



РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ
ЕСТЕСТВЕННЫХ НАУК

ОТДЕЛЕНИЕ ПРОБЛЕМ
РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ,
НАНОФИЗИКИ И
ИНФОРМАЦИОННЫХ
ТЕХНОЛОГИЙ

РЭНСИТ:

**РАДИОЭЛЕКТРОНИКА.
НАНОСИСТЕМЫ.
ИНФОРМАЦИОННЫЕ
ТЕХНОЛОГИИ.**

2023, том 15, № 4

ОСНОВАН В 2009 г. - печатное издание
С 2014 г. - печатное и сетевое издание
ВЫХОДИТ ЧЕТЫРЕ РАЗА В ГОД
МОСКВА

Главный редактор

Грачёв В.И.

grachev@cplire.ru

Зам. гл. редактора

Макаров В.А., д.ф.-м.н., МГУ

Зам. гл. редактора

Губин С.П., д.х.н., ИОНХ РАН

Ответственный секретарь

Кашин В.В., к.ф.-м.н., ИРЭ РАН

kashin@cplire.ru

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Андреев А.В., д.ф.-м.н., МГУ

Бушуев В.А., д.ф.-м.н., МГУ

Гуляев Ю.В., д.ф.-м.н., акад.РАН, ИРЭ

Дмитриев А.С., д.ф.-м.н., ИРЭ РАН

Илюшин Я.А., д.ф.-м.н., МГУ

Козарь А.В., д.ф.-м.н., МГУ

Колесов В.В., к.ф.-м.н., ИРЭ РАН

Корнилова А.А., к.ф.-м.н., МГУ

Окопуб А.В., д.ф.-м.н., ИНХ СО РАН

Орешко А.П., д.ф.-м.н., МГУ

Петров И.Б., д.ф.-м.н., ч.-к. РАН, МФТИ

Потапов А.А., д.ф.-м.н., ИРЭ РАН

Русakov В.С., д.ф.-м.н., МГУ

Сипов А.С., д.ф.-м.н., акад.РАН, МИРЭА

Солдатов Е.С., д.ф.-м.н., МГУ

Фетисов Ю.К., д.ф.-м.н., МИРЭА

Черепенин В.А., д.ф.-м.н., ч.-к.РАН, ИРЭ

Верона Э., DrSci, Италия

Кавазое Е., DrSci, Япония

Кадыржанов К.К., DrSci, Казахстан

Личэн Цзяо, Ph.D., Китай

Мак Кен Питер Пауль, DrSci, США

Сангаа Дэлег, DrSci, Монголия

Скиртач А., DrSci, Бельгия

Энхтор Л., DrSci, Монголия

ISSN 2218-3000

Журнал зарегистрирован в Министерстве связи и
массовых коммуникаций Российской Федерации.
Свидетельство ПИ №ФС77-38976 от 02.03.2010 г.

Все права защищены. Никакая часть этого издания
не может быть воспроизведена в какой-либо форме
без письменного разрешения издателя.

©РАЕН 2023

АДРЕС РЕДАКЦИИ:

125009 МОСКВА, РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ,
ул. Моховая, 11, корп. 7, к. 218-219,
тел. +7 495 629 3368, факс 495 629 3678 Грачеву В.И.

Отпечатано в изд.-полиграфич. центре "МАСКА"
г. Москва 117303, ул. Малая Юношеская, 1/2.

СОДЕРЖАНИЕ

РАДИОЭЛЕКТРОНИКА

О НАПРАВЛЕННОМ ИЗЛУЧЕНИИ СВЕРХКОРОТКИХ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ И ФРАКТАЛЬНОЙ
ГЕОМЕТРИИ ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ

Потапов А.А., Менькова Е.Р. 341

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАТОРОВ С ПРОДОЛЬНОМ И
ПОПЕРЕЧНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ С РАЗЛИЧНЫМИ
ПОПЕРЕЧНЫМИ РАЗМЕРАМИ

Зайцев Б.Д., Семёнов А.П., Теплых А.А., Бородин И.А. 355

ДАТЧИКИ УРОВНЯ ЖИДКОСТИ И АНАЛИЗА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ
ПРОЦЕССОВ ПРИ ЕЕ ЗАМЕРЗАНИИ НА ОБЪЕМНЫХ
АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ

Анисимкин В.И., Кузнецова И.Е., Смирнов А.В. 361

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДВИЖЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ
АППАРАТОВ НА ОСНОВЕ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ
ИЗМЕРЕНИЙ СО СВЕРХДЛИННОЙ БАЗОЙ

Афонин И.А., Поляков А.А., Тыщук Ю.Н., Головин В.В., Слёзкин Г.В. 367

ЩЕЛЕВАЯ ДВУХЭЛЕМЕНТНАЯ АНТЕННА СО СВЯЗНЫМ
ПИТАНИЕМ

Моханад Абдулахмид 377

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

СПИНТРОНИКА НЕМАГНИТНЫХ ХИРАЛЬНЫХ СРЕД НА ПРИМЕРЕ
ЭФФЕКТА ЗЕЕБЕКА

Игнатьев В.К., Перченко С.В., Станкевич Д.А. 385

НОВЫЕ СОЕДИНЕНИЯ НИТРИДА БОРА С АТОМАМИ В $SP+SP^2$ -
ГИБРИДИЗОВАННОМ СОСТОЯНИИ, СФОРМИРОВАННЫЕ НА
ОСНОВЕ СЛОЯ $BN-L_{4-8}$

Ряппенцев Д.С., Кудрявцева А.К. 393

МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

ШУМОПОДАВЛЕНИЕ СИГНАЛА ЭКГ ПУТЕМ ОПТИМИЗАЦИИ
ВЕЙВЛЕТ-ФИЛЬТРАЦИИ И УРОВНЯ РАЗЛОЖЕНИЯ СИГНАЛА

Анас Фуад Ахмед, Али Расим Ибрагим, Мэй Хатем Абуд 401

ПРИРОДОПОДОБНАЯ ПРОТИВОИНФЕКЦИОННАЯ ПРОПИТКА
МЕДИЦИНСКОЙ МАСКИ И СПОСОБ ЕЁ НАНЕСЕНИЯ

Гайдамака С.Н., Корнилов И.В., Гладченко М.А., Корнилова А.А. 411

НАНОСТРУКТУРЫ ДЛЯ IT

ГЕНЕРАЦИЯ И ДЕТЕКТИРОВАНИЕ СПИНОВОГО ТОКА В
ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ИРИДАТ/МАНГАНИТ

Ульев Г.Д., Овсянников Г.А., Константиныч К.И., Шадрин А.В., Москаль И.Е.,
Лега П.В. 415

ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

ОТРАЖЕНИЕ ЗВУКА ОТ УПРУГОЙ КОНЕЧНОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ
ОБОЛОЧКИ РАЗЛИЧНОЙ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ДЛИНЫ

Ильменков С.Л., Переселков С.А., Грачев В.И., Ладькин Н.В. 425

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАНИЦ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ СЛОЕВ МЕТОДОМ
МИГРАЦИИ В ОБРАТНОМ ВРЕМЕНИ

Шевченко А.В., Голубев В.И., Екименко А.В. 433

ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТЬ МНОГОПОЛЬЗОВАТЕЛЬСКИХ
СИСТЕМ МИМО ПРИ НЕИДЕАЛЬНОЙ ОЦЕНКЕ КАНАЛА И ДРУГИХ
ИСКАЖЕНИЯХ

Шинкевич А., Покаместов Д.А., Крюков Я.В., Рогожников Е.В., Шалин Г.Н.,
Бровкин А.А. 441

АРХИТЕКТУРА ДРАЙВЕРА КОНТРОЛЛЕРА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С
ПЛОСКОПАНЕЛЬНЫМ ДИСПЛЕЕМ ДЛЯ ОС LINUX

Пугин К.В., Мамросенко К.А., Гнацингов А.М. 453

МЕТОДОЛОГИЯ НАУКИ

В.И. ВЕРНАДСКИЙ И НОВАЯ ПАРАДИГМА

Мышинский Г.В. 463

CONTENTS

RADIOELECTRONICS

ABOUT DIRECT RADIATION OF ULTRASHORT ELECTROMAGNETIC PULSES AND FRACTAL SPACE-TIME GEOMETRY

Alexander A. Potapov, Elena R. Men'kova 341

THE INVESTIGATION OF RESONATORS WITH LONGITUDINAL AND LATERAL ELECTRIC FIELDS WITH VARIOUS SHEAR DIMENSIONS

Boris D. Zaitsev, Alexander P. Semyonov, Andrey A. Teplykh, Irina A. Borodina .. 355

SENSORS FOR LIQUID LEVEL AND ANALYSIS OF THERMODYNAMIC PROCESSES DURING ITS FREEZING BASED ON BULK ACOUSTIC WAVES

Vladimir I. Anisimkin, Iren E. Kuznetsova, Andrey V. Smirnov 361

METHOD FOR DETERMINING SPACECRAFT MOTION PARAMETERS BASED ON ULTRA-LONG-BASELINE RADIO INTERFEROMETRIC MEASUREMENTS

Igor L. Afonin, Alexander L. Polyakov, Yuri N. Tyschuk, Vladislav V. Golovin, Gennadiy V. Slyozkin 367

DESIGN OF SLOT ANTENNA BASED ON ANSOFT HFSS SOFTWARE

Mohanad Abdulhamid 377

CONDENSED MATTER PHYSICS

SPINTRONICS OF NON-MAGNETIC CHIRAL MEDIA ON THE EXAMPLE OF THE SEEBECK EFFECT

Vyacheslav K. Ignatjev, Sergey V. Perchenko, Dmitry A. Stankevich 385

NEW COMPOUNDS OF BORON NITRIDE WITH ATOMS IN THE $SP+SP^2$ -HYBRIDIZED STATE FORMED ON THE BASIS OF THE BN-L₄₋₈ LAYER

Dmitry S. Ryashentsev, Anna K. Kudryavtseva 393

MEDICAL PHYSICS

TOWARD AN OPTIMAL WAVELET FILTER AND DECOMPOSITION LEVEL FOR NOISE ELIMINATION OF THE ECG SIGNAL

Anas Fouad Ahmed, Ali Rasim Ibrahim, May Hatem Abood 401

A NATURE-LIKE ANTI-INFECTIVE IMPREGNATION OF A MEDICAL MASK AND A METHOD FOR ITS APPLICATION

Sergey N. Gaydamaka, Igor' V. Kornilov, Marina A. Gladchenko, Alla A. Kornilova .. 411

NANOSTRUCTURES FOR IT

GENERATION AND DETECTION OF SPIN CURRENT IN IRIDATE/MANGANITE HETEROSTRUCTURE

Georgy D. Ulev, Gennady A. Ovsyannikov, Karen Y. Constantinian, Ivan E. Moscal, Anton V. Shadrin, Peter V. Lega 415

INFORMATION TECHNOLOGIES

SOUND REFLECTION FROM AN ELASTIC FINITE CYLINDRICAL SHELL OF DIFFERENT RELATIVE LENGTHS

Sergey L. Ilmenkov, Sergey A. Pereselkov, Vladimir I. Grachev, Nikolay V. Ladykin 425

DETERMINATION OF THE BOUNDARIES OF GEOLOGICAL LAYERS USING THE REVERSE TIME MIGRATION METHOD

Alexey V. Shevchenko, Vasily I. Golubev, Anton V. Ekimenko 433

NOISE IMMUNITY OF MIMO MULTUSER SYSTEMS UNDER NON-IDEAL CHANNEL ESTIMATION AND OTHER DISTORTIONS

Artem Shinkevich, Dmitry A. Pokamestov, Yakov V. Kryukov, Evgeny V. Rogozhnikov, Georgy N. Shalin, Andrey A. Brovkin 44

FLAT PANEL DISPLAY CONTROLLER DRIVER ARCHITECTURE FOR LINUX OS

Konstantin V. Pugin, Kirill A. Mamrosenko, Alexander M. Giatsintov 453

METHODOLOGY OF SCIENCE

VLADIMIR I. VERNADSKY AND NEW PARADIGM

Gennady V. Mishinsky 463



RUSSIAN ACADEMY OF NATURAL SCIENCES

DEPARTMENT OF RADIOELECTRONICS, NANOPHYSICS AND INFORMATION TECHNOLOGIES PROBLEMS

RENSIT:

RADIOELECTRONICS, NANOSYSTEMS, INFORMATION TECHNOLOGIES.

2023, Vol. 15, no. 4

FOUNDED IN 2009

4 ISSUES PER YEAR

MOSCOW

Editor-in-Chief

VLADIMIR I. GRACHEV

grachev@cplire.ru

Deputy Chief Editor

Vladimir A. Makarov, DrSci, MSU

Deputy Chief Editor

Sergey P. Gubin, DrSci, IGIC RAS

Executive Secretary

Vadim V. Kashin, PhD, IRE RAS

kashin@cplire.ru

EDITORIAL BOARD

Anatoly V. Andreev, DrSci, MSU

Vladimir A. Bushuev, DrSci, MSU

Vladimir A. Cherpenin, DrSci, c-mRAS, IRE

Alexander S. Dmitriev, DrSci, IRE

Yuri K. Fetisov, DrSci, MIREA

Yuri V. Gulyaev, DrSci, acad.RAS, IRE

Yaroslav A. Ilyushin, DrSci, MSU

Anatoly V. Kozar, DrSci, MSU

Vladimir V. Kolesov, PhD, IRE

Albina A. Kornilova, PhD, MSU

Alexander V. Okotrub, DrSci, SB RAS

Aleksey P. Oreshko, DrSci, MSU

Igor B. Petrov, DrSci, c-m RAS, MIPT

Alexander A. Potapov, DrSci, IRE

Vyacheslav S. Rusakov, DrSci, MSU

Alexander S. Sigov, DrSci, acad.RAS, MIREA

Valentine M. Silonov, DrSci, MSU

Eugeny S. Soldatov, DrSci, MSU

Lkhamsuren Enkhator, DrSci (Mongolia)

Yoshiyuki Kawazoe, DrSci (Japan)

Kayrat K. Kadyrzhanov, DrSci (Kazakhstan)

Peter Paul Mac Kenn, DrSci (USA)

Jiao Licheng, Ph.D. (China)

Deleg Sangaa, DrSci (Mongolia)

Andre Skirtach, DrSci (Belgium)

Enrico Verona, DrSci (Italy)

ISSN 2414-1267

The journal on-line is registered by the Ministry of Telecom and Mass Communications of the Russian Federation. Certificate El. no. FS77-60275 on 19.12.2014

All rights reserved. No part of this publication may be reproduced in any form or by any means without permission in writing from the publisher.

©RANS 2023

EDITORIAL BOARD ADDRESS

218-219 of, 7 b., 11, Mokhovaya str., 125009 MOSCOW, RUSSIAN FEDERATION, TEL. +7 495 629 3368

FAX +7 495 629 3678 FOR GRACHEV

DOI: 10.17725/rensit.2023.15.341

О направленном излучении сверхкоротких электромагнитных импульсов и фрактальной геометрии пространства-времени

^{1,2}Потапов А.А., ³Менькова Е.Р.

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, <http://www.cplire.ru/>
Москва 125009, Российская Федерация

²Джинанский университет, Совместная китайско-российская лаборатория информационных технологий и фрактальной обработки сигналов, <https://jnu.edu.cn/>
Гуанчжоу 510632, Китай

³Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений, <http://www.vniiofi.ru/>
Москва 119361, Российская Федерация

E-mail: potapov@cplire.ru, menkova@vniiofi.ru

Поступила 26.08.2023, рецензирована 01.09.2023, принята 08.09.2023, опубликована 06.12.2023.

Аннотация: Теоретические и экспериментальные исследования распространения сверхкоротких электромагнитных импульсов (СК ЭМИ) необходимы для разработки новых технологий создания современной специальной техники. Рассмотрен аналитический метод расчета полей от бегущих волн тока с учетом отражения от изломов, учитывающий перераспределение токов в проводках за счет потери энергии излучения от изломов. Представлены расчеты V-образной антенны, расчет поля излучения системы рупоров, а также расчет импульсного излучения антенны с рефлектором. Экспериментальные исследования распространения СК ЭМИ, проведенные на базе разработанной С.А. Подосеновым теории, являются основой для создания современных радиотехнических комплексов. Одновременно введены характерные понятия основы фрактальной геометрии пространства-времени детерминированных структур.

Ключевые слова: сверхкороткие импульсы, антенные структуры, фрактал, пространство-время, новые технологии

УДК 530.1+621.396

Благодарности: Авторы выражают свою признательность сотрудникам лаборатории генерирования и измерения параметров электромагнитных импульсов ФГБУ "ВНИИОФИ" К.Ю. Сахарову, А.В. Сухову, О.В. Михееву и В.А. Туркину за участие в подготовке статьи к печати, внимание, обсуждение и поддержку.

Для цитирования: Потапов А.А., Менькова Е.Р. О направленном излучении сверхкоротких электромагнитных импульсов и фрактальной геометрии пространства-времени. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2023, 15(4):341-354. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.341.

About direct radiation of ultrashort electromagnetic pulses and fractal space-time geometry

Alexander A. Potapov

Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of Russian Academy of Sciences, <http://www.cplire.ru/>
Moscow 125009, Russian Federation

Jinan University, JNU-IREE RAS Joint Laboratory of Information Technology and Fractal Processing of Signals, <https://jnu.edu.cn/>
Guangzhou 510632, China

E-mail: potapov@cplire.ru

Elena R. Men'kova

All-Russian Research Institute for Optical and Physical Measurements, <http://www.vniiofi.ru/>

Moscow 119361, Russian Federation

E-mail: menkova@vniiofi.ru

Received August 26, 2023, peer-reviewed September 01, 2023, accepted September 08, 2023, published December 6, 2023.

Abstract: Theoretical and experimental investigations of propagation of ultrashort electromagnetic pulses (US EMP) are needed to develop new technologies of creation of modern special engineering. The analytical method of field calculation of travelling antenna waves taking into account reflection of fracture and redistribution of currents in wires because of losses of radiation energy from fractures is considered. The calculations of V-antenna, the field of radiation of a horn system and the pulse radiation of the antenna with a reflector are presented. Experimental investigations of UWB EMP propagation carried out on the basis of the theory developed by S.A. Podosenov are the base of creation of modern radiotechnical complexes. Simultaneously the main conceptions of space-time fractal geometry of deterministic structures are introduced.

Keywords: ultrashort pulses, antenna structures, fractal, space-time, new technologies

UDC 530.1+621.396

Acknowledgments: The authors are grateful to K.Yu. Sakharov, A.V. Sukhov, O.V. Mikheev, and V.A. Turkin of the laboratory of generation and measurement of parameters of electromagnetic pulses FGBU "VNIIOFI" for a number of usual conversations and helpful comments.

For citation: Alexander A. Potapov, Elena R. Men'kova. About direct radiation of ultrashort electromagnetic pulses and fractal space-time geometry. *RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies*, 2023, 15(4):341-354e. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.341.

*Посвящается светлой памяти
Станислава Александровича Подосенова
(1.09.1937 – 1.03.2022),
внесшего большой вклад в развитие
современной и классической теории излучения
импульсных электромагнитных полей.*

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (342)
 2. АНАЛИТИЧЕСКИЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПОЛЕЙ ОТ БЕГУЩИХ ВОЛН ТОКОВ С УЧЕТОМ ОТРАЖЕНИЯ ОТ ИЗЛОМОВ (344)
 3. РАСЧЕТ ИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕННЫХ БАЗИСНЫХ СТРУКТУР (345)
 - 3.1. РАСЧЕТ V-ОБРАЗНОЙ АНТЕННЫ (345)
 - 3.2. РАСЧЕТ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ СИСТЕМЫ РУПОРОВ (346)
 - 3.3. РАСЧЕТ ИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕННЫ С РЕФЛЕКТОРОМ (347)
 4. О ФРАКТАЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ ДЕТЕРМИНИРОВАННЫХ СТРУКТУР (348)
 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (350)
- ЛИТЕРАТУРА (350)

1. ВВЕДЕНИЕ

Эта работа посвящается светлой памяти к.ф.-м.н. Станислава Александровича Подосенова

(1.09.1937 – 1.03.2022), выпускника физфака МГУ им. М.В. Ломоносова 1963 г. (кафедра статистической физики и квантовой механики, зав. кафедрой академик Н.Н. Боголюбов), специальность физик-теоретик, лауреата премии Правительства РФ 2002 г. в области науки и техники, внесшего большой вклад в развитие современной и классической теории излучения импульсных электромагнитных полей, признанной мировым сообществом. (Отметим, что С.А. Подосенов в 1972 году в Университете дружбы народов, на кафедре теоретической физики, руководимой проф. Я.П. Терлецким, защитил кандидатскую диссертацию по специальности теоретическая и математическая физика на тему "Релятивистская механика деформируемой среды в тетрадной формулировке". Диссертация связана с тематикой научной школы известных профессоров МГУ

Д.Д. Иваненко, В.И. Родичева и академика Л.И. Седова).

Сверхкороткие импульсы (СК) электромагнитного поля имеют широкое практическое применение в радиофизике, радиолокации, метрологии, ядерной физике (для исследования взрывов), антенной технике, медицине и т.п.

В радиолокации СК импульсы электромагнитного поля используются для передачи информации и энергии. Передача информации с помощью СК ЭМИ, осуществляемая в течение короткого интервала времени, позволяет уменьшить мощность средств радиосвязи, их габариты и массу и, как следствие, стоимость. Использование СК ЭМИ для передачи информации уменьшает вредное воздействие электромагнитного поля на окружающую среду. С помощью отраженных СК ЭМИ можно передавать информацию о размерах, расположении и структуре объекта, что позволяет быстро и с достаточной степенью точности определить необходимые характеристики цели [1–5]. При длительности импульса 10^{-10} с может быть достигнуто разрешение в несколько сантиметров.

СК импульсы электромагнитного поля нашли широкое практическое применение в области обеспечения единства измерений – государственных поверочных схемах, государственных специальных эталонах, образцовых и рабочих средствах измерения и эталонных установках [6–9].

С.А. Подосенов начал работать в лаборатории генерирования и измерения параметров электромагнитных импульсов ВНИИОФИ в 1989 г. совместно с проф. А.А. Соколовым. Задача создания теории импульсного излучения из полеобразующих систем была поставлена проф. А.А. Соколовым. При помощи формул, выведенных С.А. Подосеновым, можно вычислить поле излучения, применяя компьютеры, не требующие больших мощностей [10].

В лаборатории генерирования и измерения параметров электромагнитных импульсов ВНИИОФИ успешно проводятся работы по созданию новых измерительных технологий и применению СК ЭМИ для исследования физических процессов в неоднородных средах

[11–47], а также – импульсного взаимодействия полосковых линий в печатных платах [12].

Измерительные технологии успешно применяются в борьбе с электромагнитным терроризмом [17]. Важное значение имеют экспериментальные исследования воздействия СК ЭМИ на систему контроля доступа в помещения [20,39]. Создан измерительный комплекс для исследования электромагнитной обстановки при распространении СК ЭМИ в помещениях здания [41]. Методы и средства мониторинга электромагнитных излучений в сверхкороткоимпульсном диапазоне длительностей [45,46] используются для исследования устойчивости систем видеонаблюдения к воздействию мощных СК ЭМИ [43], в частности – при исследовании функционирования устройств типовой комплексной системы безопасности [44].

Сверхкороткоимпульсные эталонные излучатели используются для метрологического обеспечения телекоммуникационных технологий [22]. Разрабатываются средства измерений для испытаний радиоэлектронной аппаратуры на стойкость к воздействию СК ЭМИ [26], а также проводятся исследования функционирования персональных компьютеров в условиях воздействия СК ЭМИ [30]. При создании средств обеспечения стойкости информационных систем к воздействию сверхширокополосных электромагнитных излучений (СПП ЭМИ), важное значение имеют исследования функционирования локальных вычислительных сетей в условиях воздействия СК ЭМИ [33]. Исследование распространения СК ЭМИ имеет важное значение при оценке стойкости бортовых вычислительных машин в условиях воздействия СК электромагнитных полей [38].

Наряду с этим в лаборатории генерирования и измерения параметров электромагнитных импульсов ВНИИОФИ успешно проводятся работы по созданию новых методов и средств измерений параметров СК ЭМИ в пикосекундном диапазоне [49]. На базе использования СК ЭМИ во ВНИИОФИ создана измерительная система для экспресс-диагностики электромагнитных параметров радиопоглощающих материалов в диапазоне частот 0.1...4.0 ГГц, имеющая большое практическое значение [49].

СК импульсы электромагнитного поля находят практическое применение в медицине. Использование электромагнитного излучения способствует эффективной терапии при лечении онкологических заболеваний. Исследовано действие сверхширокополосного импульсно-периодического СВЧ-излучения на опухоли мышей *in vivo* [50]. Использование такого излучения в комбинированной противоопухолевой терапии позволило получить торможение скорости роста карциномы легкого Льюис на 70–80% по сравнению с действием одного только химиопрепарата (циклофосфана).

Разработанные миниатюрные приборы, работающие на основе СК ЭМИ, позволяют бесконтактно на расстоянии контролировать пульсации внутренних органов человека, что существенно улучшает диагностику заболеваний.

Такие импульсы могут эффективно применяться для передачи энергии и информации. Это позволяет качественно улучшить технические и экологические характеристики радиоэлектронных приборов и снизить их стоимость. Передача информации при помощи СК ЭМИ энергетически выгодна по сравнению с существующими методами модуляции радиоволн, так как энергия излучается в течение очень коротких временных интервалов.

Цель данной работы – кратко показать созданный С.А. Подосеновым аналитический аппарат, на основе которого можно производить расчеты полей от бегущих волн токов с учетом отражения от изломов, и основы фрактальной геометрии пространства-времени детерминированных структур, созданной совместно с проф. А.А. Потаповым.

2. АНАЛИТИЧЕСКИЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПОЛЕЙ ОТ БЕГУЩИХ ВОЛН ТОКОВ С УЧЕТОМ ОТРАЖЕНИЯ ОТ ИЗЛОМОВ

При создании теории импульсного излучения из полеобразующих систем С.А. Подосенов получил систему интегро-дифференциальных уравнений для плотностей зарядов и токов заряженных металлических тел и проводов, находящихся во внешнем неоднородном и нестационарном электромагнитном поле. Созданный им новый простой метод расчета импульсного излучения из временной области

основан на непосредственном нахождении тензора электромагнитного поля от бегущих волн тока произвольной формы.

Изломы линий являются вторичными источниками излучения анизотропных ТЕМ волн. Потеря энергии за счет излучения должна изменять амплитуду и форму сигнала, проходящего через изломы линии передачи. Метод заданных токов был модифицирован с учетом коэффициентов отражения от изломов. Закругленные провода заменены изломами (Рис. 1).

Коэффициенты отражения и прохождения импульсов тока от изломов линий, зависящие от параметров импульсов и времени их прохождения через изломы, позволяют определить форму отраженных и проходящих импульсов по сравнению с падающими.

Предложенный С.А. Подосеновым простой способ аналитического расчета излучения от бегущих волн тока, распространяющегося по тонким криволинейным проводам, может быть использован для расчета излучения *V*-образной и линейной антенны и антенны, составленной из прямолинейных отрезков.

Этот новый аналитический метод расчета полей от бегущих волн токов с учетом отражения от изломов учитывает перераспределение токов

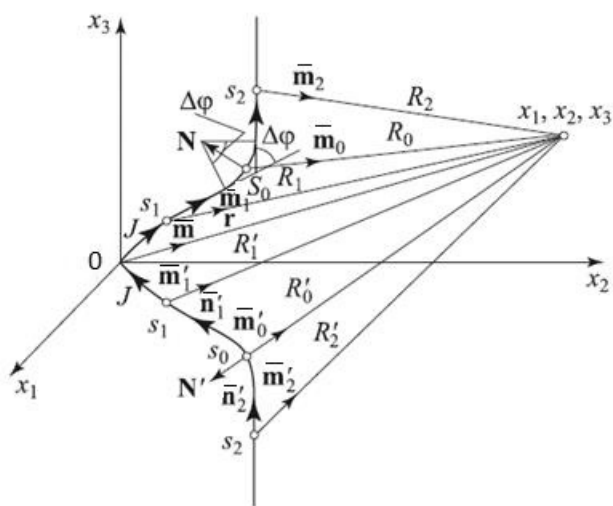


Рис. 1. Геометрия симметричных участков с изломами. \vec{m}_0 – единичный вектор, направленный от излома в точку наблюдения, R_0 – расстояние от излома до точки наблюдения, s_1 и s_2 – расстояния от точки возбуждения антенны вдоль провода до точек 1 и 2, R_1 и R_2 – расстояния от точек 1 и 2 до точки наблюдения.

в проводах за счет потери энергии излучения от изломов. Установлено соотношение между коэффициентом прохождения γ и отражения β и углами изломов и геометрией провода. Поле излучения от углов описывается сферическими ТЕМ волнами с центрами на изломе. Предложенный метод расчета близко совпадает с экспериментом.

Ниже представлены основные формулы для расчета электрических и магнитных полей излучения при известных коэффициентах отражения β и прохождения γ через изломы в векторной форме [1]:

$$\begin{aligned} \vec{E} = & \frac{\eta_0}{4\pi} \left\{ \gamma \cdot \frac{J(t-s_0/c-R_0/c)}{R_0} \left(\frac{\vec{n}_1 - \vec{m}_0}{1 - \vec{m}_0 \cdot \vec{n}_1} - \frac{\vec{n}_2 - \vec{m}_0}{1 - \vec{m}_0 \cdot \vec{n}_2} \right) + \right. \\ & + \beta \cdot \frac{J(t-s_0/c-R_0/c)}{R_0} \left(\frac{\vec{n}_1 - \vec{m}_0}{1 - \vec{m}_0 \cdot \vec{n}_1} + \frac{\vec{n}_1 + \vec{m}_0}{1 + \vec{m}_0 \cdot \vec{n}_1} \right) + \\ & + \gamma \cdot \frac{J(t-s_2/c-R_2/c)}{R_2} \frac{\vec{n}_2 - \vec{m}_2}{1 - \vec{m}_2 \cdot \vec{n}_2} - \frac{J(t-s_1/c-R_1/c)}{R_1} \frac{\vec{n}_1 - \vec{m}_1}{1 - \vec{m}_1 \cdot \vec{n}_1} + \\ & + \gamma \cdot \frac{J(t-s_0/c-R'_0/c)}{R'_0} \left(\frac{\vec{m}'_0 + \vec{n}'_1}{1 + \vec{m}'_0 \cdot \vec{n}'_1} - \frac{\vec{m}'_0 + \vec{n}'_2}{1 + \vec{m}'_0 \cdot \vec{n}'_2} \right) + \\ & + \beta \cdot \frac{J(t-s_0/c-R'_0/c)}{R'_0} \left(\frac{\vec{m}'_0 + \vec{n}'_1}{1 + \vec{m}'_0 \cdot \vec{n}'_1} + \frac{\vec{m}'_0 - \vec{n}'_1}{1 - \vec{m}'_0 \cdot \vec{n}'_1} \right) + \\ & \left. + \gamma \cdot \frac{J(t-s_2/c-R'_2/c)}{R'_2} \frac{\vec{n}'_2 + \vec{m}'_2}{1 + \vec{m}'_2 \cdot \vec{n}'_2} - \frac{J(t-s_1/c-R'_1/c)}{R'_1} \frac{\vec{n}'_1 + \vec{m}'_1}{1 + \vec{m}'_1 \cdot \vec{n}'_1} \right\}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \vec{H} = & \frac{1}{4\pi} \left\{ \gamma \cdot \frac{J(t-s_0/c-R_0/c)}{R_0} \left(\frac{\vec{m}_0 \times \vec{n}_1}{1 - \vec{m}_0 \cdot \vec{n}_1} - \frac{\vec{m}_0 \times \vec{n}_2}{1 - \vec{m}_0 \cdot \vec{n}_2} \right) + \right. \\ & + \beta \cdot \frac{J(t-s_0/c-R_0/c)}{R_0} \left(\frac{\vec{m}_0 \times \vec{n}_1}{1 - \vec{m}_0 \cdot \vec{n}_1} + \frac{\vec{m}_0 \times \vec{n}_1}{1 + \vec{m}_0 \cdot \vec{n}_1} \right) + \\ & + \gamma \cdot \frac{J(t-s_2/c-R_2/c)}{R_2} \frac{\vec{m}_2 \times \vec{n}_2}{1 - \vec{m}_2 \cdot \vec{n}_2} - \frac{J(t-s_1/c-R_1/c)}{R_1} \frac{\vec{m}_1 \times \vec{n}_1}{1 - \vec{m}_1 \cdot \vec{n}_1} + \\ & + \gamma \cdot \frac{J(t-s_0/c-R'_0/c)}{R'_0} \left(\frac{\vec{m}'_0 \times \vec{n}'_1}{1 + \vec{m}'_0 \cdot \vec{n}'_1} - \frac{\vec{m}'_0 \times \vec{n}'_2}{1 + \vec{m}'_0 \cdot \vec{n}'_2} \right) + \\ & + \beta \cdot \frac{J(t-s_0/c-R'_0/c)}{R'_0} \left(\frac{\vec{m}'_0 \times \vec{n}'_1}{1 + \vec{m}'_0 \cdot \vec{n}'_1} + \frac{\vec{m}'_0 \times \vec{n}'_1}{1 - \vec{m}'_0 \cdot \vec{n}'_1} \right) + \\ & \left. + \gamma \cdot \frac{J(t-s_2/c-R'_2/c)}{R'_2} \frac{\vec{m}'_2 \times \vec{n}'_2}{1 + \vec{m}'_2 \cdot \vec{n}'_2} - \frac{J(t-s_1/c-R'_1/c)}{R'_1} \frac{\vec{m}'_1 \times \vec{n}'_1}{1 + \vec{m}'_1 \cdot \vec{n}'_1} \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\eta_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$ – волновой импеданс вакуума [51-57].

3. РАСЧЕТ ИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕННЫХ БАЗИСНЫХ СТРУКТУР

На основе предложенного С.А. Подосеновым метода рассчитано импульсное излучение базовых для излучения СК ЭМИ полеобразующих систем: V-образной антенны (Рис. 2а) [58], поля излучения системы рупоров (Рис. 2б) [59], а также – импульсное излучение антенны с рефлектором (Рис. 2в) [60].

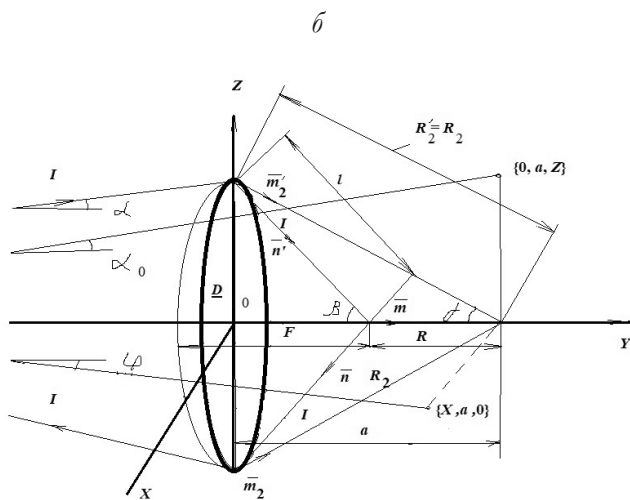
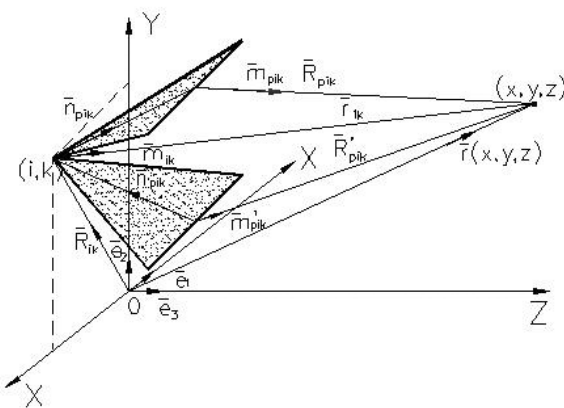
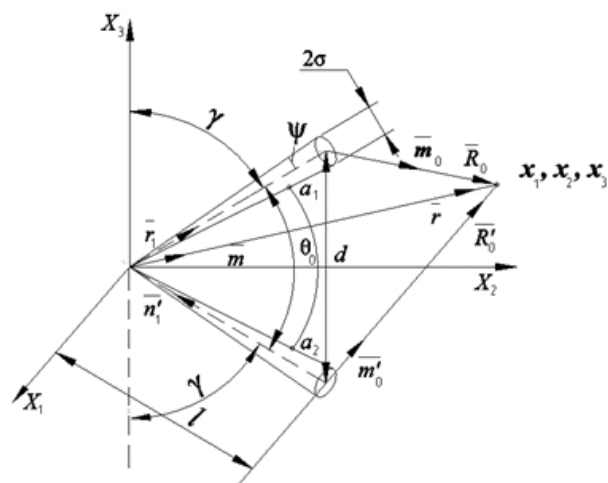


Рис. 2. Расчеты конкретных антенных базисных структур: V-образная антенна (а), излучение системы рупоров (б), отображение V-образной антенны в рефлекторе (в).

3.1. РАСЧЕТ V-ОБРАЗНОЙ АНТЕННЫ

Решение задач, связанных с исследованием нестационарного излучения, необходимо для обеспечения защиты электронной аппаратуры

от нестационарных электромагнитных полей. Необходимо исследовать поля от несинусоидальных волн тока в ближней зоне. V -образная антенна излучает сферическую электромагнитную волну и имеет высокую чувствительность и широкополосность, что позволяет измерять наносекундные ЭМИ.

Рассмотрим излучение V -образной антенны, образованной двумя тонкими конусами, выходящими из одной точки, с углом между осями θ_0 (Рис. 2а).

Исследуем два случая:

а) Антенна бесконечна

V -образная бесконечная антенна излучает ТЕМ-волну. Формулы для расчета полей излучения в векторной форме имеют вид [1,58]:

$$\vec{E} = -\frac{\eta_0}{4\pi} \frac{J(t-r/c)}{r} \left(\frac{\vec{n}-\vec{m}}{1-\vec{m}\cdot\vec{n}} + \frac{\vec{n}'+\vec{m}}{1+\vec{m}\cdot\vec{n}'} \right), \quad (3)$$

$$\vec{H} = -\frac{1}{4\pi} \frac{J(t-r/c)}{r} \left(\frac{\vec{m}\times\vec{n}}{1-\vec{m}\cdot\vec{n}} + \frac{\vec{m}\times\vec{n}'}{1+\vec{m}\cdot\vec{n}'} \right), \quad (4)$$

где \vec{m} и \vec{n} – единичные векторы, t – время, c – скорость света в вакууме, J – значение тока.

б) Антенна конечна

Пусть V -образная антенна конечной длины имеет плечо l . Будем считать, что ток в такой антенне распространяется по линии с изломом на конце на 180° и течет далее к нагрузке. Также будем считать, что антенна согласована с нагрузкой генератора и будем учитывать отражения только один раз.

В векторной форме формулы для расчета полей излучения можно представить следующим образом [1,58]:

$$\begin{aligned} \vec{E} = & -\frac{\eta_0}{4\pi} \left\{ \frac{J(t-r/c)}{r} \left(\frac{\vec{n}_1-\vec{m}}{1-\vec{n}_1\cdot\vec{m}} + \frac{\vec{n}'_1+\vec{m}}{1+\vec{n}'_1\cdot\vec{m}} \right) + \right. \\ & + \frac{J(t-2l/c-r/c)}{r} \left(\frac{\vec{n}_1+\vec{m}}{1+\vec{n}_1\cdot\vec{m}} + \frac{\vec{n}'_1-\vec{m}}{1-\vec{n}'_1\cdot\vec{m}} \right) - \\ & - \frac{J(t-l/c-R_0/c)}{R_0} \left(\frac{\vec{n}_1-\vec{m}_0}{1-\vec{n}_1\cdot\vec{m}_0} + \frac{\vec{n}_1+\vec{m}_0}{1+\vec{n}_1\cdot\vec{m}_0} \right) - \\ & \left. - \frac{J(t-l/c-R'_0/c)}{R'_0} \left(\frac{\vec{n}'_1-\vec{m}'_0}{1-\vec{n}'_1\cdot\vec{m}'_0} + \frac{\vec{n}'_1+\vec{m}'_0}{1+\vec{n}'_1\cdot\vec{m}'_0} \right) \right\}, \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \vec{H} = & -\frac{1}{4\pi} \left\{ \frac{J(t-r/c)}{r} \left(\frac{\vec{m}\times\vec{n}_1}{1-\vec{m}\cdot\vec{n}_1} + \frac{\vec{m}\times\vec{n}'_1}{1+\vec{m}\cdot\vec{n}'_1} \right) + \right. \\ & + \frac{J(t-2l/c-r/c)}{r} \left(\frac{\vec{m}\times\vec{n}_1}{1+\vec{m}\cdot\vec{n}_1} + \frac{\vec{m}\times\vec{n}'_1}{1-\vec{m}\cdot\vec{n}'_1} \right) - \\ & - \frac{2J(t-l/c-R_0/c)}{R_0} \left(\frac{\vec{m}_0\times\vec{n}_1}{(1-\vec{n}_1\cdot\vec{m}_0)(1+\vec{n}_1\cdot\vec{m}_0)} \right) - \\ & \left. - \frac{2J(t-l/c-R'_0/c)}{R'_0} \left(\frac{\vec{m}'_0\times\vec{n}'_1}{(1-\vec{n}'_1\cdot\vec{m}'_0)(1+\vec{n}'_1\cdot\vec{m}'_0)} \right) \right\}. \quad (6) \end{aligned}$$

Здесь $2l/c$ – сдвиг фаз сферических волн, равный времени распространения взаимодействия до концов антенны и обратно. Из формул (5) и (6) следует, что излучение содержит сумму четырех сферических волн, первые две из которых выходят из центра со сдвигом фаз на $2l/c$, равным времени распространения взаимодействия до концов антенны и обратно. Две другие волны образуются от концов антенны в момент прихода сигнала из точки возбуждения [55–58].

3.2. РАСЧЕТ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ СИСТЕМЫ РУПОРОВ
Зная наведенный на поверхности рупора электрический ток, можно определить поле излучения, создаваемое рупором.

Нахождение во временной области поля излучения рупора сводится к теории излучения проволочных антенн бегущей волны. При этом форма антенн может быть произвольной. На Рис. 2б схематически представлена излучающая система, расчет поля излучения которой базируется на теории, развитой в [59].

Пусть в плоскости YOX заданы координаты точек возбуждения системы рупоров. $R'_{i,k}$ – радиус-вектор, соединяющий начало координат с точкой возбуждения ячейки с номерами $\{i, k\}$. Заменяем каждый рупор на N V -образных антенн и пусть p – номер антенны в ячейке $\{i, k\}$. Электрическое поле излучения от V -образной антенны с номером p , находящейся в рупоре с номерами $\{i, k\}$, в точке наблюдения $\{x, y, z\}$ в момент времени t имеет вид [1,59]:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{p,i,k} = & -\frac{\eta_0}{4\pi} \left\{ \frac{J_p(t-r_{i,k}/c)}{r_{i,k}} \left(\frac{\vec{n}_{p,i,k}-\vec{m}_{i,k}}{1-\vec{m}_{i,k}\cdot\vec{n}_{p,i,k}} + \frac{\vec{n}'_{p,i,k}+\vec{m}_{i,k}}{1+\vec{m}_{i,k}\cdot\vec{n}'_{p,i,k}} \right) - \right. \\ & - \frac{J_p(t-l_p/c-R_{p,i,k}/c)}{R_{p,i,k}} \left(\frac{\vec{n}_{p,i,k}-\vec{m}_{p,i,k}}{1-\vec{m}_{p,i,k}\cdot\vec{n}_{p,i,k}} + f \frac{\vec{n}_{p,i,k}+\vec{m}_{p,i,k}}{1+\vec{m}_{p,i,k}\cdot\vec{n}_{p,i,k}} \right) - \\ & - \frac{J_p(t-l_p/c-R'_{p,i,k}/c)}{R'_{p,i,k}} \left(\frac{\vec{n}'_{p,i,k}+\vec{m}'_{p,i,k}}{1+\vec{m}'_{p,i,k}\cdot\vec{n}'_{p,i,k}} + f \frac{\vec{n}'_{p,i,k}-\vec{m}'_{p,i,k}}{1-\vec{m}'_{p,i,k}\cdot\vec{n}'_{p,i,k}} \right) + \\ & \left. + f \frac{J_p(t-2l_p/c-r_{i,k}/c)}{r_{i,k}} \left(\frac{\vec{n}_{p,i,k}-\vec{m}_{i,k}}{1-\vec{m}'_{i,k}\cdot\vec{n}_{p,i,k}} + \frac{\vec{n}_{p,i,k}+\vec{m}_{i,k}}{1+\vec{m}_{i,k}\cdot\vec{n}_{p,i,k}} \right) \right\}, \quad (7) \end{aligned}$$

где $R_{p,i,k}$ и $R'_{p,i,k}$ – расстояния от концов прямого и обратного проводов номера p ячейки $\{i, k\}$ до точки наблюдения, а $\vec{m}_{p,i,k}$ и $\vec{m}'_{p,i,k}$ – соответствующие им единичные векторы, направленные от концов проводов в точку наблюдения.

Пусть ток на концах рупора V -образной антенны полностью поглощается, что эквивалентно обращению в ноль коэффициента отражения f . Отражение тока на концах рупора эквивалентно наличию изломов на концах рупора V -образной антенны на 180° и равенству единице коэффициента отражения f . На практике коэффициент отражения f является функцией времени и его значение находится в диапазоне между нулем и единицей. Окончательная формула для расчета поля излучения от системы рупоров имеет вид

$$\vec{E}(t, x, y, z) = \sum_{k=1}^v \sum_{i=1}^u \sum_{p=1}^N \vec{E}_{p,i,k}(t, x, y, z), \quad (8)$$

где v – число рупоров по горизонтали, а u – число рупоров по вертикали.

Рупорную антенную решетку можно рассматривать как суперпозицию отдельных излучателей, поле которой аддитивно по числу рупоров. Результаты проведенных экспериментов расчета поля системы из 36, 64 и 144 рупоров подтверждают правильность теории [56].

3.3. РАСЧЕТ ИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕННЫ С РЕФЛЕКТОРОМ

При расчете поля излучения антенны с рефлектором поле излучения от параболического зеркала заменяется полем излучения от отраженной в зеркале V -образной антенны. Метод позволяет определить поле на любом расстоянии от рефлектора.

Так как точка возбуждения V -образной антенны находится в фокусе параболического рефлектора, то изображение точки возбуждения в зеркале будет мнимым и лежать в бесконечно удаленной точке за зеркалом. Концы возбуждающей антенны и ее зеркального изображения будут совпадать друг с другом и лежать на образующей зеркала. Расстояние между концами равно диаметру зеркала (Рис. 2в).

Таким образом, вместо системы V -образная антенна-рефлектор, мы получили две V -образных антенны с разными углами раскрытия θ_0 . Угол

раскрыва антенны, заменяющей рефлектор, будет стремиться к нулю. Суперпозиция полей от этих антенн дает искомое поле.

На Рис. 1 изображены симметричные участки антенны с изломом, образованным пересечением двух прямолинейных участков. Начало прямолинейного участка расположено на расстоянии s_1 , измеряемом вдоль провода, конец – на расстоянии s_2 , а излом – на расстоянии s_0 от точки возбуждения антенны. Опуская простые, но громоздкие преобразования, приведем выражение общего вида для нахождения полного электрического поля для точек, имеющих произвольные координаты $\{x, y, z\}$ [1,60]:

$$E_z = \frac{1}{2f_g \pi} \left\{ \frac{V(t-R/c)}{2R} \cdot \left(\frac{\sin \beta + z/R}{1 + \frac{(y - \cot \beta D/2) \cos \beta + z \sin \beta}{R}} + \frac{\sin \beta - z/R}{1 + \frac{(y - \cot \beta D/2) \cos \beta - z \sin \beta}{R}} \right) - \frac{V(t-l/c-R_2/c)}{2R_2} \cdot \frac{\sin \beta - \frac{z-D/2}{R_2}}{1 + \frac{y \cos \beta + (D/2-z) \sin \beta}{R_2}} - \frac{V(t-l/c-R'_2/c)}{2R'_2} \cdot \frac{\sin \beta + \frac{z+D/2}{R'_2}}{1 + \frac{y \cos \beta + (D/2+z) \sin \beta}{R'_2}} - \frac{4V(t-2F/c-y/c+(D/2c) \cot \beta)}{D} \cdot \frac{1+k^2-p^2}{1+2k^2-2p^2+2k^2p^2+k^4+p^4} + \frac{V(t-l/c-R_2/c)}{2R_2} \cdot \frac{D/2-z}{R_2-y} + \frac{V(t-l/c-R'_2/c)}{2R'_2} \cdot \frac{D/2+z}{R'_2-y} \right\}. \quad (9)$$

На основе разработанной С.А. Подосеновым теории были проведены экспериментальные исследования распространения СШП импульсных сигналов, которые подтвердили ее правильность. Основные формулы были проверены экспериментально в лаборатории генерирования и измерения параметров электромагнитных импульсов ВНИИОФИ. Полученные результаты достаточно хорошо согласуются с теоретическими значениями [60]. Экспериментальные исследования проводили с использованием несимметричных полосковых линий. Полосковый измерительный преобразователь располагался в неоднородном поле ГТЕМ-ячейки. ГТЕМ-ячейка представляет собой отрезок согласованной конической линии с плоским внутренним и прямоугольным внешним электродами. С ее помощью можно создавать ТЕМ волны с однородным в поперечном сечении полем в области между

электродами. В ГТЕМ-ячейке формируется сферическая ТЕМ волна. Такая ячейка имеет полосу пропускания 5 ГГц по уровню 3 дБ. При исследовании использовали генератор импульсов с фронтом 70 пс и амплитудой 5.3 В. Предложенный С.А. Подосеновым метод может быть использован для расчета импульсного взаимодействия полосковых линий в печатных платах.

Теория взаимодействия линейной двухпроводной передающей линии с внешним электромагнитным полем была подтверждена экспериментально и применена для расчета взаимодействия линий передач с нестационарными неоднородными электромагнитными полями. Было установлено, что двухпроводные (полосковые) линии можно использовать как для измерения локальной напряженности электромагнитных импульсов, так и для измерения пространственных неоднородностей импульсных электромагнитных полей.

4. О ФРАКТАЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ ДЕТЕРМИНИРОВАННЫХ СТРУКТУР

Интересы С.А. Подосенова не ограничивались теорией излучения импульсных электромагнитных полей. Значительная часть работ С.А. Подосенова была посвящена также исследованиям в области теории относительности – исследованию пространства-времени и классических полей связанных структур. В частности, он совместно с А.А. Потаповым занимался исследованиями фрактальной геометрии пространства-времени детерминированных структур [4,5,53]. Кратко суть данной проблемы состоит в следующем.

Обычно, при описании свойств произвольных деформируемых систем в виде сплошной среды (которые можно представить в общем случае фракталами [2,3]) считается заданным либо поле 4-скоростей (точка зрения Эйлера), либо закон движения сплошной среды, устанавливающий связь между переменными Эйлера и Лагранжа. Пространство-время считается либо плоским – в случае специальной теории относительности (СТО), либо римановым – в случае общей теории относительности

(ОТО). Иными словами, принято считать, что любые внешние негравитационные поля не искривляют пространства-времени фрактальных детерминированных структур, оставляя ее пространственно-временную геометрию плоской. Искривляются, быть может, только "пространственные сечения", геометрия которых в общем случае перестает быть евклидовой. Такая точка зрения является наиболее распространенной в научной литературе по теории относительности и разделяется большинством исследователей.

Несколько в стороне от стандартной трактовки стоят работы В.И. Родичева [61] и А.А. Власова [62]. В [62, с. 326-327], рассматривая теорию роста кристаллических, плазменных и биологических структур с сохранением их подобия, автор пришел к результату, что рост таких структур (фракталов!) возможен в неевклидовом пространстве-времени.

Наш подход базируется на развитии модернизации идей Родичева и Власова и состоит в следующем. Пусть в плоском пространстве-времени Минковского с сигнатурой (+ - - -) покоится сплошная среда. В некоторый момент времени $t = t_0$ включается силовое поле любой природы (кроме гравитационного), и сплошная среда приходит в движение. Каковы будут свойства пространства-времени после включения силового поля? Согласно классической трактовке свойства пространства-времени останутся неизменными.

Наш ответ на этот вопрос будет не столь категоричен и зависит от местонахождения наблюдателя. Если наблюдатель рассматривает движение среды из инерциальной системы отсчета (ИСО), то для него фрактальная геометрия пространства-времени останется неизменной. Для наблюдателя, связанного с движущейся средой, т.е. находящегося в неинерциальной системе отсчета (НСО), свойства фрактального пространства-времени могут в общем случае изменяться. Мы допускаем, что включение силового поля для наблюдателя в НСО может изменить свойства пространства-времени, превратив его в искривленное в пределах мировой трубки.

Итак, для наблюдателя из НСО после включения силового поля сплошная среда будет

двигаться в некотором пространстве-времени, структуру которого мы хотим определить по заданной структуре силового поля, а также по таким характеристикам континуума как тензор скоростей деформаций $\Sigma_{\mu\nu}$, тензор угловой скорости вращения $\Omega_{\mu\nu}$, вектор первой кривизны мировых линий частиц среды F_{μ} .

Переходим к математической постановке задачи. Для движущейся сплошной среды в четырехмерном пространстве-времени с сигнатурой (+ - - -) справедливо разложение

$$\nabla_{\mu} V_{\nu} = \Sigma_{\mu\nu} + \Omega_{\mu\nu} + V_{\mu} F_{\nu}, \quad (10)$$

где V_{μ} – поле 4-скорости, удовлетворяющее условию нормировки

$$g_{\mu\nu} V^{\mu} V^{\nu} = 1, \quad (11)$$

$g_{\mu\nu}$ – метрический тензор в системе отсчета Эйлера,

$$\Sigma_{\mu\nu} = \nabla_{(\mu} V_{\nu)} - V_{(\mu} F_{\nu)}, \quad (12)$$

$$\Omega_{\mu\nu} = \nabla_{[\mu} V_{\nu]} - V_{[\mu} F_{\nu]}, \quad (13)$$

$$F_{\mu} = V^{\nu} \nabla_{\nu} V_{\mu}. \quad (14)$$

Круглые скобки, окружающие индексы, служат знаком симметрирования, а квадратные – знаком альтернирования. Греческие индексы могут принимать значения от нуля до трех, латинские – от единицы до трех.

Разложение (10) можно трактовать с двух точек зрения:

1. Считать, что поле 4-скорости V_{μ} известно, например, в результате интегрирования релятивистского уравнения Эйлера или Навье-Стокса при заданной плоской метрике. В этом случае характеристики континуума $\Sigma_{\mu\nu}$, $\Omega_{\mu\nu}$, F_{μ} могут быть получены по формулам (12-14), а разложение (10) выступает как математическое тождество.

2. Считать заданными функциями $\Sigma_{\mu\nu}$, $\Omega_{\mu\nu}$, F_{μ} . В этом случае разложение (10) превращается в систему дифференциальных уравнений относительно V_{ν} и $g_{\mu\nu}$. Так как число уравнений системы (10) и (11) превосходит число неизвестных функций, то должны выполняться условия интегрируемости. Условием интегрируемости для компонент 4-скоростей будет соотношение

$$\frac{\partial^2 V_{\nu}}{\partial x^{\varepsilon} \partial x^{\sigma}} = \frac{\partial^2 V_{\nu}}{\partial x^{\sigma} \partial x^{\varepsilon}}. \quad (15)$$

Для нахождения связи между геометрическими и кинематическими характеристиками континуума вычислим в явном виде выражение

$$2\nabla_{[\varepsilon} V_{\sigma]} V_{\nu} = 2\partial_{[\varepsilon} \partial_{\sigma]} V_{\nu} + \left(\frac{\partial \Gamma_{\varepsilon\nu}^{\mu}}{\partial x^{\sigma}} - \frac{\partial \Gamma_{\sigma\nu}^{\mu}}{\partial x^{\varepsilon}} + \Gamma_{\sigma\rho}^{\mu} \Gamma_{\varepsilon\nu}^{\rho} - \Gamma_{\varepsilon\rho}^{\mu} \Gamma_{\sigma\nu}^{\rho} \right) V_{\mu}, \quad (16)$$

где $\Gamma_{\varepsilon\nu}^{\mu}$, $\Gamma_{\sigma\nu}^{\mu}$, $\Gamma_{\sigma\rho}^{\mu}$, $\Gamma_{\varepsilon\nu}^{\rho}$, $\Gamma_{\varepsilon\rho}^{\mu}$, $\Gamma_{\sigma\nu}^{\rho}$ – символы Кристоффеля, которые выражаются через метрические коэффициенты. Из выражения (16) с учетом (10-15) следует уравнение структуры детерминированных фракталов:

$$R_{\varepsilon\sigma,\nu}^{\mu} V_{\mu} = 2\nabla_{[\varepsilon} \Sigma_{\sigma]\nu} + 2\nabla_{[\varepsilon} \Omega_{\sigma]\nu} + 2\nabla_{[\varepsilon} (V_{\sigma]} F_{\nu}). \quad (17)$$

Интегрирование системы (10) и (17), где $R_{\varepsilon\sigma,\nu}^{\mu}$ – тензор кривизны Римана-Кристоффеля, выражаемый через метрический тензор обычным образом, дает решение задачи о геометрии пространства-времени, в которой реализуется НСО с заданной структурой.

Переход во вращающуюся систему отсчета (в детерминированный фрактал), как доказано в [1,53,63-66], также приводит к псевдоримановой геометрии пространства-времени (доказательства и формулы из-за громозкости здесь не приведены, с ними можно ознакомиться по книгам [1,53,63-66]).

Однако, многообразие фракталов может и не уложиться в рамки римановой геометрии. В [1,63] получено уравнение структуры для пространств метрической связности с отличным от нуля тензором кручения.

Итак, в начале 2000-х годов благодаря нашим работам, впервые возникла новая область проблем, названная авторами как "Фрактальная геометрия пространства-времени детерминированных структур" [1,4,5,53,63-66].

В наших работах [53,67-70] вводится мера Хаусдорфа-Коломбо в отношении отрицательных фрактальных размерностей. Пространство-время моделируется как мультифрактальное подмножество с положительными и отрицательными фрактальными измерениями. Предложена аксиоматическая квантовая теория поля в пространстве-времени с отрицательными фрактальными размерностями. Мы показали, что фрактальная природа квантового пространства-времени с отрицательными размерностями

Хаусдорфа-Коломбо может в какой-то степени разрешить проблему космологической постоянной.

Одними из последних работ С.А. Подосенова были работы по роторному эксперименту Мессбауэра [71,72].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теория импульсного излучения из полеобразующих систем, разработанная С.А. Подосеновым, является основой для аналитического расчета излучения от бегущих волн тока.

Представлен новый аналитический метод расчета полей во временной области, позволяющий определять электромагнитные поля от сложных структур, как в ближней, так и в дальней зоне.

Разработанный метод аналитического расчета полей от бегущих волн токов с учетом отражения от изломов, учитывающий перераспределение токов в проводах за счет потери энергии излучения, получил экспериментальное подтверждение.

Представлены простые аналитические соотношения для расчета конструкций антенн конкретных базисных структур. Разработанный математический аппарат может быть использован для расчета полей в имитаторах ЭМИ и расчета V -образной антенны, поля излучения системы рупоров, а также – расчета импульсного излучения антенны с рефлектором. Расчет может быть выполнен с использованием обычных персональных компьютеров и не требует специальных затрат.

Исследование распространения СШП импульсов подтвердило правильность теории. Представленный метод имеет большое практическое значение и может быть использован для расчета импульсного взаимодействия полосовых линий в печатных платах.

Созданная С.А. Подосеновым теория взаимодействия линейной двухпроводной передающей линии с внешним электромагнитным полем подтверждена экспериментально и использована для расчета взаимодействия линий передач с нестационарными неоднородными электромагнитными полями. Двухпроводные

(полосковые) линии можно использовать как для измерения локальной напряженности ЭМИ, так и для измерения пространственных неоднородностей импульсных электромагнитных полей.

Кроме того, в начале 2000-х годов благодаря нашим работам, впервые возникла новая область проблем, названная авторами как "Фрактальная геометрия пространства-времени детерминированных структур" [1,4,5,53,63-66] для задач электродинамики. В наших работах [53,67-70] вводится мера Хаусдорфа-Коломбо в отношении отрицательных фрактальных размерностей. Пространство-время моделируется как мультифрактальное подмножество с положительными и отрицательными фрактальными измерениями. Предложена аксиоматическая квантовая теория поля в пространстве-времени с отрицательными фрактальными размерностями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Подосенов СА, Потапов АА, Соколов АА. *Импульсная электродинамика широкополосных радиосистем и поля связанных структур*. Под ред. А.А. Потапова. М., Радиотехника, 2003, 720 с.
2. Потапов АА. *Фракталы в радиофизике и радиолокации*. М., Логос, 2002, 664 с.
3. Потапов АА. *Фракталы в радиофизике и радиолокации: Топология выборки*. Изд. 2-е, перераб. и доп. М., Университетская книга, 2005, 848 с.
4. Подосенов СА, Потапов АА. О фрактальной геометрии пространства-времени детерминированных структур. Тез. докл. I науч.-техн. конф. "Радиооптические технологии в приборостроении" (Сочи, 9-12.09.2003). М., Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2003, с. 62-63.
5. Подосенов СА, Потапов АА. Фрактальная геометрия пространства-времени детерминированных структур. Тр. Междунар. Междисциплинарного симпозиума "Фракталы и прикладная синергетика – ФИПС-03" (Москва, 17-20.11.2003). М., Изд-во МГОУ, 2003, с. 250-253.
6. ГОСТ 8.540-85 ГСИ. *Государственный специальный эталон и государственная поверочная схема для средств измерений напряженности импульсных электрических и магнитных полей*. М., Стандартинформ, 2019.

7. ГОСТ 8.540-93 ГСИ. Государственная поверочная схема для средств измерений максимальных значений напряженностей импульсных электрического и магнитного полей. М., Издательство стандартов, 1995.
8. Сахаров КЮ, Михеев ОВ, Туркин ВА. Государственный первичный специальный эталон единиц напряженностей импульсных электрического и магнитного полей с длительностью фронта импульсов в диапазоне от 0.1 до 10.0 нс ГЭТ 148-2013. *Измерительная техника*, 2018, (10):9-13.
9. Сахаров КЮ, Михеев ОВ, Туркин ВА. Государственный первичный специальный эталон единиц напряженностей импульсных электрического и магнитного полей с длительностью фронта импульсов в диапазоне от 10 до 100 пс ГЭТ 178-2016. *Измерительная техника*, 2018, (6):3-73.
10. Подосенов СА, Соколов АА. Излучение и измерение импульсных электромагнитных полей. М., Спутник+, 2000, 249 с.
11. Sokolov AA, Sakharov KYu, Kravchenko VF. Possibility of application of UWB short electromagnetic pulses for physical process investigation in inhomogeneous media. *Proc. of the 1-st International Workshop on "Mathematical Modeling of Physical Processes in Inhomogeneous Media"*. Guanajuato, Mexico, 20-22.03.2001, p. 84-86.
12. Сахаров КЮ, Алешко АИ, Соколов АА, Подосенов СА. Полосковый датчик как средство исследования воздействия СШП ЭМИ на печатные платы. *Тез. докл. V Всероссийской научно-технической конференции "Метрологическое обеспечение обороны и безопасности в РФ"*. Мытищи, 13-16.09.2004. М., 2004.
13. Sakharov KYu, Mikheev OV, Sokolov AA, Turkin VA. Antennas for beaming and receiving short ultrawideband electromagnetic impulses. *Proc. of Int. Conf. in Blanes "Information and Telecommunication Technologies in Intelligent Systems"*. Barcelona, Spain 22-29.05.2004, p. 37-39.
14. Podosenov SA, Sakharov KYu, Sokolov AA. Calculation of Energy Evolved in the Loads of Strip Transmission Line in Action of Pulse Electromagnetic Field. *Book of Abstracts, Euroem, Magdeburg*, 2004, p. 27.
15. Podosenov SA, Sakharov KYu, Sokolov AA. Influence of Earth Surface on TEM Horn Array Transient Radiation. *Book of Abstracts, Euroem, Magdeburg*, 2004, p. 27-28.
16. Добротворский МИ, Сахаров КЮ, Михеев ОВ, Туркин ВА, Алешко АИ. Малогабаритный автономный измеритель максимальных значений напряженности электрического поля сверхкоротких электромагнитных импульсов. *Тез. докл. Всероссийской науч.-техн. конф. "Методы и средства измерений в области электромагнитной совместимости технических средств. Измерение ЭМС-2004"*. Н. Новгород, 2004, с. 49-50.
17. Сахаров КЮ. Измерительные технологии в борьбе с электромагнитным терроризмом. *Мир измерений*, 2005(10):12.
18. Сахаров КЮ. Принципы создания первичного эталона сверхкоротких электромагнитных импульсов. *Технологии электромагнитной совместимости*, 2005, 3(14):12-16.
19. Сахаров КЮ. Выбор полеобразующей системы эталона сверхкоротких электромагнитных импульсов. *Технологии электромагнитной совместимости*, 2005, 3(14):17-26.
20. Акбашев ББ, Алешко АИ, Михеев ОВ, Сахаров КЮ, Семин ВВ, Соколов АА, Туркин ВА. Экспериментальные исследования воздействия сверхкоротких электромагнитных импульсов на систему контроля доступа в помещения. *Технологии электромагнитной совместимости*, 2006, (1):1-6.
21. Сахаров КЮ, Соколов АА, Михеев ОВ, Алешко АИ. Экспериментальные результаты по генерированию эталонных импульсов электромагнитного поля с длительностью фронта в десятки пикосекунд. *Технологии электромагнитной совместимости*, 2006, (1):7-8.
22. Сахаров КЮ. Новые результаты исследований характеристик сверхкороткоимпульсного эталонного излучателя для метрологического обеспечения телекоммуникационных технологий. *Сб. научных тр. "Проектирование телекоммуникационных и информационных систем"*. Под ред. Л. Н. Кечиева. М., МИЭМ, 2006, с. 15-18.
23. Сахаров КЮ. О выборе метода расчета эталонных полеобразующих систем для высокоточного воспроизведения сверхкоротких эталонных электромагнитных импульсов. *Сб. научных тр. "Проектирование телекоммуникационных и информационных"*

- систем*". Под ред. Л. Н. Кечиева. М., МИЭМ, 2006, с. 60-62.
24. Сахаров КЮ. *Излучатели сверхкоротких электромагнитных импульсов и методы измерений их параметров*. М., МИЭМ, 2006, 159 с.
 25. Туркин ВА, Сахаров КЮ, Соколов АА, Михеев ОВ, Кузнецов ЕВ. Излучатели сверхкоротких электромагнитных импульсов для испытаний технических средств. *Технологии электромагнитной совместимости*, 2006, (2):10-16.
 26. Михеев ОВ, Туркин ВА, Сахаров КЮ, Соколов АА, Кузнецов ЕВ. Средства измерений для испытаний радиоэлектронной аппаратуры на стойкость к воздействию сверхкоротких электромагнитных импульсов. *Технологии электромагнитной совместимости*, 2006, (2):17-21.
 27. Алешко АИ, Соколов АА, Сахаров КЮ, Туркин ВА, Корнев АН. Датчик напряженности электрического поля сверхкоротких электромагнитных импульсов со сверхвысокой частотой повторения. *Технологии электромагнитной совместимости*, 2006, (2):22-26.
 28. Добротворский МИ, Сахаров КЮ, Михеев ОВ, Туркин ВА. Система регистрации сверхкоротких импульсов. *Технологии электромагнитной совместимости*, 2006, (2):27-30.
 29. Денисов МЮ, Сахаров КЮ, Михеев ОВ, Туркин ВА, Уголев ВА. Малогабаритный автономный измеритель амплитуды сверхкоротких электромагнитных импульсов. *Технологии электромагнитной совместимости*, 2006, (2):31-36.
 30. Сахаров КЮ, Михеев ОВ, Туркин ВА, Корнев АН, Долбня СН, Певнев АВ, Акбашев ББ. Исследование функционирования персональных компьютеров в условиях воздействия сверхкоротких электромагнитных импульсов. *Технологии электромагнитной совместимости*, 2006, (2):44-49.
 31. Подосенов СА, Сахаров КЮ, Соколов АА. Влияние поверхности земли на распространение сверхкоротких импульсов электромагнитного поля. *Технологии электромагнитной совместимости*, 2006, (2):50-53.
 32. Бородай ПН, Тяпин МС, Мырова ЛО, Сахаров КЮ. Средства обеспечения стойкости информационных систем к воздействию излучений СШП ЭМИ. *Технологии электромагнитной совместимости*, 2006, (2):59-70.
 33. Сахаров КЮ, Соколов АА, Михеев ОВ, Туркин ВА, Корнев АН, Долбня СН, Певнев АВ. Исследование функционирования локальной вычислительной сети в условиях воздействия сверхкоротких электромагнитных импульсов. *Технологии электромагнитной совместимости*, 2006, (3):36-45.
 34. Евтихеев НН, Сахаров КЮ, Соколов АА, Алешко АИ, Засовин ЭА, Черепанов АК. Биконическая антенна как базовая структура для излучения испытательных и эталонных сверхкоротких электромагнитных импульсов в нестационарных задачах ЭМС. *Технологии электромагнитной совместимости*, 2006, (4):3-9.
 35. Sokolov AA, Sakharov KYu, Mikheev OV, Turkin VA, Aleshko AI. Radiators of ultrashort electromagnetic pulses. *Proc. of the 3-rd Int. Conf. on "Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals UWBUSIS"* (Sevastopol, 18-22.09.2006). Sevastopol, 2006, p. 203-205.
 36. Евтихеев НН, Сахаров КЮ, Соколов АА, Алешко АИ, Засовин ЭА, Черепанов АК. Биконическая антенна как базовая структура для изучения испытательных и эталонных сверхкоротких электромагнитных импульсов в задачах ЭМС. *Тр. 15 Междунар. конференции по радиолокации и радиосвязи*. М., МЭИ, 2007, с. 226-237.
 37. Сахаров КЮ, Евтихеев НН, Соколов АА, Засовин ЭА, Черепанов АК. Антенны для излучения сверхкоротких электромагнитных импульсов. *Тр. 15 Междунар. конференции по радиолокации и радиосвязи*. М., МЭИ, 2007, с. 487-489.
 38. Михайлов ВА, Сахаров КЮ, Туркин ВА, Михеев ОВ, Симакин СВ, Ларионенко АВ. Оценка стойкости бортовых вычислительных машин в условиях воздействия сверхкоротких электромагнитных полей. *Технологии электромагнитной совместимости*, 2008, 4(27):12-19.
 39. Акбашев ББ, Сахаров КЮ, Михеев ОВ, Туркин ВА, Алешко АИ, Катков БГ, Бердышев АВ. Исследование распространения сверхкоротких электромагнитных импульсов в помещениях. *Технологии электромагнитной совместимости*, 2009, 1(28):41-47.

