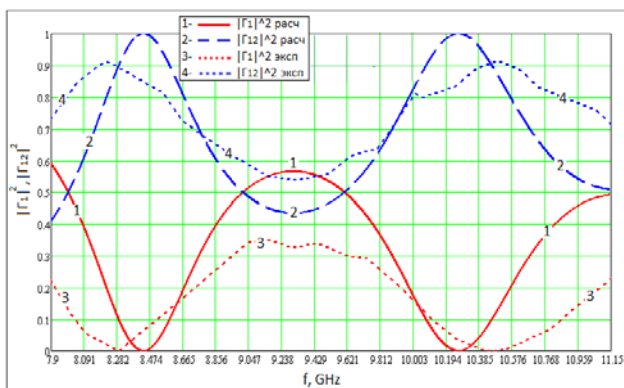


Рис. 3. Расчетные и экспериментальные зависимости $|G_1|^2$ и $|G_{12}|^2$ от частоты для образца винипласта $\epsilon=4$, $C=38$ мм.

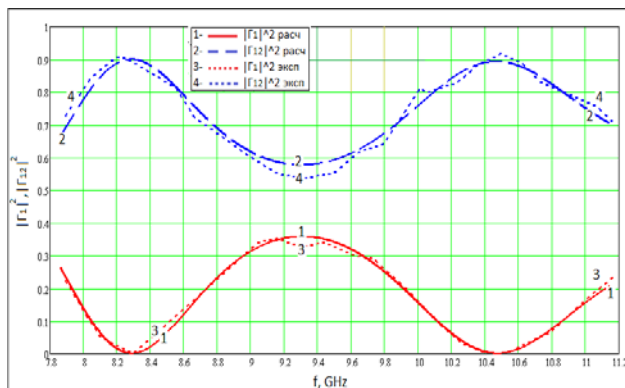


Рис. 4. Расчетные и экспериментальные кривые $|G_1|^2$ и $|G_{12}|^2$ от частоты для образца из винипласта $\epsilon=2,66$; $C=38$ мм, $\text{tg}\delta=0,00631$.

При исследовании вставки из текстолита длиной $c = 66$ мм наилучшее согласование расчетных и экспериментальных данных получили при $\epsilon = 3,95$; $\text{tg}\delta = 0,089$ (рис. 5). Видно, что частоты экстремумов из экспериментальных данных в этом случае определяются неоднозначно.

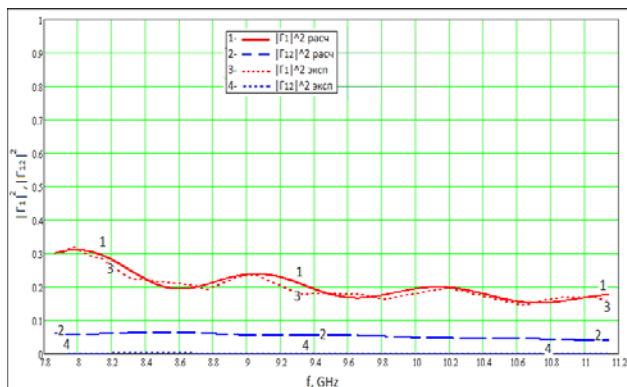


Рис. 5. Расчетные и экспериментальные зависимости $|G_1|^2$ и $|G_{12}|^2$ от частоты для образца текстолита $\epsilon=3,95$; $C=66$ мм; $\text{tg}\delta=0,089$

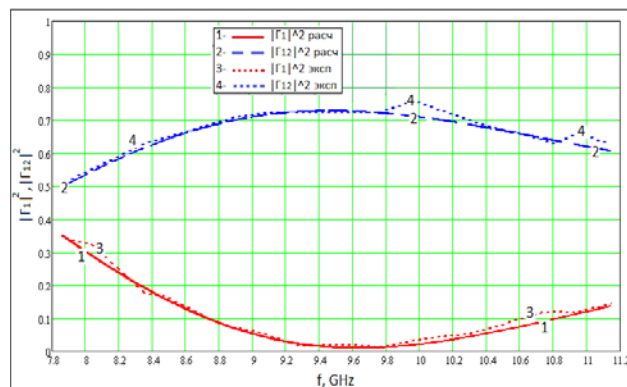


Рис. 6. Расчетные и экспериментальные зависимости $|G_1|^2$ и $|G_{12}|^2$ от частоты для образца текстолита $\epsilon=3,45$; $C=9$ мм; $\text{tg}\delta=0,066$

При исследовании укороченного образца (рис.6, $C = 9$ мм) полученные значения $\epsilon = 3,45$ и $\text{tg}\delta = 0,066$ лучше согласуются с литературными данными [9] (3,65 и 0,068 соответственно).

Полученные результаты дали основание для определения таким же образом электрических параметров других материалов. Нами были изготовлены образцы из эпоксидной смолы разной длины (11 мм, 41 мм и 54 мм). При совмещении расчетных и экспериментальных зависимостей для всех образцов получились с небольшим разбросом значения для ϵ (2,9 и 2,93) и $\text{tg}\delta$ (0,025 и 0,028).

Приведем два варианта этих зависимостей (рис. 7, 8).

ВЫВОДЫ

На основании проведенных исследований можно сделать такие выводы. Диэлектрическую проницаемость и тангенс угла потерь неизвестного материала можно проще всего оценить по частотной характеристике коэффициентов отражения и прохождения от вставки конечной длины в волноводе, изготовленной из этого материала так, что она полностью перекрывает его поперечное сечение. Измерения проводятся с помощью автоматического измерителя КСВН. Если зависимость коэффициента отражения от частоты имеет несколько минимумов, диэлектрическую проницаемость ϵ образца фиксированной длины можно найти по измеренным частотам двух соседних (или более далеких)

минимумов коэффициента отражения. Полученное значение ϵ используется при расчете частотных зависимостей коэффициентов отражения и прохождения. Вводя в расчетные формулы $tg\delta$ и варьируя его, следует добиться максимального согласования расчетных и экспериментальных кривых. Таким образом можно оценить уровень потерь исследуемого образца. Если коэффициент прохождения низок, что вызывается большими потерями, а частотная зависимость коэффициента отражения имеет неявно выраженные экстремумы, экспериментальный образец надо укоротить. При этом надо добиться того, чтобы на экране прибора наблюдался хотя бы один минимум коэффициента отражения, что позволяет оценить по изложенной выше методике ϵ исследуемого образца. Дальнейшие шаги по оценке $tg\delta$ описаны выше.

Изложенный простой способ оценки ϵ и $tg\delta$ диэлектрических образцов позволяет не только определить электрические параметры неизвестных композитных материалов, но и исследовать влияние на эти параметры температуры, влажности, давления, что важно для практики.

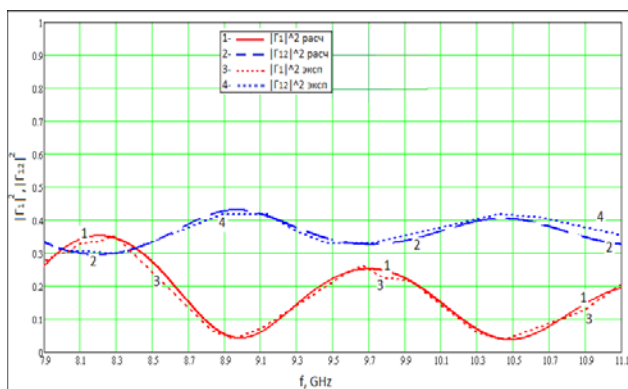


Рис. 7. Расчетные и экспериментальные зависимости $|G_1|^2$ и $|G_{12}|^2$ от частоты для образца из эпоксидной смолы $\epsilon=2,9$; $C=11$ мм; $tg\delta=0,025$.

Расчет дал значение $\epsilon = 2,916$, дополнительный подбор – $\epsilon = 2,93$.

