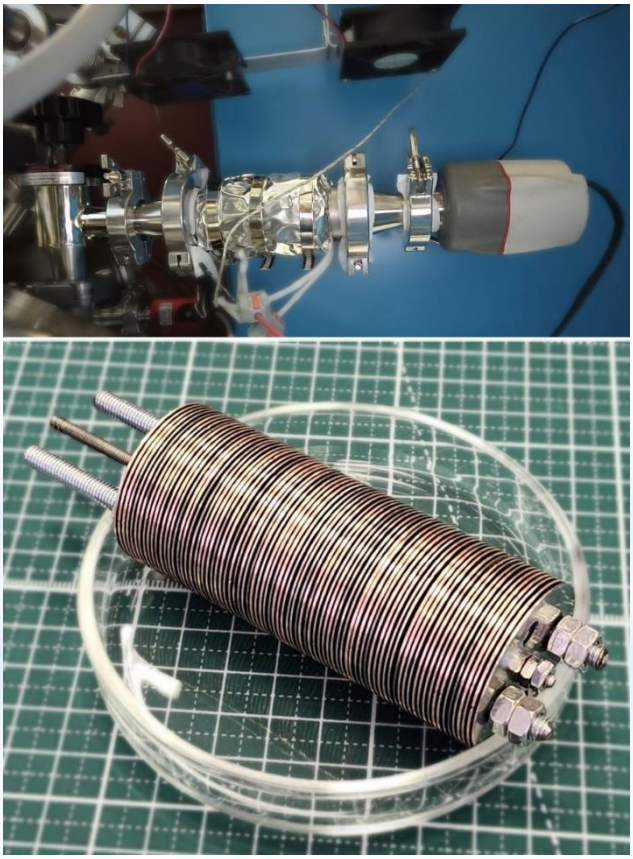
Издательство ИТПЭ РАН

ISSN 2949-0553

СОВРЕМЕННАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

научный рецензируемый журнал



Синтез и исследование тонкоплёночного нераспыляемого геттерного покрытия Ti-Zr-V с низкой температурой активации для микроэлектронных устройств

А.С. Набоко, В.И. Полозов, А.П. Шматков, А.В. Дорофеенко, А.М. Мерзликин, И.А. Рыжиков

2025 Т. 4. № 6 (20)

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теоретической и прикладной электродинамики
Российской академии наук

Журнал основан в 2022 году

Том 4. Выпуск № 6 (20)

Современная электродинамика

научный рецензируемый журнал

Под редакцией академика РАН А.Н. Лагарькова

Москва, 2025

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук

ISSN 2949-0553

Современная электродинамика

Научный рецензируемый журнал. Издаётся с октября 2022 года.

Выходит один раз в два месяца.

Т. 4. № 6 (20)

2025

Адрес редакции:

125412, г. Москва, ул. Ижорская, д.13, стр. 6

тел., факс 8 (495) 484-26-33

эл.почта electrodynamics@mail.ru

Зав. редакцией Е.В. Зеневич

Компьютерная вёрстка: Е.В. Зеневич

Свидетельство о регистрации Эл № ФС77-83666 от 26.07.2022 г.

Подписано в печать 25.12.2025. Тираж 30 экз.

Содержание номера

УДК 537.87

СОВРЕМЕННАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

Применение линзы Люнеберга для измерения коэффициента отражения на бистатическом стенде

Р.В. Гильмутдинов * [1], Н.Л. Меньших [1], С.А. Федоров [1]

[1] *Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Москва, Россия*

Статья поступила в редакцию 04.12.2025
Одобрена после рецензирования 15.12.2025
Принята к публикации 25.12.2025

Аннотация

Настоящее исследование направлено на модернизацию бистатического измерительного стенда путем усовершенствования облучателя гигагерцового диапазона частот с помощью линзы Люнеберга. Предложенная модификация обеспечивает формирование электромагнитного поля в широкой полосе частот с необходимым амплитудным распределением в зоне размещения исследуемого плоского образца материала и повышает точность определения бистатических характеристик рассеяния. В задачах определения модуля коэффициента зеркального отражения от материалов в свободном пространстве существенным фактором, влияющим на погрешность измерений, являются дифракционные эффекты, связанные с формой и размером образца, уменьшение влияния которых достигается оптимизацией структуры падающего электромагнитного поля в области размещения образца. В рамках работы выполнено численное моделирование методом моментов формирования поля облучателем с линзой и процесса измерения коэффициента отражения электромагнитной волны от образца материала с применением модернизированного облучателя. Результаты численного моделирования показали, что применение облучателя с гиперболической линзой уменьшает амплитуду падающей электромагнитной волны на краях образца. Диаграмма направленности модернизированной системы характеризуется более низким уровнем боковых лепестков, что снижает влияние сигнала прямого прохождения между антеннами на точность измерения коэффициента отражения в бистатической схеме. Результаты численного моделирования измерения коэффициента отражения и сравнение с аналитическим расчетом показали, что применение облучателя с линзой Люнеберга уменьшает погрешность измерения модуля коэффициента зеркального отражения в широком частотном диапазоне и секторе углов.

Ключевые слова: линза Люнеберга, FEKO, коэффициент отражения, краевые эффекты

EDN: FNCYPG

doi:10.24412/2949-0553-2025-620-04-10

Application of Luneburg lens for measuring reflectivity on bistatic facility

R.V. Gilmutdinov *[1], N.L. Menshikh [1], S.A. Fedorov[1]

[1] *Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics of RAS, Moscow, Russia*

* psevduch777@gmail.com

*Автор, ответственный за переписку: Руслан Валерьевич Гильмутдинов, psevduch777@gmail.com

Abstract

In this paper modernization of a bistatic facility by improving a gigahertz-range frequencies feed through the use of a Luneburg lens is described. The proposed modification enables the formation of electromagnetic field over a wide frequency band with the required amplitude distribution in the area where the flat material sample is placed, thereby increasing the accuracy of determining bistatic scattering characteristics. In problems of determining the reflection coefficient magnitude of materials in free space, a significant source of measurement error is the diffraction effects associated with the shape and size of the sample. Reducing their influence is achieved by optimizing the structure of the incident electromagnetic field in the area where the sample under study is located. Within this work, numerical modeling was performed using the method of moments of field formation by an irradiator with a lens and the process of measuring the reflection coefficient of electromagnetic wave from a material sample using a modernized irradiator. The simulation results show that employing an illuminator with a hyperbolic lens reduces the amplitude of the incident electromagnetic wave at the edges of the sample. The radiation pattern of the modernized system features a lower level of sidelobes, which decreases the influence of direct transmission between antennas in the bistatic scheme on the accuracy of reflection coefficient measurements. Numerical modeling of the reflection coefficient measurement experiment and comparison with analytical calculations demonstrated that the use of the Luneburg lens feed reduces the error in measuring the reflection coefficient magnitude across a wide frequency range and angular sector.

Key words: Luneburg lens, FEKO, reflection coefficient, edge diffraction

Введение

В современной радиотехнике и радиофизике наблюдается устойчивая тенденция к применению диэлектрических линз в проектировании приемо-передающих систем с заданными характеристиками [1]. Наибольшее распространение такие системы получили в миллиметровом и сантиметровом диапазонах длин волн, где активно исследуются как простые конструкции с единственной преломляющей поверхностью, так и сложные многослойные градиентные линзы [2]. Сравнительный анализ эллиптических и гиперболических линз, проведенный в [3], выявил их схожие характеристики: сопоставимый коэффициент усиления линзовой антенны и практически идентичную структуру формируемого поля. Значительный прогресс в данной области стал возможен благодаря развитию аддитивных технологий, которые открыли новые перспективы в изготовлении линз с пространственно-неоднородной диэлектрической проницаемостью [4].

Исследовано [5] использование плоской линзы в качестве коллиматора в рупорной камере, проведены измерения распределения поля в рабочей зоне в сечении, перпендикулярном оси камеры. Показано, что линза эффективно осуществляет фазовую коррекцию.

Современные исследования рассеивающих свойств объектов приводят к активной разработке бистатических измерительных стендов [6], характеризующихся высокой степенью свободы позиционирования объекта. В исследовании [7] представлен метод временной обработки сигналов при бистатических измерениях, обеспечивающий существенное уменьшение инструментальной погрешности. Дальнейшее развитие данной методики, где введена дополнительная калибровочная мишень в измерительную процедуру, представлено в работе [8].

Бистатические исследования характеристик рассеяния объектов имеют ряд фундаментальных ограничений, существенно снижающих точность измерений [9]. Основные типы погрешностей можно классифицировать как инструментальные и методические [10], причем последние непосредственно зависят от выбранного измерительного подхода [11]. Особое значение имеет методическая погрешность, обусловленная конечными геометрическими размерами исследуемого образца [12]. Применение линзы позволяет минимизировать данный вид погрешности благодаря двум ключевым эффектам: значительному ослаблению амплитуды поля на границах образца и уменьшению сигнала прямого прохождения [13] между измерительными антеннами.

Настоящее исследование посвящено усовершенствованию бистатического стенда, расположенного в ИТПЭ РАН [14], с целью расширения его функциональных возможностей для определения характеристик рассеяния и параметров материалов.

Целями настоящей работы являются: формирование заданного распределения электромагнитного поля в зоне размещения исследуемого образца с оптимизированными амплитудно-фазовыми характеристиками; минимизация рабочего расстояния между образцом и антенной системой (приемной/передающей) без уменьшения точности измерения параметров материалов; снижение методической погрешности определения модуля коэффициента зеркального отражения (МКО) методом замещения, обусловленной краевыми эффектами, путем внедрения линзы Люнеберга в измерительную систему.

Рассмотрена линза Люнеберга с градиентной диэлектрической проницаемостью материала без частотной дисперсии для данного диапазона частот. Численные исследования зеркального отражения от образцов материалов и от нормировочной металлической пластины такого же размера, используемой для калибровки сигнала в методе замещения, проводились в программе FEKO с использованием интегральных уравнений. Результаты численного моделирования с линзой и без линзы сравнивались между собой, а также с аналитическим расчетом по формулам Френеля [15] для бесконечного слоя материала.

Линзовый коллиматор

Фундаментальные принципы работы линзовых коллиматоров хорошо изучены и описаны в работе [16]. Современные исследования демонстрируют активное использование таких устройств от миллиметрового [17] до метрового [18] диапазона длин волн. Однако линзы используются, как правило, для моностатической схемы измерения [19].

Настоящая работа развивает предыдущие исследования авторов, посвященные разработке и оптимизации интегрированной антенной системы с линзовым коллиматором [20] в виде гиперболической линзы. Рассмотрена реализация [21] линзового коллиматора в бистатической схеме измерения.

В данной работе для создания необходимого амплитудно-фазового распределения поля предлагается использовать сферическую линзу Люнеберга, интегрированную непосредственно в передающую широкополосную антенну Satimo SH2000. Преимущество использования широкополосных антенн заключается в отсутствии механической смены облучателей для обеспечения измерений во всей рабочей полосе частот бистатического стенда. При использовании этих антенн в качестве облучателей необходимо учитывать зависимость положения фазового центра от частоты. Для модернизации измерительного стенда выбрана только часть рабочего диапазона облучателя: от 5 до 10 ГГц. В частотном диапазоне выше 10 ГГц методическая погрешность измерения МКО, связанная с конечностью размеров образца, уже не столь существенна, что исключает необходимость его модернизации в указанном диапазоне.