40. Сахаров К Ю, Тихомиров СВ, Туркин ВА, Михеев ОВ, Сухов АВ, Алешко АИ. Эталонный комплекс сверхкоротких электромагнитных импульсов с длительностью фронта 20 пс. *Измерительная техника*, 2010, (7):57-59.
41. Сахаров КЮ, Янковский БД, Миляев АП, Морев ВА, Туркин ВА, Михеев ОВ. Измерительный комплекс для исследования электромагнитной обстановки при распространении сверхкоротких электромагнитных импульсов в помещениях здания. *Технологии электромагнитной совместимости*, 2009, 3(30):18-21.
42. Шунин ОА, Белов АС, Добрынин МК, Капшин АВ, Сахаров КЮ, Туркин ВА, Михеев ОВ. Исследование радиопоглощающих материалов с помощью сверхкоротких электромагнитных импульсов. *Технологии электромагнитной совместимости*, 2009, 3(30):38-46.
43. Акбашев ББ, Батонов НМ, Сахаров КЮ, Михеев ОВ, Туркин ВА, Еряшев ДИ, Лафишев МА, Сухов АВ. Устойчивость систем видеонаблюдения к воздействию мощных сверхкоротких электромагнитных импульсов. *Технологии электромагнитной совместимости*, 2011, 2(37):24-28.
44. Акбашев ББ, Батонов НМ, Сахаров КЮ, Михеев ОВ, Туркин ВА, Еряшев ДИ, Лафишев МА, Сухов АВ. Экспериментальные исследования функционирования устройств типовой комплексной системы безопасности в условиях воздействия сверхкоротких электромагнитных импульсов. *Технологии электромагнитной совместимости*, 2011, 2(37):30-37.
45. Сахаров КЮ, Туркин ВА, Михеев ОВ, Сухов АВ, Днищенко ВН. Методы и средства мониторинга электромагнитных излучений в сверхкороткоимпульсном диапазоне длительностей. *4-й Междунар. радиоэлектронный форум "Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития" МРФ-2011. Сборник научных тр.: Материалы форума в 3-х томах. Том 1. Конференция "Интегрированные информационные радиоэлектронные системы и технологии". Ч. 2. Харьков, АНПРЭ, ХНУРЭ, 2011, с. 237-240.*
46. Сахаров КЮ, Туркин ВА, Михеев ОВ, Сухов АВ, Лафишев МА, Еряшев ДИ. Аппаратура для мониторинга электромагнитных излучений в сверхкороткоимпульсном диапазоне длительностей. *Технологии электромагнитной совместимости*, 2011, (4):58-61.
47. Сахаров КЮ, Туркин ВА, Михеев ОВ, Сухов АВ. Устройство для измерения параметров электромагнитного импульса со сверхкороткой длительностью фронта. *Патент РФ № 2468375 С1*. Оpubл. бюл. "Изобретения. Полезные модели" № 33 от 27.11.2012.
48. Сухов А.В. Методы и средства измерений параметров сверхкоротких электромагнитных импульсов в пикосекундном диапазоне. *Дис. ... канд. техн. наук*. Москва, ФГУП ВНИИОФИ, 2016.
49. Sakharov KYu, Turkin VA, Mikheev OV. A measuring system for characterization of radar-absorbent materials by ultra-short electromagnetic pulses sounding over the range 0.1 – 4.0 GHz. *Proc. of 14th Conf. on Microwave Techniques COMITE 2015*. Pardubice, Czech Republic, 21-23 April 2015. P. 1-4.
50. Зиновьев СВ, Евдокимов АН, Сахаров КЮ, Туркин ВА, Алешко АИ, Иванов АВ. Определение терапевтической значимости воздействия импульсного широкополосного электромагнитного СВЧ-излучения на моделях экспериментальной онкологии. *Медицинская физика*, 2015, (3):62-67.
51. Подосенов СА, Потапов АА, Менькова ЕР. Новый аналитический метод расчета электромагнитных полей от бегущих волн тока. *Нелинейный мир*, 2007, 5(12):725-739.
52. Potapov AA, Podosenov SA, Foukzon J, and Men'kova ER. New Method for Calculating Pulsed Electromagnetic Fields from Traveling Current Waves in Complex Wire Structures. *Physics of Wave Phenomena*, 2011, 19(2):112-123.
53. Подосенов СА, Потапов АА, Фоукзон Дж, Менькова ЕР. *Неголономные, фрактальные и связанные структуры в релятивистских сплошных средах; электродинамике, квантовой механике и космологии. В 3-х тт.* Под ред. А.А. Потапова. М., ЛЕНАНД, 2016. Т. 1. 432 с.; Т.2. 440 с.; Т.3. 256 с.
54. Сахаров КЮ, Подосенов СА, Туркин ВА, Михеев ОВ, Менькова ЕР, Сухов АВ, Алешко АИ. Использование метода заданных токов для расчета во временной области параметров импульсных электромагнитных полей с длительностью фронта до 10 пс. *Измерительная техника*, 2015, (11):55-58.

55. Podosenov SA, Svekis YGu, Sokolov AA. Transient Radiation of Traveling Waves by Wire Antennas. *IEEE Trans.*, 1995, AP-37(3):367-383.
56. Podosenov SA, Sokolov AA. Linear Two-Wire Transmission Line Coupling to an External Electromagnetic Field, Part I: Theory. *IEEE Trans.*, 1995, AP-37(4):559-566.
57. Podosenov SA, Sakharov KYu, Svekis YaG, and Sokolov AA. Linear Two-Wire Transmission Line Coupling to an External Electromagnetic Field, Part II: Specific cases, experiment. *IEEE Trans.*, 1995, AP-37(4):566-574.
58. Podosenov SA, Sokolov AA, Al'betkov SV. Excitation of a V-Antenna by a Pulse Electromagnetic Field. *IEEE Trans.*, 1996, AP-38(1):31-42.
59. Mikheev OV, Podosenov SA, Sakharov KYu, Sokolov AA, Turkin VA. Approximate Calculation Methods for Radiation of a TEM-Horn Array. *IEEE Trans.*, 2001, AP-43(1):67-74.
60. Mikheev OV, Podosenov SA, Sakharov KYu, Sokolov AA, Svekis IaG, Turkin VA. New Method for Calculating Pulse Radiation from an Antenna with a Reflector. *IEEE Trans.*, 1997, AP-39(1):48-54.
61. Родичев ВИ. *Теория тяготения в ортогональном репере*. М., Наука, 1974, 184 с.
62. Власов АА. *Статистические функции распределения*. М., Наука, 1966, 356 с.
63. Подосенов СА. *Пространство, время и классические поля связанных структур*. М., Компания "Спутник +", 2000, 445 с.
64. Podosenov SA, Foukzon J, and Potapov AA. A Study of the Motion of a Relativistic Continuous Medium. *Gravitation and Cosmology*, 2010, 16(4):307-312.
65. Podosenov SA, Foukzon J, Potapov AA, and Men'kova ER. Electrodynamics in Noninertial Reference Frames. *Journal of Applied Mathematics and Physics*, 2016, 4(4):806-843. URL: <http://www.scirp.org/journal/jamp>.
66. Подосенов СА, Потапов АА, Фоукзон Дж, Менькова ЕР. Метрика и уравнения структуры в релятивистских сплошных средах. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2019, 11(2):113-124, doi: 10.17725/rensit.2019.11.113.
67. Foukzon J, Men'kova E, and Potapov A. The Solution Cosmological Constant Problem. *Journal of Modern Physics*, 2019, 10:729-794. DOI: 10.4236/jmp.2019.107053.
68. Foukzon J, Menkova ER, Potapov AA, and Podosenov SA. *Quantum Field Theory in Fractal Space-Time with Negative Hausdorff-Colombeau Dimensions. The Solution Cosmological Constant Problem*, <https://arxiv.org/abs/1004.0451>, 2019, 171 p.
69. Foukzon J, Men'kova ER, Potapov AA. The Solution Cosmological Constant Problem. Quantum Field Theory in Fractal Space-Time with Negative Hausdorff-Colombeau Dimensions and Dark Matter Nature. *Journal of Physics: Conf. Ser.*, 2019, V. 1391. Paper ID 012058. DOI: 10.1088/1742-6596/1391/1/012058.
70. Foukzon J, Men'kova ER, Potapov AA. Singular general relativity using the Colombeau approach. I. Distributional Schwarzschild geometry from nonsmooth regularization via horizon. *Physics Essays*, 2020, 33(2):180-199. DOI: 10.4006/0836-1398-33.2.180.
71. Podosenov SA, Foukzon J, Men'kova ER. Comment on "The Mössbauer rotor experiment and the general theory of relativity" [Ann. Physics 368 (2016) 258-266]. *Annals of Physics*, 2020, V. 413:168047. DOI: 10.1016/j.aop.2019.168047.
72. Podosenov SA, Foukzon J, Men'kova ER. Erratum to Comment on "The Mössbauer rotor experiment and the general theory of relativity" [Ann. Physics 368 (2016) 258-266]. *Annals of Physics*, 2020, V. 423:168329. DOI: 10.1016/j.aop.2020.168329.

Потапов Александр Алексеевич

д.ф.-м.н.

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Москва 125009, Россия

E-mail: potapov@cplire.ru

Менькова Елена Романовна

к.т.н., с.н.с.

ВНИИОФИ Росстандарта

Москва 119361, Россия

E-mail: menkova@vniiofi.ru.

DOI: 10.17725/rensit.2023.15.355

Исследование резонаторов с продольным и поперечным электрическим полем с различными поперечными размерами

Зайцев Б.Д., Семёнов А.П., Теплых А.А., Бородина И.А

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Саратовский филиал, <http://cplire.ru/>
Саратов 410019, Российская Федерация

E-mail: zai-boris@yandex.ru, alex-sheib@yandex.ru, teplykhaa@mail.ru, borodinaia@yandex.ru

Поступила 24.11.2023, рецензирована 30.11.2023, принята 03.12.2023, опубликована 06.12.2023.

Представлена действительным членом РАЕН В.В. Колесовым

Аннотация: Экспериментально и теоретически исследовано влияние диаметра дискового резонатора с радиальным электрическим полем, изготовленного на основе пьезокерамики ЦТС-19 и поперечных размеров резонатора с поперечным электрическим полем (ПЭП) на основе пьезокерамики ЦТСНВ-1 на их основные характеристики, такие как частоты параллельного и последовательного резонансов и максимальные значения действительных частей электрического импеданса и адмиттанса.

Ключевые слова: радиальные колебания, резонаторы с поперечным электрическим полем, резонаторы с продольным электрическим полем, параллельный резонанс, последовательный резонанс, электрический импеданс

УДК: 534.231, 534.6.08

Благодарности: Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (государственное задание FFWZ-2022-0002).

Для цитирования: Зайцев Б.Д., Семёнов А.П., Теплых А.А., Бородина И.А. Исследование резонаторов с продольным и поперечным электрическим полем с различными поперечными размерами. РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии, 2023, 15(4):355-360. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.355.

The investigation of resonators with longitudinal and lateral electric fields with various shear dimensions

Boris D. Zaitsev, Alexander P. Semyonov, Andrey A. Teplykh, Irina A. Borodina

Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics of RAS, Saratov Branch, <http://cplire.ru/>
Saratov 410019, Russian Federation

E-mail: zai-boris@yandex.ru, alex-sheib@yandex.ru, teplykhaa@mail.ru, borodinaia@yandex.ru

Received November 24, 2023, peer-reviewed November 30, 2023, accepted December 03, 2023, published December 06, 2023.

Abstract: The influence of the diameter of a disk resonator with a radial electric field made on the basis of PZT-19 piezoceramics and the shear dimensions of a resonator with a lateral electric field (LFE) based on PZTNV-1 piezoceramics on their main characteristics, such as the frequencies of parallel and serial resonances and maximum values of the real parts of electrical impedance and admittance has been studied experimentally and theoretically.

Keywords: radial oscillations, resonators with a lateral electric field, resonators with a longitudinal electric field, parallel resonance, series resonance, electrical impedance and admittance

UDC: 534.231, 534.6.08

Acknowledgments: The work was carried out with the financial support of the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (state assignment FFWZ-2022-0002).

For citation: Boris D. Zaitsev, Alexander P. Semyonov, Andrey A. Teplykh, Irina A. Borodina. The investigation of resonators with longitudinal and lateral electric fields with various shear dimensions. RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies, 2023, 15(4):355-360e. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.355.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (356)
2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ (356)
 - 2.1. ОПИСАНИЕ РЕЗОНАТОРОВ И МЕТОДИКИ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА (356)
 - 2.2. ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАТОРА С ПОПЕРЕЧНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ (357)
3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ РЕЗОНАТОРОВ НА ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ (358)
4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (358)

ЛИТЕРАТУРА (359)

1. ВВЕДЕНИЕ

Пьезоэлектрические резонаторы широко используются в различных областях науки и техники как в качестве пассивных компонент радиоэлектронной аппаратуры [1], так и в качестве различных датчиков. Эти датчики используются для исследования свойств различных жидкостей [2-8] и пленок [9-10], для анализа различных газов в воздушной среде [11-15], для регистрации специфических биологических реакций в водных средах [16-18], для создания детекторов микро-перемещений [19], и т.д.

Ранее было показано, что изменение электрических граничных условий вблизи свободной стороны пьезоэлектрического резонатора с поперечным электрическим полем влияет на его параметры [19]. Однако на практике при измерениях характеристик резонаторов такого типа в широком частотном диапазоне часто возникают резонансы, природа которых либо не ясна, либо трудно анализируема теоретически. Кроме того, следует отметить что особенности возбуждаемых колебаний в резонаторах необходимо анализировать не только теоретически, но и подтверждать теоретические данные результатами эксперимента. В данной работе изучены особенности механических колебаний в дисковом резонаторе с продольным возбуждающим электрическим полем и в прямоугольном резонаторе с поперечным электрическим полем при изменении их поперечных размеров.

Цель данной работы – исследовать влияние поперечных размеров пьезоэлектрического

дискового резонатора с радиальным электрическим полем и пьезоэлектрического ПЭП резонатора на их основные характеристики.

2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. ОПИСАНИЕ РЕЗОНАТОРОВ И МЕТОДИКИ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для проведения исследований был использован дисковый резонатор с продольным электрическим полем на основе пьезоэлектрики ЦТСНВ-1 (ООО "Аврора-ЭЛМА", г. Волгоград) с диаметром $D = 21.9$ мм и толщиной 1.945 мм. В ходе всего эксперимента изменялся диаметр дискового резонатора механической обработкой от 21.9 мм до 14 мм с шагом ~ 1 мм. Для каждого значения диаметра дискового резонатора измерялись частотные зависимости реальной и мнимой частей электрического импеданса. По измеренным частотным зависимостям определяли максимальные значения реальных частей электрического импеданса и адмиттанса, а также резонансные частоты параллельного и последовательного резонансов. Зависимости резонансных частот параллельного (f_{par}) и последовательного (f_{ser}) резонансов от диаметра резонатора (D) представлены на **Рис. 1**. Максимальные значения действительных частей электрического сопротивления (R_{max}) и адмиттанса (G_{max}) в зависимости от диаметра D показаны на **Рис. 2**. Рис. 1 показывает, что с уменьшением диаметра частота, как параллельного, так и последовательного резонансов увеличивается. Полное относительное изменение этих величин составляет 56% и 57%, соответственно. Максимальное значение реальной части электрического импеданса (R_{max}) не изменяется

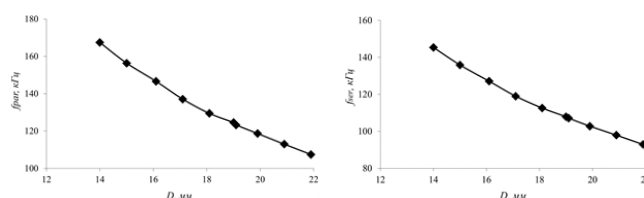


Рис. 1. Экспериментальные зависимости частот параллельного f_{par} (слева) и последовательного f_{ser} (справа) резонансов от диаметра диска D резонатора, изготовленного на основе пьезоэлектрики ЦТСНВ-1.

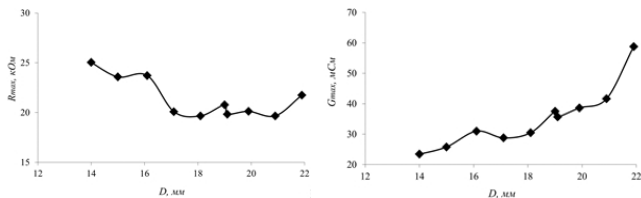


Рис. 2. Экспериментальные зависимости максимальных значений реальных частей электрического импеданса R_{max} (слева) и адмиттанса G_{max} (справа) от диаметра диска D резонатора, изготовленного на основе пьезокерамики ЦТСНВ-1.

с уменьшением диаметра диска от 22 до 17 мм, но затем незначительно увеличивается с уменьшением диаметра от 17 до 14 мм (Рис. 2, слева). Полное относительно изменение этой величины составляет 25% при изменении диаметра диска от 17 до 14 мм.

Максимальное значение реальной части электрического адмиттанса (G_{max}) уменьшается от 60 до 20 мСм с уменьшением диаметра резонатора от 22 до 14 мм (Рис. 2, справа). Полное относительно изменение максимального значения реальной части электрического адмиттанса составляет 60%. Подобное изменение характеристик дискового резонатора, особенно резонансной частоты параллельного резонанса, с уменьшением его диаметра свидетельствует о возбуждении механических колебаний радиального типа.

2.2. ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАТОРА С ПОПЕРЕЧНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

ПЭП резонатор был изготовлен в лабораторных условиях из пластины пьезокерамики ЦТС-19 прямоугольной формы с толщиной 2.566 мм и поперечными размерами 19.9×17.86 мм². На одну сторону пьезокерамической пластины были нанесены два прямоугольных алюминиевых электрода с размерами 19.9×6.9 мм² и с зазором между ними 4 мм (Рис. 3). Полярная ось пьезоэлектрика была ориентирована

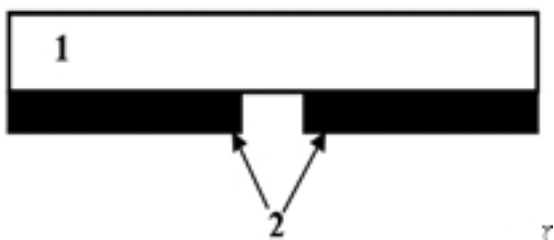


Рис. 3. Схема ПЭП резонатора: 1 – пластина из пьезокерамики ЦТС-19, 2 – электроды.

перпендикулярно зазору. В ходе эксперимента изменялся наибольший поперечный размер (H) пьезокерамической пластины вдоль зазора путем его механического стачивания от 19.9 до 14.8 мм с шагом ~1-2 мм, с сохранением параллельности противоположных граней и целостности электродов резонатора. Для каждого значения длины пластины (H) ПЭП резонатора измерялись частотные зависимости параллельного резонанса в рабочем диапазоне 50-300 кГц, по которым определялись значения резонансных частот и максимальные значения реальных частей электрического импеданса соответствующих каждой длине ПЭП резонатора, для трех наблюдаемых резонансов в данном частотном диапазоне. Зависимости максимального значения реальной части электрического импеданса и резонансной частоты параллельного резонанса от длины пластины ПЭП резонатора для трех наблюдаемых резонансов представлены на Рис. 4, 5 и 6. Рис. 4, 5, 6 показывают, что с уменьшением длины пластины от 19.9 до 14.8 мм четко наблюдается увеличение резонансной частоты для трех наблюдаемых параллельных резонансов в выбранном рабочем диапазоне.

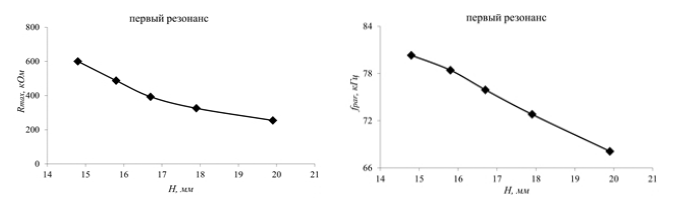


Рис. 4. Экспериментальные зависимости максимального значения реальной части электрического импеданса R_{max} (слева) и частоты параллельного резонанса f_{par} (справа) от длины H пьезокерамической пластины ПЭП резонатора, для первого наблюдаемого резонанса.

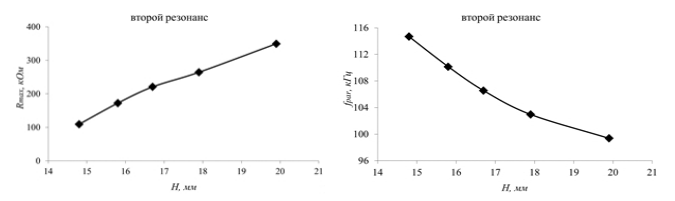


Рис. 5. Экспериментальные зависимости максимального значения реальной части электрического импеданса R_{max} (слева) и частоты параллельного резонанса f_{par} (справа) от длины H пьезокерамической пластины ПЭП резонатора, для второго наблюдаемого резонанса.

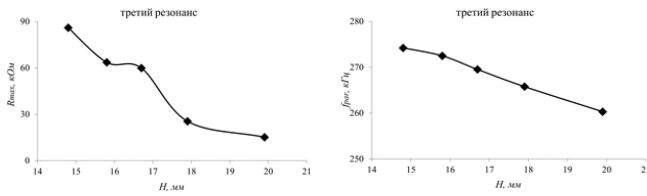


Рис. 6. Экспериментальные зависимости максимального значения реальной части электрического импеданса R_{max} (слева) и частоты параллельного резонанса f_{par} (справа) от длины H пьезокерамической пластины ПЭП резонатора, для третьего наблюдаемого резонанса.

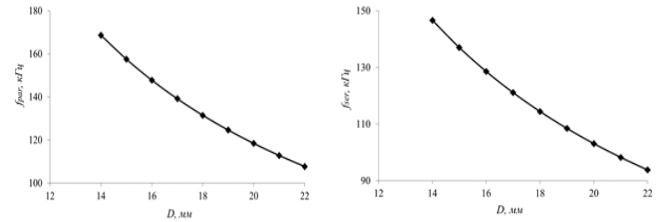


Рис. 7. Теоретические зависимости частот параллельного f_{par} (слева) и последовательного f_{ser} (справа) резонансов от диаметра диска D резонатора, изготовленного на основе пьезокерамики ЦТСНВ-1.

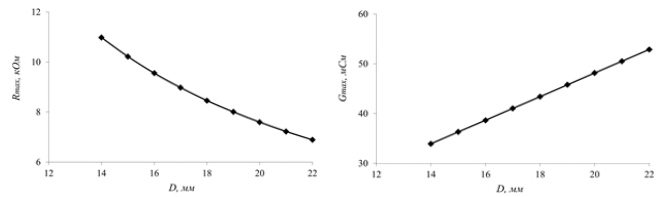


Рис. 8. Теоретические зависимости максимальных значений реальных частей электрического импеданса R_{max} (слева) и адмиттанса G_{max} (справа) от диаметра диска D резонатора, изготовленного на основе пьезокерамики ЦТСНВ-1.

Таблица 1

Относительные изменения резонансной частоты и максимального значения реальной части электрического импеданса ПЭП резонатора для каждого резонанса

Величина	Первый резонанс	Второй резонанс	Третий резонанс
f_{par}	18%	15%	5%
R_{max}	136%	69%	460%

Максимальное значение реальных частей электрического импеданса увеличивается с уменьшением длины пластины для первого и третьего резонансов (Рис. 4, 6) и уменьшается для второго резонанса (Рис. 5). Относительные изменения указанных величин представлены в **Таблице 1**.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ РЕЗОНАТОРОВ НА ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Теоретический анализ характеристик резонатора для различных значений его диаметра проводился при помощи двумерного метода конечных элементов [10]. Были построены зависимости резонансных частот параллельного и последовательного резонансов (**Рис. 7**) и максимальных значений реальных частей электрического импеданса и адмиттанса (**Рис. 8**) от диаметра резонатора. Сравнение графиков на Рис. 1 и Рис. 7, и графиков на Рис. 2 и Рис. 8 свидетельствует о хорошем соответствии теоретических данных экспериментальным результатам. При проведении расчетов материальные константы для пьезокерамики ЦТСНВ-1 были взяты из справочника [18]. Аналогичный теоретический расчет для ПЭП резонатора

не был проведен, поскольку используемый двумерный метод конечных элементов не позволяет учитывать размер резонатора в третьем измерении, который изменялся в процессе эксперимента.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально и теоретически изучено влияние диаметра резонатора с продольным электрическим полем, изготовленного из пьезокерамики ЦТСНВ-1, на его основные характеристики, такие как резонансные частоты параллельного и последовательного резонансов и максимальные значения реальных частей электрического импеданса и адмиттанса. Установлено, что изменение характеристик дискового резонатора с уменьшением его диаметра свидетельствует о возбуждении механических колебаний радиального типа, что подтверждается теоретическим анализом. Теоретический анализ проводился при помощи метода конечных элементов. Кроме того, экспериментально исследовано влияние поперечных размеров ПЭП резонатора, изготовленного на основе пьезокерамики ЦТС-19 на его характеристики, такие как частота параллельного резонанса и максимальное значение реальной части электрического

импеданса. Показано, что уменьшение длины пластины ПЭП резонатора от 19.9 до 14.8 мм приводит к увеличению частот всех наблюдаемых параллельных резонансов. При этом максимальное значение реальной части электрического импеданса увеличивается с уменьшением длины пластины для первого и третьего резонансов и уменьшается для второго.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хоменко ИВ, Косых АВ. *Кварцевые резонаторы и автогенераторы*. Омск, Изд. ОмГТУ, 2018, 160 с.
2. Zao Z, Qian Z, Wang B, Kuznetsova I, Ma T, Yong Y-K. Design considerations for frequency shifts in a laterally finite FBAR sensor in contact with the Newtonian liquid. *IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 2020, 67(11):2402-2412, doi: 10.1109/TUFFC.2020.3006186.
3. McCann DF, McCann JM, Parks JM, Frankel DJ, M Pereira da Cunha, Vetelino JF. A lateral-field-excited LiTaO₃ high frequency bulk acoustic wave sensor. *IEEE Trans. on Ultras., Ferroel., and Freq. Contr.*, 2006, 56(4):779-787.
4. Zaitsev BD, Shikhabudinov AM, Teplykh AA, Kuznetsova IE. Liquid sensor based on a piezoelectric lateral electric field-excited resonator. *Ultrasonics*, 2015, 63:179-183.
5. Borodina IA, Zaitsev BD, Teplykh AA. Influence of the conductivity of a liquid contacting with a lateral electric field excited resonator based on PZT ceramics on its characteristics. *Ultrasonics*, 2020, 102:106059. DOI: 10.1016/j.ultras.2019.106059.
6. Zaitsev BD, Semyonov AP, Teplykh AA, Borodina IA. A new liquid sensor based on a piezoelectric resonator with a radial electric field. *Ultrasonics*, 2022, 119:106603; doi: 10.1016/j.ultras.2021.106603.
7. Zaitsev BD, Borodina IA, Teplykh AA. Compact liquid analyzer based on a resonator with a lateral excitation electric field. *Ultrasonics*, 2022, 126:106814; doi: 10.1016/j.ultras.2022.106814.
8. Semyonov A, Zaitsev B, Teplykh A, Borodina I. The Effect of Glycerol-Based Suspensions on the Characteristics of Resonators Excited by a Longitudinal Electric Field. *Sensors*, 2023, 23:608.
9. Kuznetsova IE, Zaitsev BD, Shikhabudinov AM. Elastic and viscosity properties of nanocomposite films based on low – density polyethylene. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 2010, 57(9):2099-2102.
10. Teplykh Andrey, Zaitsev Boris, Semyonov Alexander, Borodina Irina. The Study of the Acoustic Characteristics of Chitosan Acetate Film Using a Radial Electric Field Excited Resonator. *Sensors*, 2023, 23:1808; doi: 10.3390/s23041808.
11. Kuznetsova I, Zaitsev B, Krasnopolskaya L, Teplykh A, Semyonov A, Avtonomova A, Ziangirova M, Smirnov A, Kolesov V. Influence of humidity on the acoustic properties of mushroom mycelium films used as sensitive layers for acoustic humidity sensors. *Sensors*, 2020, 20:2711.
12. Zaitsev BD, Teplykh AA, Fedorov FS, Grebenko AK, Nasibulin AG, Semyonov AP, Borodina IA. Evaluation of Elastic Properties and Conductivity of Chitosan Acetate Films in Ammonia and Water Vapors Using Acoustic Resonators. *Sensors*, 2020, 20:2236; doi: 10.3390/s20082236.
13. Liu K, Zhang C. Volatile organic compounds gas sensor based on quartz crystal microbalance for fruit freshness detection: A review. *Food Chem.*, 2021, 334:127615; doi: 10.1016/j.foodchem.2020.127615.
14. Wang L. Metal-organic frameworks for QCM-based gas sensors: A review. *Sensors Actuators, A Phys.*, 2020, 307:111984; doi: 10.1016/j.sna.2020.111984.
15. Gorbachev I, Smirnov A, Ivanov G, Avramov I, Datsuk E, Venelinov T, Bogdanova E, Anisimkin V, Kolesov V, Kuznetsova I. Langmuir-Blodgett films of arachidic and stearic acids as sensitive coatings for chloroform HF SAW sensors. *Sensors*, 2023, 23:100; doi: 10.3390/s23010100.
16. Guliy OI, Zaitsev BD, Semyonov AP, Alsowaidi AKM, Teplykh AA, Karavaeva OA, Borodina IA. Microbial acoustic sensor test-system based on a piezoelectric resonator with a lateral electric field for kanamycin detection in liquid. *Ultrasonics*, 2022, 120:106651; doi: 10.1016/j.ultras.2021.106651.
17. Hartz Jequil SR, Emanetoglu Nuri W, Howell Caitlin, John F. Vetelino. Lateral field excited

- quartz crystal microbalances for biosensing applications. *Biointerphases*, 2020, 15(3):030801; doi: 10.1116/6.0000144.
18. Gorbachev IA, Smirnov AV. Biosensor based on Langmuir-Blodgett film with alcohol oxidase enzyme. *Radioelektronika, Nanosistemy, Informacionnye Tehnologii*, 2023, 15(3):307-316e; doi: 10.17725/rensit.2023.15.307.
19. Zaitsev BD, Semyonov AP, Teplykh AA, Borodina IA. The sensor for measuring the micro-displacements based on the piezoelectric resonator with lateral electric field. *Ultrasonics*, 2019, 99:105973; doi: 10.1016/j.ultras.2019.105973.
20. Ганопольский ВВ, Касаткин БА, Легуша ФФ и др. *Пьезокерамические преобразователи: методы измерения и расчет параметров*. Справочник под ред. С.И. Пугачева. Л.: Судостроение, 1984, 256 с.

Зайцев Борис Давыдович*д.ф.-м.н., профессор*

СФ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

38, ул. Зелёная, Саратов 410019, Россия**E-mail: zai-boris@yandex.ru****Семёнов Александр Павлович***к.ф.-м.н., с.н.с.*

СФ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

38, ул. Зелёная, Саратов 410019, Россия**E-mail: alex-sheih@yandex.ru****Теплых Андрей Алексеевич***к.ф.-м.н., с.н.с.*

СФ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

38, ул. Зелёная, Саратов 410019, Россия**E-mail: teplykhaa@mail.ru****Бородина Ирина Анатольевна***к.ф.-м.н., с.н.с.*

СФ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

38, ул. Зелёная, Саратов 410019, Россия**E-mail: borodinaia@yandex.ru**

DOI: 10.17725/rensit.2023.15.361

Датчики уровня жидкости и анализа термодинамических процессов при ее замерзании на объемных акустических волнах

Анисимкин В.И., Кузнецова И.Е., Смирнов А.В.

Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, <http://www.cplire.ru/>
Москва 125009, Российская Федерация

E-mail: anis@cplire.ru, kuziren@yandex.ru, andre-smirnov-v@yandex.ru

Поступила 01.12.2023, рецензирована 03.12.2023, принята 05.12.2023, опубликована 06.12.2023.

Представлена действительным членом РАЕН В.В. Колесовым

Аннотация: Фундаментальным свойством продольных объемных акустических волн (ОАВ) является их неспособность распространяться в газообразной среде из-за сильного поглощения в МГц-диапазоне и, напротив, их способность распространяться в жидкости. На основе этого свойства предложен датчик уровня жидкости на ОАВ. Для этих целей впервые использовано не измерение изменения скорости и поглощения волн, а изменение времени их распространения от излучателя до приемника. Показано, что этот акустический параметр идеально подходит для таких измерений, поскольку он слабо зависит от температуры, но зависит от агрегатного состояния среды распространения. Разработана методика бесконтактного исследования экзо-, эндо- и изотермических процессов, сопровождающих фазовые переходы жидкость-лед и лед-жидкость. С ее помощью экспериментально продемонстрирован изотермический характер фазового перехода вода-лед при нормальных условиях.

Ключевые слова: объемные акустические волны, жидкость, уровень жидкости, экзо-, эндо- и изотермические процессы, фазовый переход вода-лед

PACS: 43.35.Yb

Благодарности: Работа выполнена в рамках госзадания ИРЭ им.В.А. Котельникова РАН.

Для цитирования: Анисимкин В.И., Кузнецова И.Е., Смирнов А.В. Датчики уровня жидкости и анализа термодинамических процессов при ее замерзании на объемных акустических волнах. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2023, 15(4):361-366. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.361.

Sensors for liquid level and analysis of thermodynamic processes during its freezing based on bulk acoustic waves

Vladimir I. Anisimkin, Iren E. Kuznetsova, Andrey V. Smirnov

Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics of RAS, <http://www.cplire.ru/>
Moscow 125009, Russian Federation

E-mail: anis@cplire.ru, kuziren@yandex.ru, andre-smirnov-v@yandex.ru

Received December 01, 2023, peer-reviewed December 03, 2023, accepted December 05, 2023, published December 06, 2023.

Abstract: A fundamental property of longitudinal bulk acoustic waves (BAW) is their inability to propagate in a gaseous medium due to strong absorption in the MHz range and, on the contrary, their ability to propagate in liquids. Based on this property, a liquid level sensor based on BAW is proposed. For these purposes, for the first time, it was used not to measure changes in the velocity and attenuation of waves, but to change the time of their propagation from the emitter to the receiver. It is shown that this acoustic parameter is ideal for such measurements, since it weakly depends on temperature, but depends on the aggregate state of the propagation medium. A technique has been developed for non-contact research of exo-, endo- and isothermal processes accompanying liquid-ice and ice-liquid phase transitions. With its help, the isothermal nature of the water-ice phase transition under normal conditions was experimentally demonstrated.

Keywords: bulk acoustic waves, liquid, liquid level, exo-, endo- and isothermal processes, water-ice phase transition

PACS: 43.35.Уь

Acknowledgments: The work was carried out within the framework of the state assignment of the V.A. Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of RAS.

For citation: Vladimir I. Anisimkin, Iren E. Kuznetsova, Andrey V. Smirnov. Sensors for liquid level and analysis of thermodynamic processes during its freezing based on bulk acoustic waves. *RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies*, 2023, 15(4):361-366e. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.361.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (362)
 2. КОНСТРУКЦИЯ ДАТЧИКА УРОВНЯ ЖИДКОСТИ НА ОАВ И ПОЛУЧЕННЫЕ С ЕГО ПОМОЩЬЮ РЕЗУЛЬТАТЫ (362)
 3. ДАТЧИК ДЛЯ БЕСКОНТАКТНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ЭКЗО-, ЭНДО- И ИЗОТЕРМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ, СОПРОВОЖДАЮЩИХ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ ЖИДКОСТЬ-ЛЕД И ЛЕД-ЖИДКОСТЬ (363)
 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (365)
- ЛИТЕРАТУРА (365)

1. ВВЕДЕНИЕ

Определение уровня жидкости в закрытых резервуарах является важной технической задачей [1,2]. Ее решение важно и для случая реализации биологических жидкостных датчиков и для промышленного применения в области атомной энергетики, газовой промышленности и т.д. Для ее решения используются различные подходы, основанные на использовании оптоволоконных сенсоров [3,4], лазерного луча, отражающегося от структуры жидкость/стекло [5], акустических волн, возбуждаемых лазером или пьезопреобразователем в стенке резервуара [6,7]. В зависимости от решаемой проблемы эти датчики могут размещаться как внутри самой жидкости [8,9], так и снаружи [6,7].

Одним из наиболее активно применяемых методов является использование акустических волн. В случае прямых измерений для получения информации о положении уровня жидкости используют акустические импульсы, отраженные от границы раздела жидкость-газ [10]. В этом случае акустическая волна генерируется преобразователем, размещенным на дне резервуара, проходит через стенки резервуара и жидкость, отражается от границы раздела жидкость-газ и возвращается к пусковому преобразователю. Время задержки отраженного

сигнала дает необходимую информацию. Другие методы основаны на передаче акустической волны через стенку резервуара и жидкость в горизонтальном направлении [10]. В этом случае выходной сигнал появляется, если уровень жидкости превышает расстояние между входным и выходным датчиками.

В данной работе исследуется возможность определения присутствия жидкости при помощи продольных объемных акустических волн. Методика базируется на фундаментальном свойстве продольных объемных акустических волн (ОАВ), а именно, их неспособности распространяться в газообразной среде из-за сильного поглощения в МГц-диапазоне и, напротив, их способности к распространению в жидкости. Также исследована возможность использования ОАВ для анализа термодинамических процессов, происходящих при замерзании жидкости.

2. КОНСТРУКЦИЯ ДАТЧИКА УРОВНЯ ЖИДКОСТИ НА ОАВ И ПОЛУЧЕННЫЕ С ЕГО ПОМОЩЬЮ РЕЗУЛЬТАТЫ

На **Рис. 1** показана конструкция датчика уровня жидкости на основе продольных объемных

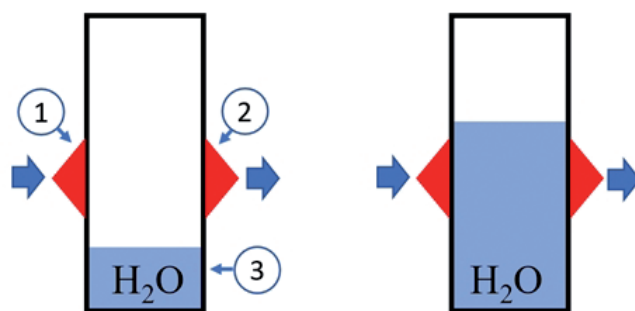


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментального образца на основе продольных объемных акустических волн, предназначенного для регистрации уровня жидкости. 1 – излучающий преобразователь, 2 – приемный преобразователь, 3 – кювета.

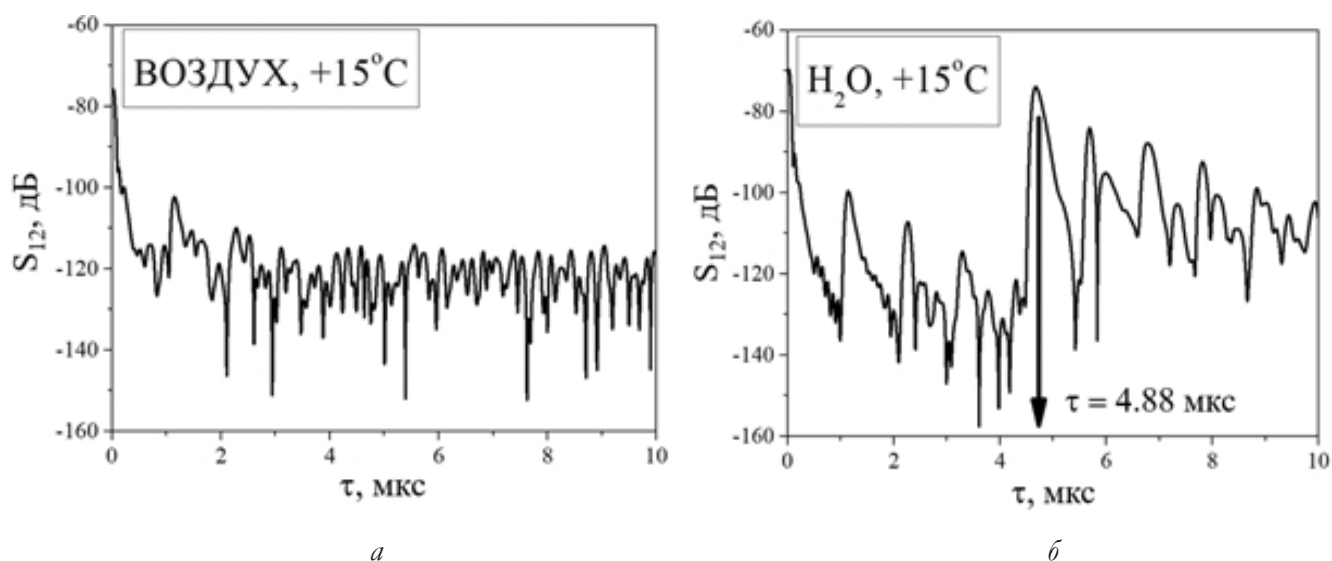


Рис. 2. Импульсные отклики на выходе экспериментального образца для регистрации уровня жидкости, измеренные с помощью анализатора четырехполюсников E5061B, работающего в амплитудно-временном формате. (а) – низкий уровень жидкости (Рис. 1, слева), (б) – высокий уровень жидкости (Рис. 1, справа).

Расстояние между преобразователями 5.3 мм.

акустических волн. Датчик состоит из излучателя, кюветы и приемника ультразвука на частотах от 1 до 37 МГц. Расстояние между преобразователями составляло 5.3 мм. Импульсные отклики приведены на **Рис. 2**. В отсутствие жидкости (кювета заполнена воздухом) выходной сигнал датчика на выходе образца равен нулю из-за высокого поглощения ультразвука в воздушном пространстве (Рис. 2а). При достижении жидкостью определенного уровня и перекрытии ею пути распространения ультразвукового пучка продольная волна начинает распространяться от излучателя к приемнику, и на выходе датчика регистрируется сигнал $S_{12}(\tau_L)$, задержка которого $\tau_L(\text{ж})$ соответствует скорости продольной волны $V_L(\text{ж})$ в этой жидкости (рис.2б).

По величине задержки акустического сигнала, его амплитуды и размеру кюветы были определены скорость V_L и поглощение α_L продольной (L) ОАВ в воде: $V_L(\text{H}_2\text{O}) = 1480$ км/с и коэффициент поглощения $\alpha_L(\text{H}_2\text{O}) = 1.9$ дБ/мм (30 МГц). Получены результаты, совпадающие с табличными значениями [11].

3. ДАТЧИК ДЛЯ БЕСКОНТАКТНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ЭКЗО-, ЭНДО- И ИЗОТЕРМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ, СОПРОВОЖДАЮЩИХ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ ЖИДКОСТЬ-ЛЕД И ЛЕД-ЖИДКОСТЬ

Экспериментальная методика для бесконтактного исследования экзо- ($\Delta T > 0$), эндо- ($\Delta T < 0$) и изо- ($\Delta T = 0$) термических процессов, сопровождающих фазовые переходы жидкость-лед и лед-жидкость, базировалась на образце, представленном на **Рис. 3**. Он состоял из кремниевого стержня ($10 \times 10 \times 50$ мм³), кюветы из теплоизоляционного материала (тефлон) (диаметр 5 мм, высота 10 мм, толщина 1.5 мм) и двух керамических преобразователей, приклеенных к стержню салолом. Проба жидкости, фазовый переход которой подвергался исследованию, вводилась шприцем через верхнюю поверхность кюветы, после чего эта поверхность изолировалась от внешней среды (накрывалась). Теплообмен через боковые стенки кюветы также исключался плохой температурной проводимостью тефлона, так что жидкость контактировала только с верхней поверхностью кремния.

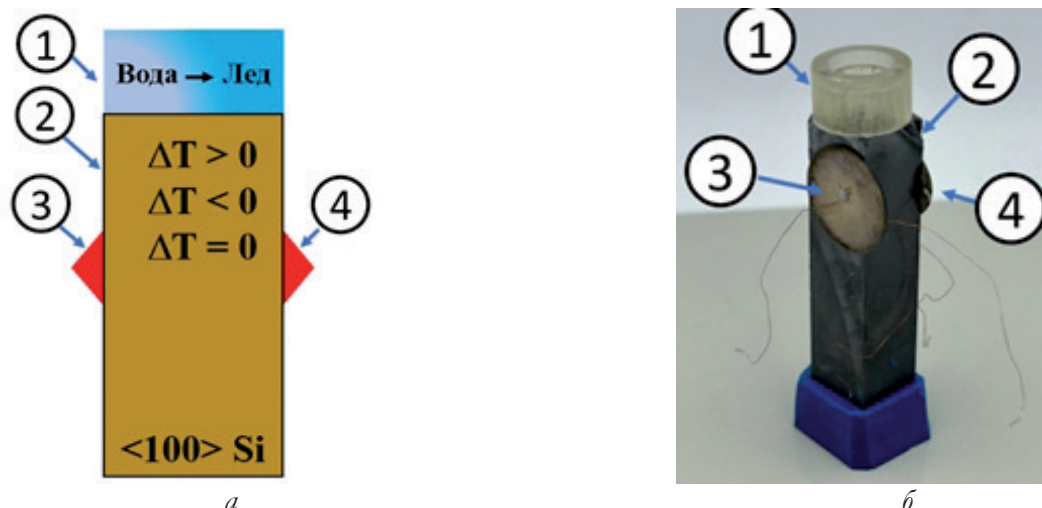


Рис. 3. Схематическое изображение (а) и фотография (б) экспериментального образца для бесконтактного исследования экзо- ($\Delta T > 0$), эндо- ($\Delta T < 0$) и изо- ($\Delta T = 0$) термических процессов, сопровождающих фазовые переходы жидкость-лёд-жидкость. 1 – исследуемая проба, 2 – кремниевый стержень, 3 – излучающий преобразователь, 4 – приемный преобразователь.

Характер фазового перехода жидкости в лед контролировался по изменению температуры ΔT тестируемой пробы при охлаждении образца.

Проба вместе со стержнем и преобразователями, охлаждаемые до температуры ниже температуры фазового перехода, зондировались на некотором расстоянии от торца кремния объемной акустической волной с известной чувствительностью к температуре. Изменение температуры жидкости ΔT в процессе льдообразования (если таковое имелось) практически без изменений передавалось внутренним областям кремниевого стержня благодаря его высокой температурной проводимости, что приводило к изменению скорости ΔV и фазы $\Delta \varphi$ зондирующей акустической волны. Величина ΔT определялась из известного соотношения [12]

$$\Delta T = (1/TKV) (\Delta V/V) = (1/TKV) (\Delta \varphi/\varphi) \quad (1)$$

где TKV – температурный коэффициент скорости зондирующей волны в кремнии, близкий к температурному коэффициенту задержки волны $TKЗ$ (известен), V , φ – скорость и фаза этой волны (известны), ΔV , $\Delta \varphi$ – изменения скорости и фазы, которые измеряются при помощи анализатора четырехполосников KEYSIGHT E5061B в фазовом режиме.

Для учета температурных изменений в склейках между преобразователями и стержнем,

а также в преобразователях, представляющих собой прессованную пьезокерамику, аналогичные измерения предварительно проводилась без тестируемого вещества, а значения выходных сигналов с и без тестируемых жидкостей, вычитались. В качестве тестируемой жидкости использовались дистиллированная вода. В качестве склейки керамических преобразователей с кремниевым стержнем применялся салол. Точность измерений, которая в основном определялась качеством акустического контакта (склейки) между пьезоэлектрическими преобразователями и кремниевым стержнем, оценивается как $\pm 1^\circ\text{C}$.

На **Рис. 4** представлены результаты измерений. В эксперименте использовались керамические преобразователи продольных объемных волн на 10 МГц с длиной волны $\lambda = V_L/f = 0.85$ мм. Поскольку протяженность стержня в направлении распространения волны равнялась $L = 10$ мм, то полный набег фазы между преобразователями составлял $\varphi_0 = 360^\circ \times (L/\lambda) = 360^\circ \times (10 \text{ мм}/0.85 \text{ мм}) = 4235$ град.

Процедура измерений была следующей. На первом этапе измерялся температурный коэффициент задержки $TKЗ$ продольной акустической волны в кремниевом стержне с керамическими преобразователями и склейкой в отсутствие тестируемой жидкости: при охлаждении образца, например, с $T = +20^\circ\text{C}$ до $T = -15^\circ\text{C}$ изменение фазы составило $\Delta \varphi = 51.3$

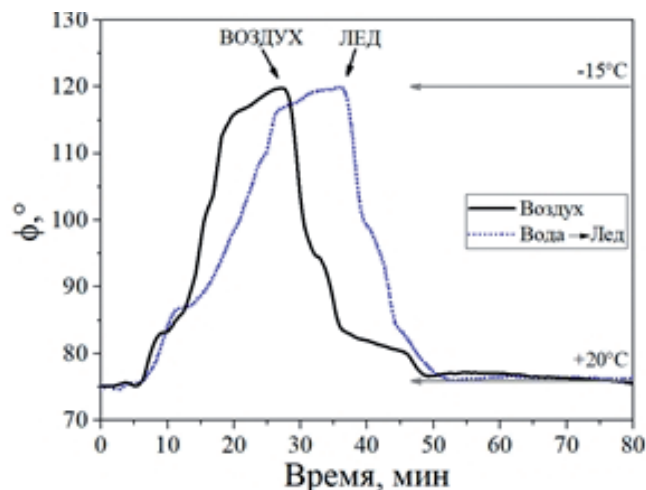


Рис. 4. Фазовые отклики продольной акустической волны, измеренные на воздухе (черная линия) и в процессе фазового перехода вода-лед (синяя прерывистая линия).

град (Рис. 4, сплошная линия). Поэтому ТКЗ стержня с керамическими преобразователями и склейкой равнялся $(1/\Delta T)(\Delta\varphi/\varphi_0) = (1/35^\circ\text{C})(51.13^\circ/4235^\circ) = +345 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$. Для сравнения тот же коэффициент для продольной ОАВ в кремнии без преобразователей и склейки на порядок меньше и составляет всего $+32.7 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ [13].

На втором этапе измерялось аналогичное изменение фазы волны при охлаждении стержня с водой на его верхней поверхности. Вода трансформировалась в лед, что давало дополнительное изменение фазы $\Delta\varphi$ на -0.16 град по сравнению с чистым стержнем (Рис. 4, пунктир). Отсюда, дополнительное изменение температуры, связанное с фазовым переходом вода-лед, составляет $\Delta T = (1/\text{ТКЗ})(\Delta\varphi/\varphi_0) = (1/345 \text{ ppm}/^\circ\text{C})(-0.16^\circ/4235^\circ) = -0.1^\circ\text{C}$ или величину, близкую к нулю ($\Delta T \approx 0^\circ\text{C}$) — фазовый переход вода-лед, как и должно быть, является изотермическим [11].

Таким образом, бесконтактные исследования тепловых процессов, сопровождающих фазовые переходы жидкость-лед и лед-жидкость в условиях теплового контакта исследуемого объекта только с измерительным элементом, с помощью объемных акустических волн возможны. Точность измерений невысока ($\pm 1^\circ\text{C}$) и в основном определяется качеством акустического контакта пьезоэлектрических преобразователей с кремниевым стержнем

и тепловыми потерями. Для минимизации эффекта склейки измерения с чистым кремнием следует проводить непосредственно перед тестированием каждой жидкости, а для минимизации тепловых потерь пьезопреобразователи следует располагать в непосредственной близости от границы с тестируемым веществом. Апробация методики показала, что процесс фазового перехода для дистиллированной воды, как и должно быть, является изотермическим ($\Delta T \approx 0^\circ\text{C}$), Однако малые величины сопутствующих температурных вариаций ΔT определены с низкой точностью $\pm 1^\circ\text{C}$.

Более надежные измерения ΔT разработанным методом возможны лишь для фазовых переходов, которые сопровождаются более значительными изменениями температуры $|\Delta T| \geq 5^\circ\text{C}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Распространение продольных колебаний в жидкостях с намного меньшим затуханием, чем в газообразных средах, позволяет фиксировать превышение или понижение уровня жидкости относительно заданного значения.

Температурные изменения скорости объемной волны, зондирующей кремниевый стержень в глубине, позволяют фиксировать характер термических процессов, сопровождающих фазовый переход на поверхности стержня.

Недостатком использования объемных акустических волн для детектирования фазовых переходов жидкость-лед является необходимость учета температурных изменений электромеханических преобразователей и склейки преобразователей с жидкостной кюветой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Skladnev DA, Sorokin VV, Karlov SP, Anisimkin VI. Methods for Studying Parameters Biogenic Metal Nanoparticles, Formed in situ. *RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies*, 2022, 14(4):393-414e. DOI: 10.17725/remsit.2022.14.393.
2. Gorbachev IA, Smirnov AV. Biosensor based on Langmuir-Blodgett film with alcohol oxidase enzyme. *RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems*.

- Information Technologies*, 2023, 15(3):307-316e. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.307.
3. Shi J, Xu Z, Li X, Bai H, Guo C, Niu P, Yao J. A High-Resolution Liquid-Level Sensor Based on Fabry-Perot Interferometer With Fiber Laser Intracavity Sensing. *IEEE Sensors Journal*, 2023, 23(15):16938-16943. DOI: 10.1109/JSEN.2023.3288223.
 4. He R, Teng C, Kumar S, Marques C, Min R. Polymer Optical Fiber Liquid Level Sensor: A Review. *IEEE Sensors Journal*, 2022, 22(2):1081-1091. DOI: 10.1109/JSEN.2021.3132098.
 5. Suemori K, Komatsu Y, Nobeshima T. Flange-type liquid-level sensor based on laser light reflection. *Sensors International*, 2023, 4:100230. DOI: 10.1016/j.sintl.2023.100230.
 6. Kim H, Balagopal B, Kerrigan S, Garcia N, Chow M-Y, Bourham M, Fang T, Jiang X. Noninvasive liquid level sensing with laser generated ultrasonic waves. *Ultrasonics*, 2023, 130:106926. DOI: 10.1016/j.ultras.2023.106926.
 7. Sakharov VE, Kuznetsov SA, Zaitsev BD, Kuznetsova IE, Joshi SG. Liquid level sensor using ultrasonic Lamb waves. *Ultrasonics*, 2003, 41(4):319-322. DOI: 10.1016/S0041-624X(02)00459-6.
 8. Hercik R, Machacek Z, Byrtus R, Koziorek J. Identification of the Physical Dependencies of Accurate Oil Level Measurement for Automotive Applications. *Applied Sciences (Switzerland)*, 2023, 13(13):7707. DOI: 10.3390/app13137707.
 9. Rhee C, Yu SI, Kim DW, Bae IH, Shin J, Jeong SY, Kim YM, Shin SG. Density profile modeling for real-time estimation of liquid level in anaerobic digester using multiple pressure meters. *Chemosphere*, 2021, 277:130299. DOI: 10.1016/j.chemosphere.2021.130299.
 10. Lynnworth LC. *Ultrasonic measurements for process control*. New York, Academic Press, 1989.
 11. Kikoin IK, Kikoin AK. *Senior Physics 1*. Moscow, Mir Publ., 1987.
 12. Slobodnik AJ. The temperature coefficients of acoustic surface wave velocity and delay on lithium niobate, lithium tantalate, quartz, and tellurium dioxide. *Phys. Sci. Res. Pap.*, 1972, 477.
 13. Ono S, Wasa K, Hayakawa S. Surface acoustic wave properties in ZnO-SiO₂-Si layered structure. *Wave Electronics*, 1977, 3(1):35-49.

Анисимкин Владимир Иванович

д.ф.-м.н., с.н.с.

ИРЭ им В.А. Котельникова РАН

11/7, ул. Моховая, Москва 125009, Россия

E-mail: anis@cplire.ru

Кузнецова Ирен Евгеньевна

д.ф.-м.н.

ИРЭ им В.А. Котельникова РАН

11/7, ул. Моховая, Москва 125009, Россия

E-mail: kuziren@yandex.ru

Смирнов Андрей Владимирович

к.ф.-м.н.

ИРЭ им В.А. Котельникова РАН

11/7, ул. Моховая, Москва 125009, Россия

E-mail: andre-smirnov-v@yandex.ru.

DOI: 10.17725/rensit.2023.15.367

Метод определения параметров движения космических аппаратов на основе радиоинтерферометрических измерений со сверхдлинной базой

Афонин И. А., Поляков А. А., Тыщук Ю. Н., Головин В. В., Слёзкин Г. В.

Севастопольский государственный университет, <http://www.sevsu.ru/>

Севастополь 299053, Российская Федерация

E-mail: igor_afonin@inbox.ru, al_polyakov@inbox.ru, y.tyschuk@gmail.com, v_golovin@mail.ru, g.slyozkin@mail.ru

Поступила 14.08.2023, рецензирована 21.08.2023, принята 28.08.2023, опубликована 06.12.2023.

Представлена действительным членом РАЕН А.А. Потаповым

Аннотация: Разработанный метод измерения текущих навигационных параметров движения космических аппаратов позволяет в определенной степени реализовывать технологию управления ими при наличии только одного наземного автоматизированного пункта. При этом учитываются особенности однопунктного управления, а именно: размещение пунктов пространственно-временных измерений космических аппаратов; геометрическую интерпретацию этих измерений; методические особенности обработки полученной при этом информации, а также выбор средств для радиотехнической реализации этих измерений. Основу предлагаемого метода траекторных измерений составляют радиоинтерферометрические измерения со сверхдлинной базой. При этом в качестве базы измерений используется расстояние между наземным радиотехническим комплексом и бортовым радиотехническим комплексом опорного космического аппарата, постоянно находящегося в зоне видимости наземного измерительного пункта. Реализация бортового радиотехнического комплекса может представлять собою систему космических аппаратов, расположенных на высоко вытянутой эллиптической орбите с высотой апогея более двадцати тысяч километров или систему космических аппаратов, расположенных на геостационарной орбите с высотой 36000 км. Применение разработанного метода позволяет расширить возможности системы контроля и анализа космической обстановки в части ведения и оперативного уточнения общего и частных каталогов космических объектов, находящихся на околоземной орбите.

Ключевые слова: навигация, баллистико-навигационное обеспечение, космический аппарат, космический источник, радиотехническая система, траекторные измерения, радиоинтерферометр

УДК 656.61.052:621.396

Для цитирования: Афонин И.А., Поляков А.А., Тыщук Ю.Н., Головин В.В., Слёзкин Г.В. Метод определения параметров движения космических аппаратов на основе радиоинтерферометрических измерений со сверхдлинной базой. РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии, 2023, 15(4):367-376. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.367.

Method for determining spacecraft motion parameters based on ultra-long-baseline radio interferometric measurements

Igor L. Afonin, Alexander L. Polyakov, Yuri N. Tyschuk, Vladislav V. Golovin, Gennadiy V. Slyozkin

Sevastopol State Technical University, <http://www.sevsu.ru/>

Sevastopol 299053, Russian Federation

E-mail: igor_afonin@inbox.ru, al_polyakov@inbox.ru, y.tyschuk@gmail.com, v_golovin@mail.ru, g.slyozkin@mail.ru

Received August 14, 2023, peer-reviewed August 21, 2023, accepted August 28, 2023, published December 06, 2023.

Abstract. The proposed method for measuring current navigational parameters of spacecrafts makes it possible to control them to a certain extent using a single ground-based automated station. With this the following specifics of a single-station control are taken into account: location of spacecraft spatial-time monitoring stations, geometrical interpretation of these measurements, difficulties in processing of the received information and proper selection of radio equipment required for performing such measurements. The proposed method for trajectory tracking is based on the ultra-long-baseline interferometry. Measuring base here is the distance between a ground-based radio complex and onboard radio complex of the reference spacecraft that is constantly visible by the ground-based monitoring station. Onboard radio complex can include an array of spacecrafts traveling either along elongated elliptical orbit with an apogee height of more than twenty thousand kilometers or along a 36000 km high geostationary orbit. Application of the proposed method will help extend capabilities of the space monitoring system in terms of prompt clarification of public and private catalogues of spacecrafts orbiting the Earth.

Keywords: navigation, ballistic-navigational support, spacecraft, space source, radio system, trajectory tracking, radio interferometer

UDC 656.61.052:621.396

For citation: Igor L. Afonin, Alexander L. Polyakov, Yuri N. Tyschuk, Vladislav V. Golovin, Gennadiy V. Slyozkin. Method for determining spacecraft motion parameters based on ultra-long-baseline radio interferometric measurements. *RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies*, 2023, 15(4):367-376e. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.367.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (368)
2. ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ (369)
3. ВЫВОДЫ (375)

ЛИТЕРАТУРА (375)

1. ВВЕДЕНИЕ

При разработке систем высокой сложности встает ряд принципиальных вопросов, решение которых определяет облик системы и возможности ее развития. При разработке траекторной радиоинтерферометрической системы принципиальным является: определение метода траекторных измерений космических аппаратов (КА); учет особенностей сбора и обработки информации о текущих навигационных параметрах (ИТНП) КА; обеспечение синхронизации удаленных шкал времени в пунктах измерения радиоинтерферометра.

Синхронизация шкал времени в предложенном методе осуществляется через геостационарный КА, чтобы уменьшить погрешности, связанные с движением КА относительно пунктов сличения.

Процедура обмена сигналами должна быть построена так, чтобы в основном исключить задержки, связанные с формированием и распространением сигналов. В этом случае точность синхронизации будет зависеть от параметров бортового радиотехнического комплекса (РТК), типа сигнала и точности измерения временных интервалов.

Сигнал, которым обмениваются пункты радиоинтерферометра со сверхдлинной базой (РСДБ), должен быть широкополосным шумоподобным сигналом (ШШС), синхронизированным с опорными стандартами частоты и времени.

Стабильность гетеродинов бортового РТК и наземного РТК должна обеспечивать достаточное для получения нужного отношения сигнал-шум время когерентного накопления на выходе приемника наземного РТК.

Временные задержки космического источника (КИ), необходимые для вычисления разности показаний часов, должны измеряться с помощью корреляционной обработки сигнала так, как это делается в радиоинтерферометрии, обеспечивающей наивысшую точность измерений.

2. ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Учитывая относительную простоту технической реализации (в частности, для синхронизации радиосигналов) представляется целесообразным выбрать размещение бортового РТК системы РСДБ-измерений КА на геостационарной орбите [2,3]. Геометрическая интерпретация предлагаемого метода траекторных измерений представляет собой двойную разность времени распространения радиосигналов от КА, опорного КА и опорного (КИ) (см. **Рис. 1**). Тогда РСДБ-измерения можно представить в виде

$$\Delta T = \Delta T_{\text{КА}} - \Delta T_{\text{КА0}} = (t_1 - t_2) - (t_3 - t_4),$$

где $\Delta T_{\text{КА}} = (t_1 - t_2)$ — разность времени t_1 распространения радиосигнала от наземного РТК до измеряемого КА и t_2 — от измеряемого КА до опорного КА;

$$\Delta T_{\text{КА0}} = t_1 - t_2 = (B \cos \alpha) / c,$$

где α — угол между базой и направлением на измеряемый КА; $c = 2.99792458 \cdot 10^8$ м/с — скорость света; B — база измерений;

$\Delta T_{\text{КА0}} = (t_3 - t_4)$ — разность времени распространения радиосигнала от наземного РТК до опорного КИ и от опорного КИ до опорного КА.

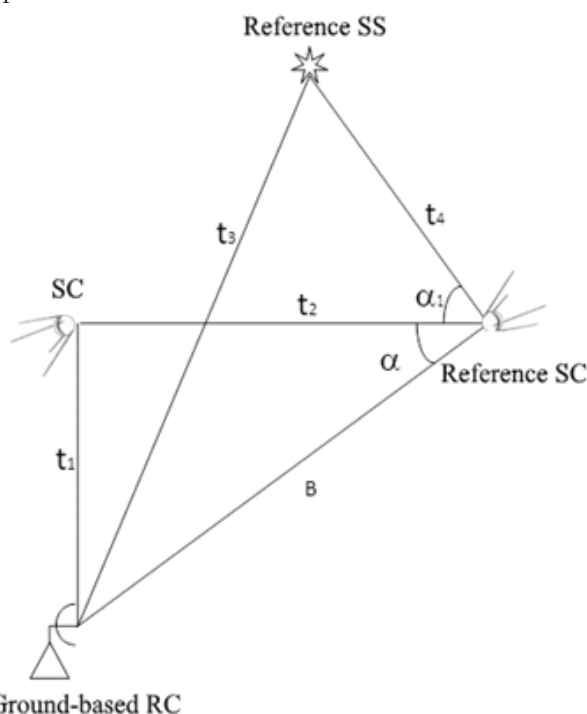


Рис. 1. Геометрическая интерпретация траекторной интерферометрической системы.

Значение $\Delta T_{\text{КА0}}$ можно рассчитать по формуле

$$\Delta T_{\text{КА0}} = t_3 - t_4 = (B \cos(\alpha - \alpha_1)) / c,$$

где α_1 — угол между направлением от опорного КА до измеряемого КА и направлением от опорного КА до опорного КИ.

С достаточной степенью точности для погрешности измерений ΔT будет справедливо приближение

$$\Delta T = -\frac{\alpha_1 B}{c} \sin \alpha. \quad (1)$$

Тогда соотношение для определения углового наклона КА относительно опорного КА (в проекции на базу) по измерению ΔT будет иметь вид

$$\alpha_1 = \frac{c \Delta T}{B \sin \alpha}. \quad (2)$$

Из выражения (2) видно, что ошибка измерения угла α_1 пропорционально зависит от ошибки ΔT измерения и при заданной его точности будет тем меньше, чем больше величина $B \sin \alpha$. Для получения лучших точностных характеристик траекторных измерений КА желательно, чтобы длина базы B и угол α были как можно больше.

Учитывая место размещения опорного КА на геостационарной орбите, в предложенном методе траекторных измерений достигается база измерения, значительно превосходящая максимально возможную базу измерения при использовании в РСДБ-измерениях только наземных РТК.

При этом, если траекторные измерения производить с одной базы, то область локализации КА на небесной сфере представляется полосой, ширина которой определяется ошибкой α_1 (вдоль расположения проекции базы). При использовании двух пересекающихся баз область локализации КА (в качестве второй базы может быть выбрано расстояние от наземного РТК до опорного КИ или опорного КА) определяется пересечением описанных выше полос. Причем если обозначить через α'_1 — ошибки измерения углового положения КА на первой базе, а через α_2 — ошибки измерения углового положения КА на второй базе, и через α_3

– угол пересечения направлений баз, то максимальные расстояния между границами области локализации, отсчитываемыми по двум ортогональным направлениям (условно считая направление α_1 – первым) будут определяться значениями величины:

- α_1 – по первому направлению;
- $[\alpha_1 + \alpha_1 \cos \alpha_3] / \sin \alpha_3$ – по второму направлению.

Минимальная неопределенность области локализации КА по обоим направлениям будет в случае ортогональности направлений баз, т.е.

$$\alpha_3 = \pi/2.$$

РСДБ-измерения с двух пересекающихся баз, дающие угловое положение объекта на небесной сфере, дополняются измерением третьей координаты – дальностью до КА. В этом случае получается весьма ценное для практики эксплуатации космических систем (КС) полное пространственное определение КА. В предельном варианте, использование даже двух таких троек измерений позволяет решить навигационную задачу управления КА.

Для построения траекторного радиointерферометра особое значение имеет выбор используемых для измерений РТК и, в частности, их антенных систем. Это обстоятельство обусловлено тем, что измеряются не только координатно-пространственные характеристики КА, но и пространственно-временные характеристики опорных КИ.

Отношение сигнал/шум при РСДБ измерениях определяется выражением

$$h = \sqrt{\frac{2\Delta f T}{kT_n}} \pi \alpha_1 \alpha_2 S_s, \quad (3)$$

где α_1, α_2 – диаметры используемых антенн с коэффициентами использования площади поверхности равными 0.5, S_s – спектральная плотность потока точечного источника (радиоизлучение КИ или КА), Δf – полоса регистрации, T – время накопления сигнала, T_n – шумовая температура наземного РТК, k – постоянная Больцмана.

Как видно из выражения (3) для повышения отношения сигнал-шум необходимо использовать РТК с антеннами большого диаметра. Однако в предлагаемой траекторной

радиоинтерферометрической системе один из пунктов измерения расположен на борту опорного КА. Поэтому увеличение размеров антенны этого РТК является сложной и дорогостоящей задачей. В этой связи представляется целесообразным увеличивать диаметр антенны наземных РТК. Особый интерес при этом представляют РТК, которые уже задействованные в процессе управления КА.

Проведенный анализ дает основание утверждать, что для траекторной радиоинтерферометрической системы целесообразно использовать антенну РТ-70.

Антенна РТ-70 [4] расположена в точке с координатами $45^{\circ}11'$ с.ш. и $33^{\circ}11'$ в.д. полноповоротная типа Грегори с квазипараболическим основным зеркалом 70 м и сектором обзора 0° - 360° по азимуту и 6° - 90° по углу места. Основные характеристики пункта измерения с антенной РТ-70 приведены в [4,5].

Прежде чем перейти к рассмотрению астрофизических аспектов выбора КИ, кратко проанализируем параметры и специфику применения антенны РТ-70 для приема сигналов КИ с учетом данных **Таблицы 1**.

Для оценок в режиме спектральных измерений зададимся разрешающей способностью по лучевой скорости $\Delta V = 1$ км/с, откуда спектральное разрешение и соответствующая полоса анализа в зависимости от частоты V определяется по формуле

$$\Delta v = \Delta v_L = v \frac{\Delta V}{c}.$$

В этом режиме измерений типичное время интегрирования составляет приблизительно 1 час. Для оценок в континууме целесообразно

Таблица 1

Результаты расчета предельных параметров радиоастрономических величин для РТ-70

Рабочая частота, МГц	B2, МГц	Smin, Ян		T _{min} , К		t, сек	Δv _L , кГц	TL _{min} , К
		B1	B2	B1	B2			
740	20	0.10	0.05	0.10	0.05	165	2.5	0.07
930	50	0.05	0.02	0.05	0.02	130	3.1	0.04
1668	100	0.03	0.006	0.04	0.01	75	5.6	0.02
5008	100	0.02	0.005	0.04	0.01	25	16.7	0.01
5885	100	0.02	0.005	0.04	0.01	20	19.6	0.01

задаться постоянной интегрирования 1 с. Значение полосы анализа зададим двумя вариантами — $B1=5$ МГц (доступная в настоящий момент, например, на частоте 6 ГГц) и перспективная $B2$, обеспечение которой вполне реально. Время прохождения точечного источника через диаграмму направленности оценивалось по выражению

$$t_{\min} = \frac{\Delta\theta}{15},$$

где $\Delta\theta$ – ширина диаграммы направленности, измеряемая в угловых минутах.

Как и следовало ожидать, для данной антенны предельные параметры радиоастрономических величин достаточно хороши. Определим также степень согласованности наземного РТК по пространственному разрешению и разрешению по чувствительности. Оценку проведем для волны 5 см, на которой реализуются лучшие параметры системы [4].

Число источников, разрешаемых наземным РТК на полусфере, приближенно оценивается по формуле

$$N(r) = 0.1 \frac{2\pi}{\Delta\theta^2} = 10^6.$$

Анализ имеющихся данных по статистике источников, их спектрам и моделям Вселенной показывает, что число источников с плотностями потоков 5-20 мЯн не превышает величин $N(d) = 10^7 \dots 10^6$, т.е. близко к значению $N(r)$, что говорит о практически оптимальном согласовании инструмента по чувствительности и разрешающей способности. Некоторый избыток чувствительности не вреден, т.к. для исследований, например, линий или пульсаров эффект "спутывания" не столь опасен в связи с появлением дополнительных критериев различения – частотного и временного.

Таким образом, выбор антенны РГ-70 для наземного РТК траекторной радиоинтерферометрической системы позволяет использовать в качестве опорных объектов галактические и внегалактические КИ и тем более обеспечит прием и обработку сигналов неконтролируемых излучений БА для

получения траекторной и идентификационной информации о КА [6].

Основным отличием предлагаемого метода сбора информации о текущих навигационных параметрах КА от существующих систем является использование для приема и передачи информации спутникового канала между наземным РТС и опорным КА, между наземным РТС и измеряемым КА, между опорным КА и измеряемым КА. Причем данные от опорных КИ и от опорного КА также поступают по спутниковым каналам связи. Учитывая, что по этим каналам помимо информации о пространственно-временном положении КИ, опорного и измеряемого КА системой РСДБ, также передается программно-командная и телеметрическая информация по управлению привлекаемых КА, возникают напряженные энергетические соотношения как на трассе Земля-КА, так и на трассе КА-Земля. Это обстоятельство обуславливает необходимость анализа особенностей сбора ИТНП в системе РСДБ с выбором основных параметров, проведения энергетического расчета всей траекторной радиоинтерферометрической системы и оптимизацию зон обслуживания опорными КА.

Для получения информации о текущих навигационных параметрах КА целесообразно использовать сигналы неконтролируемого излучения (НКИ) (просачивающиеся через волноводные тракты излучения постоянно функционирующих блоков бортовой аппаратуры: задающих генераторов, гетеродинов и т.п.) с этих КА. Тогда опорный КА должен обеспечить передачу на наземный РТК 6 каналов: командной радиолинии на измеряемый (управляемый) КА, траекторной радиолинии с измеряемого КА, специальной (по функциональной принадлежности) радиолинии с измеряемого КА, командной радиолинии на опорный КА, траекторной радиолинии с опорного КА, а также радиолинии приема сигналов с опорного КИ.

В качестве опорного КА представляется целесообразным выбрать геостационарный спутник со стволем ретранслятора 11/14 ГГц (Рис. 2) [7]:

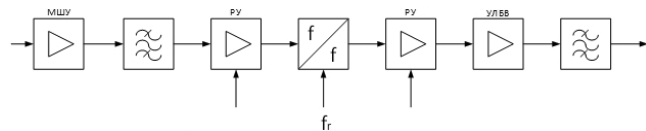


Рис. 2. Структурная схема ствола ретранслятора опорного КА.

Радиосигналы, принятые бортовой антенной, проходят через предварительный малошумящий усилитель (МШУ) и полосовой ствольный фильтр, служащий для разделения стволов и для развязки приемного тракта с передающим трактом КА. Для доведения сигналов в каждом стволе до надлежащего уровня используется дополнительное усиление и ограничение. Регулировка усиления осуществляется по командной радиолинии с наземного РТК. Затем сигналы транспортируются на частоту "вниз" и усиливаются усилителем на ЛБВ. Если на входе ЛБВ имеются несколько сигналов, могут возникать нелинейные искажения в полосе частот. Во избежание этого уровень входной мощности снижается до необходимой величины при помощи регулируемого усилителя. На входе усилителя на ЛБВ (УЛБВ) может быть установлен амплитудный ограничитель (АО) для предотвращения перегрузки усилителя пиковым значением сигнала.

Таким образом, бортовой РТК опорного КА является сложным радиоустройством, модель которого может быть представлена инерционной нелинейной системой с распределенными параметрами [7]. Анализ подобных систем чрезвычайно трудоемок, поэтому воспользуемся упрощенной моделью, в которой локализованы линейная инерционная часть (полосовой фильтр), нелинейная безынерционная часть (ограничитель) и нелинейная инерционная часть (источник амплитудно-фазовой конверсии). Каждая из этих частей и все они в совокупности вызывают ряд эффектов, приводящих к снижению помехоустойчивости и пропускной способности РТК.