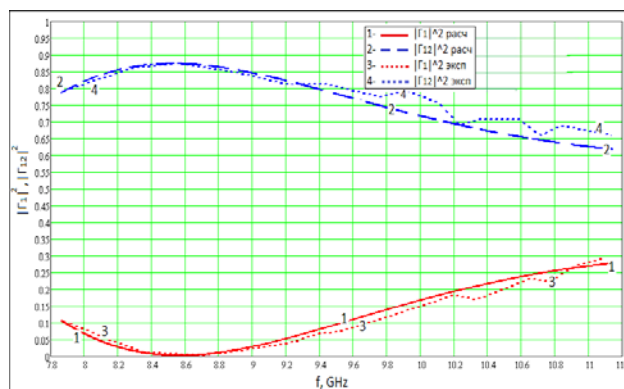


Рис. 8. Экспериментальные и расчетные зависимости $|G_1|^2$ и $|G_{12}|^2$ от частоты для образца из эпоксидной смолы $\epsilon=2,93$; $C=54$ мм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чухов В.В. Радіочастотні методи та засоби вимірювань параметрів хвильоводів із діелектричним заповненням : дис.канд. техн. наук /В.В. Чухов . – Житомир, 2007. – 234 с.
2. Онищенко А.А. Попова Н.Я. Определение параметров диэлектриков через их радиотехнические характеристики //Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. – 1980. – № 11. – С. 21-23.
3. Чупров И.И., Минкус А.П. Определение диэлектрической и магнитной проницаемостей с помощью анализаторов СВЧ цепей //Техника средств связи. Сер. Радиоизмерительная техника. – 1984. – Вып. 6. – С. 1-13.
4. Полищук В.И. Метод и установка для измерения электрических параметров слабопоглощающих диэлектриков на базе панорамного измерителя КСВН и ослаблений //Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. – 1988. – Вып. 9(413). – С. 52-56.
5. Семенов Н.А. Техническая электродинамика. – М.: Связь, 1973. – 480 с.
6. Чухов В.В. Визначення сталих поширення шаруватих структур //Вісник Житомирського інженерно-технологічного інституту. Технічні науки. – 1999. – № 9. – С. 171-177.
7. Бахтин В.Д., Кулаенко Б.С., Мартыненко Л.Г., Слюсарский В.А. Определение диэлектрической проницаемости по отношению амплитуд E -компонент отраженной и прошедшей через диэлектрик волн //Изв. вузов, радиоэлектроника. – 1969. – Т.12.-№ 6. – С.-643.
8. Буртовой Д.П., Мироненко В.Л., Терещенко А.И. Применение открытого цилиндрического предельного резонатора для исследования диэлектрических свойств вещества. //Изв. вузов, радиоэлектроника. – 1970. – Т.13.– № 9. – С. -1085
9. Справочник по электротехническим материалам: В 3 т. Т. 1./Под ред. Ю.В. Корицкого и др. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 368 с.

УДК 535.326:537.874

**ВЛИЯНИЕ ФУНКЦИИ-ИСТОЧНИКА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ РАССЕЯНИЯ
ПРИ ЧИСЛЕННОМ РАСЧЕТЕ ПЛАЩА НЕВИДИМОСТИ****В. И. Вьюнник, А. А. Звягинцев***Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина**Харьков, пл. Свободы, 4, 61077**тел.: (057) 707-53-19, e-mail: vladdal@gmail.com**Поступила в редакцию 25 октября 2013 г.*

В работе исследуется влияние функции-источника в уравнении Пуассона на характеристики плаща невидимости, рассчитанного численным методом. Проведена оптимизация с использованием генетического алгоритма для нахождения константных значений функций-источников, обеспечивающих максимальную производительность плаща. Проведено сравнение характеристик такого плаща с характеристиками плаща, рассчитанного с использованием уравнения Лапласа.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: плащ невидимости, уравнение Пуассона, функция-источник, численный метод.

У роботі досліджується вплив функції-джерела в рівнянні Пуассона на характеристики плаща невидимості, розрахованого численим методом. Проведена оптимізація з використанням генетичного алгоритму для знаходження константних значень функцій-джерел, що забезпечують максимальну продуктивність плаща. Проведено порівняння характеристик такого плаща з характеристиками плаща, розрахованого з використанням рівняння Лапласа.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: плащ невидимості, рівняння Пуассона, функція-джерело, численим метод.

In this paper investigated the influence of the source function in the Poisson equation on the characteristics of invisibility cloak, calculated numerically. Performed optimization, using genetic algorithm for finding the constant values of the source functions, providing maximum cloak performance. Comparison of the characteristics of such cloak with characteristics of cloak calculated with use of the Laplace equation was carried out.

KEY WORDS: invisibility cloak, Poisson equation, source function, numerical method.

ВВЕДЕНИЕ

При расчете плащей невидимости используется как традиционный аналитический подход, описанный в работах [1] и [2], так и численный подход, представленный в работах [3], [4].

При этом координатная трансформация трактуется как пространственная деформация, что обуславливает возможность использования решения уравнения Лапласа, для установления координатных зависимостей. Поскольку уравнение Лапласа является частным случаем уравнения Пуассона, в работе [5] была показана возможность использования уравнения Пуассона при расчете плащей.

Однако влияние функций-источников в уравнении Пуассона на характеристики рассеяния плаща оставалось неисследованным. В настоящей работе проведено исследование влияния выбора различных значений функций-источников на характеристики рассеяния плаща невидимости.

МЕТОДИКА КОНСТРУИРОВАНИЯ ПЛАЩА

Рассмотрим координатную трансформацию в системе координат кругового цилиндра, как изображено на рис. 1, где область $r \in [0, b]$ отображается в область $r' \in [a', b']$.

Исходная область в трансформационной оптике носит название виртуального пространства, а область, в которую производится отображение – физическим пространством. Все величины в физическом пространстве обозначим буквами со штрихом, а в виртуальном пространстве – буквами без штриха.

Как показано в [6], при координатной трансформации декартовы компоненты материальных параметров в виртуальном и физическом пространстве связаны следующими соотношениями:

$$\varepsilon' = \frac{J \varepsilon J^T}{\det(J)}; \quad \mu' = \frac{J \mu J^T}{\det(J)}, \quad (1)$$

где J представляет Якобианову матрицу трансформации, состоящую из элементов вида

$$J_{\alpha}^{\alpha'} = \frac{\partial x'^{\alpha}}{\partial x^{\alpha}}, \quad (2)$$

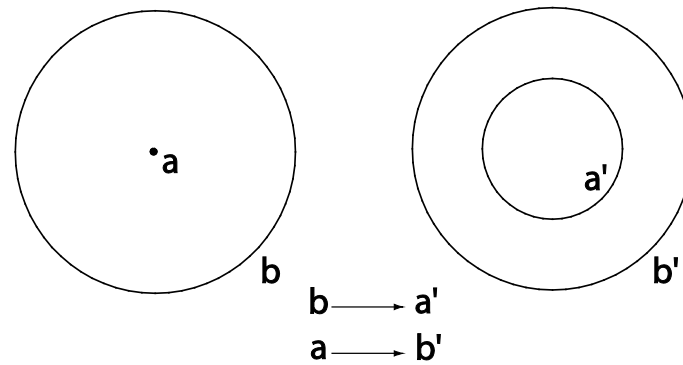


Рис. 1. Схема координатной трансформации.

которые представляют собой производную трансформированных координат по исходным координатам.

Эти элементы могут быть получены как аналитически, определяя в явном виде зависимость между исходными и трансформированными координатами, так и численным методом.

Запишем уравнение Пуассона, которое вместе с граничными условиями $u'(a) = a'$; $u'(b) = b'$ будет характеризовать связь между исходными и трансформированными координатами в виде:

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial^2}{\partial u_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial u_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial u_3^2} \right) u'_i = f_i(u_1, u_2, u_3); \\ u'(a) = a', \quad u'(b) = b', \end{cases} \quad (3)$$

где u'_i ($i = 1, 2, 3$) обозначает компоненты трансформированной координатной системы, а u_1, u_2, u_3 – компоненты первоначальной не трансформированной координатной системы.

С целью избежать сингулярности решений уравнения Пуассона используется инверсная форма уравнения Пуассона, подобно тому, как это сделано в работе [5]. в виде:

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial^2}{\partial u_1'^2} + \frac{\partial^2}{\partial u_2'^2} + \frac{\partial^2}{\partial u_3'^2} \right) u_i = f_i(u'_1, u'_2, u'_3); \\ u(a') = a, \quad u(b') = b. \end{cases} \quad (4)$$

Решая уравнение (4) мы получаем элементы обратной Якобиановой матрицы $J_{a'}^\alpha = \frac{\partial x^\alpha}{\partial x'^\alpha}$ и затем находим прямую Якобианову матрицу, как $J_{a'}^{\alpha'} = \left(J_{a'}^\alpha \right)^{-1}$.