При оптимизации параметров варьировался радиус линзы и расстояние до антенны с целью нивелирования краевых эффектов для плоских квадратных образцов со стороной 200 мм. Зависимость диэлектрической проницаемости от расстояния до центра линзы задается следующей формулой:

$$\varepsilon = 2 - \left(\frac{r}{R}\right)^2, \tag{1}$$

где R – радиус линзы, r – расстояние до центра.

Исследование антенны с интегрированной линзой Люнеберга

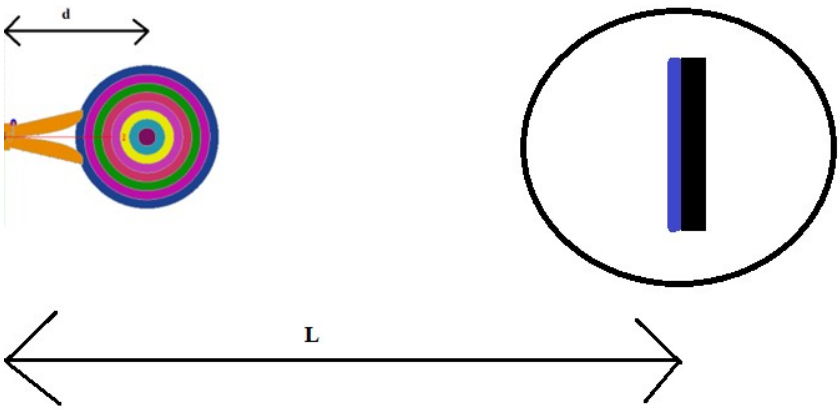


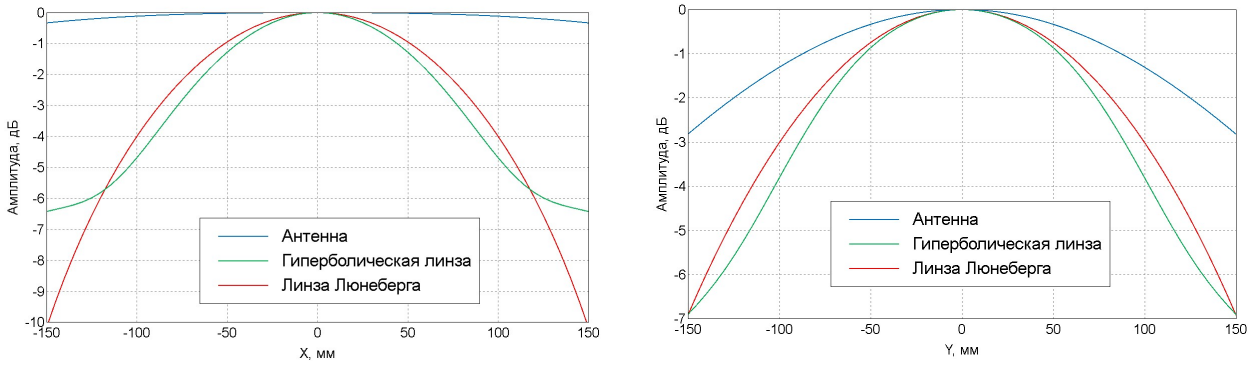
Рисунок 1 – Схема антенны с линзой Люнеберга

На рисунке 1 продемонстрирована конфигурация измерительной системы, включающая линзу Люнеберга, интегрированную с антенной Satimo SH2000. Геометрический центр основания антенны (задняя крышка) принят за начало координат. Конфигурация системы определяется параметрами: длина между объектом измерения и антенной составляет $L = 625$ мм; смещение центра линзы относительно основания антенны равно $d = 160$ мм и связано с фазовым центром антенны. Радиус линзы $R = 80$ мм

выбран равным размеру гиперболической линзы (фокусное расстояние гиперболической линзы 284 мм, материал PLA пластик) [22]. Расстояние между исследуемым образцом и линзой в обоих случаях одинаково. Линза моделируется как 8 концентрических сфер толщиной 10 мм, что позволяет [5] с высокой точностью приблизить слоистую структуру с дискретными значениями диэлектрической проницаемости к непрерывному плавно меняющемуся значению ε материала линзы Люнеберга. Предполагается, что линза Люнеберга жестко связана с антенной, которая вращается вокруг измеряемого образца на тележке.

На рис. 2 представлены графики амплитудных распределений электромагнитного поля при частоте 5 ГГц в плоскости размещения образца материала для трех конфигураций: антенна с линзой Люнеберга, антенна с гиперболической линзой, антенна в исходном виде. Как можно заметить из приведенных графиков, при использовании линзы (гиперболической или линзы Люнеберга) амплитуда поля на краях образца существенно снижается. Использование метода замещения при нормировке на металлическую пластину такой же формы и размера, с высокой повторяемостью позиционирования объекта исследования, позволяет проводить измерения при значительном изменении фазы поля от центра к краю исследуемого образца.

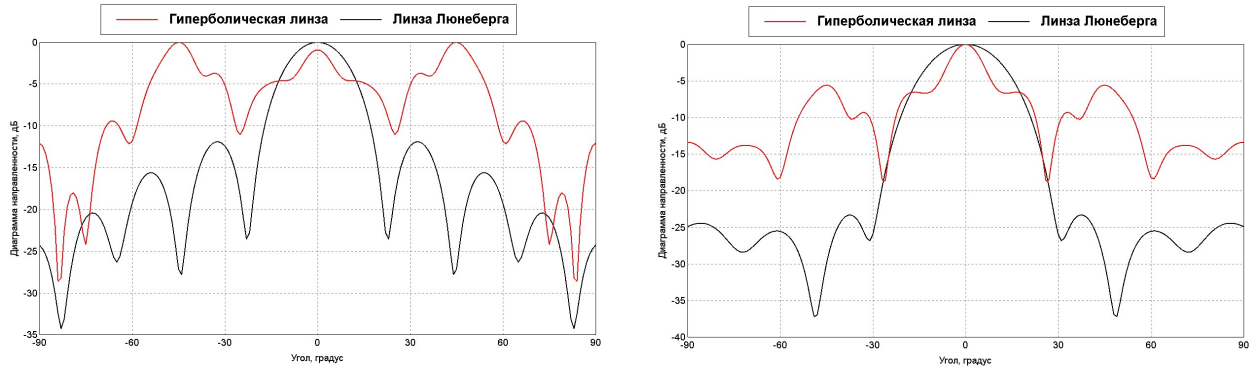
Полученные данные подтверждают возможность эффективного подавления краевых эффектов при измерениях МКО методом замещения квадратных образцов размером (200×200) мм.



1) H-плоскость 2) E-плоскость

Рисунок 2 – Срезы амплитуды поля в зоне расположения измеряемого объекта, частота 5 ГГц

Сравнение диаграмм направленности (ДН) (рис. 3) исследуемых антенных систем при 5 ГГц показывает преимущество линзы Люнеберга перед гиперболической в виде более низкого уровня боковых лепестков. Видно, что боковые лепестки ДН облучателя с линзой Люнеберга лежат ниже, чем у облучателя с гиперболической линзой, что снижает взаимное влияние антенн [7]. В бистатической схеме влияние прямого прохождения сигнала между передающей и приемной антенной является самым значимым паразитным сигналом в БЭК, поэтому его снижение указывает на повышение точности измерения МКО от образцов в данной измерительной системе.



1) H-плоскость 2) E-плоскость

Рисунок 3 – Значения ДН в главных плоскостях для различных облучательных систем, частота 5 ГГц

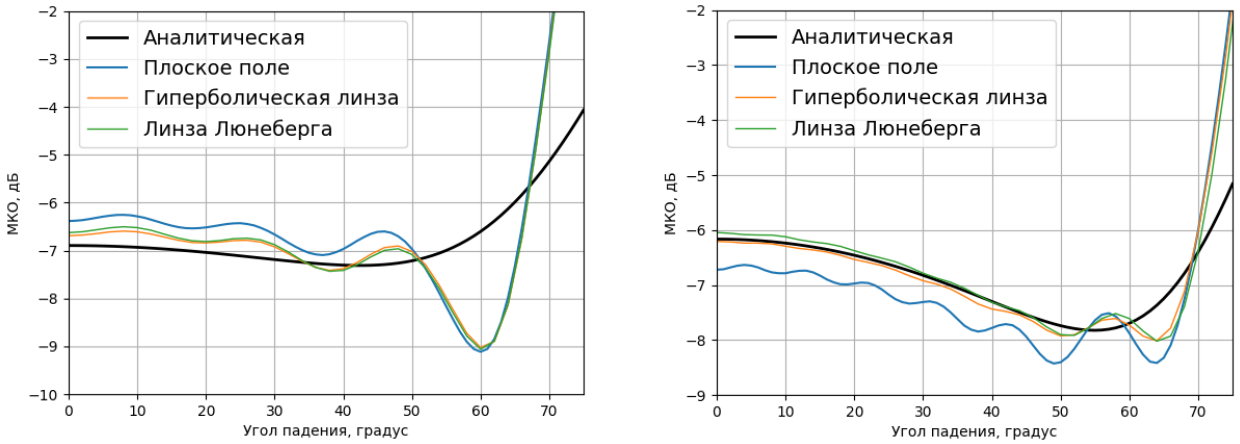
Моделирование эксперимента и результаты расчёта

При построении вычислительной модели были приняты следующие ключевые допущения. В данной модели приемная антенна не рассматривается, проводится анализ рассеянного образцом поля в дальней зоне, что исключает помеховые составляющие, связанные с взаимодействием антенн.

Для оптимизации вычислительного процесса применен двухэтапный подход: расчет распределения поля в ограниченной области между линзой и образцом; использование рассчитанного распределения поля как эквивалентного источника для получения угловой зависимости характеристики рассеяния образца исследуемого материала.

Исследовался образец магнитодиэлектрика [23] с известными материальными параметрами, имеющий частотную дисперсию.

На рисунке 4 представлены результаты моделирования измерения МКО, полученные четырьмя методами: аналитический расчет по формулам Френеля, при облучении плоской волной, при облучении системой с гиперболической линзой и линзой Люнеберга.



1) 5 ГГц 2) 10 ГГц

Рисунок 4 – Графики зависимостей МКО от угла падения волны на исследуемый материал

Проведенный анализ показал, что в угловом диапазоне 0–45° измерения МКО с использованием модифицированного поля обеспечивают лучшее соответствие аналитическим расчетам по сравнению с облучением плоской волной. Особенно важно отметить практически полное совпадение результатов, полученных с облучателем, оснащенным линзой Люнеберга, с данными представленной ранее системы антенна – линза.

Количественные оценки свидетельствуют о значительном повышении точности измерений: применение линзы Люнеберга позволило снизить методическую погрешность метода замещения с 0,8 дБ до 0,4 дБ при МКО –5 дБ и с 1,0 дБ до 0,5 дБ при МКО –10 дБ. Результаты численного моделирования подтверждают эффективность разработанного облучателя с линзой Люнеберга для минимизации методических погрешностей при измерениях МКО.

Заключение

В ходе численного моделирования были оптимизированы параметры облучателя, интегрированного с линзой Люнеберга, и выполнены расчеты МКО для различных конфигураций излучающих систем. Результаты исследований демонстрируют, что применение линзы Люнеберга обеспечивает формирование электромагнитного поля с требуемым распределением амплитуды в рабочей области измерительного стенда, сохраняющее свои характеристики в широком частотном диапазоне.

