

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

DEVICES AND METHODS OF MEASUREMENTS

Том 7

№ 2

Vol. 7

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Научно-технический журнал

Основан в 2010 г.

Учредитель

Белорусский национальный технический университет

Выходит 4 раза в год

Журнал включен в базу данных РИНЦ

Том 7

№ 2

2016

ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР

Гусев О.К., д.т.н., профессор, проректор Белорусского национального технического университета (г. Минск, Беларусь)

ЗАМЕСТИТЕЛЬ ГЛАВНОГО РЕДАКТОРА

Маляревич А.М., д.ф.-м.н., профессор, проректор Белорусского национального технического университета (г. Минск, Беларусь)

СЕКРЕТАРЬ

Воробей Р.И., к.т.н., доцент, заведующий кафедрой «Информационно-измерительная техника и технологии» Белорусского национального технического университета (г. Минск, Беларусь)

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Джилавдари И.З., д.т.н., профессор, профессор кафедры «Информационно-измерительная техника и технологии» Белорусского национального технического университета (г. Минск, Беларусь)

Достанко А.П., академик НАН Беларуси, д.т.н., профессор, заведующий кафедрой электронной техники и технологии Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники (г. Минск, Беларусь)

Жарин А.Л., д.т.н., профессор, профессор кафедры «Информационно-измерительная техника и технологии» Белорусского национального технического университета (г. Минск, Беларусь)

Киселев М.Г., д.т.н., профессор, заведующий кафедрой «Конструирование и производство приборов» Белорусского национального технического университета (г. Минск, Беларусь)

Комаров Ф.Ф., член-корреспондент НАН Беларуси, д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой физической электроники и нанотехнологий Белорусского государственного университета (г. Минск, Беларусь)

Кулешов Н.В., д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой «Лазерная техника и технология» Белорусского национального технического университета (г. Минск, Беларусь)

Кучинский П.В., д.ф.-м.н., доцент, директор Института прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко Белорусского государственного университета (г. Минск, Беларусь)

Малкин В.А., д.т.н., профессор, профессор кафедры авиационных радиоэлектронных систем Военной академии Республики Беларусь (г. Минск, Беларусь)

Пилипенко В.А., член-корреспондент НАН Беларуси, д.т.н., профессор, заместитель директора ГЦ «Белмикрoанализ» НТЦ «Белмикросистемы» ОАО «ИНТЕГРАЛ» – управляющая компания холдинга «ИНТЕГРАЛ» (г. Минск, Беларусь)

Плескачевский Ю.М., член-корреспондент НАН Беларуси, д.т.н., профессор, советник Национальной академии наук Беларуси (г. Минск, Беларусь)

Серенков П.С., д.т.н., профессор, заведующий кафедрой «Стандартизация, метрология и информационные системы» Белорусского национального технического университета (г. Минск, Беларусь)

Соломахo В.Л., д.т.н., профессор, директор Республиканского института инновационных технологий Белорусского национального технического университета (г. Минск, Беларусь)

Турцевич А.С., д.т.н., начальник управления Министерства промышленности Республики Беларусь (г. Минск, Беларусь)

Хатько В.В., д.ф.-м.н., профессор, профессор кафедры «Микро- и нанотехника» Белорусского национального технического университета (г. Минск, Беларусь)

Шкадаревич А.П., академик НАН Беларуси, д.ф.-м.н., профессор, директор НТЦ «ЛЭМТ» Белорусского оптико-механического объединения (г. Минск, Беларусь)

Юмашев К.В., д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой «Экспериментальная и теоретическая физика» Белорусского национального технического университета (г. Минск, Беларусь)

МЕЖДУНАРОДНЫЙ РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

Алексеев В.А., д.т.н., профессор, ученый секретарь Ижевского государственного технического университета (г. Ижевск, Россия)

Анищик В.М., д.ф.-м.н., профессор, декан физического факультета Белорусского государственного университета (г. Минск, Беларусь)

Белоус А.И., член-корреспондент НАН Беларуси, д.т.н., профессор, заместитель директора НТЦ «Белмикросистемы» ОАО «ИНТЕГРАЛ» – управляющая компания холдинга «ИНТЕГРАЛ» (г. Минск, Беларусь)

Бубулис А., д.т.н., профессор, главный научный сотрудник Научного центра мехатроники Каунасского технологического университета (г. Каунас, Литва)

Вайн А.А., д.т.н., профессор Тартуского университета (г. Тарту, Эстония)

Виба Я., д.т.н., профессор, директор Института механики Рижского технического университета (г. Рига, Латвия)

Гринчук А.П., к.т.н., доцент, старший научный сотрудник Института прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко Белорусского государственного университета (г. Минск, Беларусь)

Гуттен М., д.т.н., заведующий кафедрой метрологии и прикладной электротехники Жилинского университета (г. Жилина, Словакия)

Дмитриев С.М., д.т.н., профессор, ректор Нижегородского государственного технического университета им. Р.Е. Алексеева (г. Нижний Новгород, Россия)

Дэнилак С., профессор Производственно-исследовательского центра Технологического института штата Джорджия (г. Атланта, США)

Жагора Н.А., д.т.н., доцент, главный специалист по метрологии и стандартизации Белорусского государственного института метрологии (г. Минск, Беларусь)

Жуковский П., д.т.н., профессор, заведующий кафедрой электрических устройств и техники высоких напряжений Люблинского технологического университета (г. Люблин, Польша)

Загашвили Ю.В., д.т.н., профессор, член Наблюдательного и Сертификационного совета Ассоциации по сертификации «Русский регистр» (г. Санкт-Петербург, Россия)

Захаров И.П., д.т.н., профессор, профессор кафедры метрологии и измерительной техники Харьковского Национального университета радиоэлектроники (г. Харьков, Украина)

Колтунович Т.Н., к.т.н., доцент, доцент Люблинского технологического университета (г. Люблин, Польша)

Кухаренко Н.А., генеральный директор ОАО «Минский научно-исследовательский приборостроительный институт» (г. Минск, Беларусь)

Кэмп А., профессор Института фотоники Страсклайдского университета (г. Глазго, Великобритания)

Машко В.В., д.ф.-м.н., заместитель директора Института физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси (г. Минск, Беларусь)

Муравьев В.В., член-корреспондент НАН Беларуси, д.т.н., профессор, профессор кафедры систем телекоммуникаций Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники (г. Минск, Беларусь)

Це Ли, заместитель директора Северо-Восточного НИИ техники датчиков (г. Харбин, КНР)

Чернявский А.Ф., академик НАН Беларуси, д.т.н., профессор, профессор кафедры интеллектуальных систем Белорусского государственного университета (г. Минск, Беларусь)

Чижик С.А., академик НАН Беларуси, д.т.н., профессор, Первый заместитель Председателя Президиума НАН Беларуси (г. Минск, Беларусь)

*Издание зарегистрировано в Министерстве информации Республики Беларусь 25 июня 2010 г.
Регистрационный номер 1372*

В соответствии с решением ВАК от 8 июля 2011 г. №13/1 журнал включен в Перечень научных изданий для опубликования результатов диссертационных исследований; научное направление: «Средства и методы измерений, контроля, диагностики и оценки качества объектов и процессов» (технические и физико-математические науки)

ISSN 2220-9506

**С 2013 года журнал включён в Научную электронную библиотеку и
Российский индекс научного цитирования (РИНЦ), имеет импакт-фактор**

Подписка осуществляется через почтовые отделения связи по «Каталогу газет и журналов Республики Беларусь».

Подписные индексы – 74835; 748352.

Ответственный секретарь редакции: Шахлевич Л.Н.

Макет и верстка: Дубаневич А.В., редактор: Иванова Т.А.

Подписано в печать 17.08.2016. Формат бумаги 60×84 1/8. Бумага офсетная.

Гарнитура Times New Roman. Отпечатано на ризографе. Усл. печ. л. 13,14. Уч.-изд. л. 5,14. Тираж 300 экз.

Дата выхода в свет 02.09.2016. Заказ № 719.

Отпечатано в Белорусском национальном техническом университете. ЛИ № 02330/74 от 03.03.2014. Пр. Независимости, 65, 220013, г. Минск

АДРЕС РЕДАКЦИИ:

Белорусский национальный технический университет
пр. Независимости, 65, 220013, г. Минск, Республика Беларусь,
тел.: +375 (17) 293 96 67, факс: +375 (17) 292 67 94
e-mail: pimi@bntu.by
www.pimi.bntu.by

DEVICES AND METHODS OF MEASUREMENTS

Scientific and Engineering Journal

Founded in 2010

Founder
Belarusian National Technical University

Issued four times a year

The Journal is included in RSCI

Volume 7

№ 2

2016

EDITOR-IN-CHIEF

Oleg K. Gusev, *Doctor of Science (Engineering), Professor, Vice-Rector of Belarusian National Technical University (Minsk, Belarus)*

DEPUTY EDITOR-IN-CHIEF

Aliaksandr M. Malyarevich, *Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor, Vice-Rector of Belarusian National Technical University (Minsk, Belarus)*

SECRETARY

Roman I. Varabei, *PhD (Engineering), Associate Professor, Head of Information and Measuring Technologies Department, Belarusian National Technical University (Minsk, Belarus)*

EDITORIAL BOARD

Igor Z. Gilavdary, *Doctor of Science (Engineering), Professor, Information and Measuring Technologies Department, Belarusian National Technical University (Minsk, Belarus)*

Anatoly P. Dostanko, *Academician of National Academy of Sciences of Belarus, Doctor of Science (Engineering), Professor, Head of Electronic Technology and Engineering Department, Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (Minsk, Belarus)*

Anatoly L. Zharin, *Doctor of Science (Engineering), Professor, Information and Measuring Technologies Department, Belarusian National Technical University (Minsk, Belarus)*

Mikhail G. Kiselev, *Doctor of Science (Engineering), Professor, Head of Design and Manufacture of Devices Department, Belarusian National Technical University (Minsk, Belarus)*

Fadey F. Komarov, *Correspondent Member of National Academy of Sciences of Belarus, Professor, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Head of Physical Electronics and Nanotechnologies Department, Belarusian State University (Minsk, Belarus)*

Nikolay V. Kuleshov, *Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor, Head of Laser Equipment and Technology Department, Belarusian National Technical University (Minsk, Belarus)*

Petr V. Kuchynski, *Doctor of Science (Physics and Mathematics), Director of A.N. Sevchenko Institute of Applied Physical Problems, Belarusian State University (Minsk, Belarus)*

Vitaly A. Malkin, *Doctor of Science (Engineering), Professor, Aviation Department, Belarusian Military Academy (Minsk, Belarus)*

Vladimir A. Pilipenko, *Correspondent Member of National Academy of Sciences of Belarus, Doctor of Science (Engineering), Professor, Deputy Director of the State Center «Belmicroanalysis», Branch of the Scientific-Technical Center «Belmicrosystems» of JSC «INTEGRAL» – «INTEGRAL» Holding Managing Company (Minsk, Belarus)*

Yuriy M. Pleskachevsky, *Correspondent Member of National Academy of Sciences of Belarus, Doctor of Science (Engineering), Professor, the Adviser of National Academy of Sciences of Belarus (Minsk, Belarus)*

Pavel S. Serenkov, *Doctor of Science (Engineering), Professor, Head of Standardization, Metrology and Information Systems Department, Belarusian National Technical University (Minsk, Belarus)*

Vladimir L. Solomakhov, *Doctor of Science (Engineering), Professor, Director of the Republican Institute of Innovative Technologies, Belarusian National Technical University (Minsk, Belarus)*

Arkady S. Turtsevich, *Doctor of Science (Engineering), Chief of Department, the Ministry of Industry of the Republic of Belarus (Minsk, Belarus)*

Viacheslav V. Khatko, *Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor, Micro- and Nanotechnics Department, Belarusian National Technical University (Minsk, Belarus)*

Alexey P. Shkadarevich, *Academician of National Academy of Sciences of Belarus, Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor, Director of the Scientific and Technical Center «LEMT» of the BelOMO (Minsk, Belarus)*

Konstantin V. Yumashev, *Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor, Head of Experimental and Theoretical Physics Department, Belarusian National Technical University (Minsk, Belarus)*

INTERNATIONAL ADVISORY EDITORIAL BOARD

Vladimir A. Alekseev, *Doctor of Science (Engineering), Professor, Scientific Secretary of Kalashnikov Izhevsk State Technical University (Izhevsk, Russia)*

Victor M. Anishchik, *Doctor of Science (Physics and Mathematics), Professor, Dean of the Physics Faculty, Belarusian State University (Minsk, Belarus)*

Anatoly I. Belous, *Correspondent Member of National Academy of Sciences of Belarus, Doctor of Science (Engineering), Professor, Deputy Director of Branch of the Scientific-Technical Center «Belmicrosystems» of JSC «INTEGRAL» – «INTEGRAL» Holding Managing Company (Minsk, Belarus)*

Algimantas Bubulis, *Doctor of Science (Engineering), Professor, Kaunas University of Technology (Kaunas, Lithuania)*

Arvid A. Vain, *Doctor of Science (Engineering), Professor, University of Tartu (Tartu, Estonia)*

Janis Viba, *Doctor of Science (Engineering), Professor, Director of Institute of Mechanics, Riga Technical University (Riga, Latvia)*

Anatoly P. Grinchuk, *PhD (Engineering), Associate Professor, A.N. Sevchenko Institute of Applied Physical Problems, Belarusian State University (Minsk, Belarus)*

Miroslav Gutten, *Doctor of Science (Engineering), Head of Department of Metrology and Applied Electrical Engineering, University of Žilina (Žilina, Slovakia)*

Sergei M. Dmitriev, *Doctor of Science (Engineering), Professor, Rector of R.E. Alekseev Nizhny Novgorod State Technical University (Nizhny Novgorod, Russia)*

Steven Danyluk, *PhD, Professor, Production and Research Center, Georgia Institute of Technology (Atlanta, USA)*

Nikolai A. Zhagora, *Doctor of Science (Engineering), Professor, Head Specialist of Metrology and Standardization, Belarusian State Institute of Metrology (Minsk, Belarus)*

Pawel Zhukowski, *Doctor of Science (Engineering), Professor, Head of Department of Electrical Apparatus and High Voltages Technology, Lublin University of Technology (Lublin, Poland)*

Yuri V. Zagashvili, *Doctor of Science (Engineering), Professor, the Member of the Supervisory and Certification Board of Association for the Certification «Russian Register» (St. Petersburg, Russia)*

Igor P. Zakharov, *Doctor of Science (Engineering), Professor, Metrology and Measurement Engineering Department, Kharkiv National University of Radioelectronics (Kharkiv, Ukraine)*

Tomasz N. Koltunowicz, *PhD, Associate Professor, Lublin University of Technology (Lublin, Poland)*

Alan Kemp, *PhD, Professor, Institute of Photonics, University of Strathclyde (Glasgow, United Kingdom)*

Nikolai A. Kuharenko, *General Director of Minsk Scientific and Research Instrumentation Engineering Institute (Minsk, Belarus)*

Vasili V. Mashko, *Doctor of Science (Engineering), Deputy Director of B.I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus (Minsk, Belarus)*

Valentin V. Murav'iov, *Correspondent Member of National Academy of Sciences of Belarus, Doctor of Science (Engineering), Professor, Telecommunication Systems Department, Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (Minsk, Belarus)*

Tse Li, *Deputy Director of Northeast Scientific Research Institute of Sensor Technology (Harbin, China)*

Alexander F. Cherniavsky, *Academician of National Academy of Sciences of Belarus, Doctor of Science (Engineering), Professor, Intelligent Systems Department, Belarusian State University (Minsk, Belarus)*

Sergei A. Chizhik, *Academician of National Academy of Sciences of Belarus, Professor, Doctor of Science (Engineering), the First Vice Chairman of the Presidium of the Presidium of National Academy of Sciences of Belarus (Minsk, Belarus)*

ADDRESS:

Belarusian National Technical University
Nezavisimosty Ave, 65, 220013, Minsk, Belarus
Tel.: +375 (17) 293 96 67, fax: +375 (17) 292 67 94
e-mail: pimi@bntu.by
www.pimi.bntu.by

СОДЕРЖАНИЕ

Средства измерений

<i>Дернович О.П., Курильчик С.В., Гусакова Н.В., Кулемов Н.В.</i> Лазеры на кристаллах $\text{Tm:KLu(WO}_4)_2$ и $\text{Tm:KY(WO}_4)_2$ в микрочип-конфигурации для дистанционного зондирования атмосферы.....	122
<i>Esman A.K., Kostenko V.I., Mukhurov N.I., Zykov G.L., Potachits V.A.</i> High-efficiency infrared receiver.....	129
<i>Пантелеев К.В., Свистун А.И., Тявловский А.К., Жарин А.Л.</i> Цифровой измеритель контактной разности потенциалов.....	136
<i>Лобунов В.В., Кухаренко А.И., Борботько Т.В., Лыньков Л.М.</i> Стенд для оценки температуры поверхности фрагментов природных сред и их имитаторов.....	145
<i>Бусько В.Н., Власов Г.Г.</i> Экспериментальное устройство для моделирования и исследования сложного напряженного состояния в ферромагнитных материалах.....	152

Методы измерений, контроля, диагностики

<i>Borzdov A.V., Borzdov V.M., Dorozhkin N.N.</i> Numerical simulation of electric characteristics of deep submicron silicon-on-insulator MOS transistor.....	161
<i>Дудчик Ю.И., Хилько Г.И., Ломашко Ю.К.</i> Получение изображения объектов во вторичных рентгеновских лучах с использованием пинхол камеры.....	169
<i>Колаша С.С., Фёдорцев Р.В., Старовойтов А.В.</i> Влияние деталей из углепластика на светорассеяние в объективе оптико-электронного модуля космического аппарата.....	176
<i>Зайцев Е.А., Сидорчук В.Е., Штилька А.Н.</i> Использование спектрального анализа методом Берга при построении программно-математического обеспечения оптических систем вибродиагностики.....	186
<i>Вязова Е.А., Каспаров К.Н., Пенязьков О.Г.</i> Неуправляемый ток фотоэлектронного умножителя при фотоэмиссионном анализе излучения.....	195
<i>Титович Е.В., Тарутин И.Г., Киселев М.Г.</i> Методика определения ошибки в опорном значении дозы при калибровке радиационного выхода линейного ускорителя. Часть 3. Зависимость от характеристик радиационного пучка.....	203
<i>Сабитов А.Ф., Сафина И.А.</i> Идентификация динамических характеристик авиационных датчиков температуры газов.....	211
<i>Жуковский А.И., Ничипорчук А.О., Хруцинский А.А., Кутень С.А.</i> Имитация объемных мер активности металлов.....	219

CONTENTS

Measuring instruments

<i>Dernovich O.P., Kurilchik S.V., Gusakova N.V., Kuleshov N.V.</i> Continuous-wave microchip laser generation of Tm:KLu(WO₄)₂ and Tm:KY(WO₄)₂ crystals.....	122
<i>Esman A.K., Kostenko V.I., Mukhurov N.I., Zykov G.L., Potachits V.A.</i> High-efficiency infrared receiver.....	129
<i>Pantsialeyeu K.U., Svistun A.I., Tyavlovsky A.K., Zharin A.L.</i> Digital contact potential difference probe.....	136
<i>Lobunov V.V., Kuharenko A.I., Borbotko T.V., Lynkov L.M.</i> Stand for temperature surface evaluation of fragments of natural environments and its imitators.....	145
<i>Busko V.N., Vlasov G.G.</i> Experimental setup for modeling and study of complex stress state in ferromagnetic materials.....	152

Methods of measurements, monitoring, diagnostics

<i>Borzdov A.V., Borzdov V.M., Dorozhkin N.N.</i> Numerical simulation of electric characteristics of deep submicron silicon-on-insulator MOS transistor.....	161
<i>Dudchik Yu.I., Hilko G.I., Lomashko Yu.K.</i> Fluorescent X-ray imaging with pinhole camera.....	169
<i>Kolasha S.S., Fiodortcev R.V., Starovoitov A.V.</i> Carbon-fibre-reinforced polymer parts effect on spacecraft optoelectronic module lens scattering.....	176
<i>Zaitsev E.O., Sydorchuk V.E., Shpilka A.N.</i> Application of the spectrum analysis with using Berg method to developed special software tools for optical vibration diagnostics system.....	186
<i>Viazava K.A., Kasparov K.N., Penyazkov O.G.</i> Uncontrolled photomultiplier current in photoemission analysis.....	195
<i>Tsitovich Y.V., Tarutin I.G., Kiselev M.G.</i> The method of determination of error in the reference value of the dose during the linear accelerator radiation output calibration procedure. Part 3. The dependence of the radiation beam characteristics.....	203
<i>Sabitov A.F., Safina I.A.</i> Identification of dynamic characteristics of aircraft gas temperature sensors.....	211
<i>Zhukouski A., Nichyparchuk A., Khrutchinsky F., Kutsen S.</i> Imitation of standard volumetric activity metal samples.....	219

УДК 621.373.826

Лазеры на кристаллах $\text{Tm:KLu}(\text{WO}_4)_2$ и $\text{Tm:KY}(\text{WO}_4)_2$ в микрочип-конфигурации для дистанционного зондирования атмосферы

Дернович О.П., Курильчик С.В., Гусакова Н.В., Кулешов Н.В.

Научно-исследовательский центр оптических материалов и технологий
Белорусский национальный технический университет,
пр. Независимости, 65, 220013, г. Минск, Беларусь

Поступила 17.05.2016

Принята к печати 03.08.2016

Твердотельные лазеры с диодной накачкой находят все более широкое практическое применение во многих областях человеческой деятельности благодаря их высокой эффективности, компактности и длительному сроку службы. Для использования в качестве излучателей при дистанционном зондировании атмосферы требуются лазеры, излучающие в спектральной области около 2 мкм. Перспективными активными средами, излучающими в этой области, являются материалы, активированные трехвалентными ионами тулия. Среди легируемых ионами тулия материалов по своим характеристикам выделяются кристаллы двойных калий-редкоземельных вольфраматов, которые характеризуются большими величинами поперечных сечений поглощения и стимулированного испускания, незначительным концентрационным тушением люминесценции, отработанными технологиями роста образцов высокого качества. Целью настоящей работы являлось сравнение генерационных характеристик лазеров на основе кристаллов калий-лютециевого и калий-иттриевого вольфраматов, активированных ионами тулия, в непрерывном режиме. Эксперименты проводились при диодной накачке активного элемента в конфигурации микрочип-резонатора. Максимальная мощность лазерного излучения на длине волны 1947 нм получена с кристаллом $\text{Tm:KY}(\text{WO}_4)_2$ и составила 1010 мВт при дифференциальной эффективности генерации 51 %. При использовании кристалла $\text{Tm:KLu}(\text{WO}_4)_2$ достигнута выходная мощность лазера 910 мВт на длине волны 1968 нм при дифференциальной эффективности 38 %. При установке внутри резонатора призмы в лазере на кристалле $\text{Tm:KY}(\text{WO}_4)_2$ реализована перестройка длины волны генерации в спектральном диапазоне шириной свыше 160 нм.