Как было отмечено в [5], использование различных функций-источников в уравнении Пуассона при расчете плаща невидимости приводит к различным координатным преобразованиям, и как следствие, к плащам с различными характеристиками.

Уравнение Пуассона вместе с граничными условиями имеет бесконечное множество решений, соответствующих различным функциям-источникам $f_i(u_1, u_2, u_3)$. В настоящей работе мы ограничились заданием функций-источников как численных константных значений.

При этом мы исследуем, как влияют функции-источники на суммарную величину рассеяния плаща. Более конкретно ищется такое решение, при котором интеграл рассеянного поля в домене свободного пространства (см. рис. 3) будет минимальным.

Это задача на оптимизацию решения. Существуют различные подходы к решению таких задач. В данной работе используется генетический алгоритм (ГА) (см. [7]. [5]).

ГЕНЕТИЧЕСКИЙ АЛГОРИТМ

Идея ГА пришла из теории естественного отбора или выживания наиболее приспособленных индивидов Чарльза Дарвина.

Поскольку в двумерной задаче мы имеем два уравнения Пуассона, то мы имеем две функции-источника, обозначаемые как f_1 и f_2 . В генетическом алгоритме пара (комбинация) значений этих двух величин (f_1 и f_2) может трактоваться как хромосома (или индивид). Каждое из этих значений

представляет собой ген.

При старте генетической оптимизации первоначально генерируется N хромосом со случайными значениями генов (первоначальная популяция). Для каждой хромосомы затем определяется фитнес значение, показывающее “качество” хромосомы. Это значение определяет величину шансов данной хромосомы участвовать в дальнейшем размножении, т.е. чем больше это значение, тем выше шансы данной хромосомы быть выбранной для дальнейшего размножения. Процесс выбора лучших хромосом называется селекцией.

Для отобранных хромосом затем с определенной вероятностью применяется скрещивание (кроссовер), а затем мутации (используется двоичное представление числа) и с определенной вероятностью каждый бит (ген) заменяется на свою противоположность (0 на 1 и наоборот).

Также в алгоритме применяется выборка некоторого числа (5%) лучших хромосом, которые без изменения переходят в следующее поколение (элитизм).

Полученные в результате всех этих операций хромосомы составляют следующее (дочернее) поколение, и цикл повторяется.

Блок-схема генетической оптимизации представлена на рис. 2.



Рис. 2. Блок-схема генетической оптимизации.

В нашей оптимизации функция фитнеса представляет собой абсолютное значение интеграла рассеянного поля взятого по домену свободного пространства.

Само численное моделирование проводится с использованием метода конечных элементов. В работе исследуется двумерная задача для случая распространения плоской E – поляризованной волны. Длина волны составляла 0.25 м, радиус идеально проводящего тела, окруженного плащом, равнялся 0.15 м., внешний радиус плаща – 0.45 м. (см. рис.3).

При проведении данной оптимизации мы установили диапазон возможных значений функций-источников от -50 до 50 с шагом 0.1 , количество индивидов в одном поколении 80 , количество поколений – 40 .

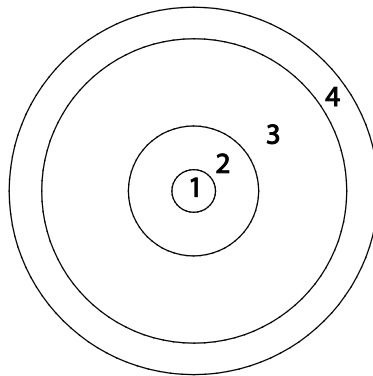


Рис. 3. Геометрия задачи: 1 – идеально проводящий цилиндр, 2 – плащ невидимости, 3 – домен свободного пространства, 4 – идеально согласованный слой.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В результате проведенной оптимизации было получено наименьшее значение интеграла рассеянного поля в домене свободного пространства равное $8.79996 \cdot 10^{-6}$ В·м. Этому наименьшему значению соответствуют значения функций-источников $f_1 = -7.7$ и $f_2 = -48.2$.

Сравним это с решением, где f_1 и $f_2 = 0$ (уравнения Лапласа). Интеграл от рассеянного поля в домене свободного пространства в этом случае будет равен 0.02384 В·м. Видно, что значение интеграла при $f_1 = -7.7$ и $f_2 = -48.2$ меньше интеграла решения при f_1 и $f_2 = 0$ на несколько порядков величины.

Известно что в случае идеального плаща одна из компонент материальных параметров (в данном случае компонента μ_φ) должна стремиться к бесконечности на внутренней границе плаща. Плащ невидимости, материальные компоненты которого получены численным методом, путем решения уравнения Лапласа, должен быть идеальным. Однако при реальных вычислениях, производится усечение величины компоненты μ_φ к большому, но все-таки конечному значению.

Таким образом, идеальный плащ оказывается неидеальным, и как мы видим его производительность (способность скрывать окружаемое им тело) может быть улучшена.

На рис 4 представлена картина распределения рассеянного поля в ближней зоне для случая $f_1, f_2 = 0$ и случая $f_1 = -7.7, f_2 = -48.2$.

Видно, что в обоих случаях практически все рассеянное поле сосредоточено внутри плаща. В то же время видно, что решение $f_1, f_2 = 0$ дает симметричное распределение поля, чего очевидно не наблюдается во втором случае.

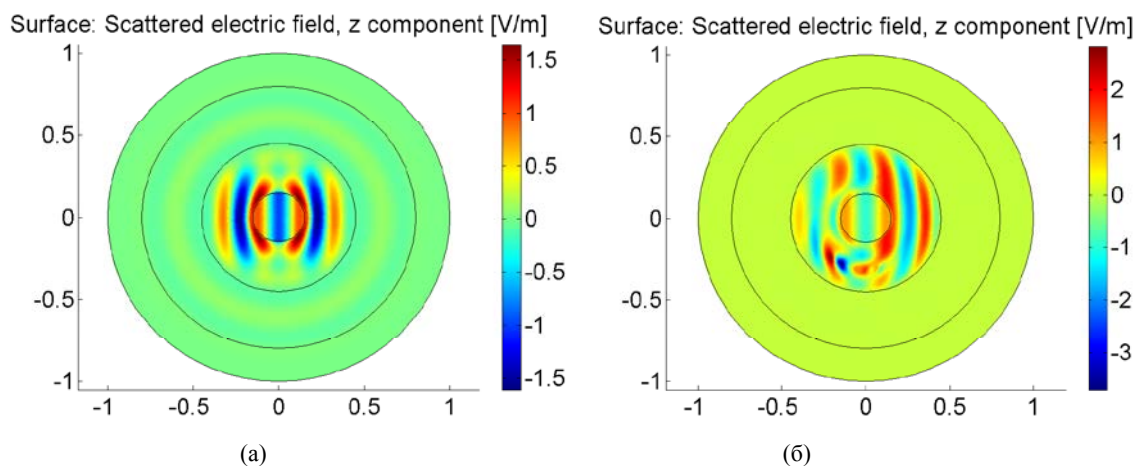


Рис. 4. Распределение z – компоненты рассеянного электрического поля: (а) для случая $f_1, f_2 = 0$, (б) для случая $f_1 = -7.7, f_2 = -48.2$

Еще более яркая картина несимметричности распределения поля для решения, полученного в

результате оптимизации, дают диаграммы распределения рассеянного поля в дальней зоне, представленные на рис.5.

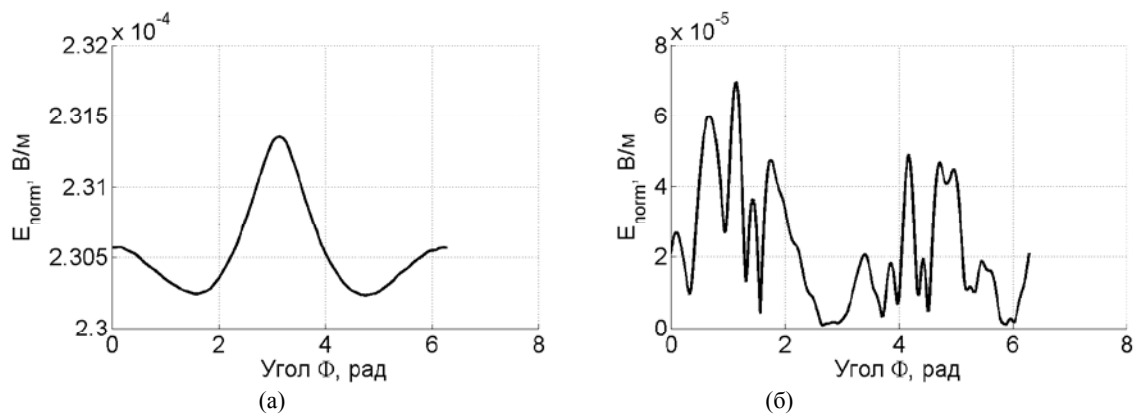


Рис. 5. Диаграмма рассеяния: (а) для случая $f_1, f_2 = 0$, (б) для случая $f_1 = -7.7, f_2 = -48.2$.