Установлено, что предложенная конструкция облучателя характеризуется существенно более низким уровнем боковых и задних лепестков по сравнению с традиционными решениями, что позволяет эффективно минимизировать влияние краевых эффектов при бистатических измерениях МКО. В частности, в рабочем диапазоне частот 5-10 ГГц использование системы антенна – линза Люнеберга обеспечивает значительное снижение методической погрешности измерений: с 0,8 до 0,4 дБ для значений МКО –5 дБ и с 1,0 до 0,6 дБ при МКО –10 дБ.

Список литературы

[1] Fernandes C. A., Lima E. B., Costa J. R. Dielectric lens antennas. Handbook of antenna technologies, 2016. Pp. 1001-1064.

[2] Линзовые антенны / Е А. Зелкин, Р.А. Петрова. М.: Советское радио, 1974. 280 с.

[3] Piksa P., Zvanovec S., Cerny P. Elliptic and Hyperbolic Dielectric Lens Antennas in mm-Waves // Radioengineering. April 2011. V.20. N.1. P. 270.

[4] Garcia N.C., Chisum J.D. High-Efficiency, Wideband GRIN Lenses With Intrinsically Matched Unit Cells // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. Aug. 2020. Vol. 68. No. 8. Pp. 5965-5977. doi: 10.1109/TAP.2020.2990289 EDN: TGSNWG

[5] Korolev D.P., Menshikh N.L., Solosin V.S., Poddubny D.P. Flat Lens as a Collimator for Tapered Anechoic Chamber // 2024 Conference of Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering (ElCon), Saint Petersburg, Russian Federation, 2024. Pp. 652-655. doi: 10.1109/ElCon61730.2024.10468408

[6] Röding M., Sommerkorn G., Häfner S., Ihlow A., Jovanoska S., Thomä R. S. A Double-Arch Positioner for Bistatic RCS Measurements with Four Degrees of Freedom. 2017 47th European Microwave Conference (EuMC), Nuremberg, Germany, 2017. Pp. 1273-1276. doi: 10.23919/EuMC.2017.8231083

[7] Гильмутдинов Р.В., Меньших Н.Л., Федоров С.А., Брук Л.В. Методика обработки сигналов, позволяющая уменьшить погрешности измерений бистатических характеристик рассеяния образцов материалов // Журнал радиоэлектроники. 2024. №. 10. doi: 10.30898/1684-1719.2024.10.10 EDN: LJZIAE

[8] Fedorov S.A., Menshikh N.L., Gilmutdinov R.V., Korolev D.P. Improving the Accuracy of Bistatic Measurements Using a Reference Target. 2024 Conference of Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering (ElCon), Saint Petersburg, Russian Federation, 2024. Pp. 637-640, doi: 10.1109/ElCon61730.2024.10468125

[9] Gilmutdinov R.V., Menshikh N.L., Fedorov S.A. Improving the accuracy of measurements of the bistatic scattering characteristics of material samples of various configurations // Meas Tech. 2024. V. 67. Pp. 467-476. doi: 10.1007/s11018-024-02367-1 EDN: NNYLMF

[10] Balabukha N.P., Fedorov S.A., Gilmutdinov R.V., Menshikh N.L., Sapoznikov D.V. The Impact of the Sizes of a Planar Sample to Methodical Errors in Measuring the Specular Reflection Coefficient // Antennas Design and Measurement International Conference (ADMInC). 2021. Pp. 54-57. doi: 10.1109/ADMInC54110.2021.9671006 EDN: EYYASH

[11] Fedorov S.A, Menshikh N.L., Gilmutdinov R.V., Solosin V.S. Comparison of the Measurement Accuracy of Material Sample Specular Reflection Coefficient for Two Types of Measuring Facilities // Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves (RSEMW), Divnomorskoe, Russia, 2021. Pp. 332-336. doi: 10.1109/RSEMW52378.2021.9494032 EDN: DYQWUA

[12] Gilmutdinov R.V., Menshikh N.L., Fedorov S.A. Application of Etalon for Measurement of Bistatic Parameters of Materials // IEEE 8th All-Russian Microwave Conference (RMC), Moscow, Russian Federation. 2022. Pp. 394-396. doi: 10.1109/RMC55984.2022.10079582

[13] Fedorov S.A., Gilmutdinov R. V., Menshikh N. L, Reducing Error of Position When Measuring the Bistatic Reflection Coefficient // 7th All-Russian Microwave Conference (RMC). 2020. Pp. 276-278. doi: 10.1109/RMC50626.2020.9312243 EDN: SYIAMJ

[14] Gilmutdinov R.V., Krasnolobov I.I., Menshikh N.L., Fedorov S.A. Procedural Measurement Error in Specular Reflection Coefficient from Planar Samples Using Two Different Types of Test Stands // Meas Tech. 2021. V. 64. Pp. 481-487. doi: 10.1007/s11018-021-01957-7 EDN: NVSVAQ

[15] Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 503 с.

[16] Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С. Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния. М.: Наука, 2007. ISBN: 978-5-02-032738-2 EDN: QMRWHF

[17] Costa J.R., Silveirinha M.G., Fernandes C.A. Evaluation of a Double-Shell Integrated Scanning Lens Antenna // IEEE Antenna and Wireless Propagation letters. 2008. V. 7. P. 781. doi: 10.1109/LAWP.2008.2008403

[18] Balabukha N.P., Menshikh N.L., Shapkina N.E. A Study of Electromagnetic Fields in Conical and Pyramidal Tapered Anechoic Chambers // Moscow University Physics Bulletin. 2021. Vol. 76. No. 3. Pp. 126-135. doi: 10.3103/s0027134921030024 EDN: QYDSFIY

[19] Afzal M. U., Esselle K. P. Radiation performance and profile comparison of all-dielectric phase-corrected electromagnetic bandgap resonator antennas and hyperbolic lens antennas // International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA), Cairns, QLD, Australia, 2016. Pp. 704-707. doi: 10.1109/ICEAA.2016.7731496

[20] Gilmutdinov R.V., Fedorov S.A., Menshikh N.L. Modernization of the Electromagnetic Field Formation System for Bistatic Measurements // Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves (RSEMW), Divnomorskoe, Russian Federation, 2023. Pp. 92-95.doi: 10.1109/RSEMW58451.2023.10202125

[21] Гильмутдинов Р.В. Меньших Н.Л., Фёдоров С.А. Использование антенны с корректирующей линзой для измерения параметров рассеяния материалов на бистатическом стенде // Современная электродинамика. 2024. № 6 (14). С. 18-27. doi: 10.24412/2949-0553-2024-614-18-27 EDN: MHERAM

[22] Menshikh N.L., Fedorov S.A., Gilmutdinov R.V. Application of Antenna - Lens System for Measurement of Bistatic Parameters of Materials // International Conference on Information, Control, and Communication Technologies (ICCT), 2022. Pp. 1-4. doi: 10.1109/ICCT56057.2022.9976617

[23] Semenenko V.N., Chistyaev V.A., Politiko A.A., Kibets S.G. Complex permittivity and permeability of composite materials based on carbonyl iron powder over an ultrawide frequency band // Physical Review Applied. 2021. 16(1). 014062. doi: 10.1103/PhysRevApplied.16.014062 EDN: KKKPQC

Ссылка для цитирования:

Гильмутдинов Р.В., Меньших Н.Л., Федоров С.А. Применение линзы Люнеберга для измерения коэффициента отражения на бистатическом стенде // Современная электродинамика. 2025. Т. 4, № 6(20). С. 4-10. EDN FNCYPG, doi: 10.24412/2949-0553-2025-620-04-10

Citation link:

Gilmutdinov R.V., Menshikh N.L., Fedorov S.A. Application of Luneburg lens for measuring reflectivity on bistatic facility // Modern Electrodynamics. 2025. Vol. 4, No. 6(20). P. 4-10. EDN FNCYPG, doi: 10.24412/2949-0553-2025-620-04-10

УДК 537.874, 621.3.09

СОВРЕМЕННАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

Формирование приповерхностных максимумов излучения собственными волнами тонких металлических стержней

А.М. Лебедев * [1], Т.А. Фурманова[1], В.Н. Семененко[1], А.Д. Семизбаев[1]

[1] *Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Москва, Россия*

Статья поступила в редакцию 12.12.2025
Одобрена после рецензирования 24.12.2025
Принята к публикации 25.12.2025

Аннотация

Приповерхностные максимумы интенсивности излучения тонкими цилиндрическими проводниками в виде круглых металлических стержней с радиусом много меньше длины волны формируются собственными волнами, бегущими вдоль стержней. Максимумы интенсивности достигаются на дифракционных конусах вокруг направлений ориентации стержней. Угловые зависимости интенсивности излучения в основном приповерхностном лепестке и его первых боковых лепестках имеют один и тот же вид и для двухпозиционной диаграммы рассеяния металлическим стержнем, и для диаграммы направленности вибраторной антенны, при условии равенства длины плеча вибратора и длины стержня. Очень близкая угловая зависимость в интервале существования приповерхностных максимумов получается и у диаграммы направленности тока, бегущего с фазовой скоростью, равной скорости света, по тонкому цилиндрическому проводнику такой же длины. Формирование приповерхностных максимумов вокруг тонких цилиндрических элементов металлических конструкций ухудшает направленность и помехозащищённость антенн, даёт дополнительные направления повышенного рассеяния объектами при их облучении. Собственная волна металлического стержня существует в ограниченной по радиальной координате области, и амплитуда волны уменьшается до нуля с расширением до бесконечности границ области, в которой волна формируется. Наилучшие результаты по подавлению приповерхностного максимума излучения даёт поглощение собственной волны металлического стержня сразу у места её возникновения.

Ключевые слова: диаграмма направленности вибраторной антенны, двухпозиционная диаграмма рассеяния металлического стержня, приповерхностный максимум, собственная волна металлического стержня

EDN: GILCQS

doi:10.24412/2949-0553-2025-620-11-18

Formation of near-surface radiation maxima by eigenwaves of thin metal rods

A.M. Lebedev*[1], T.A. Furmanova[1], V.N. Semenenko[1], A.D. Semizbaev[1]

[1] *Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics of RAS, Moscow, Russia*

* itae@itae.ru

*Автор, ответственный за переписку: Андрей Михайлович Лебедев, itae@itae.ru

Abstract

Near-surface intensity maxima of radiation from thin cylindrical conductors, which represent round metal rods with radius much smaller than the wavelength, are formed by eigenwaves running along the rods. Intensity maxima are achieved on diffraction cones around the rods' orientation directions. The near-surface mainlobe and its closest sidelobes have the same shape both in directional diagram of the dipole antenna and in two-position scattering diagram of the metal rod provided the lengths of the dipole arm and the rod are equal. Directional diagram of the current, which runs along the same length thin rod with phase velocity equal to the speed of light, also has very similar dependence of radiation intensity in the angular interval where the near-surface maxima exist. Formation of the near-surface maxima around thin cylindrical elements of metal structures worsens directivity and jam resistance of antennas, results in additional directions of increased scattering from illuminated objects. Eigenwave of the metal rod exists in the region bounded by radial coordinate, and the wave's amplitude decreases to zero with expansion of the boundaries of the region, where it is formed, to infinity. Best results in the near-surface radiation maxima suppression can be obtained by absorbing eigenwave of the cylindrical conductor immediately near the location of the eigenwave's generation.

Key words: near-surface maximum, two-position scattering diagram of metal rod, directional diagram of dipole antenna, eigenwave of the metal rod

Введение: цели работы и актуальность решаемых задач

В [1, 2] указывалось на существование характерных приповерхностных максимумов излучения вследствие протекания токов по поверхности, либо вдоль рёбер металлических объектов. Здесь имеется в виду излучение токов, которые возникли на объекте в результате первичной дифракции падающей волны на элементах конструкции либо вследствие излучения активного элемента (антенны) в составе этого объекта. Такие поверхностные токи и связанные с ними волны в [1] названы traveling (что можно перевести как «самостоятельно распространяющиеся»). После возникновения величина и направление токов указанных типов определяются геометрией объекта и не связаны напрямую с локальным значением падающего поля либо с мгновенным значением поля в источнике.