Ключевые слова: непрерывный лазер, микрочип-резонатор, ионы тулия, калий-редкоземельные вольфраматы.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-122-128

Адрес для переписки:

Дернович О.П.
Научно-исследовательский центр оптических материалов и технологий
Белорусский национальный технический университет,
пр. Независимости, 65, 220013, г. Минск, Беларусь
e-mail: pochta.dop@gmail.com

Address for correspondence:

Dernovich O.P.
Research Center for Optical Materials and Technologies
Belarusian National Technical University,
Nezavisimosty Ave., 65, 220013, Minsk, Belarus
e-mail: pochta.dop@gmail.com

Для цитирования:

Дернович О.П., Курильчик С.В., Гусакова Н.В., Кулешов Н.В.
Лазеры на кристаллах $\text{Tm:KLu}(\text{WO}_4)_2$ и $\text{Tm:KY}(\text{WO}_4)_2$ в микрочип-конфигурации для дистанционного зондирования атмосферы.
Приборы и методы измерений.
2016. – Т. 7, № 2. – С. 122–128.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-122-128

For citation:

Dernovich O.P., Kurilchik S.V., Gusakova N.V., Kuleshov N.V.
[Continuous-wave microchip laser generation of $\text{Tm:KLu}(\text{WO}_4)_2$ and $\text{Tm:KY}(\text{WO}_4)_2$ crystals].
Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements].
2016, vol. 7, no. 2, pp. 122–128 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-122-128

Continuous-wave microchip laser generation of Tm:KLu(WO₄)₂ and Tm:KY(WO₄)₂ crystals

Dernovich O.P., Kurilchik S.V., Gusakova N.V., Kuleshov N.V.

Research Center for Optical Materials and Technologies
Belarusian National Technical University,
Nezavisimosty Ave., 65, 220013, Minsk, Belarus

Received 17.05.2015

Accepted for publication 03.08.2016

Abstract. Diode-pumped solid-state lasers are attractive for a variety of practical applications in many fields of human activity due to their high efficiency, compactness, and long durability. For applications in remote sensing lasers emitting in the spectral range of about 2 microns are required. Materials doped with trivalent thulium ions are promising active media emitting in this spectral range. Potassium rare-earth tungstates are attractive materials among Tm-doped crystals due to their suitable characteristics, such as high values of absorption and stimulated emission cross sections, insignificant concentration quenching of luminescence, well-proven technology of the high quality crystals growth. The purpose of this paper was to compare lasing properties of lasers based on potassium lutetium and potassium yttrium tungstate crystals doped with thulium ions in continuous-wave regime. Experiments were carried out with a diode pumping in microchip cavity configuration. The maximum power of laser radiation at 1947 nm of 1010 mW was obtained with Tm:KY(WO₄)₂ crystal with the slope efficiency with respect to the absorbed pump power of 51 %. When Tm:KLu(WO₄)₂ crystal was utilized an output power of 910 mW at 1968 nm wavelength with the slope efficiency of 38 % was obtained. With Tm:KLu(WO₄)₂ laser a tuning range over 160 nm range was realized with a prism inserted into the laser cavity.

Keywords: continuous-wave laser, microchip cavity, thulium, potassium rare-earth tungstates.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-122-128

Адрес для переписки:

Дернович О.П.
Научно-исследовательский центр оптических материалов и технологий
Белорусский национальный технический университет,
пр. Независимости, 65, 220013, г. Минск, Беларусь
e-mail: pochta.dop@gmail.com

Address for correspondence:

Dernovich O.P.
Research Center for Optical Materials and Technologies
Belarusian National Technical University,
Nezavisimosty Ave., 65, 220013, Minsk, Belarus
e-mail: pochta.dop@gmail.com

Для цитирования:

Дернович О.П., Курильчик С.В., Гусакова Н.В., Кулешов Н.В.
Лазеры на кристаллах Tm:KLu(WO₄)₂ и Tm:KY(WO₄)₂ в микрочип-конфигурации для дистанционного зондирования атмосферы.
Приборы и методы измерений.
2016. – Т. 7, № 2. – С. 122–128.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-122-128

For citation:

Dernovich O.P., Kurilchik S.V., Gusakova N.V., Kuleshov N.V.
[Continuous-wave microchip laser generation of Tm:KLu(WO₄)₂ and Tm:KY(WO₄)₂ crystals].
Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements].
2016, vol. 7, no. 2, pp. 122–128 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-122-128

Введение

В последнее время динамично развиваются и исследуются лазеры, в которых в качестве активного элемента используются кристаллические материалы, легированные трехвалентными ионами тулия [1–3]. Такие материалы испускают излучение на длинах волн около 2 мкм, которое востребовано для практических применений в прецизионной обработке материалов [4], биомедицине [5], дальнометрии [6] и др. Это обусловлено его относительной безопасностью для глаз [4], малым поглощением в атмосфере [7] и попаданием в полосы поглощения ряда атмосферных газов, таких как H_2O , CO_2 , N_2O , NH_3 [8]. Одним из важных направлений использования такого излучения является дистанционное зондирование атмосферы [6]. Лидары на основе тулиевых лазеров позволяют производить дистанционные измерения скорости и направления воздушных потоков. Дифференциальные лидары, использующие два лазерных пучка с различными длинами волн, одна из которых близка к частоте молекулярного перехода исследуемого газа, а вторая находится вне полосы поглощения [9], характеризуются высокой чувствительностью при измерении концентрации газов в атмосфере [10].

Лазерные материалы, активированные ионами тулия, обладают развитой структурой энергетических уровней, упрощенная схема которой представлена на рисунке 1, и характеризуются наличием сильной полосы поглощения в спектральной области около 800 нм, которой соответствует энергетический переход ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{H}_4$, что позволяет использовать в качестве источника накачки таких сред коммерчески доступные мощные лазерные диоды на основе соединения AlGaAs . Кроме того, благодаря эффективному процессу кросс-релаксации ${}^3\text{H}_6, {}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{F}_4, {}^3\text{F}_4$ квантовая эффективность накачки, представляющая собой отношение изменения числа частиц на верхнем лазерном уровне к числу поглощенных квантов накачки, близка к двум [11].

По совокупности спектроскопических и термомеханических свойств среди легируемых ионами тулия материалов выделяются кристаллы двойных калий-редкоземельных вольфраматов, характеризующиеся высокими величинами сечений поглощения и испускания [12, 13]. Кроме того, данные кристаллы имеют незначительное концентрационное тушение люминесценции. Это позволяет вводить активирующие ионы с

высокой концентрацией, что привлекательно для использования микрочип-конфигурации резонатора. Достаточно широкие полосы поглощения на длине волны излучения накачки не требуют точной стабилизации длины волны лазерных диодов. Широкие полосы испускания позволяют осуществлять плавную перестройку длины волны генерации в широком спектральном диапазоне и получать ультракороткие лазерные импульсы в режиме синхронизации мод [14].

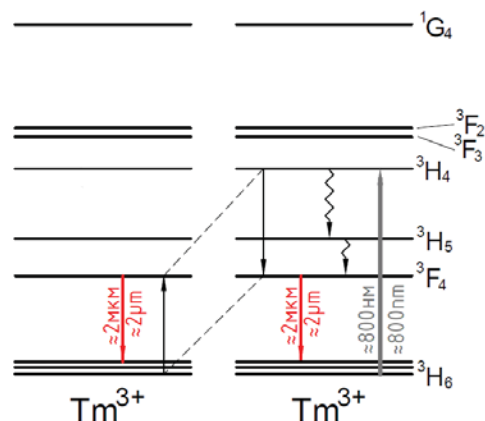


Рисунок 1 – Схема энергетических уровней иона Tm^{3+}

Figure 1 – Energy level scheme of Tm^{3+} ion

Интенсивные исследования генерационных характеристик кристаллов калий-редкоземельных вольфраматов с ионами тулия в последнее время активно проводятся одновременно в нескольких научных группах из Беларуси [15], Испании [3] и Швейцарии [16]. Целью настоящей работы являлось сравнение генерационных характеристик кристаллов $\text{Tm:KLu}(\text{WO}_4)_2$ (Tm:KLuW) и $\text{Tm:KY}(\text{WO}_4)_2$ (Tm:KYW) в непрерывном режиме в конфигурации микрочип-резонатора.

Характеристика образцов и описание эксперимента

Образцы для исследований выращены в Институте неорганической химии Сибирского отделения Российской академии наук (г. Новосибирск, Россия) из раствор-расплава в платиновом тигле с использованием состава $\text{K}_2\text{W}_2\text{O}_7$ в качестве растворителя. Рост кристаллов производился в условиях низкотемпературного градиента. По шихте концентрация ионов тулия в обоих кристаллах Tm:KLuW и Tm:KYW составляла 5 ат. %. Тем не менее объемная концентрация ионов тулия в ука-

занных кристаллах, измеренная методом рентгеноспектрального микроанализа на основе электронного микроскопа *Vega II LMU* с микроанализатором *Inca Energy 35*, отличалась от расчетной и составила $4,04 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $2,95 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ соответственно.

В качестве источника накачки активного элемента в лазерных экспериментах использовался непрерывный лазерный диод *Focuslight FL-FCSB04-30-808* с волоконным выходом, излучающий при температуре 16°C на длине волны 802 нм . Выходная мощность диода была ограничена используемым блоком питания на уровне 3 Вт . Диаметр волокна составлял 200 мкм , числовая апертура $NA = 0,22$, параметр качества излучения $M^2 = 86$. Фокусирующая система, состоящая из двух сферических линз с фокусными расстояниями $f_1 = 80 \text{ мм}$ и $f_2 = 50 \text{ мм}$, обеспечивала диаметр перетяжки излучения накачки 125 мкм .

Резонатор лазера, схема которого представлена на рисунке 2, образован плоским входным зеркалом, обеспечивающим высокий коэффициент отражения ($> 99,5\%$) излучения на длине волны генерации ($\sim 1950 \text{ нм}$) и максимальное пропускание излучения на длине волны накачки ($\sim 800 \text{ нм}$), и плоским выходным зеркалом с коэффициентом пропускания на длине волны генерации $1,5\%$.

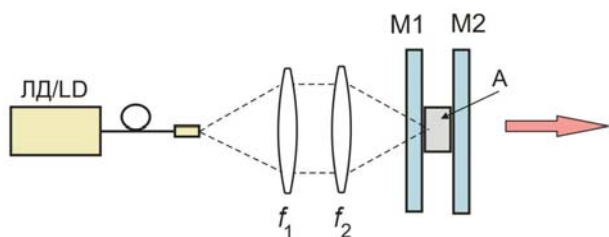


Рисунок 2 – Схема микрочип-лазера: ЛД – лазерный диод; M1 – входное зеркало; M2 – выходное зеркало; А – активный элемент

Figure 2 – Setup of the microchip laser: LD – laser diod; M1 – input mirror; M2 – output mirror; A – active element

Кристаллы Tm:KLuW и Tm:KYW , используемые в качестве активных сред, были вырезаны таким образом, чтобы излучение распространялось вдоль направления оптической индикатрисы N_g , т.к. данная ориентация характеризуется положительной термической линзой, позволяющей реализовывать генерацию в микрочип-резонаторе [15], и обеспечивалась возможность работы с N_m и N_p поляризациями излучения, для

которых характерны высокие сечения поглощения и стимулированного испускания. Толщина активных элементов составляла $2,5 \text{ мм}$. На торцы наносились просветляющие покрытия для длин волн накачки и генерации. В процессе экспериментов кристаллы устанавливались на алюминиевом держателе, температура которого поддерживалась на уровне 16°C для эффективного отвода тепла.

Для оценки возможности использования кристаллов двойных вольфрамов с ионами тулия для перестройки длины волны генерации был собран трехзеркальный резонатор (рисунок 3), который состоял из плоских входного и выходного зеркал и вогнутого зеркала с радиусом кривизны 100 мм . Пропускание выходного зеркала на длине волны генерации составляло $1,8\%$. В качестве диспергирующего элемента в резонатор помещалась призма из стекла BK7 . Перестройка осуществлялась путем поворота выходного зеркала. Эксперимент проводился с кристаллом Tm:KLuW .

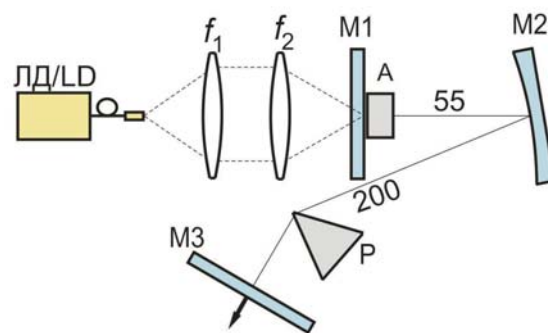


Рисунок 3 – Схема лазера с перестройкой длины волны генерации: ЛД – лазерный диод; А – активный элемент; M1 – входное зеркало; M2 – поворотное зеркало; M3 – выходное зеркало; P – дисперсионная призма

Figure 3 – Setup of laser with wavelength tuning: LD – laser diod; A – active element; M1 – input mirror; M2 – folding mirror; M3 – output mirror; P – dispersing prism

Результаты

Полученные экспериментально зависимости выходной мощности лазера от поглощенной мощности накачки при использовании обоих кристаллов в качестве активного элемента приведены на рисунке 4. Максимальная мощность лазерного излучения была получена на кристалле Tm:KYW и составила 1010 мВт при дифференциальной эффективности генерации 51% . Порог лазерной генерации наблюдался на уровне

670 мВт поглощенной мощности накачки. Для кристалла Tm:KLuW выходная мощность достигала 910 мВт при дифференциальной эффективности 38 % при пороге генерации по поглощенной мощности на уровне 450 мВт.

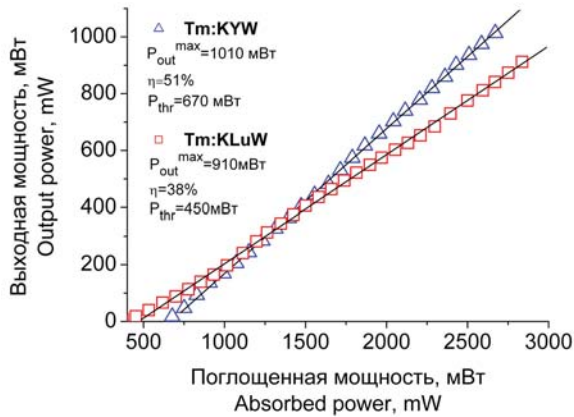


Рисунок 4 – Выходные характеристики лазера для кристаллов Tm:KLuW и Tm:KYW

Figure 4 – Input-output characteristics of lasers on Tm:KLuW and Tm:KYW crystals

Спектры генерации лазеров при максимальном уровне накачки представлены на рисунке 5. Центральная длина волны излучения для лазера на кристалле Tm:KLuW была около 1968 нм, а на кристалле Tm:KYW – 1947 нм. В обоих случаях излучение было линейно поляризовано в плоскости, параллельной оси оптической индикатрисы N_m кристаллов.

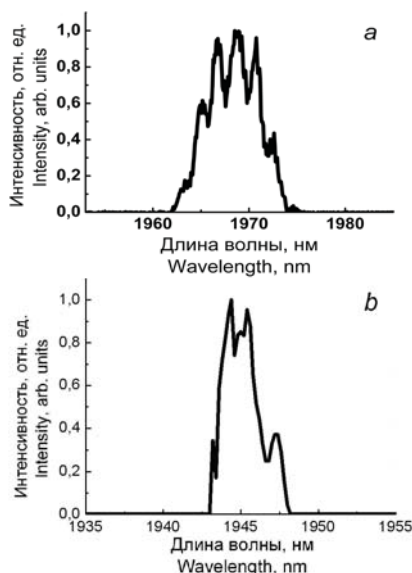


Рисунок 5 – Спектры генерируемого излучения лазера на основе кристаллов Tm:KLuW (a) и Tm:KYW (b)

Figure 5 – Output spectrum of the Tm:KLuW (a) and Tm:KYW (b) laser

Пространственные характеристики излучения приведены на рисунке 6. Распределение интенсивности излучения в поперечном сечении пучка для двух исследуемых кристаллов хорошо аппроксимировалось функцией Гаусса. В случае лазера на кристалле Tm:KLuW параметр качества лазерного пучка (M^2 фактор) составил 1,6 (рисунок 6a). Параметр качества лазерного пучка на кристалле Tm:KYW равен 1,0 (рисунок 6b), что соответствует одномодовому излучению.

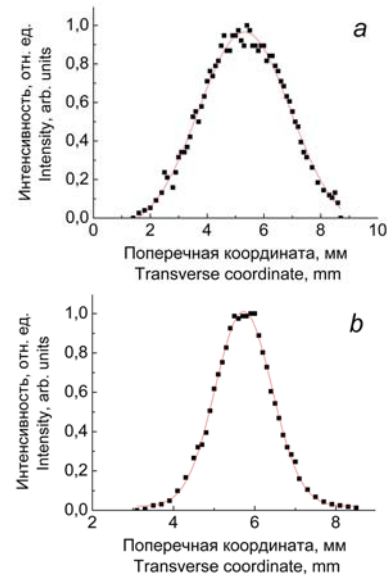


Рисунок 6 – Поперечный профиль излучения лазеров на кристаллах Tm:KLuW (a) и Tm:KYW (b): точки – экспериментальные данные; линия – аппроксимация функцией Гаусса

Figure 6 – Spatial profile of Tm:KLuW (a) and Tm:KYW (b) laser beam: points – experimental data; line – approximation by Gaussian function

В трехзеркальном резонаторе, схема которого представлена на рисунке 3, на кристалле Tm:KLuW получена перестройка длины волны в спектральном диапазоне 1826–1992 нм. Перестроечная кривая показана на рисунке 7.



Рисунок 7 – Перестроечная кривая лазера на кристалле Tm:KLuW

Figure 7 – Tuning curve of the Tm:KLuW laser

Возможность непрерывной перестройки длины волны генерации лазера в широком спектральном диапазоне является весьма важной характеристикой для ряда практических применений, в том числе для использования в дифференциальных лидарах для газового анализа [10].

Заключение

В работе экспериментально реализованы лазеры на кристаллах Tm:KLuW и Tm:KYW в непрерывном режиме генерации в микрочип-конфигурации резонатора. Максимальные выходные характеристики получены на кристалле Tm:KYW. Достигнута выходная мощность 1010 мВт при дифференциальной эффективности 51 % на длине волны 1947 нм. При этом на кристалле Tm:KLuW в тех же условиях эксперимента максимальная выходная мощность лазера составила 910 мВт при дифференциальной эффективности 38 % на длине волны 1968 нм. При помощи призмы, установленной внутри резонатора, на кристалле Tm:KLuW реализована перестройка длины волны генерации в спектральном диапазоне 1826–1992 нм. Таким образом, в работе показана перспективность использования кристаллов калий-иттриевого и калий-лютециевого вольфраматов, активированных ионами Tm^{3+} , для создания лазеров, применяемых в лидарных комплексах.

Список использованных источников

1. Spectroscopy and diode pumped laser emission in $(\text{Lu}_x\text{Gd}_{1-x})_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}:\text{Tm}^{3+}$ single crystal / S. Veronesi [et al.] // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2015. – Vol. 48, no. 38. – P. 385302.
2. On the efficiency of Tm-doped 2- μm lasers / K. van Dalen [et al.] // *Solid State Lasers XXIV: Technology and Devices, Proc. of SPIE*. – 2015. – Vol. 9342. – P. 93421U-1–93421U-6.
3. Diode-pumped microchip Tm:KLu(WO₄)₂ laser with more than 3 W of output power / J.M. Serres [et al.] // *Optics Letters* – 2014. – Vol. 39, no. 14. – P. 4247–4250.
4. 2 μm laser sources and their possible applications / K. Scholle [et al.] // *Frontiers in guided wave optics and optoelectronics* / edited by B. Pal. – Croatia : Intech, 2010. – P. 471–500.
5. Laser Coagulation of Tissues by 1.6 μm and 2 μm Laser Radiation / L. Batay [et al.] // *Proc. of SPIE*. – 2007. – Vol. 6734. – P. 67341M-1–67341M-5.
6. Tm: fiber lasers for remote sensing / N.P. Barnes [et al.] // *Optical Materials*. – 2009. – Vol. 31. – P. 1061–1064.

7. Twenty years of Tm:Ho:YLF and LuLiF laser development for global wind and carbon dioxide active remote sensing / U.N. Singh [et al.] // *Optical Materials Express*. – 2015. – Vol. 5, no. 4. – P. 827–837.

8. Sorokina, I.T. Crystalline Mid-Infrared Lasers / I.T. Sorokina // *Solid-State Mid-Infrared Laser Sources* / edited by I.T. Sorokina, K.L. Vodopyanov. – Berlin-Heidelberg : Springer-Verlag, 2003. – P. 255–351.

9. Walsh, B.M. Review of Tm and Ho Materials: Spectroscopy and Lasers / B.M. Walsh // *Laser Physics*. – 2009. – Vol. 19, no. 4. – P. 855–866.

10. Coherent Laser Radar at 2 μm Using Solid-State Lasers / S.W. Henderson [et al.] // *IEEE Transactions on Geoscience and remote sensing*. – 1993. – Vol. 31, no. 1. – P. 4–15.

11. Miller, A. Laser sources and Applications / A. Miller, D.M. Finlayson. – CRC Press, 1997. – 492 p.

12. 0.5W efficient continuous wave Tm:KY(WO₄)₂ laser / V.E. Kisel [et al.] // *Conference on Laser and Electro-Optics CLEO/QELS: Technical Digest, San Francisco, May 16, 2004* / Optical Society of America. – San Francisco, 2004. – CThT61.

13. Crystal growth, crystal field evaluation and spectroscopy for thulium in monoclinic KGd(WO₄)₂ and KLu(WO₄)₂ laser crystals / M.C. Pujol [et al.] // *J. Phys.: Condens. Matter*. – 2008. – Vol. 20, no. 34. – P. 345219.

14. Femtosecond Pulses near 2 μm from a Tm:KLuW Laser Mode-Locked by a Single-Walled Carbon Nanotube Saturable Absorber / A. Schmidt [et al.] // *Appl. Phys. Express*. – 2012. – Vol. 5, no. 9. – P. 092704.

15. Thermal lensing and microchip laser performance of Ng-cut Tm³⁺:KY(WO₄)₂ crystal / M.S. Gaponenko [et al.] // *Appl. Phys. B*. – 2012. – Vol. 108. – P. 603–607.

16. Gaponenko, M. Microchip Tm:KYW Laser with 2.5 W of Output Power / M. Gaponenko, N. Kuleshov, T. Südmeyer // *CLEO: Science and Innovations: Technical Digest, San Jose, May 10–15, 2015* / Optical Society of America. – San Jose, 2015. – SF1F.6.