Произведем расчет частотных параметров шестиканального сигнала бортового РТК опорного КА. Согласно известной методики [7] определим сначала минимальную полосу частот, необходимую для передачи информации одного канала со скоростью $v = 4.5$ Мбит/с при помощи

двукратной фазоразностной модуляции (ФРМ). Эта полоса равна

$$\Delta f_{\min} = 1.5 \frac{v}{2} = 3.375 \cdot 10^6.$$

Пусть допустимый энергетический проигрыш модели по отношению энергии сигнала к спектральной плотности мощности шума Δh равен 0.7. Этому проигрышу соответствует $\Delta \alpha$ эквивалентная величина, на которую надо уменьшить амплитуду сигнала для учета дополнительных потерь. Величины $\Delta \alpha/a$ и Δh связывает следующая формула [8]

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = \frac{1}{10^{-\frac{\Delta h}{20}}}. \tag{4}$$

Теперь можно определить требования, которые необходимо предъявить к характеристике фильтра для обеспечения полученной величины $\Delta \alpha/a$. Затухание фильтра $\delta_k(\Omega)$ k -го порядка на нормированной частоте Ω в зависимости от $\Delta \alpha/a$ определяется по следующей формуле [7]

$$\delta_k(\Omega) = -20 \lg \frac{\Delta \alpha}{0.84 \alpha}. \tag{5}$$

Воспользовавшись формулами (4) и (5), получим при $\Delta h = 0.7$

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = 1 \div 10^{-\frac{-0.7}{20}} = 0.077,$$

$$\delta_k(\Omega) = -20 \lg \frac{0.077}{0.84} = 20.8 \text{ dB}.$$

Затухание в 20.8 дБ обеспечивает Баттервортовский фильтр 4-го порядка при относительной частоте Ω , равной 1.7 [9].

Задавшись таким образом характеристиками фильтров, обеспечивающих расфилтровку каналов можно определить размещение каналов в частотном спектре ствола и величины защитных промежутков. Обозначим полосу частот каждого канала через Δf , полосу расфилтровки через Δf_p , величину, равную $(\Delta f_p + \Delta f/2)$ – через δf . В [8] приведены следующие формулы, позволяющие рассчитать эти величины

$$\Delta f = A \Delta F - C \delta f, \tag{6}$$

где $A = 2/(n + 1)$, $C = 2(n - 1)/(n + 1)$; n – число каналов; F – полоса частот ствола бортового РТК опорного КА.

Чтобы учесть неравномерность частотных характеристик по краям спектра ствола, примем

$\Delta F = 32$ МГц. По краям спектра ствола можно разместить узкополосные каналы передачи служебной информации, для которых неравномерность АЧХ и ФЧХ в полосе канала окажется менее значительной.

Параметр δf определяется следующим образом [7]

$$\delta f = -\frac{1}{2(1-C\Omega)} \times (2f_0 + C\Omega f_0 - A\Omega\Delta F + \sqrt{(2f_0 + C\Omega f_0 - A\Omega\Delta F)^2 + 4A\Omega\Delta f f_0 (1 + C\Omega)}), \quad (7)$$

где f_0 – центральная частота модема, равная 20 МГц.

Подставив в (6) и (7) $\Omega = 1.7$, получаем $\delta f = 3.4$ МГц, $\Delta f = 4$ МГц, $\Delta f_p = 1.6$ МГц. Известно [7], что стандартная промежуточная частота в спутниковом канале – 70 МГц, а $f_0 = 20$ МГц – промежуточная частота модема на которой происходит расфилтровка сигналов. Модемы снабжены преобразователями частот, в которых осуществляется перенос спектра сигналов.

Расположение подканалов в частотном стволе бортового РТК опорного КА по промежуточной частоте ("частотный план") приведено на Рис. 3.

Расстояние между несущими составляет 5.6 МГц, полоса, отведенная каждому из шести подканалов передачи данных – 4 МГц. По краям спектра ствола оставлены защитные промежутки, в одном из которых на частоте 87.6 МГц размещен сравнительно узкополосный канал служебной связи.

Таким образом, используя один ствол опорного КА можно создать информационную систему РСДБ (наземный РТК – бортовой РТК) с суммарной скоростью порядка 30 Мбит/с. Помехоустойчивость этой системы зависит с одной стороны от способов кодирования, модуляции и обработки сигнала, а с другой стороны — от параметров и статистических характеристик сигнала и помех в радиоканале.

Подканалы передачи данных

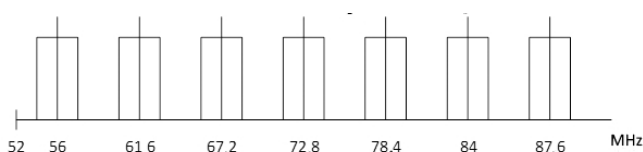


Рис. 3. Частотный план шестиканального комплекса.

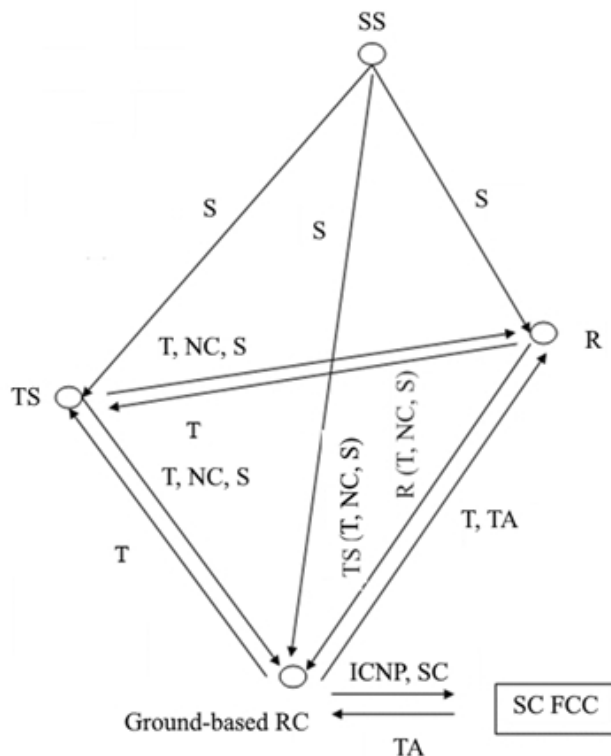


Рис. 4. Схема сбора и обработки информации о ТНП КА.

Точность синхронизации удаленных часов через спутниковый радиосигнал связи также зависит от используемого сигнала, методов его обработки и отношения сигнал-шум на концах спутниковой линии. Эта физически понятная общность дала возможность построить единую методику анализа помехоустойчивости и потенциальной точности синхронизации РСДБ.

Схема организации сбора и обработки информации о текущих навигационных параметрах КА приведена на Рис. 4.

Бортовой РТК размещен на геостационарной орбите в зоне видимости наземного РТК. В этой же зоне находится и опорный КИ. Центр управления полетом осуществляет прием всех потоков информации от наземного РТК с последующей обработкой этих потоков информации. При этом ЦУП вырабатывает командно-программную информацию для управления измеряемым и опорным КА, а также навигационную информацию наземному и бортовому РТК для обеспечения этого управления.

Таблица 2

Исходные данные

Наименование параметра	Величина
Угол крена, град	0.42
Угол тангажа, град	0.33
Угол рысканья, град	1.16
Угол смещения по долготе, град	0.3
Угол смещения по широте, град	1.55
Угол начального поворота антенны, град	0
Коэффициент усиления антенны	1000
Угол раскрыва диаграммы направленности антенны по уровню -3 дБ, град	5
Форма диаграммы направленности антенны	$\sin x/x$
Мощность бортового передатчика, Вт	15
Потери в АВТ на передачу, дБ	2

Учитывая существующие требования к подобным системам [13,14], достоверность приема информации составляет:

- радиоастрономической - 10^{-3} ;
- командно-траекторной и телеметрической - 10^{-6} ;
- служебной связи - 10^{-6} .

где КИ – космический источник, О – опорный КА, А – измеряемый КА, Т – сигнал траекторной системы БРТК, Н – сигнал неконтролируемых излучений БРТК, И – сигнал КИ, ЦУ – целеуказания антеннам РТК.

Указанная достоверность должна быть обеспечена при работе сеансами в течении 95% времени года.

Информационный обмен осуществляется через бортовой РТК совмещенный с системой типа "Луч" геостационарного КА в диапазоне 11/14 ГГц.

Основные технические характеристики системы "Луч" приведены в [7,14].

Дальнейшие расчеты проведены применительно к бортовому РТК с системой "Луч".

В качестве опорного КА для размещения бортового РТК выбран КА типа "Луч" на геостационарной орбите с точками стояния 80°, 90°, 95° в.д., который подходит для указанного ранее региона размещения наземного РТК [7,16].

При этом наземный РТК оказывается в зоне обслуживания по уровню поля $-2 \div -3$ дБ, что позволяет детально исследовать указанные три варианта размещения опорного КА.

Следующим этапом исследования является определение плотности потока мощности излучения, выбранных выше опорных КА, в месте размещения наземного РТК РСДБ с учетом нестабильности положения КА и его антенн. Указанный этап актуален не только для измеряемых КА, но также и для геостационарных опорных КА, которые не только смещаются относительно расчетной точки стояния, но и испытывают колебательные движения, изменяя при этом уровень облучения земной поверхности. Особенно сильно этот эффект проявляется на границе зон обслуживания. Исходные данные для расчета приведены в **Таблице 2**.

Для учета этого специфического эффекта были сделаны расчеты по методике, разработанной в [15].

Для каждой заданной точки рассчитывались значения плотности потока мощности КА у поверхности Земли при нормальном положении его на орбите ($W_{ном}$), а также наименьшее ($W_{мин}$) и наибольшее ($W_{макс}$) значения, возникающие при колебаниях положения КА и бортовой антенны в пределах заданных параметров.

Расчеты были выполнены для условия "ясного неба" (без интенсивных дождей), что, как показали специальные исследования статистики затуханий на спутниковых линиях РСДБ, соответствует 95% времени года.

Для наземного РТК с координатами 43°11'20" и 33°11'13" (Евпатория) расчеты приведены в **Таблице 3**.

Представляется целесообразным для объективности дальнейших исследований выбрать опорный КА РСДБ со средними значениями плотности потока мощности у поверхности Земли, т.е. с координатами 90° в.д. (западный луч) при стандартизованных

Таблица 3

Результаты расчетов

Место размещения	Уровни сигнала, дБ Вт/м²		
	Wмин.	Wном.	Wмакс.
80°	-126.9	-125.8	-125.1
90°	-129.1	-121.6	-126.6
95°	-131.6	-129.7	-128.1

положениях точки "прицеливания" бортовых антенн.

Энергетический расчет радиолинии системы траекторных измерений РСДБ проведен для односигнального режима работы бортового РТК.

Оценка расхождения результатов предварительного и окончательного расчетов показала, что $W_{\text{ном}} \approx (1 \div 2)$ дБ, т.е. точность расчетов удовлетворяет существующим требованиям к аналогичным системам [7]. При этом более достоверным следует считать последний расчет (см. Табл. 2), однако нужно учесть из таблицы 3 величину снижения $W_{\text{ном}}$ до $W_{\text{мин}}$ (в результате погрешностей удержания и наведения антенн на центр зоны обслуживания) и соответственно скорректировать конечные результаты с тем, чтобы в дальнейшем вести расчеты на наихудший случай.

Особое значение для траекторной системы РСДБ имеет оптимизация зон обслуживания опорным КА. Проведенные расчеты показали, при принятых в настоящее время точках «прицеливания» антенн бортового РТК "Луч" требованиям, предъявляемым к зоне обслуживания траекторной системы РСДБ, удовлетворяет только западный луч опорного КА с точкой стояния 90° в.д.

Однако даже эта точка "прицеливания" не является оптимальной для пролетающих измеряемых КА, поэтому в разрабатываемой системе представляется целесообразным предусмотреть возможность использования другого опорного КА.

ВЫВОДЫ

Анализ полученных результатов приводит к двум важным выводам:

1. Выбор любой из указанных выше точек "прицеливания" для всех КА позволяет иметь лишь один опорный КА, пригодный для траекторной системы РСДБ.
2. Невозможно найти такую единую точку "прицеливания", при которой для нужд системы можно будет одновременно использовать хотя бы два опорных КА.

Таким образом, для обеспечения возможности работы траекторной системы РСДБ через 2-3 КА необходимо предусмотреть возможность изменения положения антенн бортового РТК по команде с наземного РТК. При этом оптимизация точек "прицеливания" опорных КА позволяет вдвое увеличить количество измеряемых КА, пригодных для использования в траекторной системе РСДБ.

Однако для обеспечения функционирования такой системы как отмечалось ранее, необходимо обеспечить требуемую точность синхронизации шкал времени в наземно-космическом радиointерферометре.

ЛИТЕРАТУРА

1. Поляков АЛ, Рачинский АП, Ломоносов СЕ, Моргун АА. Анализ возможностей повышения эффективности системы контроля и анализа космической обстановки для навигационного обеспечения управления космическими аппаратами. *Системы навигации, управления и связи*, 2007, 1:7-11. Киев, ЦНИИ навигации и управления.
2. Козелков СВ. Применение планетного радиолокатора для задач навигации космических аппаратов. *Системы обработки информации (Сб. науч. тр. ХВУ)*, 1999, 1(5):139-142, Харьков: НАНУ, ПАНМ, ХВУ.
3. Козелков СВ, Богдановский АН, Пашков ДП, Поляков АЛ. Метод планирования наблюдения космических объектов оптико-электронными средствами. *Системы навигации, управления и связи*, 2007, 2:3-6. Киев, ЦНИИ навигации и управления.
4. Гусев ЛИ, Молотов ЕП. Наземная сеть слежения за космическими аппаратами дальнего космоса и высокоапогейными искусственными спутниками Земли. *Космический бюллетень*, 1995, 2(1):11-13.
5. Виницкий АС (ред.). *Радиосистемы межпланетных космических аппаратов*. Москва, Радио и связь, 1993, 328 с.
6. Поляков АЛ, Афонин ИЛ, Тыщук ЮН, Поляков ДА. Метод идентификации космических аппаратов. *Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]*, 2020, №5. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/>

- jre/may20/10/text.pdf. DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.5.10> (дата обращения 10.12.2022).
7. Кайдановский НМ. Построение спутниковой системы передачи данных для радиоинтерферометров со сверхдлинными базами. *Дис.док.техн.наук.* СПб, Институт прикладной астрономии РАН, 1998, 281 с.
 8. Koyama Y. Automated Remote Operation System for the Key Stone Project VLBJ Network. *Tactical Warning and Attack Assessment'96.* Kashima, Japan, 1996, P. 139 -143.
 9. Аболиц АК. Энергетические соотношения при передаче с частотным разделением через нелинейный ретранслятор. *Электросвязь*, 1967, 3:19-23.
 10. Окунев ЮБ. *Теория фазоразностной модуляции.* М., Связь, 1979, 216 с.
 11. Казаринов ЮМ (ред.). *Радиотехнические системы.* М., Высшая школа, 1990, 496 с.
 12. Кантор ЛЯ (ред.). *Справочник по спутниковой связи и вещанию.* М., Радио и связь, 1986, 287 с.
 13. Сильвестров СД, Лазарев ВМ, Корниенко АИ, Паншин МИ. *Точность измерения параметров движения космических аппаратов радиотехническими методами.* М., Советское радио, 1990, 320 с.
 14. Лившиц ИИ, Рожков ВМ, Рябов БА. Использование ИСЗ для связи в диапазоне миллиметровых волн. *Зарубежная радиоэлектроника*, 1987, 5:41-49.
 15. Машбиц ЛМ. *Зоны обслуживания систем спутниковой связи.* М., Радио и связь, 1982, 152 с.
 16. Макшанов АВ, Мусаев АА, Степанюк ОМ. Методы статистической регуляризации в задачах навигационного определения орбит КА. *Космические исследования*, 1984, 22(3):468-471.
- Афонин Игорь Леонидович**
д.т.н., профессор
Севастопольский государственный университет
33, ул. Университетская, Севастополь 299053, Россия
E-mail: ilafonin@mail.sevsu.ru
- Головин Владислав Викторович**
к.т.н., доцент
Севастопольский государственный университет
33, ул. Университетская, Севастополь 299053, Россия
E-mail: vvgolovin@mail.sevsu.ru
- Тыщук Юрий Николаевич**
доцент
Севастопольский государственный университет
33, ул. Университетская, Севастополь 299053, Россия
E-mail: yntyshchuk@mail.sevsu.ru
- Поляков Александр Леонидович**
к.т.н., доцент
Севастопольский государственный университет
33, ул. Университетская, Севастополь 299053, Россия
E-mail: alpolyakov@mail.sevsu.ru
- Слезкин Геннадий Витальевич**
ассистент
Севастопольский государственный университет
33, ул. Университетская, Севастополь 299053, Россия
E-mail: gvslezkin@mail.sevsu.ru

DOI: 10.17725/rensit.2023.15.377

Моделирование щелевой двухэлементной антенны со связанным питанием

Моханад Абдулхамид

Университет Аль-Хикма, <https://alhikma.edu.iq/>

Р.О. Вох 20468-11345, Багдад, Ирак

E-mail: moh1hamid@yahoo.com

Поступила 15.07.2023, рецензирована 22.07.2023, принята 29.07.2023, опубликована 06.12.2023.

Представлена действительным членом РАЕН А.А. Патаповым

Аннотация: Построена микрополосковая щелевая антенная решетка для диапазона ISM с использованием стандартных формул для расчета различных параметров антенны. Ширина луча половинной мощности 57° , пропускная способность около 7.7%. Это получено соответствующим согласованием импеданса и высокого уровня поверхностных волн. Для расширения полосы пропускания использовалось питание с непосредственной связью, которое обеспечивает самую большую полосу пропускания, достаточно легко моделируется и имеет низкое паразитное излучение. Достигнута направленность 2.01 дБ. Это довольно высокий показатель, хотя увеличение направленности можно получить и за счет использования другого материала и толщины подложки. С помощью программного обеспечения HFSS исследуются и анализируются характеристики антенны, включая коэффициент стоячей волны по напряжению, обратные потери и диаграммы направленности в дальней зоне.

Ключевые слова: щелевая антенна; диапазон ISM, связанное питание, программное обеспечение Ansoft HFSS, коэффициент стоячей волны, диаграммы направленности
УДК 621.396.67

Для цитирования: Моханад Абдулхамид. Моделирование щелевой двухэлементной антенны со связанным питанием. РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии, 2023, 15(4):377-384. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.377.

Simulation of a slotted two-element antenna with coupled power

Mohanad Abdulhamid

AL-Hikma University, <https://hiuc.edu.iq/>

P.O. Box 20468-11345, Baghdad, Iraq

E-mail: moh1hamid@yahoo.com

Received Juli 15, 2023, peer-reviewed Juli 22, 2023, accepted Juli 29, 2023, published December 06, 2023.

Abstract: A micro-strip fed slot antenna array for the ISM band was built using standard formulas for calculating various antenna parameters. Half power beamwidth 57° , throughput about 7.7%. This is obtained by matching the impedance and the high level of the surface waves. To expand the bandwidth, a direct-coupled power was used, which provides the largest bandwidth, is fairly easy to model, and has low spurious radiation. A directivity of 2.01 dB was achieved. This is a fairly high figure, although an increase in directivity can also be obtained by using a different material and thickness of the substrate. HFSS software examines and analyzes antenna characteristics, including voltage standing wave ratio, return loss, and far-field radiation patterns.

Keywords: slot antenna; ISM range, power coupled, Ansoft HFSS software, standing wave ratio, radiation patterns

UDC 621.396.67

For citation: Mohanad Abdulhamid. Simulation of a slotted two-element antenna with coupled power. *RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies*, 2023, 15(4)377-384e. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.377.

Содержание

1. ВВЕДЕНИЕ (378)
2. МЕТОДОЛОГИЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ (379)
 - 2.1. ПРОЦЕДУРА ПРОЕКТИРОВАНИЯ (379)
 - 2.2. ЗАЗЕМЛЯЮЩАЯ ПЛОСКОСТЬ (380)
 - 2.3. МИКРОПОЛОСКОВЫЕ РАЗРЫВЫ (380)
 - 2.4. ПИТАНИЕ МИКРОПОЛОСЫ И РАССТОЯНИЕ МЕЖДУ ЭЛЕМЕНТАМИ (380)
 - 2.5. СОПОСТАВЛЕНИЕ МИКРОПОЛОСКОВЫХ ЛИНИЙ С ИСТОЧНИКОМ (381)
 - 2.6. ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВОЙ ТРАНСФОРМАТОР (381)
 - 2.7. МОДЕЛИРОВАНИЕ В HFSS (381)
3. HFSS МОДЕЛИРОВАНИЕ - РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ (381)
 - 3.1. ГРАФИК КОЭФФИЦИЕНТА СТОЯЧЕЙ ВОЛНЫ ПО НАПРЯЖЕНИЮ (381)
 - 3.2. ДИАГРАММА СМИТА (382)
 - 3.3. КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЯ И ШИРИНА ПОЛОСЫ (382)
 - 3.4. ИЗМЕНЕНИЕ ДЛИНЫ И ШИРИНЫ ЩЕЛИ (382)
 - 3.5. ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ (383)
 - 3.6. ДРУГИЕ ПАРАМЕТРЫ АНТЕННЫ (383)
4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (384)
5. ЛИТЕРАТУРА (384)

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе рассматривается щелевая антенна в виде металлической плоской пластины с вырезанными отверстиями (щелями). При возбуждении антенны источником питания её щели излучают электромагнитные волны подобно дипольной антенне. Форма и размер таких щелевых вибраторов, а также частота возбуждения определяют картину распределения этого излучения. Основными преимуществами щелевой антенны являются ее размер, простота конструкции, надежность, механическая прочность при установке на жесткие поверхности, совместимость с конструкциями монолитных микроволновых интегральных схем и удобная адаптация к массовому производству с использованием технологии печатных плат. Уникальными особенностями таких антенн являются горизонтальная поляризация излучения и всенаправленное усиление по азимуту. По сравнению с микрополосковыми антеннами щелевые антенны имеют более широкую полосу пропускания, меньшую дисперсию и меньшие потери на излучение. Щелевые антенны могут питаться по микрополосковой линии, щелевой линии или копланарному волноводу. В настоящей работе конструкция щелевой антенны питается от микрополосковой линии.

В обычной микрополосковой щелевой антенне с линейным питанием узкая прямоугольная щель

вырезается в плоскости заземления, и щель возбуждается микрополосковой фидерной линией с коротким или открытым окончанием. При такой конфигурации питания было достигнуто хорошее согласование импеданса с узкой щелью, и была получена полоса пропускания примерно 7.7%. Однако с увеличением ширины щели пропорционально увеличивается сопротивление излучения щелевой антенны. Это, в свою очередь, уменьшает полосу импеданса антенны, даже если размер щели максимальный. Существует возможность увеличения полосы пропускания широкощелевой антенны за счет завершения открытого конца фидерной линии в пределах ширины щели, хотя существенного улучшения полосы пропускания достигнуто не было. Обычными структурами питания обычных поперечных щелевых антенн являются центральное питание и питание со смещением. Центральное питание дает большую величину импеданса излучения, чем смещенное питание. Это означает, что полоса пропускания антенны с центральным питанием меньше, чем у антенны со смещенным питанием. Некоторые результаты с обсуждением конструкции щелевой антенны можно найти в [1-6].

2. МЕТОДОЛОГИЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ

В качестве основы конструкции выбрана прямоугольная щель из-за простоты ее изготовления и анализа. В качестве питания используется микрополосковая линия, поскольку ее легко изготовить, легко подобрать, контролируя положение вставки питания, и довольно просто смоделировать. Предназначенная

для работы в диапазоне ISM (Industrial, Scientific, Medical, 2.5-2.6 ГГц) антенна имеет центральную частоту 2.58 ГГц и полосу пропускания 100 МГц.

2.1. ПРОЦЕДУРА ПРОЕКТИРОВАНИЯ

В качестве подложки из диэлектрического материала выбрана огнестойкая (FR4) эпоксидная смола на основе стекла, тангенс угла потерь которой составляет 0.002.

Чтобы начать процедуру проектирования, необходимо задать конкретную информацию: диэлектрическую проницаемость подложки ϵ_r , резонансную частоту f_r и высоту подложки h .

$$\epsilon_r = 4.3, f_r = 2.4 \text{ ГГц}, h = 1.6 \text{ мм.}$$

Для щелевого излучателя практическая ширина щели, обеспечивающая хорошую эффективность излучения, равна

$$W = 0.1\lambda_g = 7 \text{ мм}, \quad (1)$$

где λ_g — диэлектрическая длина волны.

Начальные значения (на низких частотах) эффективной диэлектрической проницаемости называются статическими и рассчитываются как

$$W/h > 2,$$

$$\epsilon_{\text{reff}} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left[1 + 12 \frac{h}{W} \right]^{-2} = 3.27. \quad (2)$$

Фактическая длина щели определяется как

$$L = 0.5\lambda_g = 35 \text{ мм.} \quad (3)$$

Для эффективной передачи мощности от линии трансмиссии к щелевой антенне входное сопротивление щелевой антенны должно быть согласовано с характеристическим сопротивлением линии передачи. Замечено, что импеданс линии трансмиссии, присоединенной к излучающему краю, увеличивался по мере приближения к центру

прорези. Поэтому, в зависимости от характеристического сопротивления линии трансмиссии, соответствующая точка на щели выбирается расчетным путем в качестве точки питания. Питание вне центра используется с расстоянием от края, рассчитываемым как:

$$0.05\lambda_g = 3.5 \text{ мм.} \quad (4)$$

2.2. ЗАЗЕМЛЯЮЩАЯ ПЛОСКОСТЬ

Как часть щелевой антенны, пластина заземления должна быть бесконечного размера, но реально это неприменимо, кроме того, желателен небольшой размер пластины заземления. На практике было установлено, что импеданс микрополоски с конечной шириной заземления практически равен значению импеданса с бесконечной шириной заземления, если ширина заземления $> 3W$. Заземляющая пластина выбрана в размере 100 мм в длину и 97.5 мм в ширину.

2.3. МИКРОПОЛОСКОВЫЕ РАЗРЫВЫ

Поверхностные электромагнитные волны распространяются по диэлектрическому интерфейсному слою микрополоски. Моды распространения поверхностных волн практически поперечные электрические (TE) и поперечные магнитные (TM). Поверхностные волны обычно возникают на любом разрыве микрополоски. После генерации они перемещаются, соединяясь с другими микрополосками цепи, уменьшая изоляцию между различными сетями и затухание сигнала. Поверхностные волны являются причиной перекрестных помех, связи и затухания в многомикрополосковой схеме. По этой причине поверхностные волны всегда являются нежелательным явлением.

Разрыв в микрополоске обусловлен резким изменением

геометрии полоскового проводника, а также изменением распределения электрического и магнитного полей вблизи разрыва. Изменение распределения электрического поля приводит к изменению емкости, а изменение распределения магнитного поля — к изменению индуктивности.

2.4. ПИТАНИЕ МИКРОПОЛОСЫ И РАССТОЯНИЕ МЕЖДУ ЭЛЕМЕНТАМИ

Для двухэлементного массива на **Рис. 1** для реализации четного числа синфазных элементов щели необходимо тщательно спроектировать питающую сеть. Расстояние от источника сверхминиатюрной версии А (SMA) с сопротивлением 50 Ом до каждого элемента щели должно быть одинаковым или кратным λ . Неравные длины линий производят фазовые сдвиги, которые дают фиксированные лучи, которые будут сканироваться в сторону от борта. 50-омная микрополосковая линия питается от 50-омного источника SMA. При разработке эффективного синфазного излучателя расстояние между щелевыми элементами необходимо оптимизировать, чтобы обеспечить максимальное усиление. Разделительное расстояние $\lambda/2$ обеспечивает

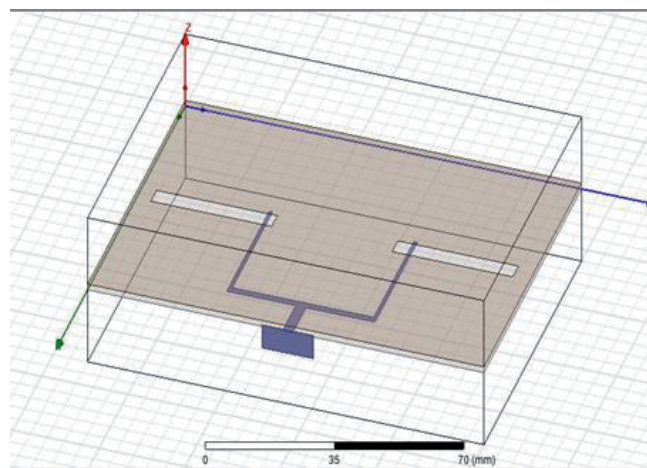


Рис. 1. Модель двухэлементной щелевой антенны.

оптимальное усиление. В изготовленной конструкции это расстояние равно 35 мм.

2.5. СОПОСТАВЛЕНИЕ МИКРОПОЛОСКОВЫХ ЛИНИЙ С ИСТОЧНИКОМ

Волновое сопротивление линии передачи микрополоскового питания рассчитывалось относительно полного сопротивления источника. Характеристическое сопротивление линии передачи от источника по отношению к полному сопротивлению источника составляло

$$Z_0 = Z_s, Z_0 = 50 \text{ Ом.} \quad (5)$$

2.6. ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВОЙ ТРАНСФОРМАТОР

Для входного импеданса линии передачи длиной L с волновым импедансом Z_0 , подключенным к нагрузке с полным сопротивлением Z_A :

$$Z_{in}(-L) = Z_0 \left[\frac{Z_A + jZ_0 \tan(\beta L)}{Z_0 + jZ_A \tan(\beta L)} \right], \quad (6)$$

Когда длина трансформатора составляет четверть длины волны, то

$$Z_{in}\left(L = \frac{\lambda}{4}\right) = \frac{Z_0^2}{Z_A}. \quad (7)$$

Таким образом, при использовании линии передачи с характеристическим сопротивлением 50 Ом врезная фидерная линия на 50 Ом согласуется с

$$Z_0 = \sqrt{50 \cdot 50} = 50 \text{ ohms},$$

где Z_0 = характеристический импеданс четвертьволнового трансформатора.

Это гарантировало, что никакая мощность не будет отражаться обратно в точку питания SMA, когда она подает мощность на антенну.

Длина четвертьволнового трансформатора рассчитывается как

$$L = \lambda_g / 4 = 17.5 \text{ мм.} \quad (8)$$

2.7. МОДЕЛИРОВАНИЕ В HFSS

Антенная решетка спроектирована с использованием программного обеспечения Ansoft HFSS 13.0. HFSS — это полноволновый трехмерный симулятор электромагнитного поля. HFSS использует численный метод конечных элементов (FEM). Это процедура, при которой структура подразделяется на множество более мелких подразделов, называемых конечными элементами. Конечные элементы, используемые HFSS, представляют собой тетраэдры, а весь набор тетраэдров называется сеткой. Решение находится для полей внутри конечных элементов, и эти поля взаимосвязаны, так что уравнения Максвелла удовлетворяются через границы между элементами, что дает решение поля для всей исходной структуры. Как только решение поля найдено, определяется обобщенное решение S-матрицы. Онj может рассчитывать и отображать излучение как в ближней, так и в дальней зоне, а также вычислять важные параметры антенны, такие как коэффициент усиления и эффективность излучения. Это программное обеспечение используется для изменения размеров щели.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ МОДЕЛИРОВАНИЯ HFSS

3.1. ГРАФИК КОЭФФИЦИЕНТА СТОЯЧЕЙ ВОЛНЫ ПО НАПРЯЖЕНИЮ

На Рис. 2 показан график КСВН (коэффициента стоячей волны по напряжению – voltage standing wave ratio, VSWR) для проектируемой антенны. Значение КСВН должно находиться в диапазоне от 1 до 2. КСВН используется в качестве меры эффективности для линий передачи, электрических кабелей,

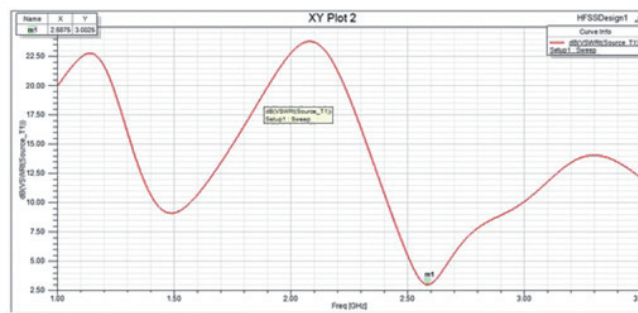


Рис. 2. График КСВН.

передающих радиочастотные сигналы, используемых для таких целей, как соединение радиопередатчиков и приемников с их антеннами.

3.2. ДИАГРАММА СМИТА

Диаграмма Смита представляет собой графическое представление нормализованного характеристического (волнового) импеданса. Она предоставляет информацию о согласовании импеданса излучающей щели. Диаграмма Смита для спроектированной щелевой антенной решетки, показанная на Рис. 3, показывает входное сопротивление $50.78 + 10.5i$ Ом на резонансной частоте 2.58 ГГц. Величина входного импеданса составляет 51.85, т.е. показывает, что точное согласование не достигается. Это происходит из-за смещения положения подачи питания в сторону от края плоскости заземления.

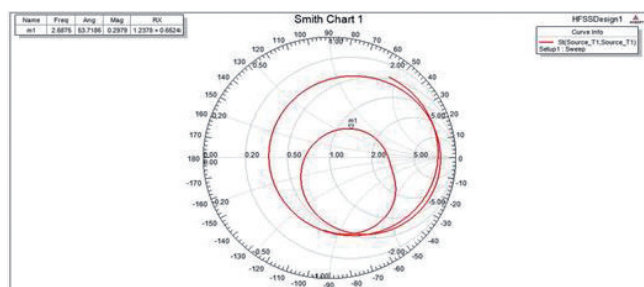


Рис. 3. Диаграмма Смита для щелевой антенной решетки.

3.3 Коэффициент отражения и ширина полосы

На Рис. 4 показан коэффициент отражения $[S_{11}]$ спроектированной антенны в дБ. S_{11} дает коэффициент отражения во вставленном положении облучателя, где подается вход на микрополосковую щелевую антенну. Для приемлемой работы оно должно быть меньше -10 дБ. Это показывает, что спроектированная антенна имеет резонансную частоту 2.58 ГГц.

Полоса смоделированного импеданса около 200 МГц (2.5022–2.7023 ГГц) достигается при коэффициенте отражения -10 дБ ($KCBH \leq 2$). Значение коэффициента отражения, достигаемое на этой резонансной частоте, равно -15.33 дБ. Это значение коэффициента отражения свидетельствует о хорошем согласовании в частотной точке ниже диапазона -10 дБ.

3.4 Изменение длины и ширины паза

Размеры, рассчитанные в процедуре проектирования, используются для создания двухэлементной щелевой антенной решетки. Чтобы сместить минимумы S_{11} в сторону желаемой центральной частоты, изменяются длина и ширина щели.

На расчетной частоте 2.58 ГГц ширина щелевой антенны варьируется в пяти значениях, начиная с 5.0 мм до 7.0 мм с

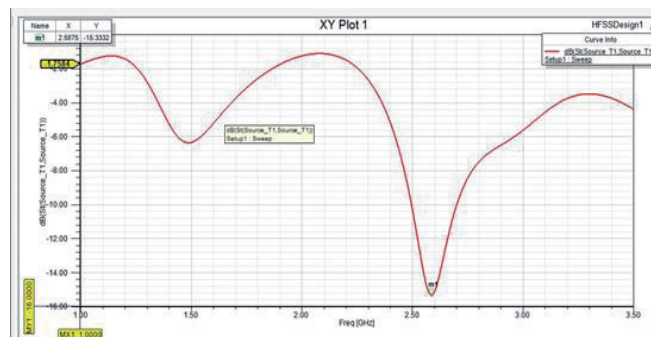


Рис. 4. Обратные потери S_{11} , полученные для щелевой антенной решетки.

Таблица 1

Результаты моделирования щелевой антенны при регулировке ее ширины

Ширина, мм	Резонансная частота (ГГц)	Возвратные потери S11 (дБ)	Полоса пропускания (МГц)
5.0	2.71	-10.5	165
5.5	2.68	-14.9	173
6.0	2.64	-25.5	188
6.5	2.62	-18.74	195
7.0	2.58	-15.33	200

шагом 0.5 мм, а длина регулируется по сопротивлению согласования. Результаты моделирования обратных потерь S11, резонансной частоты и ширины полосы представлены в **Таблице 1**. Из нее видно, что изменение ширины щелевой антенны влияет на резонансную частоту. Когда ширина щели увеличивается, резонансная частота уменьшается, а полоса пропускания расширяется. Следовательно, если мы увеличим ширину щели, длину щели следует уменьшить, чтобы добиться той же резонансной частоты и более широкой полосы пропускания.

3.5 ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ

Диаграммы направленности в плоскости E, $\Phi = 0^\circ$ и $\Phi = 90^\circ$ показаны на **Рис. 5** и **Рис. 6** соответственно.

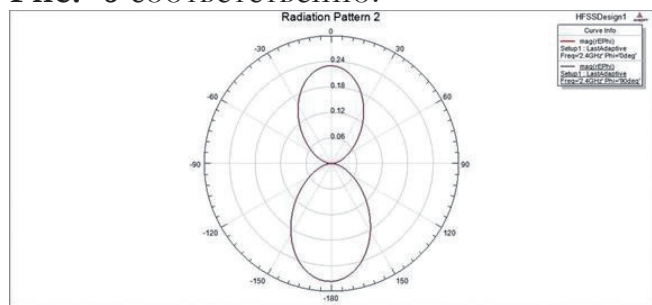


Рис. 5. Диаграмма направленности E-total на частоте 2.58 ГГц в плоскости xz ($\Phi = 0^\circ$).

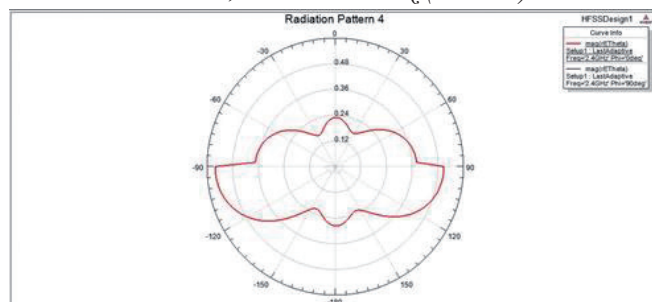


Рис. 6. Диаграмма направленности E-total на частоте 2.58 ГГц в плоскости yz ($\Phi = 90^\circ$).

3.6 ДРУГИЕ ПАРАМЕТРЫ АНТЕННЫ

В **Таблице 2** показана сводка параметров антенны из программного обеспечения HFSS. Направленность и КПД равны 2.0109 и 62.5%, что дает коэффициент усиления антенны 1.25. Переднее отношение к заднему составляет 1.2224

Таблица 2

Сводка параметров антенны

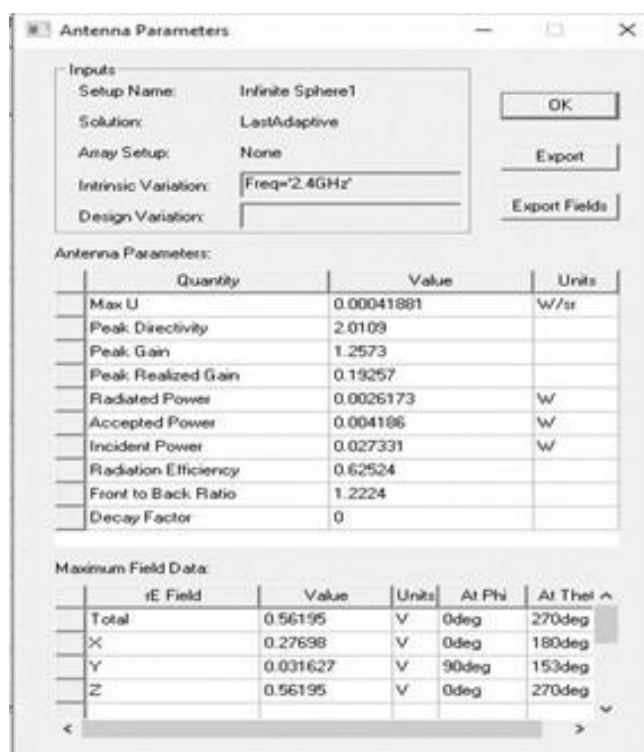


Рис. 7 показывает E-плоскость и H-плоскость, в которых антенна имеет два основных лепестка, которые сдвинуты по фазе на 180° друг к другу. Он используется для определения ширины луча на половинной мощности для диаграмм направленности, поскольку можно легко выделить пики и точки на 3 дБ ниже них.

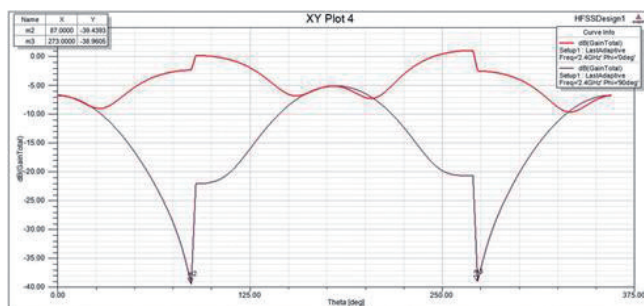


Рис. 7. Шаблоны E-Plane и H-Plane в прямоугольных координатах.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье представлена модифицированная щелевая антенна, питаемая микрополосковой линией сопротивлением 50 Ом. Кроме того, размер реализованной антенной решетки может быть увеличен. Более того, две прямоугольных щели встроены в пластину заземления для увеличения усиления антенны. Благодаря оптимизированной геометрии реализованная антенна обеспечивает полосу пропускания 7.7%.

Расчет размеров щелей и настройка параметров антенны с помощью программного обеспечения для моделирования Ansoft HFSS позволил улучшить коэффициент усиления, полосу пропускания и диаграмму направленности спроектированной щелевой антенны. Реализованную антенну можно использовать в качестве низкопрофильной недорогой антенны для беспроводных приложений в диапазоне ISM.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ochieng E. *A 2.4 GHz slot antenna array*. Graduation Project, University of Nairobi, Kenya, 2016.
2. Kim J, Ahn C. Small dual-band slot antenna using capacitor loading. *Microwave and Optical Technology Letter*, 2017, 59(9):2126-2131.
3. Kulkarni S, Kasabegoudar V. Bandwidth enhancement of compact circular slot antenna for UWB applications. *Global Journal of Researches in Engineering (F)*, 2017, 17(1), Version 1.0.
4. Parvathy A, Thomaskutty M. A printed tree fractal based cross slot antenna for 2.45 GHz. *Procedia Computer Science*, 2017, 115:80-86.
5. Kuma S, Shanmuganantham T. Design of clover slot antenna for biomedical applications. *Alexandria Engineering Journal*, 2017, 56(3):313-317.
6. Fernandez M, Espinosa H, Thiel D, Arrinda A. Wearable slot antenna at 2.45 GHz for off-body radiation: Analysis of efficiency, frequency shift, and body absorption. *Bioelectromagnetics*, 2018, 39(1):25-34.

Моханад Абдулхамид

Ph.D

AL-Hikma University

P.O. Box 20468-11345, Baghdad, Iraq
moh1hamid@yahoo.com.

DOI: 10.17725/rensit.2023.15.385

Спинтроника немагнитных хиральных сред на примере эффекта Зеебека

Игнатъев В.К., Перченко С.В., Станкевич Д.А.

Волгоградский государственный университет, <https://volsu.ru/>

Волгоград 400062, Российская Федерация

E-mail: vkignatjev@yandex.ru, perchenko@volsu.ru, dimon50002004@yandex.ru

Поступила 12.07.2023, рецензирована 16.07.2023, принята 19.07.2023, опубликована 06.12.2023.

Представлена действительным членом РАЕН А.В. Андреевым

Аннотация: Спиновый транспорт в хиральных материалах рассматривается как основное направление развития спинтроники. Экспериментальные работы по исследованию спинового эффекта Зеебека показывают, что в хиральных материалах удается добиться эффективной генерации спин-поляризованного тока на расстояниях до нескольких миллиметров. В представленной работе развит теоретический подход для описания спинового эффекта Зеебека, основанный на спиновом гамильтониане для электронов проводимости в хиральной среде. С учетом этого гамильтониана получено уравнение динамики среднего по поликристаллическому образцу спина электрона. В приближении идеального ферми-газа и локально-квазиравновесного распределения построен оператор плотности спина электронов проводимости. Показано, что усреднение по случайно ориентированным кристаллитам не разрушает спиновое упорядочивание при сильном спин-орбитальном взаимодействии, и градиент температуры генерирует спиновую поляризацию, направленную преимущественно вдоль градиента температуры. Спиновая поляризация по описанному в работе механизму не требует внешних магнитных полей и остаточной намагниченности и поэтому не создает помех при работе в микро- и нано-размерных структурах спинтроники. Поскольку спиновый эффект Зеебека является взаимным со спиновым эффектом Пельтье, представленный в работе теоретический подход может составить основу новых методов управления потоками тепла в системах спинтроники.

Ключевые слова: спинтроника, спиновый эффект Зеебека, спин-орбитальное взаимодействие, хиральный кристалл, поликристаллический проводник.

PACS: 67.57.Lm, 72.25.Ba, 75.76.+j

Благодарности: Исследование выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда № 22-22-20035 (<https://rscf.ru/project/22-22-20035/>) и за счет средств бюджета Волгоградской области.

Для цитирования: Игнатъев В.К., Перченко С.В., Станкевич Д.А. Спинтроника немагнитных хиральных сред на примере эффекта Зеебека. РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии, 2023, 15(4):385-392. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.385.

Spintronics of non-magnetic chiral media on the example of the Seebeck effect

Vyacheslav K. Ignatjev, Sergey V. Perchenko, Dmitry A. Stankevich

Volgograd State University, <https://volsu.ru/>

Volgograd 400062, Russian Federation

E-mail: vkignatjev@yandex.ru, perchenko@volsu.ru, dimon50002004@yandex.ru

Received July 12, 2023, peer-reviewed July 16, 2023, accepted July 19, 2023, published December 06, 2023.

Abstract: Spin transport in chiral materials is considered as the main direction for the spintronics development. Experimental work on the study of the spin Seebeck effect shows that in chiral materials it is possible to achieve effective generation of spin-polarized current at distances up

to several millimeters. In the presented work, we develop a theoretical approach to describe the spin Seebeck effect based on the spin Hamiltonian for conduction electrons in a chiral medium. Taking into account this Hamiltonian, the equation of electron spin dynamics averaged over the polycrystalline sample is obtained. In the approximation of ideal Fermi-gas and local-quasi-equilibrium distribution, the spin density operator of conduction electrons is constructed. It is shown that averaging over randomly oriented crystallites does not destroy spin ordering at strong spin-orbit interaction, and the temperature gradient generates spin polarization directed predominantly along the temperature gradient. Spin polarization by the described in the paper mechanism does not require external magnetic fields and remanent magnetization and therefore does not interfere with the operation of micro- and nanosized structures of spintronics. Since the spin Seebeck effect is reciprocal with the spin Peltier effect, the theoretical approach presented in this work can form the basis of new methods for controlling heat flow in spintronics systems.

Keywords: spintronics, spin Seebeck effect, spin-orbit interaction, chiral crystal, polycrystalline conductor

PACS: 67.57.Lm, 72.25.Ba, 75.76.+j

Acknowledgments: The research was carried out of the funds of the Russian Science Foundation grant № 22-22-20035 (<https://rscf.ru/en/project/22-22-20035/>), as well as the funds of the Volgograd region budget resources.

For citation: Vyacheslav K. Ignatjev, Sergey V. Perchenko, Dmitry A. Stankevich. Spintronics of non-magnetic chiral media on the example of the Seebeck effect. *RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies*, 2023, 15(4):385-392e. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.385.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (386)
2. ПОСТРОЕНИЕ МОДЕЛИ (387)
3. СПИНТРОНИКА ХИРАЛЬНЫХ СРЕД (388)
4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (390)

ЛИТЕРАТУРА (391)

1. ВВЕДЕНИЕ

Важнейшим направлением современной спинтроники является генерация спиновых потоков в проводниках и полупроводниках с целью их использования в различного рода устройствах микроэлектроники [1]. Традиционные методы, основанные на спин-зависимом рассеянии в материалах с сильным спин-орбитальным взаимодействием, например в платине, обеспечивают долю спин-поляризованного тока менее процента с длиной когерентности порядка десятков нанометров. Этого достаточно для исследований спиновых эффектов в наноструктурах, но не для информационных и биотехнологий. В работе [2] показано, что в условиях неоднородного кручения в стационарном случае средний спин электронов проводимости

ориентирован преимущественно вдоль вектора плотности зарядового тока. Максимальное значение величины спин-орбитального взаимодействия наблюдается, когда ось кручения ортогональна вектору плотности тока, и может достигаться полная спиновая поляризация. Однако этот метод энергозатратный, эффективность спиновой поляризации быстро падает с увеличением частоты управляющих воздействий. Это обстоятельство также ограничивает применение управления динамикой спиновой поляризации электрическими и механическими воздействиями в современной наноэлектронике.

На начальном этапе спинтроники в качестве способа эффективной генерации спин-поляризованного тока на расстояниях до нескольких миллиметров рассматривался спиновый эффект Зеебека (СЭЗ) [3]. Этот эффект, заключающийся в вызванной градиентом температуры генерации спинового тока, был первоначально открыт в проводящих ферромагнитных металлах [4]. Авторы объяснили этот эффект магнотными и фонотными степенями свободы [5]. В

дальнейшем спиновый эффект Зеебека был обнаружен в немагнитных материалах [6-8]. Теоретическая модель СЭЗ в парамагнитном диэлектрике была экспериментально подтверждена [9]. Микроскопическая теория спинового транспорта, обусловленного градиентом температуры, в ферромагнетиках показала, что для генерации спинового тока градиент температуры эквивалентен электрическому полю [10]. Аналогичные выводы сделаны в работе [11].

Следует отметить, что экспериментально исследованный СЭЗ, по сути, является магнитотермогальваническим эффектом. Он проявляется в парамагнетиках во внешнем магнитном поле или в намагниченных ферромагнетиках. Вектор магнитной индукции или остаточной намагниченности задает выделенное направление в изотропном веществе. При этом управление спиновой поляризацией магнитным воздействием является еще более медленным и энергозатратным, чем электрическое и механическое управление, предложенное в работе [2], где выделенное направление задает вектор кручения. Общая модель спинового эффекта Зеебека в немагнитных материалах в настоящее время отсутствует.

Новые возможности для эффективной генерации спиновых токов в устройствах спинтроники открывает экспериментально обнаруженная активация СЭЗ в немагнитных материалах потоком хиральных фононов [8]. По мнению авторов обладающие угловым моментом хиральные фононы нарушают симметрию материала и создают возможность генерации спинового тока при наличии градиента температуры. Такое нарушение симметрии существует без внешних воздействий в энантиочистых хиральных кристаллах, например в WSe_2 . В настоящее время применение хиральных сред рассматривается как основное направление развития спинтроники [12]. Для эффективного управления большими плотностями спинового тока управляющий элемент должен быть не тонкопленочным, а массивным. Поэтому представляет интерес модель

СЭЗ в немагнитных поликристаллических структурах

2. ПОСТРОЕНИЕ МОДЕЛИ

Рассмотрим термически индуцированную поляризацию спина электрона проводимости в однородном и изотропном поликристалле. Взаимодействие коллективизированного электрона с кристаллическим полем выбирается в виде спин-орбитального взаимодействия с ионами решётки, то есть релятивистских поправок во втором порядке по величине $1/c$, где c – скорость света.

Спин-орбитальная добавка в энергию электрона в поле кристаллита, содержащего N одинаковых ионов с эффективным зарядом $+Ze$ и координатами r_l имеет вид [13]

$$\hat{V} = \frac{\hbar e}{2m^2 c^2} [\mathbf{E} \times \hat{\mathbf{p}}] \hat{\mathbf{s}}, \quad \mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\frac{eZ}{4\pi\epsilon_0} \sum_{l=1}^N \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_l}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_l|^3}. \quad (1)$$

Здесь m – масса электрона с зарядом $-e$, \hbar – постоянная Дирака (приведенная постоянная Планка), ϵ_0 – электрическая постоянная. Величину эффективного заряда Z можно оценить, приравняв координату максимума радиальной компоненты водородоподобной волновой функции к ковалентному радиусу атома. Например, для платины радиус атома равен $1.39 \cdot 10^{-10}$ м, что для $6s$ оболочки соответствует $Z \approx 22.45$.

Построим спиновый гамильтониан возмущения (1) для электрона проводимости, усреднив его по координатам [14]. Запишем волновую функцию электрона проводимости с волновым вектором \mathbf{k} в виде функции Ванье [15]

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{n=1}^N \Psi(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{R}_n),$$

где $\Psi(\mathbf{r})$ – атомарная функция электрона, \mathbf{R}_n – вектор трансляции. Выполнив замену переменных $\mathbf{r} - \mathbf{r}_l \rightarrow \mathbf{r}$, получаем

$$\hat{V}_{\mathbf{k}} = -\frac{\hbar^2 e^2 Z \hat{\mathbf{s}}_{\mathbf{k}}}{8\pi\epsilon_0 m^2 c^2 N} \sum_{n,m,l=1}^N \exp(i\mathbf{k}(\mathbf{R}_n - \mathbf{R}_m)) \times \langle \Psi(\mathbf{r} + \mathbf{r}_l - \mathbf{R}_m) | \frac{\hat{\mathbf{1}}}{r^3} | \Psi(\mathbf{r} + \mathbf{r}_l - \mathbf{R}_n) \rangle.$$

В приближении ближайших соседей оставим в правой части только слагаемые, для которых $\mathbf{R}_n - \mathbf{r}_l = \mathbf{R}_m - \mathbf{r}_l = 0$, или $\mathbf{R}_n - \mathbf{r}_l = \mathbf{a}_v$, а $\mathbf{R}_m - \mathbf{r}_l = 0$, или $\mathbf{R}_n - \mathbf{r}_l = 0$, а $\mathbf{R}_m - \mathbf{r}_l = \mathbf{a}_v$, где \mathbf{a}_v – вектор, проведенный к ближайшему соседу. В первом порядке по \mathbf{ka}_v получаем

$$\hat{V}_k = \hat{s}_k (\mathbf{I}_0 + \mathbf{I}_1 + \mathbf{I}_k), \quad \mathbf{I}_0 = -\frac{\hbar^2 e^2 Z}{8\pi\epsilon_0 m^2 c^2} \langle \Psi | \frac{\hat{\mathbf{I}}}{r^3} | \Psi \rangle,$$

$$\Psi_v(\mathbf{r}) = \Psi(\mathbf{r} + \mathbf{a}_v), \quad \mathbf{I}_1 = -\frac{\hbar^2 e^2 Z}{4\pi\epsilon_0 m^2 c^2} \text{Re} \sum_v \langle \Psi_v | \frac{\hat{\mathbf{I}}}{r^3} | \Psi \rangle, \quad (2)$$

$$\mathbf{I}_k = -\frac{\hbar^2 e^2 Z}{4\pi\epsilon_0 m^2 c^2} \text{Im} \sum_v (\mathbf{ka}_v) \langle \Psi_v | \frac{\hat{\mathbf{I}}}{r^3} | \Psi \rangle.$$

Для s -электронов векторы $\mathbf{I}_0, \mathbf{I}_1, \mathbf{I}_k$ равны нулю. В металлах зоны проводимости перекрываются, и часть электронов проводимости может быть образована коллективизацией p -электронов.

Рассмотрим макроскопическую область поликристаллического металла. Для любого состояния электрона можно выбрать направление оси квантования (оси z) так, чтобы проекция его орбитального момента на эту ось имела определенное значение $l_z = l$. Энергия электрона в атоме, находящемся в электрическом поле зависит от проекции его орбитального момента на направление поля [14]. Поэтому ориентация атомных орбиталей определяется положением кристаллофизических осей кристаллита, и можно считать, что векторы \mathbf{I}_0 и \mathbf{I}_1 в соотношениях (2) записаны в системе координат, связанной с осями симметрии кристаллита.

Введем лабораторную систему координат, связанную с приборами, которые задают ток проводимости и измеряют компоненты спина. Поэтому волновой вектор и вектор спина электронов проводимости следует считать заданными в лабораторной системе координат. Компоненты векторов и тензоров в лабораторной системе будем обозначать не штрихованными индексами, а в системе координат, связанной с кристаллическими осями домена, штрихованными.

Преобразуем векторы \mathbf{I}_0 и \mathbf{I}_1 в лабораторную систему координат $I_\alpha = \hat{p}_{\alpha\alpha'} \cdot I_{\alpha'}$, где $\hat{p}_{\alpha\alpha'}$ – унитарная матрица поворота. Матрицу поворота удобно выразить через углы Эйлера:

$$p_{ij} = \begin{bmatrix} \cos(\alpha) \cos(\gamma) - \sin(\alpha) \cos(\beta) \sin(\gamma) & -\cos(\alpha) \sin(\gamma) - \sin(\alpha) \cos(\beta) \cos(\gamma) & \sin(\alpha) \sin(\beta) \\ \sin(\alpha) \cos(\gamma) + \cos(\alpha) \cos(\beta) \sin(\gamma) & -\sin(\alpha) \sin(\gamma) + \cos(\alpha) \cos(\beta) \cos(\gamma) & -\cos(\alpha) \sin(\beta) \\ \sin(\beta) \sin(\gamma) & \sin(\beta) \cos(\gamma) & \cos(\beta) \end{bmatrix},$$

где $0 \leq \alpha \leq 2\pi$ – угол прецессии, $0 \leq \beta \leq \pi$ – угол нутации, $0 \leq \gamma \leq 2\pi$ – угол собственного вращения. Тогда для макроскопически изотропного проводника усреднение по случайным ориентациям кристаллита сводится к усреднению по случайным равномерно распределенным углам Эйлера.

Усредним векторы \mathbf{I}_0 и \mathbf{I}_1 по случайным ориентациям кристаллитов. В изотропном поликристалле $\langle \mathbf{I}_0 \rangle = \langle \mathbf{I}_1 \rangle = 0$. Для симметричного кристалла, в котором каждому ближайшему соседу с вектором \mathbf{a}_v соответствует сосед с вектором $\mathbf{a}_{-v} = -\mathbf{a}_v$, последнее соотношение формулы (2) принимает вид

$$\mathbf{I}_k = -\frac{\hbar^2 e^2 Z}{4\pi\epsilon_0 m^2 c^2} \text{Im} \sum_{v>0} (\mathbf{ka}_v) \langle \Psi_v - \Psi_{-v} | \frac{\hat{\mathbf{I}}}{r^3} | \Psi \rangle. \quad (3)$$

В симметричном кристалле функция $\Psi_v - \Psi_{-v}$ имеет четность, противоположную четности функции Ψ . Поэтому все слагаемые в (6) для недеформированного кристалла равны нулю.

При дисторсии $\mathbf{r}'_\alpha = \mathbf{r}_\alpha + \mathbf{u}_\alpha(\mathbf{r})$ получаем в (3)

$$\Psi(\mathbf{r}') = \Psi(\mathbf{r}) + r_\beta \frac{\partial \Psi}{\partial r_\alpha} \frac{\partial u_\alpha}{\partial r_\beta}, \quad \hat{l}'_\alpha = \hat{l}_\alpha - i\epsilon_{\alpha\beta\gamma} \left(u_\beta \frac{\partial}{\partial r_\gamma} - r_\beta \frac{\partial u_\delta}{\partial r} \frac{\partial}{\partial r_\delta} \right).$$

Здесь $\epsilon_{\alpha\beta\gamma}$ – тензор Леви-Чивитты. При неоднородной дисторсии кручения вдоль оси \mathbf{n} вида $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{r}) = \mathbf{n}(\mathbf{r}\mathbf{n})\omega$, получаем

$$I_{k\alpha} = -\frac{\hbar^2 e^2 Z \omega}{4\pi\epsilon_0 m^2 c^2} \epsilon_{\alpha\beta\gamma} n_\beta n_\delta k_\sigma a_{v\sigma} \times$$

$$\times \text{Im} \langle \Psi_v - \Psi_{-v} | \frac{r_\gamma \hat{l}_\delta}{r^3} | \Psi \rangle, \quad (4)$$

где подразумевается суммирование по v по парам ближайших соседей.

3. СПИНТРОНИКА ХИРАЛЬНЫХ СРЕД

Произведение величины ω на расстояние a_v до ближайшего соседа в направлении оси кручения \mathbf{n} характеризует кручение элементарной ячейки, то есть угол поворота ее кристаллографических плоскостей относительно соседних. Такое кручение

существует в хиральных кристаллах, таких как WSe₂ и слоистые гибридные перовскиты [10]. Поэтому можно считать, что вектор **n**, как и векторы **a_v**, заданы в системе кристаллофизических осей, а вектор **k** – в лабораторной системе. Тогда формулу (4) можно записать в виде

$$\langle I_{k\alpha} \rangle = -\frac{\hbar^2 e^2 Z \omega}{4\pi \epsilon_0 m^2 c^2} \langle p_{\alpha\alpha'} p_{\sigma\sigma'}^{-1} \rangle \epsilon_{\alpha'\beta'\gamma'} n_{\beta'} n_{\delta'} k_{\sigma} a_{\nu\sigma'} \times \text{Im} \langle \Psi_{\nu} - \Psi_{-\nu} | \frac{r_{\nu'} \hat{I}_{\delta'}}{r^3} | \Psi \rangle. \quad (5)$$

Обозначим **s_k(t) = $\hat{s}_k(t)$ = Sp($\hat{s}_k(t) \hat{\rho}(t)$), где $\hat{\rho}(t)$ – оператор плотности. Тогда**

$$\frac{d\mathbf{s}_k}{dt} = \left\langle \frac{d\hat{\mathbf{s}}_k}{dt} \right\rangle + \text{Sp} \left(\hat{\mathbf{s}}_k \frac{d\hat{\rho}}{dt} \right). \quad (6)$$

Динамика спина электрона проводимости, создаваемая возмущением (2), описывается уравнением [14]

$$\frac{d\hat{\mathbf{s}}_{k\alpha}}{dt} = \frac{i}{\hbar} [\hat{V}_k, \hat{s}_{\alpha}] = \epsilon_{\alpha\beta\gamma} I_{k\beta} \hat{s}_{k\gamma}, \quad \left\langle \frac{d\hat{\mathbf{s}}_k}{dt} \right\rangle = [\langle \mathbf{I}_k \rangle \times \mathbf{s}_k] + [\langle \delta \mathbf{I}_k \rangle \times \delta \hat{\mathbf{s}}_k], \quad (7)$$

$$\delta \mathbf{I}_k = \mathbf{I}_k - \langle \mathbf{I}_k \rangle, \quad \delta \hat{\mathbf{s}}_k = \hat{\mathbf{s}}_k - \langle \hat{\mathbf{s}}_k \rangle.$$

В стационарном состоянии, когда $d\hat{\rho}/dt = 0$, в правой части уравнения (6) остается только первое слагаемое, а уравнение (7) принимает вид

$$\frac{d\mathbf{s}_k}{dt} = [\langle \mathbf{I}_k \rangle \times \mathbf{s}_k] + [\langle \delta \mathbf{I}_k \rangle \times \delta \hat{\mathbf{s}}_k]. \quad (8)$$

Модуль среднего спина не сохраняется из-за второго слагаемого в правой части (8). Поэтому его можно рассматривать как релаксационное и записать в виде $-(\mathbf{s}_k - \mathbf{s}_k^e)/\tau$, где \mathbf{s}_k^e – равновесное значение среднего по образцу спина, τ – время продольной релаксации.

В отсутствии воздействий устанавливается квазиравновесное распределение с оператором плотности [16]

$$\hat{\rho}^q(t) = \exp \left\{ -\Phi(t) - \int_V \theta(t, \mathbf{r}) \hat{h}_k(t, \mathbf{r}) d^3r \right\}, \quad (9)$$

$$\Phi(t) = \ln \text{Sp} \exp \left\{ -\int_V \theta(t, \mathbf{r}) \hat{h}_k(t, \mathbf{r}) d^3r \right\}.$$

Здесь $\theta(t, \mathbf{r}) = 1/(k_B T(t, \mathbf{r}))$, k_B – постоянная Больцмана, $T(t, \mathbf{r})$ – локальная температура, $\hat{h}_k(t, \mathbf{r})$ – оператор плотности гамильтониана, удовлетворяющий соотношениям [17]

$$\hat{H}_k(t) = \int_V \hat{h}_k(t, \mathbf{r}) d^3r, \quad \frac{\partial \hat{h}_k(t, \mathbf{r})}{\partial t} = -\text{div} \hat{\mathbf{q}}_k(t, \mathbf{r}), \quad (10)$$

где $\hat{\mathbf{q}}_k(t, \mathbf{r})$ – оператор плотности потока гамильтониана.

Воспользуемся для электронов проводимости в металлах приближением идеального ферми-газа. Применимость этой модели для электронов проводимости в металлах обоснована тем, что термодинамика ферми-системы определяется ее микроскопической структурой только вблизи поверхности Ферми и совершенно не зависит от того, что делается за пределами размытия порядка $k_B T$, где k_B – постоянная Больцмана, T – температура. В результате, чем плотнее ферми-газ в металле, тем он идеальнее [18]. Экспериментальные исследования температурной зависимости электронной теплоемкости в металлах показывают, что она хорошо соответствует модели идеального ферми-газа со скалярной эффективной массой m^* . Для многих металлов $m^* \approx m$. Такая модель позволяет описывать коллектив электронов с волновым вектором **k** своим оператором плотности и положить $\hat{\mathbf{q}}_k(t, \mathbf{r}) = \hbar \mathbf{k} \hat{h}_k(t, \mathbf{r})/m^*$. Тогда из (9) и (10) получаем

$$\frac{d\hat{\rho}^q}{dt} = -\hat{\rho}^q \left\{ \frac{d\Phi}{dt} + \int_V \frac{\partial \theta}{\partial t} \hat{h}_k d^3r - \int_V \text{div}(\theta \hat{\mathbf{q}}_k) d^3r + \int_V \hat{\mathbf{q}}_k \text{grad} \theta d^3r \right\}. \quad (11)$$

Аналитическое усреднение уравнения (5) дает $\langle \mathbf{I}_k \rangle = \mathbf{J}_k$, где

$$J = \frac{\hbar^2 e^2 Z \omega}{24\pi \epsilon_0 m^2 c^2} \text{Im} \langle \Psi_{\nu} - \Psi_{-\nu} | \frac{(\mathbf{n}\hat{\mathbf{l}})[\mathbf{a}_{\nu} \times \mathbf{n}]\mathbf{r}}{r^3} | \Psi \rangle.$$

Подставим соотношение (11) во второе слагаемое в правой части уравнения (6), ограничиваясь слагаемыми, пропорциональными $\partial\theta/\partial\mathbf{r}$. С учетом (10) получим

$$\frac{d\mathbf{s}_k}{dt} = J[\mathbf{k} \times \mathbf{s}_k] - \frac{\mathbf{s}_k - \mathbf{s}_k^e}{\tau} - \frac{\hbar}{m^*} \langle \hat{\mathbf{s}}_k \hat{H}_k \rangle^e \mathbf{k} \frac{\partial \theta}{\partial \mathbf{r}}. \quad (12)$$

В отсутствие магнитного поля невозмущенный гамильтониан идеального ферми-газа не зависит от спиновых переменных, поэтому $\langle \hat{\mathbf{s}}_{\mathbf{k}} \hat{H}_{\mathbf{k}} \rangle^e = \langle \hat{\mathbf{s}}_{\mathbf{k}} \rangle^e \langle \hat{H}_{\mathbf{k}} \rangle^e = \mathbf{s}_{\mathbf{k}}^e H(\mathbf{k})$.

Введем оператор плотности спина электронов проводимости

$$\hat{\mathbf{s}}(t) = \int_V \hat{\mathbf{s}}(t, \mathbf{r}) d^3r,$$

$$\hat{\mathbf{s}}(t, \mathbf{r}) = \frac{1}{8\pi^3} \int \hat{\mathbf{s}}_{\mathbf{k}}(t) f(\mathbf{k}, \mathbf{r}) d^3k, \quad (13)$$

$$f(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = \left[\exp\left((H(\mathbf{k}) - F(\mathbf{r}))\theta(\mathbf{r})\right) + 1 \right]^{-1}.$$

Для изотропного ферми-газа $H(\mathbf{k}) = \hbar^2 k^2 / (2m^*)$. Энергия Ферми в (13) определяется как $F(\mathbf{r}) = \hbar^2 k_F^2(\mathbf{r}) / (2m^*)$, $k_F^3(\mathbf{r}) = 6\pi^2 n_e(\mathbf{r})$, где $n_e(\mathbf{r})$ – плотность электронов проводимости. При усреднении вида (13) первое слагаемое в правой части уравнения (12) равно нулю.

Стационарное состояние в (8) соответствует ориентации $\mathbf{s}_{\mathbf{k}}$ вдоль вектора \mathbf{k} . Усредняя возмущение (1) по квантовому состоянию и по случайным ориентациям, получим, что добавка к энергии состояний, когда спин ориентирован параллельно или антипараллельно вектору \mathbf{k} , составляет $\pm \hbar / \kappa / 2$. Тогда

$$\mathbf{s}^e = \frac{1}{16\pi^3} \int \frac{\mathbf{k}}{k} \left\{ f\left(H(k^2) - \frac{\hbar J k}{2}\right) - f\left(H(k^2) + \frac{\hbar J k}{2}\right) \right\} d^3k = 0.$$

Среднее по волновому вектору последнего слагаемого в правой части (12) при этом равно

$$\frac{\hbar^2 J}{16\pi^3 m^*} \int k \frac{df}{dH} \frac{\mathbf{k}}{k} H(k^2) \left(\mathbf{k} \frac{\partial \theta}{\partial \mathbf{r}} \right) d^3k =$$

$$= \frac{3F(\mathbf{r})J}{2\pi} n_e(\mathbf{r}) \frac{\partial \theta}{\partial \mathbf{r}},$$

и установившаяся спиновая поляризация параллельна градиенту температуры

$$\mathbf{s}(\mathbf{r}) = \frac{3F(\mathbf{r})J\tau}{2\pi k_B} \frac{n_e(\mathbf{r})}{T^2(\mathbf{r})} \frac{\partial T}{\partial \mathbf{r}}. \quad (14)$$

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Формула (14) описывает так называемый продольный спиновый эффект Зеебека, когда направление спиновой поляризации определяется градиентом температуры даже в отсутствие зарядового тока. Разумеется, градиент температуры создаст в проводнике и классический (зарядовый) эффект Зеебека. Поэтому, если проводник включен в замкнутую цепь, в нем возникнет зарядовый ток с продольной спиновой поляризацией. Зарядовый ток в проводнике может создаваться и внешним источником тока, что открывает возможность быстрого электрического управления спиновой поляризацией. Высокая эффективность такого управления обусловлена тем, что в хиральных средах кручение элементарной ячейки может достигать нескольких радиан – это на много порядков больше, чем можно получить механическими напряжениями [2] без необратимого разрушения. Возможность генерации спиновой поляризации на расстоянии нескольких миллиметров в поликристаллических хиральных средах показана в работе [19].

Спиновая поляризация по описанному в работе механизму не требует внешних магнитных полей и остаточной намагниченности и поэтому не создает помех при работе в микро- и нано-размерных структурах спинтроники. Источником работы, необходимой для спиновой поляризации по предложенному механизму являются тепловые потоки в среде, обусловленные градиентом температуры. Однако, функционирование устройств спинтроники, как и любых устройств микроэлектроники, всегда сопровождается генерацией тепловых потоков и градиентов температур. В этом смысле энергия, затрачиваемая на спиновую поляризацию по предложенному механизму в системах спинтроники, является «бесплатной».

Кроме того, спиновый эффект Зеебека является взаимным со спиновым эффектом Пельтье, соотношения взаимности для них, по крайней мере в магнитных диэлектриках, были экспериментально верифицированы

[20]. Общие соотношения взаимности между спиновыми эффектами Пельтье и Зеебека, в том числе для проводящих сред в присутствии механических деформаций, получены в работе [21]. Это позволяет предположить, что представленный в работе динамический эффект (12) может составить основу новых методов управления потоками тепла в системах спинтроники.