Поскольку ток вообще не излучает в направлении своей ориентации (действительно, малые элементы тока излучают как электрические диполи), то и максимум излучения самостоятельно распространяющегося тока приходится на приповерхностное направление, отстоящее от направления ориентации тока на относительно небольшой угол. В этом направлении формируется основной лепесток излучения самостоятельно распространяющегося тока, а под несколько бóльшими углами - и его боковые лепестки.

Цель работы заключалась в определении механизма формирования приповерхностных максимумов излучения токами, самостоятельно распространяющимися вдоль цилиндрических проводников в виде круглых металлических стержней, являющихся тонкими по сравнению с длиной волны, и в выработке предложений по эффективному подавлению приповерхностных максимумов излучения. Явление формирования приповерхностных максимумов изучено применительно к двухпозиционному рассеянию на металлическом стержне с радиусом много меньше длины волны, а также применительно к излучению вибраторной антенны с плечами в виде таких же стержней.

Обосновывая актуальность работы, отметим, что формирование приповерхностных максимумов вокруг тонких цилиндрических элементов металлических конструкций – практически всегда нежелательное явление. В связи с наличием дополнительных направлений повышенного излучения увеличивается дифракционный «шум», создаваемый объектом, возрастает его радиозаметность. При наличии антенны на объекте увеличивается число боковых максимумов диаграмм излучения / приёма в направлениях, зачастую значительно отклоняющихся от направления, являющегося основным при работе антенны, в результате ухудшается направленность антенны в режиме передачи и её помехоустойчивость в режиме приёма.

Принятые условия

Круг явлений, анализируемых в работе, проиллюстрируем результатами расчётов диаграмм двухпозиционного рассеяния (ДДПР) волн с E и H поляризацией на металлическом стержне. Здесь и далее будем полагать, что в сферической системе координат, связанной со стержнем или с вибраторной антенной, ось z идёт вдоль оси стержня, а угол θ, используемый далее как аргумент угловых зависимостей, отсчитывается от оси z в полуплоскости постоянного азимута φ. У падающей на стержень волны с поляризацией E либо H вектор напряжённости электрического поля имеет ненулевую составляющую,

соответственно, E_θ либо E_φ. Все расчёты, результаты которых приведены в этой работе, выполнены на частоте 3 ГГц (длина волны $\lambda = 100$ мм), длина стержня 1 м, радиус стрежня 9 мм. В расчётах диаграмм направленности (ДН) вибраторной антенны такие же металлические стержни брались в качестве плеч вибратора.

Расчёты ДДПР стержня и ДН вибраторной антенны выполнялись с помощью пакета электродинамического моделирования FEKO [3], соответствующие модели представлены на рисунке 1. В случае вибраторной антенны дополнительно более детально показана область питания антенны с источником переменного высокочастотного напряжения в зазоре между плечами вибратора.

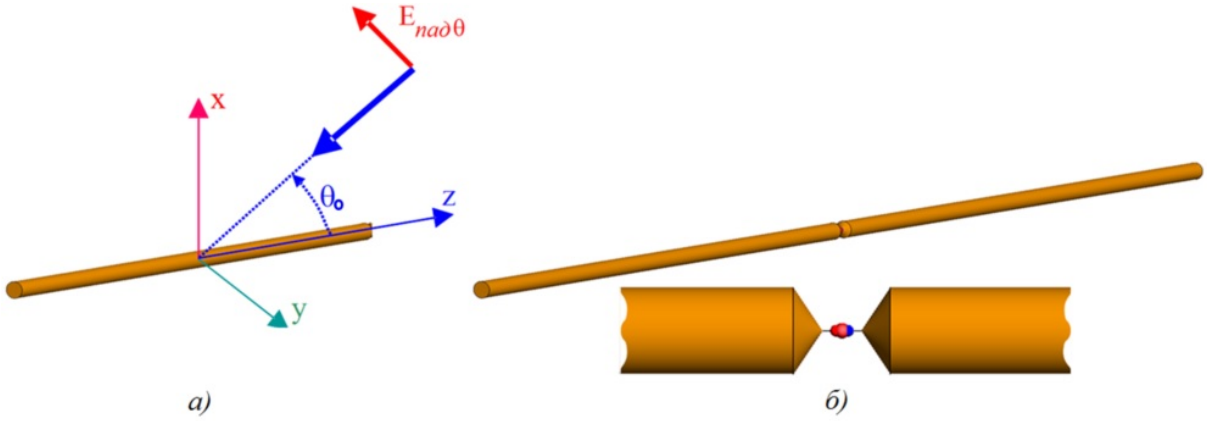


Рисунок 1 – Модели для расчёта диаграммы двухпозиционного рассеяния стержня и диаграммы направленности вибраторной антенны

ДДПР металлического стержня при падении плоских волн с E и H поляризацией на стержень под углом $\theta_0 = 60°$, рассчитанные в полуплоскости $\varphi = 0°$, которой принадлежит и направление облучения, представлены на рисунке 2 красной и синей сплошными линиями соответственно.

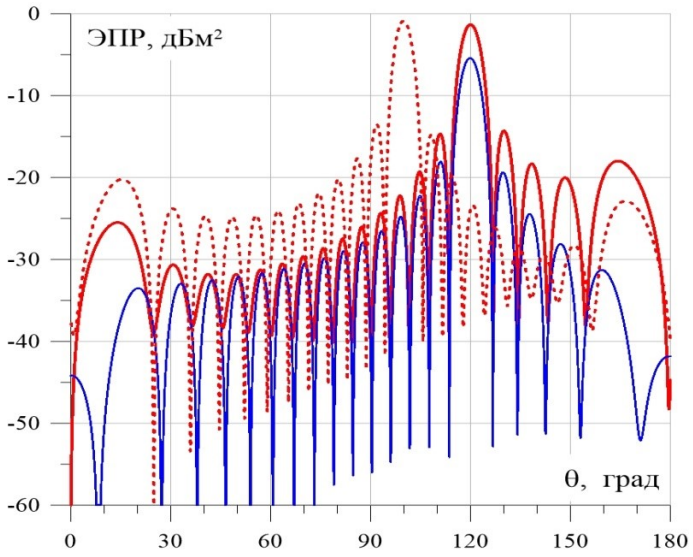


Рисунок 2 – Двухпозиционные диаграммы рассеяния металлического стержня

Обе диаграммы имеют главные лепестки с максимумами эффективной поверхности рассеяния (ЭПР) в направлении отражения луча $\theta = 120°$ и боковые лепестки с обеих сторон главных максимумов. В случае H-волны продольные токи вдоль стержня отсутствуют, амплитуды боковых лепестков убывают при удалении от направления отражения луча $\theta = 120°$ к направлениям $\theta = 0°$ и $180°$ вдоль оси стержня. Для E-волны помимо главного лепестка в направлении отражения луча видны и приповерхностные максимумы – зеркально похожие по форме, хотя и отличающиеся по амплитуде главные лепестки диаграмм излучения поверхностных токов вдоль стержня, имеющие свои боковые лепестки в сторону удаления от направления ориентации стержня. Далее в работе рассматривается рассеяние именно E-волны на стержне – в этом случае, как и при излучении вибраторной антенны, наличие у напряженности электрического поля источника составляющей вдоль оси стержня приводит к возбуждению продольных самостоятельно распространяющихся токов вдоль стержня и, соответственно,

к формированию приповерхностных максимумов около направлений ориентации стержня.

Отметим, что в при падении плоской волны максимумы интенсивности рассеяния токами, наведёнными на тонком стрежне, в пространстве достигаются на дифракционных конусах вокруг оси стержня [4]. Интенсивность рассеяния тем более однородна по φ на дифракционном конусе, чем тоньше стержень. Выделяются, во-первых, конус дифракционных лучей с углом полураскрыва, равным углу между направлением падения и стержнем, во-вторых, семейство дифракционных конусов – сателлитов по отношению к конусу дифракционных лучей, и, в-третьих, для волны выбранной поляризации – дифракционные конусы с главными приповерхностными максимумами интенсивности рассеяния, а также семейства их сателлитных конусов. Здесь при количественных сопоставлениях ДДПР ограничимся результатами расчётов в единственной полуплоскости $\varphi = 0°$. Для ещё одной анализируемой ситуации излучения вибраторной антенной ДН имеет один и тот же вид во всех полуплоскостях постоянного φ.

Распространение собственной волны вдоль металлического стержня как причина формирования приповерхностных максимумов одинакового вида у диаграммы направленности вибраторной антенны и у диаграммы рассеяния стержня

Вид приповерхностных максимумов интенсивности излучения в значительной мере не зависит от конкретного способа возбуждения объекта. Уже отмечено, что при облучении стержня его ДДПР, представленная сплошной красной кривой на рисунке 2, имеет приповерхностные максимумы приблизительно одинаковой формы и в направлении движения падающей волны вдоль стержня, и против. Сейчас отметим, что главные приповерхностные максимумы и ближайшие к ним боковые лепестки сохраняют угловое положение и форму и при изменении направления облучения стержня. Это показывает сравнение представленных на рисунке 2 ДДПР при углах облучения $\theta_0 = 60°$ и $\theta_0 = 80°$, во втором случае ДДПР показана красной пунктирной кривой. Обобщая, можно утверждать, во-первых, что угол полураскрыва дифракционных конусов с приповерхностными максимумами двухпозиционной ЭПР тонкого стержня не зависит от направления облучения. Во-вторых, угол полураскрыва дифракционных конусов определяет и положение приповерхностного максимума диаграммы обратного рассеяния тонкого стержня, поскольку этот максимум достигается при попадании направления наблюдения обратного рассеяния на дифракционный конус, соответствующий приповерхностному максимуму двухпозиционного рассеяния. На эти особенности рассеяния тонким стержнем было впервые указано ещё в [4].

Расчёты показали, что приповерхностные максимумы имеют один и тот же вид и для ДН вибраторной антенны, и для ДДПР стержня при совпадении длин плеча вибратора и стержня. На графике, приведённом на рисунке 3, представлены ДН вибраторной антенны в виде зависимостей модуля амплитуды поля в дальней зоне $\widehat{E}(\theta)$, при том что полное поле в дальней зоне имеет вид $E(R,\theta) = \widehat{E}(\theta) \cdot exp(-ik_oR)/R$, где k_o – волновое число свободного пространства. Фиолетовой сплошной линией показана ДН вибраторной антенны, а фиолетовым пунктиром – ДН вибраторной антенны с радиопоглощающим покрытием (РПП) по всей поверхности плечей вибратора; в последнем случае приповерхностные максимумы подавлены. На том же графике в виде красной кривой приведена зависимость модуля амплитуды рассеянного стержнем поля в дальней зоне $\widehat{E}(\theta)$ при облучении стержня под углом $\theta_0 = 60°$. Здесь амплитуда поля падающей на стержень волны была подобрана таким образом, чтобы у диаграммы направленности вибраторной антенны и у диаграммы рассеяния стержня практически совместились главные приповерхностные максимумы диаграмм.