Несложно заметить, что плащ, материалыные компоненты которого получены в результате решения уравнения Лапласа, дает строго симметричную диаграмму, в отличие от плаща, полученного в результате оптимизации. Во втором случае диаграмма рассеяния имеет несимметричный хаотический вид.

Необходимо также отметить, что полученный результат крайне чувствителен к изменению как величин функций-источников так и длины волны, а также угла падения волны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование влияния константных значений функций-источников в уравнении Пуассона на характеристики рассчитанного численным методом плаща невидимости.

Показана возможность увеличения производительности плаща путем выбора соответствующих значений функций-источников, посредством проведения генетической оптимизации.

Исследовано рассеяние поля таким плащом и продемонстрировано, что диаграмма рассеяния такого плаща имеет ассиметричный вид.

В то же время производительность такого плаща имеет резонансный характер и крайне чувствительна к изменению значений функций-источников.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith. Controlling electromagnetic fields. *Science*. – 2006. – Vol. 312. – P. 1780 – 1782.
2. U. Leonhardt. Optical conformal mapping. *Science*. – 2006. – Vol. 312. – P. 1777 – 1780.
3. J. Hu, X. Zhou, G. Hu. Design method for electromagnetic cloak with arbitrary shapes based on Laplace's equation. *Optics Express*. – 2009. – Vol. 17, No. 3. – P. 1308 – 1320.
4. Вьюнник В.И., Звягинцев А.А. Мимикрия объектов с использованием подхода трансформационной оптики. *Радиофизика и радиоастрономия*. – 2013. – Т. 18, № 2. – С. 169 – 175.
5. J. J. Ma, X. Y. Cao, K. M. Yu, and T. Liu. Determination the material parameters for arbitrary cloak based on Poisson's equation. *Progress In Electromagnetics Research*. – M. – 2009. – Vol. 9. – P. 177 – 184.
6. P. Zhang. Theory of transformation optics and invisibility cloak design. Ph.D. thesis / KTH, Electromagnetic Engineering. – KTH Royal Institute of Technology, 2011. – Pp. xii, 55, QC 20110415.
7. Mitchell, M. An introduction to genetic algorithms. – Cambridge (Mass.): MIT press, 1996. – 158 p.
8. Coley D. "An Introduction to Genetic Algorithms for scientists and engineers" World Scientific Publishing, 1999. – 223 p.

УДК 621.385.6

СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ЛОВ-ГЕНЕРАТОРАХ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Ю.С. Ковшов^{1,2}, А.И. Иванов^{1,3}, С.А. Кишко², С.С. Пономаренко², А.Н. Кулешов²,

Б.П. Ефимов²

¹Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина
4, пл. Свободы, Харьков, 61000, Украина

²Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина

³Институт сцинтилляционных материалов НАН Украины
60, пр. Ленина, Харьков, 61000, Украина
E-mail: jeanalexkh@gmail.com

Поступила в редакцию 25 октября 2013 г.

В работе приведены и проанализированы методы повышения стабильности частоты колебаний, генерируемых в генераторах, работающих на излучении Вавилова-Черенкова. Проведена разработка и сконструированы основные узлы высоковольтного источника питания с повышенной стабильностью выходного напряжения для ЛОВ-генераторов субмиллиметрового диапазона. Продемонстрирована стабильность выходного напряжения разработанного блока питания 10^{-4} % от уровня выходного напряжения. Приведены новые результаты экспериментального исследования пусковых и частотных характеристик генератора 3-мм диапазона с трехступенчатой гребенкой.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ЛОВ-клиноотрон, субмиллиметровая спектроскопия, стабилизация частоты, высоковольтные источники питания, многоступенчатые замедляющие системы.

У роботі наведені й проаналізовані методи підвищення стабільності частоти коливань, що генеруються в генераторах, які працюють на випромінюванні Вавілова-Черенкова. Проведена розробка і сконструйовані основні вузли високовольтного джерела живлення з підвищеною стабільністю вихідної напруги для ЛЗХ-генераторів субміліметрового діапазону. Продемонстрована стабільність вихідної напруги розробленого блоку живлення 10^{-4} % від рівня вихідної напруги. Наведено нові результати експериментального дослідження пускових і частотних характеристик генератора 3-мм діапазону з триступеневою гребінкою.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: ЛЗХ-кліноотрон, субміліметрова спектроскопія, стабілізація частоти, високовольтні джерела живлення, багатоступінчасті уповільнювальні системи.

The methods for increasing frequency stability of submillimeter wavelength oscillators on Cerenkov radiation described and analyzed in this paper. Development of the main units of high voltage power supply for application with BWO oscillators have been carried out. The stability level of the output high voltage is demonstrated at 10^{-4} % of the output voltage. New experimental results in investigation of the 3-mm wavelength oscillator on 3-stage grating are discussed.

KEY WORDS: BWO-clinotron, submillimeter spectroscopy, frequency stabilization, high voltage power supplies, multistage slow-wave structure.

Излучение субмиллиметрового диапазона в настоящее время находит широкое применение в таких приложениях как повышение чувствительности ЯМР-спектроскопии с использованием динамической поляризации ядер (ДПЯ), исследовании сверхтонких структур, диагностики различных сред и т.п. В этих приложениях образец исследуемого вещества облучается электромагнитным излучением с достаточным уровнем мощности [1-5]. Поскольку неорганические и органические молекулы исследуемых веществ имеют различные собственные частоты, которые лежат в субмиллиметровом диапазоне длин волн, то возникает необходимость перестраивать частоту излучения для селективного воздействия на вещество. В рассматриваемой области частот широкое распространение в качестве источников получили гироприборы и ЛОВ-генераторы [6,7]. Также находят применение полупроводниковые умножители частоты в составе комплексов, основанных на более низкочастотных источниках, однако достигаемая мощность в таких системах ограничена. Гиротроны являются единственным прибором в субмиллиметровом диапазоне, способным излучать колебания наибольшей мощности, однако перестройка по частоте осуществляется лишь в пределах рабочих мод резонатора. ЛОВ-генераторы обладают значительно меньшей выходной мощностью, однако перестройка по частоте может достигать 20-30 % от центральной частоты [6,8,9]. Кроме того вместе с требованием к ширине

рабочей области частот в ЯМР-ДПЯ спектроскопии возникает необходимость высокой стабилизации частоты падающего на образец излучения [10,11].

В генераторах, работающих на излучении Вавилова-Черенкова, частота генерируемых колебаний определяется условием синхронизма электронного потока с замедленной волной, в результате чего стабильность частоты возбуждаемого колебания в общем случае зависит от стабильности высоковольтного напряжения. К примеру, на частоте 400 ГГц при уровне пульсаций высоковольтного напряжения в 5 мВ нестабильность частоты составит 25 МГц, что можно увидеть на дисперсионном графике [12].