ЛИТЕРАТУРА

1. Atsufumi Hirohata, Keisuke Yamada, Yoshinobu Nakatani, Lucian Prejbeanu, Bernard Diény, Philipp Pirro, Burkard Hillebrands. Review on Spintronics: Principles and Device Applications. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2020, 509(12):166711, 1-28; <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2020.166711>.
2. Игнатъев ВК, Лебедев НГ, Перченко СВ, Станкевич ДА. Управление динамикой спиновой поляризации электронов проводимости электрическим и механическим воздействием. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2023, 15(2):133-138; doi: 10.17725/rensit.2023.15.133.
3. Sadamichi Maekawa, Sergio O. Valenzuela, Eiji Saitoh, and Takashi Kimura (Eds.). *Spin Current*. Oxford, University Press, 2012, 461 p.
4. Uchida K, Takahashi S, Harii K, Ieda J, Koshibae W, Ando K, Maekawa S, Saitoh E. Observation of the spin Seebeck effect. *Nature*, 2008, 455, 778-781; doi: 10.1038/nature07321.
5. Adachi H, Uchida K, Saitoh E, Maekawa S. Theory of the spin Seebeck effect. *Reports on Progress in Physics*, 2013, 76(3):036501. doi: 10.1088/0034-4885/76/3/036501.
6. Capps J, Marinescu DC, Manolescu A. Spin Seebeck effect in an (In,Ga)As quantum well with equal Rashba and Dresselhaus spin-orbit couplings. *Phys. Rev. B.*, 2016, 93:085307; doi: 10.1103/PhysRevB.93.085307.
7. Yamada K, Kurokawa Y, Kogiso K, Yuasa H, Shima M. Observation of Longitudinal Spin Seebeck Voltage in YIG Films Chemically Prepared by Co-Precipitation and Spin Coating. *IEEE Trans. on Mag.*, 2019, 55(2):4500104; doi: 10.1109/TMAG.2018.2865199.
8. Kyunghoon Kim, Eric Vetter, Liang Yan, Cong Yang, Ziqi Wang, Rui Sun, Yu Yang, Andrew H. Comstock, Xiao Li, Jun Zhou, Lifa Zhang, Wei You, Dali Sun & Jun Liu. Chiral-phonon-activated spin Seebeck effect. *Nature Materials*, 2023, 22:322-328; <https://doi.org/10.1038/s41563-023-01473-9>.
9. Oyanagi K, Takahashi S, Kikkawa T, Saitoh E. Mechanism of paramagnetic spin Seebeck effect. *Phys. Rev. B*, 2023, 107:014423; doi: 10.1103/PhysRevB.107.014423.
10. Takezoe Y, Hosono K, Takeuchi A, Tatara G. Theory of spin transport induced by a temperature gradient. *Phys. Rev. B*, 2010, 82:094451; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.82.094451>.
11. Бебенин НГ. Влияние электрического тока на спиновую поляризацию электронов в материалах с неоднородной намагниченностью. *ЖЭТФ*, 2022, 161(5):737-745; doi: 10.31857/S004445102205011X.
12. Yu T, Luo Z, Bauer GEW. Chirality as generalized spin-orbit interaction in spintronics. *Physics Reports*, 2023, 1009:1-115; <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2023.01.002>.
13. Берестецкий ВБ, Лифшиц ЕМ, Питаевский ЛП. Теоретическая физика. Т. IV. Квантовая электродинамика. М., Физматлит, 2002, 720 с..
14. Ландау ЛД, Лифшиц ЕМ. Теоретическая физика. Т. III. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М., Физматлит, 2004, 800 с.
15. Маделунг О. Теория твердого тела. М., Наука, 1980, 416 с.
16. Леонтович МА. Введение в термодинамику, статистическая физика. М., Наука, 1983, 416 с
17. Ахиезер АИ, Пелетминский СВ. Методы статистической физики. М., Наука, 1977, 368 с.
18. Квасников ИА. *Теория равновесных систем. Статистическая физика*. М., Едиториал УРСС. 2002, 240 с.
19. Shishidoa H, Sakai R, Hosaka Y, Togawaa Y. Detection of chirality-induced spin

- polarization over millimeters in polycrystalline bulk samples of chiral disilicides NbSi₂ and TaSi₂. *Appl. Phys. Lett.*, 2021, 119(18):182403; doi: 10.1063/5.0074293.
20. Sola A, Basso V, Kuepferling M, Dubs C, Pasquale M. Experimental proof of the reciprocal relation between spin Peltier and spin Seebeck effects in a bulk YIG/Pt bilayer. *Scientific Reports*, 2019, 9(1):2047; <https://doi.org/10.1038/s41598-019-38687-4>.
21. Игнатъев ВК. Соотношения взаимности для открытых нелинейных систем в переменных полях. *ЖТФ*, 2022, 92(1):118-131; doi: 10.21883/JTF.2022.01.51861.126-21.

Игнатъев Вячеслав Константинович

д.ф.-м.н., профессор,

Волгоградский государственный университет
100, просп. Университетский, г. Волгоград, Россия

E-mail: vkignatjev@yandex.ru

Перченко Сергей Владимирович

к.ф.-м.н.

Волгоградский государственный университет
100, просп. Университетский, г. Волгоград, Россия

E-mail: perchenko@volsu.ru

Станкевич Дмитрий Александрович

к.ф.-м.н., доцент

Волгоградский государственный университет
100, просп. Университетский, г. Волгоград, Россия

E-mail: dimon50002004@yandex.ru.

DOI: 10.17725/rensit.2023.15.393

Новые соединения нитрида бора с атомами в $sp+sp^2$ -гибридизованном состоянии, сформированные на основе слоя $BN-L_{4-8}$

Ряшенцев Д.С., Кудрявцева А.К.

Челябинский государственный университет, <https://www.csu.ru/>

Челябинск 454001, Российская Федерация

E-mail: ryashentsev_dmitry@mail.ru, tsipysbevaanna@yandex.ru

Поступила 11.08.2023, рецензирована 18.08.2023, принята 25.08.2023, опубликована 06.12.2023.

Представлена действительным членом РАЕН В.А. Бушуевым

Аннотация: Методом теории функционала плотности (DFT) определены кристаллические структуры и электронные свойства новых слоевых полиморфных разновидностей нитрида бора с графеноподобной структурой. Структуры новых графеноподобных монослоев состоят из атомов бора и азота в sp - и sp^2 -гибридизованном состоянии и были модельно построены из слоя графеноподобного нитрида бора $BN-L_{4-8}$ путем частичной замены атомов в трехкоординированном (sp^2 -гибридизованном) состоянии на атомы в двухкоординированном состоянии (sp -гибридизованном). В результате теоретического анализа установлена возможность существования семи $sp+sp^2$ новых структур нитрида бора: одна α -типа, три β -типа и три γ -типа, отличающиеся долей атомов в sp -гибридизованном состоянии и их пространственном расположении. Однако, две из трех структурных разновидностей с минимальным содержанием атомов в sp -гибридизованном состоянии (γ -тип) оказались неустойчивыми и в процессе геометрической оптимизации трансформировались в структуры графеноподобных слоев нитрида бора. Структура слоя $BN-L_{4-8}-\gamma_2$ перешла в структуру исходного графеноподобного слоя $BN-L_{4-8}$, в то время как структура слоя $BN-L_{4-8}-\gamma_3$ перешла в структуру графеноподобного слоя $BN-L_{4-6-8}$, где полностью отсутствуют атомы в sp -гибридизованном состоянии. Значения энергии сублимации новых полиморфных разновидностей находятся в диапазоне от 16.23 эВ/(BN) до 16.70 эВ/(BN). Ширина запрещенной зоны варьируется от 3.777 эВ до 3.878 эВ.

Ключевые слова: полиморфизм, нитрид бора, кристаллическая структура, ab initio расчеты, электронные свойства

УДК 538.911+538.915

Благодарности: Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 23-23-00140).

Для цитирования: Ряшенцев Д.С., Кудрявцева А.К. Новые соединения нитрида бора с атомами в $sp+sp^2$ -гибридизованном состоянии, сформированные на основе слоя $BN-L_{4-8}$. РЭНСИТ: Радиозлектроника. Наносистемы. Информационные технологии, 2023, 15(4):393-400. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.393.

New compounds of boron nitride with atoms in the $sp + sp^2$ hybridized state formed on the basis of the $BN-L_{4-8}$ layer

Dmitry S. Ryashentsev, Anna K. Kudryavtseva

Chelyabinsk State University, <https://www.csu.ru/>

Chelyabinsk 454001, Russian Federation

E-mail: ryashentsev_dmitry@mail.ru, tsipysbevaanna@yandex.ru

Received August 11, 2023, peer-reviewed August 18, 2023, accepted August 25, 2023, published December 06, 2023.

Abstract: The density functional theory (DFT) method was used to determine the crystal structures and electronic properties of new layered polymorphic varieties of boron nitride with a graphyne-like structure. The structures of new graphyne-like monolayers consist of boron and nitrogen atoms in the sp - and sp^2 -hybridized state and were model-built from a layer of graphene-like boron

nitride BN-L₄₋₈ by partial replacement of atoms in the three-coordinated (sp²-hybridized) state by atoms in the two-coordinated state (sp-hybridized). As a result of theoretical analysis, the possibility of the existence of seven sp + sp² new structures of boron nitride was established: one α-type, three β-types and three γ-types, differing in the proportion of atoms in the sp-hybridized state and their spatial arrangement. However, two of the three structural varieties with a minimum content of atoms in the sp-hybridized state (γ-type) turned out to be unstable and, in the process of geometric optimization, were transformed into structures of graphene-like layers of boron nitride. The structure of the BN-L₄₋₈-γ2 layer passed into the structure of the original graphene-like layer BN-L₄₋₈, while the structure of the BN-L₄₋₈-γ3 layer passed into the structure of the graphene-like layer BN-L₄₋₆₋₈, where there are no atoms in the sp-hybridized state. The sublimation energies of the new polymorphic varieties range from 16.23 eV/(BN) to 16.70 eV/(BN). The band gap varies from 3.777 eV to 3.878 eV.

Keywords: polymorphism, boron nitride, crystal structure, ab initio calculations, electronic properties
UDC 538.911+538.915

Acknowledgments: The study was supported by the Russian Foundation for Basic Research (Project № 23-23-00140).

For citation: Dmitry S. Ryashentsev, Anna K. Kudryavtseva. New compounds of boron nitride with atoms in the sp+sp²-hybridized state formed on the basis of the BN-L₄₋₈ layer. *RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies*, 2023, 15(4):393-400e. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.393.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (394)
 2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ (395)
 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ (395)
 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (399)
- ЛИТЕРАТУРА (399)

1. ВВЕДЕНИЕ

Соединения нитрида бора являются изоэлектронными и изоструктурными аналогами углеродных соединений, и их кристаллическая структура может быть подобной структуре графита и алмаза [1-2]. Теоретически предсказаны гибридные углеродные материалы, состоящие из атомов с различной гибридизацией электронных орбиталей. Наиболее интересны углеродные материалы sp+sp², состоящие из атомов углерода в двух- и трехкоординированном состоянии, которые были названы графинами [3-6]. Атомы бора и азота в BN, а также атомы углерода в углеродных материалах могут находиться в различных гибридизованных состояниях sp, sp² или sp³ [7-9]. Поэтому теоретически возможно существование гибридных sp+sp²-соединений нитрида бора, подобных графиновым соединениям,

состоящих из атомов углерода [10-11]. Структура BN-графиновых соединений теоретически может быть построена из трех основных полиморфных разновидностей графеноподобного нитрида бора: BN-L₆; BN-L₄₋₈ и BN-L₄₋₆₋₁₂ [12,13], путем частичной замены атомов в трехкоординированном состоянии на атомы в двухкоординированном состоянии. Ранее, в работах [14,15] были теоретически исследованы структура и электронные свойства ряда новых полиморфных разновидностей нитрида бора со слоевой структурой, подобной графинам, сформированных на основе гексагонального нитрида бора BN-L₆. Полиморфные разновидности таких гибридных соединений различаются соотношением атомов в различных гибридизованных состояниях, степенью деформации их структуры, и значением ширины запрещенной зоны, вследствие чего их свойства могут различаться. В данной статье теоретически исследуются структура и электронные свойства новых полиморфных слоевых разновидностей нитрида бора с графиноподобной структурой, модельно построенных из графеноподобного слоя BN-L₄₋₈.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В качестве исходных структур для моделирования графитоподобных слоев нитрида бора были взяты графитовые слои, описанные в работе [5,6]. Ряд новых структурных разновидностей графитоподобного нитрида бора может быть получен, рассматривая постепенную трансформацию структуры графитоподобного нитрида бора $BN-L_{4-8}$, в которой все атомы находятся в состоянии sp^2 -гибридизации до графитоподобных ($sp+sp^2$), где число атомов в sp -гибридизованном состоянии максимально. В зависимости от структуры, графитоподобные слои можно разделить на три группы (α , β и γ), отличающихся долей атомов в sp -гибридизованном состоянии. Для построения α -графитоподобного слоя необходимо заменить все три связи у трехкоординированного атома на двухкоординированные, для β -графитоподобного слоя необходимо заменить две связи из трех, и для построения γ -графитоподобного слоя необходимо заменить одну связь.

Анализ графитоподобных нитридборных соединений показал, что возможно модельно построить семь $sp+sp^2$ новых структур нитрида бора: одна α -типа, три β -типа и три γ -типа, отличающиеся долей атомов в sp -гибридизованном состоянии и их пространственном расположении. Модельное построение было выполнено при помощи программного пакета Quantum ESPRESSO [16]. Методом теории функционала плотности [17] в обобщенном градиентном приближении [18] были выполнены расчеты структур трехмерных кристаллов, состоящие из стопок графитоподобных слоев, расстояние между которыми составляло 10 Å для исключения влияния соседних слоев в стопках. Расчеты проводились для k -точечных сеток: $12 \times 12 \times 12$, энергия отсечки по базису плоских волн составляла 70 Ридбергов при температуре 0.01 К. В качестве структурных параметров были определены длины векторов элементарных трансляций (a , b), длины межатомных связей (Å) и углы между ними ($^\circ$). Для определения числа структурных позиций определяли значение кольцевого параметра Уэллса (Rng), для определения устойчивости структур

вычисляли деформационный параметр (Def) и энергию сублимации (E_{sub}). По графикам зонной структуры и плотностей электронных состояний были определены численные значения ширины запрещенной зоны.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Методом теории функционала плотности (DFT) в обобщенном градиентном приближении (GGA) была выполнена геометрическая оптимизация семи модельно построенных слоев нитрида бора с графитоподобной структурой. В результате выполненных расчетов были определены геометрически оптимизированные структуры пяти новых графитоподобных слоев нитрида бора. Монослой с наименьшим числом атомов в sp -гибридизованном состоянии $BN-L_{4-8}-\gamma 2$ и $BN-L_{4-8}-\gamma 3$ оказались неустойчивыми, в процессе геометрической оптимизации их структура трансформировалась в графитоподобные соединения нитрида бора $BN-L_{4-6-8}$ и $BN-L_{4-8}$, далее их структура не рассматривалась. Остальные пять слоев: $BN-L_{4-8}-\alpha 1$, $BN-L_{4-8}-\beta 1$, $BN-L_{4-8}-\beta 2$, $BN-L_{4-8}-\beta 3$ и $BN-L_{4-8}-\gamma 1$ – имеют устойчивую структуру, и их изображения представлены на **Рис. 1**. На этом рисунке приведены изображения слоя графитоподобного нитрида бора $BN-L_{4-8}$, на основе которого были построены полиморфные разновидности графитоподобного нитрида бора и их структуры, а также выделены элементарные ячейки. В слоях $BN-L_{4-8}-\alpha 1$, $BN-L_{4-8}-\beta 1$, $BN-L_{4-8}-\beta 3$ и $BN-L_{4-8}-\gamma 1$ – элементарные ячейки относятся к тетрагональной сингонии, в которых содержится от 24 до 64 атомов (**Таблица 1**). Значения длин векторов элементарных трансляций ($a = b$) находятся в диапазоне от 11.096 Å – наблюдается для слоя $BN-L_{4-8}-\beta 3$, до 19.689 Å – у слоя $BN-L_{4-8}-\alpha 1$. Элементарная ячейка слоя $BN-L_{4-8}-\beta 2$ относится к ромбической сингонии, в которой содержится 24 атома. Длины векторов элементарных трансляций составляют 14.868 Å и 6.996 Å.

В слоях $BN-L_{4-8}-\alpha 1$, $BN-L_{4-8}-\beta 1$ и $BN-L_{4-8}-\gamma 1$ фрагменты линейных цепочек оказались прямыми, в то время как в слоях $BN-L_{4-8}-\beta 2$ и $BN-L_{4-8}-\beta 3$ – они оказались изогнутыми. В связи с тем, что графитоподобные слои нитрида бора образованы атомами с различным содержанием sp - и sp^2 -гибридизованных связей, то структура

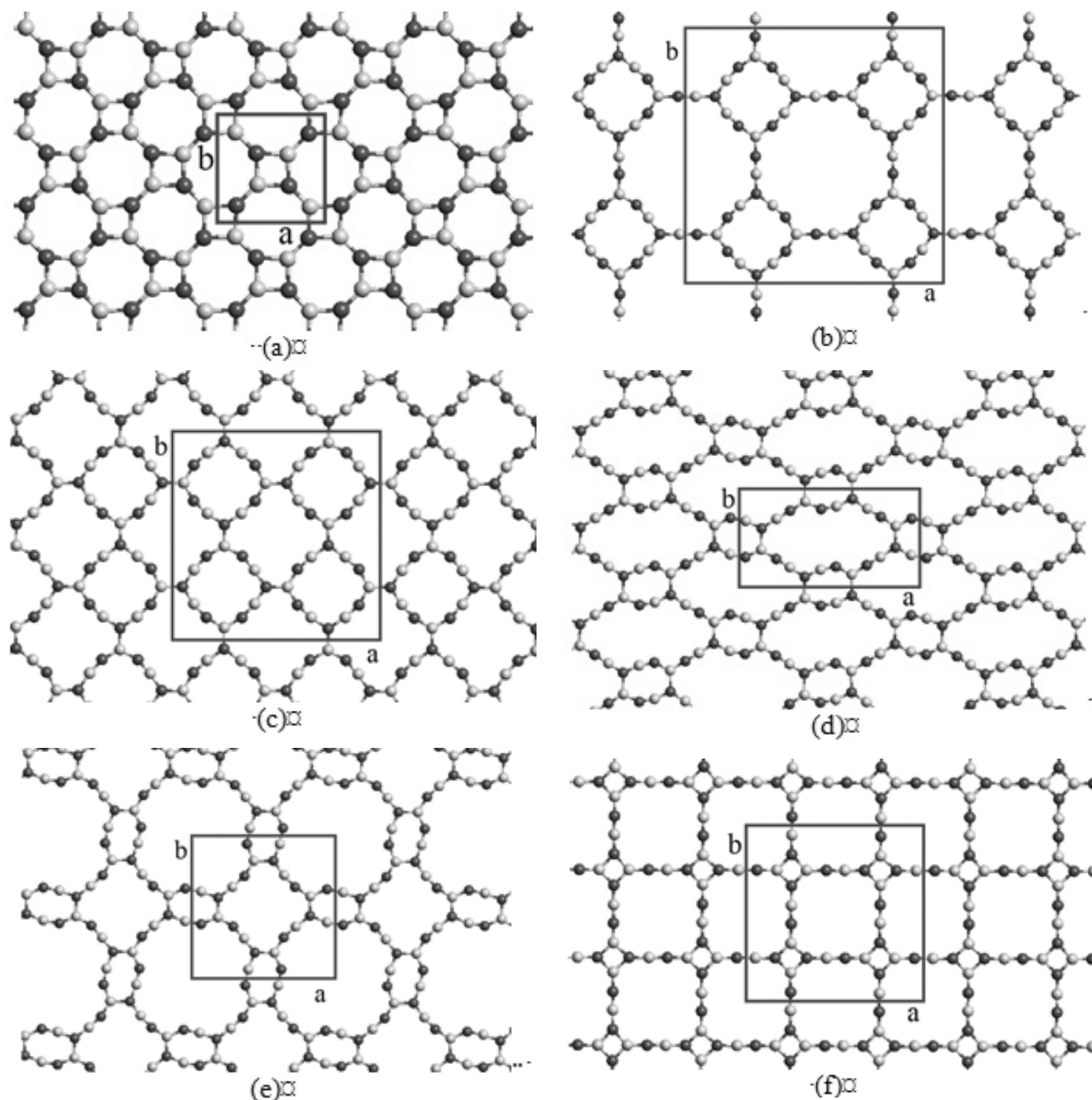


Рис. 1. Геометрически оптимизированные в результате DFT-GGA расчетов слоевые структуры и элементарные ячейки полиморфных разновидностей нитрида бора: (a) $\text{BN-L}_{4.8}$; (b) $\text{BN-L}_{4.8}\text{-a1}$; (c) $\text{BN-L}_{4.8}\text{-}\beta 1$; (d) $\text{BN-L}_{4.8}\text{-}\beta 2$; (e) $\text{BN-L}_{4.8}\text{-}\beta 3$; (f) $\text{BN-L}_{4.8}\text{-}\gamma 1$.

таких слоев будет характеризоваться двумя различными структурными позициями, которые численно выражаются значением кольцевого параметра Уэллса (Rng). Первая структурная позиция – атомы в sp^2 -гибридизованном состоянии, характеризующаяся тремя длинами связей: L_1 , L_2 , L_3 , значения которых находятся в диапазоне от 1.370\AA ($\text{BN-L}_{4.8}\text{-}\gamma 1$) до 1.546\AA ($\text{BN-L}_{4.8}\text{-}\beta 2$). Кроме того, первая структурная позиция характеризуется значениями трех углов между связями: $\varphi_{1,2}$, $\varphi_{1,3}$ и $\varphi_{2,3}$, значения которых

варьируются от 86.27° до 136.86° ($\text{BN-L}_{4.8}\text{-}\gamma 1$). Длины межатомных расстояний и углы между ними приведены в **Таблице 2**. Вторая структурная позиция – атомы в sp -гибридизованном состоянии, которая характеризуется двумя длинами связей (L_3 и L_4). Связь L_3 соединяет между собой атомы, находящиеся в sp^2 - и sp -гибридизованном состоянии, и является общей для двух структурных позиций. Межатомная связь L_4 характеризует расстояние между атомами во фрагменте линейной цепочки. Она является

Таблица 1

Свойства и структурные параметры полиморфных разновидностей нитрида бора с графитоподобной структурой

Слой	BN-L ₆	BN-L _{4,8}	BN-L _{4,8} -α1	BN-L _{4,8} -β1	BN-L _{4,8} -β2	BN-L _{4,8} -β3	BN-L _{4,8} -γ1
Сингония	Гекс	Тетр	Тетр	Тетр	Ромб	Тетр	Тетр
a, Å	2.512	4.942	19.689	14.307	14.868	11.096	12.286
b, Å					6.996		
c, Å	10.000	10.000	10.000	10.000	10.000	10.000	10.000
β, °	120	90	90	90	90	90	90
Rng _I	63	4182	242121	122161	20281	24116181	16241
Rng _{II}	-	-	242	161121	202	24181	162
N, атом	2	8	64	48	24	24	32
ρ, г/см ²	0.754	0.675	0.3402	0.4832	0.4754	0.4017	0.4368
Def, °	0.325	50.55	14.04	22.73	39.79	27.62	60.00
E _{total} ^I , эВ/(э.я.)	-353.43	-1410.64	-11248.80	-8443.13	-4220.88	-4220.39	-5631.84
E _{total} ^I , эВ/(BN)	-353.43	-352.66	-351.52	-351.80	-351.74	-351.70	-351.99
E _{sub} ^I , эВ/(BN)	18.14	17.36	16.23	16.51	16.45	16.41	16.70
Δ, эВ	4.686	3.894	3.878	3.877	3.853	3.868	3.777

самой короткой, и ее значение находится в диапазоне от 1.261Å (BN-L_{4,8}-α1) до 1.282Å (BN-L_{4,8}-γ1). Также, вторая структурная позиция характеризуется одним значением угла между связями L₃ и L₄ (φ_{3,4}), значения которого находится в промежутке от 147.48° (BN-L_{4,8}-β2) до 180.00° (BN-L_{4,8}-γ1). По-видимому, отличия в длинах межатомных связей объясняется различной электронной плотностью в межатомном пространстве. Так максимальная электронная плотность наблюдается в связи L₄.

Минимальное значение слоевой плотности наблюдается для слоя с максимальным числом атомов в *sp*-гибридизованном состоянии – BN-L_{4,8}-α1 и составляет 0.3402 г/см². Максимальное

значение слоевой плотности наблюдается у слоя BN-L_{4,8}-β1 и составляет 0.4832 г/см², что меньше рассчитанного значения для гексагонального нитрида бора (0.754 г/см²) и графитоподобного BN-L_{4,8} (0.675 г/см²) слоя.

Для оценки степени деформации структуры слоев были рассчитаны значения параметра деформации (Таблица 1), который определяли как сумму модулей разностей углов между связями и значением угла в 120° в идеальной гексагональной структуре. Сравнительный анализ численных значений параметров деформации новых полиморфов нитрида бора с графитоподобной структурой показал, что значения данного параметра

Таблица 2

Длины межатомных связей и углы между ними в графитоподобных слоях BN

Структура	Атом	L ₁ , Å	L ₂ , Å	L ₃ , Å	L ₄ , Å	φ _{1,2} , °	φ _{1,3} , °	φ _{2,3} , °	φ _{3,4} , °
BN-L _{4,8}	B	1.426	1.416	1.421	-	133.47	136.25	90.28	-
	N	1.410	1.387	1.403	-	135.42	134.58	90.01	-
BN-L _{4,8} -α1	B	1.421	1.435	1.436	1.261	122.15	121.89	115.97	179.52
	N	1.414	1.427	1.427	1.261	124.26	125.15	110.59	179.30
BN-L _{4,8} -β1	B	1.478	1.413	1.412	1.271	119.27	119.40	121.33	171.62
	N	1.478	1.410	1.411	1.271	123.81	124.02	112.18	161.24
BN-L _{4,8} -β2	B	1.397	1.414	1.546	1.279	128.43	113.84	117.73	167.39
	N	1.397	1.407	1.545	1.279	128.33	111.21	120.46	147.48
BN-L _{4,8} -β3	B	1.398	1.421	1.530	1.273	126.32	112.79	120.90	163.38
	N	1.398	1.412	1.530	1.273	127.49	110.41	122.11	175.00
BN-L _{4,8} -γ1	B	1.370	1.499	1.499	1.282	133.14	133.14	93.73	180.00
	N	1.372	1.499	1.499	1.282	136.86	136.86	86.27	180.00

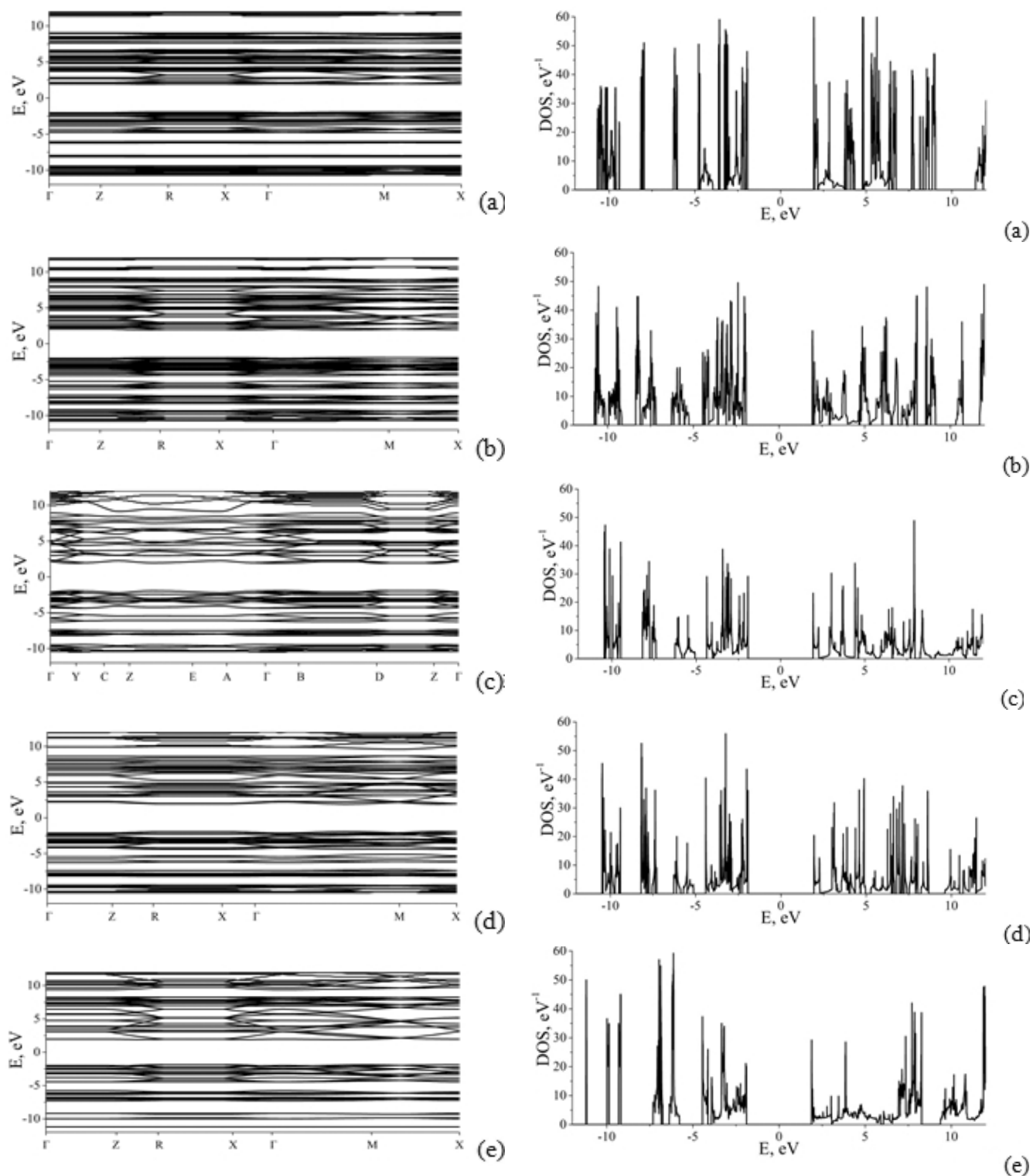


Рис. 2. Зонная структура и плотность электронных состояний новых слоевых полиморфов BN с графитоподобной структурой, сформированных на основе слоя BN-L_{4-8} : (a) $\text{BN-L}_{4-8}\text{-}\alpha 1$; (b) $\text{BN-L}_{4-8}\text{-}\beta 1$; (c) $\text{BN-L}_{4-8}\text{-}\beta 2$; (d) $\text{BN-L}_{4-8}\text{-}\beta 3$; (e) $\text{BN-L}_{4-8}\text{-}\gamma 1$.

минимально для слоя $\text{BN-L}_{4-8}\text{-}\alpha 1$ и составляет 14.04° , максимальное значение параметра наблюдается у слоя $\text{BN-L}_{4-8}\text{-}\gamma 1$ (60.00°), что указывает на сильные деформации за счет четырехугольных фрагментов в структуре слоя. В качестве параметра устойчивости структуры

была рассчитана энергия сублимации (E_{sub}), которую определяли как разность между полной энергией, приходящейся на молекулярную группу BN и энергией изолированных атомов азота и бора. Минимальное значение энергии сублимации наблюдается для слоя

$BN-L_{4-8}-\alpha 1$ с максимальным числом атомов в sp -гибридизованном состоянии и составляет 16.23 эВ/(BN), что указывает на низкую устойчивость данного слоя. Максимальное значение энергии сублимации наблюдается для полиморфа $BN-L_{4-8}-\gamma 1$ с минимальным числом атомов в sp -гибридизованном состоянии и составляет 16.70 эВ/(BN), что меньше энергии сублимации гексагонального нитрида бора (18.14 эВ/(BN)), энергии сублимации β -графиноподобных слоев принимают промежуточное значение.

Результаты расчетов зонной структуры и плотностей электронных состояний приведены на **Рис. 2**. Ширина запрещенной зоны (Δ) на уровне энергии Ферми находится в диапазоне от 3.777 эВ до 3.878 эВ, что указывает на то, что все полиморфы нитрида бора с графиноподобной структурой должны проявлять полупроводниковые свойства и она может изменяться в зависимости от особенностей структуры.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе методом теории функционала плотности при использовании обобщенного градиентного приближения были выполнены расчеты структур, электронных и энергетических характеристик полиморфных разновидностей нитрида бора со структурами α -, β - и γ -графинов, сформированных на основе графеноподобного нитрида бора $BN-L_{4-8}$. Наибольшее значение энергии сублимации наблюдается для слоя $BN-L_{4-8}-\gamma 1$ и составляет 16.70 эВ/(BN), что указывает на то, что данный слой должен иметь стабильную структуру при нормальных условиях. Кроме того, наблюдается зависимость между значениями энергии сублимации полиморфных разновидностей и долей атомов в sp -гибридизованном состоянии. С увеличением доли атомов в sp -гибридизованном состоянии значение энергии сублимации уменьшается. Ширина запрещенной зоны новых полиморфных разновидностей находится в диапазоне от 3.777 эВ до 3.878 эВ, следовательно, все рассмотренные полиморфные разновидности должны проявлять полупроводниковые свойства и могут найти широкое практическое применение при создании гетероструктур для наноэлектронных устройств [19].

ЛИТЕРАТУРА

1. Mohammad SN. Electrical characteristics of thin film cubic boron nitride. *Solid-state electronics*, 2002, 46:203-222.
2. Ji C, Levitans VI, Zhu H, Chaudhuri J, Marathe A, Ma Y. Shear-induced phase transition of nanocrystalline hexagonal boron nitride to wurtzitic structure at room temperature and lower pressure. *The Proceedings of the National Academy of Sciences*, 2012, 109:19108-19112.
3. Беленков ЕА, Мавринский ВВ, Беленкова ТЕ, Чернов ВМ Структурные разновидности графеновых слоев, состоящих из углеродных атомов в состояниях гибридизации sp и sp^2 . *Журнал экспериментальной и теоретической физики*, 2015, 147(5):949-961.
4. Мавринский ВВ, Беленкова ТЕ, Чернов ВМ, Беленков ЕА. Структура полиморфных разновидностей графеновых слоев. *Вестник Челябинского государственного университета*, 2013, 18:31-39.
5. Беленкова ТЕ, Чернов ВМ. Электронная структура слоев из $sp+sp^2$ гибридных углеродных атомов, получающихся из гексагонального графена. *Фундаментальные проблемы современного материаловедения*, 2016, 13(2):149-154.
6. Belenkov EA, Mavrinskii VV, Greshnyakov VA, Brzhezinskaya MM. Structure and electronic properties of graphyne polymorphs formed from 4-8 graphene. *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, 2019, 537:22070.
7. Chen Z-G, Zou J, Liu G, Li F, Wang Y, Wang L, Yuan X-L, Sekiguchi T, Cheng H-M, Lu G. Novel Boron Nitride Hollow Nanoribbons. *ACS Nano*, 2008, 2:2183-2191.
8. Stephan O, Bando Y, Loiseau Y, Willaime F, Shramchenko N, Tamiya T, Sato T Formation of small single-layer and nested BN cages under electron irradiation of nanotubes and bulk material. *Applied Physics A*, 1998, 67:107-111.
9. Nagakubo A, Ogi H, Sumlya H, Kusakabe K, Hirao M Elastic constants of cubic and wurtzite boron nitrides. *Applied Physics Letters*, 2013, 102:241909.
10. Zhang Y, Yun J, Wang K, Chen X, Yang Z, Zhang Z, Yan J, Zhao W First-principle study of graphyne-like BN sheet: Electronic structure

- and optical properties. *Computational materials science*, 2017, 136:12-19.
11. Enyashin AN, Ivanovskii AL Graphene-like BN allotropes: Structural and electronic properties from DFTB calculations. *Chemical Physics Letters*, 2011, 509:143-147.
 12. Ryashentsev DS, Belenkov EA Structure and electronic properties of 4-8 and 4-6-12 layered varieties of boron nitride. *Journal of Physics: Conference Series*, 2019, 1410:012016.
 13. Ryashentsev DS, Belenkov EA. New BN polymorphs with two-dimensional structure. *IOP Conference Series: Material Science and Engineering*, 2019, 537:022060.
 14. Ряшенцев ДС, Беленков ЕА. Ab initio расчеты структуры и электронных свойств BN слоевых соединений из sp - и sp^2 -гибридизованных атомов. *Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов*, 2019, 11:511-519.
 15. Ryashentsev DS, Belenkov EA. New polymorphic varieties of boron nitride with structure similar to graphyne. *Journal of Physics: Conference Series*, 2020, 1431:012051.
 16. Gisnnozzi P, Baroni S, Bonini N, Calandra M, Car R, Cavazzoni C, Ceresoli D, Chiarotti GL, Cococcioni M, Dabo I, Corso AD, Gironcoli S, Fabris S, Fratesi G, Gebauer R, Gerstmann U, Gougoussis C, Kokalj A, Lazzeri M, Martin-Samos L, Marzari N, Mauri F, Mazzarello R, Paolini S, Pasquarello A, Paulatto L, Sbraccia C, Scandolo S, Sclauzero G, Seitsonen AP, Smogunov A, Umari P, Wentzcovitch RMM. Quantum Espresso: a modular and open-source software project for quantum simulations of materials. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2009, 21:395502.
 17. Koch WA, Holthausen MC. *Chemist's Guide to Density Functional Theory*. Weinheim, Wiley-VCH, 2002, 313 p.
 18. Langreth DC, Mehl MJ. Beyond the local-density approximation in calculations of ground-state electronic properties. *Physical Review B*, 1983, 28(4):1809.
 19. Katoch J, Ulstrup S, Koch RJ, Moser S, McCreary KM, Singh S, Xu J, Jonker BT, Kawakami RK, Bostwick A, Rotenberg E, Jozwiak C. Giant spin-splitting and gap renormalization driven by trions in single-layer WS₂/h-BN heterostructures. *Nature Physics*, 2018, 14:355.

Ряшенцев Дмитрий Сергеевич

старший преподаватель

Челябинский государственный университет

70б, ул. Молодогвардейцев, Челябинск 454136, Россия

E-mail: ryashentsev_dmitry@mail.ru

Кудрявцева Анна Константиновна

студентка

Челябинский государственный университет

70б, ул. Молодогвардейцев, Челябинск 454136, Россия

E-mail: tsipyshevaanna@yandex.ru.

DOI: 10.17725/rensit.2023.15.401

Шумоподавление сигнала ЭКГ путем оптимизации вейвлет-фильтрации и уровня разложения сигнала

Анас Фуад Ахмед

Университет Аль-Иракия, факультет электротехники, <https://en.aliraqia.edu.iq/>

Аль-Адхмия - Хайба Хатон, 6029, Багдад, Ирак

E-mail: anasfuad33eng@yahoo.com

Али Расим Ибрагим

Университетский колледж Алсалама, <https://alsalam.edu.iq/en/>

Багдад - Сидия, Ирак

E-mail: ali.r.ibrahim@alsalam.edu.iq

Мэй Хатем Абуд

Университет Аль-Иракия, факультет компьютерной инженерии, <https://en.aliraqia.edu.iq/>

Аль-Адхмия - Хайба Хатон, 6029, Багдад, Ирак

E-mail: may.battim@gmail.com

Поступила 28.03.2023, рецензирована 28.04.2023, принята 05.05.2023, опубликована 06.12.2023.

Представлена действительным членом РАЕН В.А. Черепениным

Аннотация: Процесс шумоподавления представляет собой один из наиболее важных этапов предварительной обработки сигнала ЭКГ и помогает специалисту поставить правильный диагноз пациенту. В работе выбраны пять вейвлет-фильтров WF, наиболее близких по морфологии к паттерну сигнала ЭКГ, и проанализированы их характеристики при различных уровнях шума и числа разложений No.Dec для определения среди них оптимальных для задачи шумоподавления. Это фильтры Daubechies 4 (DB4), Daubechies 6 (DB6), Coiflet 4 (Coif4), Symlet 6 (Sym6) и Symlet 8 (Sym8). Результаты стандартных сигналов ЭКГ (загруженных из MIT-BIH) показали, что фильтр DB6 с четырьмя уровнями разложения является оптимальным для удаления шумов сигнала ЭКГ по трем метрикам: среднеквадратическая ошибка (MSE), выходной сигнал коэффициента шума (SNRo) и индекс коэффициента корреляции (CCI). Кроме того, в предлагаемом методе сформулировано простое и эффективное пороговое правило. Предложенный подход был успешно применен для снижения шума сигналов ЭКГ, регистрируемых с помощью предложенной простой электронной схемы. Показано, что производительность введенной схемы очень близка к производительности стандартного оборудования для ЭКГ "Biocare iE300".

Ключевые слова: ЭКГ, шумоподавление, вейвлет-фильтр, порог

УДК 53.047:57(075.8)

Для цитирования: Анас Фуад Ахмед, Али Расим Ибрагим, Мэй Хатем Абуд. Шумоподавление сигнала ЭКГ путем оптимизации вейвлет-фильтрации и уровня разложения сигнала. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2023, 15(4):401-410. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.401.

Toward an Optimal Wavelet Filter and Decomposition Level for Noise Elimination of the ECG Signal

Anas Fouad Ahmed

Al-Iraqia University, <https://en.aliraqia.edu.iq/>

Al Adhmia - Haiba Khaton, 6029, Baghdad, Iraq

E-mail: anasfuad33eng@yahoo.com

Ali Rasim Ibrahim

Alsalam University College, <https://alsalam.edu.iq/en/>

Baghdad - Sidiya, Iraq

E-mail: ali.r.ibrahim@alsalam.edu.iq

May Hatem Abood

Al-Iraqia University, Computer Engineering Department, <https://en.aliraqia.edu.iq/>

Al Adhmia - Haiba Khaton, 6029, Baghdad, Iraq

E-mail: may.battim@gmail.com

Received March 28, 2023, peer-reviewed April 28, 2023, accepted May 05, 2023, published December 06, 2023.

Abstract: The denoising process represents one of the most important preprocessing steps for Electrocardiogram (ECG) signal processing and assists the specialist in making the right diagnosis for the patient. Five wavelet filters (WFs) closest in morphology to the pattern of the ECG signal were nominated, and their performances were analyzed at different noise, and number of decomposition (No. Dec) levels to determine the optimum, among them for noise reduction task. These Filters are Daubechies 4 (DB4), Daubechies 6 (DB6), Coiflet 4 (Coif4), Symlet 6 (Sym6) and Symlet 8 (Sym8). The results of the standard ECG signals (downloaded from MIT-BIH) revealed that the DB6 filter with four decomposition levels is optimal for removing noise of the ECG signal in terms of three metrics "Mean Square Error" (MSE), "Output Signal to Noise Ratio" (SNRo), and "Correlation Coefficient Index" (CCI). In addition, a simple and efficient threshold rule was adapted to be used in the proposed method. The suggested approach was successfully applied to reduce the noise of the ECG signals recorded using a simple proposed electronic circuit. Finally, the performance of the introduced scheme was compared with that of the standard ECG equipment, the "Biocare iE300", and the outcomes were very close.

Keywords: electrocardiogram, noise elimination, wavelet filter, thresholding

UDC 53.047:57(075.8)

For citation: Anas Fouad Ahmed, Ali Rasim Ibrahim, May Hatem Abood. Toward an Optimal Wavelet Filter and Decomposition Level for Noise Elimination of the ECG Signal. *RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies*, 2023, 15(4):401-410e. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.401.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (402)
2. КРАТКИЙ ОБЗОР ФИЛЬТРАЦИИ НА ОСНОВЕ ВЕЙВЛЕТА (403)
3. ПРЕДЛАГАЕМЫЙ ПОДХОД (404)
 - 3.1. ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЭТАП (404)
 - 3.2. ЭТАП ПРОВЕРКИ (405)
4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ДИСКУССИЯ (399)
5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (409)

ЛИТЕРАТУРА (409)**1. ВВЕДЕНИЕ**

Электрокардиограмма (ЭКГ) – это графическое измерение электрической активности сердца, которое указывает на текущее состояние здоровья [1,2]. Поэтому она широко используется для диагностики

сердечно-сосудистых заболеваний [3-6].

Традиционная форма сигнала ЭКГ с ее наиболее важными отличительными точками показана на **Рис. 1**. Шумоподавление

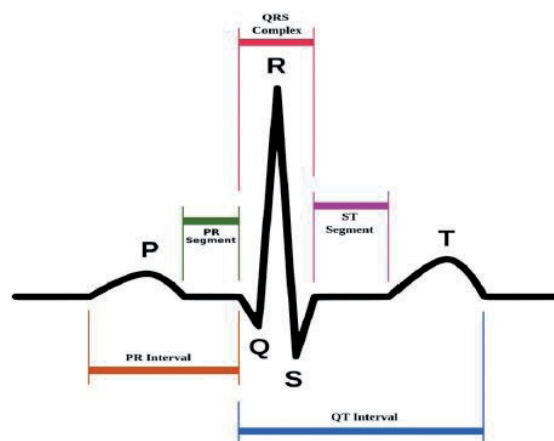


Рис. 1. Основные компоненты типичной электрокардиограммы.

является одним из ключевых процессов, возникающих при анализе сердцебиения. Уровень шума невелик в случаях релаксации и становится высоким, когда человек находится в состоянии стресса, что затрудняет извлечение клинической информации [7,8].

Во время регистрации и передачи ЭКГ ее сигнал загрязняют различные типы шумов, такие, как смещение электрода (EM), дрейф базовой линии (BL), перекрестные помехи линии питания (PL), плохой контакт электрода (BE), несоответствующие обстоятельства измерения (IM), сигналы электромиографии (ЭМГ) [9,10]. Большинство вышеупомянутых типов шумов можно легко отбросить с помощью обычных фильтров, но извлечение чистого сердцебиения из сигнала ЭКГ, искаженного "аддитивным белым гауссовским шумом" (additive white Gaussian noise, AWGN), остается критической проблемой [11]. Несмотря на многочисленные работы в этом направлении, существует множество медицинских приложений, которым требуется надежная обработка сигналов для эффективного извлечения клинических данных. Имеются различные подходы к улучшению отношения сигнал-шум (Signal to Noise Ratio, SNR) зашумленных сигналов ЭКГ [12-16]. Стратегии, основанные на вейвлет-преобразовании (wavelet transformation, WT), превзошли другие, потому что они показали хорошую и стабильную производительность в подавлении шума и высокую точность обнаружения [17-20]. Тем не менее, каковы оптимальные вейвлет-фильтры и уровни разложения (Wavelet Filters and No. Dec) для выполнения этих задач, остается актуальным вопросом, поскольку это зависит от типа и цели указанного приложения.

В настоящей работе предпринята попытка ответить на вышеупомянутый вопрос, в частности, в области шумоподавления – удаления шума из сигнала ЭКГ с использованием эффективной методологии и всестороннего анализа для

определения оптимальных WF и уровней No. Dec. Кроме того, представлена простая и эффективная пороговая обработка сигнала. Наконец, проверка надежности и устойчивости предложенной схемы шумоподавления была проведена с использованием простой недорогой системы регистрации ЭКГ и стандартного оборудования для ЭКГ "Biocare iE300".

2. КРАТКИЙ ОБЗОР ФИЛЬТРАЦИИ НА ОСНОВЕ ВЕЙВЛЕТА

Целью метода вейвлет-фильтрации является устранение AWGN $c(t)$ и получение информационного сигнала $b(t)$. Идея описана уравнением [22]:

$$f(t) = b(t) + c(t). \quad (1)$$

Вейвлет-преобразование WT представляет собой эффективную схему с отличным частотно-временным разрешением и идеально подходит для сигналов нестационарной природы, таких как ЭКГ [3]. WT делит сигнал ЭКГ на коэффициенты детализации (Dc) и коэффициенты аппроксимации (Ac), которые можно сформулировать следующим образом [3]:

$$Dc[k] = \sum_{s=-\infty}^{\infty} f(s)H(2k-s), \quad (2)$$

$$Ac[k] = \sum_{s=-\infty}^{\infty} f(s)L(2k-s), \quad (3)$$

где: s – точка данных выборки; k – количество образцов; $f(s)$ – загрязненный шумом сигнал; $H(2k-s)$ и $L(2k-s)$ – это фильтры верхних и нижних частот, которые меняются в зависимости от типа вейвлет-функции [3]. WT позволяет выделить конкретную полосу частот из сигнала. **Рис. 2** демонстрирует три уровня разложения на Ac и Dc.

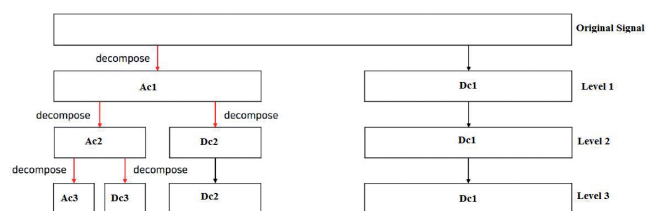


Рис. 2. Схема трехуровневой декомпозиции.

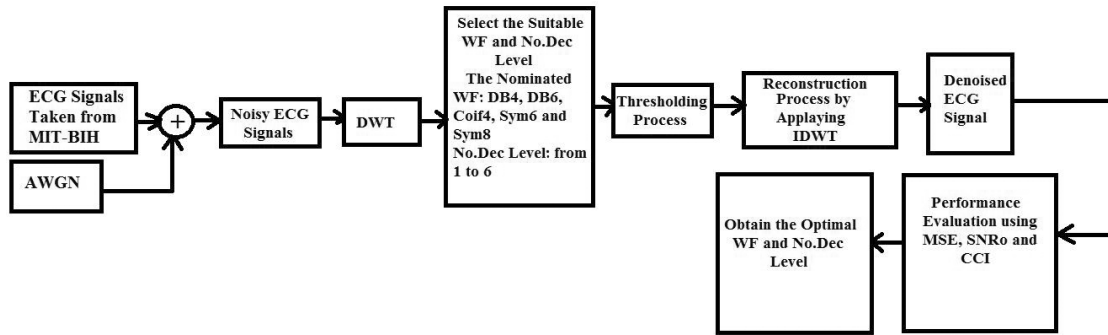


Рис. 3. Блок-схема исследовательского этапа.

Вейвлет-фильтр WF состоит из масштабированной и расширенной парадигмы масштабирующей функции $\alpha(j)$ и вейвлет-функции $\beta(j)$ [23]. Коэффициенты нижних частот и коэффициенты верхних частот связаны с $\alpha(j)$ и $\beta(j)$ соответственно, как показано в уравнениях (4)-(6) [23]:

$$L(H) = (-1)^k H(1-k), \quad (4)$$

$$\alpha(2j-k) \rightarrow \alpha(j) = \sum_k H(k)\sqrt{2}, \quad (5)$$

$$\beta(2j-k) \rightarrow \beta(j) = \sum_k L(k)\sqrt{2}. \quad (6)$$

Фильтры верхних и нижних частот являются характерными параметрами для каждого WF. Следовательно, указание уровня WF и No. Dec оказывает существенное влияние на производительность процесса шумоподавления.

3. ПРЕДЛАГАЕМЫЙ ПОДХОД

Предлагаемый подход включает две фазы: исследовательскую фазу, основанную на реальных стандартных сигналах ЭКГ, взятых из лабораторий Массачусетского технологического института и Beth Israel Hospital (MIT-BIH) [24], и верификационную фазу, основанную на сигналах ЭКГ, записанных с использованием предлагаемой конструктивно простой и недорогой системы сбора данных (Low-cost Acquisition system, SLA) и сигналов ЭКГ, полученных с использованием стандартного оборудования для ЭКГ «Biocare iE30».

3.1. ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЭТАП

На этом этапе необходимо ответить на следующие вопросы: 1) каков оптимальный WF и 2) каков оптимальный уровень разложения

сигнала ЭКГ No. Dec для минимизации его шума. Этапы исследовательской фазы показаны на Рис. 3. Были использованы реальные стандартные сигналы ЭКГ (46 записей) из MIT-BIH, и к ним был добавлен AWGN для получения зашумленных сигналов ЭКГ. Три уровня AWGN (15 дБ, 20 дБ и 25 дБ) были сгенерированы и добавлены к исходным сигналам с использованием программы MATLAB. После этого к зашумленным сигналам ЭКГ применялось дискретное вейвлет-преобразование (ДВП). Пять фильтров, паттерн которых наиболее близок к морфологии сигнала ЭКГ, были номинированы, чтобы соревноваться друг с другом в поиске оптимального для процесса фильтрации сигналов ЭКГ.

Чтобы получить идеальную реконструкцию (насколько это возможно), исследовались только ортогональные фильтры: свойство ортогональности позволяет проводить недорогие вычисления. Для достижения вышеупомянутых факторов были исследованы следующие фильтры (как показано на Рис. 4): DB4, DB6, Coif4, Sym6 и Sym8. Уровни No. Dec варьировались от 1 до 6. На каждом уровне тестируемый сигнал

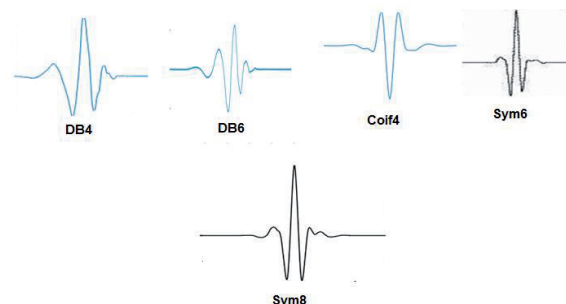


Рис. 4. Паттерны номинированных вейвлетов.

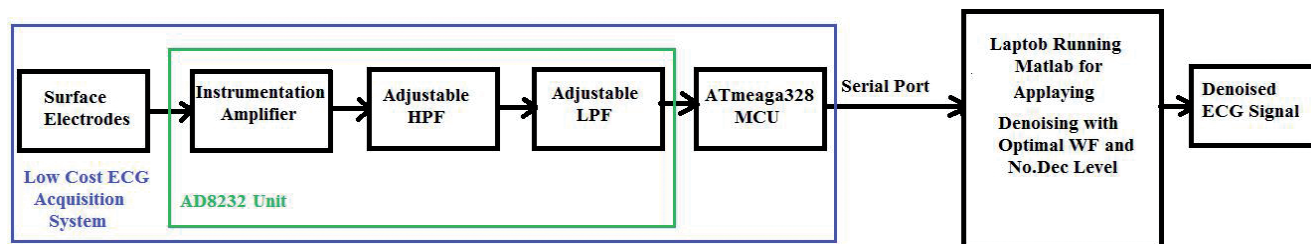


Рис. 5. Блок-схема SLA.

подвергается набору фильтров, как описано в разделе 2.

Следующим шагом является процесс пороговой обработки. Существует две основные методологии определения порога: мягкое определение порога (S_{th}) и жесткое определение порога (H_{th}). Во многих работах [11,25,26,27] доказано преимущество S_{th} в получении более гладкого сигнала, в отличие от H_{th} , вызывающего разрывы в сигнале. Следовательно, в данной работе используется S_{th} , определенный в уравнении [28]:

$$S_{th}(D_c) = \text{sign}(D_c)(|D_c| - t_h) \text{ for } |D_c| > t_h, \quad (7)$$

$$\text{and } 0 \text{ for } |D_c| \leq t_h,$$

где t_h – пороговое значение.

В литературе предлагались различные схемы определения порога [14 и 29]. Универсальный подход (данный в уравнении (8)) был использован в этом исследовании из-за простоты его вычислений и его надежной работы [22,27].

$$t_h = ESD \sqrt{2 \log(\text{No.Samples})}, \quad (8)$$

$$ESD = MAD(D_c) / 0.6745,$$

где ESD – оценка стандартного отклонения шума; MAD (D_c) — среднее абсолютное отклонение для D_c WT.

За процессом пороговой обработки следует процесс реконструкции, обратное дискретное вейвлет-преобразование, после чего получается сигнал ЭКГ с пониженным шумом.

Наконец, производительность была количественно оценена с использованием отношения сигнал-шум (SNR), среднеквадратической ошибки (mean square error, MSE) и индекса межканальных помех

(cross-correlation index, CCI). Уровни WF и No. Dec, которые удовлетворяли самым высоким SNR, CCI и самой низкой MSE, были определены как оптимальные.

3.2. ЭТАП ПРОВЕРКИ

Этот этап включает разработку системы сбора данных, SLA. Конструкция SLA состоит из трех блоков: поверхностных электродов, которые размещаются на груди человека для записи сигналов, AD8232 и микроконтроллера ATmega328, как показано на Рис. 5. Блок AD8232 включает в себя три компонента: Инструментальный усилитель (IA) для усиление сигнала, регулируемый HPF для подавления артефактов движения и регулируемый LPF для подавления линейных помех. На плате ATmega328 установлен кварцевый 16 МГц и 10-битный АЦП. $f_s = 360$ Гц. Компьютер, на котором работает MATLAB R2020a, получает цифровые сигналы через порт USB. Зарегистрировано 20 сигналов (10 от мужчин и 10 от женщин). На Рис. 6 показан процесс сбора ЭКГ

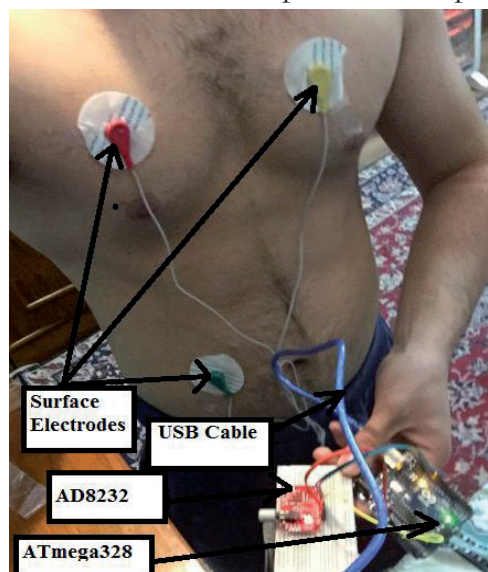


Рис. 6. Запись ЭКГ.

здорового мужчины. В программе MATLAB 2020a реализована схема шумоподавления с оптимальными уровнями WF и No. Dec.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Тремя основными оценочными показателями для определения оптимальных уровней WF и No. Dec являются MSE, SNRo и CCI, которые оцениваются по уравнениям (9), (10) и (11) соответственно [2,22]:

$$MSE = \sum_{p=1}^z \frac{1}{z} (v(p) - v^-(p))^2, \quad (9)$$

$$SNR = 10 \log \left(\frac{\sum_{p=1}^z (v(p))^2}{\sum_{p=1}^z (v(p) - v^-(p))^2} \right), \quad (10)$$

$$CCL = \frac{\sum_{p=1}^z (v(p) - \text{mean}[v(p)])(v^-(p) - \text{mean}[v^-(p)])}{\sqrt{\sum_{p=1}^z (v(p) - \text{mean}[v(p)])^2 (v^-(p) - \text{mean}[v^-(p)])^2}}, \quad (11)$$

где $v(p)$ – исходный сигнал; $v^-(p)$ – шумоподавленный (отфильтрованный сигнал).

Table 1

The performance of the DB4 WF

Wavelet Filter: DB4								
AWGN with SNR=15 dB			AWGN with SNR=20 dB			AWGN with SNR=25 dB		
No. De composition Level	MSE	SNRo (db)	No. De composition Level	MSE	SNRo (db)	No. De composition Level	MSE	SNRo (db)
1	0.1339	17.4668	1	0.0862	21.2932	1	0.0620	24.1475
2	0.1307	17.6727	2	0.0713	22.9378	2	0.0417	27.5974
3	0.1117	19.0418	3	0.0712	22.9454	3	0.0411	27.7129
4	0.1032	19.7304	4	0.0634	23.9631	4	0.0482	26.3364
5	0.1495	16.5063	5	0.1050	19.5767	5	0.0860	21.3083
6	0.1861	14.6066	6	0.1545	16.2236	6	0.1421	16.9466

Table 2

The performance of the DB6 WF

Wavelet Filter: DB6								
AWGN with SNR=15 dB			AWGN with SNR=20 dB			AWGN with SNR=25 dB		
No. De composition Level	MSE	SNRo (db)	No. De composition Level	MSE	SNRo (db)	No. De composition Level	MSE	SNRo (db)
1	0.1248	18.0727	1	0.0803	21.9010	1	0.0674	23.4212
2	0.1232	18.1856	2	0.0670	23.4787	2	0.0494	26.1263
3	0.1042	19.6429	3	0.0597	24.4772	3	0.0389	28.2014
4	0.0929	20.6392	4	0.0535	25.4364	4	0.0403	27.8944
5	0.1856	14.6266	5	0.1480	16.5951	5	0.1375	17.2360
6	0.1999	13.9816	6	0.1670	15.5467	6	0.1579	16.0349

Table 3

The performance of the Coif4 WF

Wavelet Filter: Coif4								
AWGN with SNR=15 dB			AWGN with SNR=20 dB			AWGN with SNR=25 dB		
No. De composition Level	MSE	SNRo (db)	No. De composition Level	MSE	SNRo (db)	No. De composition Level	MSE	SNRo (db)
1	0.1265	17.9599	1	0.0877	21.1427	1	0.0496	26.0950
2	0.1155	18.7516	2	0.0743	22.5788	2	0.0416	27.6133
3	0.1096	19.2016	3	0.0702	23.0692	3	0.0406	27.8317
4	0.0997	20.0242	4	0.0618	24.1855	4	0.0406	26.8911
5	0.1353	17.3728	5	0.1148	18.8027	5	0.0895	20.9625
6	0.1503	16.4603	6	0.1377	17.2243	6	0.1116	19.0493

Table 4

The performance of the Sym6 WF

Wavelet Filter: Sym6								
AWGN with SNR=15 dB			AWGN with SNR=20 dB			AWGN with SNR=25 dB		
No. De composition Level	MSE	SNRo (db)	No. De composition Level	MSE	SNRo (db)	No. De composition Level	MSE	SNRo (db)
1	0.1258	18.0030	1	0.0894	20.9767	1	0.0634	23.9532
2	0.1186	18.5218	2	0.0776	22.2000	2	0.0502	25.9825
3	0.1065	19.4558	3	0.0732	22.7065	3	0.0413	27.8049
4	0.1004	19.9659	4	0.0653	23.6982	4	0.0407	27.6891
5	0.1347	17.4149	5	0.1111	19.0896	5	0.0927	20.6600
6	0.1517	16.3785	6	0.1357	17.3506	6	0.1205	18.3783

Table 5

The performance of the Sym8 WF

Wavelet Filter: Sym8								
AWGN with SNR=15 dB			AWGN with SNR=20 dB			AWGN with SNR=25 dB		
No. De composition Level	MSE	SNRo (db)	No. De composition Level	MSE	SNRo (db)	No. De composition Level	MSE	SNRo (db)
1	0.1339	17.4668	1	0.0902	20.8939	1	0.0658	23.6371
2	0.1307	17.6727	2	0.0739	22.6253	2	0.0514	25.7737
3	0.1117	19.0418	3	0.0714	22.9212	3	0.0406	27.8189
4	0.1032	19.7304	4	0.0600	24.4331	4	0.0414	27.6697
5	0.1495	16.5063	5	0.1164	18.6835	5	0.0988	20.1048
6	0.1861	14.6066	6	0.1440	16.8333	6	0.1267	17.9459

Совокупные средние результаты для каждого WF на разных уровнях AWGN с различными уровнями No. Dec показаны в Таблицах 1-5.

В общем, для каждого WF четвертый уровень разложения дает оптимальные результаты в средах с очень высоким уровнем шума (AWGN с SNR = 15 дБ) и высоким уровнем шума (AWGN с SNR = 20 дБ), в то время как третий уровень разложения

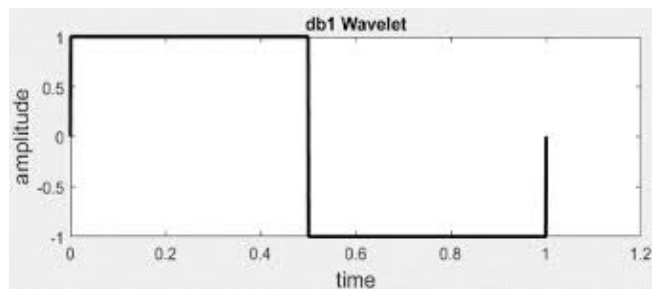


Рис. 7. Фильтр DB1 (Haar).

демонстрирует наилучшие результаты для среды со средним уровнем шума (AWGN с SNR = 25 дБ).

Оптимальным фильтром явился DB6. Здесь стоит отметить, что WF были тщательно номинированы (как упоминалось в разделе 3.1) для оптимизации процесса фильтрации; другими словами, все ВФ имеют хорошие и довольно близкие характеристики, и исследование направлено на поиск оптимального ВФ.

Мудрый выбор для грантополучателей WF, получающих реконструкцию хорошего качества, например, выбор DB1 (Haar) считается плохим решением, потому что его форма (как показано на Рис. 7) очень отличается от ЭКГ и, следовательно, хуже (большая часть клинической информации потеряна), как показано на Рис. 8.

Поскольку разница между третьим и четвертым уровнями для условий среднего шума незначительна, мы пришли к выводу, что уровень No. Dec = 4 в целом оптимален для всех шумовых сред. Чтобы улучшить полученные результаты с точки зрения MSE и SNR_o, для каждого WF была определена

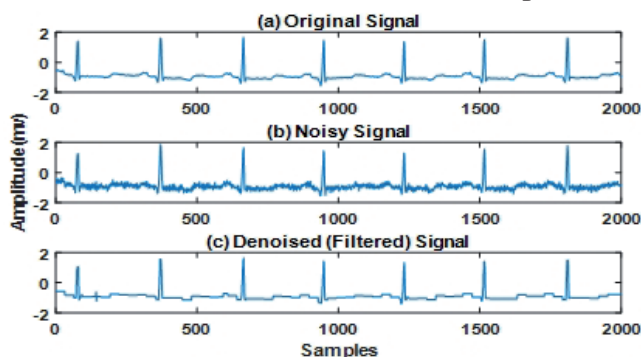


Рис. 8. ЭКГ с шумоподавлением с использованием DB1 WF с No. Dec level = 4 в среде с высоким уровнем шума.

Table 6
The average performance of the nominated WFs in terms of CCI at all noise environments with No. Dec level = 4

Wavelet Filter (WF)	Correlation Coefficient Index (CCI)
DB4	0.9829
DB6	0.9847
Coif4	0.9832
Sym6	0.9827
Sym8	0.9840

третья оценочная метрика (CCI), которая давала такое же указание. Поскольку это согласуется с результатами MSE и SNR_o, а также во избежание чрезмерности результатов, в Таблице 6 показаны только случаи с уровнем No. Dec = 4. Ссылаясь на достижение WF, номинированного в этом исследовании, DB6 оценивается в первую очередь шумовой средой; например, в среде с высоким уровнем шума с уровнем No. Dec = 4 (MSE = 0.0535, SNR_o = 25.4364 дБ и CCI = 0.9847), за которым следует Sym8 (MSE = 0.0600, SNR_o = 24.4331 дБ и CCI = 0.9840),

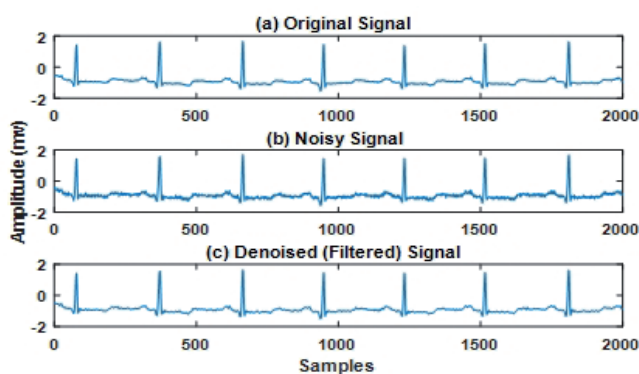


Рис. 9. Шумоподавление ЭКГ с использованием DB6 WF с No. Dec level = 4 в условиях среднего шума.

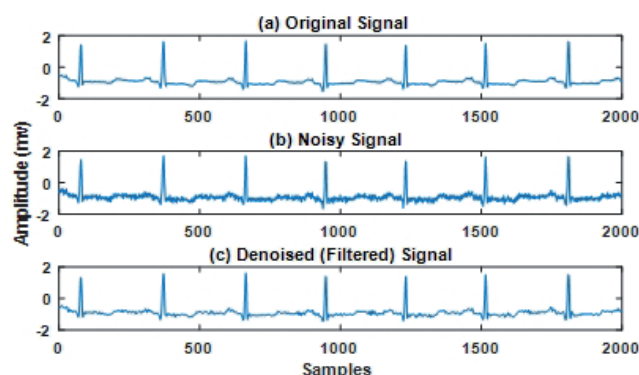


Рис. 10. Уменьшение шума ЭКГ с использованием DB6 WF с No. Dec level = 4 в среде с высоким уровнем шума.

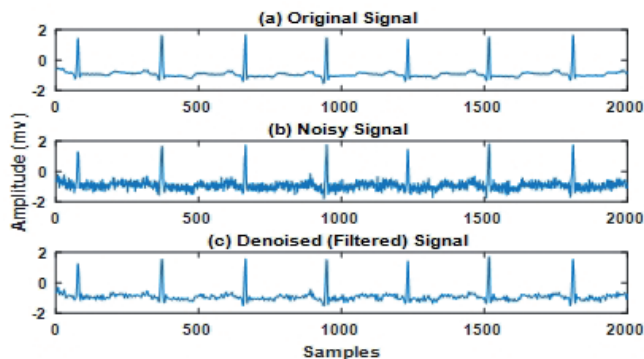


Рис. 11. Уменьшение шума ЭКГ с использованием DB6 WF с $No. Dec level = 4$ в среде с очень высоким уровнем шума.

затем Coif4 (MSE = 0.0618, SNR₀ = 24.1855 дБ и CCI = 0.9832), DB4 (MSE = 0.0634, SNR₀ = 23.9631 дБ и CCI = 0.9829) и, наконец, Sym6 (MSE = 0.0653, SNR₀ = 23.6982 дБ, CCI = 0.9827). Подробные средние результаты представлены в Таблицах 1-6.

На **Рисунках 9-11** показано достижение шумоподавления ЭКГ с помощью DB6 в различных шумовых условиях.

После проведения нескольких экспериментов уравнение (8) было преобразовано с сохранением его простоты и улучшением результатов. Улучшенное пороговое уравнение ($Th_{m,n}$) определено в уравнении (12):

$$Th_{m,n} = 0.75 \left(\frac{M}{N} \right) \frac{ESD_n \cdot \sqrt{2 \log(No.Samples)}}{O_{m,n} + i}, \quad (12)$$

$$n = 1, 2, \dots, m,$$

где: $O_{m,n} = 2^{M-(N/M)}$, M – наибольший уровень разложения, а N – уровень, на котором выполняется процесс пороговой обработки.

В этой статье вводится поправочный коэффициент (M/N). Поправочный коэффициент M/N постепенно уменьшается в ответ на повышение уровней $No. Dec$. Этот фактор подчеркивает эффект более низких уровней, которые являются преимущественными в сигнале ЭКГ, максимизируя его значение на более низких уровнях. Более того, с учетом этого фактора самое точное значение параметра настройки (i) может улучшить характеристики фильтра;

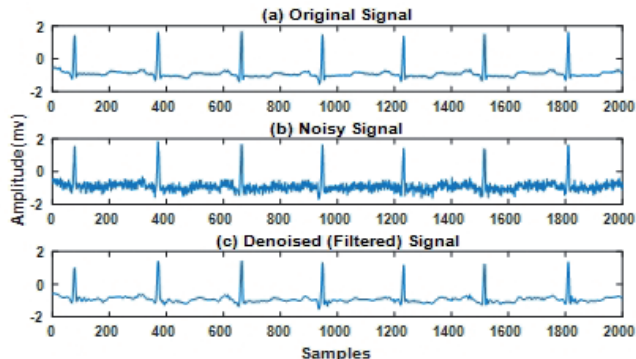


Рис. 12. Шумоподавление ЭКГ с использованием DB6 WF с $No. Dec level = 4$ с использованием $Th_{m,n}$ в среде с очень высоким уровнем шума.

это гарантирует более эффективную фильтрацию. Например, достижения DB6 с уровнем $No. Dec = 4$ с использованием $Th_{m,n}$ в среде с очень высоким уровнем шума составляют MSE = 0.0502, SNR₀ = 24.9810 дБ и CCI = 0.9861. На **Рис. 12** видно, что процесс фильтрации с использованием $Th_{m,n}$ более плавный, а сигнал восстанавливается с меньшим шумом, что делает его ближе к исходному сигналу.

Основываясь на вышеупомянутом анализе и результатах этапа исследования, к реальным сигналам ЭКГ, которые были записаны SLA, который был разработан на этапе проверки, был применен подход к шумоподавлению с использованием DB6-WF с уровнем $No. Dec = 4$. Были получены отличные результаты, и это отражает эффективность предложенной схемы в минимизации шума сигналов ЭКГ.

На **Рис. 13** показан пример применения этого подхода к сигналу ЭКГ, записанному

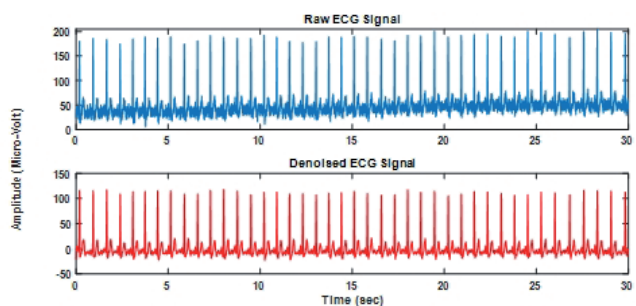


Рис. 13. Пример сигнала ЭКГ с шумоподавлением, захваченного SLA с использованием DB6 WF с уровнем $No. Dec = 4$ и $h_{m,n}$.

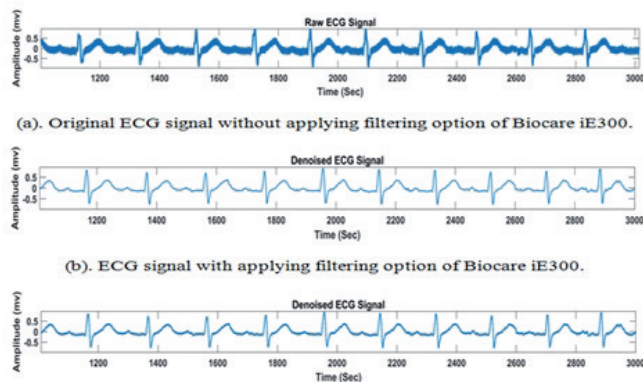


Рис. 14. Пример сравнения визуальных характеристик между *Biocare iE300* и предлагаемым методом.