Также на рисунке 3 чёрной кривой показана рассчитанная аналитически ДН линейного тока, бегущего вдоль оси z с фазовой скоростью, равной скорости света, на участке длиной L, равной длине стержня. Это угловая зависимость поля излучения в дальней зоне вида

$$\widehat{E}_{\text{изл}}(\theta) \sim L/2 \cdot \sin\theta \cdot \frac{\sin(k_0 \cdot (1-\cos\theta) \cdot L/2)}{k_0 \cdot (1-\cos\theta) \cdot L/2} \tag{1}$$

для нити тока с плотностью $j(x,y) = I_0 \cdot exp(-ik_oz) \cdot d(x) \cdot d(y)$. При построении чёрной кривой конкретной амплитуды тока не задавалось, но кривая была смещена по оси ординат до совмещения главных приповерхностных максимумов.

Видно совпадение хода угловых зависимостей не только для основного приповерхностного максимума, но и его первых боковых лепестков для фиолетовой, красной и чёрной кривых, при том, что далее ход кривых совершенно различен. Совпадение участков диаграмм говорит о единой причине формирования приповерхностного максимума: это не дифракция самостоятельно распространяющейся

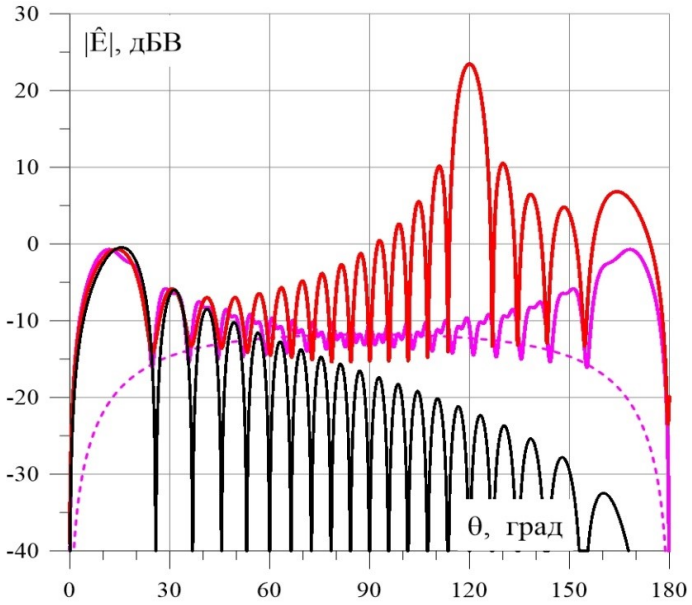


Рисунок 3 – Совпадение хода диаграммы направленности вибраторной антенны и диаграммы двухпозиционного рассеяния металлического стержня в угловом интервале формирования приповерхностных максимумов

волны на конце стержня, а результат излучения связанного с этой волной тока при его движении по стержню, который, согласно принятым условиям, имел одну и ту же длину во всех трёх случаях. Самостоятельно распространяющиеся связанные друг с другом волна и ток возникают на концах стержня при рассеянии на нём падающей волны либо при излучении вибраторной антенны – на выходе из зазора между стержнями, являющимися плечами вибратора.

Далее о волне, формирующей приповерхностные максимумы излучения, будем говорить более точно – не как о самостоятельно распространяющейся (в терминах [1]), а как о собственной волне металлического стержня. Действительно, эта волна возбуждается на неоднородности (на концах) стержня, либо в области действия внешних источников энергии (в зазоре вибратора), но далее структура и движение волны вдоль стержня определяется решением однородного уравнения Гельмгольца.

Характеристики собственной волны металлического стержня

Кривая 1 на рисунке 4 представляет распределение модуля поля H_φ вдоль правого (ориентированного в направлении роста координаты z) плеча вибратора, полученное по результатам численного решения задачи излучения вибраторной антенны. При этом поле H_φ вычислялось на поверхности стержня, являющегося правым плечом вибратора.

Из закона полного тока следует, что модуль продольного тока меняется по стержню пропорционально H_φ. Из рисунка 4 видно, что распределения модулей поля и тока вдоль стержня осциллируют, причём в направлении к дальнему концу стержня средний уровень осцилляций плавно уменьшается, а размах осцилляций, наоборот, постепенно увеличивается. Отсюда следуют два вывода. Во-первых, результирующие распределения поля и тока вдоль стержня складываются как результат интерференции полей и токов двух собственных волн: одной, бегущей от зазора к краю вибратора, и второй, бегущей в противоположном направлении и образующейся в результате отражения первой собственной волны от края вибратора. Во-вторых, модули полей и токов для обеих собственных волн плавно уменьшаются по мере их распространения вдоль стержня.

Отметим, что средняя амплитуда поля уменьшается вдоль плеча вибратора много медленнее, чем если бы она убывала в соответствии с законом сферической расходимости волны вида $H_\varphi \sim 1/R$, как для кривой 2 на рисунке 4, где R - расстояние от центра вибратора до точки наблюдения. Действительно, на участках, где ордината кривой 2 меняется в разы, ордината кривой 1 меняется только на десятки процентов. Отсюда следует вывод о том, что распространение собственной волны по стержню – самостоятельный процесс, сопровождающийся переносом мощности вдоль стержня.

Расстояние между осцилляциями модулей поля и тока вдоль вибратора составляет половину длины волны, как это видно из хода кривой 1 на рисунке 4. Так, например, можно проверить, что на отрезке z∈[0.1м,0.6м] длиной 0.5м, что составляет 5 длин волн, укладывается 10 осцилляций. Это

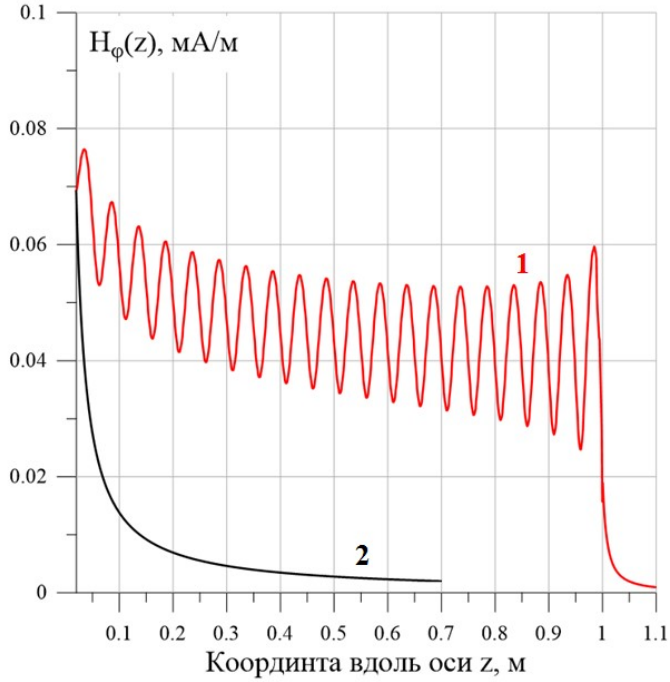


Рисунок 4 – Распределение поля H_φ вдоль правого плеча вибраторной антенны. H_φ вычислялось на поверхности стержня, являвшегося правым плечом антенны

говорит о том, что встречные собственные волны бегут вдоль стержня со скоростью света. Тогда, как следует из анализа подобных случаев в литературе (смотри, например, руководства [5,6]), собственная волна металлического стержня является ТЕМ-волной. При этом вид зависимости поперечных компонент напряжённостей электрического и магнитного поля E_r, H_φ собственной волны от координаты r (поле однородно по φ) определяется из решения уравнения Лапласа в поперечной плоскости и совпадает с видом зависимости для решений двумерных задач электростатики (поле нити зарядов) и магнитостатики (поле нити тока): $E_r, H_\varphi \sim 1/r$. Поля E_r, H_φ образуют единую собственную волну: положив $E_r = \Psi/r \cdot exp(-ik_o z)$, из второго уравнения Максвелла $rot\ \boldsymbol{E} = -i\mu\omega_o \boldsymbol{H}$, приходим к выражению для $H_\varphi = -\Psi/(Z_0 \cdot r) \cdot exp(-ik_0 z)$, где Z_o – волновое сопротивление свободного пространства. Таким образом, структура полей у собственной волны металлического стержня такая же, как у основной волны коаксиальной линии, но внешний проводник отсутствует.

Отметим, что собственная волна металлического стержня в области, бесконечной по радиальной координате, переносит бесконечную мощность. Действительно, интегрируя модуль вектора Пойнтинга по сечению, перпендикулярному стержню, получим:

$$P = \int\limits_S \Pi\, dS = \frac{|\Psi|^2}{Z_0} \cdot \int\limits_a^\infty \int\limits_0^{2\pi} \frac{1}{r^2} r\, dr\, d\varphi = \frac{2\pi \cdot |\Psi|^2}{Z_0} \cdot \int\limits_a^\infty \frac{1}{r} dr = \frac{2\pi \cdot |\Psi|^2}{Z_0} \cdot (\ln(\infty) - \ln(a)). \qquad (2)$$

На этом основании принято считать, что волны такого вида не существует (смотри, например, [5,6]). Правильнее утверждать, однако, что из непротиворечивости структуры собственной волны металлического стержня следует возможность её существования, однако в бесконечной по радиальной координате области амплитуда волны должна быть равна нулю. Более подробно – с увеличением вплоть до бесконечности радиальных координат границ области, в которой формируется собственная волна металлического стержня после её возникновения, амплитуда собственной волны должна стремиться к нулю. Такой подход позволяет согласовать, с одной стороны, факт формирования приповерхностных максимумов диаграмм около направлений ориентации металлического стержня именно собственными волнами стержня и, с другой стороны, выводы из анализа возможной структуры собственной волны однопроводной линии, здесь интерпретируемой как металлический стержень, в бесконечной по радиальной координате области и в предположении бесконечности стержня.

Области нанесения поглотителя, наилучшие для подавления приповерхностных максимумов излучения

Из вывода о формировании приповерхностных максимумов излучения вокруг направления ориентации металлического стержня вследствие излучения тока, бегущего из начала в конец стержня синхронно со связанной с ним собственной волной стержня, следует заключение, что наилучшим способом подавить формирование приповерхностных максимумов является подавление собственной волны стержня сразу у места её формирования. Это заключение подтверждают примеры, рассматриваемые далее в этом разделе.

В [4] было изучено влияние на диаграмму обратного рассеяния протяжённого тонкого металлического стержня, оказываемое нанесением РПП только на один из концов стержня при том, что длина области нанесения много меньше длины стержня. По результатам натурных и вычислительных экспериментов было определено, что для понижения приповерхностного максимума моностатической ЭПР в одну сторону от стержня нужно нанести РПП на противоположный конец стержня.