References

1. Veronesi S., Jia Z., Parisi D., Damiano E., Mu W., Yin Y., Tonelli M., Tao X. Spectroscopy and diode pumped laser emission in $(\text{Lu}_x\text{Gd}_{1-x})_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}:\text{Tm}^{3+}$ single crystal. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2015, vol. 48, no. 38, pp. 385302.
2. Dalen K., Aravazhi S., Grivas C., García-Blanco S.M., Pollnau M. On the efficiency of Tm-doped 2- μm lasers. *Proc. SPIE*, 2015, vol. 9342, pp. 93421U-1–93421U-6.
3. Serres J.M., Mateos X., Loiko P., Yumashev K., Kuleshov N., Petrov V., Griebner U., Aguiló M., Díaz F. Diode-pumped microchip Tm:KLu(WO₄)₂ laser with more than 3 W of output power. *Opt. Lett.*, 2014, vol. 39, no. 14, pp. 4247–4250.

4. Scholle K., Lamrini S., Koopmann P., Fuhrberg P. 2 μm Laser Sources and Their Possible Applications. *Frontiers in Guided Wave Optics and Optoelectronics*. B. Pal, ed., Intech, Croatia, 2010, pp. 471–500.
5. Batay, L.E., Busko D.N., Vodchits A.I., Voitkov S.V., Orlovich V.A., Ulastchik V.S., Gorbunova N.B., Kulchitskii V.A. Laser Coagulation of Tissues by 1.6 μm and 2 μm Laser Radiation. *Proc. SPIE*, 2007, vol. 6734, pp. 67341M-1–67341M-5.
6. Barnes N.P., Walsh B.M., Reichle D.J., DeYoung R.J. Tm: fiber lasers for remote sensing. *Opt. Mater.*, 2009, vol. 31, pp. 1061–1064.
7. Singh U.N., Walsh B.M., Yu J., Petros M., Kavaya M., Refaat T.F., Barnes N.P. Twenty years of Tm:Ho:YLF and LuLiF laser development for global wind and carbon dioxide active remote sensing. *Opt. Mater. Exp.*, 2015, vol. 5, no. 4, pp. 827–837.
8. Sorokina, I.T., Vodopyanov K.L. eds. Crystal-line Mid-Infrared Lasers. *Solid-State Mid-Infrared Laser Sources*, vol. 89, Springer Topics in Applied Physics, Springer-Verlag, Berlin, 2003, pp. 255–351.
9. Walsh B.M. Review of Tm and Ho Materials: Spectroscopy and Lasers. *Laser Phys.*, 2009, vol. 19, no. 4, pp. 855–866.
10. Henderson S.M., Suni P.J.M., Hale C.P., Hanon S.M., Magee J.R., Bruns D.L., Yuen E.H. Coherent Laser Radar at 2 μm Using Solid-State Lasers. *IEEE Transactions on Geo-science and remote sensing*, 1993, vol. 31, no. 1, pp. 4–15.
11. Miller, A. and Finlayson D.M. eds. Laser Sources and Applications, vol. 47, Scottish Graduate Series, CRC Press, 1997, p. 492.
12. Kisel V.E., Troshin A.E., Shcherbitsky, V.G., Kuleshov N.V. and Pavlyuk A.A. 0.5W efficient continuous wave Tm:KY(WO₄)₂ laser. *CLEO: 2004*, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2004), paper CThT61.
13. Pujol M.C., Cascales C., Aguiló M., Díaz F. Crystal growth, crystal field evaluation and spectroscopy for thulium in monoclinic KGd(WO₄)₂ and KLu(WO₄)₂ laser crystals. *J. Phys.: Condens. Matter.*, 2008, vol. 20, no. 34, p. 345219.
14. Schmidt A., Choi S.Y., Yeim D., Rotermund F., Mateos X., Segura M., Diaz. F., Petrov V. and Griebner U. Femtosecond Pulses near 2 μm from a Tm:KLuW Laser Mode-Locked by a Single-Walled Carbon Nanotube Saturable Absorber. *Appl. Phys. Exp.*, 2012, vol. 5, no. 9, p. 092704.
15. Gaponenko M.S., Loiko P.A., Gusakova N.V., Yumashev K.V., Kuleshov N.V., Pavlyuk A.A. Thermal lensing and microchip laser performance of N_g-cut Tm³⁺:KY(WO₄)₂ crystal. *Appl. Phys. B*, 2012, vol. 108, pp. 603–607.
16. Gaponenko M.S., Kuleshov N., Südmeyer T. Microchip Tm:KYW Laser with 2.5 W of Output Power. *CLEO: 2015*, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2015), paper SF1F.6.

УДК 535.231.6

High-efficiency infrared receiver

Esman A.K.¹, Kostenko V.I.², Mukhurov N.I.³, Zykov G.L.¹, Potachits V.A.¹

¹Belarusian National Technical University,
Nezavisimosty Ave., 65, 220013, Minsk, Belarus

²Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences,
Profsoyuznaya st., 84/32, 117997, Moscow, Russia

³State Scientific and Production Amalgamation «Optics, Optoelectronics and Laser Technology»,
Nezavisimosty Ave., 68, 220072, Minsk, Belarus

Received 22.04.2016

Accepted for publication 08.08.2016

Abstract. Recent research and development show promising use of high-performance solid-state receivers of the electromagnetic radiation. These receivers are based on the low-barrier Schottky diodes. The approach to the design of the receivers on the basis of delta-doped low-barrier Schottky diodes with beam leads without bias is especially actively developing because for uncooled receivers of the microwave radiation these diodes have virtually no competition. The purpose of this work is to improve the main parameters and characteristics that determine the practical relevance of the receivers of mid-infrared electromagnetic radiation at the operating room temperature by modifying the electrodes configuration of the diode and optimizing the distance between them. Proposed original design solution of the integrated receiver of mid-infrared radiation on the basis of the low-barrier Schottky diodes with beam leads allows to effectively adjust its main parameters and characteristics. Simulation of the electromagnetic characteristics of the proposed receiver by using the software package HFSS with the basic algorithm of a finite element method which implemented to calculate the behavior of electromagnetic fields on an arbitrary geometry with a predetermined material properties have shown that when the inner parts of the electrodes of the low-barrier Schottky diode is performed in the concentric elliptical convex-concave shape, it can be reduce the reflection losses to -57.75 dB and the standing wave ratio to 1.003 while increasing the directivity up to 23 at a wavelength of 6.09 μm . At this time, the rounded radii of the inner parts of the anode and cathode electrodes are equal 212 nm and 318 nm respectively and the gap setting between them is 106 nm. These parameters will improve the efficiency of the developed infrared optical-promising and electronic equipment for various purposes intended for work in the mid-infrared wavelength range.

Keywords: electrodes of the elliptical convex-concave shape, reflection losses, voltage standing wave ratio, directivity.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-129-135

Адрес для переписки:

Есман А.К.
Белорусский национальный технический университет,
пр. Независимости, 65, 220013, г. Минск, Беларусь
e-mail: ak_esman@bntu.by

Address for correspondence:

Esman A.K.
Belarusian National Technical University,
Nezavisimosty Ave., 65, 220013, Minsk, Belarus
e-mail: ak_esman@bntu.by

Для цитирования:

Esman A.K., Kostenko V.I., Mukhurov N.I., Zykov G.L., Potachits V.A.
High-efficiency infrared receiver.
Приборы и методы измерений.
2016. – Т. 7, № 2. – С. 129–135.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-129-135

For citation:

Esman A.K., Kostenko V.I., Mukhurov N.I., Zykov G.L., Potachits V.A.
High-efficiency infrared receiver.
Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements].
2016, vol. 7, no. 2, pp. 129–135.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-129-135

УДК 535.231.6

Высокоэффективный приемник инфракрасного излучения

Есман А.К.¹, Костенко В.И.², Мухуров Н.И.³, Зыков Г.Л.¹, Потачиц В.А.¹

¹Белорусский национальный технический университет,
пр. Независимости, 65, 220013, г. Минск, Беларусь

²Институт космических исследований РАН, ул. Профсоюзная, 84/32, 117997, г. Москва, Россия

³Государственное научно-производственное объединение «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника»,
пр. Независимости, 68, 220072, г. Минск, Беларусь

Поступила 22.04.2016

Принята к печати 08.08.2016

Исследования и разработки последних лет показывают перспективность использования высокоэффективных твердотельных приемников электромагнитного излучения на основе низкобарьерных диодов Шоттки. Особенно активно развивается подход к конструированию приемников на основе δ -легированных низкобарьерных диодов Шоттки с балочными выводами без смещения, так как для неохлаждаемых приемников микроволнового излучения у них практически нет конкурентов. Целью работы являлось улучшение основных параметров и характеристик, определяющих практическую востребованность приемников электромагнитного излучения среднего инфракрасного диапазона длин волн, работающих при температурах, близких к комнатной, за счет изменения конфигурации электродов диода и оптимизации расстояния между ними. Предложенное оригинальное конструктивное решение интегрального приемника среднего диапазона ИК-излучения на основе низкобарьерных диодов Шоттки с балочными выводами позволяет эффективно корректировать его основные параметры и характеристики. Моделирование электродинамических характеристик предложенного приемника, используя программный пакет HFSS, с базовым алгоритмом метода конечных элементов, реализованным для расчета поведения электромагнитных полей на произвольной геометрии с предварительно заданными свойствами материалов, показало: что при выполнении внутренних частей электродов низкобарьерного диода Шоттки в виде концентрической эллиптической выпукло-вогнутой формы можно достичь снижения потерь на отражение до $-57,75$ дБ и уменьшения коэффициента стоячей волны до 1,003 при одновременном увеличении коэффициента направленного действия до 23 на длине волны 6,09 мкм. При этом радиусы закруглений внутренних частей анодного и катодного электродов составляли 212 нм и 318 нм соответственно, а зазор между ними - 106 нм. Указанные параметры позволят повысить эффективность разрабатываемой инфракрасной перспективной оптико- и радио-электронной аппаратуры различного целевого назначения, предназначенной для работы в среднем инфракрасном диапазоне длин волн.

Ключевые слова: электроды эллиптической выпукло-вогнутой формы, потери на отражение, коэффициент стоячей волны, коэффициент направленного действия.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-129-135

Адрес для переписки:

Есман А.К.
Белорусский национальный технический университет,
пр. Независимости, 65, 220013, г. Минск, Беларусь
e-mail: ak_esman@bntu.by

Address for correspondence:

Esman A.K.
Belarusian National Technical University,
Nezavisimosty Ave., 65, 220013, Minsk, Belarus
e-mail: ak_esman@bntu.by

Для цитирования:

Esman A.K., Kostenko V.I., Mukhurov N.I., Zykov G.L., Potachits V.A.
High-efficiency infrared receiver.
Приборы и методы измерений.
2016. – Т. 7, № 2. – С. 129–135.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-129-135

For citation:

Esman A.K., Kostenko V.I., Mukhurov N.I., Zykov G.L., Potachits V.A.
High-efficiency infrared receiver.
Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements].
2016, vol. 7, no. 2, pp. 129–135.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-129-135

Introduction

In recent years, special attention is given to research on the development and production of high-performance solid-state receivers of the infrared electromagnetic radiation. These receivers are based on the low-barrier Schottky diodes, which have virtually no competition in the uncooled microwave receivers [1, 2]. This range of electromagnetic waves has attracted the attention of researchers both from theoretical and practical purposes due to its relevance in various fields of science and technology. The whole Planet Earth and all things therein, even the ice, emit the electromagnetic radiation located namely in this range [3, 4]. The need to develop and produce the compact, inexpensive and reliable infrared facilities primarily relate to the expansion and deepening of space research. In the space it is almost ideal conditions for the propagation of infrared radiation, as there are no absorbing and scattering media. The practical relevance of the devices, that are based on these receivers, not only in the space industry, but also in biomedical applications, life safety systems, non-destructive testing systems, diagnostic systems of cancer diseases and many other areas [5–8].

The approach to the design of the receivers on the basis of δ -doped low-barrier zero-bias Schottky diodes, which have beam leads [9, 10] and embed into the planar log-periodic and spiral (broadband) or dipole and slot antenna [11], is the most successful developed in this direction.

Upward frequency expansion of the operating band is difficult due to a number of significant limitations. The limit frequency of detection is determined on the one hand by the loss resistance and junction capacitance and on the other hand by the quality of the plates of the raw material, and the state of the art of technology and parasitic parameters depending on its design. Reducing the serial loss resistance by increasing the semiconductor doping is limited by achieved value of the dopant concentration [12]. Junction capacitance of the zero-bias diode with an active region square of several square microns is currently equal to several fF. One of the main parasitic parameters is stray capacitance of the diode, which is determined by the permittivity and the structure of the elastic dielectric disposed between the cathode and anode beam leads as well as their size and relative position.

However, the low efficiency of such receivers at room temperature prevents their wide use in practice [13–15], because when the widths of the contact

and diode are equal to the microns fraction the edge effects have a considerable influence on the current-voltage characteristics of a semiconductor junction, and the reduction of the width of the conducting lines, leaded to the contacts, related to the technical problems [16].

The purpose of this work is to improve the main parameters and characteristics of the integrated receiver of mid-infrared electromagnetic radiation at the operating room temperature by modifying the electrodes configuration of the diode and optimizing the distance between them.

Receiver design

In the paper we examined the correction method of the electric fields between the inner parts of the electrodes in the low-barrier Schottky diodes with the resonance nano- and microstructures. This method is based on the configuration modification of the inner parts of the metal electrodes, whose dimensions are less than the wavelength of the received electromagnetic radiation.

Known integral receiver [17] typically (Figure 1) comprises a substrate 1, on which n^+ -layer 2, n -layer 3 and dielectric layer 4 with the cutout 13 sequentially deposited, and also includes a cathode 7 and anode 8 electrodes with the respective cathode (ohmic) 5 and anode (rectifying) 6 contacts in the layers 2 and 3. Elastic dielectric layer 9 is disposed over the electrodes 7 and 8. It has a window 12 in the center and periodic holes symmetrically formed on its outer parts 10. Resonance structures 11 in the form of nano- and micro-sized open-loop rectangular cavities located on the layer 9 at the perimeter of periodic apertures.

Computer experiment

Simulation of the electromagnetic characteristics of the proposed receiver was carried out in High Frequency Structure Simulator (HFSS) software package, which is the industry standard of the three-dimensional solutions of the applications [18]. This software has a high accuracy, calculating speed and usability. Using advanced algorithms based on the finite element, integral equation and hybrid computational methods are implemented to calculate the behavior of 3D electromagnetic fields on the arbitrary geometry with predefined properties of materials. The hybrid computational method divides the problem into sub-areas, which can be calculated

by using the finite element method, integral equation method and physical optics.

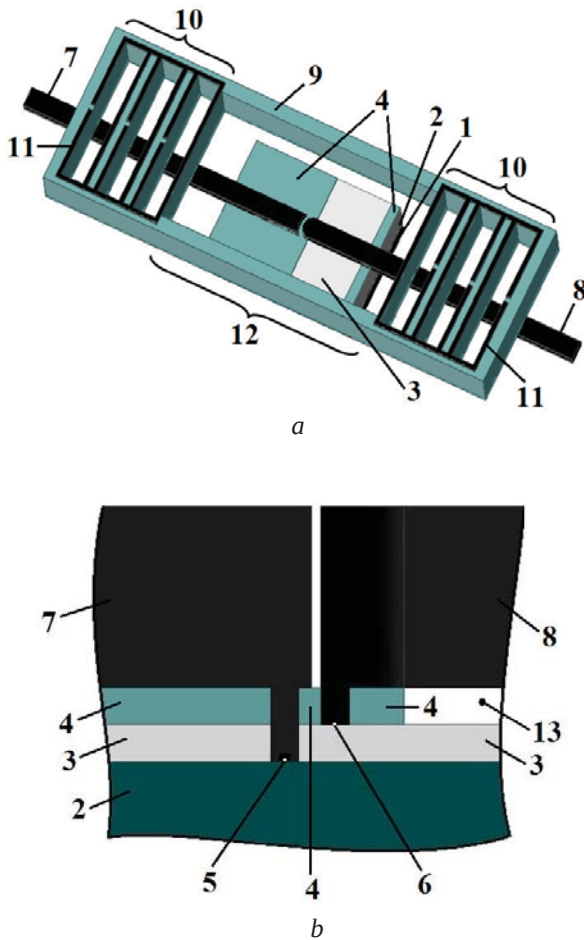


Figure 1 – The structure of IR receiver (a) and the enlarged fragment of its section (b): 1 – substrate; 2 – n^+ -layer; 3 – n -layer; 4 – dielectric layer; 5 – cathode contact; 6 – anode contact; 7 – cathode electrode; 8 – anode electrode; 9 – elastic dielectric layer; 10 – parts of the elastic dielectric layer with holes; 11 – nano- and micro-sized resonance structures; 12 – window; 13 – cutout

In the designed and implemented computer model the thickness of the substrate 1, n^+ -layer 2, n -layer 3 and the dielectric layer 4 made of silicon dioxide, respectively were: $1\ \mu\text{m}$, $2\ \mu\text{m}$, $0.1\ \mu\text{m}$ and $0.1\ \mu\text{m}$. The length and width of the substrate 1 and layers 2, 3 and 4 of the Schottky diode was $4\ \mu\text{m} \times 3\ \mu\text{m}$. Layers 2 and 3 are made of gallium arsenide with bulk conductivities $143 \times 10^3\ \text{S/m}$ and $45.45 \times 10^3\ \text{S/m}$ respectively. Dimensions ($L \times W \times H$) of the cutout 13 in the dielectric layer 4 under the electrode 8 are selected equal to $1.5 \times 3 \times 0.1\ \mu\text{m}$, and the dimensions of the golden electrodes 7 and 8 are equal to $15.25 \times 0.5 \times 0.5\ \mu\text{m}$. The gap between the inner parts of the electrodes was varied between 100 to 112 nm.

We carried out calculation of the basic parameters and characteristics of the examined IR receiver for the inner parts of the electrodes 7 and 8 with the corresponding contacts 5 and 6 in a non-concentric (Figure 2a) and concentric (Figure 2b) elliptic convex-concave shape. In the first case, the inner parts of the electrodes 7 and 8 with the corresponding contacts 5 and 6 are disposed along the axis of the electrodes relative to each other, and their rounded radii are equal. In the second case, the inner parts of the electrodes 7 and 8 with the corresponding contacts 5 and 6 are disposed along the axis of the electrodes relative to each other, and their rounded radii are different.

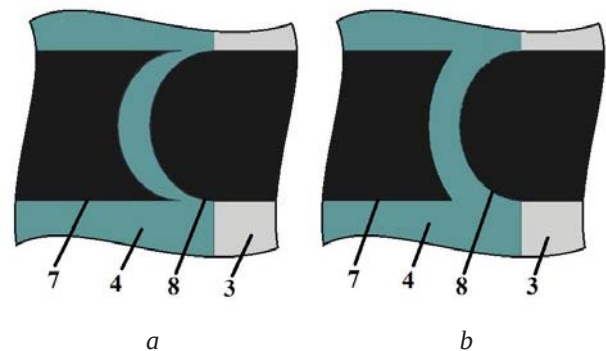


Figure 2 – Enlarged fragment (plane view) of the inner parts of the electrodes performed in a non-concentric (a) and concentric (b) elliptic convex-concave shape

Elastic dielectric layer 9 in the form of a polyimide plate has dimensions $L \times W \times H$: $12.25 \times 4.25 \times 2.5\ \mu\text{m}$. The length and width of nano- and micro-sized open-loop rectangular resonance structures 11, which made of gold and have a gap of 135 nm, was equals 4.05 and $0.9\ \mu\text{m}$ respectively.

Analysis of the results

For examined configuration variants of the inner parts of the electrodes with the corresponding contacts, as well as for different values of the rounded radii of the inner parts and gaps settings between them, we calculated the reflection losses of the received infrared electromagnetic radiation, standing wave ratio (SWR) and the directivity.

The dependences of the reflection losses of the integrated receiver for the first and second cases on the rounded radius of the inner part of the anode electrode are shown in Figure 3. The dependence of the reflection losses of the integrated receiver for

the second, as the most appropriate, case on the gap setting between the inner parts of the electrodes is shown in Figure 4.

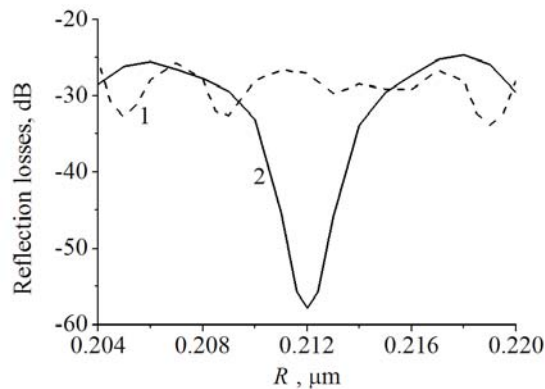


Figure 3 – The dependences of the reflection losses of the mid-infrared electromagnetic radiation receiver with the resonance nano- and microstructures on the rounded radius of the inner part of the anode electrode in a non-concentric (curve 1) and concentric (curve 2) elliptic convex shape relative to the inner part of the cathode electrode in an elliptic concave shape

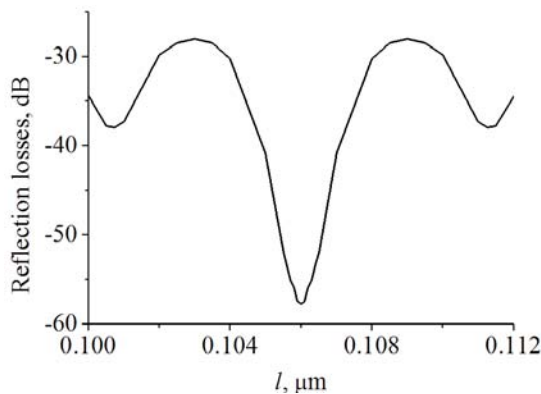


Figure 4 – The dependence of the reflection losses of the mid-infrared electromagnetic radiation receiver with the resonance nano- and microstructures on the gap setting between the inner parts of the electrodes in a concentric elliptic convex-concave shape

Analysis of the results shows that the optimal shape of the inner parts of the electrodes with the corresponding contacts, when the gap setting between the inner parts is equal $l = 106$ nm, is concentric elliptic convex-concave shape with the rounded radius of the inner part of the anode electrode $R_a = 212$ nm. At that, the rounded radius of the inner part of the cathode electrode $R_c = 318$ nm ($R_c = R_a + l$).

The dependences of the reflection losses and SWR of the integrated receiver for the first (curves 1)

and second (curves 2) cases and the case given in [17] (curves 3) for the same range of wavelengths of the electromagnetic radiation are shown in Figures 5 and 6.