у молодого мужчины. Для дополнительной проверки надежности представленного метода шумоподавления было собрано двадцать сигналов ЭКГ с использованием стандартного оборудования для ЭКГ (*Biocare iE300*, спецификации в [30]). Собранные сигналы сохранялись (с фильтрацией и без) на флэш-память USB, а затем экспортировались в MATLAB R2020a. Производительность предлагаемого метода шумоподавления близка к производительности *Biocare iE300*, как показано на **Рис. 14**.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Шум, искажающий сигнал ЭКГ во время его записи или передачи, является неизбежной дилеммой. В этой статье предложена методология, основанная на вейвлет-преобразовании для устранения шума сигналов ЭКГ путем выбора наиболее подходящих вейвлет-фильтров и уровней No. Dec. Кроме того, простая и эффективная схема вычисления порога была адаптирована для оптимизации процесса шумоподавления. Результаты показали, что оптимальным WF является DB6 с четырьмя уровнями разложения как для стандартных сигналов ЭКГ, взятых из MIT-BIH, так и для сигналов ЭКГ, записанных с использованием предложенного SLA и стандартного оборудования для ЭКГ «*Biocare iE300*». Отфильтрованный

сигнал сохраняет важные характеристики, которые можно эффективно использовать для медицинских диагностических задач.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ertuğrul ÖF, Acar E, Aldemir E, Öztekin A. Automatic diagnosis of cardiovascular disorders by sub images of the ECG signal using multi-feature extraction methods and randomized neural network. *Biomedical Signal Processing and Control*, 2022, 64:102260.
2. Liu B, Li Y. ECG signal denoising based on similar segments cooperative filtering. *Biomedical Signal Processing and Control*, 2021, 68:102751.
3. Jang YI, Sim JY, Yang J-R, Kwon NK. The Optimal Selection of Mother Wavelet Function and Decomposition Level for Denoising of DCG Signal. *Sensors*, 2021, 21(5):1851.
4. Ali AM, Ahmed AF, Najim AH. Efficient and Effective Scheme for ECG Compression. *IEEE Xplore*, Nov. 01, 2020.
5. Rodríguez R, Mexicano A, Bila J, Cervantes S, Ponce R. Feature Extraction of Electrocardiogram Signals by Applying Adaptive Threshold and Principal Component Analysis. *Journal of Applied Research and Technology*, 2015, 13(2):261-269.
6. Yang T, Gregg RE, Babaeizadeh S. Big data reveals insights for lead importance in ECG interpretation. *Journal of Electrocardiology*, 2021.
7. Jonkman AH, Juffermans R, Doorduyn J, Heunks LMA, Harlaar J. Estimated ECG Subtraction method for removing ECG artifacts in esophageal recordings of diaphragm EMG. *Biomedical Signal Processing and Control*, 2021, 69:102861.
8. Xu B, Liu R, Shu M, Shang X, Wang Y. An ECG Denoising Method Based on the Generative Adversarial Residual Network. *Computational and Mathematical Methods in Medicine*, 2022, 2021:e5527904.
9. Kumar P, Sharma VK. Detection and classification of ECG noises using decomposition on mixed codebook for quality analysis. *Healthcare Technology Letters*, 2020, 7(1):18-24.
10. Chatterjee S, Thakur RS, Yadav RN, Gupta L, Raghuvanshi DK. Review of noise removal techniques in ECG signals. *IET Signal Processing*, 2020, 14(9):569-590.

11. Zhang D et al. An ECG Signal De-Noiseing Approach Based on Wavelet Energy and Sub-Band Smoothing Filter. *Applied Sciences*, 2019, 9(22):4968.
12. AlMahamdy M, Riley HB. Performance Study of Different Denoising Methods for ECG Signals. *Procedia Computer Science*, 2014, 37:325-332.
13. Alickovic E, Babic Z. The effect of denoising on classification of ECG signals. *IEEE Xplore*, Oct. 01, 2015.
14. El B'charri O, Latif R, Elmansouri K, Abenaou A, Jenkal W. ECG signal performance de-noising assessment based on threshold tuning of dual-tree wavelet transform. *BioMedical Engineering OnLine*, 2017, 16(1).
15. Roy S, Chandra A. A new method for denoising ECG signal using sharp cut-off FIR filter. *IEEE Xplore*, Mar. 01, 2018.
16. Sraitih M, Jabrane Y. A denoising performance comparison based on ECG Signal Decomposition and local means filtering. *Biomedical Signal Processing and Control*, 2022, 69:102903.
17. Malik SA, Parah SA, Aljuaid H, Malik BA. An Iterative Filtering Based ECG Denoising Using Lifting Wavelet Transform Technique. *Electronics*, 2023, 12(2):387.
18. de Oliveira BR, Duarte MAQ, de Abreu CCE, Vieira Filho J. A wavelet-based method for power-line interference removal in ECG signals. *Research on Biomedical Engineering*, 2018, 34(1):73-86.
19. Kumar A, Komaragiri R, Kumar M. Design of wavelet transform based electrocardiogram monitoring system. *ISA Transactions*, 2018, 80:381-398.
20. Dwivedi AK, Ranjan H, Menon A, Periasamy P. Noise Reduction in ECG Signal Using Combined Ensemble Empirical Mode Decomposition Method with Stationary Wavelet Transform. *Circuits, Systems, and Signal Processing*, Jul. 2020.
21. T.R and V.B. A novel ECG signal compression using wavelet and discrete anamorphic stretch transforms. *Biomedical Signal Processing and Control*, 2022, p. 102773.
22. Zhang M, Wei G. An integrated EMD adaptive threshold denoising method for reduction of noise in ECG. *PLOS ONE*, 2020, 15(7):e0235330.
23. Mallat SG. A theory for multiresolution signal decomposition: the wavelet representation. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, 1989, 11(7):674-693.
24. <https://physionet.org/content/mitdb/1.0.0>.
25. He H, Wang Z, Tan Y. Noise reduction of ECG signals through genetic optimized wavelet threshold filtering. *IEEE Xplore*, Jun. 01, 2015.
26. Phinyomark A, Limsakul C, Phukpattaranont P. A Comparative Study of Wavelet Denoising for Multifunction Myoelectric Control. *IEEE Xplore*, Mar. 01, 2009.
27. Abbas EI, Rijab KSh, Fuad Ahmed A. Optimal Wavelet Filter for De-noising Surface Electromyographic Signal Captured From Biceps Brachii Muscle. *Engineering and Technology Journal*, 2015, 33(1):198-207.
28. Donoho DL. De-noising by soft-thresholding. *IEEE Transactions on Information Theory*, 1995, 41(3):613-627.
29. Wang L, Sun W, Chen Y, Li P, Zhao L. Wavelet Transform Based ECG Denoising Using Adaptive Thresholding. *Proceedings of the 2018 7th International Conference on Bioinformatics and Biomedical Science - ICBBS'18*, 2018.
30. <https://www.biocare.com.cn/html/en/Products/ECG/2015/1210/486.html>.

Анас Фуад Ахмед

доцент

Университет Аль-Иракия, факультет электротехники

Аль-Адхмия-Хайба Хатон, 6029, Багдад, Ирак

E-mail: anasfuad33eng@yahoo.com

Али Расим Ибрагим

доктор наук

Университетский колледж Альсалам

Багдад - Сидия, Ирак

E-mail: ali.r.ibrahim@alsalam.edu.iq

Мэй Хатем Абуд

доцент

Университет Аль-Иракия, факультет компьютерной

инженерии

Аль-Адхмия-Хайба Хатон, 6029, Багдад, Ирак

E-mail: may.hattim@gmail.com.

DOI: 10.17725/rensit.2023.15.411

Природоподобная противоионфекционная пропитка медицинской маски и способ её нанесения

¹Гайдамака С.Н., ²Корнилов И.В., ¹Гладченко М.А., ¹Корнилова А.А.

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, <https://www.msu.ru/>
Москва 119992, Российская Федерация

²Центр проектирования технологий

Москва 115172, Российская Федерация

E-mail: s.gaidamaka@gmail.com, kiv@cdtch.ru, gladmarina@yandex.ru, prfnart@mail.ru

Поступила 27.10.2023, рецензирована 03.11.2023, принята 10.11.2023, опубликована 06.12.2023.

Аннотация: Показан потенциал к созданию противоионфекционной пропитки на основе аминополисахарида и ионов серебра. Благодаря уникальному водонерастворимому комплексу кластеров серебра ($\text{Ag } 0.034 \text{ мг/см}^2$ материала маски) в природном аминополисахарида пропитанный материал проявляет значительные антибактериальные свойства. Показано, что пропитка не препятствует эффективному удалению углекислого газа, который может скапливаться на внутренней стороне маски при дыхании. Отмечено, что использование новой природоподобной противоионфекционной пропитки открывает возможность повышения износостойкости пропитанного материала, при этом пропитка не удаляется с поверхности материала маски при интенсивном использовании маски.

Ключевые слова: медицинские маски, пропитка, аминополисахариды, серебро, ткани, антибактериальный эффект

УДК 615.479.42; 677.494; 615.281.9

Для цитирования: Гайдамака С.Н., Корнилов И.В., Гладченко М.А., Корнилова А.А. Природоподобная противоионфекционная пропитка медицинской маски и способ её нанесения. РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии, 2023, 15(4):411-414. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.411.

A nature-like anti-infective impregnation of a medical mask and a method for its application

Sergey N. Gaydamaka, Marina A. Gladchenko, Alla A. Kornilova

Lomonosov Moscow State University, <https://www.msu.ru/>

Moscow 119992, Russian Federation

E-mail: s.gaidamaka@gmail.com, gladmarina@yandex.ru, prfnart@mail.ru

Igor' V. Kornilov

Center Projection of Technologies

Moscow 115172, Russian Federation

E-mail: kiv@cdtch.ru

Received October 27, 2023, peer-reviewed November 03, 2023, accepted November 10, 2023, published December 06, 2023.

Abstract: The potential for creating anti-infective impregnation based on aminopolysaccharide and silver ions is shown. Thanks to a unique water-insoluble complex of silver clusters ($\text{Ag } 0.034 \text{ мг/см}^2$ of mask material) in natural aminopolysaccharide, the impregnated material exhibits significant antibacterial properties. It has been shown that impregnation does not interfere with the effective removal of carbon dioxide, which can accumulate on the inside of the mask during breathing. It is noted that the use of a new nature-like anti-infective impregnation opens up the possibility of increasing the wear resistance of the impregnated material, while the impregnation is not removed from the surface of the mask material during intensive use of the mask.

Keywords: medical masks, impregnation, aminopolysaccharides, silver, antibacterial effect

UDC 615.479.42; 677.494; 615.281.9

For citation: Sergey N. Gaydamaka, Igor' V. Kornilov, Marina A. Gladchenko, Alla A. Kornilova. A nature-like anti-infective impregnation of a medical mask and a method for its application. *RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies*, 2023, 15(4):411-414e. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.411.

Содержание

1. Введение (412)
2. Материалы и методы (412)
3. Результаты и обсуждение (413)
4. Заключение (414)

Литература (414)

1. ВВЕДЕНИЕ

В связи с многочисленными мутациями новой коронавирусной инфекции COVID-19, вирус SARS-CoV-2 содержит в себе массу непрогнозируемых осложнений. Не смотря на то, что пандемия завершена, на сегодняшний день профилактические меры по нераспространению вирусных инфекции остаются актуальными [1-3]. Самой распространенной мерой профилактики является ношение медицинской маски [4]. Медицинская маска предназначена для инфицированного человека и задерживает аэрозоли с вирусами, которые он образует при разговоре, кашле и чихании.

К недостаткам использования медицинских масок можно отнести следующие факторы:

- неплотное прилегание к носу и рту, наличие зазоров;
- прикосновения к маске способствуют переносу вирусов на кожу лица и рук, что увеличивает шансы их проникновения в организм;
- намокание маски значительно снижает её защитные качества;
- ношение маски больше указанного времени, неоднократное применение одноразовых масок;
- значительное скопление вирусов на маске способствует их проникновению через защитный барьер.

Беспрерывное ношение одной маски в течение более 4 часов приводит к дефициту кислорода и тем самым приводит к головной боли, тошноте, быстрой утомляемости и потере концентрации. Газопроницаемость маски со временем снижается и происходит накопление CO_2 в околорасположенном пространстве, следовательно и в организме, что отрицательно влияет на иммунитет, а также на состояние кожи лица, слизистой носа и рта.

Таким образом, при использовании медицинских масок нерешенными остаются следующие проблемы:

- Проникновение инфекционных агентов через поры маски при интенсивном дыхании, в том числе при использовании маски инфицированным человеком;
- Накапливание инфекционных агентов на внутренней стороне маски при дыхании;
- Накапливание углекислого газа на внутренней стороне маски при дыхании.

Данная работа посвящена исследованиям новой природоподобной противоинойфекционной пропитки маски, которая нацелена на решение существующих проблем медицинских масок.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Объектами исследований являлись одноразовые медицинские маски, выполненные из нетканого материала спанбонд. Спанбонд пропитывался последовательно двумя растворами посредством 4-х процедур:

1. Нанесение пропиточного раствора, природного аминополисахарида с включением ионов коллоидного серебра методом равномерного микрокапельного распыления из расчета 0.01 мл раствора на 1 cm^2 спандбонда.
2. Сушка спанбонда в потоке горячего воздуха (80-120°C).
3. Нанесение закрепителя (ноу-хау), методом равномерного микрокапельного распыления, после которого аминополисахарид принимает водонерастворимую форму и формирует кластеры серебра, которые не будут удаляться со спанбонда при дыхании.
4. Сушка спанбонда: влажный спанбонд сушится в потоке горячего воздуха (80-120°C). Во время сушки аминополисахарид с ионами серебра закрепляется на порах, при этом остатки закрепителя испаряются с поверхности спанбонда. Затем с масками проводились сравнительные физико-химические и микробиологические исследования. Атомно-эмиссионная спектроскопия с индуктивно-связанной плазмой экстрактов с материала маски проводилась на приборе iCAP 6300 Duo (Thermo Fisher Scientific, США) методом, описанным в [5]. Энергодисперсионная рентгенофлуоресценция на базе сканирующего электронного микроскопа материала масок проводилась на сканирующем электронном микроскопе Hitachi TM-3030 (Hitachi Ltd., Япония)

с системой энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDS) Quantax 70 (Bruker Nano GmbH, Германия) [6]. Рентгенофлуоресцентный анализ материала масок проводился с помощью детектора рентгеновского излучения полупроводникового SDD с Пельтье охлаждением компании Amptek. Результаты были получены при следующих режимах работы рентгеновской трубки: высокое напряжение 35 кВ, ток 20 мкА, анод-Cr прострельного типа. Участок облучения – 3 мм. Угол падения рентгеновского излучения на образец – 450, угол отбора – 450. Физико-химическое количественное определение CO₂ в пробах газа околосочного пространства проводились методом, описанном в [7].

Далее были проведены сравнительные испытания пропитанной и непропитанной масок на обсеменение аэробными микроорганизмами при ношении на лице и интенсивном дыхании человека в течение 1 часа. После использования маски были помещены в герметично закрывающуюся стерильную пластиковую ёмкость и отправлены на микробиологический анализ.

Микробиологическое определение общего количества аэробных микроорганизмов на ткани маски определялись методом описанном в [8].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Сравнительный анализ микрофотографий ткани пропитанной и непропитанной масок полученных с помощью сканирующего электронного микроскопа показал, что волокна исследуемого материала пропитанной медицинской маски повсеместно покрыты гелеобразным бесцветным веществом, которое не нарушает структуру ткани и размеры пор (Рис. 1).

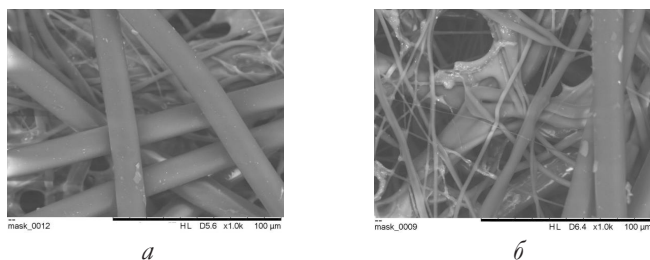


Рис. 1. Микрофотографии материала масок, пролученные с помощью сканирующего электронного микроскопа: а – непропитанная маска, б – пропитанная маска.

Анализ ткани пропитанной маски с помощью энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии на базе сканирующего электронного микроскопа показал наличие ионов серебра и кремния (Рис. 2).

Данные энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии на базе сканирующего электронного микроскопа подтверждены рентгенофлуоресцентным анализом (Рис. 3). В пропитанной маске помимо серебра

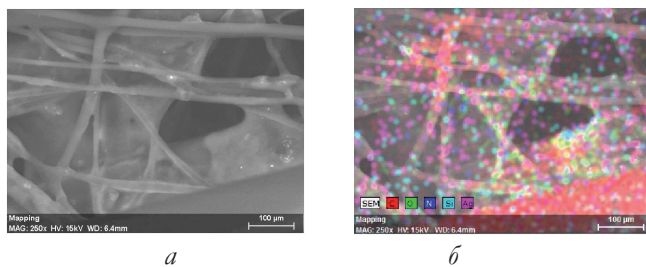


Рис. 2 Микрофотография материала пропитанной маски, полученная методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (б) на базе сканирующего электронного микроскопа (а).

обнаружен цинк и следы железа в отличие от непропитанной маски. Также отмечено, что на пропитанной маске увеличено содержание титана по сравнению с непропитанной маской.

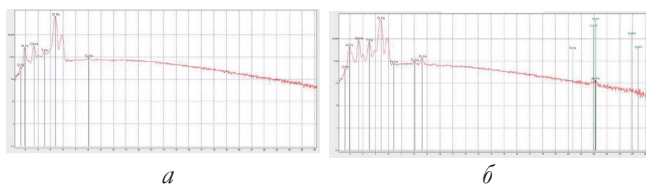


Рис. 3. Спектры рентгенофлуоресцентного анализа материала масок: а – непропитанная маска, б – пропитанная маска.

Анализ методом атомно-эмиссионной спектроскопии с индуктивно-связанной плазмой экстрактов с материала маски показал содержание серебра на пропитанной маске в отличие от непропитанной маски (Таблица 1).

Таблица 1

Сравнительное содержание серебра, накопления углекислого газа в выдыхаемом воздухе в непропитанной и пропитанной масках и содержание микроорганизмов на материале масок после 1 часа использования

Наименование маски	Ag мг/см ² материала маски	Содержание углекислого газа, %	ОЧМ, КОЕ/г маски
Непропитанная маска	0.000	0.5	190
Пропитанная маска	0.034±0.001	0.5	10

Исследования на стенде с машиной дыхания определения содержания углекислого газа в подмасочном пространстве вели до максимального значения углекислого газа в подмасочном пространстве, при устоявшемся цикле дыхания, до установления стабильного значения содержания углекислого газа в выдыхаемом воздухе. Задержка углекислого газа в подмасочном пространстве зависит от проницаемости и плотности фильтрующего материала. Проницаемость испытываемых масок составляла 72-76%. При такой проницаемости колебания задержки углекислого газа незначительны.

В результате полученных данных был сделан вывод об отсутствии ухудшения газовой проницаемости пропитанной маски по сравнению

с непропитанной. При этом удаление углекислого газа из подмасочного пространства осталось на прежнем уровне, несмотря на пропитку и заполнение пор маски природным противомикробным аминополисахаридом (Таблица 1).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение цикла исследований проведены сравнительные испытания непропитанной и пропитанной масок на бактериологическую загрязненность материала маски, прилегающей к лицу после 1 часа использования. Отмечен значительно увеличенный (в 19 раз) антибактериальный эффект пропитанной маски по сравнению с непропитанной маской (Таблица 1).

Данные результаты показывают потенциал к созданию новой противомикробной пропитки:

- благодаря уникальному комплексу кластеров серебра в природном аминополисахариде пропитанный материал проявляет значительные антибактериальные свойства;
- пропитка не препятствует эффективному удалению углекислого газа, который может скапливаться на внутренней стороне маски при дыхании.

Использование новой природоподобной противомикробной пропитки открывает возможность повышения износостойкости пропитанного материала, при этом водонерастворимая пропитка не удаляется при интенсивном использовании обработанной маски. В дальнейшем планируются испытания пропитанной маски на стойкость к стирке в воде, противодействие патогенным микроорганизмам и вирусам, а также отсутствие выделения вредных веществ и аллергенов к человеческой коже при использовании.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wu F, Zhao S, Yu B. et al. A new coronavirus associated with human respiratory disease in China. *Nature*, 2020, 579:265-269. DOI: 10.1038/s41586-020-2008-3.
2. Корнилова АА, Гайдамака СН, Гладченко МА, Агасаров ДЯ, Корнилов ИВ, Герасимов МА. Тепловые волны и особенности протекания импульсных термостимулированных биохимических реакций при взаимодействии вирусов с клетками. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2022, 14(1):87-96. DOI: 10.17725/rensit.2022.14.087.
3. Корнилова АА, Гайдамака СН, Гладченко МА, Агасаров ДЯ, Корнилов ИВ, Герасимов МА. Обзор значимых модификаций

генома возбудителя новой коронавирусной инфекции (исторической обзор). *История науки и техники*, 2022, 5:3-11. DOI: 10.25791/INTSTG.5.2022.1352.

4. Tcharkhtchi A, Abbasnezhad N, Zarbini Seydani M, Zirak N, Farzaneh S, Shirinbayan M. An overview of filtration efficiency through the masks: Mechanisms of the aerosols penetration. *Bioactive Materials*, 2021, 6(1):106-122. DOI: 10.1016/j.bioactmat.2020.08.002.
5. ГОСТ Р 55845-2013 Реактивы и особо чистые вещества. Определение примесей химических элементов атомно-эмиссионной спектроскопией с индуктивно связанной плазмой.
6. Gaydamaka S, Gladchenko M, Maslova O, Senko O, Kornilova A, Kornilov I. Application of the hybrid chemical-biocatalytic approach for conversion of nitrocellulose-containing sewage sludge. *Processes*, 2023, 11(7):2017. DOI: 10.3390/pr11072017.
7. ГОСТ 12.4.294-2015 "Средства индивидуальной защиты органов дыхания. Полумаски фильтрующие для защиты от аэрозолей. Общие технические условия".
8. ГОСТ Р 58396-2019 п. 5.2.5. МАСКИ МЕДИЦИНСКИЕ. Требования и методы испытаний.

Гайдамака Сергей Николаевич

к.х.н.

МГУ им. М.В.Ломоносова

1/11, Ленинские горы, Москва, Россия

E-mail: s.gaidamaka@gmail.com

Корнилов Игорь Вадимович

зам. ген. директора

Центр проектирования технологий

6/1А, Б. Каменщики, Москва, Россия

E-mail: kiv@cdtch.ru

Гладченко Марина Анатольевна

к.т.н.

МГУ им. М.В.Ломоносова

1/11, Ленинские горы, Москва, Россия

E-mail: gladmarina@yandex.ru

Корнилова Алла Александровна

к.ф.-м.н., с.н.с., действ. член РАЕН

МГУ им. М.В. Ломоносова

1/2, Ленинские горы, Москва, Россия

E-mail: prfnart@mail.ru.

DOI: 10.17725/rensit.2023.15.415

Генерация и детектирование спинового тока в гетероструктурах иридат/манганит

^{1,2}Ульев Г.Д., ¹Овсянников Г.А., ¹Константиян К.И., ^{1,3}Шадрин А.В., ¹Москаль И.Е., ^{1,4}Лега П.В.

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, <http://www.cplire.ru/>
Москва 125009, Российская Федерация

²Национальный исследовательский университет (Высшая школа экономики), <https://physics.hse.ru/>
Москва 101000, Российская Федерация

³Московский физико-технический институт, <https://mipt.ru/>
г. Долгопрудный 141701, Московская область, Российская Федерация

⁴Российский университет дружбы народов, <http://www.rudn.ru/>
Москва 117198, Российская Федерация

E-mail: gdulev@edu.hse.ru, gena@hitech.cplire.ru, karen@hitech.cplire.ru, shadrinant@mail.ru, moskal@hitech.cplire.ru, lega_peter@list.ru

Поступила 03.09.2023, рецензирована 10.09.2023, принята 17.09.2023, опубликована 06.12.2023.

Представлена действительным членом РАЕН Ю.К. Фетисовым

Аннотация: Представлены результаты экспериментальных исследований спинового тока, возникающего на границе гетероструктуры иридат/манганит ($\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$) состоящей из оксидных эпитаксиальных плёнок нанометровой толщины. Чисто спиновый ток возникает при воздействии СВЧ облучения на частоте ферромагнитного резонанса гигагерцового диапазона. Детектирование спинового тока осуществлялось за счёт обратного спинового эффекта Холла, измеряя спектральные характеристики зарядового тока, возникающего на плёнке SrIrO_3 с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Из измерений угловых зависимостей спинового магнитосопротивления границы иридат/манганит определён спиновый угол Холла, определяющий эффективность конвертации спинового тока в зарядовый.

Ключевые слова: спиновая проводимость границы, спиновое магнитосопротивление, спин-орбитальное взаимодействие, тонкоплёночная гетероструктура, иридат стронция, манганит
PACS: 75.47.Lx, 75.25.-j, 73.63.-b

Благодарности: Авторы благодарны Ю.В. Кислинскому, А.А. Климову, А.М. Петржику, Т.А. Шайхулову за помощь в проведении эксперимента и полезные обсуждения. Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект № 23-49-10006).

Для цитирования: Ульев Г.Д., Овсянников Г.А., Константиян К.И., Шадрин А.В., Москаль И.Е., Лега П.В. Генерация и детектирование спинового тока в гетероструктурах иридат/манганит. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2023, 15(4):415-424. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.415.

Generation and detection of spin current in iridate/manganite heterostructure

Georgy D. Ulev, Gennady A. Ovsyannikov, Karen Y. Constantinian, Anton V. Shadrin, Ivan E. Moscal, Peter V. Lega

Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics of Russian Academy of Sciences, <http://www.cplire.ru/>
Moscow 125009, Russian Federation

E-mail: gdulev@edu.hse.ru, gena@hitech.cplire.ru, karen@hitech.cplire.ru, anton_sb@hitech.cplire.ru, moskal@mail.ru, lega_peter@list.ru

Received September 03, 2023, peer-reviewed September 10, 2023, accepted September 17, 2023, published December 06, 2023.

Abstract: The results of experimental studies on spin current at the interface of iridate/manganite heterostructure $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ consisted of oxide epitaxial films with nanometer thickness are presented. A pure spin current was induced by microwave irradiation in GHz frequency band under conditions of ferromagnetic resonance. The spin current was detected due to inverse spin-Hall effect measuring the spectral characteristics of charge current arising on electrically conductive SrIrO_3 film with strong spin-orbit interaction. The spin-Hall angle, which characterizes the efficiency of spin current conversion to the charge current, was determined by measurements of the angular dependences of spin magnetoresistance of the iridate/manganite interface.

Keywords: spin mixing conductance, spin magnetoresistance, spin-orbit interaction, thin film heterostructure, strontium iridate, manganite

PACS: 75.47.Lx, 75.25.-j, 73.63.-b

Acknowledgments: The research was supported by a grant from the Russian Science Foundation (project No. 23-49-10006).

For citation: Georgy D. Ulev, Gennady A. Ovsyannikov, Karen Y. Constantinian, Ivan E. Moscal, Anton V. Shadrin, Peter V. Lega. Generation and detection of spin current in iridate/manganite heterostructure. *RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies*, 2023, 15(4):415-424e. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.415.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (416)
 2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ (417)
 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ (417)
 - 3.1. ГЕНЕРАЦИЯ СПИНОВОГО ТОКА (418)
 - 3.2. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ СПИНОВОГО ТОКА С ПОМОЩЬЮ ОБРАТНОГО СПИНОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА (420)
 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (422)
- ЛИТЕРАТУРА (422)

1. ВВЕДЕНИЕ

Элементы спинтроники позволяют решить проблему теплоотвода в микроэлектронике, поскольку перенос спинов (спиновый ток) не связан с тепловыделением. Детектирование и генерация чисто спинового (без переноса заряда) тока требуют совершенно иного подхода к задаче использования спинового тока в современных электронных системах. Одним из возможным методов генерации чисто спинового тока через границу ферромагнетик/нормальный (не магнитный) металл является прецессия намагниченности ферромагнетика (F), вызванная воздействием СВЧ магнитного поля в условиях ферромагнитного резонанса (FMR). Величина спинового тока определяется амплитудой прецессии намагниченности в ферромагнетике и спиновым сопротивлением границы (spin-mixing conductance), имеющим

в общем случае реальную и мнимую части. Спиновый ток регистрируется измерением зарядового тока, вызванного обратным спиновым эффектом Холла (ISHE) в металле с сильным спин-орбитальным взаимодействием (N) [1-5]. Присутствие в F/N гетероструктуре как прямого спинового эффекта Холла (SHE), так и обратного (ISHE) вызывает возникновение спин-холловского магнитосопротивления (SMR) [6]. Измерение угловых зависимостей SMR является удобным инструментом для определения спинового угла Холла θ_{SH} характеризующего эффективность конвертации спинового тока в зарядовый [6-8].

Экспериментальное исследование возбуждения FMR накачкой спинового тока и его регистрация за счёт ISHE в F/N гетероструктурах, где платина (Pt) использовалась как N металл, а пермаллой Ru (NiFe) как F металл проводилось в работах [2,3]. Также исследовались гетероструктуры, в которых N металл напылялся поверх диэлектрического ферромагнетика – железоитриевого граната (YIG) [9,10]. Отметим, что в большинстве случаев использовался N – металл, обладающий сильным спин-орбитальным взаимодействием (SOI), обычно платина [10,11].

В настоящей работе использовался $5d$ оксид переходных металлов SrIrO_3 [12,13], в котором наряду с сильным SOI также проявляется сильное электрон-электрон взаимодействие. Комбинация этих эффектов приводит к появлению нетривиальных квантовых фаз [14] и возможности управления магнитной анизотропией [5]. Была изучена связь заряд-спин SrIrO_3 в структурах с металлическим ферромагнетиком, напылённым поверх SrIrO_3 : SrIrO_3/Py [15,16] и $\text{SrIrO}_3/\text{Co}_{1-x}\text{Tb}_x$ [17]. В этих работах было показано, что аномально большой спиновый угол Холла вызван наличием SOI в SrIrO_3 , которое вызывает также искривление фазы Берри [15,16].

Использование оксидных материалов позволяет реализовать атомно гладкую границу в случае роста тонкой эпитаксиальной плёнки иридата стронция SrIrO_3 на эпитаксиальной плёнке $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, выращенной на $(\text{LaAlO}_3)_{0.3}(\text{Sr}_2\text{AlTaO}_6)_{0.7}$ (LSAT), NdGaO_3 или SrTiO_3 подложках. Технологически это осуществимо как с помощью лазерной абляции [18-20], так и магнетронным распылением при высокой температуре [12]. Было продемонстрировано, что увеличение затухания Гильберта в $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ гетероструктуре вызвано протеканием спинового тока через границу [12,18,19]. Экспериментальные исследования спинового тока показали, что в отклик на СВЧ воздействие наряду со спиновым током дает вклад анизотропное магнитосопротивление плёнки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ [8,12,13,18].

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Тонкие эпитаксиальные плёнки иридата стронция SrIrO_3 (далее SIO_3) и манганита $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) с толщинами 10-50 nm выращивались на монокристаллических подложках $(110)\text{NdGaO}_3$ (NGO) с помощью радиочастотного магнетронного распыления при температурах подложки 770-800°C в смеси газов Ar и O_2 при полном давлении газов 0.3-0.5 mbar [12].

Кристаллическая структура полученных гетероструктур была исследована с помощью методов рентгеноструктурного анализа и просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ). На **Рис. 1** представлено

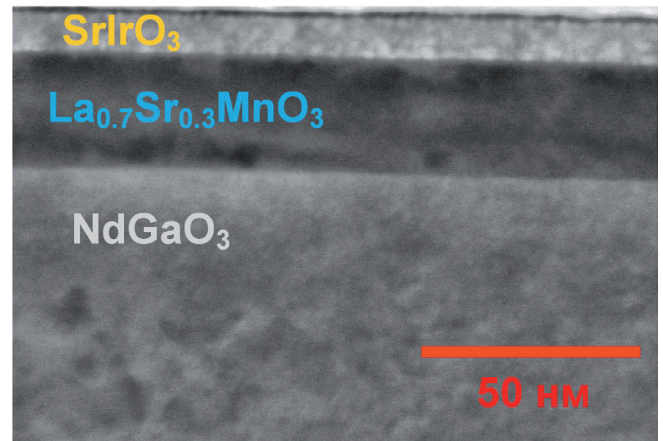


Рис. 1. Поперечное сечение $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ гетероструктуры на подложке NdGaO_3 , полученное на просвечивающем электронном микроскопе. Дополнительная плёнка платины Pt, нанесённая для проведения ионного травления, удалена.

ТЕМ изображение поперечного среза гетероструктуры, демонстрирующее границу плёнок SIO_3/LSMO и границу плёнки LSMO с подложкой NGO. Мы будем описывать кристаллическую решетку SIO_3 и LSMO как искаженный псевдо куб с параметрами решётки $a_{\text{SIO}_3} = 0.396$ nm и $a_{\text{LSMO}} = 0.389$ nm, соответственно. Рост гетероструктуры осуществляется по механизму "куб на куб" со следующими соотношениями: $(001)\text{SrIrO}_3 \parallel (001)\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3 \parallel (110)\text{NdGaO}_3$ и $[100]\text{SrIrO}_3 \parallel [100]\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3 \parallel [001]\text{NdGaO}_3$ [12].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В SIO_3/LSMO гетероструктуре парамагнитная плёнка SIO_3 выполняла роль нормального металла с сильным SOI, а ферромагнетик LSMO является магнитным полуметаллом с почти 100% магнитной поляризацией при низких температурах.

В эксперименте с СВЧ накачкой основными определяющими параметрами являются спиновая длина диффузии λ , характеризующая затухание спинового тока в N металле, спиновый угол Холла θ_{SH} – отношение спинового и зарядового токов на границе N/F гетероструктуры и спиновая проводимость границы (spin mixing conductance) $g^{\uparrow\downarrow}$, которая определяется матрицей рассеяния электронов на N/F границе и характеризуется прозрачностью границы для переноса углового магнитного момента [4,5].

3.1. ГЕНЕРАЦИЯ СПИНОВОГО ТОКА

В режиме FMR накачки через SIO3/LSMO границу протекает спиновый ток j_s , который определяется спиновой проводимостью границы $g^{\uparrow\downarrow}$, состоящей из реальной ($\text{Re}g^{\uparrow\downarrow}$) и мнимой частей ($\text{Im}g^{\uparrow\downarrow}$), а также амплитудой прецессии магнитного момента m , вызванного магнитной компонентой СВЧ поля [4,13]:

$$j_s = \frac{h}{4\pi} \left(\text{Re}g^{\uparrow\downarrow} m \frac{dm}{dt} + \text{Im}g^{\uparrow\downarrow} \frac{dm}{dt} \right). \quad (1)$$

Спиновый ток регистрировался путём измерения напряжения на образце, имеющем форму полоски из гетероструктуры SIO3/LSMO, выращенной на NGO подложке, с металлическими Pt контактами. Исследуемый образец для задания СВЧ магнитного поля размещался на микрополосковой линии, позволяющей проводить измерения в диапазоне частот $f = 2\text{--}20$ GHz [10]. Постоянное магнитное H -поле задавалось в плоскости подложки и было направлено перпендикулярно возникающему зарядовому току (вдоль оси Y), а СВЧ магнитное поле возбуждалось закороченной микрополосковой линией с магнитной компонентой СВЧ поля, направленной вдоль оси X . Прецессия намагниченности плёнки LSMO вокруг полоски SIO3/LSMO индуцирует спиновый ток перпендикулярно границе SIO3/LSMO (ось Z) и за счёт ISHE регистрируется измерением напряжения (см. вставку на Рис. 2).

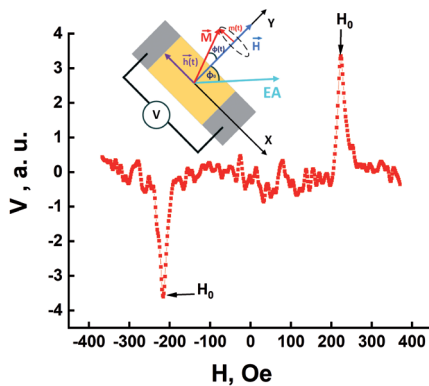


Рис. 2. Магнитно-полевая зависимость отклика $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ гетероструктуры на воздействие СВЧ поля частотой $f = 2.3$ GHz при $T = 300$ K при мощности падающего излучения 30 mW. На вставке справа показана топология гетероструктуры с указанием направлений СВЧ $h(t)$ и постоянного H магнитных полей, а также направление протекания зарядового тока (регистрация напряжения V вдоль оси X), вызванного спиновым током.

Зарядовый ток j_Q связан со спиновым током j_s через безразмерный параметр – спиновый угол Холла θ_{SH} [2,6]:

$$\vec{j}_Q = \theta_{SH} \frac{2e}{\hbar} [\vec{n} \times \vec{j}_s], \quad (2)$$

где \vec{n} – единичный вектор направления спинового момента.

На Рис. 2 представлена магнитно-полевая зависимость напряжения, возникающего на SIO3/LSMO гетероструктуре при воздействии СВЧ поля частотой $f = 2.3$ GHz и мощностью 30 mW при $T = 300$ K. Видно, что при изменении направления постоянного магнитного поля знак отклика $V(H)$ меняется на противоположный. Это вызвано изменением направления зарядового тока из-за изменения направления \vec{n} с изменением направления магнитного поля. В эксперименте наблюдается асимметрия амплитуд откликов для противоположных направлений магнитного поля, вызванная детектированием СВЧ поля контактами с Pt, а также вкладом от анизотропного магнитосопротивления (АМР), которое при определённых условиях не зависит от направления изменения постоянного магнитного поля [8,21].

На Рис. 3 показан отклик напряжения, вызванного спиновым током при частоте воздействия $f = 2.3$ GHz, $T = 300$ K, полученный из полуразности откликов при противоположных

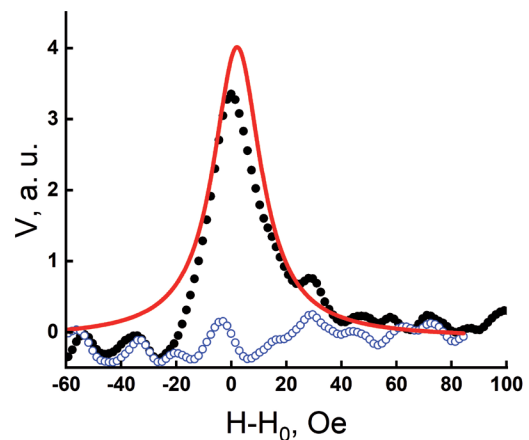


Рис. 3. Отклик напряжения, вызванного спиновым током при частоте воздействия $f = 2.3$ GHz, $T = 300$ K, полученного из полуразности пиков при противоположных направлениях постоянного магнитного поля. Заполненные круги – экспериментальные точки, сплошная линия аппроксимация линией Лоренца. Пустые круги – отклик напряжения, вызванного контактными явлениями и анизотропным магнитосопротивлением (полуразность пиков при противоположных направлениях магнитного поля).

направлениях H . Форма отклика хорошо описывается функцией Лоренца. Амплитуда вклада, вызванного контактными явлениями и анизотропным магнитосопротивлением была на порядок меньше.

Протекание спинового тока через границу вызывает дополнительное затухание спиновой прецессии. В эксперименте это проявляется в уширении линии спектра ФМР ΔH , которое обычно определяется гильбертовским коэффициентом спинового затухания α [4,11,22]. Параметры α и ΔH связаны соотношением [23]: $\Delta H(F) = 4\pi\alpha f/\gamma + \Delta H_0$, где γ – гиромагнитное отношение, ΔH_0 – уширение, вызванное магнитной неоднородностью гетероструктуры. Отметим, что здесь мы пренебрегаем вкладами других источников затухания (см., например, [24]). Частотно-независимое уширение $\Delta H_0 = 6 \pm 1$ Ое мало определяется магнитной неоднородностью LSMO плёнки в гетероструктуре. Для LSMO плёнки получаем $\alpha_{\text{LSMO}} = (2.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$ и затухание увеличивается в гетероструктуре SIO3/LSMO $\alpha_{\text{SIO3/LSMO}} = (6.7 \pm 0.8) \cdot 10^{-4}$. Увеличение гильбертовского затухания после напыления SIO3 позволяет оценить реальную часть спиновой проводимости $\text{Re}g^{\uparrow\downarrow}$ [4,21,25]. При намагниченности LSMO пленки $M = 370$ Ое и толщине LSMO плёнки $d_{\text{LSMO}} = 30$ nm получаем $\text{Re}g^{\uparrow\downarrow} = (3.5 \pm 0.5) \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$. Отметим, что полученное значение по порядку величины совпадает с $\text{Re}g^{\uparrow\downarrow} = 1.3 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$, определённое в работе [19]. При изменении толщины плёнки SrIrO₃ в SIO3/LSMO гетероструктуре от 1.5 nm до 12 nm величина $\text{Re}g^{\uparrow\downarrow}$ изменяется от $0.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$ до $3.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$ [18].

Согласно теории, основанной на спиновом взаимодействии между локализованным и проводящими электронами $\text{Re}g^{\uparrow\downarrow}$ определяется удельным сопротивлением ρ_{SIO} и длиной спиновой диффузии λ_{SIO} нормального металла с SOI, в нашем случае плёнки SIO3 [25]:

$$\text{Re}g^{\uparrow\downarrow} \approx (h/e^2)/(\rho_{\text{SIO}}\lambda_{\text{SIO}}). \quad (3)$$

При $h/e^2 \approx 25.8 \text{ k}\Omega$ из соотношения (3) для $\lambda_{\text{SIO}} = 1 \text{ nm}$ [19] и $\rho_{\text{SIO}} = 3 \cdot 10^{-4} \Omega \text{ cm}$ [12] получаем $\text{Re}g^{\uparrow\downarrow} \approx 8.6 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2}$. Полученное значение по порядку величины согласуется с экспериментальными данными для 3d переходных металлов, и для металлических ферромагнетиков

Co, Ni, Fe $\text{Re}g^{\uparrow\downarrow}$ находится в диапазоне $6 \cdot 10^{18}$ – $8 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2}$ [25,26], хотя (3) представляет собой лишь качественную оценку $\text{Re}g^{\uparrow\downarrow}$ и не учитывает влияние спин-орбитального взаимодействия.

Предполагая, что отклонение зависимости $H_0(f)$ для SIO/LSMO гетероструктуры от $H_0(f)$ LSMO плёнки можно описать изменением гиромагнитного отношения γ и, соответственно, присутствием мнимой части спиновой проводимости границы $\text{Im}g^{\uparrow\downarrow}$, получаем для $\text{Im}g^{\uparrow\downarrow}$ значение, существенно превышающее полученные ранее для гетероструктур платина/ферромагнетик [4,22].

Близкое к реальному, по нашему мнению, значение $\text{Im}g^{\uparrow\downarrow} \approx 10^{19} \text{ m}^{-2}$ получаем при учёте ошибки измерения $H_0(f)$. Как показано в ряде работ [12,22], действительно, наблюдается $\text{Im}g^{\uparrow\downarrow}$ сравнимое с величиной $\text{Re}g^{\uparrow\downarrow}$. Более того, измерение холловского магнитосопротивления для структур Pt/EuS [27] и W/EuO [28] показали превышение значения $\text{Im}g^{\uparrow\downarrow}$ над $\text{Re}g^{\uparrow\downarrow}$ в 3 и 10 раз, соответственно. Отметим, что появление намагниченности в направлении перпендикулярной плоскости гетероструктуры, как, например, в случае сверхрешётки из SIO3/LSMO, может играть заметную роль [17].

На **Рис. 4** показана температурная зависимость амплитуды спинового тока и ширины отклика гетероструктуры. Величина спинового тока, получена делением напряжения отклика на

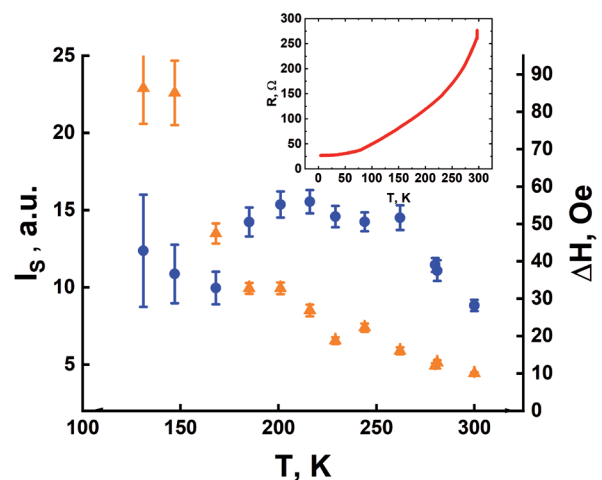


Рис. 4. Температурные зависимости амплитуды спинового тока (заполненные круги) и ширины отклика (заполненные треугольники). Величина спинового тока получена делением напряжения отклика на сопротивление гетероструктуры. Вставка: температурная зависимость сопротивления гетероструктуры при $H = 0$.

сопротивление гетероструктуры, температурная зависимость которого показано на вставке к Рис. 4. Видно, что наблюдаемое в гетероструктуре Pt/LSMO увеличение спинового тока с понижением температуры [8] не наблюдается в нашем случае, что возможно вызвано наличием проводящего слоя на границе SiO₃/LSMO [13].

3.2. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ СПИНОВОГО ТОКА С ПОМОЩЬЮ ОБРАТНОГО СПИНОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

Для детектирования спинового тока используется обратный спиновый эффект Холла (ISHE) [1,5]. При этом отношение спинового и зарядового токов определяется безразмерным параметром – спиновым углом Холла θ_{SH} (2) [2,6].

Для определения значения θ_{SH} формировалась холловская геометрия SiO₃/LSMO гетероструктуры, показанная на Рис. 5. Постоянное магнитное поле H задавалось в плоскости границы SiO₃/LSMO гетероструктуры. Измерялось напряжение V_L , пропорциональное продольному магнитосопротивлению, и V_T – напряжение, пропорциональное поперечному (планарному) холловскому магнитосопротивлению. Вдоль направления X (см. Рис. 5) задавался ток $I = 0.5$ mA на частоте $F = 1.1$ kHz. Для измерения напряжения использовался синхронный высокочувствительный усилитель. Подложка с образцом вращалась вокруг нормали для изменения угла φ между магнитным полем H

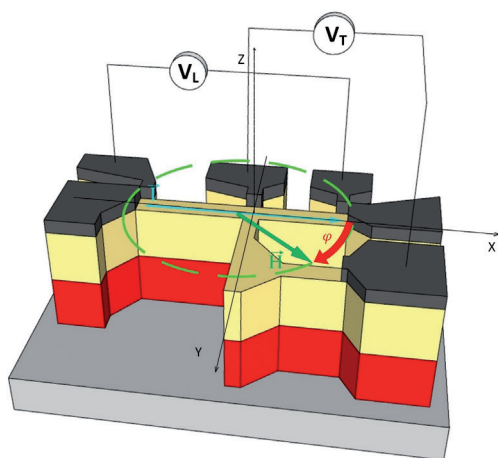


Рис. 5. Схематическое трёхмерное изображение гетероструктуры SrIrO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ на подложке (110) NdGaO₃ с контактными площадками из Pt. Ток задается вдоль оси X, угол φ между магнитным полем H и током I изменялся путем поворота образца в плоскости X-Y.

и током I , лежащим в плоскости подложки. Продольное магнитосопротивление определялось из соотношения $R_L = V_L/I$, поперечное магнитосопротивление по выражению $R_T = V_T/I$.

Регистрировались магнитно-полевые зависимости изменения нормированного магнитосопротивления SiO₃/LSMO гетероструктуры $r_{L(T)} = \Delta R_{L(T)}/R_0$, где $\Delta R_{L(T)} = R_{L(T)} - R_0$ (R_0 – магнитосопротивление при $H = 0$) от угла φ между магнитным полем H и током I . Полученные значения сравнивались с данными измерения магнитосопротивления для LSMO плёнок, а также для структур с плёнкой платины, осажденной поверх эпитаксиальной плёнки LSMO на подложке (Pt/LSMO). Измеряемая величина продольного магнитосопротивления $r_L(\varphi)$ помимо спинового продольного магнитосопротивления r_{LS} содержит также вклад от анизотропного магнитосопротивления (AMR) ферромагнитной LSMO плёнки $r_A = R_A/R_0$. В поперечном случае $r_T(\varphi)$ содержит вклад магнитосопротивления от планарного эффекта Холла.

На Рис. 6а в полярных координатах представлена угловая зависимость продольного магнитосопротивления $r_L(\varphi)$ SiO₃/LSMO гетероструктуры. Наблюдаемая в эксперименте зависимость $r_L(\varphi)$ представляет собой параллельное соединение r_{LS} и r_A . При этом угловая зависимость AMR описывается функцией $r_A \cos 2\varphi$, имеющей схожую угловую зависимость, что спиновое магнитосопротивление SiO₃/LSMO гетероструктуры [6]:

$$r_{LS} = r_1 \cos^2 \varphi, \quad (4)$$

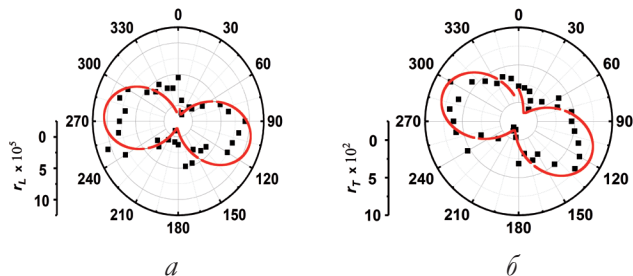


Рис. 6. Угловые зависимости нормированных значений магнитосопротивления гетероструктуры $r_L(T)$ (квадраты) и аппроксимация синусоидальной зависимостью (сплошная линия) в полярных координатах, снятые для поля $H = 100$ Oe при $T = 300$ K. (а) поперечное магнитосопротивление, (б) продольное. Слева показан масштаб изменения величины магнитосопротивления.

где

$$r_1 = \theta_{SH}^2 \frac{\lambda_{SIO}}{d_{SIO}} \operatorname{Re} \frac{2\lambda_{SIO}\rho_{SIO}(\operatorname{Re}G^{\uparrow\downarrow} + i\operatorname{Im}G^{\uparrow\downarrow})}{1 + 2\lambda_{SIO}\rho_{SIO}(\operatorname{Re}G^{\uparrow\downarrow} + i\operatorname{Im}G^{\uparrow\downarrow})}. \quad (5)$$

$\operatorname{Re}G^{\uparrow\downarrow} = \operatorname{Re}g^{\uparrow\downarrow}e^2/h$, $\operatorname{Im}G^{\uparrow\downarrow} = \operatorname{Im}g^{\uparrow\downarrow}e^2/h$, предполагается, что длина спиновой диффузии λ_{SIO} много меньше толщины SIO3 плёнки d_{SIO} . При продольном протекании тока I (вдоль направления X) получаем синусоидальную зависимость $r_L(\varphi)$ (Рис. 6а). Сдвиг фазы зависимости $r_L(\varphi)$ вызван отличием координаты грани подложки, от которой идет отсчёт начала изменения угла φ и направления лёгкой оси намагниченности LSMO плёнки, задаваемой кристаллографическим направлением подложки [001]NdGaO₃ [12]. Используя полученные при комнатной температуре значения удельного сопротивления SIO3 плёнки $\rho_{SIO} = 3 \cdot 10^{-4} \Omega \text{ см}$ [12] и $\lambda_{SIO} = 1 \text{ nm}$ [19], а также полученные в части 3.1 данной работы $\operatorname{Re}g^{\uparrow\downarrow}$ и $\operatorname{Im}g^{\uparrow\downarrow}$, для толщин плёнок $d_{SIO} = 10 \text{ nm}$ и $d_{LSMO} = 30 \text{ nm}$ из амплитудных значений магнитосопротивления $r_L(\varphi)$ по формулам (4) и (5) определяем величину $\theta_{SH} = 0.03 \pm 0.01$. Полученное значение θ_{SH} на порядок меньше, чем для поперечного случая (Рис. 6б), но по порядку величины примерно в 4 раза превосходит спиновый угол Холла для структур с Pt [3,6,8].

На Рис. 6б в полярных координатах представлена угловая зависимость поперечного магнитосопротивления $r_T(\varphi)$ SIO3/LSMO гетероструктуры, которая в общем случае представляет собой сумму вкладов от спинового холловского магнитосопротивления r_H и вклада от внеплоскостного магнитосопротивления r_2 [6].

$$r_{TS} = \frac{r_1}{2} \sin 2\varphi + r_2 \cos \theta, \quad (6)$$

где θ – угол между током и намагниченностью, лежащей в плоскости, перпендикулярной подложке (не показан на Рис. 5). Полученные значения r_T оказываются почти на порядок больше, чем в случае продольного магнитосопротивления r_L даже при учёте лишь первого члена в (6) при $\theta = \pi/2$. В результате, по данным из $r_T(\varphi)$ получаем $\theta_{SH} = 0.35 \pm 0.05$ для гетероструктуры SIO3/LSMO. Таким образом, из измерений поперечного магнитосопротивления получили величину θ_{SH} примерно в 10 раз большую, чем из продольного

магнитосопротивления, что, возможно, вызвано шунтированием продольного магнитосопротивления AMR плёнки LSMO [13]. Заметим, $\theta_{SH} \approx 0.3$ было получено в гетероструктурах SIO3/LSMO [11,16] другими методами. Второй член, зависящий от мнимой части комплексной спиновой проводимости [6] в выражении (6) возникает из-за намагниченности, направленной перпендикулярно плоскости подложки и может вызвать увеличение магнитосопротивления, что наблюдалось в сверхрешётках SIO3/LSMO [17]. О высоких значениях спинового угла Холла в структурах с плёнками SIO3 сообщалось ранее: $\theta_{SH} = 0.76$ для Pu/SrIrO_3 [15] и $\theta_{SH} = 1.1$ для $\text{SrIrO}_3/\text{Co}_{1-x}\text{Tb}_x$ [29]. По порядку величин эти значения близки к θ_{SH} , наблюдаемому в структурах с топологическими изоляторами [30].

При охлаждении гетероструктуры SIO3/LSMO до температуры жидкого азота $T = 77 \text{ K}$ величина магнитосопротивления уменьшалась. На Рис. 7 приведена температурная зависимость нормированного поперечного значения r_T для двух случаев $r_T(\varphi)$, когда r_T максимален ($\varphi = 210^\circ$) и минимален ($\varphi = 275^\circ$) при $T = 300 \text{ K}$. При низких температурах ($T < 150 \text{ K}$) ошибка измерений (на Рис. 7 не приведена) уже не позволяла извлечь достоверные данные. При $T = 77 \text{ K}$ ни поперечного, ни продольного магнитосопротивления

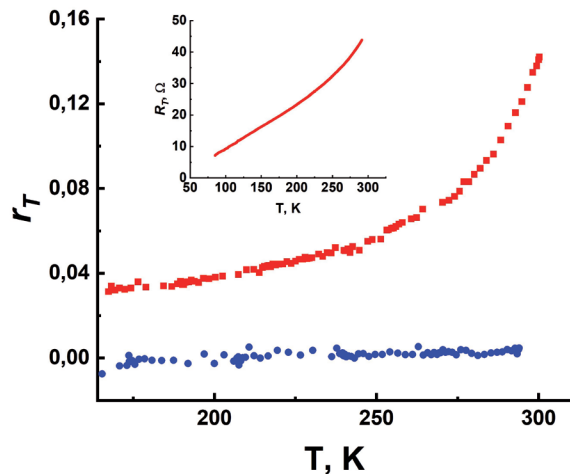


Рис. 7. Температурная зависимость поперечного (холловского) магнитосопротивления r_T . Кривая (1) соответствует углу $\varphi = 210^\circ$, при котором r_T максимальна, кривая (2) снята при минимальном значении r_T , $\varphi = 275^\circ$. На вставке приведена температурная зависимость поперечного (холловского) сопротивления при $H = 0$.

обнаружить не удавалось. Температурная зависимость поперечного сопротивления гетероструктуры SiO_3/LSMO R_{\perp} , снятая при $H = 0$, приведена на вставке Рис. 7. В целом, характер температурной зависимости $R_{\perp}(T)$ аналогичен температурной зависимости планарного холловского сопротивления $r_{\perp}(T)$. Известно, что намагниченность M плёнки LSMO с понижением температуры растёт, но из соотношений (4)-(6) [6] не вытекает изменение холловского магнитосопротивления с температурой. Заметим, что температурные зависимости характеристик магнитосопротивления, длины спиновой диффузии, спинового угла Холла рассматривались в работах [31,32] на структурах, отличных от рассматриваемых в данной работе, а также для случая изменения спинового момента в SiO_3/LSMO [20,33] под влиянием токовых импульсов. Замеченное для Pt/LSMO увеличение спинового тока с понижением температуры [8] не наблюдается в нашем случае, что, возможно, вызвано влиянием проводящего слоя на границе SiO_3/LSMO [12]. Отметим, что изменения магнитосопротивления с температурой может быть вызвано температурными зависимостями $\text{Re}g^{\uparrow\downarrow}$ и $\text{Im}g^{\uparrow\downarrow}$. Варьирование отношением $\text{Im}g^{\uparrow\downarrow}/\text{Re}g^{\uparrow\downarrow}$ в (5) не приводит к заметному изменению параметра r_1 , но может сказаться на параметре r_2 в случае возникновения намагниченности, направленной вне плоскости.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально показано, что при СВЧ воздействии на гетероструктуру $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ величина отклика из-за спинового тока на порядок превышает отклик, вызванный вкладами за счёт детектирования на контактах и анизотропного магнитосопротивления. Показано, что мнимая часть спиновой проводимости границы $\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ оказывается по порядку величины равна её реальной части. Обнаружено, что амплитуда углового изменения поперечного магнитосопротивления существенно превышает амплитуду продольного, на величину которого оказывается, скорее всего, шунтирующее влияние анизотропного магнитосопротивления плёнки $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и проводящего слоя на границе гетероструктуры

$\text{SrIrO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Спиновый угол Холла (отношение спинового и зарядового токов), определённый из измерений продольного спинового магнитосопротивления, оказался на порядок меньше, чем для поперечного (холловского), что обусловлено наличием проводящего слоя на границе раздела в гетероструктуре. С понижением температуры ниже комнатной нами не обнаружено существенное увеличение величины спинового тока – как из непосредственного детектирования спинового тока за счёт обратного спинового эффекта Холла, так и из температурной зависимости спинового магнитосопротивления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dyakonov MI, and Perel VI. On possibility of orientation of spin by current. *JETP Lett.*, 1971, 13:467-469.
2. Saitoh E, Ueda M, Miyajima H, and Tatara S. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, 88(18):182509-1-3.
3. Mosendz O, Vlaminck V, Pearson JE, Fradin FY, Bauer WGE, Bader SD, and Hoffmann A. Detection and quantification of inverse spin Hall effect from spin pumping in permalloy/normal metal bilayers. *Phys. Rev. B*, 2010, 82(21):214403-1-9.
4. Tserkovnyak Y, Brataas A, Bauer GEW. Enhanced Gilbert damping in thin ferromagnetic films. *Phys Rev. Lett.*, 2002, 88(11):117601-1-4.
5. Sinova J, Valenzuela SO, Wunderlich J, Back CH, Jungwirth T. Spin Hall effects. *Rev.Mod. Phys.*, 2015, 87(4):1213-1259.
6. Chen YT, Takahashi S, Nakayama H, Althammer M, Goennenwein ST, Saitoh E, Bauer GE. Theory of spin Hall magnetoresistance (SMR) and related phenomena. *J of Physics: Condensed Matter*, 2016, 28(10):103004-1-15.
7. Althammer M, Meyer S, Nakayama H, Schreier M, Altmannshofer S, Weiler M, Huebl H, Geprägs S, Opel M, Gross R, Meier D, Klewe C, Kuschel T, Schmalhorst J-M, Reiss G, Shen L, Gupta A, Chen Y-T, Bauer GEW, Saitoh E, Goennenwein ST. Quantitative study of the spin Hall magnetoresistance in ferromagnetic

- insulator/normal metal hybrids. *Phys. Rev. B*, 2016, 87(22):224401-1-15.
8. Azevedo A, Vilela-Leão LH, Rodríguez-Suárez RL, Santos AL, Rezende SM. Spin pumping and anisotropic magnetoresistance voltages in magnetic bilayers: Theory and experiment. *Phys. Rev. B*, 2011, 83(14):144402-1-6.
 9. Sandweg CW, Kajiwara Y, Ando K, Saitoh E, Hillebrands B. Enhancement of the spin pumping efficiency by spin wave mode selection. *Appl. Phys. Lett.*, 2010, 97(25):252504-1-4.
 10. Ovsyannikov GA, Constantinian KY, Stankevich KL, Shaikhulov TA, Klimov AA. Spin current and spin waves at a platinum/yttrium iron garnet interface: impact of microwave power and temperature. *J. of Physics D: Applied Physics*, 2021, 54(36):365002-1-11.
 11. Nan T, Emori S, Boone CT, Wang X, Oxholm TM, Jones JG, Howe BM, Brown GJ, Sun NX. Comparison of spin-orbit torques and spin pumping across NiFe/Pt and NiFe/Cu/Pt interfaces. *Phys. Rev. B*, 2015, 91(21):214416-1-9.
 12. Ovsyannikov GA, Shaikhulov TA, Stankevich KL, Khaydukov Y, Andreev NV. Magnetism at an iridate/manganite interface: Influence of strong spin-orbit interaction. *Phys. Rev. B*, 2020, 102(14):144401-1-11.
 13. Ovsyannikov GA, Constantinian KY, Shmakov VA, Klimov AL, Kalachev EA, Shadrin AV, Andreev NV, Milovich FO, Orlov AP, Lega PV. Spin mixing conductance and spin magnetoresistance of the iridate/manganite interface. *Phys. Rev. B*, 2023, 107(14):144419-1-12.
 14. Qi XL, Zhang SC. Topological insulators and superconductors. *Rev. Mod. Phys.*, 2011, 83(4):1057-1103.
 15. Nan T, Anderson TJ, Gibbons J, Hwang K, Campbell N, Zhou H, Dong YQ, Kim GY, Shao DF, Paudel TR, Reynolds N, Wang XJ, Sun NX, Tsymbal EY, Choi SY, Rzechowski MS, Kim YB, Eom CB. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 2019, 116(33):16186-16191.
 16. Everhardt AS, Mahendra DC, Huang X, Sayed S, Gosavi TA, Tang Y, Lin CC, Manipatruni S, Young IA, Datta S, Wang J-P, Ramesh R. Tunable charge to spin conversion in strontium iridate thin films. *Phys. Rev. Materials*, 2019, 3(5):051201-1-18.
 17. Yi D, Liu J, Hsu SL, Zhang L, Choi Y, Kim JW, Chen Z, Clarkson JD, Serrao CR, Arenholz E, Ryan PJ, Xu H, Birgeneau RJ, Ramesh R. Atomic-scale control of magnetic anisotropy via novel spin-orbit coupling effect in La₂/3Sr₁/3MnO₃/SrIrO₃ superlattices. *Proceedings of the National Academy of Sciences USA*, 2016, 113(23):6397-6402.
 18. Huang X, Sayed S, Mittelstaedt J, Susarla S, Karimeddiny S, Caretta L, Zhang H, Stoica VA, Gosavi T, Mahfouzi F, Sun Q, Ercius P, Kioussis N, Salahuddin S, Ralph DC, Ramesh R. Novel Spin-Orbit Torque Generation at Room Temperature in an All-Oxide Epitaxial La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃/SrIrO₃ System. *Advanced Materials*, 2021, 33(24):2008269-1-7.
 19. Crossley S, Swartz AG, Nishio K, Hikita Y, Hwang HY. All-oxide ferromagnetic resonance and spin pumping with SrIrO₃. *Physical Review B*, 2019, 100(11):115163-1-7.
 20. Liu L, Zhou G, Shu X, Li C, Lin W, Ren L, Zhou C, Zhao T, Guo R, Xie Q, Wang H, Zhou J, Yang P, Pennycook SJ, Xu X, Chen J. Room-temperature spin-orbit torque switching in a manganite-based heterostructure. *Phys. Rev. B*, 2022, 105(14):144419-1-11.
 21. Atsarkin VA, Borisenko IV, Demidov VV, Shaikhulov TA. Temperature dependence of pure spin current and spin-mixing conductance in the ferromagnetic-normal metal structure. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2018, 51(24):245002-245002.
 22. Zwierzycki M, Tserkovnyak Y, Kelly PJ, Brataas A, Bauer GE. First-principles study of magnetization relaxation enhancement and spin transfer in thin magnetic films. *Phys. Rev. B*, 2005, 71(6):064420-1-11.
 23. Yang F, Hammel PC. FMR-driven spin pumping in Y₃Fe₅O₁₂-based structures. *Journal Physics D: Applied Physics*, 2018, 51(25):253001-1-9.
 24. Shaikhulov TA, Ovsyannikov GA. Attenuation of spin precession in manganite/normal metal heterostructures. *Physics of the Solid State*, 2018, 60:2231-2236.
 25. Dubowik J, Graczyk P, Krysztofik A, Głowiński H, Coy E, Załęski K, Gościńska I. Non-Negligible Imaginary Part of the Spin-Mixing Conductance and its Impact on Magnetization

- Dynamics in Heavy-Metal–Ferromagnet Bilayers. *Physical Review Applied*, 2020, 13(5):054011-1-13.
26. Czeschka FD, Dreher L, Brandt MS, Weiler M, Althammer M, Imort IM, Reiss G, Thomas A, Schoch W, Limmer W, Huebl H, Goennenwein ST. Scaling behavior of the spin pumping effect in ferromagnet-platinum bilayers. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, 107(4):046601-1-4.
 27. Gomez-Perez JM, Zhang XP, Calavalle F, Ilyn M, González-Orellana C, Gobbi M, Rogero C, Chuvilin A, Golovach VN, Hueso LE, Bergeret FS, Casanova F. Strong interfacial exchange field in a heavy metal/ferromagnetic insulator system determined by spin Hall magnetoresistance. *Nano Letters*, 2020, 20(9):6815-6823.
 28. Rosenberger P, Opel M, Geprägs S, Huebl H, Gross R, Müller M, Althammer M. Quantifying the spin mixing conductance of EuO/W heterostructures by spin Hall magnetoresistance experiments. *Applied Physics Letters*, 2021, 118(19):192401-1-5.
 29. Wang H, Meng KY, Zhang P, Hou JT, Finley J, Han J, Yang F, Liu L. Large spin-orbit torque observed in epitaxial SrIrO₃ thin films. *Applied Physics Letters*, 2019, 114, 23:232406-1-5.
 30. Yi D, Liu J, Hsu SL, Zhang L, Choi Y, Kim JW, Chen Z, Clarkson JD, Serrao CR, Arenholz E, Ryan PJ, Xu H, Birgeneau RJ, Ramesh R. Atomic-scale control of magnetic anisotropy via novel spin-orbit coupling effect in La_{2/3}Sr_{1/3}MnO₃/SrIrO₃ superlattices. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 2016, 113(23):6397-6402.
 31. Marmion SR, Ali M, McLaren M, Williams DA, Hickey BJ. Temperature dependence of spin Hall magnetoresistance in thin YIG/Pt films. *Phys. Rev. B*, 2014, 89(22):220404-1-5.
 32. Wang Y, Deorani P, Qiu X, Kwon JH, Yang H. Determination of intrinsic spin Hall angle in Pt. *Applied Physics Letters*, 2014, 105(15):152412-1-4.
 33. Yi D, Amari H, Balakrishnan PP, Klewe C, Shafer P, Browning N, Suzuki Y. Enhanced interface-driven perpendicular magnetic anisotropy by symmetry control in oxide superlattices. *Physical Review Applied*, 2021, 15(2):024001-1-9.

Ульев Георгий Денисович

инженер

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
11/7, ул. Моховая, Москва 125090, Россия
gdulev@edu.hse.ru

Овсянников Геннадий Александрович

д.ф.-м.н.

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
11/7, ул. Моховая, Москва 125090, Россия
gena@hitech.cplire.ru

Константинян Карен Иванович

к.ф.-м.н.

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
11/7, ул. Моховая, Москва 125090, Россия
karen@hitech.cplire.ru

Шадрин Антон Викторович

к.ф.-м.н.

Московский физико-технический институт
Долгопрудный 141701, Моск. обл., Россия
shadrinant@mail.ru

Москаль Иван Евгеньевич

инженер

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
11/7, ул. Моховая, Москва 125090, Россия
moskal@hitech.cplire.ru

Лега Петр Викторович

к.ф.-м.н.

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
11/7, ул. Моховая, Москва 125090, Россия
lega_peter@list.ru

DOI: 10.17725/rensit.2023.15.425

Отражение звука от упругой конечной цилиндрической оболочки различной относительной длины

¹Ильменков С.А., ²Переселков С.А., ³Грачев В.И., ²Ладыкин Н.В.

¹Санкт-Петербургский государственный морской технический университет, <http://www.smtu.ru/>
Санкт-Петербург 190121, Российская Федерация

²Воронежский государственный университет, <http://www.vsu.ru/>
Воронеж 394006, Российская Федерация

³Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, <http://www.cplire.ru/>
Москва 125009, Российская Федерация

E-mail: sl_ilmenkov@mail.ru, pereselkov@yandex.ru, grachev@cplire.ru, ladykin.edu@yandex.ru

Поступила 28.11.2023, рецензирована 01.12.2023, принята 03.12.2023, опубликована 06.12.2023.

Аннотация. Представлен расчет частотных зависимостей звукового давления, рассеянного конечной упругой цилиндрической оболочкой, помещенной в жидкую среду. Оболочка имеет оконечности полусферической формы и рассматривается как полой, так и заполненной газом или жидкостью. Рассеянное звуковое давление в условиях гидроупругого контакта на поверхностях оболочки находится совместным использованием интеграла Кирхгофа и интегрального уравнения для вектора смещения упругой среды, подчиняющегося уравнению Ламе. Граничные условия относительно напряжений и смещений формулируются для каждой из поверхностей контакта оболочки с внешней и внутренней средами. Рассматриваемый подход базируется на численном преобразовании непрерывных интегральных уравнений в систему линейных алгебраических уравнений с использованием криволинейных изопараметрических граничных элементов. При этом геометрия элементов и основные переменные (смещения и напряжения) задаются с помощью одинаковых интерполирующих соотношений (функций формы). Вычислены и проанализированы частотные зависимости рассеянного звукового давления для различных отношений длины и диаметра оболочки.

Ключевые слова: конечная упругая цилиндрическая оболочка, интегральное уравнение Кирхгофа, вектор смещения, граничные элементы, рассеянное звуковое давление

УДК 534.26

Благодарности: Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-61-10024, <https://rscf.ru/project/23-61-10024/>.

Для цитирования: Ильменков С.А., Переселков С.А., Грачев В.И., Ладыкин Н.В. Отражение звука от упругой конечной цилиндрической оболочки различной относительной длины. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2023, 15(4):425-432. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.425.

Sound reflection from an elastic finite cylindrical shell of different relative lengths

Sergey L. Ilmenkov

St. Petersburg State Marine Technical University, <http://www.smtu.ru/>
St. Petersburg 190121, Russian Federation

E-mail: sl_ilmenkov@mail.ru

Sergey A. Pereselkov, Nikolay V. Ladykin

Voronezh State University, <http://www.vsu.ru/>
Voronezh 394006, Russian Federation

E-mail: pereselkov@yandex.ru, ladykin.edu@yandex.ru

Vladimir I. Grachev

Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics of RAS, <http://www.cplire.ru/>

Moscow 125009, Russian Federation

E-mail: grachev@cplire.ru

Received November 28, 2023, peer-reviewed December 01, 2023, accepted December 03, 2023, published December 06, 2023.

Abstract: A calculation of the sound pressure frequency dependences scattered by a finite elastic cylindrical shell placed in a liquid medium is presented. The shell has hemispherical ends and is considered either hollow or filled with gas or liquid. The scattered sound pressure under conditions of hydroelastic contact on the shell surfaces is found by jointly using the Kirchhoff integral and the integral equation for the elastic medium displacement vector, obeying the Lamé equation. Boundary conditions regarding stresses and displacements are formulated for each of the shell contact surfaces with the external and internal environments. Considering approach is based on the numerical transformation of continuous integral equations into a system of linear algebraic equations using curvilinear isoparametric boundary elements. In this case, the elements geometry and the main variables (displacements and stresses) are specified using the same interpolating relations (shape functions). The scattered sound pressure frequency dependences are calculated and analyzed for various ratios of the length and shell diameter.

Keywords: finite elastic cylindrical shell, Kirchhoff integral equation, displacement vector, boundary elements, scattered sound pressure

UDC 534.26

Acknowledgments: The study was supported by the Russian Science Foundation grant No. 23-61-10024, <https://rscf.ru/project/23-61-10024/>.