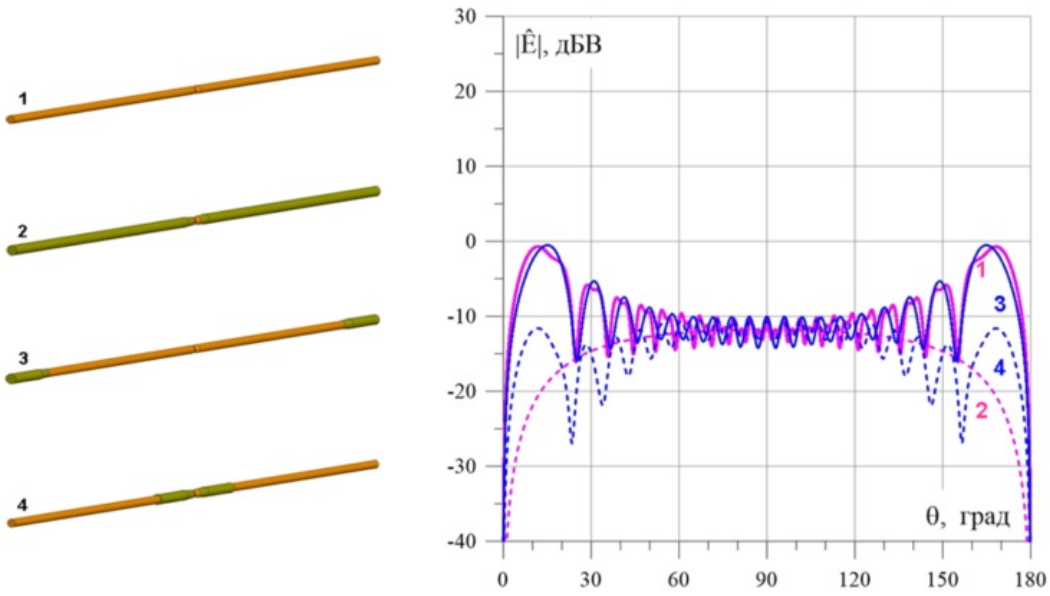


Рисунок 5 – Подавление приповерхностных максимумов диаграммы направленности вибраторной антенны

В [4] не использовалось понятия собственной волны стержня. Однако, основываясь на результатах настоящей работы, изложенный в [4] результат можно объяснить следующим образом. При нанесении РПП на один из концов стержня будет ослаблена генерация собственной волны, уходящей в противоположную сторону от замаскированного конца стержня. Соответственно и приповерхностный максимум обратного рассеяния в направлении, для которого замаскированный конец стержня является дальним, будет подавлен. Вместе с тем собственная волна, возбуждаемая на незамаскированном конце, будет проходить по стержню расстояние, сопоставимое с длиной стержня, без уменьшения амплитуды. Поэтому и приповерхностный максимум обратного рассеяния со стороны, противоположной незамаскированному концу стержня, изменится незначительно.

Тот же представленный в [4] результат свидетельствует ещё раз о том, что именно излучение тока, пробежавшего по стержню определённую дистанцию в связке с соответствующей собственной волной, является причиной формирования приповерхностного максимума, а не дифракция собственной волны на конце стержня. Действительно, при прохождении части стержня, на которую нанесено поглощающее покрытие, собственная волна одинаковым образом ослабляется независимо от того, приходится ли область на начало или конец пути, пробегаемого собственной волной вдоль стержня. Тогда и изменения приповерхностных максимумов обратного рассеяния должны быть сопоставимы в обе стороны от замаскированного конца стержня, чего не наблюдается.

Рассмотрим далее результаты расчётов диаграммы направленности вибраторной антенны для четырёх электродинамических моделей, изображения которых представлены на рисунке 5 слева: 1 – вибраторная антенна, 2 – та же вибраторная антенна, на оба плеча которой нанесено РПП, 3 – как 1 и РПП нанесено на концы стержней – плечей вибратора, 4 – как 1 и РПП нанесено вплотную к области питания вибратора. Соответствующие диаграммы направленности, помеченные теми же номерами, представлены на графике на рисунке 5 справа.

Видно, что диаграммы в случаях 1 и 3 мало отличаются друг от друга. В случае 2 все осцилляции диаграммы направленности подавлены, включая приповерхностные максимумы, а при нанесении РПП в окрестности зазора между плечами вибратора (кривая 4) приповерхностные максимумы и другие осцилляции диаграммы подавлены в значительной степени. Очевидно, при этом собственные волны металлических стержней, возникающие на выходе из области питания вибратора, пробегают минимальное расстояние вдоль стержня с непониженной амплитудой волны. Из рисунка 5 очевидна разница между результатами нанесения РПП в конце и в начале стержней: в первом случае диаграмма направленности антенны почти не изменилась, во втором случае приповерхностные максимумы диаграммы направленности (и осцилляции диаграммы направленности в целом) заметно понижены.

Заключение

1. Единой причиной формирования приповерхностных максимумов диаграммы рассеяния металлическим стержнем около направления ориентации стержня и диаграммы направленности вибраторной антенны около направления ориентации плеч вибратора является излучение тока, бегущего по стержню со скоростью света вследствие движения соответствующей собственной волны вдоль стержня.

2. Собственная волна металлического стержня с ТЕМ поперечной структурой поля, как у основной волны коаксиальной линии, имеет ненулевую амплитуду в ограниченной по радиальной координате области. Амплитуда собственной волны плавно уменьшается, стремясь к нулю по мере расширения границ области, в которой она формируется.

3. Для эффективного подавления приповерхностных максимумов собственные волны металлического стержня и связанные с их движением токи необходимо подавить сразу в области их формирования: на концах стержня для подавления приповерхностных максимумов его диаграммы рассеяния и на выходе из зазора между плечами вибраторной антенны для подавления приповерхностных максимумов её диаграммы направленности.

Список литературы

[1] Radar Cross Section / E.F. Knott, J.F. Shaeffer, M.T. Tuley. 2nd ed., SciTech Publishing, Inc., USA. 2004. 637 p.

[2] Лебедев А.М., Обухов М.Л., Селин И.А., Фурманова Т.А. Закономерности двухпозиционного рассеяния металлическим треугольником. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2019. № 12. doi: 10.30898/1684-1719.2019.12.15 EDN: ZZNUHM

[3] Feko, https://www.altair.com.

[4] Елизаров С.В., Краснолобов И.И., Лебедев А.М., Семененко В.Н., Федоренко А.И., Фурманова Т.А. Минимизация вклада в обратное рассеяние от поверхностных волн на тонком металлическом стержне путём нанесения радиопоглощающего покрытия на один из концов стержня // Труды международной научной конференции “Излучение и рассеяние электромагнитных волн ИРЭМВ-2013”. Таганрог: Изд-во ЮФУ, 2013. С.329-333.

[5] Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. М., Наука, 1989. 543 с.

[6] Баскаков С.И. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Высшая школа, 1992. 416 с.

Ссылка для цитирования:

Лебедев А.М., Фурманова Т.А., Семененко В.Н., Семизбаев А.Д. Формирование приповерхностных максимумов излучения собственными волнами тонких металлических стержней // Современная электродинамика. 2025. Т. 4, № 6(20). С. 11-18. EDN GILCQS, doi: 10.24412/2949-0553-2025-620-11-18

Citation link:

Lebedev A.M., Furmanova T.A., Semenenko, Semizbaev A.D. Formation of near-surface radiation maxima by eigenwaves of thin metal rods // Modern Electrodynamics. 2025. Vol. 4, No. 6(20). P. 11-18. EDN GILCQS, doi: 10.24412/2949-0553-2025-620-11-18

УДК 535.016

Синтез и исследование тонкоплёночного нераспыляемого геттерного покрытия Ti-Zr-V с низкой температурой активации для микроэлектронных устройств

А.С. Набоко[1], В.И. Полозов[1], А.П. Шматков[2], А.В. Дорофеенко * [1], А.М. Мерзликин[1], И.А. Рыжиков[1]

[1] *Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Москва, Россия*
[2] *Московский энергетический институт, Москва, Россия*

Статья поступила в редакцию 12.12.2025
Одобрена после рецензирования 24.12.2025
Принята к публикации 25.12.2025

Аннотация

В статье представлены результаты разработки и экспериментального исследования тонкоплёночного нераспыляемого газопоглотителя (NEG) на основе трёхкомпонентной системы Ti-Zr-V. Методом магнетронного распыления с использованием трёх независимых источников получено покрытие со стехиометрией, близкой к целевому составу $Ti_{31}Zr_{18}V_{51}$. Специально разработанный вакуумный стенд позволил подтвердить возможность активации покрытия при температуре 200°C в течение 24 часов. Динамические кривые остаточного давления продемонстрировали эффективность активированного геттера в поддержании вакуума в изолированной камере в течение нескольких часов, в отличие от неактивированного или насыщенного состояния. Полученные результаты подтверждают перспективность применения синтезированного покрытия в устройствах, содержащих чувствительные к перегреву микроэлектронные компоненты, и соответствуют современным тенденциям снижения температуры активации NEG-материалов. Для полной характеристики сорбционных свойств покрытия в отношении ключевых газов (CO, H_2) требуется дальнейшая разработка специализированной экспериментальной установки.

Ключевые слова: нераспыляемый геттер, Ti-Zr-V покрытие, низкотемпературная активация, микроэлектронные устройства

EDN: SOIWDA

doi:10.24412/2949-0553-2025-620-19-25

Synthesis and study of a thin-film non-evaporable getter Ti-Zr-V coating with low activation temperature for microelectronic devices

A.S. Naboko[1], V.I. Polozov[1], A.P. Shmatkov[2], A.V. Dorofeenko*[1], A.M. Merzlikin[1], I.A. Ryzhikov[1]

[1] *Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics of RAS, Moscow, Russia*
[2] *Moscow Power Engineering Institute, Moscow, Russia*

* adorofeenko@itae.ru

*Автор, ответственный за переписку: Александр Викторович Дорофеенко, adorofeenko@itae.ru

Abstract

We report a development and experimental study of a thin-film non-evaporable getter (NEG) based on the three-component Ti-Zr-V system. A coating with a stoichiometry close to the target $Ti_{31}Zr_{18}V_{51}$ composition was obtained using magnetron sputtering with three independent sources. A specially designed vacuum test bench confirmed the possibility of activating the coating at a temperature of 200°C for 24 hours. Dynamic residual pressure curves demonstrated the effectiveness of the activated getter in maintaining vacuum in an isolated chamber for several hours, unlike the non-activated or saturated state. The obtained results confirm the promise of applying the synthesized coating in devices containing microelectronic components sensitive to overheating and align with current trends in lowering the activation temperature of NEG materials. For a complete characterization of the coating's sorption properties regarding key gases (CO, H_2), further development of a specialized experimental setup is required.

Key words: non-evaporable getter, Ti-Zr-V coating, low-temperature activation, microelectronic devices

Введение

Нераспыляемые газопоглотители (Non-Evaporable Getters, NEG) представляют собой металлические сплавы, преимущественно на основе элементов IV группы (Ti, Zr, Hf), способные после специальной термической активации хемосорбировать активные газы. Это свойство делает их незаменимыми для создания и поддержания сверхвысокого вакуума (СВВ) в замкнутых объемах, где надежность и долговечность являются важными параметрами. Классическая область применения NEG — вакуумные системы ускорителей элементарных частиц и синхротронного излучения, где они обеспечивают распределенную откачку вдоль протяженных камер, подавляя газовыделение под воздействием излучения [1,2]. В последние десятилетия благодаря развитию технологий тонкопленочного напыления наблюдается переход от объёмных геттерных полос к тонкоплёночным NEG-покрытиям. Это позволило интегрировать NEG-покрытия в современные миниатюрные устройства, требующие поддержания заданной газовой среды или высокого вакуума в герметичной камере на протяжении всего срока эксплуатации. К таким приборам относятся монолитные СВЧ интегральные схемы [3,4], гироскопы, резонаторы, миниатюрные ИК-сенсоры, а также разнообразные микроэлектромеханические системы (МЭМС) [5,6].