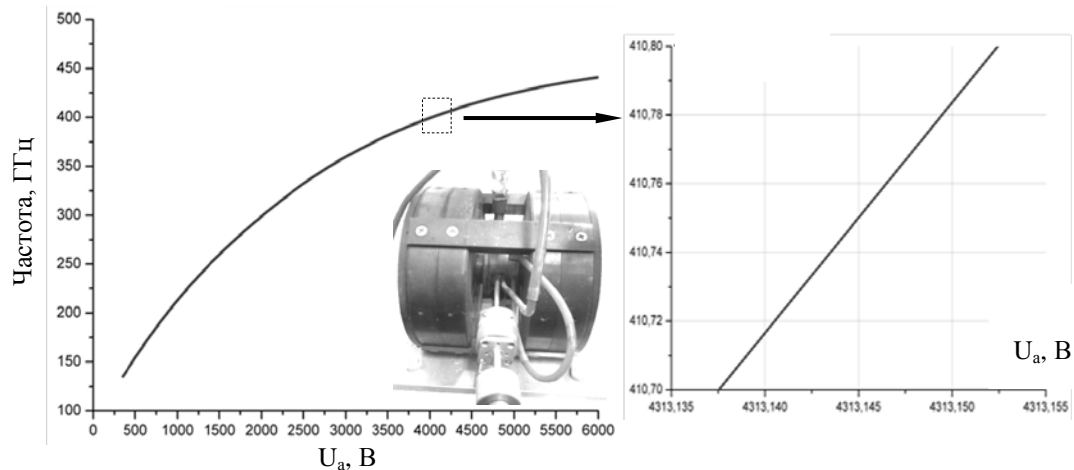


Рис. 1. Крутизна электронной перестройки частоты ЛОВ-клиноотрона 400 ГГц диапазона.

Повышение стабильности частоты в таких приборах возможно при работе на колебаниях, обладающих сравнительно высокой добротностью [8]. К таким приборам, обладающей резонансной электродинамической системой, относятся клинотроны, генераторы с резонатором поверхностной волны и ледатроны. При укорочении рабочей длины волны резонансные свойства таких приборов ухудшаются вследствие роста влияния высокочастотных омических потерь [5,7]. В генераторах дифракционного излучения и оротронах с ростом частоты повышаются требования к юстировке отражающего зеркала. Возникновение перекосов зеркал может приводить к нестабильности или срыву генерации рабочего колебания [13]. Кроме того, низкое значение сопротивления связи электронного потока с рабочей гармоникой поля по сравнению с поверхностной волной, а также отбор энергии от электронного пучка в ограниченной области замедляющей системы (каустике поля открытого резонатора) приводит к тому, что выходная мощность приборов, работающих на излучении Смита-Парселла, эквивалентна мощности клинотронов [13,14,8]. Для снижения влияния омических потерь на работу ЛОВ-генераторов нами была предложена и рассмотрена система многоступенчатой плоской гребенки [9] в призматическом резонаторе. Как было показано ранее в работах [15,16] при соблюдении условия резонанса по быстрой вытекающей гармонике в предложенной системе возможно установление объемно-поверхностных колебаний, которые позволяют обеспечивать режимы с высоким значением сопротивления связи и добротности, и таким образом снизить влияние высокочастотных омических потерь. В частности, в режиме поверхностных колебаний генератор с 3-х ступенчатой гребенкой возбуждается во всех трех полосах пропускания замедляющей системы при сдвигах фаз на период колебаний $0,25 \dots 0,37\pi$. Возбуждение колебаний во второй полосе пропускания не обладает разрывами в частотной характеристике, и при этом наблюдается непрерывная перестройка по ускоряющему напряжению в диапазоне 3,07 – 3,5 кВ с выходной мощностью более 2 Вт. Диапазон непрерывной перестройки по частоте составил порядка 2,5 ГГц на центральной частоте 96 ГГц. При наблюдении генерации в других зонах присутствовал изрезанный характер амплитудно-частотной характеристики. Общий вид экспериментальной установки представлен на рис. 2, а на рис. 3 приведены осциллограммы огибающей СВЧ сигнала с детекторной секции, расположенной в волноводном выводе энергии по прямым гармоникам, а также сигнал высоковольтного напряжения, полученный с делителя блока питания. Измерение частотных характеристик генератора производилось при помощи резонансного камерного волномера в импульсном режиме питания ускоряющим напряжением длительностью импульса 10 мс и частотой повторения импульсов 50 Гц.

Как видно из рис. 3, минимальные стартовые токи наблюдаются при возбуждении колебаний в первой и второй полосах пропускания замедляющей системы, при этом их величина ниже, чем у аналогичных приборов с многоступенчатыми гребенками [17].

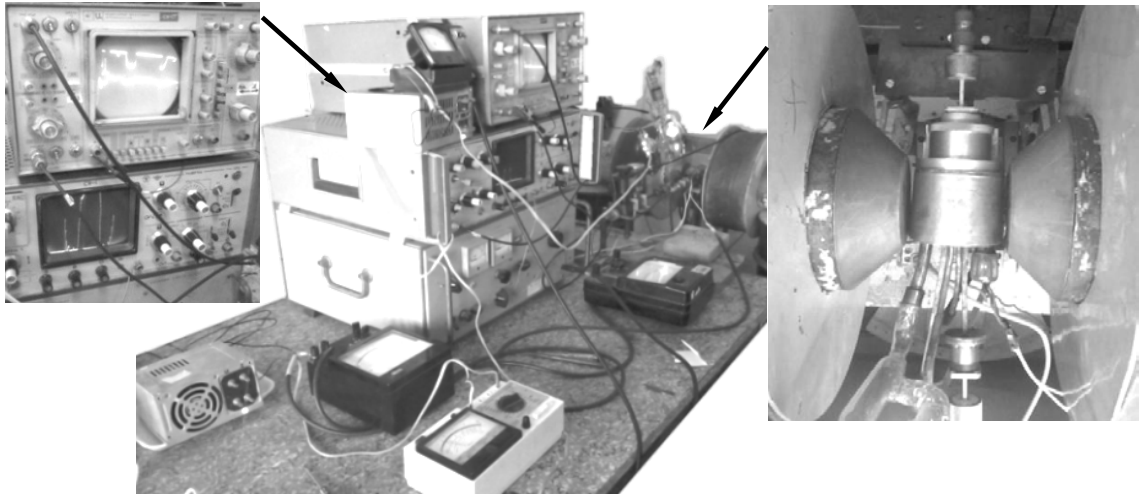


Рис. 2. Вид экспериментального стенда и макета генератора 3-мм диапазона с трехступенчатой гребенкой.

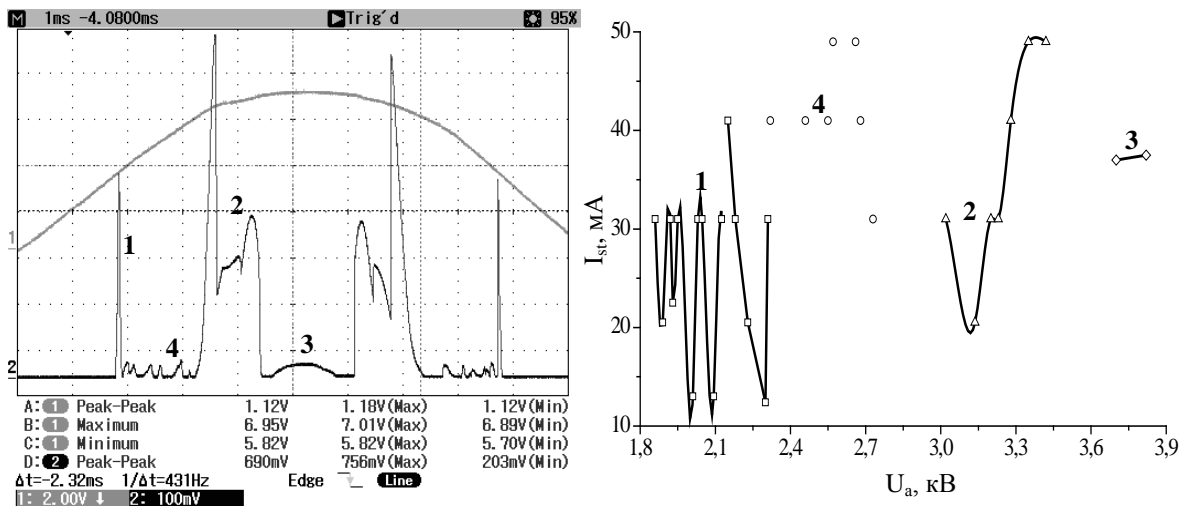


Рис. 3. Осциллограмма огибающей СВЧ сигнала и уровня высоковольтного напряжения (слева), значение стартовых токов для рабочих зон генератора (справа): 1,2,3 – номер полосы пропускания 3-х ступенчатой гребенки, 4 – генерация колебаний базовой гребенки.

Поскольку работа на колебаниях с высокой добротностью не обеспечивает необходимой для требований спектроскопии стабильности частоты, в данной работе исследуется повышение стабильности частоты генерации путем повышения стабильности высоковольтного напряжения питания.