For citation: Sergey L. Ilmenkov, Sergey A. Pereselkov, Vladimir I. Grachev, Nikolay V. Ladykin. Sound reflection sound from an elastic finite cylindrical shell of different relative lengths. *RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies*, 2023, 15(4):425-432e. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.425.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (426)
 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ (427)
 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО АНАЛИЗА
ХАРАКТЕРИСТИК ОТРАЖЕНИЯ ЗВУКА (429)
 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (431)
- ЛИТЕРАТУРА (432)

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что дальность обнаружения целей современными системами гидролокации существенно зависит от потерь энергии зондирующих и отраженных сигналов. Возрастание таких потерь с частотой диктует необходимость снижения частоты локационного сигнала. Кроме того, дискретные составляющие сигнала в низкочастотном диапазоне менее чувствительны к флуктуациям параметров морской среды и являются весьма информативными при выделении индивидуальных признаков объектов. В

контексте принципов механики деформируемого твердого тела получить решения граничных задач для объектов неаналитической формы возможно с помощью численных методов: конечных разностей, T-матриц, конечных и граничных элементов. Алгоритмы, базирующиеся на данных методах, положены в основу распространенных программных пакетов решения граничных задач (ANSYS, NASTRAN, COSMOS/M, COMSOL Multiphysics [1-5] и др.). При всех несомненных достоинствах таких пакетов значительные преимущества на практике может иметь специально разработанное индивидуальное программное обеспечение, обладающее: компактностью, быстродействием, уникальностью, взаимодействием с аналитическими и приближенными подходами, доступностью, отсутствием дорогостоящей лицензии и т.д. Решение, представленное в данной статье, опирается на использование граничного

интегрального уравнения относительно неизвестных поверхностных перемещений и напряжений, интерполируемых одинаковыми полиномиальными функциями через их значения в узловых точках криволинейных изопараметрических граничных элементов. Реализация расчетного алгоритма выполнена с помощью специально разработанного автором программного обеспечения.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассеянное упругим телом звуковое давление p_s может быть найдено с использованием интеграла Кирхгофа и функции Грина для свободного пространства, представляющей собой поле точечного источника, помещенного в точку дальнего поля [6-9]:

$$p(\mathbf{r}_1) = \frac{1}{4\pi} \int_S [p(\mathbf{r}_0) \frac{\partial}{\partial n} G(\mathbf{r}_1; \mathbf{r}_0) - \frac{\partial}{\partial n} p(\mathbf{r}_0) G(\mathbf{r}_1; \mathbf{r}_0)] dS, \quad (1)$$

где $p(\mathbf{r}_1)$ – звуковое давление в дальнем поле объекта (зоне Фраунгофера); \mathbf{r}_1 – радиус-вектор точки дальнего поля; S – замкнутая поверхность, окружающая объект с непрерывной внешней нормалью \mathbf{n} ; $p(\mathbf{r}_0)$ и $\partial p(\mathbf{r}_0)/\partial n$ – амплитудно-фазовые распределения звукового давления и его градиента на поверхности S ; \mathbf{r}_0 – радиус-вектор точки на поверхности S ; $G(\mathbf{r}_1; \mathbf{r}_0)$ – функция Грина, удовлетворяющая неоднородному уравнению Гельмгольца.

Переход от идеальных граничных условий на поверхности рассеивателя к условиям гидроупругого контакта добавляет к (1) интегральное уравнение для вектора смещения \mathbf{u} и граничные условия контакта идеальной сжимаемой жидкости с упругой средой [10-12]:

$$\mathbf{u} = \iint_S \{ \mathbf{t}(\mathbf{r}_0) G_t(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0) - \mathbf{u}(\mathbf{r}_0) [\mathbf{n} \cdot \Sigma(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)] \} dS, \quad (2)$$

где $\mathbf{t}(\mathbf{r}_0) = \mathbf{nT}(\mathbf{r}_0)$ – вектор напряжения; \mathbf{n} – единичный вектор внешней нормали к S ; $\mathbf{T}(\mathbf{r}_0)$ – тензор напряжений изотропного материала; $G_t(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$ – тензор перемещений Грина; $\Sigma(\mathbf{r}; \mathbf{r}_0)$ – тензор напряжений Грина.

В уравнении (2) неизвестны векторы напряжения $\mathbf{t}(\mathbf{r}_0)$ и смещения $\mathbf{u}(\mathbf{r}_0)$ на поверхности тела S , а в уравнении (1) в данном случае неизвестны $p(\mathbf{r}_0)$ и $\partial p(\mathbf{r}_0)/\partial n$ на этой же поверхности. Вектор смещения упругой среды \mathbf{u} при гармонической зависимости от времени подчиняется уравнению Ламе и может быть

представлен, как известно, в виде комбинации скалярного и векторного потенциалов [12].

На поверхностях оболочки должны выполняться следующие граничные условия, опирающиеся на полную систему уравнений линейной теории упругости, определяющей состояние динамического равновесия упругого тела [11,12]:

1) нормальная компонента вектора смещения u_n непрерывна и связана с нормальной производной дифрагированного давления $p_\Sigma = p_i + p_s$ (p_i – звуковое давление в падающей волне):

$$u_n = (1/\rho_0 \omega^2) (\partial p_\Sigma / \partial n)|_s, \quad (3)$$

где ρ_0 – плотность жидкой среды, кг/м³; $\omega = 2\pi f$, f – частота звукового сигнала, Гц;

2) нормальное напряжение σ_n :

– на внешней поверхности оболочки равно акустическому давлению в жидкости

$$\sigma_n|_s = p_\Sigma, \quad (4)$$

– на внутренней поверхности оболочки оно либо отсутствует (полая оболочка), либо равно звуковому давлению газообразного или жидкого заполнителя; касательные напряжения отсутствуют:

$$\tau_i|_s = 0. \quad (5)$$

Используя (3)-(5), одну группу неизвестных на S можно исключить из уравнений (1) и (2), а две оставшиеся неизвестные найти из совместного решения этих уравнений [12,13].

Рассматриваемый подход базируется на численном преобразовании непрерывных интегральных уравнений (1) и (2) в систему линейных алгебраических уравнений с использованием квадратичных изопараметрических элементов. Использование криволинейных граничных элементов обеспечивает более детальную дискретизацию граничной поверхности и повышает точность результата при сокращении времени вычислений. При построении сетки граничных элементов шаг дискретизации Δ поверхности S в направлении любой из координат не должен превышать $(0.25 \div 0.5) \cdot \lambda_0$ (λ_0 – длина звуковой волны в жидкости). Вблизи кромок и углов поверхности в расчетном алгоритме предусматриваются сгущения узловых точек

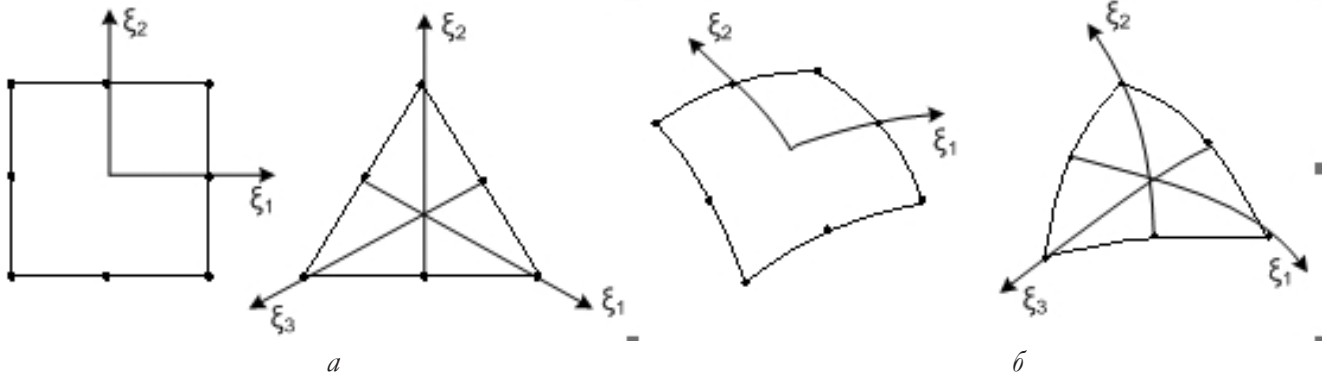


Рис. 1. Исходные плоские (а) и соответствующие им криволинейные изопараметрические (б) граничные элементы.

с уменьшением шага дискретизации вплоть до значений $\Delta \sim (0.025 \div 0.05) \cdot \lambda_0$. При такой дискретизации трехмерная граница области S разбивается на треугольные и четырехугольные элементы (Рис. 1), в узлах которых задаются некоторые коэффициенты, а непрерывная подынтегральная функция приближённо представляется в виде ряда по базисным (интерполирующим) функциям формы, умноженным на эти коэффициенты. Узловые координаты любой точки исходных элементов $x_{i\alpha}$ преобразуются в соответствующие им криволинейные координаты x_i ($i = 1, 2, 3$), а геометрия элемента $x_i(\xi)$, смещения $u_i(\xi)$ и напряжения $t_i(\xi)$ задаются с помощью одинаковых функций формы [12,13].

Использование таких соотношений позволяет на основе (2) получить матричное уравнение:

$$[H]\{u\} = [\tilde{G}]\{t\}, \quad (6)$$

где H и \tilde{G} – матрицы коэффициентов, полученных в результате численного интегрирования.

Интеграл (1) примет вид [11-13]:

$$p_s(P) = \frac{1}{4\pi} \int_S [p_\Sigma(Q) \frac{\partial}{\partial n} (e^{ikr}/r) - (e^{ikr}/r) \rho_0 \omega^2 (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})] dS + (7)$$

$$+ 4\pi p_1(P),$$

где $p_\Sigma(Q)$ – дифрагированное звуковое давление в точке Q поверхности S .

Выполнив численное интегрирование (7) и выразив через давление часть неизвестных напряжений в (6) в соответствии с граничным условием (4), получим:

$$[T]\{u\} = [D]\{p_\Sigma\} + 4\pi \{p_\Sigma\}, \quad (8)$$

$$[H]\{u\} = [G]\{t\} + F\{p_\Sigma\}, \quad (9)$$

где T, D, G и F – матрицы коэффициентов.

Далее из уравнений (6) и (8) находятся распределения $p_\Sigma(Q)$ и $(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})$ на поверхности S , а затем на основании (7) по квадратурным формулам определяется $p_\Sigma(P)$ в жидкой среде.

Рассмотрим практическую реализацию данного подхода применительно к изотропной круговой цилиндрической оболочке длиной L и толщиной h , ограниченной по торцам полусферами радиуса a при различных значениях относительной длины L/a (Рис. 2):

Будем полагать оболочку тонкой ($b/a \leq 0.05$). Как известно, для таких оболочек можно, опираясь на гипотезу Кирхгофа-Лява, перейти от трехмерных соотношений теории упругости к двумерным. В этом случае исключение тангенциальных и перерезывающих сил позволяет при описании малых изгибных колебаний оболочки использовать систему двух дифференциальных уравнений и определять проекции всех сил и напряжений на направление нормали к срединной поверхности оболочки (волновой вектор \mathbf{k} перпендикулярен оси z цилиндра).

Введем системы координат, связанные с каждой из частей поверхности S , для которых при $\theta_0 = 90^\circ$ все основные физические переменные

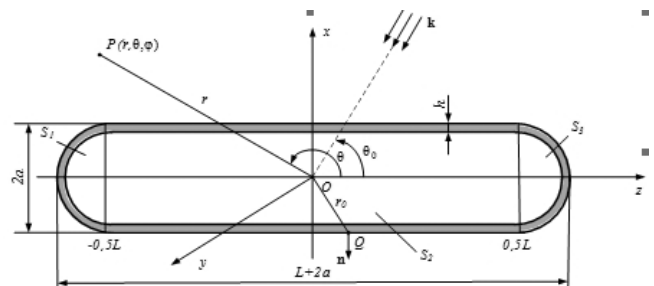


Рис. 2. Упругая конечная цилиндрическая оболочка с полусферами по торцам; S_2 – площадь боковой поверхности цилиндра, S_1 и S_3 – площади поверхностей полусфер.

являются функциями только двух координат, поэтому вектор смещения также будет иметь две компоненты. Для цилиндрической части поверхности S_2 они будут иметь вид [9,14]:

$$u_r = -\frac{\partial\Phi}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial\Psi}{\partial\varphi}; u_\varphi = -\frac{1}{r} \frac{\partial\Phi}{\partial\varphi} - \frac{\partial\Psi}{\partial r}. \quad (10)$$

Используя представления компонент деформации $\varepsilon_r, \varepsilon_\varphi$ через компоненты вектора смещения, а также обобщенный закон Гука для изотропной среды, можно выразить упругие напряжения на поверхности S_2 через скалярный Φ и векторный Ψ потенциалы [12,15]:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= \lambda\vartheta + 2\mu\varepsilon_r = \lambda k_1^2\Phi + \left(-\frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial\Psi}{\partial\varphi} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2\Psi}{\partial r\partial\varphi} \right), \\ \tau_{r\varphi} &= 2\mu\gamma_{r\varphi} = \mu \left(-\frac{2}{r} \frac{\partial^2\Phi}{\partial r\partial\varphi} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial\Phi}{\partial\varphi} - k_2^2\Psi - 2\frac{\partial^2\Psi}{\partial r^2} \right). \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

где r, φ – цилиндрические координаты точки Q ; $\vartheta = \varepsilon_r + \varepsilon_\varphi = \text{div}\mathbf{u}$; k_1 и k_2 – волновые числа продольной и поперечной волн в упругом материале оболочки.

Аналогичные соотношения для полусферических частей оболочки S_1 и S_3 будут иметь вид:

$$\left. \begin{aligned} u_r &= -\frac{\partial\Phi}{\partial r} + \frac{1}{r} \text{ctg}\theta\Psi + \frac{1}{r} \frac{\partial\Psi}{\partial\theta}; \\ \sigma_r &= \lambda\vartheta + 2\mu\varepsilon_r = \lambda k_1^2\Phi + \\ &+ 2\mu \left(-\frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \text{ctg}\theta \frac{\partial\Psi}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \text{ctg}\theta\Psi + \frac{1}{r} \frac{\partial^2\Psi}{\partial r\partial\theta} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial\Psi}{\partial\theta} \right); \\ \tau_{r\theta} &= 2\mu\gamma_{r\theta} = \\ &= \mu \left(\frac{1}{r^2} \text{ctg}\theta \frac{\partial\Psi}{\partial\theta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2\Psi}{\partial\theta^2} - \frac{\partial^2\Psi}{\partial r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial\Phi}{\partial\theta} - \frac{1}{r^2 \sin^2\theta} \Psi \right); \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

$\lg|p_\Sigma(P)|, \text{дБ}$

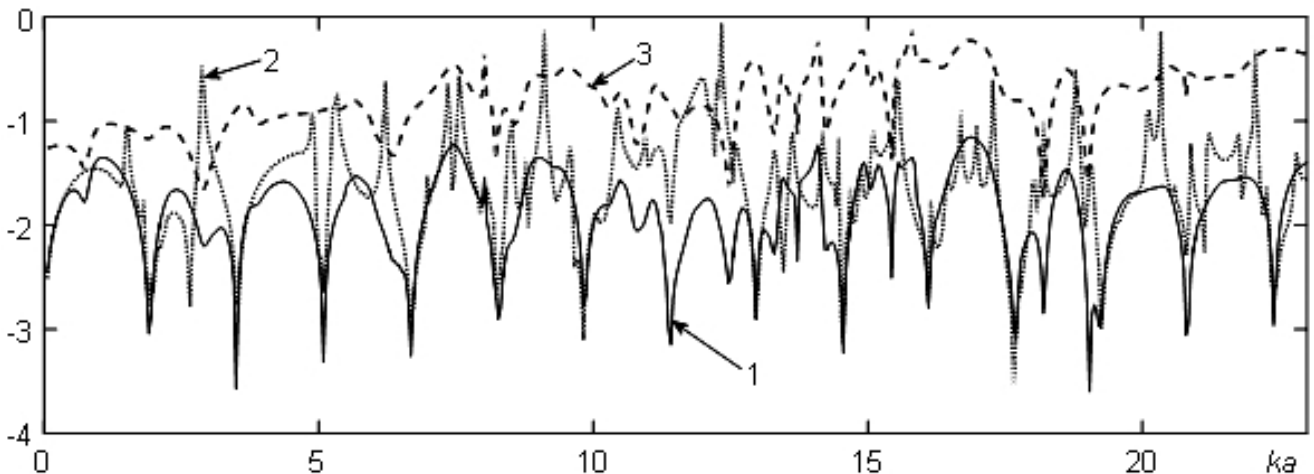


Рис. 3. Уровни модулей частотных зависимостей звукового сигнала, отраженного оболочкой, заполненной: воздухом (1), водой (2) и вакуумом (3) при $\theta_0 = 90^\circ$; $L/a = 20$; $b/a = 0.01$.

где r, θ – сферические координаты точки Q ; $\vartheta = \varepsilon_r + \varepsilon_\theta = \text{div}\mathbf{u}$.

Подставляя соотношения для компонент вектора смещения и упругих напряжений в граничные условия (3)-(5), получаем для каждой точки Q поверхности S системы алгебраических уравнений для нахождения неизвестных коэффициентов в разложениях упругих потенциалов, а затем находим распределения $p_\Sigma(Q)$ и u_r в узлах граничных элементов (точках Q) на поверхности S .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО АНАЛИЗА ХАРАКТЕРИСТИК ОТРАЖЕНИЯ ЗВУКА

Рассмотрим основные результаты расчетов частотных характеристик отражения звука стальной оболочкой рассматриваемой формы в диапазоне волновых радиусов $ka = 0.95 \div 25.0$. На Рис. 3 представлены частотные зависимости уровней модулей $p_\Sigma(P)$ при траверсной локации ($\theta_0 = 90^\circ$) для оболочки, заполненной воздухом (кривая 1), водой (кривая 2) и вакуумом (кривая 3). Геометрические параметры оболочки составляют: $L/a = 20$; $b/a = 0.01$.

Как видно из рисунка, уровни модулей $p_\Sigma(P)$ для полый оболочки превосходят соответствующие значения для заполненной воздухом оболочки в среднем по диапазону на 1...1.5 дБ ($\approx 20\% \dots 50\%$). Для заполненной водой оболочки присоединенная масса может приводить к взаимодействию форм колебаний и, соответственно, к увеличению

$\lg|p_{\Sigma}(P)|, \text{дБ}$

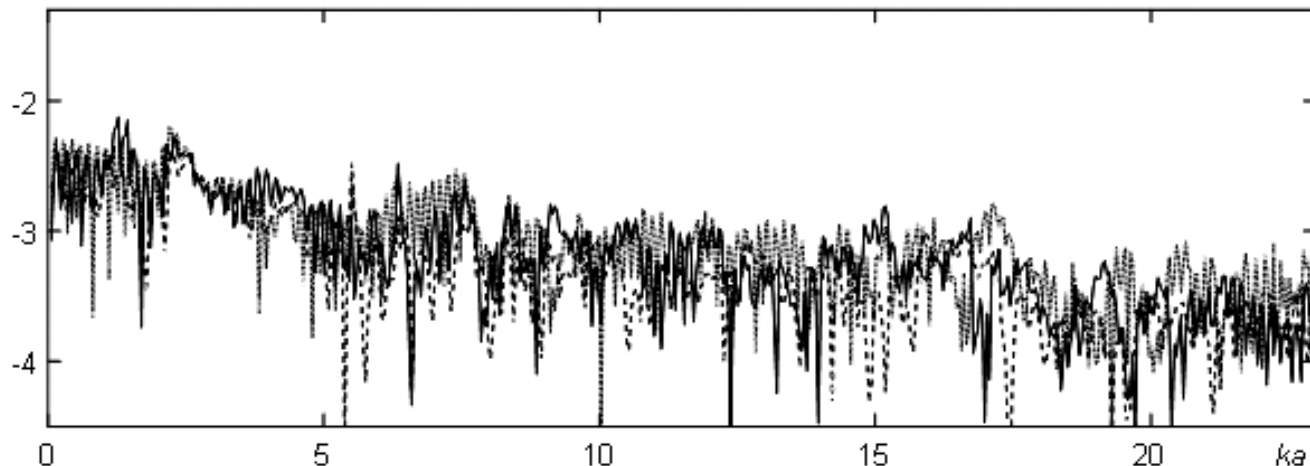


Рис. 4. Уровни модулей частотных зависимостей звукового сигнала, отраженного оболочкой, заполненной воздухом, при $L/a = 20$; $-\theta_0 = 0^\circ$; $-\theta_0 = 30^\circ$; $-\theta_0 = 60^\circ$.

вероятности возникновения резонансных явлений. Последние могут определяться также распространением волн типа Шолте-Стоунли в жидкости и упругих волн типа Лэмба в материале оболочки [11,12,14], что наблюдается, в основном, при $ka > 3$. Значения резонансных частот при этом определяются целым числом длин этих полуволн, укладывающихся по замкнутому контуру оболочки. При наличии жидкого заполнителя вероятность фазовых согласований для таких полуволн в точке возбуждения возрастает. Кроме того, в этом случае по сравнению с воздушнонаполненной оболочкой на ряде резонансных частот ($ka \approx 5-10, 17-22$ и т.д.) наблюдается тенденция к удвоению частотного спектра отраженного сигнала.

Ниже по частоте ($ka \leq 3$) могут иметь место пространственные резонансы совпадения.

На **Рис. 4-7** приводятся частотные зависимости $\lg|p_{\Sigma}(P)|, \text{дБ}$ для углов локации $\theta_0 = 0^\circ; 30^\circ; 60^\circ$ оболочки, заполненной воздухом, при $h/a = 0.01$ и относительных удлинениях $L/a = 20; 10; 5$ и 2 .

Приведенные результаты показывают, что при нетраверзных углах локации уровни отраженного сигнала в целом на $1...2$ дБ ниже, чем при $\theta_0 = 90^\circ$. При уменьшении L/a в два раза соответственно в $2...3$ раза уменьшается частота следования упругих резонансов, вызванных огибанием контура оболочки волнами типа Шолте-Стоунли и Лэмба. При $L/a < 10$ возрастает (до $\approx 30\%...50\%$) роль пространственных резонансов совпадения,

$\lg|p_{\Sigma}(P)|, \text{дБ}$

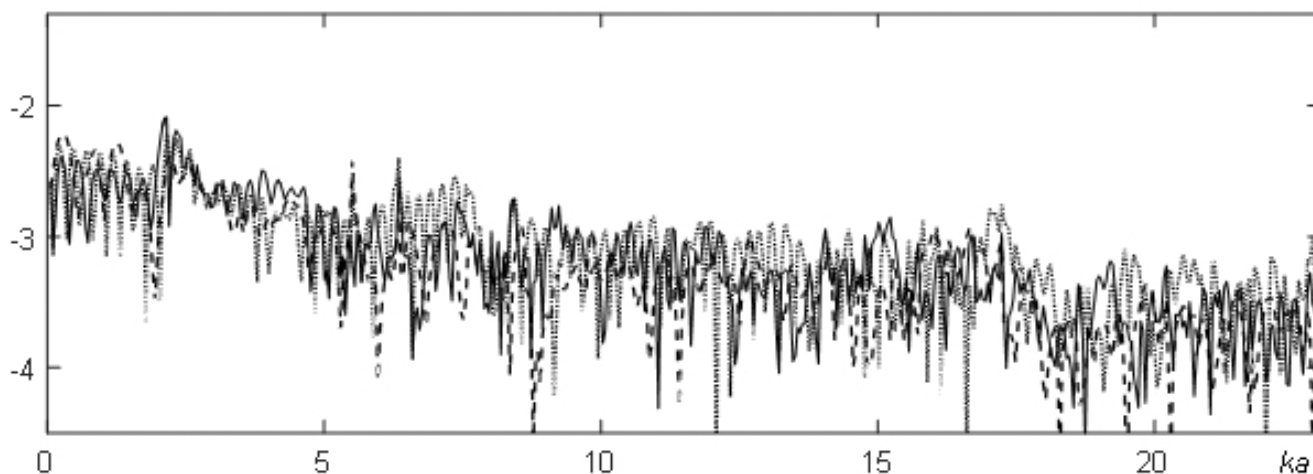


Рис. 5. Уровни модулей частотных зависимостей звукового сигнала, отраженного оболочкой, заполненной воздухом, при $L/a = 10$; $-\theta_0 = 0^\circ$; $-\theta_0 = 30^\circ$; $-\theta_0 = 60^\circ$.

$\lg |p_{\Sigma}(P)|, \text{дБ}$

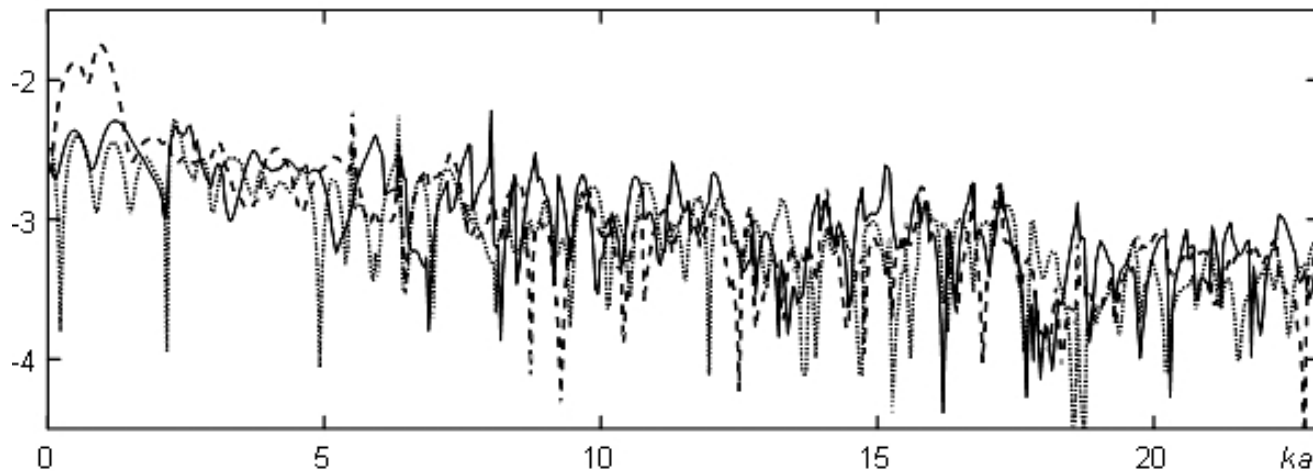


Рис. 6. Уровни модулей частотных зависимостей звукового сигнала, отраженного оболочкой, заполненной воздухом, при $L/a = 5$; $-\theta_0 = 0^\circ$; $-\theta_0 = 30^\circ$; $-\theta_0 = 60^\circ$.

проявляющихся преимущественно в диапазоне $ka < 2$ и углах локации $\theta_0 = 30^\circ, 60^\circ$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование численного преобразования непрерывных интегральных уравнений в систему линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных перемещений и напряжений, определяемых их значениями в узловых точках криволинейных граничных элементов, позволило рассчитать уровни звукового давления, рассеянного конечной упругой цилиндрической оболочкой. Последняя имеет оконечности полусферической формы, помещена в жидкую среду и рассматривается как полой, так и

заполненной газом или жидкостью. Рассеянное звуковое давление на поверхностях оболочки находится совместным использованием интеграла Кирхгофа и интегрального уравнения для вектора смещения упругой среды, подчиняющегося уравнению Ламе. Вычислены и проанализированы частотные зависимости уровней модулей отраженного оболочкой стационарного звукового сигнала при различных: углах локации, относительных удлинениях и вариантах заполнения ее внутреннего объема. Реализация расчетного алгоритма выполнена с помощью специально разработанного автором программного обеспечения.

$\lg |p_{\Sigma}(P)|, \text{дБ}$

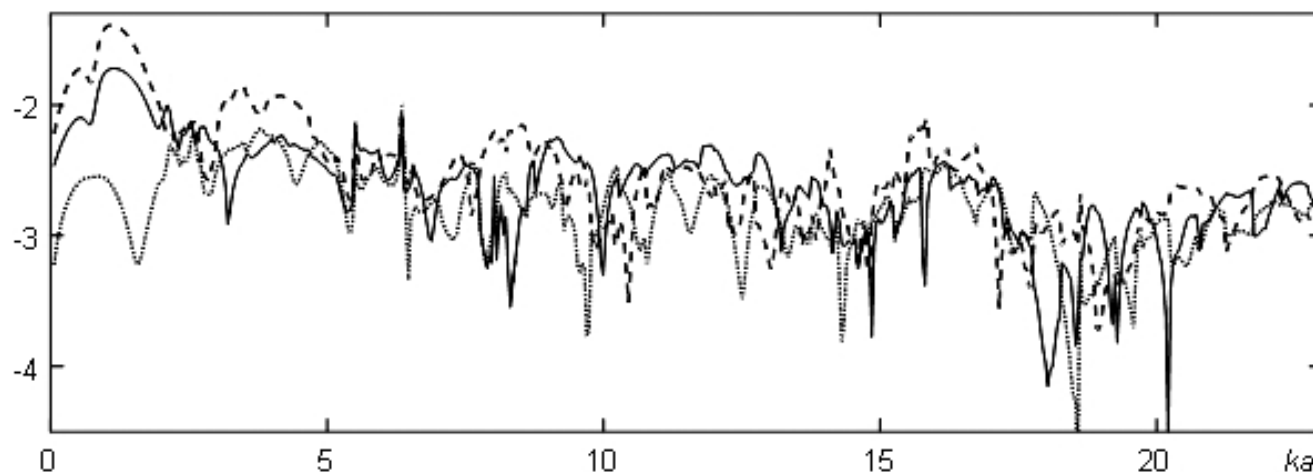


Рис. 7. Уровни модулей частотных зависимостей звукового сигнала, отраженного оболочкой, заполненной воздухом, при $L/a = 2$; $-\theta_0 = 0^\circ$; $-\theta_0 = 30^\circ$; $-\theta_0 = 60^\circ$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кудин МВ. *Решение задач акустики в программном комплексе ANSYS: электронное методическое пособие*. Нижний Новгород, Нижегородский госуниверситет, 2011, 27 с.
2. A.SYS 11.0. Documentation. Theory Reference for ANSYS and ANSYS Workbench. Acoustics// ANSYS, Inc. Southpointe Technology Drive Canonsburg, 2004, 1067 p.
3. Шагров БВ, Бухаров СА, Мартыненко ЮР, и др. *Система конечно-элементного анализа общего назначения MSC Nastran: методическое пособие*. Москва, MSC Software Corporation, 2020, 50 с.
4. Шимкович ДГ. *Расчет конструкций в MSC Nastran: методическое пособие*. Москва, ДМК Пресс, 2003, 448 с.
5. Красников ГЕ, Нагорнов ОВ, Старостин НВ. *Моделирование физических процессов с использованием пакета Comsol Multiphysics: методическое пособие*. Москва, Изд-во МИФИ, 2012, 184 с.
6. Ильменков СЛ. О применении метода функций Грина для расчёта звуковых полей. *Труды IV-й Дальневосточной акустической конференции*, с. 73-75. Владивосток, изд-во Дальневосточного политехнического института, 1986.
7. Ильменков СЛ. О точности метода функций Грина для расчета звуковых полей излучателей сложной формы. *Тезисы докладов Всесоюзного совещания-семинара "Глубоководные системы и комплексы"*. Часть 1, с.75. Черкассы, 1986.
8. Ильменков СЛ. Метод функций Грина в задаче дифракции звука на телах неаналитической формы. *Морские интеллектуальные технологии*, 2014, 2:32-36.
9. Пендеров ЕЛ. *Излучение и рассеяние звука*. Ленинград, Судостроение, 1989, 301 с.
10. Бреббия К, Уокер С. *Применение метода граничных элементов в технике*. Москва, Мир, 1981, 248 с.
11. Ильменков СЛ. Решение задачи дифракции звука на упругом теле неаналитической формы с помощью метода граничных элементов. *Морские интеллектуальные технологии*, 2015, 1, 1(27):30-36.
12. Клепцёв АА. *Гидроакустические рассеиватели*. Санкт-Петербург, Судостроение, 1991, 248 с.
13. Seybert AF, Wu TW, Wu XF. Radiation and Scattering of acoustic waves from elastic solids and shells using the boundary element method. *Journal of the Acoustical Society of America*, 1988, 84(I.5)1906-1911.
14. Клепцёв АА, Ключкин ИИ. *Основы гидроакустики*. Ленинград, Судостроение, 1987, 224 с.
15. Ильменков СЛ. *Развитие методов решения граничных задач гидроакустики*. Санкт-Петербург, СПбГМТУ, 2020, 190 с.

Ильменков Сергей Львович

д.т.н.

Санкт-Петербургский государственный морской технический университет

3, ул. Лопманская, Санкт-Петербург 190121, Россия

E-mail: ilms@rambler.ru

Пересёлков Сергей Алексеевич

д.ф.-м.н.

Воронежский государственный университет

1, Университетская пл., Воронеж 394018, Россия

E-mail: pereselkov@yandex.ru

Грачев Владимир Иванович

к.ф.-м.н., с.н.с.

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

11/7, ул. Моховая, Москва 125009, Россия

E-mail: grachev@cplire.ru

Ладыкин Николай Владимирович

аспирант

Воронежский государственный университет

1, Университетская пл., Воронеж 394018, Россия

E-mail: ladykin.edu@yandex.ru

DOI: 10.17725/rensit.2023.15.433

Определение границ геологических слоёв методом миграции в обратном времени

¹Шевченко А.В., ¹Голубев В.И., ²Екименко А.В.

¹Московский физико-технический институт, <https://mipt.ru/>

Долгопрудный 141700, Московская обл., Российская Федерация

²Газпромнефть НТЦ, <https://ntc.gazprom-neft.ru/>

Санкт-Петербург 190000, Российская Федерация

E-mail: alexshevchenko@phystech.edu, golubev.vi@mipt.ru, ekimenko.av@gazpromneft-ntc.ru

Поступила 16.10.2023, рецензирована 23.10.2023, принята 30.10.2023, опубликована 06.12.2023.

Представлена действительным членом РАЕН П.Б. Петровым

Аннотация: Статья посвящена решению важной практической задачи – определение структуры подповерхностного пространства геологической среды по данным наземных сейсмических исследований. Благодаря регистрации отражённых от границ геологических слоёв сейсмических волн, возможно оконтуривание залежей углеводородов, что позволяет эффективно планировать схему разработки месторождения. Оптимизация процесса добычи позволяет сделать его рентабельным, в том числе при разработке нетрадиционных месторождений углеводородов. В работе рассмотрена технология построения миграционного изображения с помощью метода миграции в обратном времени. В общем случае проведён аналитический вывод расчётных формул. Для практически значимого случая акустической среды в явном виде выписаны упрощённые расчётные формулы, проведена их реализация в виде программного алгоритма. Отдельно обсуждается вопрос повышения качества миграционного изображения без существенного увеличения вычислительной сложности задачи. Авторами продемонстрирована работоспособность данного подхода на широко используемой геологической модели Marmousi.

Ключевые слова: математическое моделирование, сейсмическая разведка, миграция в обратном времени.

УДК 004.94

Благодарности: Работа выполнена в рамках проекта Российского научного фонда № 21-11-00139.

Для цитирования: Шевченко А.В., Голубев В.И., Екименко А.В. Определение границ геологических слоёв методом миграции в обратном времени. РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии, 2023, 15(4):433-440. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.433.

Localization of the geological layer boundaries using the reverse time migration method

Alexey V. Shevchenko, Vasily I. Golubev

Moscow Institute of Physics and Technology, <https://mipt.ru/>

Dolgoprudny 141700, Moscow region, Russian Federation

E-mail: alexshevchenko@phystech.edu, golubev.vi@mipt.ru

Anton V. Ekimenko

Gazpromneft's Research and Development Center, <https://ntc.gazprom-neft.com/>

St Petersburg 190000, Russian Federation

E-mail: ekimenko.av@gazpromneft-ntc.ru

Received October 16, 2023, peer-reviewed October 23, 2023, accepted October 30, 2023, published December 06, 2023.

Abstract: The article is devoted to solving an important practical problem - determining the structure of the subsurface space of the geological environment based on surface seismic data. Thanks to the registration of seismic waves reflected from the boundaries of geological layers, it is possible

to delineate hydrocarbon deposits, which makes it possible to effectively plan a field development scheme. Optimizing the production process makes it possible to make it profitable, including when developing unconventional hydrocarbon deposits. The paper discusses the technology of constructing a migration image using the reverse time migration method. In the general case, an analytical derivation of the calculation formulas was carried out. For the practically significant case of an acoustic environment, simplified calculation formulas are explicitly written out and implemented in the form of a software algorithm. The issue of improving the quality of the migration image without significantly increasing the computational complexity of the problem is discussed separately. The authors demonstrated the performance of this approach using the widely used Marmousi geological model.

Keywords: mathematical modeling, seismic survey, reverse-time migration

UDC 004.94

Acknowledgments: The work was carried out within the framework of the Russian Science Foundation project No. 21-11-00139.

For citation: Alexey V. Shevchenko, Vasily I. Golubev, Anton V. Ekimenko. Determination of the boundaries of geological layers using the reverse time migration method. *RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies*, 2023, 15(4):433-440e. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.433.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (434)
 2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ (435)
 - 2.1. ОСНОВНАЯ ИДЕЯ МЕТОДА RTM (435)
 - 2.2. МЕТОД RTM В ОПЕРАТОРНОЙ ФОРМЕ (436)
 - 2.3. АКУСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ (437)
 - 2.4. ПОСТ-ОБРАБОТКА ГРАДИЕНТА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ МИГРАЦИОННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ (438)
 3. РЕЗУЛЬТАТЫ (438)
 4. ВЫВОДЫ (439)
- ЛИТЕРАТУРА (439)

1. ВВЕДЕНИЕ

Сейсморазведка является основным методом детального изучения строения геологического массива. Большая часть работ выполняется по методу отражённых волн в модификации общей глубинной точки (ОГТ). Получаемые в результате таких работ сейсмические разрезы интерпретируются геологами. На основе сейсмических разрезов ими выполняется построение геологических моделей, оценка ресурсной базы полезных ископаемых.

Сейсмические разрезы ОГТ обладают рядом недостатков: дифрагированные волны, связанные с разломами и малоразмерными объектами, отображаются в виде дифракционных гипербола, наклонные границы отображаются не в истинном положении, синклинальные структуры отображаются петлями. В тех случаях, когда в геологическом разрезе есть скоростные аномалии, нижележащие отражающие горизонты хуже фокусируются, а их рельеф искажается. Процедура миграции сейсмических данных направлена на минимизацию указанных недостатков и построение достоверного сейсмического изображения.

Одним из передовых методов миграции является метод миграции в обратном времени – Reverse-Time Migration (RTM). Основы этого метода были заложены в фундаментальных работах [1-3]. В дальнейшем метод был развит и обобщён на более сложные модели сред с использованием различных параметризаций, интегральных формул и техник пост-обработки различными исследователями [4-8].

В данной статье представлен успешный опыт применения метода RTM для построения миграционного изображения сложно построенной геологической среды в двумерной постановке. В общем случае изложен подробный вывод основополагающих формул, а также способ их редуцирования на частный случай акустической среды. Результаты работы содержат описание проведённых компьютерных экспериментов и построенные миграционные изображения.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

2.1. Основная идея метода RTM

Пусть в результате проведения сейсморазведки были зарегистрированы данные $D = \bar{D}(t)$: сигнал на приёмниках в точках \vec{x}_i , зависящий от времени. Обозначив волновое поле (вообще говоря, неизвестное) во всём геологическом массиве через u , можно записать, что $D = Ru$, где R – оператор сужения (в англоязычной литературе restriction operator). При этом $u \in U$, где U – пространство допустимых функций координат и времени. Пусть физико-математическая модель среды описывается дифференциальным уравнением

$$F[m]u = f, \tag{1}$$

где f – известная правая часть, $m \in M$ – параметры среды из некоего пространства допустимых параметров M , $F[m]$ – дифференциальный оператор, действующий на функции из пространства U . Дифференциальная задача на основе уравнения (1) является корректной по Адамару при задании подходящих начальных и граничных условий. Можем считать, что эти условия входят в определение пространства U .

Тогда можно выписать следующую функцию невязки:

$$\begin{aligned} \Psi(m) &= \frac{1}{2} \left\| (Ru)(t) - \bar{D}(t) \right\|_{R^n(t)}^2 = \\ &= \frac{1}{2} \int_0^T \left\| (\overline{Ru})(t) - \bar{D}(t) \right\|_{R^n}^2 dt = \\ &= \frac{1}{2} \sum_{i=0}^n \int_0^T \left((\overline{Ru})(t) - \bar{D}(t) \right)_i^2 dt. \end{aligned} \tag{2}$$

В данной формуле волновое поле u является единственным решением уравнения (1), следовательно, $u = u[m]$ и $\Psi = \Psi[m]$.

Выпишем определения нескольких понятий, используемых далее в статье.

Производной Фреше функционала A , действующего из нормированного пространства E в R^1 ($A: E \rightarrow R^1$) в точке $x_0 \in E$ называется линейный функционал

$$\left. \frac{\partial A}{\partial x} \right|_{x_0} : E \rightarrow R^1 \left(\left. \frac{\partial A}{\partial x} \right|_{x_0} (\tilde{x}) = y, \tilde{x} \in E, y \in R \right)$$

такой, что

$$A(x) - A(x_0) = \left. \frac{\partial A}{\partial x} \right|_{x_0} (x - x_0) + \alpha(x) \|x - x_0\|, \tag{3}$$

$$\lim_{x \rightarrow x_0} \alpha(x) = 0.$$

Также в дальнейшем будет использовано определение сопряжённого оператора A^* к оператору A для пространств со скалярным произведением $\langle \cdot, \cdot \rangle$:

$$\langle Ax, y \rangle = \langle x, A^*y \rangle. \tag{4}$$

Распределение параметров среды $m_* = \operatorname{argmin} \Psi[m]$ можно считать решением обратной задачи нахождения параметров среды m по известному уравнению (1), известной правой части f и известным зарегистрированным данным D . Для поиска m_* можно применять различные методы оптимизации, например, часто используются градиентные методы с использованием производных в смысле Фреше (3). Было замечено, что, если начальное приближённое распределение параметров является сглаженной версией истинного (это часто бывает так в силу оценки среднего значения скорости), то искомое приращение параметров среды $m_* - m_{\text{initial}}$ соответствует

миграционному изображению среды. На основе этого наблюдения был предложен метод RTM, заключающийся в нахождении градиента $\partial\Psi/\partial m$ и его последующей обработке для получения миграционного изображения.

2.2. МЕТОД RTM В ОПЕРАТОРНОЙ ФОРМЕ

В данном подразделе рассмотрим способ нахождения производной $\partial\Psi/\partial m$. Прямое дифференцирование функционала невязки (2) по параметрам среды m потребует нахождения производных $\partial(Ru)/\partial m$, что в дискретном случае соответствует матрице Якоби первых производных $\left\| \frac{\partial(Ru)}{\partial m_j} \right\|$, вычисление которой чрезвычайно затратно. Поэтому для расчёта производной $\partial\Psi/\partial m$ используется техника решения сопряжённого уравнения, не требующая явного вычисления $\partial(Ru)/\partial m$. Вывод соответствующих формул может быть проведён несколькими способами [5]. Нами был выбран метод множителей Лагранжа для задачи непрерывной оптимизации с ограничениями, представленный ниже.

Для оптимизации функционала невязки $\frac{1}{2}\|(Ru)(t) - \bar{D}(t)\|_{R^n(t)}^2$ при дополнительном ограничении $F[m]u = f$ рассмотрим функционал Лагранжа

$$L[m, \tilde{u}, \tilde{\lambda}] = \frac{1}{2}\|(R\tilde{u})(t) - \bar{D}(t)\|_{R^n(t)}^2 + \langle \tilde{\lambda}, F[m]\tilde{u} - f \rangle \tag{5}$$

с произвольными $m \in M, \tilde{u} \in U, \tilde{\lambda} \in U^*$, где пространство U^* определяет функции такой же гладкости, как и в пространстве U , с теми же граничными условиями, но с условиями в конечный момент времени вместо начальных условий. Из теории оптимизации известно, что минимум функционала достигается в точке, где производные Лагранжиана равны нулю [9]. Сначала выпишем дифференциалы Фреше функционала L по \tilde{u} и $\tilde{\lambda}$, используя определение сопряжённого оператора (4):

$$\frac{\partial L}{\partial \tilde{\lambda}} \Big|_{m, \tilde{u}, \tilde{\lambda}} (\tilde{\lambda}) = 0 + \langle \tilde{\lambda}, F[m]u - f \rangle, \tag{6}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial L}{\partial \tilde{u}} \Big|_{m, \tilde{u}, \tilde{\lambda}} (\tilde{u}) &= \langle R\tilde{u} + D, R\hat{u} \rangle + \langle F[m]^* \lambda, \hat{u} \rangle = \\ &= \langle R^*(R\tilde{u}) + D \rangle + F[m]^* \lambda, \hat{u}. \end{aligned} \tag{7}$$

Приравнивая производные выше к нулю, мы получим прямую задачу относительно u и сопряжённую задачу относительно λ :

$$\frac{\partial L}{\partial \tilde{\lambda}} = 0 \Leftrightarrow F[m]u - f = 0, \tag{8}$$

$$\frac{\partial L}{\partial \tilde{u}} = 0 \Leftrightarrow R^*(R\tilde{u} + D) + F[m]^* \lambda = 0. \tag{9}$$

Уравнение (8) представляет собой прямую задачу, решаемую каким-либо численным методом. Для задач сейсмологии было разработано множество различных подходов, например, [10-12]. Уравнение (9) представляет собой сопряжённую задачу относительно λ , также решаемую численно. В следующем разделе будет показано, что для акустической модели оператор F и сопряжённый к нему F^* таковы, что для решения сопряжённой задачи возможно применение того же решателя, что и для прямой задачи.

Теперь рассмотрим дифференциал Фреше L по параметрам среды m в предположении линейности слагаемых оператора F по m ($\tilde{u}, \tilde{\lambda}$ не зависят от m):

$$\begin{aligned} \frac{\partial L}{\partial m} \Big|_{m, \tilde{u}, \tilde{\lambda}} (\hat{m}) &= \frac{\partial}{\partial m} \langle \tilde{\lambda}, F[m]u \rangle \Big|_{m, \tilde{u}, \tilde{\lambda}} (\hat{m}) = \\ &= \langle \tilde{\lambda}, F[m + \hat{m}] - F[m](u) \rangle_U = \\ &= \langle I(\bar{x}), \hat{m} \rangle_M. \end{aligned} \tag{10}$$

Таким образом, производной функционала по параметрам m является интегральный оператор на пространстве M с ядром I :

$$\langle I(\bar{x}), \hat{m} \rangle_M = \int_{\Omega} \int_0^T \lambda \cdot (F[m + \hat{m}] - F[m])u dt d\bar{x}. \tag{11}$$

Ядро $I = I(\bar{x})$ определяет интегральный оператор, задающий производную Фреше, поэтому I обычно называют градиентом $\partial\Psi/\partial m$. Это ядро и является искомой производной.

Итак, алгоритм вычисления $\partial\Psi/\partial m$ следующий:

1. Решить прямую задачу (8) – найти u .
2. Решить сопряжённую задачу (9) – найти λ .
3. Посчитать градиент $I = I(\bar{x})$ по формуле интеграла (11) по рассчитанным u и λ .

2.3. АКУСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В данной работе для описания распространения сейсмических волн в геологической среде использовались уравнения акустики. Эта модель корректно описывает распространение продольных волн, их многократное прохождение и отражение на границах раздела слоёв. Математически модель можно записать в виде скалярного волнового уравнения

$$u_{tt} = c^2 \Delta u + f. \tag{12}$$

В данном уравнении $u = u(\bar{x}, t)$ – отклонение давления в среде от равновесного; $c = c(\bar{x}) > 0$ – скорость распространения продольных волн, Δ – оператор Лапласа. Таким образом, оператор F может быть записан в виде

$$F[m] = \frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \sum_{i=1}^d \frac{\partial^2}{\partial x_i^2}. \tag{13}$$

Задача рассматривается с нулевыми начальными условиями, поскольку до начала проведения сейсморазведки среда находилась в состоянии покоя. На единственной физической границе – дневной поверхности – ставится нулевое граничное условие. Таким образом, можно определить пространства $\mathcal{U}, \mathcal{U}^*$:

$$\mathcal{U} = \{f \in C^2 : f|_{t=0} = 0, f_{|_{t=T}} = 0, f|_{\bar{x} \in \partial\Omega} = 0\}, \tag{14}$$

$$\mathcal{U}^* = \{f \in C^2 : f|_{t=T} = 0, f_{|_{t=0}} = 0, f|_{\bar{x} \in \partial\Omega} = 0\}, \tag{15}$$

Отсюда можно получить условие самосопряжённости $F = F^*$:

$$\forall u \in \mathcal{U} \ \forall \lambda \in \mathcal{U}^* \rightarrow \langle F[m]u, \lambda \rangle_{L_2} = \langle u, F[m]\lambda \rangle_{L_2}. \tag{16}$$

Оператор сужения R представляет собой взятие значений в точках \bar{x}_i , а сопряжённый к нему R^* – оператор, приводящий временной сигнал в наборе точек к сумме дельта-функций по координате в этом наборе точек. Таким образом, правая часть сопряжённого уравнения (9) $-R^*(Ru - D)$ есть сумма точечных источников, расположенных в местоположениях приёмников данных D .

Для вычисления I по формуле (11) остаётся представить в явном виде выражение $(F[m + \hat{m}] - F[m])u$. При этом \hat{m} в итоговую формулу не войдёт, будучи перенесённым в другой множитель скалярного произведения согласно формуле (10). Считая параметром m квадрат скорости, из (13) получаем

$$(F[m + \hat{m}] - F[m])u = \hat{c}^2 \Delta u, \tag{17}$$

$$I(\bar{x}) = \int_0^T \lambda \cdot \Delta u \, dt. \tag{18}$$

Однако необходимо отметить, что для других параметризаций рассматриваемой модели результат будет иным. Например, считая параметром среды медленность $\beta = 1/c^2$, можно записать $F_1 = \beta u_{tt} - \Delta u$, из чего следует $(F_1[m + \hat{m}] - F_1[m])u = \beta u_{tt}$ и формула

$$I_1(\bar{x}) = \int_0^T \lambda \cdot u_{tt} \, dt. \tag{19}$$

Последняя формула с учётом нулевых начальных условий на u и конечных условий на λ по правилу интегрирования по частям легко переписывается в виде

$$I_1(\bar{x}) = \int_0^T \lambda \cdot u_{tt} \, dt = - \int_0^T \lambda_t \cdot u_t \, dt = \int_0^T \lambda_{tt} \cdot u \, dt. \tag{20}$$

В данной работе мы использовали широко применяемую на практике упрощённую формулу

$$I(\bar{x}) = \int_0^T \lambda \cdot u dt. \quad (21)$$

2.4. ПОСТ-ОБРАБОТКА ГРАДИЕНТА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ МИГРАЦИОННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

Для части реальных задач получаемый градиент $\partial\Psi/\partial m$ достаточно далёк от желаемого миграционного изображения. Существует несколько подходов к улучшению результата. Например, в Least-Squares RTM выполняется процедура градиентного спуска для достижения $dm \approx m_* - m_{\text{initial}}$, однако этот метод требует больших вычислительных ресурсов. В данной работе мы использовали несколько более простых техник, позволяющих за малое вычислительное время заметно улучшить итоговое миграционное изображение.

Первым таким методом является компенсация затухания сейсмического сигнала. Известно, что амплитуда волн уменьшается в связи с геометрическим расхождением даже в модели геологической среды без диссипации. Следовательно, амплитуда градиента, получаемого при помощи интеграла (21), затухает с глубиной, потому что источники и прямой, и сопряжённой задач расположены вблизи поверхности. Для компенсации этого эффекта было предложено заменить интегральную формулу (21) на следующую:

$$\text{Image}(\bar{x}) = \frac{\sum_{s:\text{sources}} \int_0^T u_s \lambda_s dt}{\sum_{s:\text{sources}} \int_0^T u_s^2 dt + \delta}. \quad (22)$$

Неотрицательный знаменатель отделяется от нуля при помощи малой константы δ . Также в эту формулу мы явно добавили суммирование по всем источникам: для каждого источника есть свой набор данных D и проводится свой расчёт прямой и сопряжённой задачи.

Для подавления низкочастотных компонентов шума на полученном изображении применяется стандартный фильтр Лапласа.

Поскольку амплитуды $I(\bar{x})$ в непосредственной близости от источников и приёмников крайне велики, но не представляют значительного интереса, при отображении I для визуального анализа значения вблизи поверхности (до глубин порядка 100 м) зануляются.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Описанный в работе вычислительный алгоритм был реализован авторами в виде компьютерной программы на языке Python. Для численного решения определяющих уравнений прямой и сопряжённой задач использовался решатель с открытым исходным кодом SpecFem2D, основанный на методе спектральных элементов [13]. В качестве базиса для разложения решения использовались элементы 4-го порядка. Вблизи боковых и нижней границ дополнительно использовались поглощающие PML-слои [14]. В процессе моделирования рассчитанные поля давлений сохранялись на жёсткий диск, после чего использовались для расчёта интеграла по формуле (22).

Рассматривалась двумерная постановка задачи с широко используемой тестовой геологической моделью Marmousi [15] в монопараметрической акустической постановке (13). На **Рис. 1** представлено распределение скоростей в истинной модели среды. Для построения модели начального приближения данное распределение было сглажено при помощи функции `gaussian_filter` библиотеки `SciPy.ndimage`. Для наглядности разность между начальным приближением и

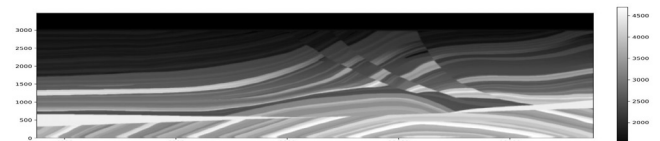


Рис. 1. Распределение скорости продольных волн в модели Marmousi.

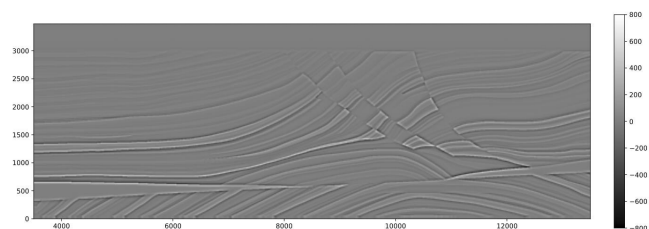


Рис. 2. Разница в параметрах истинной модели и использованного начального приближения.

истинным распределением ($m_* - m_{\text{initial}}$) представлена на **Рис. 2**.

При проведении компьютерных расчётов использовалась квадратная расчётная сетка с шагом 20 м, покрывающая геологическую модель размерами 10×3.5 км. Общее время компьютерного эксперимента составляло 3.5 с, шаг по времени выбирался равным $3.5 \cdot 10^{-4}$ с. В качестве функции источника использовался импульс Рикера с пиковой частотой 25 Гц. На дневной поверхности данные регистрировались 491 приёмником, расположенными равномерно с шагом 20 м на глубине 10 м. Для построения миграционного изображения использовался 61 источник с шагом 150 м на глубине 10 м. На **Рис. 3** представлен результат работы метода RTM.

4. ВЫВОДЫ

В работе рассмотрена обратная задача сейсмической разведки – определение положения границ раздела геологических

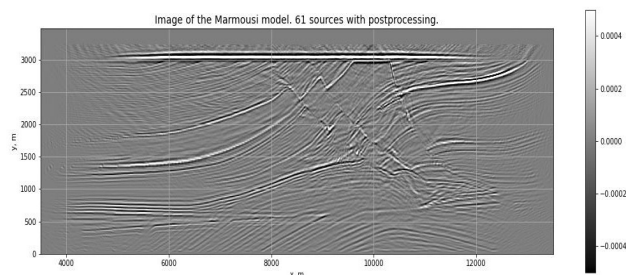


Рис. 3. Рассчитанное миграционное изображение.

слоёв. Представлен вывод расчётного алгоритма для проведения процедуры миграции сейсмических данных в обратном времени в общем случае. Получены упрощённые расчётные формулы для акустической модели геологической среды. Проведена реализация вычислительного алгоритма в виде компьютерной программы, использованной для решения задачи с тестовой моделью Marmousi. Анализ полученного миграционного изображения подтверждает возможность локализации отражающих горизонтов и подавления шумов.

Дальнейшим продолжением исследований авторы видят обобщение рассмотренного подхода на более сложные модели геологических сред, например, изотропные и анизотропные линейно упругие модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lailly P. The Seismic Inverse Problem as a Sequence of before Stack Migrations. In: Bednar JB, Robinson E, Weglein A. (eds.). *Conference on Inverse Scattering – Theory and Application*, SIAM, Philadelphia, 1983, pp. 206-220.
2. Tarantola A. Inversion of seismic reflection data in the acoustic approximation. *Geophysics*, 1984, 49:1259-1266.
3. Baysal E, Kosloff DD, Sherwood JWC. Reverse time migration. *Geophysics*, 1983, 48:1514-1524.
4. Plessix RE, Mulder WA. Frequency-domain finite-difference amplitude-preserving migration. *Geophys. J. Int.*, 2004, 157:975-987.
5. Plessix RE. A review of the adjoint-state method for computing the gradient of a functional with geophysical applications. *Geophys. J. Int.*, 2006, 167(2):495-502.
6. Yang J, Liu Y, Dong L. Least-squares reverse time migration in the presence of density variations. *Geophysics*, 2016, 81(6):497-509.

7. Sun M, Dong L, Yang J, Huang C, Liu Y. Elastic least-squares reverse-time migration with density variations. *Geophysics*, 2018, 83(6):1-62.
8. Маловичко МС, Шевченко АВ, Голубев ВИ. On imaging conditions for elastic reverse-time migration. *Conference Quasilinear Equations, Inverse Problems and Their Applications (QIPA)*, 2022.
9. Ciarlet PG. *Introduction to Numerical Linear Algebra and Optimization*. Cambridge University Press, New York, 1989.
10. Virieux J, Calandra H, Plessix RE. A review of the spectral, pseudo-spectral, finite-difference and finite-element modelling techniques for geophysical imaging. *Geophysical Prospecting*, 2011, 59(5):794-813.
11. Golubev V, Shevchenko AV, Petrov I. Raising convergence order of grid-characteristic schemes for 2D linear elasticity problems using operator splitting. *Computer Research and Modeling*, 2022, 14(4):899-910.
12. Golubev V, Shevchenko A, Khokhlov N, Petrov I, Malovichko M. Compact Grid-Characteristic Scheme for the Acoustic System with the Piece-Wise Constant Coefficients. *International Journal of Applied Mechanics*, 2022, 14(02). DOI: 10.1142/S1758825122500028.
13. Peter D, Komatitsch D, Luo Y, Martin R et al. Forward and Adjoint Simulations of Seismic Wave Propagation on Fully Unstructured Hexahedral Meshes. *Geophys. J. Int.*, 2011, 186(2):721-39. DOI: 10.1111/J.1365-246X.2011.05044.X
14. Zhinan X, Komatitsch D, Martin R, et al. Improved Forward Wave Propagation and Adjoint-Based Sensitivity Kernel Calculations Using a Numerically Stable Finite-Element PML. *Geophys. J. Int.*, 2014, 198(3):1714-1747.
15. Brougois A, Bourget M, Lailly P, Poulet M, Ricarte P, Versteeg R. Marmousi, model and data. *Conference: EAGE Workshop - Practical Aspects of Seismic Data Inversion*, 1990. DOI: 10.3997/2214-4609.201411190.

Шевченко Алексей Владимирович

научный сотрудник

Московский физико-технический институт

9, Институтский пер., Долгопрудный

141700, Московская область, Россия

E-mail: alexshevchenko@phystech.edu

Голубев Василий Иванович

д.ф.-м.н., доцент

Московский физико-технический институт

9, Институтский пер., Долгопрудный

141700, Московская область, Россия

E-mail: golubev.vi@mipt.ru

Екименко Антон Валерьевич

эксперт

Газпромнефть НТЦ

75-79, наб. р. Мойки, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: ekimenko.av@gazpromneft-ntc.ru.

DOI: 10.17725/rensit.2023.15.441

Помехоустойчивость многопользовательских систем ММО при неидеальной оценке канала и других искажениях

Шинкевич А., Покаместов Д.А., Крюков Я.В., Рогожников Е.В., Шалин Г.Н., Бровкин А.А.

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, <https://tusur.ru/>
Томск 634050, Российская Федерация

E-mail: a.shinkevich00@gmail.com, dmaltomsk@mail.ru, kryukov.tusur@gmail.com, udzbon@mail.ru, shalingn1120@gmail.com, soldierbrovkin@gmail.com

Поступила 09.08.2023, рецензирована 16.08.2023, принята 23.08.2023, опубликована 06.12.2023.

Представлена действительным членом РАЕН А.С. Дмитриевым

Аннотация: Рассматривается производительность разных алгоритмов диаграмообразования в неидеальных условиях. Приведено описание многоантенных систем связи (ММО), алгоритмов диаграмообразования и искажающих воздействий. Описана разработанная имитационная модель канала связи с многопользовательской МУ-ММО, учитывающая разнообразные искажающие факторы. Результаты имитационного моделирования демонстрируют зависимости вероятности битовых ошибок для разных сценариев моделирования.

Ключевые слова: ММО, МУ-ММО, цифровое прекодирование, гибридное формирование луча, несовершенная CSI, потеря канала, пространственная корреляция

УДК 621.396.4

Благодарности: Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-79-10148, <https://rscf.ru/project/22-79-10148/>

Для цитирования: Шинкевич А., Покаместов Д.А., Крюков Я.В., Рогожников Е.В., Шалин Г.Н., Бровкин А.А. Помехоустойчивость многопользовательских систем ММО при неидеальной оценке канала и других искажениях. РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии, 2023, 15(4):441-452. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.441.

Evaluation of noise immunity of multi-user mimo systems with imperfect channel estimation and other distortions

Artem Shinkevich, Dmitry A. Pokamestov, Yakov V. Kryukov, Evgeny V. Rogozhnikov, Georgy N. Shalin, Andrey A. Brovkin

Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, <https://tusur.ru/>
Tomsk 634050, Russian Federation

E-mail: a.shinkevich00@gmail.com, dmaltomsk@mail.ru, kryukov.tusur@gmail.com, udzbon@mail.ru, shalingn1120@gmail.com, soldierbrovkin@gmail.com

Received August 09, 2023, peer-reviewed August 16, 2023, accepted August 23, 2023, published December 06, 2023.

Abstract: The technology of multi-antenna MIMO (Multiple Input Multiple Output) systems is actively used in modern wireless communication systems. MIMO can enhance the performance of wireless data transmission systems, but their effectiveness depends on the transmission conditions. Ideal conditions are represented as a channel with a large number of possible signal propagation paths and an error-free estimation of its parameters. The estimation error significantly affects the performance of the beamforming algorithms used to mitigate inter-user interference in multi-user MIMO (MU-MIMO) systems. Spatial correlation of the channel results in a decrease in the number of independent information transmission streams. These factors can significantly reduce the performance of multi-

antenna systems. For this reason, operating MIMO communication systems under non-ideal conditions is a topical issue. The paper examines the performance of various beamforming algorithms in such conditions. It describes the communication systems with MIMO, beamforming algorithms, and distorting effects. The paper includes a developed simulation model of the communication channel with MU-MIMO accounting for a variety of distorting factors. The results demonstrate the bit-error probability dependences for different simulation scenarios.

Keywords: MIMO, MU-MIMO, digital precoding, hybrid beamforming, imperfect CSI, Los channel, spatial correlation

UDC 621.396.4

Acknowledgments: The study was supported by the Russian Science Foundation grant No. 22-79-10148, <https://rscf.ru/project/22-79-10148/>

For citation: Artem Shinkevich, Dmitry A. Pokamestov, Yakov V. Kryukov, Evgeny V. Rogozhnikov, Georgy N. Shalin, Andrey A. Brovkin. Evaluation of noise immunity of multi-user mimo systems with imperfect channel estimation and other distortions. *RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies*, 2023, 15(4):441-452e. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.441.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (442)
2. ДИАГРАММООБРАЗОВАНИЕ В MU-MIMO (443)
 - 2.1. BLOCK DIAGONALIZATION (444)
 - 2.2. DIRTY-PAPER CODING (445)
 - 2.3. TOMLINSON-HARASHIMA (446)
 - 2.4. CHANNEL INVERSION (446)
 - 2.5. Hybrid Beamforming (447)
3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ (448)
4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (451)

ЛИТЕРАТУРА (451)

1. ВВЕДЕНИЕ

Беспроводные системы связи нашли широкое применение в настоящее время. С увеличением объема передаваемых данных и развитием новых приложений, возрастают требования к современным системам связи: спектральная и энергетическая эффективность, скорость передачи данных, помехоустойчивость, минимизация задержек, возможность подключения большого количества абонентов и др.

Одной из ключевых технологий для повышения спектральной эффективности, а соответственно скорости и помехоустойчивости передачи являются многоантенные системы MIMO (Multiple Input-Multiple Output). В отличие от

традиционных одноантенных систем SISO (Single Input-Single Output) в MIMO используются несколько антенн на передающей и приемной стороне. В идеальном для систем с MIMO случае число независимых потоков кратно числу антенн. Это достигается в некоррелированном многолучевом канале без прямой видимости, в котором приемник синхронен передатчику и идеально оценивает амплитудно-частотную характеристику (АЧХ) канала. Но в реальных системах ввиду близкого расположения антенных элементов присутствует пространственная корреляция сигналов, а шумы не позволяют провести точную оценку АЧХ канала. В отдельных сценариях свойственно наличие прямой видимости, которая также приводит к корреляции сигналов. Эти факторы существенно влияют на производительность MIMO, ухудшая эффективность разделения каналов и их помехоустойчивость.

MIMO подразделяются на два типа: однопользовательские SU-MIMO (Single User MIMO) и многопользовательские MU-MIMO (Multi User-MIMO). В многопользовательских системах базовая станция с несколькими антеннами может одновременно передавать сигнал на

несколько абонентских станций с одной и более антеннами (широковещательный канал) [1]. Также возможен вариант, когда множество абонентов с одной или более антеннами передает сигнал на одну базовую станцию с несколькими антеннами (канал множественного доступа) [1].

Сигналы, предназначенные другим абонентам, будут причиной межпользовательской помехи, с которой необходимо бороться. Для борьбы с этим явлением применяются разные виды диаграммообразования. Системы MU-MIMO позволяют проводить эту процедуру в цифровом, аналоговом или гибридном (цифровом и аналоговом) виде.

Аналоговое диаграммообразование берет свое начало в середине 20-го века, и напрямую связано с фазированными антенными решетками (ФАР). В современных системах с аналоговым диаграммообразованием сигналы с радиочастотной (РЧ) цепи подаются сначала на фазовращатели, а уже потом на антенные элементы, что позволяет менять диаграмму направленности антенны [2] в режиме реального времени.

В случае цифрового диаграммообразования сигнал с выхода модулятора поступает на цифровой предварительный кодер (прекодер), где сигнал умножается на рассчитанные коэффициенты, вследствие этого у сигнала меняется как амплитуда, так и фаза. Существуют разные алгоритмы прекодирования, например, Block Diagonalization (BD) [3], Channel Inversion (ChI) [4], Dirty-Paper Coding (DPC) [5], Tomlinson-Harashima (TH) [6] и другие [7-8].

Гибридное диаграммообразование комбинирует аналоговое формирование луча и цифровое прекодирование. Обработка сигнала в данном случае ведется во временной и частотной

области. В настоящее время гибридное диаграммообразование является основной технологией для систем massive MIMO (*m*MIMO), а также систем связи, диапазоне *mm*Wave [9].

Несмотря на то, что алгоритмы, используемые в MU-MIMO известны давно, оценка и сравнение различных методов диаграммообразования слабо отражены в литературе. В этой статье мы рассматриваем влияние различных искажающих факторов (ошибка оценки АЧХ, пространственная корреляция, райсовский К-фактор) на помехоустойчивость сигналов при использовании разных методов диаграммообразования. Получены зависимости вероятностей битовых ошибок BER (Bit Error Rate) от отношения энергии, приходящейся на один бит информации к спектральной плотности мощности шума. Сделаны выводы об эффективности и целесообразности применения рассмотренных методов.

2. ДИАГРАММООБРАЗОВАНИЕ В MU-MIMO

На Рис. 1 представлены структурные схемы систем с разными вариантами диаграммообразования. Для цифрового и гибридного адаптивного диаграммообразования на передающей стороне необходима информация о состоянии канала (Channel State Information, CSI), которая передается по каналу обратной связи. В реальных системах ввиду

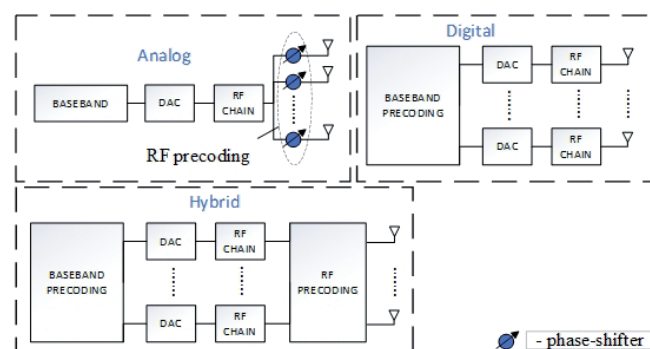


Рис. 1. Виды диаграммообразования.

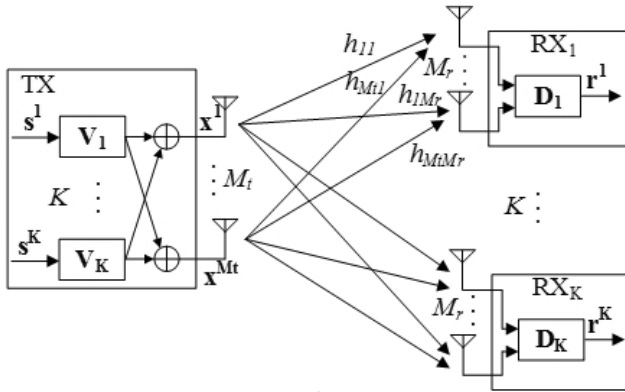


Рис. 2. Структурная схема системы MU-MIMO с прекодированием.

наличия шумов не всегда возможна точная оценка параметров канала. Дискретность CSI также влияют на производительность систем MIMO, таким образом, при рассмотрении эффективности алгоритмов диаграммообразования необходимо учитывать неидеальность оценки.

Для постановки проблемы рассмотрим математическую модель системы MU-MIMO с цифровым диаграммообразованием (прекодированием), на Рис. 2 представлена ее структурная схема.

Пусть s^1, \dots, s^K – символы модуляции K абонентов; $\mathbf{s} = [(s^1)^T, \dots, (s^K)^T]^T$, – операция транспонирования; $\mathbf{V}_1, \dots, \mathbf{V}_K$ – матрицы прекодирования; $\mathbf{V} = [\mathbf{V}_1, \dots, \mathbf{V}_K]$, \mathbf{x}^k – векторы символов, передаваемые через M_t антенн;

$$\mathbf{X} = [(\mathbf{x}^1)^T, \dots, (\mathbf{x}^K)^T]^T,$$

$$\mathbf{X} = \mathbf{V}\mathbf{S} = \sum_{k=1}^K \mathbf{x}^k = \sum_{k=1}^K \mathbf{V}_k \mathbf{s}^k.$$

Пусть \mathbf{y}^k – вектор отсчетов сигнала на входе k -го приемника, \mathbf{n}^k – вектор отсчетов реализаций шума на входе k -го приемника, \mathbf{H}_k – матрица канальных коэффициентов для k -го приемника, $\mathbf{H} = [\mathbf{H}_1^T, \dots, \mathbf{H}_K^T]^T$.

$$\mathbf{y}^k = \mathbf{H}_k \mathbf{X} + \mathbf{n}^k = \mathbf{H}_k \mathbf{x}^k + \sum_{i=1, i \neq k}^K \mathbf{H}_k \mathbf{x}^i + \mathbf{n}^k =$$

$$= \mathbf{H}_k \mathbf{V}_k \mathbf{s}^k + \sum_{i=1, i \neq k}^K \mathbf{H}_k \mathbf{V}_i \mathbf{s}^i + \mathbf{n}^k,$$

$$\mathbf{Y} = \mathbf{H}\mathbf{X} + \mathbf{N},$$

$$\mathbf{N} = \begin{bmatrix} \mathbf{n}^1 \\ \vdots \\ \mathbf{n}^K \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} n_1 \\ \vdots \\ n_{KM_r} \end{bmatrix}.$$

В каждом из K приемников выполняется постобработка сигнала с использованием матриц \mathbf{D}_k , восстановленный сигнал для k -го пользователя \mathbf{r}^k описывается следующими выражениями:

$$\mathbf{r}^k = \mathbf{D}_k \mathbf{y}^k,$$

$$\mathbf{r}^k = \mathbf{D}_k (\mathbf{H}_k \mathbf{V}_k \mathbf{s}^k + \sum_{i=1, i \neq k}^K \mathbf{H}_k \mathbf{V}_i \mathbf{s}^i + \mathbf{n}^k).$$

Таким образом: $\mathbf{D}_k \mathbf{H}_k \mathbf{V}_k \mathbf{s}^k$ – полезный сигнал, предназначенный k -му абоненту, $\sum_{i=1, i \neq k}^K \mathbf{D}_k \mathbf{H}_k \mathbf{V}_i \mathbf{s}^i$ – интерференционная составляющая.