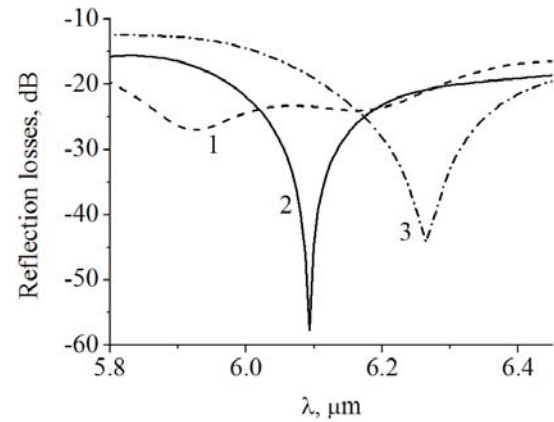


Figure 5 – The dependences of the reflection losses of the mid-infrared electromagnetic radiation receiver with the resonance nano- and microstructures on the wavelength for the first (curve 1) and second (curve 2) cases and the case given in [17] (curve 3)

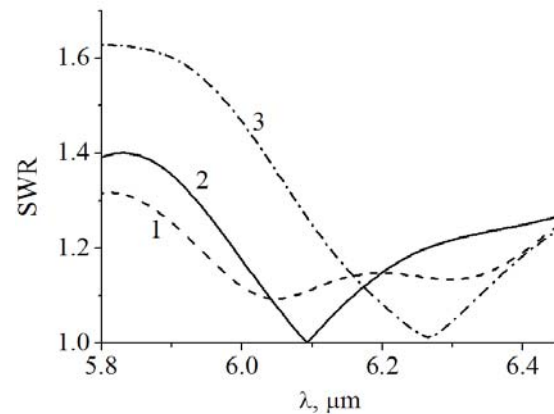


Figure 6 – The dependences of the ratio standing wave of the mid-infrared electromagnetic radiation receiver with the resonance nano- and microstructures on the wavelength for the first (curve 1) and second (curve 2) cases and the case given in [17] (curve 3)

According to the carried out calculations, the minimum reflection losses are equal -26.99 , -57.75 and -44.15 dB (curves 1, 2 and 3, Figure 5), respectively, at wavelengths of 5.93 , 6.09 and 6.26 μm . The minimum SWR are respectively 1.094 , 1.003 and 1.012 (curves 1, 2 and 3, Figure 6) on the same wavelength.

Analysis of the results shows that the implementation of the inner parts of the electrodes with the corresponding contacts in a concentric elliptic convex-concave shape allow to reduce the reflection losses to -57.75 dB and the SWR to 1.003 .

Moreover, the calculation of the direction pattern shows that the directivity for the above-mentioned case is improved, i.e. it reaches about 23 (Figures 7 and 8).

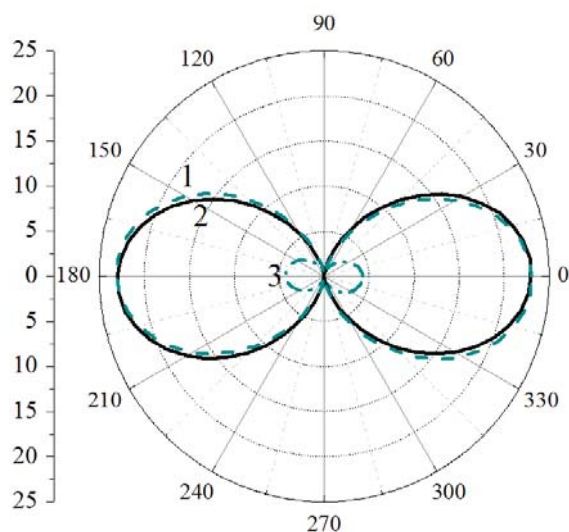


Figure 7 – Directivity pattern of the mid-infrared electromagnetic radiation receiver with the resonance nano- and microstructures on the azimuthal angle at the elevation angle $\theta = 180$ degrees for the first (curve 1) and second (curve 2) cases and the case given in [17] (curve 3)

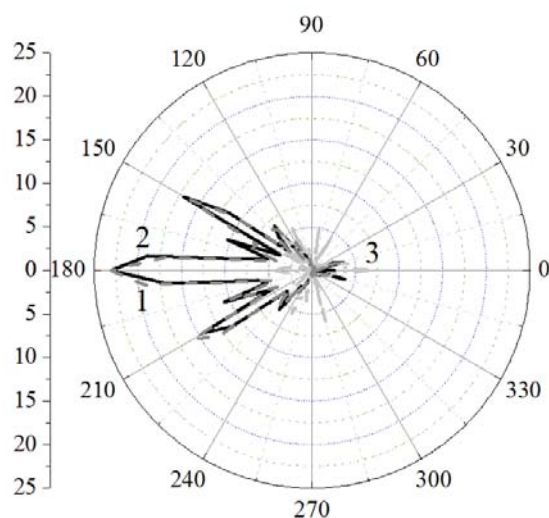


Figure 8 – Directivity pattern of the mid-infrared electromagnetic radiation receiver with the resonance nano- and microstructures on the elevation angle at the azimuthal angle $\varphi = 90$ degrees for the first (curve 1) and second (curve 2) cases and the case calculated for [17] (curve 3)

Conclusion

By numerical methods we studied the effect of the electrodes configuration and the distance between them in the low-barrier Schottky diodes

on the main parameters and characteristics that determine practical suitability of receivers of mid-infrared electromagnetic radiation.

We have shown that by modifying the configuration of the inner parts of the electrodes it can be effectively adjust the main parameters and characteristics of the infrared receivers based on the low-barrier Schottky diodes. In particular, when the inner parts of the electrodes is performed in a concentric elliptic convex-concave shape we achieved a reduction of the reflection losses to -57.75 dB and the standing wave ratio to 1.003 while increasing the directivity up to 23 at a wavelength of $6.09 \mu\text{m}$. At that, the rounded radii of the inner parts of the anode and cathode electrodes are equal 212 nm and 318 nm respectively and the gap setting between them is 106 nm.

Examined infrared receiver can improve the operating efficiency of the developed promising infrared optical and electronic equipment for various purposes.

References

1. Sydlo C., Cojocari O., Schonherr D., Goebel T., Meissner P., Hartnagel H.L. Fast THz detectors based on InGaAs Schottky diodes. *Frequenz*, 2008, vol. 62, no. 5-6, pp. 107–110.
2. Ferguson B., Zhang X.-C. Materials for terahertz science and technology. *Nature Materials*, 2002, no. 1, pp. 26–33.
3. Pierrehumbert R.T. Infrared radiation and planetary temperature. *Physics Today*, 2011, vol. 64, iss. 1, pp. 33–38.
4. Pupeza I., Sanchez D., Zhang J., Lilienfein N., Seidel M., Karpowicz N., Paasch-Colberg T., Znakovskaya I., Pescher M., Schweinberger W., Pervak V., Fill E., Pronin V., Wei F., Krausz F., Apolonski A., Biegert J. High-power sub-two-cycle mid-infrared pulses at 100 MHz repetition rate. *Nature Photonics*, 2015, vol. 9, no. 11, pp. 721–724.
5. Vatansever F., Hamblin M.R. Far infrared radiation (FIR): its biological effects and medical applications. *Photonics and Lasers in Medicine*, 2012, no. 4, pp. 255–266.
6. Sigrist M.W. Mid-infrared laser-spectroscopic sensing of chemical species, *Journal of Advanced Research*, 2015, vol. 6, iss. 3, pp. 529–533.
7. Rettich F., Vieweg N., Cojocari O., Deninger A. Field intensity detection of individual terahertz pulses at 80 MHz repetition rate. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2015, vol. 36, iss. 7, pp. 607–612.
8. Vaks V.L., Anfertev V.A., Goltsman G.N., Pentin I.V., Tretyakov I.V. [High resolution terahertz spectrometer based on nanostructured semiconductor

and superconductor devices]. *Zhurnal radioelektroniki* [Journal of Radio Electronics]. 2016, no. 1, pp. 54–63 (in Russian).

9. Shashkin V.I., Murel' A.V. Diagnostics of low-barrier Schottky diodes with near-surface δ -doping. *Semiconductors*, 2008, vol. 42, iss. 4, pp. 490–492.

10. Sassen S., Witzigmann B., Wolk C., Brugger H. Barrier height engineering on GaAs THz Schottky diodes by means of high-doping, InGaAs- and InGaP-layers. *IEEE Transaction on Electron Devices*, 2000, vol. 47, pp. 24–32.

11. Brown E.R. A system-level analysis of Schottky diodes for incoherent THz imaging arrays. *Solid-State Electronics*, 2004, vol. 48, iss. 10-11, pp. 2051–2053.

12. Maiwald F., Lewen F., Ahrens V., Beaky M., Gendriesch R., Koroliev A.N., Negirev A.A., Vowinkel G., Winnewisser G. Pure rotational spectrum of HCN in the terahertz region: use of a new planar Schottky diode multiplier. *Journal of Molecular Spectroscopy*, 2000, vol. 202, iss. 1, pp. 166–168.

13. Kosyachenko L.A., Markov A.V., Ostapov S.E., Rarenko I.M., Sklyarchuk V.M., Sklyarchuk Ye.F. Electrical properties of narrow-gap HgMnTe Schottky diodes. *Semiconductors*, 2002, vol. 36, iss. 10, pp. 1138–1145.

14. Shevchik-Shekera A.V. [Real and limit sensitivity of some radiation detectors of THz/sub-THz ranges]. *Tekhnologiya i konstruirovaniye v elektronnoy apparature* [Technology and design in electronic equipment]. 2012, no. 1, pp. 3–6 (in Russian).

15. Kazemi H., Shinohara K., Nagy G., Ha W., Lail B., Grossman E., Zummo G., Folks W.R., Alda J., Boreman G. First THz and IR characterization of nanometer-scaled antenna-coupled InGaAs/InP Schottky-diode detectors for room temperature infrared imaging. *Proc. of SPIE*, 2007, vol. 6542, pp. 65421J-1–4.

16. Zakamov V.R., Chechenin Y.I., Pryakhin D.A., Yurasov D.V. [Low-barrier Schottky diode on silicon wafers with lateral structure]. *Uspekhi Prikladnoi Fiziki* [Advances in Applied Physics]. 2013, vol. 1, no. 1, pp. 97–104 (in Russian).

17. Esman A.K., Kuleshov V.K., Zykov G.L., Zalesski V.B. [Infrared detector on the basis of the Schottky junction with the resonance nano- and microstructures]. *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika* [Journal of Nano and Microsystem Technique]. 2014, no. 3, pp. 44–46 (in Russian).

18. Bankov S.E., Guttsayt E.M., Kurushin A.A. *Reshenie opticheskikh i SVCh zadach s pomoshch'yu HFSS* [The solution of optical and microwave problems using HFSS]. Moscow, Orkada Publ., 2012. 250 p.

УДК 681.2.08

Цифровой измеритель контактной разности потенциалов

Пантелеев К.В., Свистун А.И., Тявловский А.К., Жарин А.Л.

Белорусский национальный технический университет,
пр. Независимости, 65, 220013, г. Минск, Беларусь

Поступила 27.04.2016

Принята к печати 02.08.2016

В настоящее время принципы построения аналоговых измерителей контактной разности потенциалов достаточно хорошо отработаны. Однако остаются и некоторые недостатки. Из-за влияния ряда паразитных факторов, аналоговые измерители имеют область неопределенности и значительную погрешность. Для достижения высокой точности требуется интеграция сигнала с постоянной времени не менее нескольких секунд. Скорость и точность измерения имеет существенное значение, например, для сканирующих зондов Кельвина (*SKP*). Целью настоящей работы является разработка цифрового измерителя контактной разности потенциалов, обладающего повышенной точностью и быстродействием, по сравнению с традиционными. Цифровой измеритель выполнен на базе 32-разрядного микропроцессора с ядром *Cortex M4*. Измерительный цикл состоит из двух последовательных определений амплитуды выходного сигнала при двух разных значениях напряжения компенсации, вырабатываемых микроконтроллером. Микроконтроллер также генерирует колебания вибратора, что позволяет осуществить общую синхронизацию генерации колебаний и считывания измерительного сигнала. Массив данных может быть обработан в режиме реального времени средствами цифровой обработки сигнала (*DSP*) микроконтроллера. При этом возможно вычисление среднеквадратичного значения или определение величины необходимой спектральной линии сигнала после быстрого преобразования Фурье. Оба метода позволяют отстроиться от случайных помех и паразитных гармоник. Цифровой метод обеспечивает работу измерителя контактной разности потенциалов в режиме больших сигналов при большом соотношении сигнал/шум, что исключает область неопределенности, имеющуюся в аналоговом измерителе, и погрешность, связанную с поиском нулевого сигнала. Отсутствует необходимость интеграции для автокомпенсации измеряемой величины, что в несколько десятков раз (зависит от частоты колебаний динамического конденсатора) уменьшает время измерений и исключает погрешности следящей системы и цифро-аналогового преобразования. Кроме выполнения необходимых манипуляций по определению контактной разности потенциалов, микроконтроллер может также управлять перемещением зонда при сканировании, осуществлять передачу данных на хост-компьютер по *USB* интерфейсу и т.п.

Ключевые слова: зонд Кельвина, контактная разность потенциалов, цифровой измеритель КРП, работа выхода электрона, электростатический потенциал.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-136-144

Адрес для переписки:

Пантелеев К.В.
Белорусский национальный технический университет,
пр. Независимости, 65, 220013, г. Минск, Беларусь
e-mail: k.pantsialeveu@bntu.by

Address for correspondence:

Pantsialeveu K.U.
Belarusian National Technical University,
Nezavisimosty Ave., 65, 220013, Minsk, Belarus
e-mail: k.pantsialeveu@bntu.by

Для цитирования:

Пантелеев К.В., Свистун А.И., Тявловский А.К., Жарин А.Л.
Цифровой измеритель контактной разности потенциалов.
Приборы и методы измерений.
2016. – Т. 7, № 2. – С. 136–144.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-136-144

For citation:

Pantsialeveu K.U., Svistun A.I., Tyavlovsky A.K., Zharin A.L.
[Digital contact potential difference probe].
Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements].
2016, vol. 7, no. 2, pp. 136–144 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-136-144

Digital contact potential difference probe

Pantsialeyeu K.U., Svistun A.I., Tyavlovsky A.K., Zharin A.L.

Belarusian National Technical University,
Nezavisimisty Ave., 65, 220013, Minsk, Belarus

Received 27.04.2016

Accepted for publication 02.08.2016

Abstract. Nowadays the technique of analog contact potential difference probes well developed. Due to the influence of various parasitic factors, analog probes has substantial errors. The integration time for automatic CPD compensation should be at least several seconds to achieve high accuracy measurements. The speed and the accuracy are essential, for example, for Scanning Kelvin Probes. The purpose of this paper is to develop a digital contact potential difference probe, with a higher accuracy and speed of measurements as compared to analog probe. The digital probe made on base of 32-bit microprocessor with a Cortex M4 core. Measuring cycle consists of at least two successive determinations of the output signal amplitude at different compensation voltage generated by the microcontroller. It allows synchronizing of the generated oscillations and reading of the measuring signals. Data arrays processed in real time of the Digital Signal Processing by microprocessor. In this case is possible computation of the root mean square value or determination of the desired spectral line of the signal after fast Fourier transformation. Both methods permit eliminate of random noise and spurious harmonics. The method provides the digital contact potential difference probe operation in large signal mode and with a large signal/noise ratio. This eliminates the error associated with the zero signal finding. Also the integration time for automatic CPD compensation of the measured value is not necessary, which significantly reduces the measurement time and eliminates errors of compensation and DAC. In addition, the microcontroller could control the movement of the probe during scanning and transfer data to the host computer on interface USB, etc.

Keywords: Kelvin probe, contact potential difference, digital CPD probe, electron work function, electrostatic potential.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-136-144

Адрес для переписки:

Пантелеев К.В.
Белорусский национальный технический университет,
пр. Независимости, 65, 220013, г. Минск, Беларусь
e-mail: k.pantsialeyeu@bntu.by

Address for correspondence:

Pantsialeyeu K.U.
Belarusian National Technical University,
Nezavisimisty Ave., 65, 220013, Minsk, Belarus
e-mail: k.pantsialeyeu@bntu.by

Для цитирования:

Пантелеев К.В., Свистун А.И., Тявловский А.К., Жарин А.Л.
Цифровой измеритель контактной разности потенциалов.
Приборы и методы измерений.
2016. – Т. 7, № 2. – С. 136–144.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-136-144

For citation:

Pantsialeyeu K.U., Svistun A.I., Tyavlovsky A.K., Zharin A.L.
[Digital contact potential difference probe].
Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements].
2016, vol. 7, no. 2, pp. 122–128 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-136-144

Введение

В настоящее время принципы построения аналоговых измерителей контактной разности потенциалов (КРП) достаточно хорошо отработаны [1–4]. Аналоговые измерители широко применяются в устройствах различного назначения, таких как сканирующие зонды Кельвина (*SKP*), устройствах контроля поверхности при различных воздействиях (механическая обработка, трение, температура, адсорбция/десорбция, световое воздействие и т.д. [5–7]), датчиках газов, жидкостей и т.д. [8, 9]. Однако они имеют и ряд недостатков.

В основе измерителя КРП лежит динамический конденсатор, образованный измеряемым и эталонным образцами, одна из пластин которого колеблется под действием электромеханического вибратора. В общем случае конденсатор будет иметь заряд, пропорциональный КРП, а периодические изменения емкости конденсатора будут создавать переменный ток в цепи конденсатора с частотой модуляции емкости. Измерительная процедура заключается в подаче на пластины конденсатора внешнего постоянного потенциала, компенсирующего КРП, и регистрации величины переменного тока. В случае компенсации переменный ток уменьшается до нуля, что позволяет определить КРП по величине внешнего компенсирующего потенциала с обратным знаком.

Практически значимые измерители КРП должны иметь размер эталонного образца менее 1 мм [5, 10]. Поэтому емкость измерительного динамического конденсатора очень мала и, соответственно, мал переменный ток в цепи конденсатора. На точность измерений КРП оказывают существенное влияние ряд факторов (шумы предусилителя и высокоомного резистора, внешние наводки как случайные, так и с частотой модуляции динамического конденсатора, а также паразитные динамические конденсаторы, имеющие различные потенциалы между пластинами и образованные эталонным образцом и элементами конструкции предусилителя) [10–13]. В окрестности точки компенсации соотношение сигнал/шум становится меньше единицы, т.е. на практике аналоговый измеритель КРП имеет некоторую область неопределенности и значительную погрешность.

Точность систем с автокомпенсацией измеряемой величины, как и любой следящей системы, зависит от постоянной времени цепи обратной

связи, т.е. для получения достаточной точности постоянная времени аналогового измерителя КРП должна быть не менее нескольких секунд [1].

В сканирующих зондах Кельвина для получения качественного изображения распределения потенциала поверхности требуется регистрация большого количества отсчетов (до нескольких десятков тысяч) [10], поэтому скорость измерения, наряду со скоростью перемещения зонда имеет существенное значение.

Обычно сканирующий зонд Кельвина включает аналоговый измеритель КРП, цифро-аналоговый преобразователь (ЦАП), систему перемещения зонда и управляющий компьютер. В такой системе после каждого шага перемещения затрачивается значительное время на получение установившегося значения КРП и цифроаналогового преобразования. Кроме того, к известным погрешностям метода КРП добавляются погрешности следящей системы и аналого-цифрового преобразователя (АЦП) [10].

Целью настоящей работы является разработка цифрового измерителя КРП, обладающего повышенной точностью и быстродействием по сравнению с традиционными аналоговыми измерителями.

Принципы измерения контактной разности потенциалов

Базовые принципы конденсаторных методов измерения КРП впервые описаны лордом Кельвином (1898) и далее усовершенствованы Зисманом (1932) [14]. В методе Кельвина–Зисмана (рис. 1) эталонный M_1 и измеряемый M_2 образцы формируют плоский конденсатор емкостью C_{12} , одна из пластин которого вибрирует под действием электромеханического вибратора. Вследствие различия работ выхода электрона (РВЭ) материалов пластин конденсатора он будет иметь заряд:

$$Q = C_{12} \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{e} = C_{12} U_{CPD}, \quad (1)$$

где φ_1 и φ_2 – РВЭ исследуемой и эталонной поверхностей, соответственно; e – заряд электрона; U_{CPD} – КРП.

Емкость конденсатора C_{12} при периодическом изменении расстояния между эталонным и измеряемым образцами также периодически изменяется со временем, что вызывает появление переменного тока в цепи конденсатора. Далее переменный ток поступает на преобразо-

ватель ток-напряжение, образованный операционным усилителем и высокоомным резистором ($R_L = 10^8\text{--}10^{10}$ Ом).

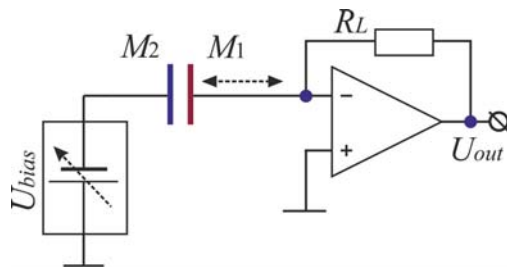


Рисунок 1 – Схематичное представление метода Кельвина–Зисмана: M_1 и M_2 – эталонный и измеряемый образцы соответственно; U_{bias} – компенсирующее напряжение; преобразователь ток-напряжение, образованный операционным усилителем с высокоомным резистором R_L

Figure 1 – Schematic of the Kelvin-Zisman method: M_1 and M_2 – the probe and the measured sample, respectively; U_{bias} – compensating voltage; current-voltage converter are formed by an operational amplifier with a high value resistor R_L

В аналоговом измерителе на конденсатор подается напряжение компенсации U_{bias} такой величины, чтобы переменный сигнал на выходе стал нулевым, т.е. чтобы оно скомпенсировало КРП. При этом $U_{bias} = -U_{CPD}$. В современных измерителях КРП напряжение компенсации вырабатывается автоматически с помощью соответствующих электронных схем (фазовый детектор и интегратор) и она постоянно отслеживает значение КРП [1, 15].

Общее уравнение, описывающее ток в конденсаторе Кельвина имеет вид:

$$i = \frac{dQ}{dt} = \frac{d(C_{12}(U_{CPD} + U_{bias}))}{dt} = (U_{CPD} + U_{bias}) \frac{dC_{12}}{dt} + C_{12} \frac{d(U_{CPD} + U_{bias})}{dt}. \quad (2)$$

В методе Кельвина–Зисмана полагается, что КРП не изменяется за период колебаний эталонного образца, т.е. второй член уравнения 2 полагается равным нулю, а сигнал формируется только за счет изменения емкости, вызванной колебаниями пластины (первый член уравнения 2) [10].

Из выражения 2 следует, что переменный ток и, соответственно, U_{out} в цепи динамического конденсатора прямо пропорционален постоянно-му напряжению ($U_{bias} + U_{CPD}$) на пластинах.

Компенсационная зависимость $U_{out}(U_{bias})$ схематично показана на рисунке 2. Отсюда видно, что U_{out} линейно уменьшается с приближением напряжения компенсации к КРП (ветвь a) и, в идеальном случае, достигает нуля при ($U_{bias} + U_{CPD} = 0$). При дальнейшем повышении напряжения компенсации U_{out} линейно возрастает (ветвь b) и компенсационная зависимость имеет характерный V-образный вид. Это справедливо только для амплитудного детектирования. При переходе напряжения компенсации через значение КРП, полярность пластин измерительного динамического конденсатора изменяется на противоположную и, соответственно, фаза выходного сигнала изменяется на 180° . На этом принципе основана фазовая автокомпенсация КРП в аналоговых измерителях.