В настоящее время достигнутая стабильность высоковольтных источников питания составляет величину порядка 10^{-6} по амплитуде пульсаций выходного напряжения. Однако существующие в мире блоки с таким уровнем стабильности высоковольтного напряжения по амплитуде пульсаций имеют ряд недостатков, что делает невозможным их использование в качестве высоковольтных источников питания ЛОВ-клинотронов.

Высоковольтный источник питания для ЛОВ фирмы MICROTESH, который изображен на рис. 4 а, обеспечивает уровень пульсаций амплитуды выходного напряжения величиной порядка 10^{-6} при максимальной величине высоковольтного напряжения 6 кВ. Однако максимально допустимый ток высоковольтного напряжения составляет величину порядка 50 мА, что достаточно для эффективной работы ЛОВ, но недостаточно для ЛОВ-клинотронов.

Высоковольтный источник питания фирмы SPELLMAN, который изображен на рис. 4 б, обеспечивает уровень пульсаций амплитуды выходного напряжения величиной порядка $5 \cdot 10^{-4}$ при максимальной величине высоковольтного напряжения 6 кВ. Максимально допустимый ток высоковольтного напряжения составляет величину порядка 300 мА, что достаточно для эффективной работы ЛОВ-клиноotron. Однако высокий уровень пульсаций выходного напряжения не удовлетворяет требованиям, выставляемым к высоковольтным источникам питания для ЛОВ-клиноотронов.

Разработанный в ИРЭ им. А.Я. Усикова высоковольтный источник питания БПЛ (блок питания лабораторный), который изображен на рис. 4 в, обеспечивает уровень пульсаций амплитуды выходного напряжения величиной порядка 10^{-6} при максимальной величине высоковольтного напряжения 6 кВ. Максимально допустимый ток высоковольтного напряжения составляет величину порядка 300 мА. Параметры данного высоковольтного источника питания удовлетворяют условиям эффективной работы ЛОВ-клиноотрона. Обеспечить низкий уровень амплитуды пульсаций выходного высоковольтного напряжения в диапазоне 200-6000 В при токе до 300 мА, позволяет используемая в качестве проходного элемента радиолампа ГУ-81М, которая изображена на рис. 5. Преобразование сетевого напряжения в высоковольтное осуществляется с помощью повышающего трансформатора на частоте 50 Гц. Для регулировки уровня высоковольтного напряжения в первичной цепи повышающего трансформатора установлен лабораторный автотрансформатор, что делает невозможным управление параметрами данного блока через ПК. А использование радиоламп в схеме блока и преобразование напряжения на частоте 50 Гц приводит к значительному увеличению размеров данного блока и его энергопотреблению.



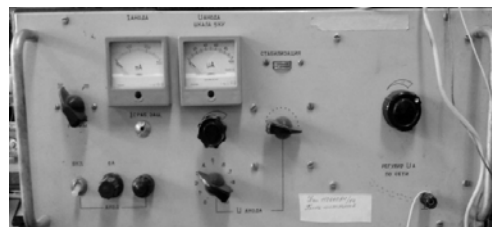
(а)



(б)



(в)



(г)

Рис. 4. Высоковольтные источники питания фирм MICROTCH (а) и SPELLMAN (б), источник питания БПЛ (в) и настольный источник питания ГДИ-Л (г).

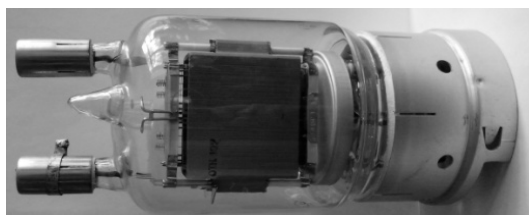


Рис. 5. Проходные элементы радиолампа ГУ-81М (слева) и ГМИ-83 (справа).

Также в ИРЭ им. А.Я. Усикова был разработан более компактный источник высоковольтного напряжения для ГДИ, который изображен на рис. 4 г. Данный источник обеспечивает выходное высоковольтное напряжение величиной до 4,5 кВ при токе до 140 мА с амплитудой пульсаций порядка 10^{-6} . Уменьшить размеры удалось за счет использования в качестве проходных элементов две параллельно включенные радиолампы ГМИ-83, которые изображены на рис. 5, и за счет меньшего тока высоковольтного напряжения, что позволило уменьшить размеры повышающего трансформатора. Однако отсутствие возможности управлять и измерять параметры высоковольтного источника питания через ПК и достаточно низкий ток высоковольтного напряжения делают его не пригодным для использования совместно с ЛОВ-клиноотрон в приложениях ЯМР спектроскопии с ДПЯ.

Из приведенного выше обзора существующих в настоящий момент источников высоковольтного напряжения следует, что применение ЛОВ-клинотронов в качестве источников электромагнитного излучения в такой отрасли, как ЯМР спектроскопия с ДПЯ, ограничивается отсутствием высоковольтного источника питания, который удовлетворял бы представленным требованиям к амплитуде пульсаций высоковольтного напряжения, максимальному току, а также возможности управлять и измерять параметры источника питания через ПК.

ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ ИСТОЧНИК ПИТАНИЯ С ВЫСОКИМ УРОВНЕМ СТАБИЛЬНОСТИ ВЫХОДНОГО НАПЯЖЕНИЯ

Блок-схема импульсного высоковольтного источника питания, который должен обеспечить нужный уровень стабильности выходного напряжения, представлена на рис. 6. Данный источник высоковольтного напряжения обладает небольшими размерами благодаря использованию современной элементной базы и преобразованию напряжения с частотой порядка 30 кГц, что позволяет значительно уменьшить размеры повышающего трансформатора [18]. Также в предложенном блоке питания реализована схема питания подогревателя ЛОВ-клиноотрона, что в дальнейшем позволит осуществлять стабилизацию выходной мощности прибора.

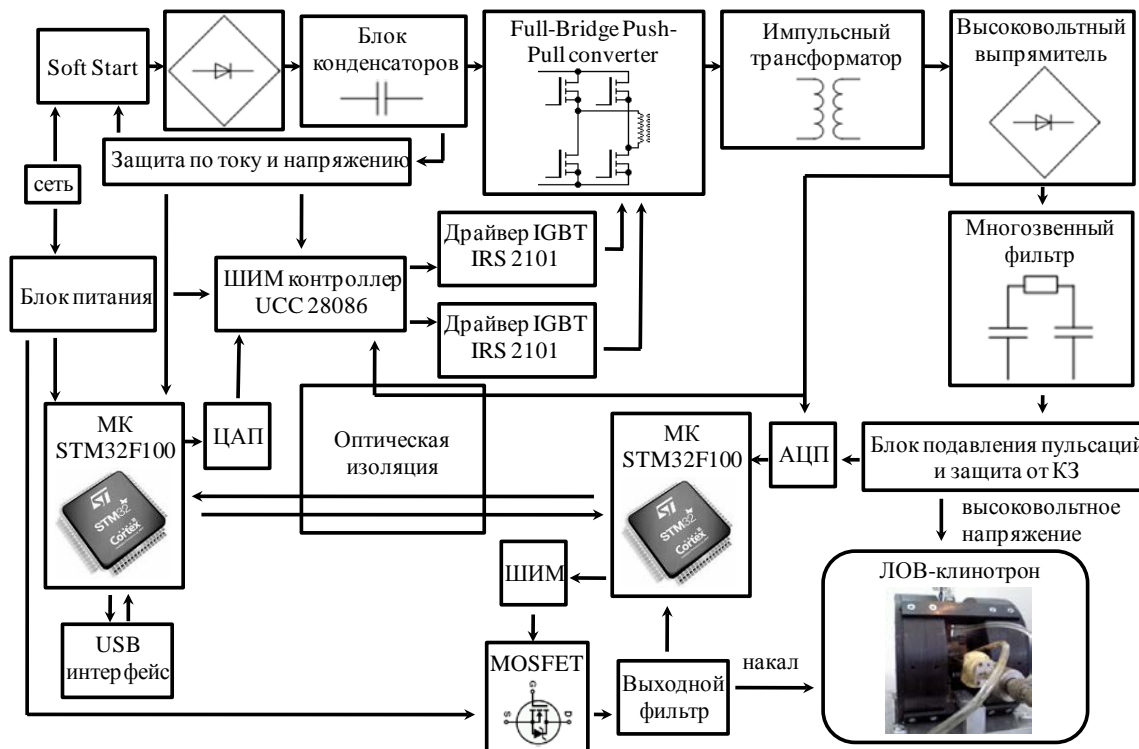


Рис. 6. Блок-схема высоковольтного источника питания.