Задачу цифрового диаграммообразования можно сформулировать как задачу минимизации интерференционной составляющей, что эквивалентно выражению:

$$\sum_{i=1, i \neq k}^K \mathbf{D}_k \mathbf{H}_k \mathbf{V}_i \mathbf{s}^i \equiv \mathbf{\Theta},$$

где $\mathbf{\Theta}$ – нулевой вектор

Таким образом, задача сводится к поиску прекодирующих матриц \mathbf{V}_i и матриц постобработки \mathbf{D}_k .

Рассмотрим подробнее упомянутые ранее виды прекодирования, а также гибридное диаграммообразование.

2.1. Block Diagonalization

Для формирования матрицы прекодирования для k -го пользователя необходима информация о состоянии каналов других пользователей (матрица интерференций), состоящая из матриц канала между базовой станцией и остальными пользователями [3]

$$\hat{\mathbf{H}}_k = [\hat{\mathbf{H}}_1^T, \dots, \hat{\mathbf{H}}_{k-1}^T, \hat{\mathbf{H}}_{k+1}^T, \dots, \hat{\mathbf{H}}_K^T]^T. \quad (1)$$

После этого происходит сингулярное разложение (Singular Value Decomposition, SVD) полученной матрицы и вычисление ее ранга

$$\hat{L}_k = \text{rank}(\hat{\mathbf{H}}_k),$$

$$\hat{\mathbf{H}}_k = \hat{\mathbf{U}}_k \hat{\mathbf{\Lambda}}_k [\hat{\mathbf{V}}_k^{(1)} \hat{\mathbf{V}}_k^{(0)}]^H,$$

где \mathbf{U}_k – левые сингулярные векторы, $\mathbf{\Lambda}_k$ – диагональная матрица, содержащая сингулярные числа матрицы \mathbf{H}_k , $\mathbf{V}_k^{(1)}$ – первые L_k правых сингулярных векторов матрицы \mathbf{V}_k , а $\mathbf{V}_k^{(0)}$ – $(N_{\text{tx}} - L_k)$ правых сингулярных векторов матрицы \mathbf{V}_k ; $\mathbf{V}_k^{(0)}$ формирует ортогональный базис для пространства из (1) [3]. Здесь и далее $(\cdot)^H$ – операция Эрмитова сопряжения.

Следующий этап заключается в SVD произведения канальной матрицы k -го пользователя на $\hat{\mathbf{V}}_k^{(0)}$

$$\mathbf{H}_k \hat{\mathbf{V}}_k^{(0)} = \mathbf{U} \mathbf{\Lambda} [\mathbf{V}_k^{(1)} \mathbf{V}_k^{(0)}]^H.$$

В результате общую матрицу прекодирования можно выразить следующим образом: $\mathbf{V} = [\hat{\mathbf{V}}_1^{(0)} \mathbf{V}_1^{(1)}, \hat{\mathbf{V}}_2^{(0)} \mathbf{V}_2^{(1)}, \dots, \hat{\mathbf{V}}_K^{(0)} \mathbf{V}_K^{(1)}]$.

Матрицу постобработки можно выразить следующим образом [3]:

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} \mathbf{U}_1^H & \dots & \mathbf{0} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \mathbf{0} & \dots & \mathbf{U}_K^H \end{bmatrix}.$$

2.2. Dirty-Paper Coding

Алгоритм DPC основан на LQ-разложении канальной матрицы [1], которое в свою очередь связано с QR-разложением

$$\mathbf{H} = \mathbf{LQ}, \tag{2}$$

где \mathbf{L} – нижнетреугольная матрица (элементы выше от главной диагонали равны нулю), а \mathbf{Q} – ортогональная матрица ($\mathbf{Q}\mathbf{Q}^H = \mathbf{Q}^H\mathbf{Q} = \mathbf{I}$)

$$\mathbf{H} = \mathbf{QR}, \tag{3}$$

где \mathbf{R} – верхнетреугольная матрица (элементы ниже главной диагонали равны нулю), а \mathbf{Q} – ортогональная матрица.

Выведем связь LQ и QR разложений (2) и (3):

$$(\mathbf{QR})^H = \mathbf{R}^H \mathbf{Q}^H = \mathbf{LQ}^H = \mathbf{H}^H. \tag{4}$$

Из (4) следует, QR-разложением матрицы \mathbf{H}^H будет Эрмитово-сопряженное LQ-разложение матрицы \mathbf{H} .

Прекодирующая матрица рассчитывается на основе матрицы \mathbf{L} . Умножение прекодированного сигнала на \mathbf{Q}^H позволяет устранить влияние \mathbf{Q} [1]. С учетом этого принятый сигнал можно записать следующим образом [1]

$$\begin{aligned} \mathbf{Y} &= \mathbf{H}\mathbf{Q}^H\mathbf{X} + \mathbf{Z} = \mathbf{LQ}\mathbf{Q}^H\mathbf{X} + \mathbf{Z} = \\ &= \mathbf{LX} + \mathbf{Z} = \begin{pmatrix} l_{11} & 0 & \dots & 0 \\ l_{21} & l_{22} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ l_{m1} & l_{m2} & \dots & l_{mm} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \vdots \\ x_m \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} z_1 \\ z_2 \\ \vdots \\ z_m \end{pmatrix}, \end{aligned} \tag{5}$$

где \mathbf{X} – прекодированный сигнал, \mathbf{Z} – шум.

Выразим из (5) условия приема без помех. Для первой антенны это будет:

$$x_1 = \tilde{x}_1, \tag{6}$$

где \tilde{x}_1 – сигнал на входе прекодера.

Из (5) условие для 2-й антенны будет:

$$x_2 = \tilde{x}_2 - \frac{l_{21}}{l_{22}} x_1, \tag{7}$$

из (6) и (7) условие для i -й антенны:

$$x_i = \tilde{x}_i + \sum_{k=1}^{i-1} (-1) \frac{l_{ik}}{l_{ii}} x_k.$$

С учетом этого прекодирующую матрицу можно описать с помощью следующего выражения [1]:

$$\begin{aligned} &\begin{pmatrix} 1 & 0 & \dots & 0 \\ -\frac{l_{21}}{l_{22}} & 1 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ -\frac{l_{m1}}{l_{mm}} & -\frac{l_{m2}}{l_{mm}} & \dots & 1 \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} l_{11} & 0 & \dots & 0 \\ l_{21} & l_{22} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ l_{m1} & l_{m2} & \dots & l_{mm} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} l_{11} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & l_{12} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & l_{mm} \end{pmatrix}. \end{aligned} \tag{8}$$

Прекодированный сигнал можно выразить с помощью следующей формулы:

$$\mathbf{X} = \mathbf{L}^{-1} \text{diag}(\mathbf{L}) \tilde{\mathbf{X}}, \tag{9}$$

где \mathbf{L} – матрица LQ разложения матрицы \mathbf{H} , $\tilde{\mathbf{X}}$ – сигнал с выхода модулятора, diag – элементы главной диагонали.

Постобработка для данного алгоритма заключается в следующем выражении [1]:

$$\hat{\mathbf{X}} = \begin{pmatrix} l_{11} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & l_{12} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & l_{mm} \end{pmatrix}^{-1} \mathbf{Y}, \quad (10)$$

где $\hat{\mathbf{X}}$ – восстановленный сигнал.

DPC является нелинейным алгоритмом и позволяет достичь максимально возможной пропускной способности в системах MIMO. Но на практике данный алгоритм мало применим, ввиду высокой вычислительной сложности, а также увеличения мощности передачи, вызванного особенностями работы алгоритма.

2.3. Tomlinson-Harashima

Алгоритм TH можно рассматривать как DPC с симметричной операцией по модулю. Первоначально TH предлагалось для уменьшения пиковой или средней мощности в эквалайзере с обратной связью по принятию решений (Decision Feedback Equalizer, DFE). Идея TH в DFE заключается в устранении влияния пост-курсорной межсимвольной интерференции (МСИ) [10] на передающей стороне, где передаваемые символы априорно известны [11,12].

Обозначим прекодированный по алгоритму DPC сигнал (9), как \mathbf{C} .

Симметричную операцию по модулю для сигнала можно выразить следующим образом:

$$\mathbf{X} = \mathbf{C} - 2A \left\lfloor \frac{(\mathbf{C} + A + jA)}{2A} \right\rfloor, \quad (11)$$

где $A = \sqrt{M}$, а M – порядок модуляции, \mathbf{X} – прекодированный сигнал, $\lfloor \rfloor$ – операция округления до ближайшего целого в меньшую сторону.

Выражение 11 можно преобразовать следующим образом:

$$\mathbf{X} = \mathbf{C} - 2A \left(\left\lfloor \frac{\text{Re}(\mathbf{C}) + A}{2A} \right\rfloor + j \left\lfloor \frac{\text{Im}(\mathbf{C}) + A}{2A} \right\rfloor \right), \quad (12)$$

где Re – вещественная часть числа, Im – мнимая часть числа, j – мнимая единица.

Задача постобработки сводится к выражению 10 из DPC и последующей операцией по модулю (12).

2.4. Channel Inversion

Прекодирование по алгоритму ChI для систем MU-MIMO по своей сути представляет собой операцию пред-эквалайзирования [13] для систем SU-MIMO и строится на тех же выражениях.

В случае Zero-Forcing (ZF) матрица прекодирования выражается следующим образом:

$$\mathbf{W}_{ZF} = \beta \mathbf{H}^{-1}, \quad (13)$$

где \mathbf{H} – канальная матрица, β – коэффициент ограничения полной передаваемой мощности после пред-эквалайзирования.

Коэффициент β рассчитывается по следующей формуле:

$$\beta = \sqrt{\frac{N_{TX}}{\text{Tr}(\mathbf{H}^{-1}(\mathbf{H}^{-1})^H)}},$$

где N_{TX} – количество передающих антенн, \mathbf{H} – канальная матрица, а Tr – след матрицы (сумма элементов главной диагонали).

Данный коэффициент позволяет пронормировать выходную мощность к 1 Вт.

Постобработка сводится к делению принятого сигнала на β

$$\hat{\mathbf{X}} = \frac{\mathbf{Y}}{\beta},$$

где \mathbf{Y} – принятый сигнал, $\hat{\mathbf{X}}$ – восстановленный сигнал.

По своей сути β является коэффициентом усиления для системы автоматической регулировки усиления (APU).

В случае Minimum Mean Squared Error (MMSE) эквалайзера, (13) принимает следующий вид:

$$\mathbf{W} = \beta \mathbf{H}^H \left(\mathbf{H} \mathbf{H}^H + \frac{N_{TX} \cdot 10^{\left(\frac{-SNR}{10}\right)}}{2} \mathbf{I} \right)^{-1},$$

где \mathbf{I} – единичная матрица (единицы на главной диагонали), SNR – отношения сигнал шум в дБ.

2.5. Hybrid Beamforming

Гибридное диаграммообразование является комбинированным способом. При таком подходе аналоговое диаграммообразование производится с помощью фазовращателей. При численном моделировании матрица аналогового диаграммообразования содержит коэффициенты сдвига для каждой РЧ-цепи. Матрица цифрового прекодирования в свою очередь содержит удельные веса для обработки сигнала в частотной области. Этот метод позволяет комбинировать преимущества цифрового и аналогового диаграммообразования для достижения наилучшей производительности с минимальной сложностью оборудования и потребляемой энергии [14].

Для расчета матриц прекодирования и постобработки применяется аппроксимация – процесс разложения сигнала на базисные функции из заданного набора (словаря), где эти функции называются атомами. Разреженная аппроксимация в свою очередь предполагает приближение сигнала с помощью наименьшего числа элементов, с сохранением количества ошибок меньше порогового уровня, т.е.

$$f(t) = \sum_{m=0}^{N-1} a_m g_m(t) + \mathbf{r}_N,$$

$$\|\mathbf{r}_N\| \rightarrow \min, \quad \|\mathbf{a}\|_0 \rightarrow \min,$$

где a_m – коэффициент разложения, $g_m(t)$ – атом словаря \mathbf{D} , N – количество элементов разложения, \mathbf{r}_N – ошибка аппроксимации, $\|\cdot\|$ – норма, $\|\cdot\|_0$ – псевдонорма L_{-0} , равная количеству ненулевых элементов вектора.

Задачу нахождения матриц цифрового (\mathbf{F}_{bb}) и аналогового (\mathbf{F}_{rf}) прекодирования можно сформулировать как максимизацию взаимной информации, $\arg \max_{(\mathbf{F}_{rf}, \mathbf{F}_{bb})} (\mathbf{I}(\mathbf{F}_{rf}, \mathbf{F}_{bb}))$, которая выражается следующей формулой:

$$\mathbf{I}(\mathbf{F}_{rf}, \mathbf{F}_{bb}) = \log_2 \left(\det \left(\mathbf{I} + \frac{\rho}{N_s \sigma^2} \mathbf{H} \mathbf{F}_{rf} \mathbf{F}_{bb} \mathbf{F}_{bb}^H \mathbf{F}_{rf}^H \mathbf{H}^H \right) \right). \quad (14)$$

При этом, используя SVD и его свойства [15] можно преобразовать (14) следующим образом:

$$\mathbf{I}(\mathbf{F}_{rf}, \mathbf{F}_{bb}) = \log_2 \left(\det \left(\mathbf{I} + \frac{\rho}{N_s \sigma^2} \Sigma^2 \mathbf{V}^H \mathbf{F}_{rf} \mathbf{F}_{bb} \mathbf{F}_{bb}^H \mathbf{F}_{rf}^H \mathbf{V} \right) \right), \quad (15)$$

где \mathbf{V} и Σ матрицы сингулярного разложения матрицы \mathbf{H} , а ρ – средняя мощность передатчика, N_s – количество цифровых потоков, σ^2 – дисперсия шума.

При этом $\mathbf{V} = [\mathbf{V}_1 \mathbf{V}_2]$. Путем математических подстановок и замен в (15), подробно описанных в [16], оптимальная матрица прекодирования $\mathbf{F}_{opt} = \mathbf{V}_1$. Также на основе этих преобразований можно переформулировать задачу нахождения матриц прекодирования следующим образом:

$$[\mathbf{F}_{bb}, \mathbf{F}_{rf}] = \arg \min_{(\mathbf{F}_{bb}, \mathbf{F}_{rf})} (\|\mathbf{F}_{opt} - \mathbf{F}_{rf} \mathbf{F}_{bb}\|_{\mathbf{F}}), \quad (16)$$

где $\|\cdot\|_{\mathbf{F}}$ – норма Фробениуса.

Математический аппарат разреженной аппроксимации хорошо развит и отлично подходит для вычисления матриц прекодирования и пост-обработки в случае гибридного диаграммообразования. В частности, (16) можно решить с помощью алгоритма Orthogonal Matching Pursuit (OMP) [17]. Хотя существуют и другие алгоритмы, например manifold optimization based AltMin (MO-AltMin) [18], но OMP имеет значительно меньшую вычислительную сложность при небольшом снижении выигрыша в спектральной эффективности [19]. По этой причине в модели был использован данный алгоритм.

Сигнал на входе приемной антенны можно записать следующим образом:

$$\mathbf{y} = \mathbf{H} \mathbf{F}_{rf} \mathbf{F}_{bb} \mathbf{x} + \mathbf{n}.$$

Задача постобработки сводится к минимизации среднеквадратичной ошибки (Mean Squared Error, MSE) между сигналом с выхода модулятора и принятым сигналом после обработки $\arg \min_{(\mathbf{W}_{rf}, \mathbf{W}_{bb})} \left(E \left\{ \|\mathbf{x} - \mathbf{W}_{bb}^H \mathbf{W}_{rf}^H \mathbf{y}\|_2^2 \right\} \right)$, здесь и далее $E \{ \dots \}$ – оператор усреднения.

С учетом этого оптимальной матрицей постобработки будет матрица MMSE эквалайзера, которая в данном случае может быть выражена следующим образом:

$$\mathbf{W}_{MMSE}^H = E \{ \mathbf{y} \mathbf{y}^H \} E \{ \mathbf{y} \mathbf{y}^H \}^{-1} = \frac{1}{\sqrt{\rho}} \left(\mathbf{F}_{bb}^H \mathbf{F}_{rf}^H \mathbf{H}^H \mathbf{H} \mathbf{F}_{rf} \mathbf{F}_{bb} + \frac{\sigma^2 N_s}{\rho} \mathbf{I} \right)^{-1} \mathbf{F}_{bb}^H \mathbf{F}_{rf}^H \mathbf{H}^H. \quad (17)$$

С учетом (17), путем преобразований, поиск матриц цифровой \mathbf{W}_{bb} и аналоговой \mathbf{W}_{rf} постобработки можно свести к следующему выражению:

$$\left[\mathbf{W}_{rf}, \mathbf{W}_{bb} \right] = \arg \min_{(\mathbf{W}_{rf}, \mathbf{W}_{bb})} \left(\left\| E \{ \mathbf{y} \mathbf{y}^H \}^{\frac{1}{2}} \left(\mathbf{W}_{MMSE} - \mathbf{W}_{rf} \mathbf{W}_{bb} \right) \right\|_F \right).$$

Для решения этой задачи также используется алгоритм ОМР [17].

Восстановленный сигнал можно записать следующим образом:

$$\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{W}_{bb} \mathbf{W}_{rf} \mathbf{y}.$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для оценки помехоустойчивости, обеспечивающейся при использовании разных видов диаграммообразования, была разработана математическая модель широкополосной системы связи с MU-MIMO. В Таблице 1 представлены основные параметры моделирования.

Моделирование проводилось при разных сценариях. Результатами выступают зависимости BER от E_b/N_0 .

Таблица 1

Параметры моделирования

Модуляция	QPSK
Количество передающих антенн	16
Количество пользователей	4
Количество приемных антенн на пользователя	4
Размер сообщения	320 бит на пользователя
Диапазон отношения сигнал-шум	[0-30]
Количество итераций	1000

В первом сценарии каналные коэффициенты подчиняются распределению Релея. Моделирование в данном сценарии проводилось для алгоритмов BD, ChI, DPC, TH при идеальной и неидеальной оценке CSI.

Идеальная оценка предполагает, что передатчик знает мгновенные значения канальной матрицы. При этом канал стационарен, а CSI полностью соответствует канальной матрице. Неидеальная оценка подразумевает, наличие шумов из-за которых приемник не может оценить канал точно, а также временную нестационарность ЛЧХ канала.

На Рис. 3 показаны полученные зависимости оценки BER от отношения энергии, приходящейся на один бит информации к спектральной плотности мощности шума E_b/N_0 при разной среднеквадратичной ошибке (MSE) оценки.

Во втором сценарии рассматривается влияние наличия прямой видимости на помехоустойчивость. Прямая видимость ухудшает производительность многоантенных систем, т.к. при ее наличии уменьшается ранг канальной матрицы. Канальные коэффициенты подчиняются распределению Райса. В данном сценарии канальную матрицу можно описать следующей формулой:

$$\mathbf{H} = \sqrt{\frac{K}{1+K}} \mathbf{H}_{LoS} + \sqrt{\frac{1}{1+K}} \mathbf{H}_{NLoS},$$

где \mathbf{H}_{LoS} – компонента прямой видимости, \mathbf{H}_{NLoS} – случайная компонента канальной матрицы, K – Райсовский фактор (отношение

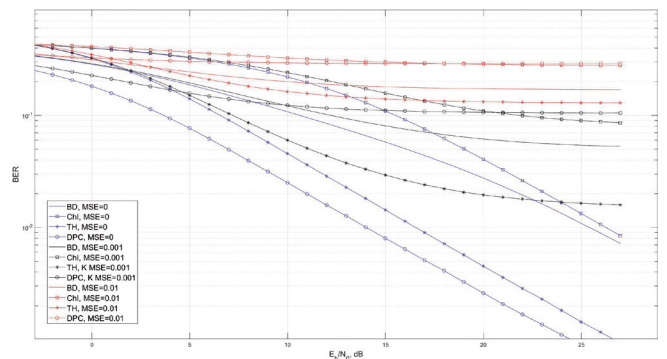


Рис. 3. Зависимости BER от E_b/N_0 в канале Релея при разной ошибке оценки.

мощности прямого луча к мощности остальных лучей).

Компоненту прямой видимости можно записать следующим образом:

$$\mathbf{H}_{LoS} = \mathbf{a}_{rx}(\theta_{rx}) (\mathbf{a}_{tx}(\theta_{tx}))^T,$$

где $\mathbf{a}_{rx}(\theta_{rx})$ и $\mathbf{a}_{tx}(\theta_{tx})$ – отклики приемной и передающей антенной решетки соответственно, θ_{rx} и θ_{tx} – углы приема и передачи соответственно.

На Рис. 4 представлены полученные зависимости BER от E_b/N_0 при разных значениях коэффициента Райса K .

Коэффициент $K = 2$ означает слабовыраженную прямую видимость, $K = 100$ подразумевает слабовыраженный характер многолучевости, $K = 10$ подразумевает наличие и многолучевости и прямой видимости.

Моделирование третьего сценария проводится в коррелированном канале Релея. Канальные коэффициенты в данном сценарии подчиняются распределению Релея, но на приемной и передающей стороне присутствует пространственная корреляция, вызванная близким расположением антенных элементов, а также малым разнообразием среды распространения. С учетом этого канальную матрицу можно записать следующим образом:

$$\mathbf{H} = \mathbf{R}_{rx}^{1/2} \mathbf{H}_\omega \mathbf{R}_{tx}^{1/2},$$

где \mathbf{R}_{rx} , \mathbf{R}_{tx} – корреляционные матрицы на приемной и передающей сторонах соответственно, \mathbf{H}_ω – некоррелированная канальная матрица.

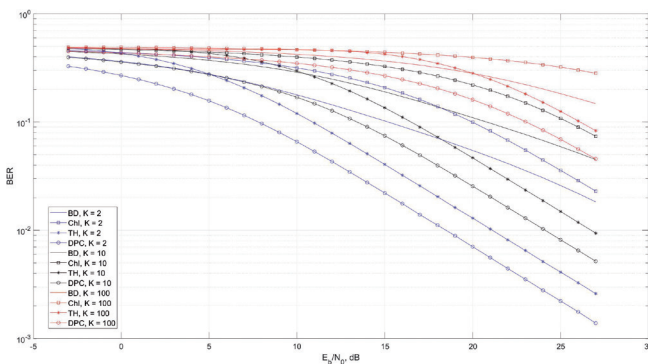


Рис. 4. Зависимости BER от E_b/N_0 в канале Райса при разном коэффициенте K .

Корреляционные матрицы имеют следующий вид:

$$\mathbf{R}_{tx} = \begin{bmatrix} 1 & \rho_{tx} & \rho_{tx}^4 & \dots & \rho_{tx}^{(N-1)^2} \\ \rho_{tx} & 1 & \rho_{tx} & \dots & \vdots \\ \rho_{tx}^4 & \rho_{tx} & 1 & \dots & \rho_{tx}^4 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \rho_{tx} \\ \rho_{tx}^{(N-1)^2} & \dots & \rho_{tx}^4 & \rho_{tx} & 1 \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{R}_{rx}^k = \begin{bmatrix} 1 & \rho_{rx} & \rho_{rx}^4 & \dots & \rho_{rx}^{(N-1)^2} \\ \rho_{rx} & 1 & \rho_{rx} & \dots & \vdots \\ \rho_{rx}^4 & \rho_{rx} & 1 & \dots & \rho_{rx}^4 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \rho_{rx} \\ \rho_{rx}^{(N-1)^2} & \dots & \rho_{rx}^4 & \rho_{rx} & 1 \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{R}_{rx} = \begin{bmatrix} \mathbf{R}_{rx}^1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \mathbf{R}_{rx}^2 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & \mathbf{R}_{rx}^K \end{bmatrix},$$

где \mathbf{R}_{rx}^k корреляционная матрица для k -го пользователя а ρ_{tx} и ρ_{rx} коэффициенты корреляции на передающей и приемной стороне. На Рис. 5 представлены полученные зависимости.

Выбор данных значений коэффициента корреляции обоснован следующим: при $\rho = 0.5$ корреляция почти не вносит искажений, а при $\rho = 0.8$ корреляция уже оказывает сильное воздействие.

В последнем сценарии рассматривается гибридное диаграммообразование. При этом учитывается пространственное разнесение

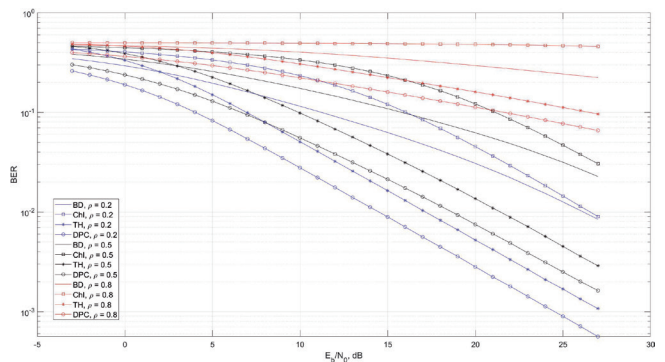


Рис. 5. Зависимости BER от E_b/N_0 в канале Релея при разном коэффициенте пространственной корреляции.

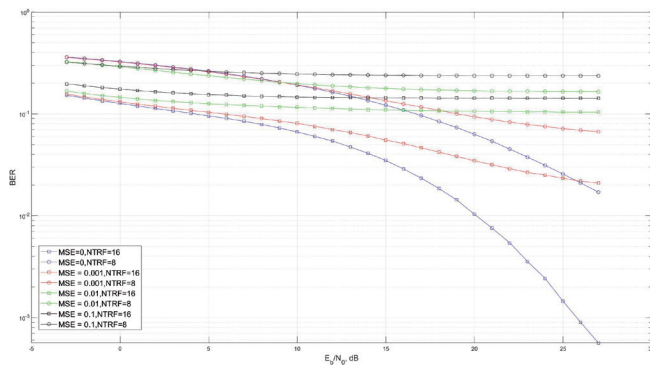


Рис. 6. Зависимости BER от E_b/N_0 – для гибридного диаграммообразования при разной ошибке оценки и разном количестве РЧ-цепей.

абонентов. Количество цифровых потоков $N_s = 4$, полно-связная архитектура. Пользователи равномерно распределены вокруг базовой станции. Расстояние между BS и UEs находится в диапазоне 200 – 4000 длин волны, что соответствует расстоянию до 570 метров на частоте 1800 МГц и до 200 метров на частоте 6 ГГц. Такие зоны покрытия характерны для малых сот, в которых активно применяется технология MIMO. На **Рис. 6** представлены полученные зависимости при разном количестве РЧ цепей (NTRF) на передающей стороне при идеальной и неидеальной оценке канальной матрицы.

Из Рис. 3-6 видно, что неидеальность оценки, наличие прямой видимости, а также корреляции приводит к существенному снижению помехоустойчивости систем с MIMO.

Из Рис. 3 видно, что среди цифровых алгоритмов DPC показывает наилучшие результаты по помехоустойчивости, но только при идеальной оценке. Даже небольшая ошибка оценки ($MSE = 0.001$) приводит к резкому снижению помехоустойчивости, $BER > 0.1$. Алгоритм TH отстает по производительности от DPC примерно на 2.5 дБ (при идеальной оценке), но при этом не так чувствителен к ошибке оценки. Даже при небольшой ошибке оценки значение $BER < 0.1$ получается достичь при использовании только алгоритма TH или VD (BER равен

0.02 и 0.06, соответственно). При $MSE = 0.01$ ни один из алгоритмов прекодирования не может достичь вероятности битовой ошибки 0.1. При идеальной оценке алгоритм ChI отстает от VD примерно на 1 дБ по уровню $BER = 0.01$, однако небольшая ошибка оценки также приводит к существенному снижению помехоустойчивости, $BER > 0.1$.

Для Рис. 4-5 ухудшение производительности считается относительно некоррелированного канала Релея при идеальной оценке.

Из Рис. 4 видно, что даже слабовыраженная прямая видимость ($K = 2$) существенно снижает помехоустойчивость системы, при $E_b/N_0 = 27$ дБ BER увеличивается примерно в 3 раза для всех видов прекодирования). При $K = 10$ BER увеличивается примерно в 10 раз для DPC и TH, примерно в 7 раз для VD и в 9 раз для ChI (при $E_b/N_0 = 27$ дБ). Явно выраженная прямая видимость ($K = 100$) увеличивает BER примерно в 90 раз для DPC и TH, в 21 раз для VD и в 32 раза для ChI при $E_b/N_0 = 27$ дБ, добиться уровня $BER < 0.1$ позволяют только DPC и TH (0.05 и 0.08, соответственно). Таким образом, DPC наиболее устойчив к наличию прямой видимости в канале.

Из Рис. 5 видно, что слабая пространственная корреляция почти не влияет на помехоустойчивость. Корреляция на уровне $\rho = 0.5$ приводит к увеличению BER примерно в 3-4 раза (при $E_b/N_0 = 27$ дБ). При $\rho = 0.8$ и $E_b/N_0 = 27$ дБ BER увеличивается в 128, 101, 32 и 52 раза для DPC, TH, VD и ChI, соответственно. При этом DPC и TH позволяют добиться $BER < 0.1$, (0.06 и 0.09, соответственно), при VD и ChI BER находится на уровне 0.2 и 0.5. Таким образом, DPC наиболее устойчив к пространственной корреляции.

Из Рис. 6 видно, что при идеальной оценке и $NTRF = 8$ помехоустойчивость ниже, чем при использовании ChI, а при $NTRF = 16$ гибридное диаграммообразование

стремится по помехоустойчивости к DPC, но немного уступает ему. При $NTRF = 16$ небольшая ошибка оценки ($MSE = 0.001$) приводит к существенному уменьшению помехоустойчивости, BER увеличился примерно в 40 раз, а при $NTRF = 8$ такая ошибка приводит к ухудшению помехоустойчивости примерно в 4 раза (при $E_b/N_0 = 27\text{дБ}$). При $MSE = 0.01$, $E_b/N_0 = 27\text{дБ}$ и $NTRF = 16$ $BER \approx 0.1$, а при $NTRF = 8$ $BER > 0.1$. При большой ошибке оценки ($MSE = 0.1$) $BER > 0.1$ даже при $NTRF = 16$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье рассмотрено влияние параметров канала передачи на помехоустойчивость многоантенных систем ММО. Как видно из полученных результатов, ММО показывает хорошую производительность в условиях идеальной оценки и большого разнообразия канала, однако реальные условия зачастую далеки от идеальных. Наличие шумов, частичное или полное отсутствие многолучевости, близкое расположение антенных элементов, все это может привести к существенному уменьшению производительности многоантенных систем. По данной причине особенно актуальным вопросом для исследований является работа систем ММО с новыми технологиями (машинное обучение, метаматериалы, реконфигурируемые поверхности). Например, реконфигурируемые поверхности могут повысить разнообразие канала, а алгоритмы с использованием машинного обучения могут повысить точность оценки канала. Также актуальным является улучшение имеющихся алгоритмов диаграмообразования и разработка новых, особенно в миллиметровом и терагерцовом диапазонах, ввиду сильного затухания сигнала. Исследование в этих направлениях могут стать основой для улучшения основных характеристик будущих систем связи. Кроме этого, использование систем

MU-MIMO в связке с актуальными методами множественного доступа, например [20,21] позволит еще больше повысить производительность систем связи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cho YS, Kim J, Yang WY, & Kang CG. *MIMO-OFDM wireless communications with MATLAB*. Hoboken., NJ, USA, Wiley, 2010: 439.
2. Heath RW, Gonzalez-Prelcic N, Rangan S, Roh W, & Sayeed AM. An overview of signal processing techniques for millimeter wave MIMO systems. *IEEE journal of selected topics in signal processing*, 2016, 10(3):436-453.
3. Spencer QH, Swindlehurst AL, & Haardt M. Zero-forcing methods for downlink spatial multiplexing in multiuser MIMO channels. *IEEE transactions on signal processing*, 2004, 52(2):461-471.
4. Peel CB, Hochwald BM, & Swindlehurst AL. A vector-perturbation technique for near-capacity multiantenna multiuser communication-part I: channel inversion and regularization. *IEEE Transactions on Communications*, 2005, 53(1):195-202.
5. Costa M. Writing on dirty paper (corresp.). *IEEE transactions on information theory*, 1983, 29(3):439-441.
6. Fischer RF, Windpassinger C, Lampe A, & Huber JB. Space-time transmission using Tomlinson-Harashima precoding. *ITG FACHBERICHT*, 2002:139-148.
7. Sadek M, Tarighat A, & Sayed, AH. A leakage-based precoding scheme for downlink multiuser MIMO channels. *IEEE transactions on Wireless Communications*, 2007, 6(5):1711-1721.
8. Gao X, Edfors O, Rusek F, & Tufvesson F. Linear pre-coding performance in measured very-large MIMO channels. *Proc. IEEE vehicular technology conference (VTC Fall)*, 2011:1-5.
9. Heath RW, Gonzalez-Prelcic N, Rangan S, Roh W, & Sayeed AM. An overview of signal processing techniques for millimeter wave MIMO systems. *IEEE journal of selected topics in signal processing*, 2016, 10(3):436-453.

10. Shahramian S, Yasotharan H, & Carusone AC. Decision feedback equalizer architectures with multiple continuous-time infinite impulse response filters. *IEEE Transactions on Circuits and Systems II: Express Briefs*, 2012, 59(6):326-330.
11. Tomlinson, M. New automatic equaliser employing modulo arithmetic. *Electronics letters*, 1971, 7(5):138-139.
12. Harashima H, & Miyakawa H. Matched-transmission technique for channels with intersymbol interference. *IEEE Transactions on Communications*, 1972, 20(4):774-780.
13. Joham M, Utschick W, & Nossek, JA. Linear transmit processing in MIMO communications systems. *IEEE Transactions on signal Processing*, 2005, 53(8):2700-2712.
14. Molisch AF, Ratnam VV, Han S, Li Z, Nguyen SLH, Li L, & Haneda K. Hybrid beamforming for massive MIMO: A survey. *IEEE Communications magazine*, 2017, 55(9):134-141.
15. Тыртышников ЕЕ. *Матричный анализ и линейная алгебра*. М., Физматлит, 2007, 480.
16. El Ayach O, Rajagopal S, Abu-Surra S, Pi Z, & Heath RW. Spatially sparse precoding in millimeter wave MIMO systems. *IEEE transactions on wireless communications*, 2014, 13(3):1499-1513.
17. Tropp JA, & Gilbert AC. Signal recovery from random measurements via orthogonal matching pursuit. *IEEE Transactions on information theory*, 2007, 53(12):4655-4666.
18. Yu X, Shen JC, Zhang J, & Letaief, KB. Alternating minimization algorithms for hybrid precoding in millimeter wave MIMO systems. *IEEE Journal of Selected Topics in Signal Processing*, 2016, 10(3):485-500.
19. Zhang J, Yu X, & Letaief KB. Hybrid beamforming for 5G and beyond millimeter-wave systems: A holistic view. *IEEE Open Journal of the Communications Society*, 2019, 1:77-91.
20. Pokamestov DA, Kryukov YV, Rogozhnikov EV, & Kanatbekuli I., Adapting SCMA Codebooks to Channel State. *Proc. 3rd International Youth Conference on Radio Electronics, Electrical and Power Engineering (REEPE)*, 2021:1-4.
21. Kryukov YV, Pokamestov DA, Rogozhnikov EV, Demidov AY, & Gromova YS. Experimental research of PD/NOMA. *Proc. 19th International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices (EDM)*, 2018:176-179.

Шинкевич Артём*магистрант*

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Томск 634050, Россия**E-mail: a.shinkevich00@gmail.com****Покаместов Дмитрий Алексеевич***к.т.н.*

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Томск 634050, Россия**E-mail: dmaltomsk@mail.ru****Крюков Яков Владимирович***к.т.н.*

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Томск 634050, Россия**E-mail: kryukov.tusur@gmail.com****Рогожников Евгений Васильевич***к.т.н., доцент*

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Томск 634050, Россия**E-mail: udzhon@mail.ru****Шалин Георгий Николаевич***магистрант*

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Томск 634050, Россия**E-mail: shalingn1120@gmail.com****Бровкин Андрей Александрович***ассистент*

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Томск 634050, Россия**E-mail: soldierbrovkin@gmail.com.**

DOI: 10.17725/rensit.2023.15.453

Архитектура драйвера контроллера взаимодействия с плоскопанельным дисплеем для ОС Linux

Пугин К.В., Мамросенко К.А., Гиацинтов А.М.

НИИ системных исследований РАН, Центр визуализации и спутниковых информационных технологий, <https://niisi.ru/>

Москва 117218, Российская Федерация

E-mail: rilian@niisi.ras.ru, mamrosenko_k@niisi.ras.ru, algts@niisi.ras.ru

Поступила 25.05.2023, рецензирована 01.06.2023, принята 08.06.2023, опубликована 06.12.2023.

Представлена действительным членом РАЕН П.Б. Петровым

Аннотация: Задачей работы является создание архитектуры драйвера контроллера сопряжения с устройством отображения информации. Архитектура обеспечивает реализацию протоколов взаимодействия с плоскопанельным дисплеем в случае, когда контроллер имеет собственные регистры и систему конфигурирования. В отличие от известных решений предлагаемая архитектура позволяет сократить объемы изменения кода реализации в случае модернизации аппаратной части, а также не требует применения автоматической генерации кода драйверов на базе высокоуровневых описаний или разработки специализированных инструментов, таких как предметно-ориентированные языки программирования. Произведен анализ имеющихся в открытых источниках драйверов на базе подсистемы DRM (Digital Rights Management), а также ранее описанных подходов к разработке драйверов DTLC (display transmitter link controller). Также в работе представлена логическая модель компаратора для тестирования генераторов частоты, являющихся неотъемлемой частью всех устройств подсистемы вывода на экран. По данной модели был разработан IP-блок, применявшийся для тестирования драйвера DSI. Апробация результатов была выполнена при разработке драйвера MIPI DSI (Mobile Industry Processor Interface Display Serial Interface) для перспективного контроллера. Проведено тестирование данного драйвера совместно с прототипом устройства и панелью, поддерживающей стандарт MIPI DSI 1.3. Результаты данной работы могут быть использованы при проектировании новых драйверов контроллера сопряжения с устройством отображения информации для Unix-подобных систем как в случае разработки драйвера для готового контроллера, так и при параллельной разработке нового контроллера и драйвера для него.

Ключевые слова: драйвер; архитектура; MIPI DSI; встраиваемые системы

УДК 004.454

Благодарности: Работа выполнена в рамках государственного задания ФГУ ФНЦ НИИСИ РАН “Проведение фундаментальных научных исследований (47 ГП)” по теме № FNEF-2022-0022 “Математическое обеспечение и инструментальные средства для моделирования, проектирования и разработки элементов сложных технических систем, программных комплексов и телекоммуникационных сетей в различных проблемно-ориентированных областях”.

Для цитирования: Пугин К.В., Мамросенко К.А., Гиацинтов А.М. Архитектура драйвера контроллера взаимодействия с плоскопанельным дисплеем для ОС Linux. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2023, 15(3):453-462. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.453.

Flat Panel Display Controller Driver Architecture for Linux OS

Konstantin V. Pugin, Kirill A. Mamrosenko, Alexander M. Giatsintov

Federal Scientific Center Scientific Research Institute of System Analysis of the RAS, Center of Visualization and Satellite Information Technologies, <https://niisi.ru/>

Moscow 117218, Russian Federation

E-mail: rilian@niisi.ras.ru, mamrosenko_k@niisi.ras.ru, algts@niisi.ras.ru

Received May 25, 2023, peer-reviewed June 01, 2023, accepted June 08, 2023, published December 06, 2023.

Abstract: This paper discusses the development of a driver architecture for display transmitter link controller. The architecture ensures the implementation of protocols for interaction with flat panel displays in the case when the controller has its own registers and configuration system. Unlike the known solutions, the proposed architecture makes it possible to reduce the amount of changes in the implementation code in the event of hardware upgrade, and also does not require the use of automatic driver code generation based on high-level descriptions or the development of special tools, such as domain-specific languages. This paper analyses drivers that are based on Direct Rendering Management subsystem and available in open source, as well as previously described approaches to the development of display transmitter link controller drivers. The paper also presents a logical comparator model for testing phase-locked loop devices, which are an integral part of all display output stacks. Based on this model, an IP block was developed, which was used to test the Display Serial Interface driver. Evaluation of the results was carried out in the development of the MIPI Display Serial Interface driver for a promising controller. This driver was tested together with a device prototype and a panel that supports the MIPI Display Serial Interface 1.3 standard. The results provided in this paper can be used both to develop new drivers for existing controllers and new controllers with new drivers.

Keywords: driver, architecture, MIPI DSI, embedded systems

UDC 004.454

Acknowledgments: The work was carried out within the framework of the state task of the Federal State Institution FNTs NIISI RAS “Conducting fundamental scientific research (47 GP)” on topic No. FNEF-2022-0022 “Mathematical support and tools for modeling, designing and developing elements of complex technical systems, software systems and telecommunication networks in various problem-oriented areas”.

For citation: Konstantin V. Pugin, Kirill A. Mamrosenko, Alexander M. Giatsintov. Flat Panel Display Controller Driver Architecture for Linux OS. *RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies*, 2023, 15(3):453-462e. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.453.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (454)
 2. АНАЛИЗ ПРЕДШЕСТВУЮЩИХ РАБОТ (456)
 3. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ (457)
 - 3.1. ПОДХОДЫ К РАЗРАБОТКЕ ДРАЙВЕРОВ ГРАФИЧЕСКИХ КОНТРОЛЛЕРОВ НА ПРИМЕРЕ ОС LINUX (457)
 - 3.2. ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ДРАЙВЕРОВ DTLC (457)
 - 3.3. ОТЛИЧИЯ АРХИТЕКТУРЫ ДРАЙВЕРОВ DTLC ДЛЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ПЛОСКОПАНЕЛЬНЫМ ДИСПЛЕЕМ (458)
 4. АНАЛИЗ ПРОТОКОЛА MIPI DISPLAY SERIAL INTERFACE (458)
 - 4.1 ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ С ДИСПЛЕЯМИ MIPI DSI (459)
 5. ЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОМПАРАТОРА ДЛЯ ТЕСТИРОВАНИЯ ДРАЙВЕРОВ ГЕНЕРАТОРОВ ЧАСТОТЫ (460)
 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (461)
- ЛИТЕРАТУРА (461)

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время происходит быстрое развитие устройств графического вывода информации для мобильных устройств – многие из новых устройств имеют разрешение до 2560×1600 и динамические частоты обновления, варьирующиеся от 60 до 120 Гц. В связи с этим актуальным становится использование новых стандартов в ходе разработке контроллеров для взаимодействия с дисплеями, в которых имеется возможность передачи видеопотока с высокой скоростью. Для решения данной задачи часто применяются протоколы, требующие создания отдельных устройств – контроллеров сопряжения с устройством отображения информации (display transmitter link controller, далее DTLC), которые дополняют контроллер вывода на экран в части преобразования видеопотока

в требуемую дисплеем форму. Многие протоколы, передающие видеопоток с высокой скоростью (более 1 Гбит/с), требуют динамического взаимодействия обеих сторон и выработки соглашения по допустимым параметрам передачи. Контроллеры для таких протоколов требуют сложного программного управления, отличающегося от устройства к устройству. В протоколах с меньшим объемом передаваемых данных для плоскостельных дисплеев такого сложного управления и обратной связи зачастую не требуется. Конфигурация плоскостельного дисплея не изменяется в ходе работы с устройством, а её динамическое изменение не предусматривается. Вслед за [1] DTLC, требующие программного управления с обратной связью, назовем сложными (Complex DTLC). Поскольку число мобильных устройств с дисплеями, требующих новых способов взаимодействия и новых контроллеров, возрастает, то требуются подходы к разработке драйверов для таких (сложных) устройств [2]. Если драйвер DTLC для взаимодействия с плоскостельными дисплеями разрабатывается одновременно с доработкой устройства, то возникает несколько проблем, часть из которых идентична проблемам, описанным в [1], и часть является уникальной, связанной с сущностью протоколов взаимодействия с плоскостельными дисплеями:

1. Необходимость подбора панелей и частот под используемую для разработки устройств ПЛИС (программируемая логическая интегральная схема).
2. Возможная несовместимость допустимых частот панелей и контроллеров, для обхода которой требуются дополнительные аппаратные и программные средства.
3. Необходимость тестирования нескольких частот и режимов работы панели

при отсутствии возможности замены аппаратных частей устройства.

4. Необходимость обхода интерфейсов ОС, если они не совместимы с тем вариантом протокола, который реализован аппаратно.

Для решения данных проблем применяются различные аппаратные и программные подходы: использование верификаторов [3], создание предметно-ориентированных языков (Domain Specific Languages, DSL) [4], автоматическая генерация кода драйверов на основе общего шаблона [5], а также написание драйверов, определяющих неизменные черты серии устройств до конца ее производства, в то время как остальные параметры динамически применяются на основе конфигурационных файлов. В данной статье мы пытаемся ответить на вопрос о том, какие подходы к разработке драйвера DTLC для взаимодействия с плоскостельными дисплеями необходимо применять, учитывая заданные условия. Вклад исследования состоит в следующем:

- Созданная авторами ранее ([1]) архитектура драйверов DTLC была доработана для случаев, когда DTLC используется для взаимодействия с плоскостельным дисплеем.
- Для тестирования корректности программирования и корректности интерфейса взаимодействия с драйвером генераторов частоты (далее – ГЧ) на ранних стадиях разработки IP-блока была создана и реализована на ПЛИС логическая модель компаратора, которая применяется совместно с встроенными в них генераторами частоты. Она позволила протестировать корректность программирования генераторов частоты для DTLC в схожих с реальным применением устройства состояниях ПЛИС.

Разработанная архитектура обеспечивает реализацию протоколов взаимодействия с плоскопанельным дисплеем в случае, когда контроллер имеет собственные регистры и систему конфигурирования. В отличие от известных решений предлагаемая архитектура позволяет сократить объемы изменения кода реализации в случае модернизации аппаратной части, а также не требует применения автоматической генерации кода драйверов на базе высокоуровневых описаний или разработки специализированных инструментов, таких как предметно-ориентированные языки программирования. В п. 3.1 описаны подходы разработки драйверов для ОС Linux, на базе которых производилось исследование. В п. 3.3 описана архитектура драйвера DTLC для взаимодействия с плоскопанельными дисплеями, содержащая два слабосвязных компонента – компонент аппаратной привязки и компонент взаимодействия с ОС, которые связаны внутренним API. Компонент аппаратной привязки производит большинство необходимых преобразований входящих данных в те форматы, которые требуются для программирования конкретного устройства, программирует его регистры и производит обратную связь. Компонент взаимодействия с ОС преобразует запросы, входящие из других частей системы и передает их при помощи внутреннего API – системы функций и структур, общих для всех модулей аппаратной привязки. В части 4 приведено описание применения данной архитектуры при разработке драйвера для Mobile Industry Processor Interface Display Serial Interface (MIPI DSI) – одного из протоколов DTLC для взаимодействия с плоскопанельными дисплеями. В части 5 описана логическая модель компаратора для тестирования драйвера на ПЛИС в части работы с частотами, которая позволяет тестировать корректность программирования драйверов

ГЧ даже при необходимости уменьшения объема проекта для ПЛИС.

2. АНАЛИЗ ПРЕДШЕСТВУЮЩИХ РАБОТ

В некоторых новых работах [6] предлагается создавать системы с несколькими DTLC для взаимодействия с плоскопанельным дисплеем, имеющие общий физический уровень интерфейса (physical interface layer, далее PИУ), который может в один момент времени использоваться только одним DTLC. Данное ограничение можно попробовать обойти при помощи архитектуры драйвера DTLC, описанной в работе [7], только разделяемым устройством в данной архитектуре будет являться не синтезатор частоты, а PИУ, который будет иметь архитектуру, описанную в работе [6]. Либо возможно сохранить ограничение на возможность одновременной работы, но выделить синтезатор частоты (СЧ) совместно с PИУ в отдельный модуль с общей частью драйвера. Поскольку описанный в [6] PИУ используется в DTLC для взаимодействия с плоскопанельным дисплеем, то описанная в данной работе архитектура драйвера также может использоваться и для контроллеров с таким PИУ (с учетом работы [7]).

В статье [8] описаны подходы к проектированию драйверов DTLC для операционных систем реального времени. Описание подсистемы ОСРВ в данной статье позволяет применять те же модели для разработки драйверов, что и для DRM (Digital Rendering Management) в Linux, с минимальной доработкой в части замены названий компонентов. Это позволяет вести разработку DRM-совместимых моделей для драйверов DTLC для взаимодействия с плоскопанельным дисплеем не только для Linux, но и для других ОС, о чем также сообщается в статье [9]. Эта работа приводит данные, что для операционных систем семейства FreeBSD также применяется DRM

в части написания графических драйверов, поэтому возможно применять разработанные для DRM модели и для написания драйверов DTLC в данных ОС.

3. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

3.1. ПОДХОДЫ К РАЗРАБОТКЕ ДРАЙВЕРОВ ГРАФИЧЕСКИХ КОНТРОЛЛЕРОВ НА ПРИМЕРЕ ОС LINUX

Известно несколько подходов, связанных с использованием тех или иных известных инструментов графической подсистемы, применяемых при разработке драйверов DTLC под Linux. Рассмотрим наиболее популярные из них:

1. DRM. Как было сказано в [10], интерфейс взаимодействия с DTLC является частью инфраструктуры Direct Rendering Management (DRM). Если рассматривать подсистему DRM как программную модель реального устройства вывода, то все плоскостельные дисплеи и интерфейсы их взаимодействия с DTLC соотносятся с типом panel, т.к. определяют способ работы графического вывода с фиксированными частотами. Однако, реализация типа panel требует, чтобы для каждого типа панели существовал свой драйвер даже при совпадении контроллеров, поэтому чаще всего драйвера DTLC для фиксированных панелей реализуют в виде связки bridge + panel, либо, что гораздо реже, encoder + panel. Второй вариант, в отличие от варианта с использованием bridge, не соотносится с внешней моделью, хоть и возможен практически [11].
2. User Mode Setting (UMS), или реализация выставления режимов и взаимодействия с hardware внутри X – сервера. Проблемы в реализации и использовании UMS были выявлены в 2006 году [12], после чего разработка драйверов для DTLC данным способом фактически не производилась.

3. FrameBuffer device (fbdev). Данный интерфейс ядра предшествовал KMS (Key Management Service) модулю DRM и был наиболее распространен до 2008-2009 года, когда была принята в ядро первая версия KMS. Интерфейс fbdev не предусматривал реализацию настройки режимов в ядре, и потому требовал реализации UMS, что приводило к указанным выше проблемам. Разработка драйверов именно для устройств DTLC после появления KMS данным способом не производилась.

4. Реализации драйверов под Android Display Framework (ADF) существуют, но обладают следующими недостатками: стандартные, независимые от аппаратной реализации, функции протокола необходимо разрабатывать с нуля в каждом драйвере, что повышает вероятность появления ошибок и увеличивает трудоемкость задачи. Также вследствие архитектуры ADF (она является развитием fbdev) возникает необходимость совмещения драйверов DTLC и контроллера вывода изображения на экран. Реализации драйверов контроллеров в ряде других Unix-совместимых систем (к примеру, FreeBSD) также происходят с использованием DRM ([9]), как наиболее развитой открытой системы для реализации сложных инструментов вывода на экран.

3.2. ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ДРАЙВЕРОВ DTLC

В ходе работы был проведен анализ существующих открытых драйверов DTLC для ОС Linux, в ходе которого особый акцент уделялся драйверам для мобильных платформ. На базе данного анализа была выработана собственная архитектура драйвера Display Serial Interface (DSI), которая позволяет быстро создать драйвер для прототипа устройства и после выпуска

аппаратной части перенести данный драйвер на серийное устройство. В ходе предшествующего анализа и тематического исследования, а также с использованием материалов из [1], архитектура была расширена на все драйверы Complex DTLC для взаимодействия с плоскостельным дисплеем.

3.3. ОТЛИЧИЯ АРХИТЕКТУРЫ ДРАЙВЕРОВ

DTLC ДЛЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ПЛОСКОПАНЕЛЬНЫМ ДИСПЛЕЕМ

Для DTLC с динамической панелью наиболее применимой на сегодняшний момент предлагается считать архитектуру из [1], представленную на **Рис. 1**.

Для адаптации данной архитектуры для применения в системах с плоскостельным дисплеем необходимо использовать структуру `drm_panel`, которая будет работать только с интерфейсами модели DRM, и драйвер панели должен быть полностью совместим с моделью DRM. Доработанная архитектура представлена на **Рис. 2**.

В данном варианте архитектура драйвера также сохраняет все преимущества, описанные в [1], при этом приобретая возможность работать с плоскостельным дисплеем в тех случаях, когда реализация обратной связи в панели соответствует соответствующим пунктам протокола. В случаях, когда для

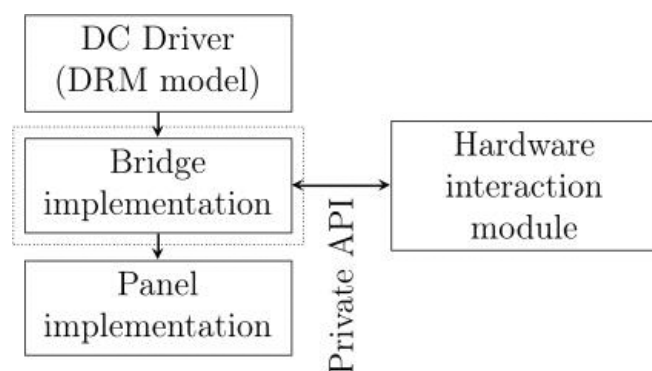


Рис. 1. Архитектура драйвера DTLC для реализации в рамках подсистемы DRM.

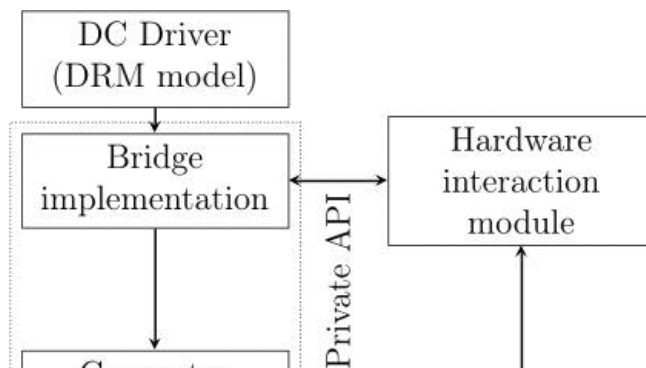


Рис. 2. Архитектура драйвера DTLC для взаимодействия с плоскостельными дисплеями для реализации в рамках подсистемы DRM.

взаимодействия с интерфейсом панели требуются нестандартные расширения, данная архитектура требует доработок.

4. АНАЛИЗ ПРОТОКОЛА MIPI DISPLAY SERIAL INTERFACE

Одним из самых используемых протоколов для передачи данных мониторам является, наряду с eDP (embedded DisplayPort – встраиваемым вариантом DisplayPort, разработка драйверов которого была описана в [1]) MIPI DSI, применяемый ведущими производителями мобильных устройств на Android. Данный протокол является протоколом с обратной связью, которая осуществляется посредством Display Command Set (DCS) – части протокола MIPI DSI, определяющего формат команд и ответов участников взаимодействия, а также перечень стандартных команд, которые должны поддерживаться всеми совместимыми устройствами. Для реализации протокола MIPI DSI в DRM применяется тип `drm_encoder` (для реализации драйвера контроллера), `drm_panel` (для реализации драйвера панели) и `drm_connector` либо `drm_bridge` (для реализации взаимодействия панели с контроллером) [11]. В ядре Linux для драйверов MIPI DSI на базе DRM существует программная модель, которая дополняет общую модель

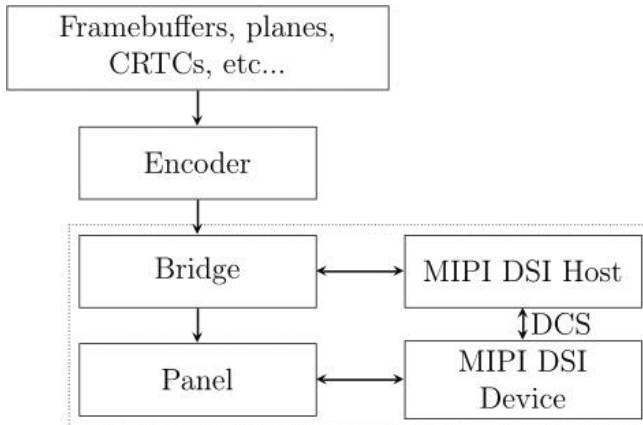


Рис. 3. Программная модель MIPI DSI в рамках общей модели DRM.

DRM. Дополненная модель представлена на Рис. 3.

MIPI DSI, как и схожий с ним стандарт eDP, реализует в себе не только базовый вывод изображения, но и дополнительные функции (к примеру, передачу различных данных по протоколу DCS). Для реализации данных функций со стороны контроллера MIPI DSI в DRM существует объект MIPI DSI Host (mipi_dsi_host), а для реализации со стороны панели – объект MIPI DSI Device (mipi_dsi_device), а также несколько вспомогательных функций только для работы с контроллерами и панелями MIPI DSI.

4.1. ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ С ДИСПЛЕЯМИ MIPI DSI

подавляющее большинство PHY для MIPI DSI (далее D-PHY) [13] либо используют пакетный режим, либо требуют учета определенных констант для протокола MIPI DSI. Это приводит к тому, что, в отличие от других DTLC, в MIPI DSI для всех режимов необходимо пересчитывать временные и частотные характеристики. Также, в отличие от пакетного протокола DisplayPort, частота передачи данных в DSI не является постоянной, а выводится из пиксельной частоты по формуле

$$clk_{hs} = clk_{pix} \cdot BPP \cdot lanes,$$

где $lanes$ – число активных линий передачи (от 1 до 4), BPP – число битов в пикселе, а

clk_{pix} – пиксельная частота. В ГЧ контроллера DSI необходимо передавать именно битовую частоту [14]. В протоколе DSI используется определение разрешения экрана по стандарту Display Monitor Timings (DMT, см. [15]), но, в отличие от остальных протоколов, для DSI необходимо пересчитывать все характеристики горизонтальных линий для того, чтобы невидимая часть экрана могла вместить заголовки пакетов. Обозначим горизонтальные характеристики как: HBP – Front Porch, HFP – Back Porch, HSA – Hsync Active, $HACT$ – H Active, $PULSE_CLK$ – значение синхронизации импульса, BPP – число битов в пикселе. Для каждой характеристики (обозначим как X) примем X_{DPI} – входящая характеристика X , X_{DSI} – пересчитанная характеристика X . Также для пересчета важны константы протокола, такие как $HDR = 6$ (заголовок пакета, по одному на каждый тайминг, должен быть в невидимой области), $HSS = 4$ (заголовок начала горизонтальной синхронизации), $HSE = 4$ (заголовок конца горизонтальной синхронизации). Для пересчета таймингов применяются следующие формулы:

$$HBP_{DSI} = (HBP_{DPI} \cdot BPP / 8) - HDR_{HBP}$$

$$HFP_{DSI} = (HFP_{DPI} \cdot BPP / 8) - HDR_{HACT} - HDR_{HFP}$$

$$HSA_{DSI} = (HSA_{DPI} \cdot BPP / 8) - HSS - HDR_{HSA} - HSE$$

$$HACT_{DSI} = HACT_{DPI} \cdot BPP / 8$$

$$PULSE_CLK = ((HACT_{DPI} + HSA_{DPI} + HBP_{DPI} + HFP_{DPI}) \cdot BPP / 8) - HSA_{DSI} - 20.$$

Результатами данных расчетов всегда должны являться целые числа. Если число получается нецелым, то подобрать альтернативу – задача драйвера. Поскольку в общем стеке DRM средства для этого отсутствуют, то эта задача переадресуется драйверу контроллера. Разные модели контроллеров могут иметь различные дополнительные ограничения, такие как невозможность выбрать некоторые битовые частоты или необходимость выбора специфических вертикальных таймингов.

Для реализации возможности определения дополнительных ограничений значений контроллера используется модуль для аппаратного взаимодействия, изначально предложенный в [6], но с доработкой архитектуры для фиксированной панели (3). Также возможно уменьшение Vertical Front Porch (*VFP*, см. [15]) для уменьшения потребления энергии при работе в высокоскоростном режиме, которое производится в зависимости от модели контроллера и панели, поэтому работа с уменьшением *VFP* производится в модуле аппаратного взаимодействия. Для тестирования корректности программирования генератора частоты передачи использовался компаратор тестирования (5), который позволил избежать ошибок некорректности программирования ГЧ при тестировании драйвера DTLC для контроллера MIPI DSI.

5. ЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОМПАРАТОРА ДЛЯ ТЕСТИРОВАНИЯ ДРАЙВЕРОВ ГЕНЕРАТОРОВ ЧАСТОТЫ

Для большинства DTLC драйверу необходимо корректно запрограммировать частоты генераторов частоты, непосредственно связанных с выводом изображения. В некоторых контроллерах интерфейс программирования данных генераторов может быть встроен непосредственно в интерфейс программирования контроллера и выполняться теми же способами, что и все остальные операции настройки. Несмотря на разработку уменьшенных генераторов частоты [16], на ПЛИС и эмуляторах зачастую отсутствует возможность динамической настройки генераторов частоты, что сильно затрудняет тестирование контроллеров DTLC с возможностью смены подключенного монитора без отключения контроллера,

например, DisplayPort или HDMI. Для каждого значения частоты требуется переразводка проекта для ПЛИС. Для тех контроллеров DTLC, где панель фиксирована, такая проблема присутствует в гораздо меньшей степени, поскольку панели имеют малый диапазон частот, на которых возможен вывод изображения. На таких системах зачастую проявляется другая проблема драйверов на ПЛИС - программируемое значение драйверов ГЧ не учитывается в работе ПЛИС, что позволяет контроллерам на ПЛИС при использовании драйверов с некорректным программированием ГЧ показывать изображение. При этом некорректное программирование проявляется только на готовых устройствах. Для решения данной проблемы нами был предложен блок тестирования для реализации на ПЛИС, логическая модель которого состоит из следующих элементов (Рис. 4):

- Вход, на который поступает частота, заданная при разводке ПЛИС.
- Блок расчетов, который преобразует входные данные в значение частоты (округленное до целого числа). Точное устройство блока расчетов определяется интерфейсом программирования ГЧ, либо той частью интерфейса программирования контроллера, который программирует ГЧ.
- Компаратор, который сравнивает вывод блока расчетов с частотой, заданной при разводке ПЛИС. При положительном результате сравнения компаратор посылает сигнал включения на переключатель пропуска частоты. Допустимое отклонение расчетной

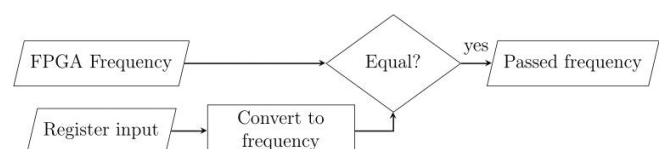


Рис. 4. Модель компаратора.

частоты от входящей зависит от разрабатываемого устройства (для DTLC оно зачастую не превышает 1 КГц).

- Переключатель пропуска частоты, который включается по сигналу от компаратора.

Данная модель была реализована в виде IP-блока на ПЛИС. Применение данной модели для тестирования драйверов DTLC для взаимодействия с плоскостельным дисплеем позволило добиться корректного программирования ГЧ для контроллера DTLC еще до изготовления первого прототипа. Корректность программирования была подтверждена уже на этапе использования инструментов тестирования, таких как эмуляторы или ПЛИС.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанные в статье подходы позволяют сократить объемы изменения кода реализации в случае модернизации аппаратной части. Также данные подходы позволяют снизить число модификаций драйвера для поддержки семейств устройств (в том числе и для одного устройства с различиями в разных блоках, например, разных ГЧ). Модель генератора частоты, описанная в статье, при реализации позволит уже на ранних этапах разработки генераторов частоты проводить тестирование их драйверов, а также драйверов устройств, использующих генераторы. Дальнейшими направлениями являются: определение применимости полученной архитектуры к разработке драйверов DTLC для встраиваемых систем с внешней шиной (например, использование DTLC на PCI Express), исследования по конкретным протоколам DTLC (по HDMI), а также определение возможностей применения компаратора для тестирования драйверов генераторов

частоты, используемых в других частях систем на кристалле.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pugin KV, Mamrosenko KA, Reshetnikov VN. Display Transmitter Link Controller Design Technology for Linux OS. *Software Journal: Theory and Applications*, 2019, 4:10-17, doi: 10.15827/2311-6749.33.406.
2. Jonathan Corbet, Alessandro Rubini, Greg Kroah-Hartman. *Linux Device Drivers*. O'Reilly Media, Inc., 2005. ISBN: 0-596-00590-3.
3. Dileep KP, Raghavendra A, Suman M, Devesh G, Srikanth SV. Rules Based Automatic Linux Device Driver Verifier and Code Assistance. *Proc. IEEE International Conference on Recent Advances and Innovations in Engineering*. Jaipur, India: IEEE, 2014. ISBN: 978-1-4799-4040-0.
4. Lisboa EB, Silva L, Lima T, Chaves I, Barros E. An Approach to Concurrent Development of Device Drivers and Device Controller. *Proc. 11th International Conference on Advanced Communication Technology*, pp. 571-575. Phoenix Park: IEEE, 2009. ISBN: 978-89-5519-139-4.
5. Jung Choon Park, Yong Hoon Choi, Tae Ho Kim. Domain Specific Code Generation For Linux Device Driver. *Proc. 10th International Conference Advanced Communication Technology*, pp. 101-104. Gangwon-Do, Korea (South): IEEE, Feb, 2008. ISBN: 978-89-5519-136-3. DOI: 10.1109/ICACT.2008.4493721.12.
6. Sunil Kumar CR, Aruna Kumar, Sanjib Basu. Novel Circuit Architecture for Configurable eDP and MIPI DPHY IO. *Proc. 2022 35th International Conference on VLSI Design and 2022 21st International Conference on Embedded Systems (VLSID)*, pp. 98-101. Bangalore, India: IEEE, 2022. DOI: 10.1109/VLSID2022.2022.00030.
7. Konstantin V. Pugin, Kirill A. Mamrosenko, Alexander M. Giatsintov. Software Architecture for Display Controller and

- Operating System Interaction. *RENSIT: Radioelektronika. Nanosistemy. Informacionnye Tehnologii*, 2021, 13(1):87-94. DOI: 10.17725/rensit.2021.13.087.
8. Bazhenov PS, Giatsintov AM, Mamrosenko KA. Approaches to providing data visualization on devices using modern real time operating systems. *Software & Systems*, 2021, 3:433-439. DOI: 10.15827/0236-235X.135.433-439.
 9. Emmanuel Vadot. Adventure in DRMLand Or How to Write a FreeBSD ARM64 DRM Driver. *Proceedings AsiaBSDCon*, 2019, pp. 9-13, (AsiaBSDCon. Tokyo, Japan: BSD Research, 2019). DOI: 10.25263/asiabsdcon2019/p01a.
 10. Konstantin V. Pugin, Kirill A. Mamrosenko, Alexander M. Giatsintov. Visualization of Graphic Information in General-Purpose Operating Systems. *RENSIT: Radioelektronika. Nanosistemy. Informacionnye Tehnologii*, 2019, 11(2):217-224e. DOI: 10.17725/rensit.2019.11.217.
 11. Linux GPU Driver Developer's Guide. 2019. URL: <https://dri.freedesktop.org/docs/drm/gpu/index.html> (Access mode: 06.03.2019).
 12. Verhaegen Luc. X and Modesetting: Atrophy Illustrated. 2006. URL: [https://people.freedesktop.org/~libv/X_and_Modesetting_-_Atrophy_illustrated_\(paper\).pdf](https://people.freedesktop.org/~libv/X_and_Modesetting_-_Atrophy_illustrated_(paper).pdf).
 13. Kiyong Kwon, Dongwon Kang, Geon-Woo Ko, Seok-Young Kim, Seon-Wook Kim. Low-Cost Unified Pixel Converter from the MIPI DSI Packets into Arbitrary Pixel Sizes. *Electronics*, 2022, 11(8):1221. DOI:10.3390/electronics11081221.
 14. Yeming Liu, Chengyue He. A Design of MIPI DSI Interface for LCD Display Driver. *Journal of Physics: Conference Series*, 2022, 2221(1):012015. DOI: 10.1088/1742-6596/2221/1/012015.
 15. VESA and Industry Standards and Guidelines for Computer Display Monitor Timing (DMT), Version 1.0, Rev. 13. 39899 *Video Electronics Standards Association*, 2013, 105 p.
 16. Hye-Hyun Lee, Yeon-Seob Song, Kang-Yoon Lee. Modeling of Nano-Scale PLL Using Verilog HDL. *Proc. 13th International Conference on Information and Communication Technology Convergence (ICTC)*. IEEE, 2022, 2101-2104. DOI: 10.1109/ICTC55196.2022.9952654.

Пугин Константин Витальевич

программист

НИИ Системных исследований РАН

36/1, Нахимовский просп., Москва 117218, Россия

E-mail: rilian@niisi.ras.ru

Мамросенко Кирилл Анатольевич

к.т.н., руководитель Центра

НИИ Системных исследований РАН

36/1, Нахимовский просп., Москва 117218, Россия

E-mail: mamrosenko_k@niisi.ras.ru

Гиацинтов Александр Михайлович

к.т.н., старший научный сотрудник

НИИ Системных исследований РАН

36/1, Нахимовский просп., Москва 117218, Россия

E-mail: algts@niisi.ras.ru.

DOI: 10.17725/rensit.2023.15.463

В.И. Вернадский и новая парадигма**Мышинский Г.В.**Объединенный институт ядерных исследований, <http://www.jinr.ru/>

Дубна 141980, Московская область, Российская Федерация

E-mail: mysb@jinr.ru

Поступила 09.10.2023, рецензирована 16.10.2023, принята 23.10.2023, опубликована 06.12.2023.

Представлена действительным членом РАЕН А.А. Корниловой

Аннотация: Кратко перечислены основные направления научной деятельности В.И.Вернадского в период происходящей в конце 19-го и до середины 20-го веков научной революции. Показан его решающий вклад в первые исследования и практическое применение явления радиоактивности и ядерной физики. Развиваются идеи Вернадского о роли преобразования одних химических элементов в другие химические элементы в геологии, в тепловом балансе Земли, в распространенности рассеянных химических элементов, с точки зрения открытых более 30 лет назад низкоэнергетических ядерных реакций. Перечислены основные положения теории низкоэнергетических ядерных реакций в конденсированных средах: указан порог возбуждения среды; показана возможность генерации сильного магнитного поля в однонаправленном потоке электронов в квазинейтральной плазме со спариванием свободных электронов, а в дальнейшем и спариванием атомных электронов в ортобозоны с формированием последними конденсата Бозе-Эйнштейна, в котором образуется новое состояние вещества – трансатомы, которые соединяются благодаря их ультрасильным магнитным полям в ядерную трансмолекулу, в которой и происходят многоядерные реакции трансмутации с нерадиоактивными продуктами; с преобразованием трансмолекул в разные наборы стабильных ядер при условии соблюдения всех законов сохранения. При этом коллективным параметром, характеризующим квазиравновесное распределение по массовым числам изотопов – продуктов реакций, является "термодинамический" коэффициент энергосодержания среды. Описан естественный нуклеосинтез в эпоху рекомбинации Вселенной, давший начало формированию и развитию органического химического, а в последствии, и биохимического синтеза. Развитие учения В.И. Вернадского о биосфере и ноосфере Земли дополнено концепцией фрактальности материальных, в том числе биологических структур с дальнейшей эволюцией живой материи, а также концепцией планетарного нуклеосинтеза. Исходя из идеи планетарного нуклеосинтеза, основанного на механизме многоядерных квантовых переходов одних атомных ядер в другие, сформулированы новая доктрина геологического развития Земли и основы квантовой планетологии, в которой нашла свое объяснение строгая временная цикличность, наблюдаемая в геологической активности Земли, связанной с галактическими струйными энергетическими потоками. Обсуждаемые вопросы могут быть основанием для тех направлений в научных исследованиях, которые будут формировать новую парадигму, новое мировоззрение.

Ключевые слова: Вернадский В.И., парадигма, низкоэнергетические ядерные реакции, нуклеосинтез, фракталы, живое вещество, биосфера, ноосфера, философия науки

PACS: 01.70.+w; 03.75.Mn; 25.60.Pj; 25.70.Hi; 52.25.Xz; 91.35.Nm; 96.12.je; 98.70.Sa

Для цитирования: Мышинский Г.В. В.И. Вернадский и новая парадигма. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2023, 15(4):463-482. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.463.

Vladimir I. Vernadsky and new paradigm

Gennady V. Mishinsky

Joint Institute for Nuclear Research, <http://www.jinr.ru/>

Dubna 141980, Moscow Region, Russian Federation

E-mail: mysb@jinr.ru

Received October 09, 2023, peer-reviewed October 16, 2023, accepted October 23, 2023, published December 06, 2023.