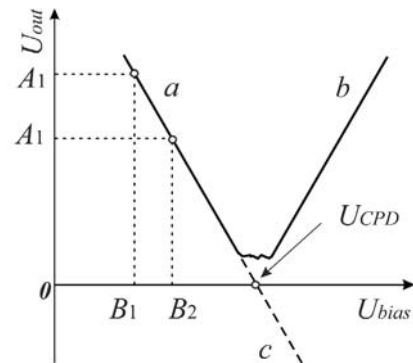


Рисунок 2 – Компенсационная зависимость выходного сигнала U_{out} от потенциала компенсации U_{bias}

Figure 2 – Compensation dependence of output signal U_{out} from compensation potential U_{bias} of the Kelvin capacitor

При использовании фазового детектирования компенсационная зависимость будет являться прямой линией, проходящей через точку ($U_{bias} + U_{CPD} = 0$), т.е. она будет содержать ветви a и c (рисунок 2). Следовательно, ветви b и c зависимости симметричны относительно оси абсцисс, причем ветвь b появляется при амплитудном детектировании сигнала, а ветвь c – при фазовом. Таким образом наклоны ветвей зависимости одинаковы (с учетом различий детектирования).

В тоже время на практике получить идеальную V-образную компенсационную характеристику невозможно. Как упоминалось выше, в следствие ряда паразитных факторов скомпенсировать выходной сигнал полностью практически невозможно (рисунок 2). Поэтому аналоговый измеритель КРП имеет область неопределенности и значительную погрешность.

Принципы цифрового измерения контактной разности потенциалов

В последние годы на рынок вышли относительно дешевые 32-разрядные микроконтроллеры с ядром *Cortex M4*, имеющие высокое быстродействие, большой объем памяти, арифметический сопроцессор, поддержку цифровой обработки сигналов (*DSP*) реального времени и широкий набор периферийных устройств, включающий несколько 12-разрядных аналого-цифровых (АЦП) и цифро-аналоговых (ЦАП) преобразователей.

На базе таких микропроцессоров возможна прямая реализация функций аналогового измерителя КРП, т.е. реализация фазового детектирования и интегрирования для автокомпенсации измеряемой величины. Однако в таком случае основные недостатки аналогового измерителя останутся.

Как было показано выше (рисунок 2), компенсационная зависимость измерительного динамического конденсатора представляет собой прямую линию. Поэтому для определения КРП достаточно определить параметры прямой и рассчитать точку ее пересечения с осью абсцисс. Для этого достаточно микропроцессору задать, как минимум, два различных напряжения компенсации B_1 и B_2 , определить амплитуды переменных сигналов A_1 и A_2 при заданных напряжениях компенсации и из уравнения прямой, проходящей через две несовпадающие точки, вычислить КРП.

Преимущество такого подхода заключается в следующем:

- измеритель работает в области больших сигналов, при большом соотношении сигнал/шум, что априори повышает точность измерений, а также исключает область неопределенности, имеющуюся в аналоговых измерителях;

- сигнал с динамического конденсатора в виде массива точек может быть обработан в режиме реального времени средствами *DSP (Digital Signal Processor)* микропроцессора для дополнительного подавления шумов и паразитных гармоник, а также для статистического вычисления амплитуды (среднеквадратического значения или амплитудного значения спектральной линии сигнала после *FFT (Fast Fourier Transform)*), что повысит точность определения параметров прямой и, соответственно, точность измерений;

- нет необходимости поиска нулевого сигнала и интеграции для автокомпенсации измеряе-

мой величины, что значительно уменьшает время измерений;

- исключаются погрешности следящей системы и аналого-цифрового преобразования КРП.

Цифровой измеритель контактной разности потенциалов

Структурная схема цифрового измерителя КРП показана на рисунке 3.

Эталонный M_1 и измеряемый M_2 образцы образуют динамический конденсатор.

В микроконтроллере 4 используются два ЦАП. ЦАП (*DAC1*) использован для генерации синусоидального сигнала, который с помощью блока модулятора 1 (мощный драйвер и пьезопластина) задает вибрацию эталонного образца M_1 . ЦАП (*DAC2*) с соответствующими драйверами вырабатывает напряжение компенсации.

Преобразователь ток-напряжение 2 образован операционным усилителем (с предельно малым током утечки по входу и низким дрейфом напряжения смещения входа) и высокоомным резистором ($R_L = 10^8 - 10^{10}$ Ом). Инструментальный усилитель 3 убирает из выходного сигнала постоянный уровень (напряжение компенсации). Использование для этой цели разделительного конденсатора нецелесообразно, так как длительные переходные процессы в конденсаторе при переключениях напряжения компенсации снижают быстродействие устройства. С выхода 3 переменный сигнал подается на АЦП (*ADC*) микроконтроллера.

В цифровом измерителе КРП целесообразно генерировать механические колебания эталонного образца микроконтроллером с внешним кварцевым задающим генератором. Это позволяет осуществить общую синхронизацию процессов генерации колебаний и считывания сигналов с измерительного динамического конденсатора. Например, внутренний таймер микроконтроллера осуществляет предварительное деление тактовой частоты микроконтроллера до величины в 128 раз большей частоты колебаний эталонного образца. Импульсы таймера по переднему фронту управляют считыванием записанной в памяти микроконтроллера таблицы синуса ($M = 128$ точек) и переносом значений в ЦАП (*DAC1*) по каналу прямого доступа к памяти (ПДП). Одновременно импульсы таймера по заднему фронту запускают АЦП (*ADC*) и с помощью ПДП за-

писывают полученные отсчеты с ЦАП в буфер памяти микроконтроллера. Для последующей обработки полученных данных методами цифровой обработки сигналов (DSP) с использованием внутреннего арифметического сопроцессора целесообразно использовать четыре периода колебаний ($N = 4$), т.е. 512 точек или 4 периода колебаний вибратора.

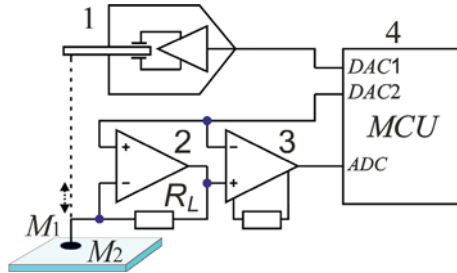


Рисунок 3 – Структурная схема цифрового измерителя контактной разности потенциалов: M_1 и M_2 – эталонный и измеряемый образцы соответственно; 1 – блок модулятора, состоящий из драйвера и пьезопластины; 2 – преобразователь ток-напряжение; 3 – инструментальный усилитель; 4 – 32-разрядный микроконтроллер с ядром Cortex M4

Figure 3 – Structure of the digital contact potential difference probe: M_1 and M_2 – probe and measured samples, respectively; 1 – modulator consisting of a piezoelectric plate and driver; 2 – current-to-voltage converter; 3 – instrumentation amplifier; 4 – 32-bit microcontroller with Cortex M4 core.

Таким образом, микроконтроллер постоянно генерирует колебания вибратора. При получении команды начала измерительного цикла, начиная с нулевой точки таблицы синуса, производится считывание 512 точек. Затем микроконтроллер по 512 точкам вычисляет амплитуду сигнала. Возможно вычисление среднеквадратичного значения или расчет спектра сигнала методом быстрого преобразования Фурье и определение величины необходимой спектральной линии. Оба метода определения амплитуды позволяют отстроиться от случайных помех, а быстрое преобразование Фурье позволяет также отстроиться от паразитных гармоник сигнала. Как показала практика, в большинстве случаев использование среднеквадратичного значения достаточно для обеспечения точности и стабильности работы измерителя.

Полный измерительный цикл цифрового измерителя состоит из двух последовательных определений амплитуды сигнала при первом и втором значениях напряжения компенсации

с последующим вычислением величины КРП. При этом напряжения компенсации также задаются микроконтроллером с помощью второго ЦАП (DAC2). Обобщенный алгоритм работы цифрового измерителя КРП приведен на рисунке 4.

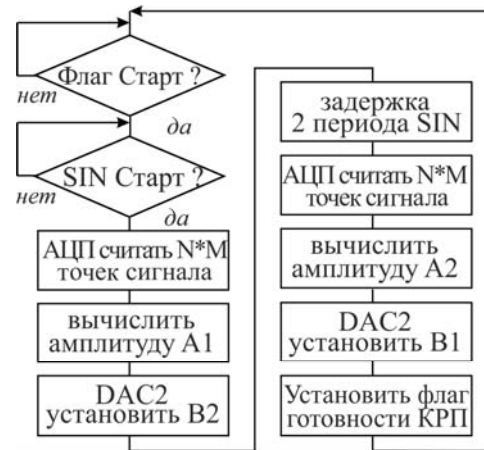


Рисунок 4 – Обобщенный алгоритм работы цифрового измерителя контактной разности потенциала

Figure 4 – Generic algorithm of the digital contact potential difference probe

В соответствии с приведенным алгоритмом, измерение КРП осуществляется за 10 периодов частоты колебаний, т.е. 4 периода осуществляется считывание $N \times M = 512$ значений сигнала при напряжении компенсации B_1 и устанавливается B_2 , пропускается 2 периода колебаний для достижения установившегося значения B_2 , еще 4 периода осуществляется считывание $N \times M = 512$ значений сигнала при B_2 . Выполнение математических операций не занимает существенного времени. Из вышесказанного следует, что при частоте колебаний динамического конденсатора 500 Гц время получения результата составляет порядка 0,02 с, т.е. в 50 раз меньше чем это осуществляется в аналоговом измерителе.

Описанный выше цифровой измеритель КРП при соответствующем перепрограммировании микроконтроллера обеспечивает режимы работы, представленные на рисунке 5.

В базовом режиме (рисунок 5a) оба напряжения компенсации (B_1 и B_2) фиксированы и выбираются за пределами возможных значений КРП на одной из ветвей компенсационной зависимости (рисунок 2, a или b). КРП в этом случае определяется по формуле:

$$U_{CPD} = - \frac{B_1 \cdot A_2 + B_2 \cdot A_1}{A_1 - A_2}. \quad (3)$$

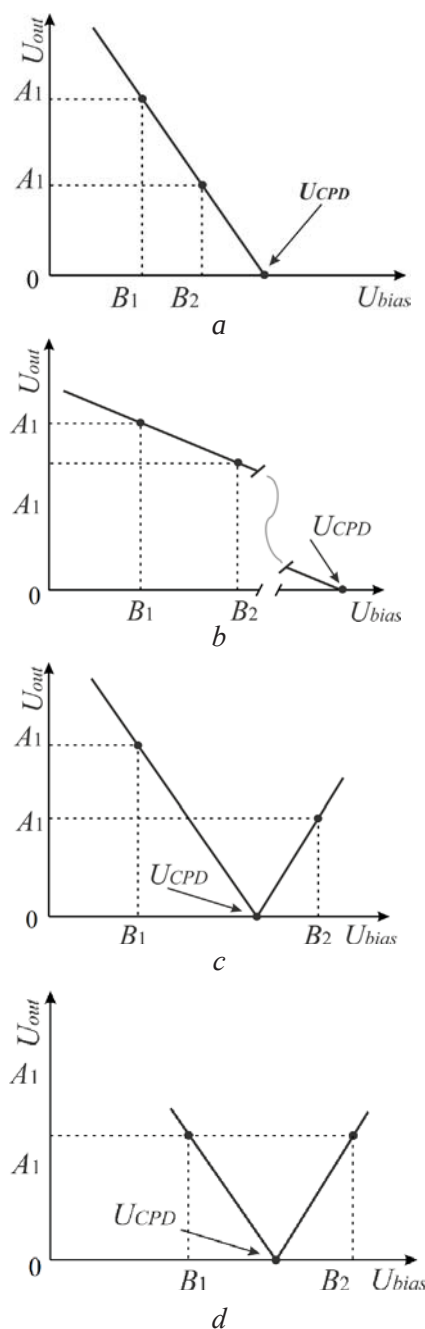


Рисунок 5 – Возможные режимы работы цифрового измерителя КРП: *a* – базовый режим (по одной ветви компенсационной зависимости); *b* – режим измерения электростатических потенциалов (до нескольких тысяч вольт); *c* – режим измерения по двум ветвям компенсационной зависимости; *d* – режим с предварительным выбором B_1 и B_2 на равном удалении от U_{CPD}

Figure 5 – Possible operating modes of the digital contact potential difference probe: *a* – basic mode (based on one branch of the compensation dependence); *b* – measuring mode for high electrostatic potentials (up to several thousand volts); *c* – measuring mode based on two branches of the compensation dependence; *d* – mode with preselection B_1 and B_2 at an equal distance from the U_{CPD} .

Недостатком базового режима является следующее. КРП может оказаться вблизи напряжения компенсации B_2 . В этом случае соотношение сигнал/шум будет мало и при определении амплитуды сигнала A_2 погрешность будет относительно велика, соответственно, будет велика погрешность определения КРП.

Режим измерения электростатических потенциалов (рисунок 5*b*) позволяет определять КРП в широком диапазоне возможных потенциалов измеряемого образца, достигающих до тысяч вольт. Ранее при использовании аналоговых измерителей КРП возникали проблемы применения метода. Аналоговый измеритель требует подачи на эталонный образец напряжения компенсации, равного потенциалу измеряемой поверхности, что на практике было трудно выполнимо. В цифровом измерителе КРП на эталонный образец подаются потенциалы компенсации разумной величины (не превышающие 10 В), а вычисление высоковольтной КРП осуществляется аналогично базовому режиму.

В режиме измерения КРП по двум ветвям компенсационной характеристики (рисунок 5*c*) напряжения компенсации (B_1 и B_2) фиксированы и выбираются таким образом, чтобы возможные значения КРП располагались между B_1 и B_2 на разных ветвях компенсационной зависимости (рисунок 2*a* и 2*b*). Это позволяет избежать проблем, описанных для базового режима. В данном режиме необходимо при вычислениях КРП изменять знак амплитуды A_2 на противоположный. Это обусловлено тем, что ветвь *b* компенсационной зависимости является зеркальным отражением ветви *c* (рисунок 2). КРП в этом режиме вычисляется по формуле:

$$U_{CPD} = -\frac{B_1 \cdot (-A_2) + B_2 \cdot A_1}{A_1 + A_2}. \quad (4)$$

Возможен также режим с предварительным выбором B_1 и B_2 на равном удалении от КРП. Этот режим основан на предыдущем, однако при инициализации измерителя определяется КРП и напряжения компенсации (B_1 и B_2) устанавливает микроконтроллер на равном удалении от КРП. В этом случае амплитуды A_1 и A_2 близки по значению и их определение будет с точки зрения аналого-цифрового преобразования практически одинаково. Такой подход позволит избежать возможных погрешностей АЦП. Реализация этого режима возможна с однократной установкой напряжений компенсации при инициализации измерителя, а также при последовательных измерениях и корректировках B_1 и B_2 , однако в этом случае понадобится 2 отсчета за измерительный цикл, т.е. время измерения увеличится в два раза.

Заключение

Разработан метод цифрового измерения контактной разности потенциалов, позволяющий определить параметры компенсационной зависимости с последующим расчетом напряжения компенсации при нулевом уровне сигнала. Для этого достаточно задать микроконтроллеру минимум два различных напряжения компенсации и определить амплитуды переменных сигналов с динамического конденсатора при соответствующих значениях напряжений компенсации. Интерполяция к нулю компенсационной прямой, проходящей через две несовпадающие точки, позволяет расчетным путем определить напряжение, требуемое для полной компенсации контактной разности потенциалов.

Измерительный сигнал с динамического конденсатора в виде массива точек может быть обработан в режиме реального времени средствами цифровой обработки микропроцессора для дополнительного подавления шумов и паразитных гармоник сигнала, а также для статистического вычисления амплитуды сигнала (среднеквадратического значения или амплитудного значения спектральной линии сигнала после быстрого преобразования Фурье), что позволяет существенно повысить точность определения параметров компенсационной зависимости и, соответственно, точность измерения контактной разности потенциалов.

Выявленная зависимость формирования измерительного сигнала позволила разработать модель цифрового измерения контактной разности потенциалов и обеспечить работу цифрового измерителя в режиме больших сигналов, при большом соотношении сигнал/шум, что априори повышает точность измерений, а также исключает область неопределенности, имеющуюся в аналоговых измерителях. При этом исключается необходимость поиска нулевого сигнала и интеграции сигналов с динамического конденсатора для автокомпенсации измеряемой величины, что уменьшает время одного измерения в десятки раз (зависит от частоты колебаний эталонного образца) по сравнению с традиционными аналоговыми измерителями, а также исключает погрешности цепи обратной связи, следящей системы и аналого-цифрового преобразования.

В зависимости от физической природы объекта контроля и решаемой экспериментальной задачи разработанные цифровые измерители при соответствующем перепрограммировании микроконтроллера обеспечивают четыре режима работы. При этом режим измерения электростатических потенциалов позволяет определять

контактную разность потенциалов в широком диапазоне возможных потенциалов, достигающих до тысяч вольт, что для аналоговых измерителей является трудно реализуемым.

Кроме выполнения необходимых манипуляций по определению контактной разности потенциалов, микроконтроллер может также управлять перемещением зонда при сканировании, осуществлять передачу данных на хост-компьютер по USB-интерфейсу и т.п.

Разработанные цифровые измерители контактной разности потенциалов использовались в установках сканирования полупроводниковых пластин СКАН-2013 и СКАН-2015, разработанных для ОАО «ИНТЕГРАЛ» (Минск).

Список использованных источников

1. Пантелеев, К.В. Построение измерителей контактной разности потенциалов / К.В. Пантелеев, В.А. Микитевич, А.Л. Жарин // Приборы и методы измерений. – 2016. – Т. 7, № 1. – С. 7–15; doi: 10.21122/2220-9506-2016-7-1-7-15.
2. Hadjadjy, A., Contact potential measurements with a local Kelvin probe. / A. Hadjadjy [et al.] // Philosophical magazine B. – 2001. – Vol. 11, no. 11. – P. 1257–1266; doi: 10.1080/13642810208223162.
3. Luo, G.-N. Influence of space charge on the performance of the Kelvin probe / G.-N. Luo [et al.] // Review of scientific instruments. – 2001. – Vol. 72, no. 5. – P. 2350–2357; doi: 10.1063/1.1367363.
4. Subrahmanyam, A. The Kelvin Probe for Surface Engineering: Fundamentals and Design / A. Subrahmanyam, S. Kumar. – USA : CRC Press, 2010. – 200 p.
5. Zharin, A.L. Contact Potential Difference Techniques As Probing Tools in Tribology and Surface Mapping / A.L. Zharin // Scanning Probe Microscopy in Nanoscience and Nanotechnology. – Heidelberg : Springer-Verlag, 2010. – P. 687–720.
6. Makino, T. Contact Potential Difference Measurement of Adhesion Process during Micro / Meso-scale Injection Upsetting / T. Makino [et al.] // Procedia Engineering. – 2014. – Vol. 81. – P. 444–449; doi: 10.1016/j.proeng.2014.10.020.
7. Kondo, A. Kelvin probe imaging of photo-injected electrons in metal oxide nanosheets from metal sulfide quantum dots under remote photochromic coloration / A. Kondo [et al.] // Nanoscale. – 2015. – no. 7. – P. 12510–12515.
8. Peterson, I. R. Kelvin probe liquid-surface potential sensor. / I. R. Peterson // Review of Scientific Instruments. – 1999. – Vol. 70, no. 7. – P. 3418–3424; doi: 10.1063/1.1149929.
9. Mazhar, M.E. Kelvin probe as an effective tool to develop sensitive p-type CuO gas sensors / M.E. Mazhar

[et al.] / *Sensors and Actuators B: Chemical*. – 2016. – Vol. 222. – P. 1257–1263; doi: 10.1016/j.snb.2015.05.050.

10. Жарин, А.Л. Метод контактной разности потенциалов и его применение в трибологии / А.Л. Жарин. – Минск : Бестпринт, 1996. – 235 с.

11. Wicinski, M. Lateral resolution in scanning Kelvin probe microscopy / M. Wicinski, W. Burgstaller, A.W. Hassel // *Corrosion Science*. – 2016. – Vol. 104. – P. 1–8; doi: 10.1016/j.corsci.2015.09.008.

12. Rossi, F. Contact potential measurement: Spacing-dependence errors / F. Rossi // *Review of Scientific Instruments*. – 1992. – Vol. 63; doi: 10.1063/1.1143230.

13. McMurray, H.N. Probe diameter and probe-specimen distance dependence in the lateral resolution of a scanning Kelvin probe / H.N. McMurray, G. Williams // *Journal of Applied Physics*. – 2002. – Vol. 91, no. 3. – P. 1673–1679; doi: 10.1063/1.1430546.

14. Klein, U. Contact potential differences measurement: Short history and experimental setup for classroom demonstration / U. Klein, W. Vollmann, A. Paulo // *IEEE Transactions on Education*. – 2003. – Vol. 3, no. 46. – P. 338–344.

15. Frankel, G. Potential control under thin aqueous layers using a Kelvin probe / G.S. Frankel [et al.] // *Corrosion Science*. – 2007. – Vol. 49. – P. 2021–2036; doi: 10.1016/j.corsci.2006.10.017.

References

1. Pantsialeyeu K.U., Mikitsevich U.A., Zharin A.L. [Design of the contact potentials difference probes]. *Приборы и методы измерений* [Devices and Methods of Measurements], 2016, vol. 7, no. 1, pp. 7–15; doi: 10.21122/2220-9506-2016-7-1-7-15 (in Russian).

2. Hadjadjy A., Equerz B., Beorchiaiy A., Roca P. Contact potential measurements with a local Kelvin probe. *Philosophical magazine B*, 2001, vol. 82, no. 11, pp. 1257–1266; doi: 10.1080/13642810208223162.

3. Luo G.-N., Yamaguchi K., Terai T., Yamawaki M. Influence of space charge on the performance of the Kelvin probe. *Review of scientific instruments*, 2001, vol. 72, no. 5, pp. 2350–2357; doi: 10.1063/1.1367363.

4. Subrahmanyam A., Kumar S. *The Kelvin Probe for Surface Engineering: Fundamentals and Design*. USA, CRC Press, 2010, p. 200.

5. Zharin A.L. Contact Potential Difference Techniques As Probing Tools in Tribology and Surface Map-

ping. *Scanning Probe Microscopy in Nanoscience and Nanotechnology*. Heidelberg, Springer-Verlag, 2010, pp. 687–720.

6. Makino T., Michimoto T., Moriyama S., Kikuchi T. Contact Potential Difference Measurement of Adhesion Process during Micro / Meso-scale Injection Upsetting. *Procedia Engineering*, 2014, vol. 81, pp. 444–449; doi: 10.1016/j.proeng.2014.10.020.

7. Kondo A., Yin G., Srinivasan N., Atarashi D., Sakaia E., Miyauchi M. Kelvin probe imaging of photo-injected electrons in metal oxide nanosheets from metal sulfide quantum dots under remote photochromic coloration. *Nanoscale*, 2015, no. 7, pp. 12510–12515.