На начальном этапе сетевое напряжение проходит через предохранители и схему плавного старта, выпрямитель и блок конденсаторов. Плавный старт подразумевает постепенную зарядку конденсаторов, что предотвращает броски тока в сети.

Далее идет схема, обеспечивающая защиту цепей питания от избыточного или недостаточного входного напряжения, а также от перегрузок по току. В случае срабатывания одной из защит сигнал об ошибке поступает на микроконтроллер, отключает ШИМ контроллер, и переводит схему плавного старта в режим импульсного заряда конденсаторов, что ограничивает ток потребляемый устройством до

минимума. В качестве ШИМ контроллера использована микросхема UCC28086, частота импульсов которой составляет величину порядка 30 кГц. Данная частота выбрана исходя из максимально допустимой рабочей частоты для силовых IGBT транзисторов.

В качестве драйверов силовых транзисторов использованы микросхемы IRS2101, которые обеспечивают максимально быстрое нарастание и спад амплитуды управляющих импульсов, поступающих на базы транзисторов [19]. Силовые IGBT транзисторы включены по мостовой схеме, что позволяет с помощью регулировки скважности импульсов, поступающих на вход высоковольтного трансформатора, регулировать амплитуду выходного напряжения. Защита по току ключевых транзисторов позволит предотвратить их выход из строя.

Повышающий трансформатор имеет ферритовый сердечник, что позволяет использовать данный трансформатор на частотах вплоть до 100 кГц. Каркас трансформатора состоит из пяти секций: четыре секции вторичной обмотки и секция первичной. Секция первичной обмотки расположена посередине между секциями вторичной обмотки. Такое расположение обусловлено более равномерной передачей энергии магнитного потока обмотки ферритовому сердечнику и распределению его между вторичными обмотками. Секции обмоток разделены между собой перегородками из текстолита толщиной 1 мм. Также каждый слой вторичной обмотки изолируется трансформаторной лентой с пробивным напряжением около 10 кВ. Это необходимо для предотвращения электрического пробоя между обмотками и слоями. Напряжение вторичной обмотки трансформатора в каждой секции при максимальном напряжении первичной обмотки составляет 1500 В.

Выходы вторичных обмоток поступают на схему высоковольтного выпрямителя, где они соединяются последовательно парами. Выпрямленные напряжения складываются, что позволяет получить максимальное выходное напряжение до 6 кВ при токе до 300 мА. Каждое плечо высоковольтного выпрямителя состоит из трех последовательно включенных высоковольтных диодов. Последовательное включение диодов необходимо для предотвращения импульсного пробоя, который может возникнуть в результате выбросов на вторичных обмотках трансформатора, учитывая, что напряжение при переходных процессах может превышать пробивное напряжение одного диода. Каждый высоковольтный диод рассчитан на напряжение до 1600 В и прямой ток до 1 А. Максимальная рабочая частота каждого диода составляет величину порядка 13 МГц, однако из-за последовательного соединения диодов максимальная рабочая частота снижается до 4 МГц, что приводит к дополнительному нагреву диодов. Для выравнивания обратных напряжений на диодах, параллельно каждому из них подключен резистор номиналом 10 МОм. Поскольку выбросы высоковольтного напряжения приводят к дополнительному нагреву элементов высоковольтного выпрямителя, то они нуждаются в принудительном воздушном охлаждении.

С высоковольтного выпрямителя организуется обратная связь, которая поступает на вход ШИМ контроллера и АЦП микроконтроллера, что позволяет уменьшить амплитуду пульсаций и измерить величину выходного напряжения. Также в блоке высоковольтного выпрямителя реализована защита по току высоковольтного напряжения. Выход высоковольтного выпрямителя должен быть гальванически развязан от силовых ключей и ШИМ контроллера. Поэтому в обратной связи используется оптическая развязка.

Выходной фильтр представляет собой LC фильтр, параметры которого рассчитаны для подавления пульсаций на частоте 15 кГц [20].

Для управления параметрами высоковольтного блока питания и блока накала в схеме использованы два микроконтроллера (МК), один из которых находится под высоковольтным напряжением и обменивается информацией с контроллером в низковольтной части через оптическую развязку посредством асинхронного приемопередатчика UART. МК в высоковольтной части посредством АЦП измеряет величину высоковольтного напряжения и тока, а также напряжение и ток накала, а посредством ШИМ управляет напряжением и током накала. Также данный МК управляет точной подстройкой высоковольтного напряжения. МК в низковольтной части посредством ЦАП управляет ШИМ контроллером и, следовательно, величиной высоковольтного напряжения, а также реализует связь устройства с ПК через интерфейс USB.

Результаты экспериментального исследования показали, что без использования дополнительной схемы подавления пульсаций, а только при использовании схемы обратной связи инвертора и выходного LC фильтра амплитуда пульсаций выходного напряжения составила порядка 1 В при величине выходного напряжения 5000 В и токе 250 мА.

Для дальнейшего уменьшения амплитуды пульсаций высоковольтного напряжения до требуемой величины в 5 мВ была разработана схема подавления пульсаций, в которой помимо уменьшения амплитуды пульсаций реализована защита нагрузки от КЗ. Эта схема использует последовательно включенные полевые транзисторы, один из которых работает в схеме подавления пульсаций, а остальные предназначены для отключения нагрузки в аварийной ситуации. Транзисторы защищены от повышенного напряжения на стоках параллельно включенными резисторами для выравнивания

напряжений и супрессорами. В случае КЗ цепочка транзисторов размыкает высоковольтную цепь, защищая нагрузку. Однако помимо отключения нагрузки необходимо также разрядить высоковольтные конденсаторы, для чего на них установлен высокоомный разрядный резистор. В настоящее время данная часть схемы находится в процессе тестирования и отладки.