NEG-покрытие представляет собой металлический слой толщиной от долей до десятков микрон, обладающий однокомпонентным или многокомпонентным составом и нанокристаллической или столбчатой наноструктурой [7]. Его основное свойство — способность после активации хемосорбировать активные газы (O_2, N_2, CO, CO_2, H_2, H_2O и др.), кроме инертных газов и большинства углеводородов. Это позволяет компенсировать газовый поток, поступающий в камеру вследствие натекания извне, диффузионной десорбции из материалов и газовыделения при работе устройства. Термическая десорбция с участков, покрытых активированным NEG, эффективно подавляется хемосорбцией на активной поверхности. Активация покрытия — это процесс диффузии газов (прежде всего кислорода) из поверхностного пассивирующего слоя в объем материала при нагреве в вакууме. Успешная активация приводит к очистке поверхности и восстановлению ее химической активности [8]. Важнейшими параметрами при разработке состава и микроструктуры геттерного покрытия являются температура активации, сорбционная емкость и скорость сорбции. Если конструкцией прибора предусмотрена возможность нагрева без разгерметизации, также важен параметр количества циклов реактивации.

Для большинства газов, таких как O_2, N_2, CO, CO_2, характерна поверхностная сорбция. В этом режиме сорбционная емкость ограничена количеством хемоактивных центров на поверхности. Исследования показывают, что увеличение шероховатости поверхности, а также создание пористой, столбчатой наноструктуры покрытия позволяет увеличить эффективную площадь поверхности и, соответственно, емкость на 1–2 порядка [6,7,9]. Как правило, в качестве маркерного газа для характеристики поверхностной емкости выбирают CO, поскольку он отражает типичный механизм и кинетику поверхностной реакции, не диффундирует глубоко в пленку при комнатной температуре и дает четкий сигнал насыщения поверхности [8].

Диффузионная сорбция, характерная прежде всего для водорода (H_2), отличается значительно большей емкостью, поскольку газ распределяется по всему объему геттерного материала. Однако этот процесс сильнее зависит от температуры и может быть обратимым (например, с выделением H_2 при нагреве) [1,10]. Именно H_2 выступает маркерным газом для исследования диффузионных свойств NEG-покрытий.

Процесс активации подразумевает нагрев покрытия в высоком вакууме (порядка 10^{-6} Па и ниже) до температуры, при которой становится возможной быстрая диффузия сорбированных на поверхности газов вглубь материала. При этом реализуется модель диффузии из ограниченного источника, и

поверхность освобождается для последующей сорбции [1,8]. Количество возможных циклов реактивации (после кратковременных контактов с атмосферой) определяется степенью «отравления» объема геттера примесями. Чем меньше отношение площади поверхности к объему материала, тем больше циклов можно выполнить. Однако накопление примесей от цикла к циклу постепенно повышает температуру, необходимую для последующей активации [8].

Современные исследования в области NEG-технологий сосредоточены на трех главных направлениях.

1. Снижение температуры активации для совместимости с температурными ограничениями материалов камер (например, алюминиевых сплавов, выдерживающих нагрев не более 200°C) и технологическими процессами сборки МЭМС-устройств. Прорывом стало открытие тройного сплава Ti-Zr-V, который активируется при 180°C в течение 24 часов [8,11]. Дальнейшее снижение до 160–150°C было достигнуто в четверных сплавах Ti-Zr-Hf-V и за счет оптимизации морфологии покрытия [12]. Исследуется даже возможность использования одноэлементных покрытий, таких как цирконий с колончатой структурой, активирующихся при 160°C [12].

2. Увеличение сорбционной емкости и скорости за счет управления микроструктурой. Применение методов напыления под большим углом (GLAD – Glancing Angle Deposition) позволяет создавать высокопористые, столбчатые наноструктуры с огромной удельной поверхностью, что напрямую повышает поверхностную емкость и скорость сорбции [7,9].

3. Расширение функциональности и областей применения. Помимо традиционной вакуумной техники, NEG-материалы рассматриваются для решения специфических задач, таких как очистка теплоносителя первого контура (гелия) от трития в перспективных термоядерных реакторах типа DEMO [10]. В этом контексте изучаются коммерческие сплавы ST707, ST101 и перспективный ZAO, способные эффективно сорбировать водород и его изотопы.

В данной работе предложены методы получения и оценки эффективности тонкоплёночного NEG-покрытия для чувствительных к нагреву микроэлектронных устройств. Активация полученного покрытия возможна при температуре 200 °C, а длительность активации не превышает 24 часов.

Методы и экспериментальная часть

Среди NEG-покрытий трехкомпонентный нераспыляемый геттер элементного состава TiZrV обладает одной из наиболее низких температур активации [13], что критично при интеграции его в корпус с чувствительными к нагреву микроэлектронными компонентами. Цель работы заключалась в получении тонкоплёночного геттера состава TiZrV заданной стехиометрии с температурой активации менее 200 °C, а также в проверке параметров (температуры и времени) его активации на разработанном стенде. В качестве целевого состава на основе литературных данных [2,14] был выбран состав $Ti_{31}Zr_{18}V_{51}$ с ожидаемой температурой активации менее 200 °C и временем активации до 24 часов. В качестве метода нанесения геттера применялось DC магнетронное распыление в среде Ar в высокопроизводительной установке барабанного типа, подходящей для массового изготовления устройств с NEG-покрытием. Свойства NEG-покрытий, полученных магнетронным распылением в установках такого типа, ранее не освещались. Известно, что при распылении трехкомпонентной мишени и осаждении материала на подложку стехиометрия будет неконтролируемо отличаться от исходного состава мишени, что связано с разницей в коэффициентах распыления компонентов сплава. Для обеспечения поддержания стехиометрии, а также для её контроля в широких пределах был применен метод магнетронного нанесения с трех независимых источников, на каждый из которых была установлена мишень из чистого Ti, Zr или V. Управление составом NEG-покрытия осуществлялось путём варьирования мощности каждого из магнетронных источников.

Состав полученного геттера контролировался методом локального рентгеноспектрального анализа (EDX) и показал стехиометрическое соотношение Ti/Zr/V = 31:18:51, что оказалось близко к целевому соотношению. Для проверки температуры активации полученного геттера был разработан стенд (см. рис. 1).

Стенд состоит из нескольких элементов: кассета с геттерным покрытием, вакуумная камера с внешним нагревателем, вакуумная система, включающая в себя криогенный вакуумный насос и клапан, а также датчик. Кассета собиралась из отдельных дисков толщиной 0,5 мм и диаметром 40 мм (равным внутреннему диаметру камеры), выполненных из бескислородной меди, для обеспечения равномерного нагрева NEG-покрытия и хорошего термического контакта с нагреваемыми стенками камеры. Нанесение геттера производилось на обе стороны дисков, закрепленных на вращающемся барабане с целью обеспечения однородности слоя. Во избежание загрязнения слоя геттера примесями

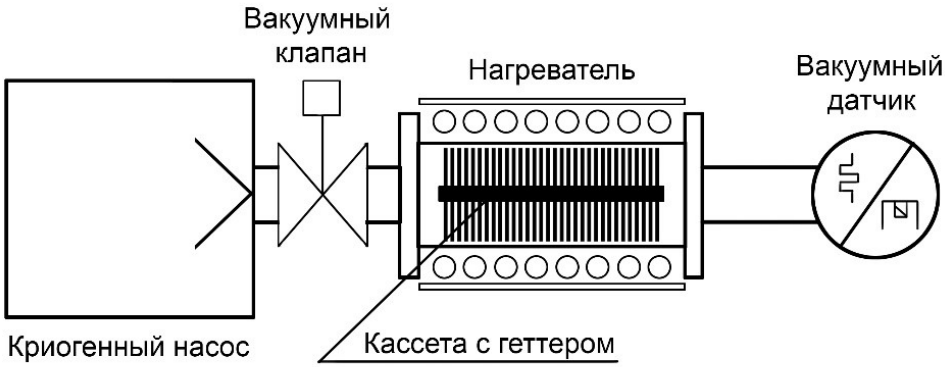


Рисунок 1 – Схема вакуумного стенда

со стороны подложки в процессе активации диски предварительно, в одном процессе с осаждением NEG, покрывались слоем титана толщиной 100 нм. Коэффициент диффузии в Ti при температуре 200 °C составляет порядка 10-23 см^2/с, что делает титан стоп-слоем для примесей. Далее 80 дисков с нанесенным на них геттером собирались в кассету с зазором 0,5 мм между дисками, которая затем помещалась в вакуумный стенд (см. рис. 2). Толщина слоя NEG на каждой стороне диска составила 1,2 мкм.

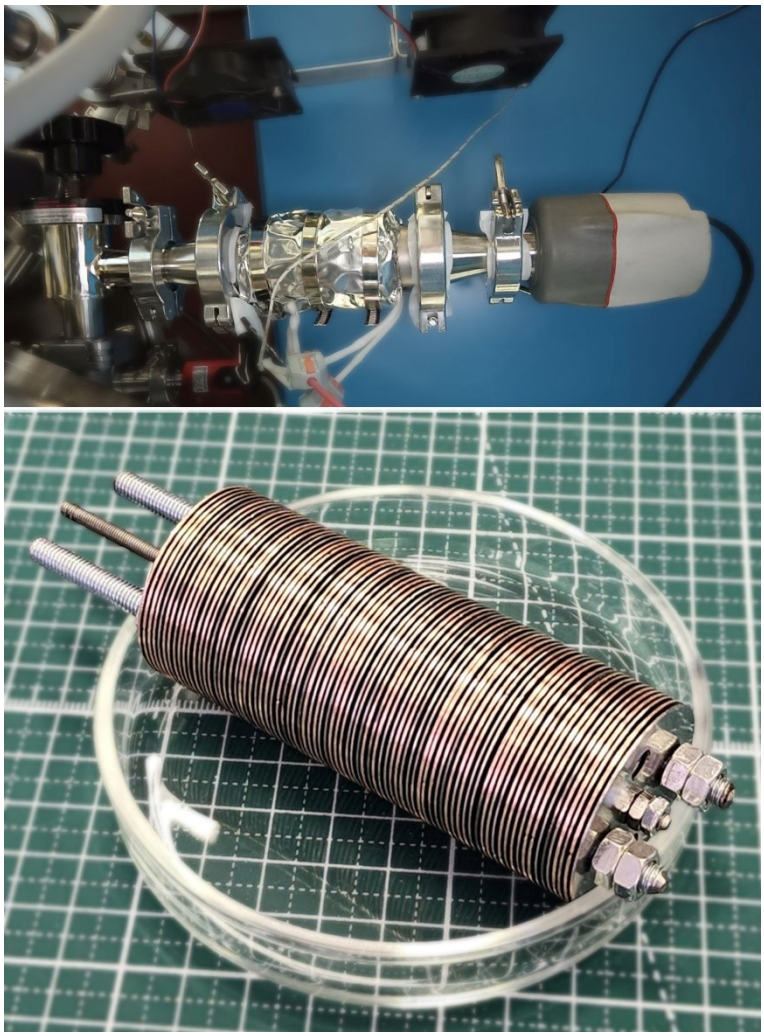


Рисунок 2 – Фотография измерительного стенда и кассеты с медными пластинами, покрытыми геттером

Такая конструкция кассеты позволила увеличить площадь поверхности геттера относительно внутренней поверхности камеры в соотношении 5,8 к 1. Стенд подключался к вакуумной системе с криогенным насосом в составе и откачивался до предельного давления 10^{-6} Торр. Для контроля вакуума применялся двухдиапазонный вакуумный датчик Edwards (пирани/холодный катод). Отсекание стенда от вакуумного насоса осуществлялось высоковакуумным клапаном.