8. Peterson I.R. Kelvin probe liquid-surface potential sensor. *Review of Scientific Instruments*, 1999, vol. 70, no. 7, pp. 3418–3424; doi: 10.1063/1.1149929.

9. Mazhar M., Faglia G., Comini E., Zappa D., Baratto C., Sberveglieri G. Kelvin probe as an effective tool to develop sensitive p-type CuO gas sensors. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 2016, vol. 222, pp. 1257–1263; doi: 10.1016/j.snb.2015.05.050.

10. Zharin A.L. *Metod kontaktnoj raznosti potentsialov i yego primeneniye v tribologii* [Method of contact potential difference and its application in tribology. Minsk, Bestprint Publ., 1996, 235 p. (in Russian).

11. Wicinski M., Burgstaller W., Hassel A.W. Lateral resolution in scanning Kelvin probe microscopy. *Corrosion Science*, 2016, vol. 104, pp. 1–8; doi: 10.1016/j.corsci.2015.09.008.

12. Rossi F. Contact potential measurement: Spacing-dependence errors. *Review of Scientific Instruments*, 1992, vol. 63; doi: 10.1063/1.1143230.

13. McMurray H.N., Williams G. Probe diameter and probe-specimen distance dependence in the lateral resolution of a scanning Kelvin probe. *Journal of Applied Physics*, 2002, no. 3, vol. 91, pp. 1673–1679; doi: 10.1063/1.1430546.

14. Klein U., Vollmann W., Paulo A. Contact potential differences measurement: Short history and experimental setup for classroom demonstration. *IEEE Transactions on Education*, 2003, vol. 3, no. 46, pp. 338–344.

15. Frankel G., Stratmann M., Rohwerder M., Michalik A., Maier B., Dora J., Wicinski M. Potential control under thin aqueous layers using a Kelvin probe. *Corrosion Science*, 2007, vol. 49, pp. 2021–2036; doi: 10.1016/j.corsci.2006.10.017.

УДК 57.08:536.12

Стенд для оценки температуры поверхности фрагментов природных сред и их имитаторов

Лобунов В.В., Кухаренко А.И., Борботько Т.В., Лыньков Л.М.

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
ул. П. Бровки, 6, 220013, г. Минск, Беларусь

Поступила 04.05.2016

Принята к печати 05.08.2016

Проведение исследований в области создания имитаторов природных сред, которые используются для маскировки объектов, например военной техники, от обнаружения ее тепловизионными средствами, является материалоемким процессом в виду больших линейных размеров маскируемых объектов, что в значительной степени оказывает влияние на стоимость таких испытаний. Таким образом, целесообразным представляется проведение аналогичных лабораторных испытаний, что обуславливает необходимость разработки соответствующего стенда. Целью данной работы являлась разработка стенда и методики проведения исследований, позволяющих в лабораторных условиях получать данные об изменении температуры поверхности фрагментов природных сред и их имитаторов, при воздействии на них излучения оптического диапазона длин волн. В данной работе вместо традиционно применяемой для получения спектральных характеристик исследуемых объектов спектрофотометрической аппаратуры, функционирующей в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах длин волн, при освещении поверхности объекта источником оптического излучения предложено использовать тепловизионную камеру, что позволяет оценить температуру поверхности исследуемого объекта при различных углах его освещения и визирования. Получаемые таким образом характеристики исследуемых объектов позволяют оценить степень соответствия имитатора природной среде по температуре и динамике ее изменения. Конструкция предложенного стенда позволяет изменять углы облучения исследуемого объекта и визирования в пределах от 25° – 75° , отсчитываемых от нормали к исследуемому объекту. Источник излучения содержит галогенные лампы типа *MR16*, количество и мощность которых подбирались с учетом интенсивности солнечного излучения, имитируемого таким источником. В качестве устройства регистрации инфракрасного излучения в диапазоне 8–12 мкм использована тепловизионная камера *MobIR M4*, имеющая матрицу с разрешением 160×120 пикселей. Ее оптическое поле зрения по вертикали и горизонтали составляет $25 \times 19^{\circ}$. Для автоматизации процесса записи термографических изображений исследуемых объектов было разработано специализированное дистанционно управляемое устройство. Для проведения измерения температуры поверхности исследуемых объектов разработана методика оценки температуры исследуемых объектов, заключающаяся в получении термографических изображений через равные промежутки времени, их анализе с помощью специального программного обеспечения и построения графических зависимостей. Таким образом, стенд и предложенная методика могут быть использованы для оценки температуры поверхности не только природных сред, но их имитаторов.

Ключевые слова: инфракрасное излучение, температура поверхности, природные среды, оптическое излучение, тепловизионная камера.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-145-151

Адрес для переписки:

Лыньков Л.М.

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
ул. П. Бровки, 6, 220013, г. Минск, Беларусь
e-mail: leonid@bsuir.by

Address for correspondence:

Lynkov L.M.

Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics,
P. Brovki str., 6, 220013, Minsk, Belarus
e-mail: leonid@bsuir.by

Для цитирования:

Лобунов В.В., Кухаренко А.И., Борботько Т.В., Лыньков Л.М.

Стенд для оценки температуры поверхности фрагментов природных сред и их имитаторов.

Приборы и методы измерений.

2016. – Т. 7, № 2. – С. 145–151.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-145-151

For citation:

Lobunov V.V., Kuharenko A.I., Borbotko T.V., Lynkov L.M.

[Stand for temperature surface evaluation of fragments of natural environments and its imitators].

Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements].

2016, vol. 7, no. 2, pp. 145–151 (in Russian).

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-145-151

Stand for temperature surface evaluation of fragments of natural environments and its imitators

Lobunov V.V., Kuharenko A.I., Borbotko T.V., Lynkov L.M.

Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics,
P. Brovki str., 6, 220013, Minsk, Belarus

Received 04.05.2016

Accepted for publication 05.08.2016

Abstract. Research in the field of development of natural environments imitators that used for thermal cloaking of military machinery always connected with high material costs due to big sizes of cloaking objects. In this way we decided to create laboratory stand and methodic for obtaining data about temperature surface of fragments of natural environments and its imitators affected by the electromagnetic radiation of the optical wavelength range. We proposed to use a thermal imaging camera instead of the traditionally used spectrophotometric equipment for obtaining spectral characteristics of the objects under study affected by the optical radiation. This method allows us to evaluate the surface temperature of the object at different angles of lighting and viewing. Obtained data allows us to estimate the degree to which the imitator corresponds to a natural environment by the temperature and it's dynamic of change. The construction of the stand allows to select angles of source of radiation and thermal detector in range 25–75 degrees from normal to the surface of object under study. The source of radiation consists of halogen lamps of MR16 type. The number of selected lamps and its power were chosen taking into account of imitation of intensity of sun radiation. The thermal camera MobIR M4 was used as infrared detecting unit in the range of 8–12 μm . This device has a matrix with a resolution of 160×120 pixels and its optical field of view, both vertically and horizontally is 25 to 19 degrees. Special remotely controlled device was created to automate the process of obtaining thermal images. Proposed methodic of measuring surface temperature of objects under study consists in obtaining thermal images at equal time intervals, their analysis using special software and plotting graphs. Thus we can use the developed laboratory stand and the methodic not only for temperature surface evaluation of fragments of natural environments but for its imitators.

Keywords: infrared radiation, surface temperature, natural environments, optical radiation, thermal camera.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-145-151

Адрес для переписки:

Лыньков Л.М.
Белорусский государственный университет информатики и радио-
электроники,
ул. П. Бровки, 6, 220013, г. Минск, Беларусь
e-mail: leonid@bsuir.by

Address for correspondence:

Lynkov L.M.
Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics,
P. Brovki str., 6, 220013, Minsk, Belarus
e-mail: leonid@bsuir.by

Для цитирования:

Лобунов В.В., Кухаренко А.И., Борботко Т.В., Лыньков Л.М.
Стенд для оценки температуры поверхности фрагментов природных
сред и их имитаторов.
Приборы и методы измерений.
2016. – Т. 7, № 2. – С. 145–151.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-145-151

For citation:

Lobunov V.V., Kuharenko A.I., Borbotko T.V., Lynkov L.M.
[Stand for temperature surface evaluation of fragments of natural
environments and its imitators].
Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements].
2016, vol. 7, no. 2, pp. 145–151 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-145-151

Введение

В настоящее время для обнаружения объектов используются оптические средства, функционирующие в видимом, ближнем инфракрасном (ИК) и среднем ИК (тепловом) диапазонах [1–3]. Особое внимание сегодня уделяется использованию именно тепловизионных средств, так как они позволяют обнаруживать объекты в условиях недостаточной метеорологической дальности видимости [4], за счет регистрации температуры их поверхности и среды, на фоне которой они размещаются. Для решения задачи снижения заметности объектов используются маскирующие материалы, применяемые для снижения их теплового контраста [5]. Оценка эффективности применения таких средств снижения заметности объектов выполняется при проведении натурных испытаний, что в целом является материалоемким процессом в виду того, что требуется изготовить материал с линейными размерами, достаточными для маскирования защищаемого объекта, например военной техники. Поэтому такой подход используется, как правило, при государственных испытаниях таких средств и является затратным на стадии первичных исследований.

В работе [6] предложен стенд, позволяющий оценить температуру поверхности маскирующих материалов при их лабораторных испытаниях в условиях ограниченной освещенности исследуемого объекта, что позволяет регистрировать собственное тепловое излучение поверхности объекта. Однако современные системы тепловизионного обнаружения используются не только в ночное, но и в дневное время суток [7]. В спектре излучения Солнца также присутствует ИК излучение теплового диапазона. Таким образом, при наблюдении объектов в дневное время суток, его тепловое изображение на экране тепловизионного средства обуславливается не только собственным ИК излучением, но и рассеянием указанного излучения, источником которого является Солнце. В результате этого, тепловой контраст объекта претерпевает изменения, обусловленные также механизмом рассеяния ИК излучения объектом наблюдения и средой.

В соответствие с указанным, скрывание объектов должно обеспечиваться с учетом вышеуказанных механизмов формирования его теплового изображения, что в свою очередь обуславливает необходимость разработки материалов, характеризующихся не только требуемыми значениями

теплопроводности, но и также имеющими такую структуру поверхности, которая обеспечивает рассеяние ИК излучения в углах визирования идентично среде, в которой находится маскируемый объект.

При разработке и исследовании таких материалов требуется обеспечить условия проведения эксперимента, схожие с условиями их эксплуатации, что обуславливает актуальность разработки лабораторного стенда для проведения исследований подобных материалов.

Традиционно для получения спектральных характеристик исследуемых объектов используется спектрофотометрическая аппаратура, функционирующая в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах длин волн [8], при освещении поверхности объекта источником оптического излучения.

Целью данной работы являлась разработка стенда, позволяющего в лабораторных условиях исследовать процессы изменения температуры поверхности фрагментов природных сред и их имитаторов при воздействии на них излучения оптического диапазона длин волн с интенсивностью, близкой к интенсивности солнечного излучения, а также методики измерения температуры и обработки полученных результатов.

Состав стенда

Стенд для оценки температуры поверхности фрагментов природных сред и их имитаторов реализован на основе следующих устройств:

- источник электромагнитного излучения оптического диапазона длин волн;
- устройство регистрации ИК излучения диапазона 8–12 мкм;
- блок управления устройством регистрации ИК излучения;
- устройство видеозахвата EasyCAP USB 2.0 DVR.

На рисунке 1 представлена схема разработанного стенда.

Конструкция данного стенда состоит из двух металлических дуг 2, закрепляемых параллельно относительно друг друга на предметном столике 1. Указанные элементы конструкции являются направляющими для подвижных креплений 4, к которым в свою очередь крепятся источник излучения 5 и держатель 7, предназначенный для неподвижной фиксации устройства регистрации ИК излучения 6. Таким образом, конструкция

стенда позволяет изменять углы облучения исследуемого объекта и визирования в пределах от 25° до 75° , отсчитываемых от нормали к исследуемому объекту, который помещается в центре предметного столика. При этом приемник 6 располагается на расстоянии 250 мм от поверхности предметного столика.

Конструкция стенда является разборной. При транспортировке стенда в предметном столике 1 с нижней стороны присутствует полость для размещения подвижных креплений 4, держателя 7, а также остальных крепежных изделий, необходимых для его сборки. Также в столике 1 предусмотрены регулируемые по высоте ножки 3 для его позиционирования в горизонтальной плоскости.

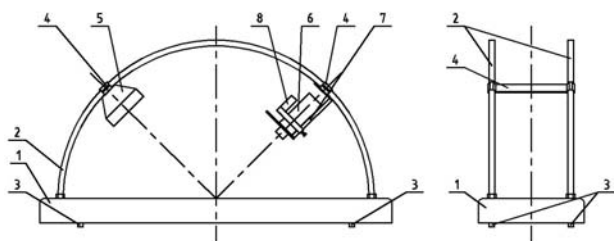


Рисунок 1 – Схема измерительного стенда: 1 – предметный столик; 2 – металлические дуги; 3 – ножки; 4 – подвижные крепления; 5 – источник излучения; 6 – устройство регистрации ИК излучения; 7 – держатель; 8 – блок управления

Figure 1 – Scheme of measuring stand: 1 – object table; 2 – metal arcs; 3 – feet; 4 – movable mountings; 5 – source of radiation; 6 – device for registration of IR radiation; 7 – holder; 8 – control unit

Источник электромагнитного излучения оптического диапазона длин волн представляет собой алюминиевое основание, на котором в гексагональном порядке закрепляется 7 галогенных ламп типа MR16 электрической мощностью 50 Вт каждая. Выбранная галогенная лампа имеет параболический отражатель с алюминиевым покрытием, нанесенным на стеклянные стенки. Для обеспечения в спектре ламп ультрафиолетового излучения был удален соответствующий оптический фильтр. Излучение каждой галогенной лампы распределяется в пределах телесного угла 38° , и, таким образом, при выбранной конструкции излучателя, обеспечивается равномерное рассеивание излучения по исследуемой поверхности.

Для оценки интенсивности излучения разработанного источника были получены временные зависимости, которые представлены на рисунке 2. Поверхность исследуемого фрагмента

природной среды (песка) подвергалась нагреву солнечным излучением, излучением разработанного излучателя и осветительным прожектором с галогенной лампой типа J078-150 электрической мощностью 150 Вт. Данные зависимости получены с помощью ртутного стеклянного термометра, погруженного в песок [9].

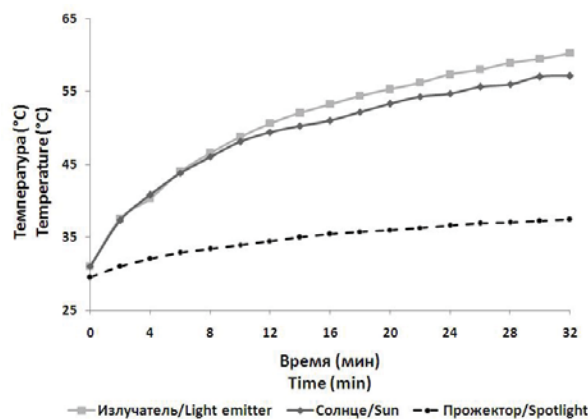


Рисунок 2 – Температура поверхности песка при воздействии различных источников излучения

Figure 2 – Surface temperature of sand when exposed to various sources of radiation

Анализируя приведенные временные зависимости можно сделать вывод, что интенсивность излучения разработанного излучателя практически соответствует интенсивности солнечного излучения, а это в свою очередь свидетельствует о возможности использования данного источника в составе стенда.

В качестве устройства регистрации ИК излучения использовалась тепловизионная камера MobIR M4. Данное устройство работает в инфракрасном диапазоне длин волн 8–12 мкм и имеет неохлаждаемую болометрическую матрицу с разрешением 160×120 пикселей, размер пикселя – 35 мкм, а ее оптическое поле зрения по вертикали и горизонтали составляет $25 \times 19^\circ$. Выбранная тепловизионная камера позволяет производить измерение температуры поверхности объектов в диапазоне от -25 до $+250^\circ\text{C}$ с точностью $\pm 2^\circ\text{C}$.

Максимальное расстояние, на котором возможно различить исследуемый объект, рассчитывается исходя из параметров, определяющих поле зрения устройства регистрации ИК излучения. Для определения минимального размера исследуемого объекта, приходящегося на один пиксель детектора тепловизора, используется утилита для расчета оптической системы тепловизионной техники [10]. Так как в выбранной

тепловизионной камере используется матрица 160×120 пикселей и ее оптическое поле зрения по вертикали и горизонтали составляет соответственно $25 \times 19^\circ$, то при расстоянии до исследуемого объекта 250 мм, что реализовано в рассматриваемом стенде, минимальная наблюдаемая площадь объекта составит $0,5 \text{ мм}^2$.

Указанные характеристики, с учетом температурного диапазона проведения исследований выбранного средства регистрации и приема излучения, дают возможность использовать его для решения поставленных задач.

Дистанционное управление устройством регистрации ИК излучения 6 и автоматизация процесса получения термографических изображений осуществляются блоком управления 8. Данный блок представляет собой механический привод с микроконтроллерным управлением, который устанавливается на устройство регистрации излучения и взаимодействует с его панелью управления путем подачи на блок управляющего сигнала. Управляющий сигнал представляет собой последовательность импульсов, временной интервал следования которых соответствует выбранному шагу получения термографических изображений.

Для осуществления контроля над процессом изменения температуры исследуемых поверхностей в реальном времени и записи видеоизображения термограммы на персональный компьютер, получаемого с помощью устройства регистрации инфракрасного излучения 6, используется устройство *EasyCAP USB 2.0 DVR*. Применяемое устройство позволяет преобразовывать аналоговый сигнал видеоизображения в цифровой с возможностью передачи получаемых данных на персональный компьютер по интерфейсу *USB 2.0*.

Методика проведения эксперимента

Методика проведения эксперимента заключается в получении и анализе термографических снимков поверхности фрагментов природных сред и их имитаторов при воздействии на их поверхность электромагнитного излучения оптического диапазона длин волн. При этом излучатель устанавливается на фиксированный угол, а тепловизионная камера на ряд углов для получения угловых зависимостей. Первоначально производится прогрев ламп излучателя в течение 1,5–2 мин. Затем электромагнитное излучение

зондирует исследуемую поверхность, и производится регистрация термографических снимков через равные промежутки времени при заданном угловом положении тепловизионной камеры. Величина временных интервалов зависит от времени проведения эксперимента для получения достаточного количества точек при построении графических зависимостей. Полученные снимки анализируются с помощью программного обеспечения *Guide IrAnalyser*. При анализе снимков определяется средняя температура базового участка поверхности по ГОСТу 26629-85. Полученные данные используются для построения временных зависимостей, описывающих температурную динамику исследуемой поверхности.

Результаты апробации стенда

На рисунке 3 представлены графические зависимости средней температуры поверхностей грунта различной влажности и песка, полученные при апробации стенда с использованием приведенной выше методики. Влажность грунта определялась по ГОСТу 28268-89.

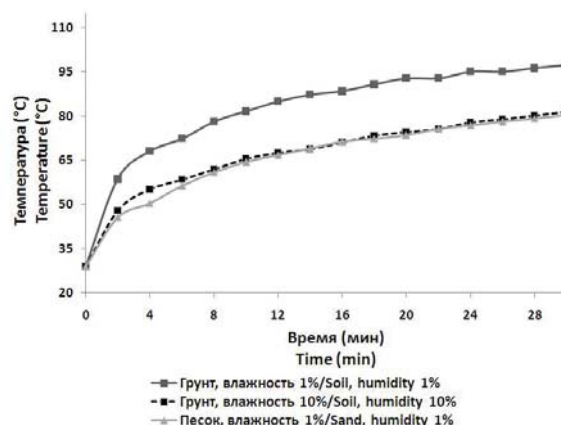


Рисунок 3 – Температура поверхности песка и различной влажности грунта при воздействии на их поверхность излучения разработанного излучателя

Figure 3 – Surface temperature of sand and various soil humidity when exposed to the radiation of the developed radiator on their surfaces

На основании анализа графических зависимостей установлено, что за счет увеличения массового отношения влаги в фрагментах грунта с 1 до 10 %, температура их поверхностей повышается от 30,0 до 97,4 °C (для фрагмента, характеризующегося массовым отношением влаги 1 %) и до 81,3 °C (для фрагмента, характеризующегося массовым отношением влаги 10 %) при воздействии на них источника оптического излучения в

течение 30 мин. Установленные закономерности изменения температуры поверхности исследуемых объектов обусловлены испарением влаги. Показано, что поглощающая способность грунта значительно выше, чем у песка, что в целом коррелирует с известными результатами, полученными ранее другими исследователями.

Заключение

Таким образом, в данной работе вместо традиционно применяемой для получения спектральных характеристик исследуемых объектов спектрофотометрической аппаратуры, функционирующей в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах длин волн, при освещении поверхности объекта источником оптического излучения предложено использовать тепловизионную камеру, что позволяет оценить температуру поверхности исследуемого объекта при различных углах его освещения и визирования.

Временные зависимости температуры поверхности исследуемых фрагментов природных сред, полученные при апробации стенда, позволяют утверждать о том, что результаты лабораторных испытаний согласуются с аналогичными натурными испытаниями таких объектов.

Получаемые таким образом характеристики исследуемых объектов позволяют оценить степень соответствия имитатора природной среде по температуре и динамике ее изменения.

Список использованных источников

1. Белашенков, Н.Р. Определение радиационной температуры удаленных объектов с использованием метода спектральной селекции излучения / Н.Р. Белашенков [и др.] // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. – 2007. – № 43. – С. 289–292.

2. Анипко, О.Б. Физические принципы разработки и создания комплексной оптико-акустической подсистемы обнаружения наземных целей объектами бронетехники / О.Б. Анипко, И.Ю. Бирюков // Интегрированные технологии и энергосбережение. – 2012. – № 3. – С. 48–54.

3. Глушков, А.Н. Обнаружение замаскированных наземных объектов при наличии в составе средств разведки перестраиваемого источника лазерного излучения / А.Н. Глушков [и др.] // Теория и техника радиосвязи. – 2010. – № 4. – С. 25–29

4. Ворона, В.А. Технические средства наблюдения в охране объектов / В.А. Ворона, В.А. Тихонов. – М. : Гелиос АРВ, 2005. – 960 с.

5. Абдулькабер Хамза Абдулькадер. Тепловые и оптические каналы утечки информации. Методы и

средства защиты / Абдулькабер Хамза Абдулькадер, Т.В. Борботько, Л.М. Лыньков; под ред. Л.М. Лынькова. – Минск : Бестпринт, 2012. – 172 с.

6. Абдулькабер Хамза Абдулькадер. Методика оценки эффективности средств защиты информации от утечки по тепловым каналам / Абдулькабер Хамза Абдулькадер, Т.В. Борботько, Д.Н. Сосновский // Доклады БГУИР. – 2012. – № 6. – С. 94–98.