ВЫВОДЫ

В работе рассмотрены методы повышения стабильности частоты генерации колебаний в ЛОВ-генераторах субмиллиметрового диапазона. Предложена конструкция источника высоковольтного напряжения и накала для генераторов СВЧ излучения типа ЛОВ-клиноотрон. Поскольку генераторы электромагнитного излучения типа ЛОВ-клиноотрон обладают достаточно крутой электронной перестройкой частоты, то к источнику высоковольтного напряжения выдвигаются жесткие требования касательно амплитуды пульсаций высоковольтного напряжения, так как от этого напрямую зависит стабильность частоты излучения прибора. Обеспечение управления и мониторинга во времени параметров источника питания с помощью ПК, а также достижение высокой степени стабильности высоковольтного напряжения, которое реализовано в предложенном источнике, позволит использовать ЛОВ-клинотроны как часть комплекса для ЯМР спектроскопии с ДПЯ. Размеры разработанного источника питания идентичны размерам блока настольного ПК, а масса не превышает 15 кг. Связь с ПК осуществляется через USB посредством специальных команд, которые на ПК могут обрабатываться как посредством программы Nupur Terminal либо специализированного программного ПО, так и с помощью стандартных программных пакетов, таких как Labview, Matlab и им подобных. Благодаря высокой стабильности и достаточной мощности выходного высоковольтного напряжения, а также наличию защиты нагрузки от КЗ, разработанный источник питания может быть использован совместно с различными электронно-вакуумными приборами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Idehara T. Power-stabilization of high frequency gyrotrons using a double PID feedback control for applications to high power THz spectroscopy / T. Idehara, A. Kuleshov, K. Ueda, E. Khutoryan // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Wave (in press).
2. G. Gruner, "Millimeter and submillimeter wave spectroscopy of solids," Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1998.
3. G.A. Komandin et al., "BWO Generators for THz Dielectric Measurements," IEEE Trans. Terahertz Science And Tech. – 2013. – Vol. 3, No. 4. – pp. 440-444.
4. P. Siegel, "THz technology: An overview," Int. Journal of High Speed Electronics and Systems. – 2003. – Vol. 13, No. 2. – pp. 351-394.
5. Yun-Shik Lee, "Principles of Terahertz Science and Technology," Springer, - 2009
6. Booske J. H., et al., "Vacuum Electronic High Power Terahertz Sources" / IEEE Trans. Terahertz Science and Tech. – 2011. - Vol. 1, No. 1. - pp. 54-75.
7. J. H. Booske et al., "Plasma physics and related challenges of millimeter-wave-toterahertz and high power microwave generation," Phys. Plasmas, - January 2011. - Vol. 15, No. 5., 055502.
8. Левин Г. Я., Бородкин А. И., Кириченко А. Я. и др., *Клиноотрон*. Киев: Наукова Думка. – 1992. – 157 с.
9. Р. А. Силин, В. П. Сазонов, *Замедляющие системы*. Москва: Сов. Радио. – 1966. – 632 с.
10. Idehara T. Development of 394.6 GHz CW Gyrotron (Gyrotron FU CW II) for DNP/Proton-NMR at 600 MHz / T. Idehara, I. Ogawa, La Agusu et al.// International Journal of Infrared and Millimeter Waves. – 2007. - Vol. 28, No 6. – pp. 433-442.
11. Glyavin M. Yu. Low-voltage gyrotrons. / M. Yu. Glyavin, N.A. Zavolsky, A.S. Sedov, G.S. Nusinovich // Physics of plasmas. – 2013. – Vol. 20, No 033103.
12. S.S. Ponomarenko S.A. Kishko, E.M. Khutoryan, A.N. Kuleshov, V.V. Zavertanniy, I.V. Lopatin, B.P. Yefimov, "400 GHz Continuous-Wave Clinotron Oscillator," IEEE Transactions on Plasma Science. – 2013. - Vol. 41, No 1, - pp. 82 – 86.
13. Генераторы дифракционного излучения / [В. П. Шестопалов, А. А. Вертин, Г. П. Ермак и др.]; под ред. В. П. Шестопалова. – К: Наук. думка. – 1991. – 320 с.
14. Мясин Е.А., Оротрон – мощный резонансный генератор О-типа сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн // Радиотехника. – 2004. – No 2. – С. 22.
15. Хуторян Э. М., Пономаренко С. С., Кишко С. А., Кулешов А. Н., Лукин К. А., Ефимов Б. П. "Колебания в генераторе О-типа при возбуждении объемно-поверхностной моды резонатора с периодически неоднородной гребенкой" / Изв. ВУЗов. Прикладная нелинейная динамика. – 2013. – Т. 21, № 2. – с. 9-19.
16. S. S. Ponomarenko, S. A. Kishko, E. M. Khutoryan, A. N. Kuleshov, B. P. Yefimov, "Development of 94 GHz BWO-klynotron with 3-stage grating" / Telecommunications and Radio Engineering (in press).
17. Пишко О. Ф. "Многоступенчатые замедляющие системы и их применение в клиноотронах миллиметровых и субмиллиметровых волн: " – X., 1998. – с. 178
18. Pressman A.I. Switching Power Supply design. New York: McGraw-Hill. – 2nd ed. – 1998. – 670 P.
19. Billings K.H. Switchmode Power Supply Handbook. New York: McGraw-Hill. – 2nd ed. – 1989. – 686 P.
20. Brown M. Practical Switching Power Supply design. San Diego: Harcourt Science and Technology Company. – 1990. – 239 P.

ЗМІСТ

<i>Пономаренко С.С., Кулешов А.Н., Ефимов Б.П.</i> Взаимодействие ленточного электронного потока с колебаниями сдвоенных и многоступенчатых замедляющих систем в ЛОВ-клинотронах миллиметрового диапазона	3
<i>Кишко С.А., Кулешов А.Н., Ефимов Б.П.</i> Возбуждение колебаний конфокального резонатора низковольтным ленточным винтовым электронным пучком в миллиметровом диапазоне	14
<i>Кишко С.А., Кулешов А.Н., Пономаренко С.С., Ефимов Б.П., Власенко С.А.</i> Экспериментальное исследование планарной магнетронно-инжекторной пушки для мазера на циклотронном резонансе	20
<i>Андросов В.П., Базаров С.В., Гвоздь А.М., Черкашин А.В.</i> Изучение механизма сложения периодической последовательности лазерных импульсов в оптическом резонаторе	26
<i>Андросов В.П., Базаров С.В., Гвоздь А.М., Черкашин А.В.</i> Сравнение энергетических характеристик различных оптических резонаторов	32
<i>Атрошенко Л.М., Горобец Н.Н., Горобец А.Н., Красногорский М.Г., Лебедев А.С., Малиюков В.М.</i> Теория и практика полигонного обеспечения космического радиолокационного землеобзора	36
<i>Горобец Н.Н., Елизаренко А.А.</i> Характеристики направленности многодиапазонных комплексированных конических рупорных антенн с одинаковой шириной главного лепестка диаграммы направленности	44
<i>Горобец Н.Н., Овсянникова Е.Е.</i> Влияние размеров и формы излучающего раскрыва на характер пространственного распределения поля вблизи антенны	51
<i>Батраков Д.О., Головин Д.В., Батракова А.Г., Урдзик С.Н.</i> Метод Т-матриц и расчет поляризационных характеристик полей, рассеянных двумерным включением в плоскостной среде	60
<i>Яцук Л.П., Чухов В.В., Дерипаска С.В.</i> Простой метод оценки диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь	66
<i>Вьюнник В. И., Звягинцев А. А.</i> Влияние функции-источника на характеристики рассеяния при численном расчете плаща невидимости	72
<i>Ковшов Ю.С., Иванов А.И., Кишко С.А., Пономаренко С.С., Кулешов А.Н., Ефимов Б.П.</i> Стабилизация частоты электромагнитных колебаний в ЛОВ-генераторах субмиллиметрового диапазона	77

CONTENT

<i>Ponomarenko S.S., Kuleshov A.N., Yefimov B.P.</i> Sheet electron beam interaction with a self fields of the doubled and multistage slow-wave structures in millimeter wavelenghts clinotrons	3
<i>Kishko S.A., Kuleshov A.N., Yefimov B.P.</i> Excitation of a confocal cavity oscillations by the low-voltage sheet helical electron beam in millimeter wavelenghts	14
<i>Kishko S.A., Kuleshov A.N., Ponomarenko S.S., Efimov B.P., Vlasenko S.A.</i> Experimental investigation of the planar magnetron-injection gun for the cyclotron resonance maser	20
<i>Androsov V.P., Bazarov S.V., Gvozd A.M., Cherkashin A.V.</i> Study of the mechanism of the addition of periodic train of laser pulses in an optical cavity	26
<i>Androsov V.P., Bazarov S.V., Gvozd A.M., Cherkashin A.V.</i> Comparison of the energy characteristics of various optical cavities	32
<i>Atroshenko L.M., Gorobets N.N., Gorobets A.N., Krasnjgorskiy M.G., Lebedev A.S., Malyukov V.M.</i> Theory and practice of polygons maintenance of the space radar earth observation	36
<i>Gorobets N.N., Yelizarenko A.A.</i> Directivity negotiating complexion conical horn antennas with the same width of the main lobe of the directivity diagram	44
<i>Gorobets N.N., Ovsyannikova O. E.</i> The influence of the size and shape of the radiating aperture on the character of the space distribution of field near antenna	51
<i>Batnikov D.O., Golovin D.V., Batnikova A.G., Urdzik S.N.</i> Method of T-matrices and calculation of polarization state of the fields scattered by two-dimensional inclusion in plane-layered medium	60
<i>Jatsuk L.P., Chuhov V.V., Deripaska S.V.</i> A simple method of estimating the permittivity and loss tangent	66
<i>Vyunnik V.I., Zvyagintsev A.A.</i> The influence of the source function on the scattering characteristics at the numerical calculation of invisibility cloak	77
<i>Kovshov Y. S., Ivanov A. I., Kishko S.A., Ponomarenko S.S., Kuleshov A.N., Efimov B.P.</i> Stabilization of radiation frequency in submillimeter wavelenght range BWO-oscillators	77

Наукове видання

ВІСНИК ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. Каразіна
№ 1094

Серія
“Радіофізика та електроніка”
Випуск 23

Збірник наукових праць

Українською, російською та англійською мовами

Підписано до друку 24.02.2014. Формат 60×84/8.
Папір офсетний.
Друк ризографічний.
Ум. друк. арк. 9,5. Обл.-вид. арк. 11,0. 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