Abstract: The main directions of V.I.Vernadsky's scientific activity during the period of the scientific revolution occurred at the end of the 19th and until the middle of the 20th centuries are briefly listed. His decisive contribution to the initial research and practical application of the phenomenon of radioactivity and nuclear physics is shown. Based on the discovery of low-energy nuclear reactions more than 30 years ago, the development of Vernadsky's ideas about the role of radioactivity – the transformation of some chemical elements into other chemical elements – in geology, in the thermal balance of the Earth, in the prevalence of trace chemical elements is presented. Main provisions of the theory of low-energy nuclear reactions in condensed matter are listed: the threshold for excitation of the medium is indicated; shown is the possibility of generating a strong magnetic field in a unidirectional flow of electrons in a quasineutral plasma with the pairing of free electrons, and, subsequently, the pairing of atomic electrons into orthobosons with the latter forming a Bose-Einstein condensate, in which a new state of matter is formed – transatoms, which are combined, due to their ultra-strong magnetic fields, into nuclear transmolecule, in which multinuclear transmutation reactions occur with non-radioactive products; with the transformation of transmolecules into different sets of stable nuclei, subject to all conservation laws. In this case, the collective parameter that characterizes the quasi-equilibrium distribution of the mass numbers of isotopes – reaction products – is the “thermodynamic” coefficient of the energy content of the medium. Natural nucleosynthesis in the era of recombination of the Universe, which gave rise to the formation and development of organic chemical, and subsequently biochemical synthesis, is described. The development of Vernadsky's doctrine of the biosphere and noosphere of the Earth is supplemented by the concept of fractality of material, including biological structures with the further evolution of living matter, as well as by the concept of planetary nucleosynthesis. Starting from the idea of planetary nucleosynthesis, based on the mechanism of multinuclear quantum transitions of some atomic nuclei to others, a new doctrine of the geological development of the Earth and the foundations of quantum planetology were formulated, which explained the strict temporal cyclicity observed in the geological activity of the Earth associated with galactic jet energy flows. The issues discussed may become a basis for those directions in scientific research that will form a new paradigm, a new worldview.

Keywords: Vladimir I. Vernadsky, paradigm, low-energy nuclear reactions, nucleosynthesis, fractals, living matter, biosphere, noosphere, philosophy of science

PACS: 01.70.+w; 03.75.Mn; 25.60.Pj; 25.70.Hi; 52.25.Xz; 91.35.Nm; 96.12.je; 98.70.Sa

For citation: Gennady V. Mishinsky. Vladimir I. Vernadsky and new paradigm. *RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies*, 2023, 15(4):463-482e. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.463.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (465)

1.1. В.И. ВЕРНАДСКИЙ И ЕГО ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ (465)

1.2. СОВРЕМЕННОЕ РАЗВИТИЕ НАСЛЕДИЯ В.И. ВЕРНАДСКОГО (466)

2. "ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ" КВАЗИРАВНОВЕСНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ (467)

3. НУКЛЕОСИНТЕЗ. ЖИВАЯ МАТЕРИЯ (470)

3.1. "БОЗОННОЕ ТЕЛО" (472)

3.2. ФРАКТАЛЫ (472)

4. ПЛАНЕТАРНЫЙ НУКЛЕОСИНТЕЗ И СТРУЙНЫЕ ГАЛАКТИЧЕСКИЕ ПОТОКИ МАТЕРИИ И ЭНЕРГИИ. ЖИВАЯ ЗЕМЛЯ (474)

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (477)

ЛИТЕРАТУРА (479)

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1. В.И. ВЕРНАДСКИЙ И ЕГО ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ

В этом, 2023 году 28 февраля исполнилось 160 лет со дня рождения выдающегося советского и российского ученого, академика Владимира Ивановича Вернадского (1863-1945) [1]. Эта дата не только напомнила о роли В. И. Вернадского в развитии науки начала-середины прошлого столетия, но и стимулировала нас вновь обратиться к его научному наследию, в том числе перечитать еще раз, по словам самого Вернадского, его "главную" книгу – "Химическое строение биосферы Земли и ее окружения" [2].

Круг научных интересов Вернадского был невероятно широк. Его наследие содержит работы по геологии, минералогии, кристаллографии, аналитической химии. Он изучал почвоведение, биологию, радиологию, палеонтологию, метеоритику. Благодаря его работам был внесён огромный вклад в развитие геохимии. Вернадский основал новую науку – биогеохимию. Вернадский хорошо знал историю и философию науки. Он заложил основы в исследование ноосферы – нового периода в развитии биосферы.

Вернадский В.И. был одним из первых, кто по достоинству оценил открытие явления радиоактивности в 1896 г., кто осознал силу, скрытую в атомном ядре [3]. Изучив работы А.Беккереля, В.К.Рентгена, М.Склодовской-Кюри, Э. Резерфорда и Ф. Содди, Вернадский В.И. пришел к выводу, что исследования радиоактивности и "урановой проблематики" смогут открыть новые горизонты в развитии человечества. Еще осенью 1908 года, за три года до открытия Резерфордом атомного ядра, он выступил в Отделении физико-математических наук Академии наук с докладом по вопросу исследований радиоактивности. В следующем году он организовал радиевую экспедицию в Фергану, а в дальнейшем составил обзор месторождений радиоактивных минералов. В 1911 году, в С.-Петербурге Вернадский В.И. организовал Минералогическую лабораторию, в которой в 1914 г. было создано отделение радиологических исследований. В 1915 году на основе этого отделения была образована Радиологическая лаборатория, которая стала первым научным центром в России по исследованию радиоактивности, а в дальнейшем и атомного ядра.

В 1922 году Радиологическая лаборатория была преобразована в Государственный радиевый институт, первым директором которого был назначен В.И. Вернадский. Тогда Государственный радиевый институт состоял из трех отделов: химического (в будущем радиохимия), который возглавил В.Г. Хлопин; физического (ядерная физика), руководимого Л.В. Мысовским, и минералогического и геохимического отдела (радиология), который возглавлял В.И. Вернадский. В институте работали такие выдающиеся ученые, как академики Алиханов А.И., Виноградов А.П., Капица П.А., Курчатов И.В., Никольский Б.П., Ферсман А.Е., Хлопин В.Г., Щербаков Д.И.; члены-корреспонденты Белоусов В.В., Ненадкевич К.А., Богоявленский Л.Н., Старик И.Е.; профессора Герлинг Э.К., Комлев Л.В. и многие другие видные специалисты в области изучения и применения на практике явления радиоактивности и ядерной физики.

В том же 1922 году В.И. Вернадский писал: "...мы подходим к великому перевороту в жизни человечества, с которым не может сравниться все им ранее пережитое. Недалеко то время, когда человек получит в свои руки атомную энергию, такой источник силы, который даст ему возможность строить свою жизнь, как он захочет. Сумеет ли человек воспользоваться этой силой, направить ее на добро, а не на самоуничтожение? [4]". Это пророчество было сделано Вернадским В.И. за 16 лет до открытия в 1938 году немецкими учеными О. Ганом и Ф. Штрассманом деления урана тепловыми нейтронами.

Из всего вышесказанного с очевидностью следует, что Вернадского В.И. в полной мере можно считать основоположником ядерных исследований в России и в Советском Союзе.

Вернадский был уверен в том, что явление радиоактивности, как преобразование одних химических элементов в другие химические элементы, сопровождающееся при этом выделением огромной энергии, поможет решить проблемы, касающиеся атомной энергетики, геохронологии, теплового баланса Земли, состояния рассеянных химических элементов и связанные с ним особенности их миграции и концентрирования в земной коре.

1.2. СОВРЕМЕННОЕ РАЗВИТИЕ НАСЛЕДИЯ В.И. ВЕРНАДСКОГО

Наше внимание к работам В.И. Вернадского связано, прежде всего, с открытием в 1989-1992 годах низкоэнергетических ядерных реакций (НЭЯР, LENR – Low Energy Nuclear Reactions) [5-8]. Это открытие позволило сформулировать новый, естественный механизм синтеза химических элементов во Вселенной [9] и, тем самым, попытаться ответить на многие вопросы, сформулированные Вернадским В.И. при его исследовании биосферы Земли и ее окружения.

Под естественным нуклеосинтезом во Вселенной мы понимаем преобразование одних стабильных химических элементов в другие стабильные химические элементы в низкоэнергетических ядерных реакциях. Естественный нуклеосинтез – это механизм альтернативный синтезу химических элементов как в звездах, в результате термоядерных реакций, требующих температуры в сотни миллионов градусов, так и синтезу элементов посредством последовательного захвата атомными ядрами нейтронов в *s*- и *r*-процессах с дальнейшим бета-распадом ядер. Нуклеосинтез в *r*-процессах происходит на стадии гибели звезд – при взрывах сверхновых и нейтронных звезд.

Низкоэнергетические ядерные реакции подразделяются на два типа: реакции холодного ядерного синтеза (ХЯС) и реакции низкоэнергетической трансмутации химических элементов (НЭТ или трансмутация).

К реакциям ХЯС относятся реакции с участием водорода или дейтерия, а именно: протонов или дейтронов, и ядер основного элемента, например: палладия, никеля, титана. Эти реакции могут протекать самопроизвольно, без внешнего воздействия. В твердом теле они происходят предпочтительно в образцах, имеющих размер порядка нескольких нанометров. Такой размер образцов позволяет создать концентрацию 2-3 атома водорода или дейтерия на один атом основного элемента. Реакции ХЯС также могут протекать в растворах и в расплавах. Впервые, об осуществлении реакций холодного ядерного синтеза при комнатной температуре было объявлено М. Флейшманом и С. Понсом в 1989 году [10]. Реакция холодного ядерного синтеза была реализована ими при

электролизе с палладиевым катодом раствора дейтерированного гидроксида лития в тяжелой воде. (0.1M LiOD в растворе 99.5% D₂O + 0.5% H₂O).

Реакции трансмутации осуществляются для всех химических элементов, начиная с водорода, и происходят, как правило, с участием одновременно большого количества атомных ядер. Реакции НЭТ включают как слияние, так и распад ядер [18]. Они происходят в слабо возбужденных конденсированных средах с энергией возбуждения в области реакций ~ 1 эВ/атом. В обычных ядерных реакциях для сближения атомных ядер до расстояния действия ядерных сил необходимо преодолеть имеющийся между ними кулоновский барьер, который имеет значения от десятков кэВ до сотен МэВ. Реакции трансмутации протекают только в результате внешнего воздействия. Реакции трансмутации преимущественно происходят в расплавах, в растворах и в плотных газах, т.е. на свободных атомах и молекулах. Примечательно, что продукты реакций трансмутации – изотопы химических элементов – получаются нерадиоактивными.

Реакции трансмутации были открыты в 1992 году А.Б. Карабутом, Я.Р. Кучеровым и И.Б. Савватимовой в экспериментах по стимуляции реакций холодного ядерного синтеза в методе с тлеющим газовым разрядом в дейтерии с палладиевым катодом [11]. В дальнейшем, реакции трансмутации были обнаружены и многократно воспроизведены в других многочисленных и разнообразных экспериментах. Например, в тлеющем газовом разряде [11-13]; при промышленной, электронной, зонной плавке слитков циркония в вакуумной печи [14]; при взрывах металлических мишеней, облучаемых мощным импульсом электронов [15,16]; при взрывах в жидких диэлектрических средах металлических фольг, через которые пропускался мощный импульс электрического тока [17,18]; при воздействии импульсным током на расплав свинца с медью [19]; при прохождении электрического тока в водно-минеральных средах [20]; при ультразвуковой обработке водных солевых растворов [7]; при облучении тормозными гамма квантами конденсированных газов [21-23]; в

растущих биологических структурах [24-26] и во многих других [1-3]. Из приведенного перечня экспериментов по трансмутации видно, что их методики крайне разнообразны и в корне отличаются от методов ядерной физики.

Низкоэнергетические ядерные реакции происходят благодаря обменному и резонансному интерференционному обмену взаимодействиям [27].

Открытие низкоэнергетических ядерных реакций в 1989-1992 годах положило начало смене парадигмы в науке или новой научной революции [28-30].

Происходящая в настоящее время научная революция позволяет нам по-новому взглянуть на учение Вернадского В.И. о биосфере Земли, подтверждая и развивая его гипотезы и предвидения.

2. “ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ” КВАЗИРАВНОВЕСНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Одно из основных свойств материи, способ ее существования – это непрерывное движение. Движение может быть хаотическим или направленным. По большей части, мы повсюду наблюдаем направленное движение частиц материи.

В квазинейтральной плазме однонаправленное, коллективное движение свободных электронов создает магнитное поле \mathbf{V}_μ (Рис. 1b). Это магнитное поле обязано своему происхождению магнитным моментам электронов μ_e , которые в однонаправленном потоке, благодаря свойству спиральности электронов $\mathbf{p}_e \uparrow \uparrow \mu_e$ ($\mathbf{s}_e \downarrow \downarrow \mathbf{p}_e$), параллельны друг другу, где \mathbf{p}_e – импульс электрона (Рис. 1a,b). При плотности электронов $\rho > 10^{21} \text{ см}^{-3}$ (расстояние между электронами $< 10^{-7} \text{ см}$) магнитное поле

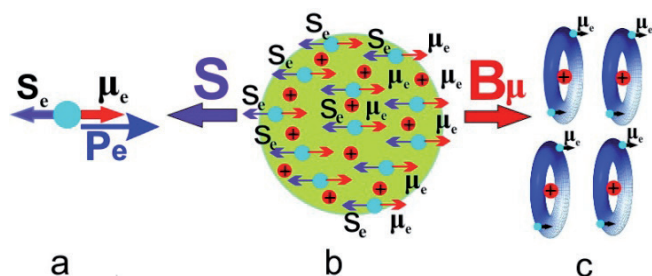


Рис. 1. а - спиральность электрона, b – обменное S и магнитное \mathbf{V}_μ поля, c – ортобозоны.

\mathbf{V}_μ порождает кулоновское обменное поле \mathbf{S} , которое связано с параллельностью спинов электронов \mathbf{s}_e (Рис. 1b). В кулоновском обменном поле \mathbf{S} в квазинейтральной плазме электроны притягиваются друг к другу, что приводит к спариванию свободных электронов в ортобозоны (Рис. 1c) [31]. В квазинейтральной плазме с $\rho > 10^{21} \text{ см}^{-3}$ из-за малого радиуса Дебая $r_D = 69(T/\rho)^{1/2} \sim 10^{-8} \text{ см}$ кулоновское отталкивание между электронами исчезает. У ортобозонной пары спины электронов ($\mathbf{s}_e = 1\hbar/2$) параллельны, и их общий спин равен единице, $\mathbf{S}_{2e} = 1\hbar$. Спаривание электронов в ортобозон обусловлено проявлением у электрона в сильном магнитном поле нового квантового числа, порождаемого осцилляциями электрона около своей орбитали, и которое в отсутствие магнитного поля никак не проявлялось. Магнитные моменты электронов μ_e в ортобозоне также параллельны, и они создают сильное магнитное поле $\mathbf{V}_{2e} > 30 \text{ Тл}$ (Рис. 2a).

В магнитных полях $> 30 \text{ Тл}$ атомы превращаются в трансатомы. В трансатоме его орбитальные электроны также попарно связаны в ортобозоны [32]. Атомные электронные ортобозоны сливаются в конденсат Бозе-Эйнштейна, в котором все спины электронов и, соответственно, их магнитные моменты параллельны друг другу (Рис. 2b). Магнитные моменты электронов порождают внутри и вокруг трансатомов ультрасильные магнитные поля до $\mathbf{V}_s \sim 10^5\text{-}10^{10} \text{ Тл}$ [33].

Благодаря такому механизму, находит свое объяснение существование в космической плазме сильных и сверхсильных магнитных полей.

Внутреннее ультрасильное магнитное поле, взаимодействуя с магнитными спиновыми и магнитными орбитальными моментами нуклонов в ядре, меняет структуру ядра, превращая его в Трансядро. Нуклоны в трансядре: попарно

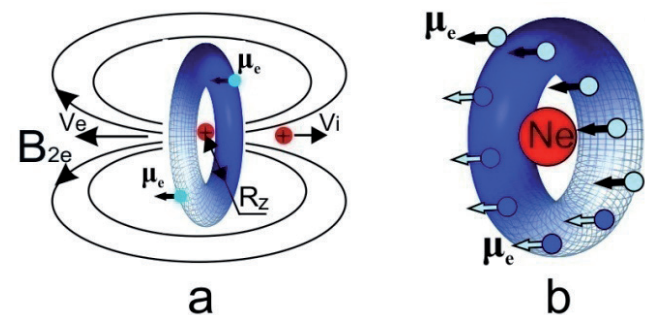


Рис. 2. а – ортобозон, b – трансатом неона.

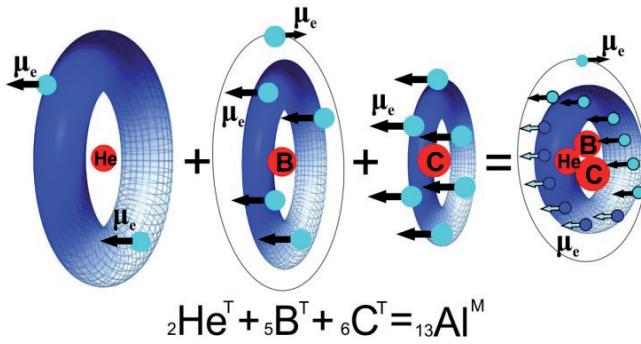


Рис. 3. Образование трансмолекулы алюминия из трансатомов гелия, бора и углерода.

протоны и нейтроны (фермионы со спином равным $s = 1\hbar/2$), также формируют ортобозоны с $S_{2p,2n} = 1\hbar$, но уже ядерные ортобозоны. Трансядро, с окружающим его электронным, ортобозонным конденсатом Бозе-Эйнштейна, образует новое состояние материи – спиновый нуклидный электронный конденсат [33,34].

Внешние ультрасильные магнитные поля трансатомов соединяют их электронные Бозе-конденсаты в один, общий электронный конденсат. А их ядра формируют ядерную трансмолекулу, в которой происходят многоядерные реакции трансмутации [27,35] (Рис. 3,4). Реакции трансмутации могут протекать с участием электронных ортобозонов.

Таким образом, в реакциях трансмутации происходят одновременно сильные и слабые взаимодействия. Поэтому продукты ядерных реакций трансмутации нерадиоактивны. В этих реакциях выделяется ядерная энергия. Продукты реакции разлетаются в разные стороны. И если атомы продуктов реакций не находятся в сильном магнитном поле, то они становятся обычными атомами с обычными ядрами. В результате реакций трансмутации ядерная трансмолекула преобразуется с соответствующей вероятностью в разные наборы стабильных ядер при условии соблюдения законов сохранения: энергии, электрического, барионного и лептонного зарядов и пр. На Рис. 4 представлена схема восьми из двадцати двух возможных переходов трансмолекулы алюминия, состоящей из трансатомов гелия, бора и углерода, в два или три стабильных ядра. Многоядерные реакции можно рассматривать как одномоментный,

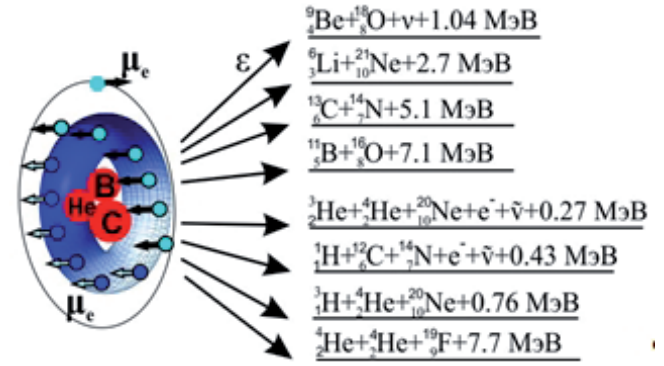


Рис. 4. Схема переходов трансмолекулы алюминия в два или три стабильных ядра.

многонуклонный обмен между трансядрами, которые составляют трансмолекулу [36].

Энергия при трансмутации выделяется за счет положительной разницы между суммами масс начальных и вновь образованных ядер с учетом энергии связи их электронных оболочек. Такая разница возникает за счет различной энергии связи нуклонов в ядрах (дефект массы ядер) (Рис. 5). Непрерывно происходящие в конденсированной среде реакции трансмутации приводят к квазиравновесному распределению по массовым числам изотопов – продуктов реакций.

К процессам трансмутации можно применить законы статистической физики на том основании, что трансмутацию можно представить не как обмен энергией между частицами, а как обмен между нуклидами порциями нуклонов ($E = mc^2$). В качестве статистического ансамбля можно использовать всевозможные наборы из ограниченного количества 286-ти стабильных нуклидов.

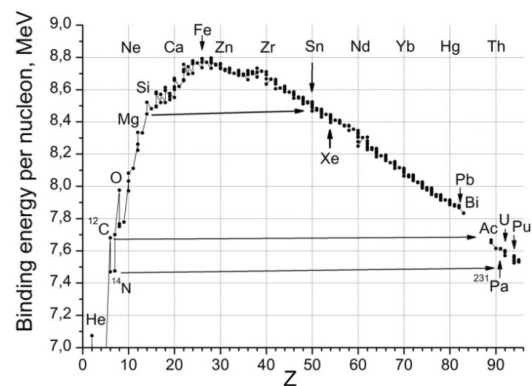


Рис. 5. Зависимость энергии связи на нуклон в ядрах от заряда ядра Z.

В статистической физике распределение по энергии E для сталкивающихся атомов газа, находящегося при температуре T , описывается распределением Максвелла:

$$f_E = \frac{2\pi}{\sqrt{(\pi kT)^3}} \sqrt{E} \exp(-E / kT).$$

Для процессов трансмутации заменим энергию в распределении Максвелла на массы изотопов M_A или на массовые числа изотопов A : $E \rightarrow A$, а kT на коэффициент энергосодержания среды G , характеризующий процесс трансмутации: $kT \rightarrow 2G$:

$$f_A = \frac{C}{\sqrt{(2G)^3}} \sqrt{A} \exp(-A / 2G), \quad (1)$$

где C – нормировочный коэффициент. Как температура системы T является коллективным параметром составляющих ее частиц, так и число G определяет коллективное **энергосодержание** среды [37]. Коэффициент энергосодержания среды зависит от суммарной энергии связи составляющих ее ядер (Рис. 5). Чем меньше суммарная энергия связи всех ядер, тем больше энергосодержание среды, тем больше коэффициент G . Примечательно, что энергосодержание систем, состоящих из атомов, например: углерода-азота и тория-урана, примерно одинаковое (Рис. 5). Коэффициент энергосодержания имеет максимальное значение в среде, состоящей из атомов водорода, у которых энергия связи равна нулю. В среде, содержащей исключительно изотопы железа и никеля с максимальной энергией связи на нуклон: ^{56}Fe -8.790 МэВ, ^{58}Fe -8.792 МэВ и ^{62}Ni -8.794 МэВ, реакции трансмутации не происходят (Рис. 5). В "термодинамических" распределениях, соответствующих формуле (1), на **Рис. 6** массовое число A меняется от 1 до 250, от водорода до изотопа калифорния-250. Коэффициент энергосодержания G на Рис. 6 имеет три выбранных произвольно значения $G = 8, 12$ и 24 . Эти значения соответствуют в распределениях максимальным значениям массового числа $A_{\text{макс}}$, что определяет физический смысл коэффициента $G = A_{\text{макс}}$. Поскольку реакции трансмутации происходят с потерей внутренней энергии атомных ядер среды, то в процессе трансмутации коэффициент энергосодержания G будет постоянно уменьшаться.

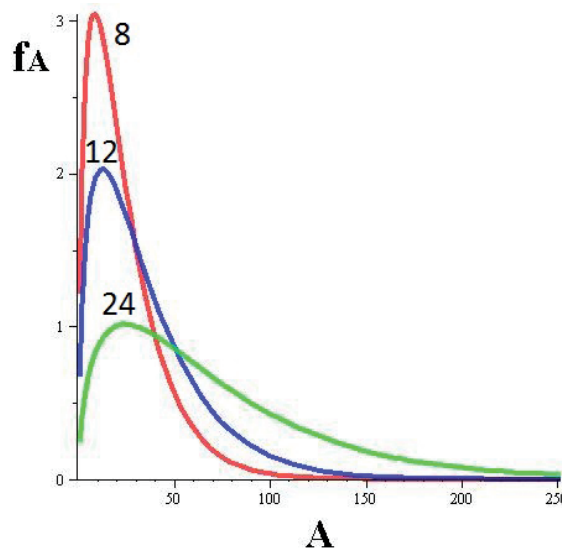


Рис. 6. "Термодинамические" распределения по массовому числу A для процессов трансмутации.

Таким образом, получающееся распределение, во-первых, будет квазиравновесным; во-вторых, при больших значениях коэффициента энергосодержания G будут синтезироваться все химические элементы вплоть до тяжелых и сверхтяжелых; в-третьих, по мере уменьшения коэффициента G распределение, условно, будет меняться от распределения, описываемого линией с $A_{\text{макс}} = 24$ на Рис. 6, к распределению, описываемому линией с $A_{\text{макс}} = 8$. Следовательно, синтезироваться будут, в основном, химические элементы с малыми и средними значениями массовых чисел. А тяжелые и сверхтяжелые элементы будут преобразовываться в более легкие. В-четвертых, с течением времени в распределении будет увеличиваться присутствие железа и никеля, которые не участвуют в реакциях трансмутации. По содержанию этих элементов у объекта, по его массовой плотности можно судить о продолжительности процессов трансмутации, происходящих в этом объекте.

Следовательно, квазиравновесные распределения отражают распространенность химических элементов и их изотопов в разных объектах и областях Вселенной.

Вернадский В.И. в книге [2] писал: "Выяснилось, что количественный атомный состав земной коры не есть случайное явление. Он теснейшим образом связан с многообразными свойствами атомов в том физическом поле, прежде всего термодинамическом, которому отвечает земная

кора. Земная кора в таблице Филлипса-Кларка-Фохта (таблица концентрации химических элементов) количественно отвечает какому-то важному *планетному проявлению атомов*. В результате астрофизических исследований выяснилось, что в поверхностных слоях звезд, Солнца в том числе, мы имеем, приближенно, отражение того же количественного атомного состава, который выражен в таблице Ф-К-Ф. ... Едва ли можно сомневаться, что по мере того, как геологические процессы будут глубоко изучаться, их не земной только, но планетарный характер будет выявляться все с большей резкостью".

3. НУКЛЕОСИНТЕЗ. ЖИВАЯ МАТЕРИЯ

Поскольку преобразование химических элементов в реакциях трансмутации происходит при низких энергиях возбуждения конденсированных сред ~ 1 эВ/атом, то естественный нуклеосинтез стартовал во Вселенной в эпоху Рекомбинации примерно через 50 тысяч лет после Большого Взрыва (БВ). Тогда же материя стала доминировать над электромагнитным излучением, "свет был отделен от тьмы", что привело к изменению режима расширения Вселенной. Эпоха Рекомбинации началась примерно через 18 тысяч лет после БВ, когда электроны начали соединяться с ядрами гелия с образованием ионов He^+ . В это время материя состояла в основном из электронов, протонов, дейтронов (0.5% ядер) и ядер гелия (6% ядер). Начало нуклеосинтеза связано с двумя обстоятельствами: во-первых, направленное электромагнитное излучение, идущее из горячего центра Вселенной, порождало направленные потоки свободных электронов, создающих сильные магнитные поля. И, во-вторых, через 50 тысяч лет после БВ в космической плазме было уже достаточное количество нейтральных атомов гелия, которые первыми участвовали в реакциях трансмутации [38]. Примечательно, что изомер атома гелия, а именно, ортогелий является единственным из всех атомов химических элементов, который, благодаря параллельности магнитных моментов электронов, имеет на радиусе атома сильное магнитное поле ~ 70 Тл. Это свойство ортогелия, кардинально увеличивает интенсивность процессов нуклеосинтеза [21,38]. Из-за сильного магнитного поля атомы ортогелия притягиваются

друг к другу и образуют трансатомы гелия (Рис. 3). Трансатомы гелия, соединяясь благодаря ультрасильному магнитному полю, формируют многоядерные молекулы. Создание таких трансмолекул приводит к многоядерным реакциям трансмутации, с испусканием протонов, нейтронов, альфа-частиц и с образованием тяжелых химических элементов с зарядом ядра $Z \geq 6$, (Рис.8).

Через 100 тысяч лет произошла рекомбинация электронов со всеми ядрами гелия с образованием нейтральных атомов гелия и с половиной протонов с образованием атомов водорода. Температура космической плазмы в это время была ~ 4000 К или ~ 0.4 эВ. Завершилась эпоха Рекомбинации через 380000 лет после Большого Взрыва нейтрализацией всех атомов водорода. Можно предположить, что нуклеосинтез благодаря реакциям трансмутации не прекратился с завершением эпохи Рекомбинации, а продолжился по причине всегда имеющихся атомов водорода и гелия и потоков энергии, идущей из центра Вселенной и создающей космическую плазму.

В результате реакций трансмутации начавшийся нуклеосинтез привел к появлению в космической, водородно-гелиевой плазме, прежде всего, легких химических элементов: углерода, азота и кислорода, атомное содержание которых более, чем на два порядка превосходило производство других химических элементов (Рис. 7,8) [21,22,39]. Очевидно, что появление углерода C , азота N и кислорода O при подавляющем их окружении ионами водорода H^+ и его атомами H немедленно приводит к запуску реакций органического мира с производством молекул метана CH_4 и других углеводородов, в том числе, содержащих группы $C=O$ и $COOH$, аммиака NH_3 , цианида HCN , воды H_2O , углекислого газа CO_2 и др. Водород, углерод, азот и кислород являются основными элементами в многообразном органическом мире.

Таким образом, начавшийся нуклеосинтез одновременно дал старт процессам неорганической химии, но, в большей степени, органической химии, а, в итоге, параллельному формированию и развитию Косной и Живой материи. Органическое

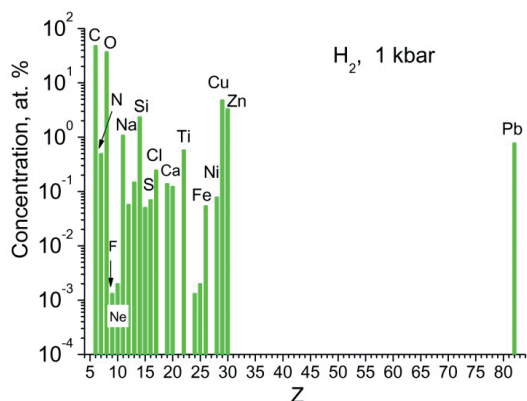


Рис. 7. Элементный состав, усредненный по 15 измерениям разных объектов.

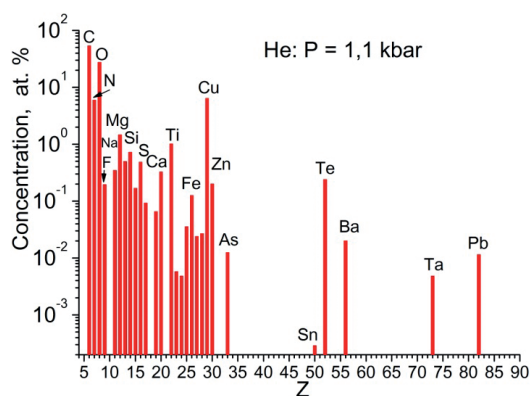


Рис. 8. Элементный состав, усредненный по 11 измерениям, в эксперименте с He при P=1.1 кбар.

вещество после нуклеосинтеза в период Рекомбинации многократно преобладало над неорганическим веществом (без учета водорода и гелия). Последующий переход органического вещества в неорганическое, связан с разрушительным действием внешней среды и идущих в конденсированных средах реакций трансмутации.

На Рис. 7 и 8 представлены результаты экспериментов, выполненных Дидьком А.Ю. и Вишневым Р., по синтезу химических элементов при облучении тормозными гамма квантами с граничной энергией 10 МэВ конденсированных газов водорода и гелия. [21-23,39]. Однонаправленный поток тормозных гамма квантов создает однонаправленный поток свободных электронов, которые порождают сильные магнитные поля, Рис. 1b. Атом ортогелия сам обладает сильным магнитным полем [38]. В сильных магнитных полях атомы преобразуются в трансатомы, и в реакциях трансмутации начинается нуклеосинтез. Кроме того, во всех экспериментах после окончания облучений в

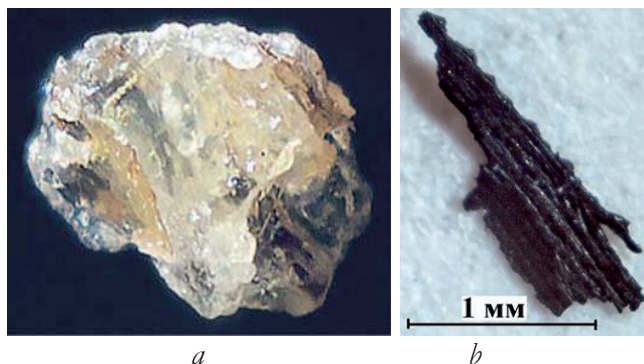


Рис. 9. Частицы, синтезированные в экспериментах с водородом при давлениях: а – P = 1 кбар и б – P = 3.4 кбар

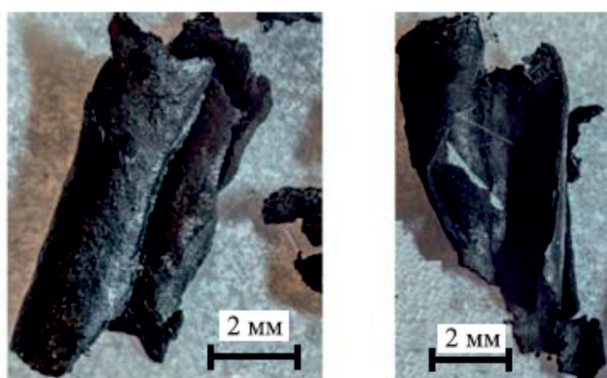


Рис. 10. Фото графитовых фольг.

реакционных камерах были обнаружены вновь созданные объекты: частицы и другие простые и сложные микроструктуры.

В эксперименте с водородом при давлении P = 1 кбар в реакционной камере были обнаружены восемь частиц с размерами ~ 1 мм. Фото одной из этих частиц размером ~700×630 мкм представлено на Рис. 9a. В другом эксперименте с давлением с P = 3.4 кбар в камере была найдена одна черная частица (Рис. 9b). Частицы состояли преимущественно из углерода и кислорода.

В эксперименте с гелием при давлении 1.1 кбар во внутренней части реакционной камеры были обнаружены тонкие, цилиндрические, черные фольги значительных размеров. Фольги (Рис. 10) содержали в основном углерод и кислород и оставляли на бумаге маслянистые следы. Последнее говорит о присутствии на фольгах жидких масел в виде углеводородов и о синтезе водорода.

Из выше представленных опытов и других многочисленных экспериментов следует, что в процессе трансмутации происходит синтез

не только новых химических элементов, но и синтез посторонних твердотельных структур, содержащих эти новые элементы.

Существует несколько механизмов образования твердотельных структур в конденсированном веществе. Это, прежде всего химическое соединение частиц, образование структур в результате резонансного интерференционного обменного взаимодействия между разными объектами и формирование структур за счет фрактальной геометрии природы.

Одно из фундаментальных свойств объектов заключается в том, что все они обладают волновым свойством, описываемым волнами де Бройля λ . Это свойство имеет принципиально важное значение, поскольку без него были бы невозможны обменное взаимодействие между тождественными объектами и резонансное интерференционное обменное взаимодействие между объектами, имеющими общие резонансные состояния [27]. Для частицы длина волны де Бройля $\lambda = h/mV$, где h – постоянная Планка, mV – импульс частицы, произведение её массы m на скорость V . Атом водорода с массой 1 а.е.м. при комнатной температуре 300К имеет длину волновой функции $\lambda_H = 0.145$ нм (диаметр атома водорода равен 0.106 нм). Чем меньше скорость V частицы, тем больше длина волны де Бройля λ , тем на большем расстоянии она взаимодействует с другими тождественными частицами обменным образом.

3.1. "Бозонное тело"

Частицы-бозоны стремятся занять одно состояние, и тем самым, образовать конденсат Бозе-Эйнштейна. Следовательно, атомы-бозоны и молекулы-бозоны могут концентрироваться в одном месте и образовать "бозонное тело". С увеличением массы "бозонного тела" и его кристаллизации, когда бозоны связываются, тепловая скорость "бозонного тела" уменьшается. Из термодинамики $V = \sqrt{\frac{3kT}{N \cdot m} \left(\frac{3}{2} kT = \frac{N \cdot m \cdot V^2}{2} \right)}$, где k – постоянная Больцмана, T – температура, N – количество тождественных бозонов массой m в "бозонном теле". Следовательно, "бозонное тело" в $1/\sqrt{N}$ раз уменьшает скорость бозонов, и в \sqrt{N} раз увеличивает

длины их волновых функций $\lambda = \frac{h}{mV} = h\sqrt{\frac{N}{3kT \cdot m}}$. Сила, притягивающая другие тождественные бозоны, пропорциональна количеству бозонов N , составляющих "бозонное тело". Вспомним, что в одном моле содержится $6 \cdot 10^{23}$ частиц. По этой причине "бозонное тело" постоянно увеличивает свой размер за счет присоединения к себе тождественных бозонов.

В "бозонном теле", состоящем в основном из водорода, углерода, азота и кислорода, под действием электромагнитного излучения и других внешних воздействий начинаются интенсивные, в том числе органические химические реакции. Органический химический синтез приводит к образованию разнообразных органических молекул, а в последствии, и биохимических молекул. Так, недавно группа ученых выявила химические реакции, которые могли привести к появлению жизни [40]. Эти химические реакции происходят с участием только четырех химических элементов, представляющих Косное вещество: кетокислоты (производные углеводов, содержащие C=O и COOH группы), цианид HCN, аммиак NH₃ и углекислый газ CO₂, а продуктами являются аминокислоты и нуклеиновые кислоты – строительные блоки для белков и ДНК Живой материи.

3.2. ФРАКТАЛЫ

Вся материя состоит из множества как разнообразных, так и однотипных, тождественных систем. В свою очередь любая система состоит из составляющих её связанных объектов. Такие же объекты могут находиться в пространстве, окружающем систему, в свободном состоянии.

Одно из основных свойств систем – это способность формировать внутри себя или из окружающих их свободных объектов, другие, самоподобные системы. "Если каждая из частей некоторой формы геометрически подобна целому, то эта форма и порождающий ее каскад называются самоподобными (Мандельброт, [41])".

Это свойство систем называется – Фрактальная геометрия природы [41]. Эта геометрия описывает как математическое пространство, так и, что принципиально важно, физическую Вселенную (Рис. 11,12). На

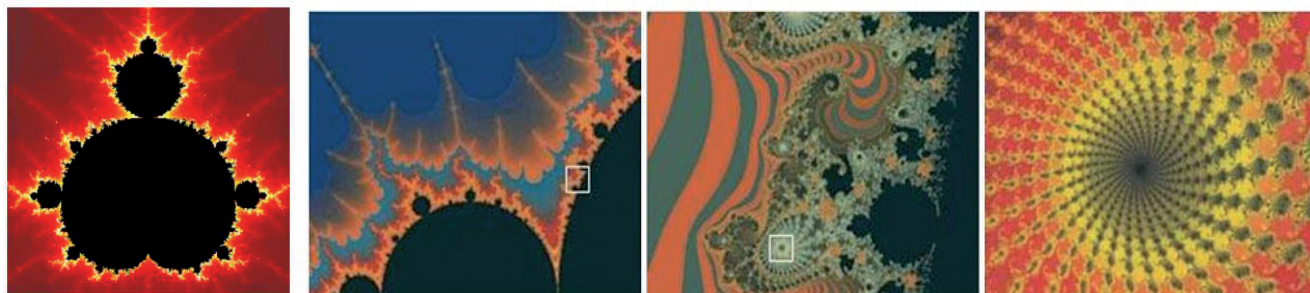


Рис. 11. Множество Мандельброта.

Рис. 11 изображено множество Мандельброта, представляющее собой классический образец алгебраического фрактала. Показанные на Рис. 11 три последовательных увеличения фрагментов (отмечены квадратиками) позволяют увидеть подобные, повторяющиеся структуры множества Мандельброта с добавлением многих новых и прежде не повторяющихся элементов. Множество Мандельброта отражает самоподобие, которое лежит в основе бесконечного многообразия!

Строить фракталы в физическом пространстве – это одно из основных свойств Материи, составляющей какие-либо Структуры.

Фрактальная геометрия присуща всем материальным структурам, начиная с атомных ядер и до звезд, и галактик. Даже характеристики, описывающие Хаос, подчиняются законам фрактальной геометрии [42]. Следует пойти дальше и увидеть, что Духовные образы, построения и структуры, связанные с Сознанием и с Мыслительной деятельностью в сфере искусства, гуманитарных, общественных и политических наук, также повинуются законам фрактального самоподобия. Особенно ярко это свойство проявляется в музыке и архитектуре.

Фракталы создаются как Косным веществом, так и биологической, Живой материей. Таким образом, Косное вещество и Живая материя воспроизводят себя, т.е. РАЗМНОЖАЮТСЯ. Биологические организмы размножаются особо интенсивно. Живая материя – это

биологические структуры и организмы, способные к самоподобию и размножению за счет переработки Косного вещества, состоящего из органических и неорганических молекул и структур. Живая материя отличается от Живого вещества, которое Вернадский определил так: "Я буду называть Живым веществом совокупность организмов, участвующих в геохимических процессах. Организмы, составляющие совокупность, будут являться элементами Живого вещества [43]".

Примечательно, что большие структуры, которые способны внутри себя создавать более устойчивые подструктуры, могут "спонтанно" распадаться на них. Это свойство систем также является размножением. Оно характерно для ядер – ядер клеток и ядер трансураниевых химических элементов. В политике такое явление наблюдается при распаде империй. Вероятно, явление распада характерно и для ядер некоторых планет.

Под действием внешних факторов среды конденсированное вещество изменяет свое внутреннее состояние и внутреннюю структуру. Косное вещество в сильных магнитных полях преобразуется посредством трансмутаций химических элементов, а развитие Живой материи происходит благодаря Мутациям в ее биохимических структурах.

Различие между трансмутациями и мутациями определяется энергетикой этих процессов и, как следствие, их



Рис. 12. Фракталы гор, реки и Живой материи.

интенсивностью. Для преобразования Косного вещества необходимо оказать на него сильное воздействие, а чтобы преобразовать Живую материю достаточно слабого воздействия. Поэтому Живая материя эволюционирует посредством интенсивно идущих мутаций на несколько порядков быстрее, чем Косное вещество.

Таким образом, с самого начала нуклеосинтеза развитие Косного вещества и эволюция Живой материи всегда шли и идут параллельно и взаимопроникая друг в друга. Поскольку они состоят из одинаковых атомов, то Живая материя прирастает за счет переработки Косного вещества, а Косное пополняется за счет Живой материи после ее гибели.

Во Вселенной, начиная с эпохи Рекомбинации, прежде всего из легких химических элементов стали формироваться "бозонные тела", из которых позднее образовывались органические и биологические планеты. На этих органических планетах обязательно, благодаря мутациям и фрактальной геометрии природы, должна была сначала появиться примитивная органическая жизнь, а в последствии должна развиться разумная жизнь [44]. Трудно представить возможности Высшего Разума возрастом более 12 млрд. лет.

Из вышесказанного можно сделать два важных утверждения:

- Жизнь вечна в физически вечной Вселенной.
- Вселенная наполнена Живой материей.

В.И. Вернадский писал: "Растекание жизни, выражающееся во всеюдности жизни – есть проявление ее внутренней энергии [1]". Эти утверждения согласуются с тремя положениями, высказанные В.И. Вернадским, который считал, что, во-первых, "жизнь вечна постольку, поскольку вечен космос [45]", во-вторых, "живое порождается только живым". И, поэтому, в-третьих, "только космос является источником земной жизни". Вернадский выступал против механических теорий самозарождения жизни на Земле путем произвольного преобразования неорганической материи в органическую и

биотическую. "Жизнь извечная во Вселенной, явилась Новой на Земле. Зародыши Жизни приносились в нее извне постоянно, но укрепились на Земле лишь тогда, когда на Земле оказались благоприятные для этого возможности [45]". Это утверждение, высказывание В.И. Вернадского, мы считаем справедливым для любого объекта Вселенной.

4. ПЛАНЕТАРНЫЙ НУКЛЕОСИНТЕЗ И СТРУЙНЫЕ ГАЛАКТИЧЕСКИЕ ПОТОКИ МАТЕРИИ И ЭНЕРГИИ. ЖИВАЯ ЗЕМЛЯ

Через ~ 0.5 млрд лет развития Вселенной начали формироваться первые звезды и галактики. На этом этапе, когда плотность вещества и направленное движение свободных электронов достигали значений достаточных для генерации магнитных полей и спаривания в них электронов, вновь запустились реакции низкоэнергетической трансмутации химических элементов подобные тем, которые осуществлялись, начиная с эпохи Рекомбинации.

И опять же, в первую очередь из водорода и гелия были синтезированы легкие химические элементы: углерод, азот и кислород. Эти химические элементы, создавая космическую, конденсированную среду, явились благодатной "почвой" для "зародышей жизни" – живой материи, весь Космос которой к тому времени был уже заражен. Поэтому, формирование Земли и формирование ее Биосферы с самого начала шли одновременно. "Для нашей планеты эмпирически установлено существование жизни в самых древних нам доступных отложениях, нам на нашей планете известных. С другой стороны, нигде не нашли мы в биосфере горных пород, которые указывали бы на их образование в течение геологического времени в отсутствие живого вещества. ...Биосфера геологически вечна", – писал Вернадский В.И. – "Если количество живого вещества теряется перед косной и биокосной массами биосферы, то биогенные породы (т.е. созданные живым веществом) составляют огромную часть ее массы, идут далеко за пределы биосферы. Учитывая явления метаморфизма, они превращаются,

теряя всякие следы жизни, в гранитную оболочку, выходят из биосферы. Гранитная оболочка Земли есть область былых биосфер [2]".

Поскольку преобразование химических элементов в реакциях низкоэнергетической трансмутации протекает в достаточно "мягких" физических условиях ~ 1 эВ/атом и воспроизводит квазиравновесное распределение, можно сделать вывод, что процесс нуклеосинтеза осуществляется на планетах и формирует их элементный состав [8,46-49]. Сейчас, в магме Земли процессы трансмутации продолжают, и выделяемая при этом колоссальная энергия наблюдается нами в постоянном движении литосферных плит и в извержение вулканов. Специалистам известно, что внутриплитная тектоническая активность и вулканизм не находят объяснения в рамках теории тектоники плит. Наиболее распространенная гипотеза, удовлетворительно объясняющая вулканизм и тектоническую активность внутри как океанической, так и материковой литосферы, связана с идеей горячих точек и мантийных плюмов [50]. По-видимому, в этих горячих точках и мантийных плюмах, как раз, и происходят процессы трансмутации.

Вернадский В.И. писал: "Все указывает, что радиоактивный распад химических элементов – превращение одного изотопа в другой – есть не частный случай, а общее свойство земного вещества. Все химические элементы Земли находятся в радиоактивном распаде. Это основной физико-химический процесс, лежащий в основе всех геологических явлений. Химическое перерождение планеты является, в конце концов, его следствием... Для рассеянных элементов, по крайней мере, для главной их массы, характерно, что закономерности их распространения не могут быть объяснены химическими процессами. Они непрерывно создаются и переходят в новые изотопы других элементов всюду в веществе нашей планеты. Явление рассеянных элементов – большой земной экзотермический процесс – вносит в нашу планету, таким образом, вероятно, большее

количество тепла, чем "самопроизвольный" распад радиоактивных атомов [2]".

Исходя из идеи планетарного нуклеосинтеза, основанного на механизме многоядерных квантовых переходов одних атомных ядер в другие, нами сформулирована новая доктрина геологического развития Земли:

1. Геологическое развитие Земли представляет собой монотонный, эволюционный процесс, на который накладываются революционные, скачкообразные периоды.

2. Эволюционный процесс определяется внутренними энергетическими источниками: низкоэнергетическими ядерными реакциями, радиоактивными распадами, гравитационным сжатием и др. Поскольку энергия, поступающая из внутренних источников, монотонно уменьшается, то геологические процессы монотонно замедляются.

3. Скачкообразные, в том числе циклические периоды в развитии Земли генерируются внешними энергетическими источниками, которые стимулируют геологическую активность на Земле. В эти периоды геологические процессы ускоряются, порой революционным, взрывным образом.

4. Внешними энергетическими источниками являются Солнце, струйные потоки энергии и вещества из Галактики и более дальнего Космоса. Возможно, имеются другие, внешние энергетические источники. Внешние источники энергии могут воздействовать на Землю непосредственно или опосредованно – через Солнце и планеты-гиганты солнечной системы.

Вернадский В.И. в книге [2] подчеркивал: "Мы в геологии – в истории планеты Земля – непрерывно, реально сталкиваемся с энергетическим и материальным проявлением Млечного Пути – в форме космического вещества – метеоритов и пыли и материально-энергетическими, невидимыми глазу и сознательно человеком не ощущаемыми проникающими космическими излучениями. Космические лучи исходят к нам из Галактики непрерывно. Я исхожу из научной гипотезы, что на своем пути эти лучи разбивают

атомы большинства химических элементов, превращения их в другие, и постоянно происходит синтез огромной, при этом выделяемой тепловой энергии, которая должна иметь большое геологическое значение и которая до сих пор, взятая в целом, геологами не учитывается. ...Солнечная энергия, создающая жизнь на нашей планете, меркнет в своей силе перед так называемыми космическими проникающими излучениями. Мы увидим геологическое значение этих излучений и их роль в термическом режиме планеты".

Идея планетарного нуклеосинтеза привела нас к созданию новой научной дисциплины – Квантовой планетологии (геологии) [47-49]. В рамках квантовой геологии и новой доктрины геологического развития Земли нашла свое объяснение строгая временная цикличность, наблюдаемая в геологической активности Земли.

Согласно исследованию, опубликованному в журнале *Geoscience Frontiers* [51], геологическая активность на Земле имеет хорошо прослеживаемый цикл, равный примерно 27.5 миллионов лет. Ранее считалось, что геологические события имеют случайный характер. Но проведенный анализ геологических событий на протяжении последних 260 млн лет показал, что на самом деле в геологической активности наблюдается строгая цикличность. На **Рис. 13** представлены результаты анализа 89 геологических событий с использованием 10 млн-летнего скользящего окна с центром каждые 0.5 млн. лет. Количество

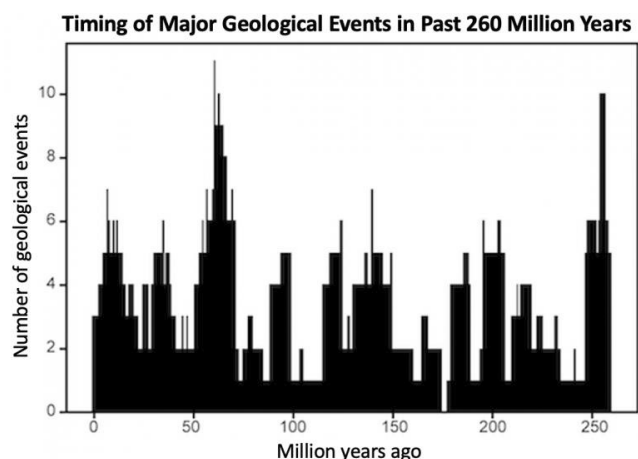


Рис. 13. Цикличность геологической активности Земли [51].

событий, попавших в скользящее окно, рассчитывалось с интервалом в 1 млн лет. Уверенно видны десять пиков. Такой анализ был выполнен, благодаря значительным улучшениям в методах радиоизотопного датирования и в методах измерения времени в геологической шкале.

Факт наличия циклических колебаний геологической активности Земли является серьезным отклонением от общепринятых взглядов. Однако наблюдаемая цикличность вполне укладывается в приведенную выше новую доктрину геологического развития Земли. Галактический год составляет, по разным оценкам, от 180 до 250 млн лет. Считается что, Солнце и ее планеты периодически, четыре раза за галактический год, примерно, каждые 60 млн. лет пересекают видимые струйные потоки вещества и энергии, выбрасываемые из центра диска Галактики [19,52]. Если цикл геологической активности на Земле равный 27.5 млн. лет связан с галактическими энергетическими потоками, то следует предположить существование еще четырех дополнительных, невидимых, струйных энергетических потока, расположенных между видимыми потоками. Исходя из этих соображений и цикла в 27.5 млн лет, Галактический год будет равен 220 млн лет.

По нашему мнению струйные энергетические потоки (СЭП) Галактики запускают в звездах и на планетах реакции трансмутации. Выделяющаяся в этих реакциях ядерная энергия, колоссальная по своим масштабам, вызывает сверхмощную активность вещества в объемах звезд и планет. Эти фазы активности солнечной системы (ФАСС), связанные с СЭПами Галактики, приводят к огромным изменениям в структуре Солнца и планет.

Учёные назвали цикл в 27.5 млн лет "пульсом" Земли. Очевидно, что "пульс" Земли задается СЭПами – ритмом энергетического "сердцебиения" нашей Галактики. Интересной задачей для планетологии и астрономии является регистрация невидимых, струйных энергетических потоков Галактики путем обнаружения их воздействия на звезды

и их планетарные системы. Если СЭПы Галактики являются постоянными в течение формирования всей солнечной системы, то с момента образования Земли 4.54 миллиарда лет назад, как самостоятельной планеты, она подвергалась воздействию этих потоков 165 раз.

Если взрывные трансмутации, регулярно происходящие в истории Земли, приравнять к мутациям в Живой материи, то можно утверждать, что геологические оболочки Земли и биосфера постоянно приспособляются к воздействию космических излучений. Тем самым, геосфера и биосфера совместно эволюционируют, и становятся все более и более структурно и функционально взаимосвязанными друг с другом, становятся, в конце концов, Единой системой. Очевидно, что кардинальные преобразования в одной из этих сфер могут привести к катастрофическим изменениям в других. По этой причине, планету Земля следует воспринимать, как целиком Живую. "На всем протяжении геологических явлений, научно нами охватываемых в пределах 2-3 млрд лет, мы видим на планете Земля существование жизни, существование биосферы [2]".

Вследствие "встряски" всей солнечной системы через каждые 27.5 млн лет, у "безжизненных" планет появляется шанс перезапустить свою историю с возможностью зарождения жизни, если ее на этих планетах не было или она исчезла.

В других случаях, если на планетах существовала растительная, животная и, тем более, разумная жизнь в виде высокоразвитых цивилизаций, то в периоды разрушительной планетарной активности растительная, животная части биосферы если не исчезали, то должны были коренным образом преобразоваться. А высокоразвитые цивилизации вынуждены были оставить свои "живые" планеты и переехать на "мертвые" или искусственно созданные планеты, на которых реакции трансмутации были бы невозможны. После окончания фазы активности солнечной системы высокоразвитые цивилизации могли бы вернуться на свои родные планеты или поставить их под наблюдение, если, например,

на них изменились условия существования их цивилизации (состав атмосферы, температура на поверхности планеты и пр.) или появилась другая жизнь с измененной, отличной от их, генетической структурой. Поэтому, если предположить, что в промежутках между ближайшими к нашему времени фазами активности солнечной системы на Земле существовали высокоразвитые цивилизации, то в период геологической активности Земли они должны были ее покинуть. И теперь они регулярно посещают нашу общую планету, но не как инопланетяне, а как иноЗемляне.

Последняя фаза активности солнечной системы закончилась примерно 7 млн лет назад. Это позволяет предположить и надеяться, что пик интенсивности следующей катастрофической геологической активности на Земле произойдет через 20 млн лет. И, если до этого времени Человечество не самоуничтожится, то примерно, через 17 млн лет оно вынуждено будет покинуть Землю!

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время происходит смена парадигмы в науке, или иначе – происходит новая научная революция, связанная с открытием низкоэнергетических ядерных реакций и с открытием фундаментального резонансного интерференционного обменного взаимодействия. Предыдущая научная революция началась в 1896 году с обнаружения А. Беккерелем естественной радиоактивности солей урана. За этим событием последовало создание квантовой механики, атомной и ядерной физики, специальной и общей теории относительности, открытие электромагнитного, сильного и слабого взаимодействий.

Вся научная деятельность В.И. Вернадского происходила во время смены парадигмы. Вернадский писал: "В науке мы переживаем в настоящее время такое революционное движение, которое не имеет ничего аналогичного; может быть, только XVII столетие с его победой идеей Коперника, с великими открытиями Кеплера, Галилея, Ньютона может иметь отдаленную аналогию с нашим временем. Перед изменением

научного мышления, которое неуклонно и все быстрым темпом, удивительно мало заметно для современников, совершается на наших глазах, весь XIX век с его научным развитием, вероятно, покажется в истории мысли простой подготовкой великого революционного движения XX столетия [1]". Сделав такое заключение, В.И. Вернадский практически предвосхитил открытие закона смены парадигм, совершенное Куном Т.С. в 1962 г [28]. При этом, Вернадский указал, что становлению нового мировоззрения, предшествует этап научных исследований, проводимых в рамках старой парадигмы. После интеграционного периода, являющимся утверждением нового мировоззрения, вновь наступает эпоха самых широких, дифференциальных исследований в открывающихся, новых научных направлениях и дисциплинах. Очевидно, что интегральный и дифференциальный периоды научных исследований во время действия парадигмы являются ее составными частями.

С открытием низкоэнергетических ядерных реакций трансмутации нами предложен новый механизм нуклеосинтеза химических элементов, который происходит как на стадии формирования самой ранней Вселенной, так и в звездах, и на планетах. Реакции трансмутации происходят с участием многих атомов и многих ядер. Такой подход позволил нам по-новому взглянуть на разные процессы, происходящие во Вселенной.

Непрерывно происходящие в конденсированной среде реакции трансмутации приводят к квазиравновесному распределению по массовым числам изотопов – продуктов реакций. Коллективным параметром, характеризующим квазиравновесное распределение, является "термодинамический" коэффициент энергосодержания G среды. Квазиравновесные распределения отражают распространенность химических элементов и их изотопов в разных объектах и областях Вселенной.

Осуществление нуклеосинтеза химических элементов в эпоху Рекомбинации позволил нам понять, что развитие Косного вещества и эволюция Живой материи всегда шли и идут параллельно и взаимопроникая друг в

друга. Тем самым Жизнь явила себя вечной в физически вечной Вселенной. Поскольку эволюция Живой материи происходила значительно интенсивней по сравнению с развитием Косного вещества, то она заполняла собой всю раннюю Вселенную, образуя Зародыши жизни для будущих планет в звездных системах.

Благодаря открытию фрактальной геометрии стало понятно, что существование и эволюция Вселенной происходят благодаря одному из основных свойств структурированной Материи и духовных форм Сознания – свойству строить самоподобные структуры. Более того, из этого свойства фрактальной геометрии выявлен основополагающий закон Развития материи и сознания – создание самоподобных структур и их размножение лежит в основе бесконечного Многообразия!

Исходя из идеи планетарного нуклеосинтеза, основанного на низкоэнергетическом механизме многоядерных квантовых переходов одних атомных ядер в другие, нами была создана новая научная дисциплина – Квантовая планетология (геология) и сформулирована новая доктрина геологического развития Земли. Новая доктрина позволила нам объяснить цикличность, наблюдаемую в геологической активности Земли, предположив, тем самым, существование видимых и невидимых струйных энергетических потоков, идущих из центра нашей Галактики. Очевидно, что галактические струйные энергетические потоки, стимулируя геологическую активность на Земле, определяют начала и окончания геологических эр и периодов в эволюции геосферы и биосферы Земли.

Совместно эволюционируя на протяжении всего формирования Земли, геосфера и биосфера становились все более и более структурно и функционально взаимосвязанными друг с другом, став, в конце концов, Единой Живой системой – Землёй.

Вернадский считал, что благодаря совершающемуся научно-техническому прогрессу, биосфера в начале XX века осуществила переход в ноосферу. В качестве основных причин возникновения ноосферы

В.И. Вернадский указал: заселение человеком всей планеты; развитие всепланетных систем связи и коммуникаций, создание единой информационной системы; открытие новых источников энергии таких, как атомная; доступ к управлению государствами широких народных масс; преобладание геологической роли человека над другими геологическими процессами, протекающими в биосфере. Вернадский В.И. в 1944 г. указал [2]: "В XX веке впервые в истории Земли человек узнал и охватил всю биосферу. Человечество, взятое в целом, стало мощной геологической силой, все растущей. И перед ним, перед его мыслью и трудом, становится вопрос о перестройке биосферы в интересах свободно мыслящего человечества как единого целого. Это новое состояние биосферы и есть ноосфера".

Кроме того, что Человечество превратилось в мощную геологическую силу, способную уничтожить биосферу и самую себя, оно благодаря общедоступным средствам связи и коммуникаций преобразовалось в единое Целое с единым мировым производством, с мировой экономикой, с мировой, но разнообразной культурой, с мировым разнообразным искусством, с мировой наукой, с мировой историей. В 1912 году В.И.Вернадский писал: "Никогда раньше этого не было, и напрасно стали бы мы искать аналогий эпохи XVII-XX столетий в прошлом человечества. Недаром это и сознается сейчас, когда на наших глазах все ярче и сильнее выступает мировая история, охватившая, как единое целое, весь земной шар, совершенно покончившая с уединенными, мало зависимыми друг от друга культурными историческими областями прошлого [53]".

Обладая огромным объемом знаний, Вернадский сформировал новое мировоззрение, синтезировал различные направления в науке, которые до этого развивались в узких рамках своей специализации. Многие исследования Вернадского опережали его время, а некоторые идеи стали пророческими и понимаются нами только в настоящее время. Идеи В.И. Вернадского и большое количество цитат из его оригинальных произведений, приведенное в этой статье, сделали его вдохновителем и

соавтором данной работы. В этой статье мы попытались ответить на те немногие вопросы, огромное количество которых Вернадский сформулировал в своих фундаментальных научных и философских трудах. Согласно закону фрактальной геометрии, обсуждаемые вопросы умножились в несколько раз, указав, тем самым направления в научных исследованиях, которые будут формировать новую парадигму, новое мировоззрение.

"Великий процесс крушения старого и создание новых пониманий окружающего идет кругом нас, хотим и сознаем мы это или нет, то, что казалось, являлось для нас совершенно прочным и установленным, подкапывается в самом основании – рушатся вековые устои научного мышления, срываются покровы, принимавшиеся нами за законченные создания, и под старыми именами перед удивительным взором современников открывается новое, неожиданное содержание. ... То, что всегда казалось научно невозможным, завтра может оказаться научно необходимым [1]".
Вчерашнее завтра – сегодня уже наступило.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вернадский Владимир Иванович. *Материалы к биографии* [Прометей, т. 15 – ист.-биограф. альманах серии "Жизнь замечательных людей"]. М., Молодая гвардия, 1988, 352 с.
2. Вернадский В.И. *Химическое строение биосферы Земли и ее окружения*. М, Наука, 1965, 374 с.
3. Тарасова НП, Мустафин ДИ. В.И.Вернадский и проблемы радиоактивности. *Вопросы современной науки и практики*, 2013, 3(47):38-50.
4. Вернадский В.И. *Очерки и речи*. РСФСР, НТО ВСНХ, Вып. 1:159 с.; вып. 2:124 с. Петроград, Науч. хим.-техн. изд-во, 1922.
5. *Материалы 1-27-й Российских конференций по холодной трансмутации ядер химических элементов и шаровой молнии* (РКХТЯХЭ и ШМ). Дагомыс-Сочи-Москва, РУДН, 1993-2022.
6. Proceedings of the 1-25th International Conferences on Condensed Matter Nuclear Science (Cold Fusion, ICCF).
7. Балакирев ВФ, Крымский ВВ, Болотов БВ, Вачаев АВ, Иванов НИ и др. *Взаимопревращение*

- химических элементов. Екатеринбург, УрО РАН, 2003, 96 с.
8. Мышинский ГВ, Кузнецов ВД, Пеньков ФМ. Низкоэнергетическая трансмутация атомных ядер химических элементов. Распределение по элементам в продуктах трансмутации. *Нуклеосинтез. Журнал Формирующихся Направлений Науки (ЖФНН)*, 2017, 17-18(5):61-81.
 9. Мышинский ГВ, Кузнецов ВД, Старостин ВИ. Естественный нуклеосинтез. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2022, 14(4):473-496. DOI: 10.17725/rensit.2022.14.473.
 10. Fleishmann M, Pons S, Hawkins M. Electrochemically induced nuclear fusion of deuterium. *J. Electroanal. Chem.*, 1989, 261:301-308.
 11. Karabut AB, Kucherov YaR, Savvatimova IB. Nuclear product ratio for glow discharge in deuterium. *Phys. Letters A*, 1992, 170:265-272.
 12. Савватимова ИБ, Карабут АВ. Продукты ядерных реакций, регистрируемые на катоде после экспериментов в тлеющем разряде в дейтерии. *Поверхность*, 1996, 1:63-75 и 76-81.
 13. Savvatimova IB. Transmutation Effects in the Cathode Exposed Glow Discharge. Nuclear Phenomena Or Ion Irradiation Results? *Proc. 7th Int. Conf. on Cold Fusion (ICCF)*, Canada, 1998, 342-350; Reproducibility of Experiments in Glow Discharge and Processes Accompanying Deuterium ions Bombardment. *Proc. 8th ICCF*, Italy, 2000:277-283.
 14. Солин МИ. Экспериментальные факты спонтанного зарождения конденсата солитонных зарядов с образованием продуктов ядерного синтеза в жидком цирконии. *Физическая мысль России*, 2001, 1:43-58.
 15. Adamenko SV, Selleri F, A. van der Merwe (eds.) Controlled Nucleosynthesis Breakthroughs in Experiment and Theory. Series: *Fundamental theories in Physics*, Springer, 2007, v. 156, 780 p. <http://www.springer.com/physics/elementary/book/978-1-4020-5873-8>.
 16. Адаменко СВ. Концепция искусственно инициируемого коллапса вещества и основные результаты первого этапа её экспериментальной реализации. Препринт, 2004, Киев, http://proton-21.com.ua/publ/Preprint_ru.pdf.
 17. Уруцкоев ЛИ, Ликсонов ВИ, Циноев ВГ. Экспериментальное обнаружение “странного” излучения и трансформация химических элементов. *Прикладная физика*, 2000, № 4:83-100. Urutskoev LI, Liksonov VI, Tsinoev VG. *Annales de la Fondation Louis de Broglie (AFLB)*, 2002, 27(4):701-726.
 18. Kuznetsov VD, Mishinsky GV, Penkov FM, Arbuzov VI, Zhemenik VI. Low energy transmutation of atomic nuclei of chemical elements. *AFLB*, 2003, 28(2):173-214.
 19. Кривицкий ВА. *Парадоксы трансмутации и развитие Земли*. М., НИЦ Академика, 2016, 239 с.
 20. Кладов АФ. *Кавитационная деструкция материи*; <http://roslo.narod.ru/rao/rao1.htm>.
 21. Didyk AYU, Wiśniewski R, Wilczynska-Kitowska T. The carbon-based structures synthesized through nuclear reactions in helium at 1.1 kbar pressure under irradiation with braking γ -rays of 10 MeV threshold energy. *Euro. Phys. Lett.*, 2015, 109, Article Number 22001.
 22. Дидык АЮ, Вишневецкий Р, Мышинский ГВ, Вилчинска-Китовска Т, Семин ВА. Синтез химических элементов при облучении гамма квантами палладия в среде конденсированных газов. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2019, 11(2):143-160. DOI: 10.17725/rensit.2019.11.143.
 23. Wisniewski R, Mishinsky GV, Wilczynska-Kitowska T, Zukowska Z, Rostocki A. Graphite-like structures, synthesized from gaseous He under high pressure, by braking irradiation of maximum energy of 10 MeV – modeling of the process. *Acta Physica Polonica B, Proceedings Supplement*, 2020, 13(4).
 24. Высоцкий ВИ, Корнилова АА. *Ядерный синтез и трансмутация изотопов в биологических системах*, М., Мир, 2003, 304 с.
 25. Vysotskii VI, Kornilova AA. Transmutation of stable isotopes and deactivation of radioactive waste in growing biological systems. *Annals of Nuclear Energy*, 2013, 62:626-633.
 26. Корнилова АА, Высоцкий ВИ. Синтез и трансмутация стабильных и радиоактивных

- изотопов в биологических системах. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2017, 9(1):52-64.
27. Мышинский ГВ. Резонансное интерференционное обменное взаимодействие. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2019, 11(3): 261-278. DOI: 10.17725/rensit.2019.11.261.
28. Кун ТС. *Структура научных революций*. М., Прогресс, 1975, 288 с.
29. Мышинский ГВ. На пути к новой парадигме. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2020, 12(4):529-548. DOI: 10.17725/rensit.2020.12.529.
30. Мышинский Г.В. Новая парадигма и параметрия. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2021, 13(4):509-520. DOI: 10.17725/rensit.2021.13.509.
31. Мышинский ГВ. Магнитные поля и высокотемпературная сверхпроводимость в возбужденных жидкостях. Неизвестные частицы. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2021, 13(3): 303-318. DOI: 10.17725/rensit.2021.13.303.
32. Мышинский ГВ. Атом в сильном магнитном поле. Превращение атомов в трансатомы. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2017, 9(2):147-160. DOI: 10.17725/rensit.2017.09.147.
33. Мышинский ГВ. Магнитные поля трансатомов. Спиновый-нуклидный-электронный конденсат. *ЖФНН*, 2017, 15-16(5):6-25, <http://www.unconv-science.org/>.
34. Мышинский ГВ. Спиновый электронный конденсат. Спиновый нуклидный электронный конденсат. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2018, 10(3):411-424. DOI: 10.17725/rensit.2018.10.411.
35. Мышинский ГВ. Безкулоновские ядерные реакции трансатомов. Энергия звезд и нуклеосинтез. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2018, 10(1):35-52. DOI: 10.17725/rensit.2018.10.035.
36. Волков ВВ. *Ядерные реакции глубоконеупругих передач*. М., Энергоиздат, 1982, 182 с.
37. Павлов АН. Квантовые принципы развития Земли – новая парадигма геологии. В кн.: *Принципы развития и историзма в геологии и палеобиологии*. Новосибирск, Наука, 1990, с. 115-122.
38. Мышинский ГВ. Многоядерные реакции в конденсированном гелии. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*, 2017, 9(1):94-105. DOI: 10.17725/rensit.2017.09.094.
39. Вишневецкий Р, Мышинский ГВ, Гульбекян ГГ, Вилчинска-Китовска Т, Семин ВА. Синтез химических элементов и твердотельных структур при облучении гамма квантами конденсированных газов. *ЖФНН*, 2017, 17-18(5):6-15.
40. Pulletikurti S, Yadav M, Springsteen G. Prebiotic synthesis of α -amino acids and orotate from α -ketoacids potentiates transition to extant metabolic pathways. *Nature Chemistry*, 2022, 14(10):1142-1150. DOI: 10.1038/s41557-022-00999-w.
41. Мандельброт Б. *Фрактальная геометрия природы*. М., Институт компьютерных исследований, 2002, 656 с.
42. Мандельброт Б. *Фракталы и хаос. Множество Мандельброта и другие чудеса*. Москва-Ижевск, Науч.-изд. центр "Регулярная и хаотическая динамика", 2009, 392 с.
43. Вернадский ВИ. *Живое вещество*. М., Наука, 1978, 219 с.
44. Турчин ВФ. *Феномен науки. Кибернетический подход к эволюции*. М., Словарное издательство ЭТС, 2000, 368 с.
45. Вернадский ВИ. *Избранные сочинения*, 5:140. М., Наука, 1960.
46. Mishinsky GV, Kuznetsov VD. Element distribution in the products of low energy transmutation. *Nucleosynthesis. AFLB*, 2008, 33(3-4):331-356; *Материалы 14-й РКХТЯ*, М., 2008, с.79-97.
47. Кривицкий ВА, Мышинский ГВ, Старостин ВИ. Планетарный нуклеосинтез и рудообразование. Спиновый конденсат Бозе-Эйнштейна из атомных электронов и атомных ядер. *Смирновский сборник-2019*, с. 246-265. М., МАКС Пресс, 2019.
48. Мышинский ГВ, Кривицкий ВА, Старостин ВИ. Квантовая геология. Возможность

- протекания нуклеосинтеза не только в звездах, но и на планетах в процессе их эволюции. *Смирновский сборник-2020*, с. 96-136. М., МАКС Пресс, 2020.
49. Мышинский ГВ, Старостин ВИ. Квантовая геология – научная дисциплина, рожденная новой научной революцией. Планетарный нуклеосинтез и рудообразование. *Смирновский сборник-2021*, с. 155-192. М., МАКС Пресс, 2021.
50. Грачев АФ. Основные проблемы новейшей тектоники и геодинамики Северной Евразии. *Физика Земли*, 1996, 12:3-32.
51. Rampino MR, Caldeira K, Zhu Yu. A pulse of the Earth: A 27.5-Myr underlying cycle in coordinated geological events over the last 260 Myr. *Geoscience Frontiers*, 2021, 12:101245.
52. Баренбаум АА. *Галактика. Солнечная система. Земля*. М., ГЕОС, 2002, 392 с.
53. Вернадский ВИ. *Из истории идей. Избранные труды по истории науки*. М., Наука, 1981, 215 с.

Мышинский Геннадий Владимирович

научный сотрудник

Объединенный институт ядерных исследований
6, ул. Жолио-Кюри, Дубна 141980, Московская
обл, Россия

E-mail: mysh@jinr.ru.