7. Афанасьева, Е.М. Аналитическая методика и результаты расчета радиационного контраста наземных объектов в инфракрасном диапазоне длин волн / Е.М. Афанасьева, В.Г. Керков // Вестник Воронежского государственного технического университета. – 2013. – № 2. – С. 128–131.

8. Беляев, Б.И. Оптическое дистанционное зондирование / Б.И. Беляев, Л.В. Катковский. – Минск : БГУ, 2006. – 455 с.

9. Гулалыев, Ч.В. Определение температуропроводности почв с различной влажностью по данным экспериментальных измерений / Ч.В. Гулалыев // Вестник Алтайского государственного аграрного университета. – 2010. – № 5. – С. 31–35.

10. Сайт компании Энерготест [Электронный ресурс] – Режим доступа: <http://www.thermoview.ru>. – Дата доступа: 10.01.2016.

References

1. Belashenkov N.R., Vasilyev A.V., Gurov I.P., Lopatin A.I. [Determination of radiation temperature of distant objects using the method of spectral selection of radiation] *Nauchno-tekhnicheskij vestnik informacionnykh tekhnologij, mekhaniki i optiki* [Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics]. 2007, no. 43, pp. 289–292 (in Russian).

2. Anipko O. B, Birjukov I.Ju. [Physical principles of an integrated opto-acoustic detection of ground targets armored objects]. *Integrirrovannye tekhnologii i jenergosberezhenije* [Integrated Technologies and Energy Conservation]. 2012, no. 3, pp. 48–54 (in Russian).

3. Gluzhkov A.N., Kerkov V.G., Mitrofanov A.L., Tyurin G.L. [Detection of the disguised objects at presence in structure of a means of investigation time friquise lasers radiation research] *Teorija i tekhnika radiosvjazi* [Theory and technique of radio communication], 2010, no. 4, pp. 25–29 (in Russian).

4. Vorona V.A., Tihonov V.A. *Tekhnicheskie sredstva nabljudenija v ohrane obyektov* [Technical means of observation in the protection of objects], Moscow, Gelios ARV Publ., 2005, 960 p. (in Russian).

5. Abdulkaber Hamza Abdulkader, Borbotko T.V., Lynkov L.M. *Teplovyje i opticheskije kanaly utechki informacii. Metody i sredstva zashchity* [Thermal and optical information leakage channels. Methods and means of protection], Minsk, Bestprint Publ., 2012, 172 p. (in Russian).

6. Abdulkaber Hamza Abdulkader, Borbotko T.V., Sosnovskij D.N. [Methods for evaluation of the effectiveness of means of information protection against leakage by thermal channels]. Doklady BGUIR [BSUIR reports], 2012, no. 6, pp. 94–98 (in Russian).

7. Afanasyeva E.M., Kerkov V.G. [Analytical methods and calculations of radiation contrasts ground object in infrared wavelength] Vestnik Voronezhskogo gosudarstvennogo tekhnicheskogo universiteta [Bulletin of Voronezh State Technical University]. 2013, no. 2, pp. 128–131 (in Russian).

8. Beljaev B.I., Katkovskij L.V. Opticheskoe distancionnoje zondirovanije [Optical remote sensing], Minsk, BSU Bubl, 2006, 455 p. (in Russian).

9. Gulalyev Ch.V. [Determination of the thermal diffusivity soils with different moisture on the data of experimental measurements]. Vestnik Altajskogo gosudarstvennogo agrarnogo universiteta [Bulletin of Altai State Agricultural University], 2010, no. 5, pp. 31–35 (in Russian).

10. Sajt kompanii Jenergotest [Website of Jenergotest, Inc.]. Available at: <http://www.thermoview.ru> (accessed 10.01.2016).

УДК 620.179.14/15

Экспериментальное устройство для моделирования и исследования сложного напряженного состояния в ферромагнитных материалах

Бусько В.Н., Власов Г.Г.

Институт прикладной физики НАН Беларуси,
ул. Академическая, 16, 220072, г. Минск, Беларусь

Поступила 02.03.2016

Принята к печати 04.08.2016

Большинство испытывающих нагрузку изделий работает в режиме сложного напряженного состояния (СНС). С целью создания устройства и разработки методики для моделирования в ферромагнитном материале СНС в статье приведена схема макета устройства. Принцип работы устройства основан на совместном действии на исследуемый образец осевого (продольного) растяжения и поперечного изгиба. Предложены методики создания СНС и исследования материалов с помощью метода эффекта Баркгаузена в статическом и динамическом режимах нагружения образца. Рассмотрены алгоритм функционирования и принцип действия устройства. Приведена схема для моделирования СНС в стальном образце. Подробно описаны конструкция и принцип действия предлагаемого устройства. Устройство отличается от промышленного испытательного оборудования простотой, небольшими массой, габаритами и стоимостью. Представлены примеры экспериментальных зависимостей влияния простых видов напряженного состояния (осевого растяжения или поперечного изгиба) и сложного напряженного состояния на интенсивность магнитного шума в двух образцах конструкционной стали. Установлено, что суммарное значение магнитного шума при сложном напряженном состоянии образца, вызванного силами одновременного растяжения и изгибающей нагрузки, примерно равно алгебраической сумме значений магнитного шума для каждого простого вида напряженного состояния. Линейность зависимостей интенсивности магнитного шума от осевых растягивающих напряжений наблюдается в диапазоне от 0 до $\approx +300$ МПа, от напряжений растяжения при изгибе – от 0 до $\approx +500$ МПа, полного напряжения – до ≈ 100 – 110 МПа. Полученные результаты подтвердили работоспособность и эффективность работы устройства. Показано, что на уровень магнитного шума оказывает влияние не только величина растягивающих напряжений от осевой силы, от напряжений растяжения при изгибе и полного напряжения, но и марка стали, физические и механические свойства испытываемого материала. Чувствительность магнитного шума к совместному действию двух видов напряженного состояния оказалась выше, чем к отдельным видам. Полученные результаты могут быть полезны при создании испытательного оборудования и оценке СНС в ферромагнитных изделиях и различных элементах стальных конструкций. Приведены основные технические характеристики устройства (вес – 18 кг, габариты – $600 \times 200 \times 170$ мм).

Ключевые слова: напряжение, деформация, растяжение, изгиб, метод эффекта Баркгаузена.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-152-160

Адрес для переписки:

Бусько В.Н.
Институт прикладной физики НАН Беларуси,
ул. Академическая, 16, 220072, г. Минск, Беларусь
e-mail: busko@iaph.bas-net.by

Address for correspondence:

Busko V.N.
Institute of Applied Physics National Academy of Sciences of Belarus,
Akademicheskaya str., 16, 220072, Minsk, Belarus
e-mail: busko@iaph.bas-net.by

Для цитирования:

Бусько В.Н., Власов Г.Г.
Экспериментальное устройство для моделирования и исследования сложного напряженного состояния в ферромагнитных материалах. Приборы и методы измерений. 2016. – Т. 7, № 2. – С. 152–160.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-152-160

For citation:

Busko V.N., Vlasov G.G.
[Experimental setup for modeling and study of complex stress state in ferromagnetic materials].
Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements]. 2016, vol. 7, no. 2, pp. 152–160 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-152-160

Experimental setup for modeling and study of complex stress state in ferromagnetic materials

Busko V.N., Vlasov G.G.

*Institute of Applied Physics National Academy of Sciences of Belarus,
Akademicheskaya str., 16, 220072, Minsk, Belarus*

Received 02.03.2016

Accepted for publication 04.08.2016

Abstract. Most of the load experiencing parts operate in a complex state of stress (CSS). The article describes the device layout diagram for modeling a CSS in a ferromagnetic material and the development of monitoring methods. The principle of operation of the device is based on the joint action at a sample of longitudinal extension and lateral bending. The article describes the methods of creating a CSS and materials research using the method of the Barkhausen effect in static and dynamic loading conditions. The article presents the functioning of the algorithm and device operating principle. The article also shows the diagram for modeling a CSS in a steel sample. In this work, are the construction and operation of the device described in detail. This device differs from simple industrial test equipment by small weight, size and cost. The paper presents experimental examples of the influence of the simple forms of the state of stress (longitudinal stretching or lateral bending) and a CSS on the intensity of the magnetic noise in two samples of structural steel. The study established that the total value of the magnetic noise in complex stress state of the sample caused by the forces of simultaneously stretching and bending load, is approximately equal to the algebraic sum of magnetic noise values for each simple type of stress. The linearity of the intensity of the magnetic noise versus axial tensile stress is observed in a range of 0 to $\approx +300$ MPa, flexural tensile stresses – of 0 to $\approx +500$ MPa, the total stresses – to ≈ 100 –110 MPa. The obtained results confirmed the efficiency and effectiveness of the device. The article shows that the magnetic noise is affected not only by the magnitude of the tensile stress of the axial force or tensile stresses in bending or full stresses, but also by the steel grade, the physical and mechanical properties of the material under test. The sensitivity of the magnetic noise to the combined action of the two types of state of stress was higher than for any separate type. The results may be useful in the evaluation of a CSS in ferromagnetic products and the various elements of steel structures. The paper presents the main technical characteristics of the device (weight 18 kg, dimensions $600 \times 200 \times 170$ mm).

Keywords: stress, strain, tension, bending, method Barkhausen effect.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-152-160

Адрес для переписки:

Бусько В.Н.
Институт прикладной физики НАН Беларуси,
ул. Академическая, 16, 220072, г. Минск, Беларусь
e-mail: busko@iaph.bas-net.by

Address for correspondence:

Busko V.N.
Institute of Applied Physics National Academy of Sciences of Belarus,
Akademicheskaya str., 16, 220072, Minsk, Belarus
e-mail: busko@iaph.bas-net.by

Для цитирования:

Бусько В.Н., Власов Г.Г.
Экспериментальное устройство для моделирования и исследования сложного напряженного состояния в ферромагнитных материалах. Приборы и методы измерений. 2016. – Т. 7, № 2. – С. 152–160.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-152-160

For citation:

Busko V.N., Vlasov G.G.
[Experimental setup for modeling and study of complex stress state in ferromagnetic materials].
Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements]. 2016, vol. 7, no. 2, pp. 152–160 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-152-160

Введение

В процессе эксплуатации большинство элементов металлических строительных конструкций, деталей и изделий машиностроения подвергаются действию сил, вызывающих одновременно не один вид простейшей деформации (осевое растяжение или сжатие, изгиб, сдвиг, кручение), а два или более. Так, стержни ферм (мостовых, крановых, строительных), многие детали и изделия машиностроения (элементы подвески автомобилей, штанги, штоки и др.), помимо растяжения или сжатия, испытывают дополнительно еще изгиб, валы машин подвергаются действию кручения и изгиба и т.д. Все случаи с участием различных комбинаций простейших деформаций приводят к возникновению в объекте сложного напряженного состояния [1]. Критерием наличия сложного напряженного состояния (СНС) является количество действующих на объект простых видов напряженного состояния, равное двум или более. Чаще всего подобного рода деформации вызываются совместными действиями на элемент конструкции продольных и поперечных сил и возникают в результате сложения осевого растяжения и поперечного изгиба.

При экспериментальных исследованиях СНС и разработке методов и средств неразрушающего контроля (НК) металлоконструкций, независимо от используемого физического метода, невозможно обойтись без этапа, предусматривающего механические испытания и приближенное моделирование в образце СНС. Создание такого рода СНС, его оценка сопряжены с определенными трудностями, связанными с отсутствием простого в исполнении и эффективного в работе малогабаритного и недорогого оборудования, практической реализацией выбранной схемы моделирования СНС, сложностью выбора оптимального метода НК из-за ограничения по чувствительности, адаптируемости к реальным условиям, наличием специальных образцов, трудностью расчета итоговых напряжений и др. Большинство испытательного оборудования материалов основано на создании одного из видов простых деформаций: растяжения (сжатия), изгиба, кручения, сдвига (перерезывания) [1]. Однако на практике наиболее часто встречаются ситуации, когда элемент конструкции при эксплуатации одновременно испытывает два и более типов деформации, которые относятся к сложным деформациям и приво-

дят к СНС. Большинство испытательных машин, прессов, стендов, устройств для испытаний материалов статической нагрузкой, например серий и типов МИРИ, ПСУ, УМ-5, МР-5, ВП-10У, Р-5, РК, ВПП-10У, УРС -10/30000, 1743 УРС, ВЭДС-100, УМ-20, УР, УС, БЭЛ-2, ЭМУ-1, МВЛ, КМ-50-1, 2014МК-50, а также более современные с компьютерным управлением серий *WDW* и *JYS* массой 1 т, *WAW* и *WEW* массой более 10 т, *YE-W* (50 т) и др. производства Германии, США, Японии, Англии, России [2–9] (также ГОСТ 28840-90: Машины для испытаний материалов на растяжение, сжатие и изгиб. Общие технические требования), как правило, создают в образце один вид напряжений. Не все из них комплектуются дополнительными приспособлениями для создания и исследования в образце СНС.

Таким образом, ограничениями стандартного испытательного оборудования для использования в лабораторных целях являются высокие стоимость, трудоемкость и энергозатратность при эксплуатации, габариты и масса. Не всегда имеется возможность проводить испытания и исследования СНС без специальных образцов, дополнительного оборудования, а также проводить циклические испытания в динамическом режиме. В работах [10, 11] отмечено, что любое действие нескольких силовых факторов приводит к снижению долговечности конструкции, что подтверждает актуальность выполнения работы.

Цель работы – создание простого универсального малогабаритного лабораторного устройства и разработка методики моделирования в образце СНС, основанных на создании в образце комбинации продольно-поперечных деформаций и регистрации сигнала с помощью метода эффекта Баркгаузена при проведении механических испытаний и исследовании плоского (двухосного) напряженного состояния и предназначенных для оценки СНС.

Конструкция устройства, принцип работы и методика исследований

К наиболее оптимальным способам экспериментального моделирования и исследования СНС в образце относится совместное действие изгибных и растягивающих напряжений, основанное на плоском поперечном изгибе и продольном растяжении закрепленного с обоих концов образца. Такой вид сложных напряжений имеет место при продольно-поперечном действии нагрузок, кото-

рое является наиболее распространенным [2, 3].
Схема такого нагружения показана на рисунке 1.

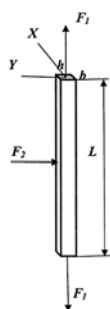


Рисунок 1 – Схема создания сложного напряженного состояния с осевым растяжением и поперечным изгибом в образце: F_1 – сила (растягивающая нагрузка); F_2 – изгибающая (поперечная) нагрузка; L – длина образца; b – ширина; h – толщина; x, y – оси координат

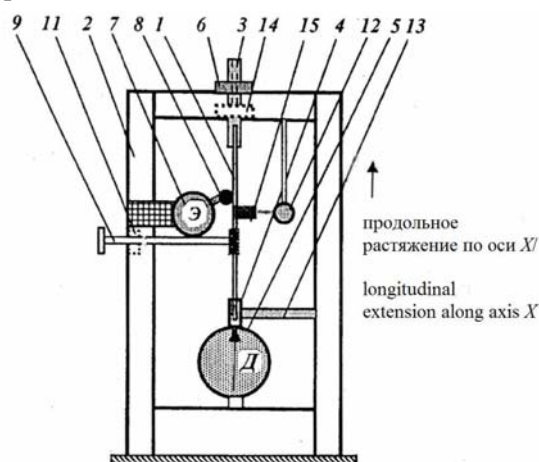
Figure 1 – The scheme to create a complex state of stress with axial extension and lateral bending of the sample: F_1 – force (tensile load); F_2 – bending (lateral) load; L – sample length; b – width; h – thickness; x, y – coordinate axis

При разработке конструкции устройства для моделирования в образце СНС использовались предложенный принцип создания напряжений при изгибе [12] и созданная ранее схема устройства для создания в образце СНС. В качестве физического метода исследования СНС в образце при нагружении использовался магнитный метод эффекта Баркгаузена [13], включенный в ГОСТ 18353-79. Измерения магнитного шума (МШ) производились с помощью магнитошумового анализатора типа ИМШ, в котором измеряемой величиной являлась интенсивность МШ [14].

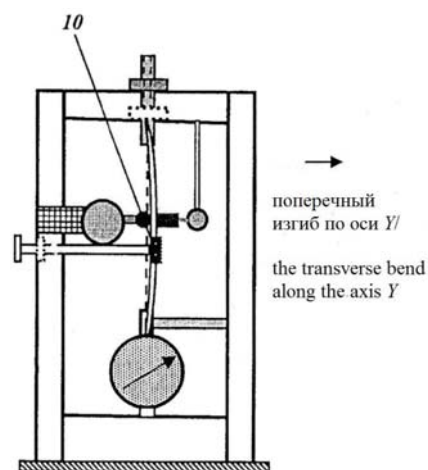
На рисунке 2 представлена схема лабораторного устройства для моделирования в плоском ферромагнитном образце СНС, реализующая методику создания СНС на основе осевого растяжения и поперечного изгиба.

Устройство состоит из испытуемого образца, жесткой рамочной каркасной конструкции (силовой рамы), изготовленной из стальных уголков, на одном из которых установлен реверсивный электродвигатель с расположенным на нем силовозбудителем, на двух других – два упора для фиксации нейтрального положения образца, динамометра, измеряющего приложенную нагрузку на образец, фиксатора с резьбой с гайкой для создания нормальных напряжений растяжения в образце, силовозбудителя в виде втулки, предназначенного для создания в образце напряжений

растяжений при изгибе в статическом режиме, закрепленной с помощью пластины на силовой раме и магнитошумового преобразователя для измерения МШ.



a



b

Рисунок 2 – Схема лабораторного устройства для моделирования и исследования в образце сложного напряженного состояния при осевом растяжении (а) и поперечном изгибе (б): 1 – образец; 2 – силовая рама; 3 – фиксатор с силовой резьбой; 4 – переходник; 5 – динамометр; 6 – гайка; 7 – электродвигатель; 8 – силовозбудитель; 9 – винт-толкатель; 10 – захват; 11 – крепежная пластина; 12 – индикатор прогиба; 13 – упоры; 14 – контргайка; 15 – преобразователь Баркгаузена

Figure 2 – The scheme of the device for modeling and studying the complex state of stress in the sample under axial tension (a) and transverse bending (b): 1 – sample; 2 – power rack; 3 – fixer with the strengthened carving; 4 – adapter; 5 – dynamometer; 6 – screw-nut; 7 – electric motor; 8 – load-bearing element; 9 – screw-pusher; 10 – grip; 11 – mounting plate; 12 – deflection indicator; 13 – detent; 14 – lock-nut; 15 – Barkhausen converter

Методика работы устройства состоит в следующем. Испытуемый плоский образец 1 (рисунок 2) устанавливается внутри силовой рамы 2 в вертикальном положении. С помощью двух отверстий в образце и проходящих через них втулок образец верхним концом устанавливается в вертикальную прорезь фиксатора 3 с силовой резьбой, нижним – в переходник 4 с прорезью, жестко соединенный с пружинным динамометром типа ДПУ–0,5/0,2 (на рисунке 2 обозначен как «Д») 5, предназначенным для измерения растягивающих усилий F_1 при растяжении образца по оси x . Для создания и регулирования в образце 1 растягивающих напряжений (σ_p) на верхнем конце фиксатора с резьбой 3 расположена гайка 6, с помощью вращения которой в образце 1 образуются осевые напряжения.

Расчет напряжений растяжений от осевой силы в образце 1 производится с помощью усилия F_1 и сечения образца 1. С целью создания в образце 1 изгибающего момента в поперечном направлении и проведения малоцикловых испытаний на силовой раме 2 дополнительно установлен электродвигатель (Э) 7, создающий напряжения растяжения при изгибе ($\sigma_{\text{из}}$) в соответствии с приведенной в [12] методике. Использовался реверсивный двигатель переменного тока типа РД-09 (СД-54), на валу которого расположен стальной диск с установленным на его плоскости с возможностью перемещения силовозбудителем нагружения 8 в виде подшипника качения. Скорость вращения (v) вала электродвигателя составляла 8,7 об./мин, частота (ν) = 0,145 Гц, передаточный коэффициент (редукция) $\eta = 1/137$. В зависимости от задачи исследований, типа электродвигателя и размеров образца эти параметры могут варьироваться в широких пределах. Использование электродвигателя 7 для создания в образце 1 напряжений при изгибе позволяет проводить измерение МШ в динамическом режиме и осуществлять малоцикловые испытания образца.

Для создания в образце 1 напряжений при изгибе и измерения МШ в статическом режиме предусмотрено использование второго дополнительного силовозбудителя в виде винта-толкателя 9 с захватом 10 на конце, закрепленного на раме 2 с возможностью его перемещения в направлении «вверх-вниз» с помощью пластины 11 и путем его перемещения в направлении «слева-направо» или наоборот. Для регулирования величины прогиба и создания в образце 1 напряжений при изгибе необходимо с помощью ключа или электродвигателя осуществить вращение винта 9. В резуль-

тате изгиба образца 1 на одной его стороне возникают напряжения растяжения при изгибе ($\sigma_{\text{из}}$), а на противоположной – напряжения сжатия ($\sigma_{\text{сж}}$). Прогиб (Y) образца 1 измеряется индикатором 12 перемещения часового типа ИЧ, установленным на раме 2. Упор 13 и контргайка 14 предназначены для сохранения нейтрального положения продольной оси образца 1 при изгибе, а преобразователь Баркгаузена 15 – для регистрации изменения величины МШ в образце. Применялся преобразователь Баркгаузена, конструкция которого позволяла не снимать его каждый раз в процессе создания деформаций и измерений и проводить регистрацию МШ в статическом и динамическом условиях испытания при малоцикловом режиме при изгибе [15]. Изменяя последовательно или одновременно величину осевых напряжений растяжения и напряжений растяжения при изгибе, можно построить искомые экспериментальные зависимости уровня МШ от расчетного значения двух видов напряжений в отдельности или полного результирующего напряжения при сложном напряженном состоянии.

В таблице 1 приведены основные технические характеристики устройства.

Устройство позволяет моделировать и исследовать СНС с помощью метода эффекта Баркгаузена практически в любой точке образца, для чего необходимо переместить вдоль рамы в вертикальном положении один или два дополнительных силовозбудителя, а также преобразователь Баркгаузена по поверхности образца.

Результаты и их обсуждение

С использованием предлагаемого устройства измерение значений МШ в зависимости от уровня приложенных напряжений производилось с помощью магнитошумового анализатора ИМШ при частоте перемагничивания 128 Гц и амплитуде тока перемагничивания $I = 34$ мА. В качестве исследуемых использовались два плоских образца в виде прямоугольной пластины размером $200 \times 25 \times 2$ мм из конструкционной стали, отличающихся между собой химсоставом, структурой и магнитной жесткостью. На основе полученных экспериментальных данных строились зависимости значений МШ от уровня напряжений в образце для разных видов напряжений. При анализе результатов в условиях динамического режима испытаний образца при изгибе необходимо дополнительно учитывать влияние количества циклов нагружения N на МШ.