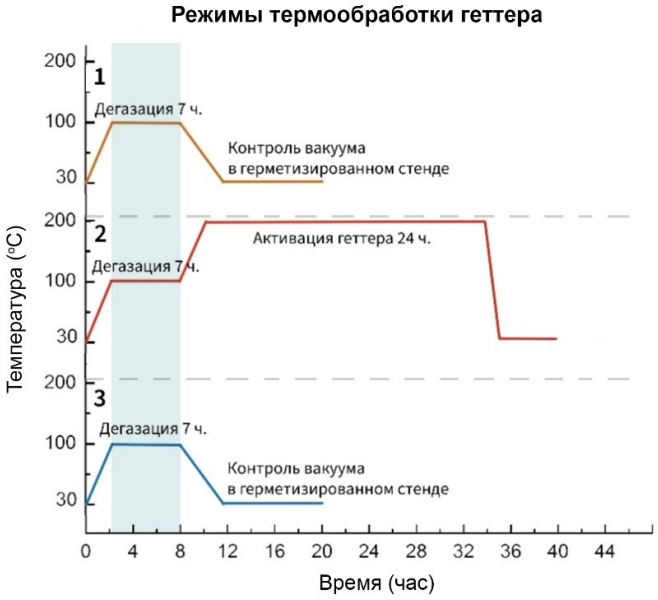


Рисунок 3 – Режимы термообработки геттера: 1) термограмма без активации, 2) термограмма с активацией, 3) термограмма без активации после насыщения

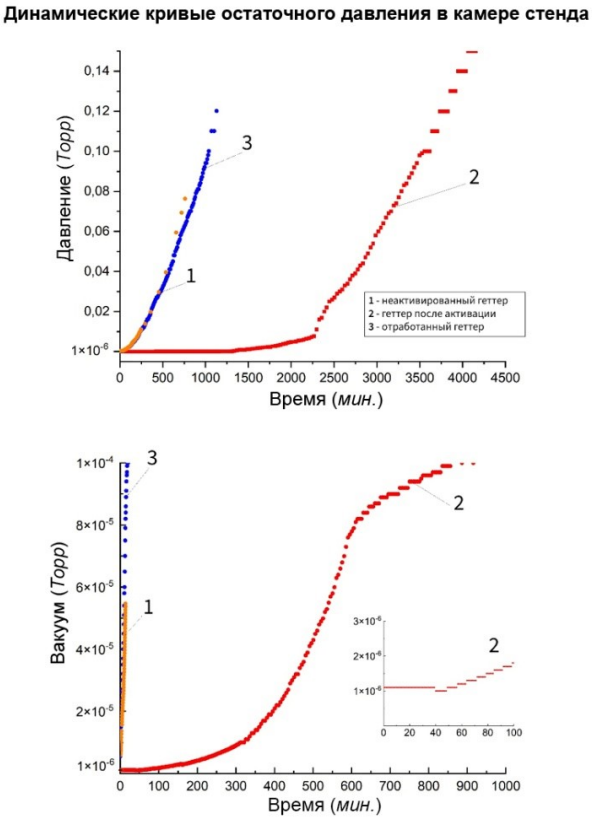


Рисунок 4 – Динамические кривые остаточного давления в камере стенда в линейном и логарифмическом масштабах

Процесс проверки геттера происходил в три этапа. На первом этапе неактивированный геттер

откачивался до предельного вакуума 10^{-6} Торр, после чего камера прогревалась до 100 °C в течение 7 часов (рис. 3), чтобы обеспечить первичную дегазацию и удаление остаточных молекул H_2O со стенок камеры. Затем стенд отсекался от вакуумной системы, и записывалась зависимость давления в камере от времени. Рост давления в данном случае происходил за счет натеканий и дегазации.

На втором этапе стенд открывался на атмосферу и снова затем откачивался до предельного вакуума, но после 7 ч. процесса дегазации происходил нагрев до 200 °C и активация в течение 24 ч., затем камера снова отсекалась с последующим измерением зависимости давления в ней от времени. На третьем этапе повторялась термограмма первого этапа для изучения свойств геттера в насыщенном состоянии.

Обсуждение результатов

Как видно из графиков, кривые 1 и 3 совпадают, то есть геттер до активации ведет себя аналогично геттеру после полного насыщения, что говорит о надежности метода контроля по остаточному давлению. Динамическая кривая 2 показывает значительное отличие, на ней можно выделить несколько участков, отличающихся друг от друга скоростью роста давления газа в камере с образцом. Такое изменение давления связано с постепенным насыщением геттера, что приводит к уменьшению скорости его сорбции. В области среднего и низкого вакуума угол наклона кривой 2 становится равным углу наклона кривых 1 и 3. Это говорит о полном насыщении геттера, который больше не компенсирует натекания в камеру и дегазацию её элементов. Стоит отметить, что в камере с неактивированным или насыщенным геттером после отсечения от вакуумного насоса давление растет более чем на два порядка менее, чем за 2 минуты, а активированный геттер устойчиво поддерживает вакуум в первые 5 часов.

Полученная зависимость показывает, что выдержка при температуре 200 °C в течение 24 часов достаточны для активации геттера состава $Ti_{31}Zr_{18}V_{51}$. Выдержка при 100 °C при этом не приводит к активации поверхности, что даёт возможность использовать такой геттер при операциях пайки в вакууме без деградации его свойств. Данный геттер удовлетворяет требованиям применения его в комплексе с чувствительными микроэлектронными устройствами без риска их повреждения в процессе активации. Другие параметры, такие как сорбционная емкость и скорость сорбции по компоненту газовой среды (CO) определить на данном стенде не представляется возможным, поскольку не предусмотрен способ контроля атмосферы, натекающей в камеру. Разные компоненты атмосферы существенно отличаются по своей сорбционной способности, и одни ингибируют сорбцию других, например, CO подавляет сорбцию N_2 и O_2. Для определения селективных параметров NEG требуется разработка более совершенного стенда, работы над которым в настоящий момент ведутся.

Заключение

В результате проведенной работы был успешно синтезирован трёхкомпонентный нераспыляемый геттерный сплав на основе системы Ti-Zr-V с целевой стехиометрией $Ti_{31}Zr_{18}V_{51}$. Метод магнетронного распыления с использованием трёх независимых источников позволил обеспечить воспроизводимое получение покрытий с составом, близким к расчётному.

С помощью специально разработанного вакуумного стенда экспериментально подтверждена возможность активации полученного геттерного покрытия при температуре 200°C в течение 24 часов. Динамические кривые остаточного давления, зарегистрированные для трёх состояний геттера (неактивированного, активированного и насыщенного), продемонстрировали принципиальное различие в его газопоглотительных свойствах. Активированное покрытие эффективно поддерживало вакуум в изолированной камере в течение нескольких часов, в то время как неактивированное или насыщенное покрытие не оказывало существенного влияния на рост давления. Эти данные подтвердили работоспособность использованной методики контроля и достижение основной цели — получения геттера с температурой активации, не превышающей 200°C.

Проведённое исследование подтвердило перспективность применения трёхкомпонентного магнетронного распыления для создания тонкопленочных NEG-покрытий с заданными свойствами. Полученный результат соответствует требованиям интеграции геттерных элементов в конструкции, содержащих чувствительные к перегреву микроэлектронные компоненты.

Для полной характеристики синтезированного материала, в частности определения его селективной сорбционной ёмкости и скорости поглощения по отношению к таким ключевым газам, как CO и H_2, необходима дальнейшая разработка более специализированной экспериментальной установки, позволяющей контролировать состав вводимой газовой смеси и минимизировать влияние натеканий.

Список литературы

[1] Benvenuti C. Non-evaporable getters: From pumping strips to thin film coatings // Proceedings of EPAC 1998. 1998. P. 1-3.

[2] Benvenuti C. A novel route to extreme vacua: the non-evaporable getter thin film coatings // Vacuum. 1999. V. 53. N 1-2. P. 219-225. doi: 10.1016/S0042-207X(98)00377-7 EDN: LFOAEZ

[3] Camp W. O., Lasater R., Genova V., Hume R. Hydrogen effects on reliability of GaAs MMICs // 11th Annual Gallium Arsenide Integrated Circuit (GaAs IC) Symposium - IEEE, 1989. С. 203-206.

[4] Saito Y. Пат. РФ, МПК7 Hydrogen getter for integrated microelectronic assembly. № заявл. опубл.

[5] Boffito C. A new generation of porous non-evaporable getters // Vacuum. 1985. V. 35. N 1. P. 13-17.

[6] Kim Y. Development and Characterization of Non-Evaporable Getter Thin Films with Ru Seeding Layer for MEMS Applications // Micromachines. - 2018. V. 9. N 10. P. 490.

[7] Li C., Huang J., Lin R., Chang H., Ting J. Fabrication and characterization of non-evaporable porous getter films // Surface and Coatings Technology. 2005. V. 200. N 5-6. P. 1351-1355. doi: 10.1016/j.surfcoat.2005.08.076 EDN: KJLEQT

[8] Benvenuti C. Vacuum properties of TiZrV non-evaporable getter films // Vacuum. 2001. V. 60. N 1-2. P. 57-65.

[9] Malyshev O. B. Single metal zirconium non-evaporable getter coating // Vacuum. 2020. V. 179. P. 109510. doi: 10.1016/j.vacuum.2020.109510 EDN: STZIQB

[10] Santucci A. Novel Non-Evaporable Getter Materials and Their Possible Use in Fusion Application for Tritium Recovery // Molecules. 2020. V. 25. N 23. P. 5675. doi: 10.3390/molecules25235675 EDN: OISBKQ

[11] Chiggiato P., Pinto P. C. Ti-Zr-V non-evaporable getter films: From development to large scale production for the Large Hadron Collider // Thin Solid Films. 2006. V. 515. N 2. P. 382-388. doi: 10.1016/j.tsf.2005.12.218 EDN: MJFQTD

[12] Malyshev O. B. Effect of coating morphology on the electron stimulated desorption from Ti-Zr-Hf-V nonevaporable-getter-coated stainless steel // Vacuum. 2012. V. 86. N 7. P. 1030-1033. doi: 10.1016/j.vacuum.2012.04.033 EDN: RMSNGX

[13] Fraxedas J., Sauthier G., Tran L., Carlino V. Lowering the activation temperature of Ti-Zr-V non-evaporable getter films by removing surface carbon contamination: An in situ XPS study // Vacuum. 2025. V. 234. P. 114063. doi: 10.1016/j.vacuum.2025.114063 EDN: QYTAFT

[14] Valizadeh R., Malyshev O., Colligon J., Hannah A., Vishnyakov V. Comparison of Ti-Zr-V nonevaporable getter films deposited using alloy or twisted wire sputter-targets // Journal of Vacuum Science & Technology A. 2010. V. 28. N 6. P. 1404-1412. doi: 10.1116/1.3504600 EDN: OKVFHH

Ссылка для цитирования:

Набоко А.С., Полозов В.И., Шматков А.П., Дорофеенко А.В., Мерзликин А.М., Рыжиков И.А. Синтез и исследование тонкоплёночного нераспыляемого геттерного покрытия Ti-Zr-V с низкой температурой активации для микроэлектронных устройств // Современная электродинамика. 2025. Т. 4, № 6(20). С. 19-25. EDN SOIWDA, doi: 10.24412/2949-0553-2025-620-19-25

Citation link:

Naboko A.S., Polozov V.I., Shmatkov A.P., Dorofeenko A.V., Merzlikin A.M., RyzhikovI.A. Synthesis and study of a thin-film non-evaporable getter Ti-Zr-V coating with low activation temperature for microelectronic devices // Modern Electrodynamics. 2025. Vol. 4, No. 6(20). P. 19-25. EDN SOIWDA, doi: 10.24412/2949-0553-2025-620-19-25