Таблица 1 / Table 1

Основные характеристики устройства/ The main characteristics of the device

Характеристика / Characteristic	Показатели / Indicators
Вид создаваемых напряжений Type of the created tension	Осевое растяжение, поперечный изгиб, полное напряжение (при одновременном действии растяжения и поперечного изгиба) The axial tensile, transverse bending, full stress (at simultaneous action of stretching and a cross bend)
Форма и размеры ферромагнитного образца, мм The shape and size of the ferromagnetic sample, mm	Прямоугольная пластина: длина – 100–300, ширина – 10–30, толщина – 1–3 The rectangular plate: length – 100–300, width – 10–30, thickness – 1–3
Максимальные напряжения при растяжении и изгибе, МПа The maximum tension at stretching and a bend, MPa	+ 400; ±600
Физический метод исследования сложного напряженного состояния, измеряемый параметр The physical method of investigation of complex state of stress, the measured parameter	Магнитный метод эффекта Баркгаузена, интенсивность магнитного шума Magnetic Barkhausen effect method, the intensity of the magnetic noise
Габариты (Д×В×Ш), мм Dimensions (L×H×B), mm	600 × 200 × 170
Масса, кг Weight, kg	18

В таблице 2 приведены расчетные значения осевых напряжений растяжения, напряжений растяжения при изгибе и полное напряжение на поверхности в центре исследуемого образца. Полное напряжение на поверхности образца (в центре) рассчитывалось по формуле:

$$\Sigma\sigma = \sigma_p + \sigma_n = + F_1/A \pm M/W,$$

где F_1 – сила (растягивающая нагрузка); A – сечение образца; $M = (F_2 \times L)/4$ – изгибающий момент при изгибе; $W = (b \times h^2)/6$ – момент сопротивления; F_2 – изгибающая нагрузка; L – длина образца; b – ширина; h – толщина.

Таблица 2 / Table 2

Уровень создаваемых в образце конструкционной стали нормальных напряжений растяжения, напряжений растяжения при изгибе и полного напряжений (МПа) при различных значениях прогиба и продольных деформаций растяжения /

The level of normal structural steel tensile stress or tensile stress in bending or full stresses (MPa) for different values of deflections and created in a sample longitudinal strain

Нагрузка, кг Load, kg	Прогиб, мм Deflection, mm	0	0,5	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4	4,5	5
0		0	34	69	108	137	172	206	241	275	309	344
100		21	55	89	124	158	193	227	261	296	330	364
200		41	76	110	144	179	213	247	280	316	350	385

На рисунке 3 для примера показаны результаты испытаний устройства и методики – экспериментальные зависимости уровня МШ от величины нормальных напряжений растяжения, напряжений растяжения при изгибе и полного напряжения в упругопластической области для плоских образцов из конструкционных сталей:

низкоуглеродистой типа стали 20 (рисунок 3а, б) и стали Ст. 3 (рисунок 3с, д).

Из рисунка 3 видно, что зависимости интенсивности МШ от нормальных растягивающих напряжений для обеих сталей в диапазоне изменения напряжений от 0 до $\approx +300$ МПа, напряжений растяжения при изгибе в диапазоне от 0

до $\approx +500$ МПа и полного напряжения в диапазоне до ≈ 110 МПа близки к линейным. Видно, что чувствительность МШ к напряжениям растяжения при изгибе (рисунки 3а, 3с) для обоих образцов, характеризуемая тангенсом угла наклона касательной к кривой зависимости МШ от напряжения, оказалась выше, чем к осевым растягивающим напряжениям, причем для образца стали 20 она значительно выше, чем для стали Ст. 3. Также следует, что чувствительность МШ к полным напряжениям (рисунки 3б, 3д) для обеих марок сталей выше, чем к отдельным видам напряжений. При необходимости с помощью калибровочных кривых зависимостей $\text{МШ} = f(\sigma)$,

полученных на эталонных образцах, можно примерно оценить уровень напряжений в образце или элементе конструкции. Из сравнения рисунков 3а, б с рисунками 3с, д следует, что характер зависимостей МШ от напряжения для обоих образцов схож между собой, однако по уровню сигнала и чувствительности МШ к напряжениям имеются существенные различия. Диапазоны изменения значений МШ и чувствительность к величине упругих напряжений отличаются для обоих образцов. Степень влияния СНС на уровень МШ в основном зависит от вида и величины напряжений и физико-механических свойств исследуемого материала.

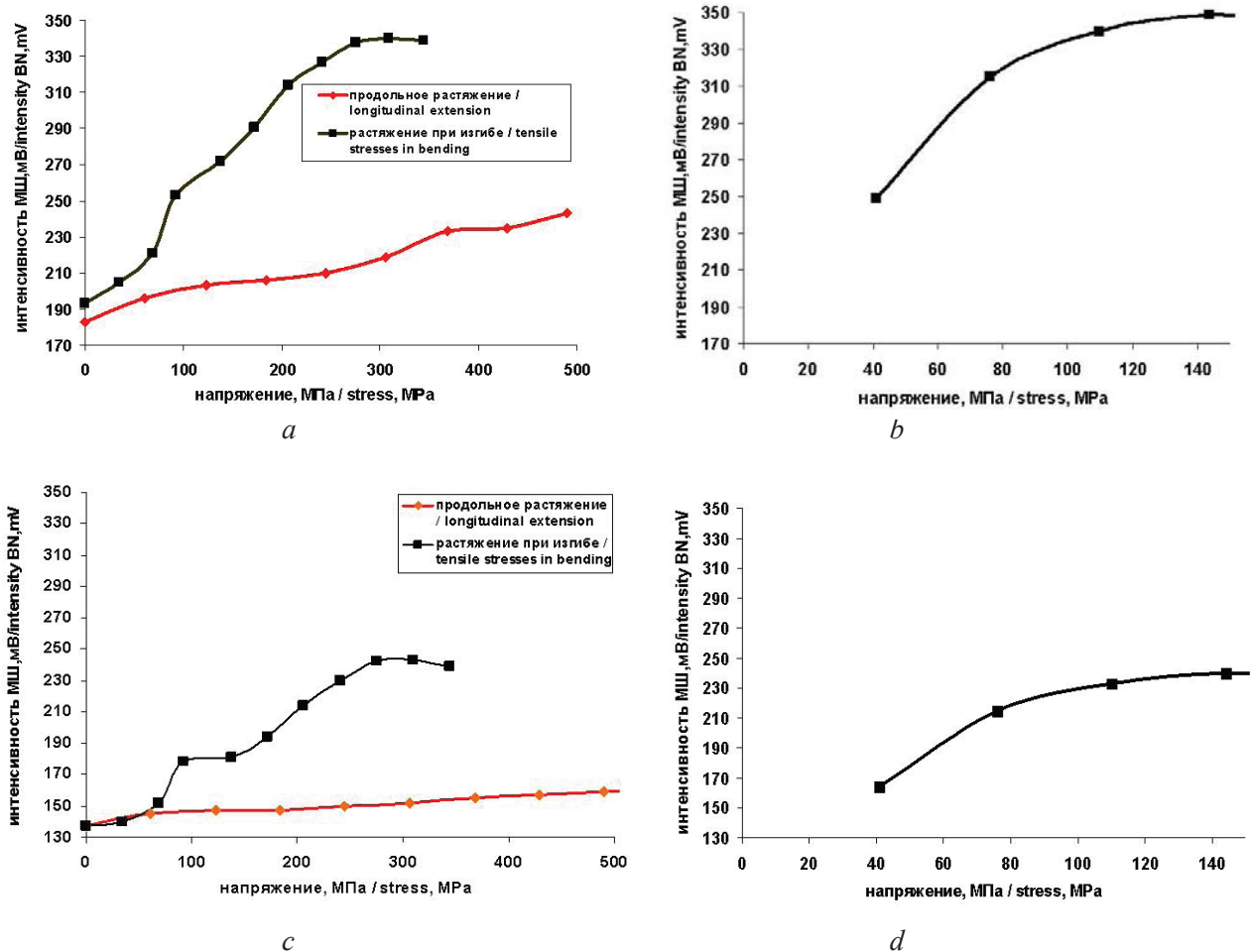


Рисунок 3 – Экспериментальные зависимости интенсивности магнитного шума: от вида и величины нормальных напряжений растяжения, напряжений растяжения при изгибе и полного напряжения для образцов стали 20 (а, б) и Ст.3 (с, д): а, с – от продольных растягивающих напряжений, напряжений растяжения при изгибе; б, д – полного напряжения

Figure 3 – Intensity of the magnetic noise, as a function of the type and magnitude of the normal stress of stretching or tensile stresses in bending or full voltage for steel samples: steel 20 (а, б) и steel 3 (с, д): а, с – experimental dependence of the magnetic noise from the longitudinal tensile stress and tensile stress in bending; б, д – experimental dependence of the magnetic noise from the total stresses

Заключение

Создан макет малогабаритного экспериментального устройства массой 18 кг и разработана методика, предназначенные для моделирования и исследования в плоском ферромагнитном образце сложного напряженного состояния в статическом и частично динамическом режимах, когда при малоцикловых испытаниях в образце совместно с нормальными напряжениями от осевой силы могут быть созданы напряжения при изгибе.

Испытания и экспериментальные исследования на различных образцах показали работоспособность и эффективность использования методики и устройства формирования сложного напряженного состояния в образце, основанные на одновременном действии статических одноосных растягивающих напряжений и напряжений растяжения при изгибе, и последующем исследовании сложного напряженного состояния материала с помощью метода эффекта Баркгаузена. Суммарное значение магнитного шума, как и полного (с учетом знака) напряжения, при сложном напряженном состоянии образца, вызванного силами осевого растяжения и изгибающей нагрузкой, примерно равно алгебраической сумме значений магнитного шума для каждого вида напряженного состояния. Линейность зависимости интенсивности магнитного шума от осевых растягивающих напряжений соблюдается в диапазоне от 0 до $\approx +300$ МПа, от напряжений растяжения при изгибе – от 0 до $\approx +500$ МПа, полного напряжения – до ≈ 100 –110 МПа, т.е. диапазон сужается.

Установлено, что чувствительность магнитного шума, определяемая тангенсом угла наклона касательной к кривой зависимости магнитного шума от уровня напряжений к напряжениям растяжения при изгибе, выше, чем к осевым напряжениям растяжения, а к полному напряжению выше, чем к каждому виду напряженного состояния в отдельности. На чувствительность оказывает влияние химический состав, физические и механические свойства материала (магнитная жесткость, пределы упругости и прочности), условия перемагничивания и режимы анализа магнитного шума.

Высокая чувствительность магнитного шума к напряжениям свидетельствует о возможности использования методики и устройства с применением метода эффекта Баркгаузена для моделирования, испытания и оценки сложного напря-

женного состояния ферромагнитных материалов на основе совместного действия на образец продольных и поперечных сил. Устройство позволяет реализовывать в образце и другие комбинации простых видов напряженных состояний для создания сложного напряженного состояния. В отличие от промышленного оборудования выгодно отличается простотой конструкции, габаритами (разы), массой (десяtkи раз) и стоимостью (на порядки).

Список использованных источников

1. Подскребко, М.Д. Сопротивление материалов / М.Д. Подскребко. – Выш. шк., 2007. – 797 с.
2. Чиликов, С.М. Проблемы и перспективы развития оборудования для механических испытаний материалов / С.М. Чиликов, Е.Н. Потаенко, А.И. Бугаец [и др.] // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. – 2007. – Т. 7. – № 1. – С. 90–95.
3. Дегтярев, В.П. Деформации и разрушение в высоконапряженных конструкциях / В.П. Дегтярев. – М.: Машиностроение, 1987. – 105 с.
4. Рожинцев, В.С. Новые гидравлические машины для стандартных испытаний металлопродукции / В.С. Рожинцев, Ю.Д. Прокопенко, А.В. Мараховский // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. – 2010. – № 4. – Т. 76. – С. 61–63.
5. Патент РФ 2488090, МПК G01N3/10. Устройство для испытания на прочность при сложном напряженном состоянии тонкостенных трубчатых образцов или отрезков труб / Н.Я. Сысоев, В.Н. Гостев, А.А. Иванов. – Опубл. 20.07.2013.
6. Патент РФ 2327134 МПК G01N 3/08. Стенд для усталостных испытаний образцов / Д.М. Плотников. – Опубл. 22.06.2008.
7. Патент РФ 2360227, G01N3/08. Образец для оценки прочности материала при сложном напряженном состоянии / Л.Б. Цвик, А.П. Черепанов, А.А. Пыхалов. – Опубл. 27.06.2009.
8. Патент РФ на пол. модель 115483, G01N3/10. Универсальная испытательная машина для проведения исследований материалов в условиях высокого гидростатического давления / В.Г. Калинин, Н.А. Малинина, Д.В. Мавлюбердинов, Д.К. Петров. – Опубл. 14.12.2011.
9. Патент РФ 2523074, G01N3/08. Способ испытания конструкций при осевом и внецентренном приложении знакопеременных нагрузок и стенд для его осуществления / С.М. Анпилов, В.А. Ерышев, А.С. Рыжков [и др.]. – Опубл. 20.07.2014.
10. Tanaka, E. Effects of strain path shapes on non-proportional cyclic plasticity / E. Tanaka, S. Murakami, M. Ooka // J. Mech. Phys. Sol. – 1985. – No. 33. – P. 559–575.
11. Kandil, F.A. Biaxial low-cycle fatigue fracture of 316 stainless steel at elevated temperatures / F.A. Kan-

dil, M.W. Brown, K.J. Miller // *Fatigue Engng. Mater. Struct.* – 1979. – No. 1. – P. 217–229.

12. Бусько, В.Н. Лабораторная установка для исследования усталостной повреждаемости плоских ферромагнитных образцов / В.Н. Бусько // *Приборы и техника эксперимента*. – 2011. – № 1. – С. 165–167.

13. Горкунов, Э.С. Эффект Баркгаузена и его использование в структуроскопии ферромагнитных материалов (обзор 1) / Э.С. Горкунов, Ю.Н. Драгошанский // *Дефектоскопия*. – 1999. – № 6. – С. 3–23.

14. Бусько, В.Н. Лабораторная система для исследования усталостной деградации ферромагнитных материалов и примеры ее реализации / В.Н. Бусько, Д.А. Винтов // *Приборы и методы измерений*. – 2012. – № 2 (5). – С. 33–39.

15. Патент РБ2113 от 05.02.2005, МПК G01N27/72. Магнитошумовой преобразователь / В.Н. Бусько. // *Аф. Б.* – 2005. – № 3. – Ч. 2. – С. 99–100.

References

1. Podsbrebko M.D. *Soprotivleniye materialov* [Strength of materials (Mechanics of materials)]. Minsk, Vyshejschaya shkola Publ., 2007, 797 p. (in Russian)

2. Chilikov S.M., Potaenko E.N., Bugaev A.I. [Problems and prospects of development of equipment for mechanical testing of materials] *Zavodskaya Laboratoriya. Diagnostika Materialov* [Works laboratory. Diagnostic materials], 2007, vol. 7, no.1, pp. 90–95 (in Russian).

3. Degtyarev V.P. *Deformacii i razrusheniye v vysokonapriazhonnykh konstrukciyakh* [Deformation and fracture in high-stressed structures]. Moskva, Mashinostroyeniye Publ., 1987, 105 p. (in Russian).

4. Rozantsev V.S., Prokopenko Yu., Marakhovskii A.V. [New hydraulic machine for standard testing of steel products]. *Zavodskaya Laboratoriya. Diagnostika Materialov* [Works laboratory. Diagnostic materials], 2010, no. 4. vol. 76, pp. 61–63. (in Russian).

5. Susoev N.Ia., Gostev V.N., Ivanov A.A. *Ustrojstvo dlia ispytaniya na prochnost' pri sloznonapriazhonnom sostoyanii tonkostennykh trubchatykh obrazcov ili otrezkov trub* [A device for testing the strength at a complex stress state of thin-walled tubular specimens or of pieces of pipe]. Patent RU 2488090, G 01N3/10. 20.07.2013.

6. Plotnicov D.M. *Stend dlia ustalostnykh ispytaniy obrazcov* [The stand for fatigue tests of specimens]. Patent RU 2327134, G01N3/08, 22.06.2008.

7. Tsvik L.B., Cherepanov A.P., Pyhalov A.A. *Obrazec dlia ocenki prochnosti materiala pri sloznom napriazhonnom sostoianii* [Sample to assess the strength of material under complex stress state]. Patent RU 2360227, G01N3/08, 22.06.2008.

8. Malinin V.G., Malinina N.A., Mavluberdinov D.V., Petrov K.D. *Universalnaya ispytatel'naya mashina dlia provedeniya issledovaniy v usloviakh vysokogo gidrostaticheskogo davleniya* [Universal testing machine for research of materials under high hydrostatic pressure], Patent RU 115483, G01N3/10, 14.12.2011.

9. Anpilov S.M., Eryshev V.A., Ryzhkov A.S. *Sposob ispytaniya konstrukcij pri osevom i vnecentrennom prilozhenii znakoperemennykh nagruzok i stend dlia ego osushchestvleniya*. [Method of test structures at axial and eccentric application of alternating loads and test bench for its implementation]. Patent RU 2523074, G01N3/08. 20.07.2014.

10. Tanaka E., Murakami S., Ooka M. Effects of strain path shapes on non-proportional cyclic plasticity. *J. Mech. Phys. Sol.*, 1985, no. 33, pp. 559–575.

11. Kandil F.A., Brown M.W., Miller K.J. Biaxial low-cycle fatigue fracture of 316 stainless steel at elevated temperatures. *Fatigue Engng. Mater. Struct.*, 1979, no. 1., pp. 217–229.

12. Busko V.N. [Laboratory installation for research of fatigue damage flat specimens of ferromagnetic]. *Pribory i tekhnika eksperimenta* [Instruments and Experimental Techniques], 2011, no. 1, pp. 165–167 (in Russian).

13. Gorkunov E.S., Dragoshanskii Yu.N. [The Barkhausen effect and its use in structural analysis of ferromagnetic materials]. *Russian Journal of Nondestructive Testing Defektoskopiya*, 1999, no. 6. pp. 3–23 (in Russian).

14. Busko V.N., Vintov D.A. [Laboratory system for the study of the fatigue degradation of ferromagnetic materials and examples of its implementation]. *Pribory i metody izmerenij* [Devices and methods of measurements], 2012, no. 2 (5), pp. 33–39 (in Russian).

15. Busko V.N. *Magnitoshumovoj preobrazovatel'* [Barkhausen noise Converter (magneto noise transformer)]. Patent BY 2113, 05.02.2005, G01N27/72. *Bull.*, 2005, no. 3, ch. 2, pp. 99–100.

Numerical simulation of electric characteristics of deep submicron silicon-on-insulator MOS transistor

Borzdov A.V., Borzdov V.M., Dorozhkin N.N.

Belarusian State University,
Nezavisimosty Ave., 4, 220030, Minsk, Belarus

Received 15.04.2016

Accepted for publication 10.08.2016

Abstract. Today submicron silicon-on-insulator (SOI) MOSFET structures are widely used in different electronic components and also can be used as sensing elements in some applications. The development of devices based on the structures with specified characteristics is impossible without computer simulation of their electric properties. The latter is not a trivial task since many complicated physical processes and effects must be taken into account. In current study ensemble Monte Carlo simulation of electron and hole transport in deep submicron n-channel SOI MOSFET with 100 nm channel length is performed. The aim of the study is investigation of the influence of interband impact ionization process on the device characteristics and determination of the transistor operation modes when impact ionization process starts to make an appreciable influence on the device functioning. Determination of the modes is very important for adequate and accurate modeling of different devices on the basis of SOI MOSFET structures. Main focus thereby is made on the comparison of the use of two models of impact ionization process treatment with respect to their influence on the transistor current-voltage characteristics. The first model is based on the frequently used Keldysh approach and the other one utilizes the results obtained via numerical calculations of silicon band structure. It is shown that the use of Keldysh impact ionization model leads to much faster growth of the drain current and provides earlier avalanche breakdown for the SOI MOSFET. It is concluded that the choice between the two considered impact ionization models may be critical for simulation of the device electric characteristics.

Keywords: SOI MOSFET, Monte Carlo simulation, impact ionization.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-161-168

Адрес для переписки:

Борздов В.М.
Белорусский государственный университет,
пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь
e-mail: borzdov@bsu.by

Address for correspondence:

Borzdov V.M.
Belarusian State University,
Nezavisimosty Ave., 4, 220030, Minsk, Belarus
e-mail: borzdov@bsu.by

Для цитирования:

Borzdov A.V., Borzdov V.M., Dorozhkin N.N.
Numerical simulation of electric characteristics of deep submicron silicon-on-insulator MOS transistor.
Приборы и методы измерений.
2016. – Т. 7, № 2. – С. 161–168.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-161-168

For citation:

Borzdov A.V., Borzdov V.M., Dorozhkin N.N.
Numerical simulation of electric characteristics of deep submicron silicon-on-insulator MOS transistor.
Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements].
2016, vol. 7, no. 2, pp. 161–168 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-161-168

УДК 536.521.082.52

Численное моделирование электрических характеристик глубокосубмикронного МОП-транзистора со структурой «кремний на изоляторе»

Борздов А.В., Борздов В.М., Дорожкин Н.Н.

Белорусский государственный университет,
пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь

Поступила 15.04.2016

Принята к печати 10.08.2016

На сегодняшний день субмикронные МОП-транзисторные структуры кремний-на-изоляторе (КНИ) широко используются в различных электронных устройствах, а также могут применяться в качестве сенсорных элементов. Разработка приборов с заданными характеристиками на основе этих структур невозможна без компьютерного моделирования их электрических свойств. Для глубокосубмикронных транзисторных структур это весьма трудная задача, поскольку необходимо учитывать многие сложные физические процессы и эффекты, имеющие место в полупроводниковом приборе. В настоящей работе многочастичным методом Монте-Карло проведено моделирование переноса электронов и дырок в глубокосубмикронном *n*-канальном КНИ МОП-транзисторе с длиной канала 100 нм. Целью настоящей работы явилось исследование влияния процесса межзонной ударной ионизации на характеристики транзистора, а также установление таких режимов его работы, при которых процесс ударной ионизации начинает оказывать существенное влияние на работу прибора. Определение этих режимов является крайне необходимым для адекватного и корректного моделирования различных устройств на основе КНИ-МОП-транзисторных структур. При этом основное внимание обращено на сравнение двух моделей учета процесса ударной ионизации по степени их влияния на вольтамперные характеристики транзистора. Первая, аналитическая модель, основана на широко известном подходе Келдыша, а во второй используются результаты численного расчета зонной структуры кремния. Показано, что применение модели ударной ионизации Келдыша приводит к более быстрому росту тока стока и, как следствие, к скорейшему лавинному пробоему КНИ МОП-транзисторной структуры. Сделан вывод о том, что выбор между двумя рассматриваемыми моделями ударной ионизации может быть критическим при моделировании электрических характеристик прибора.

Ключевые слова: КНИ-МОП-транзистор, моделирование методом Монте-Карло, ударная ионизация.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-161-168

Адрес для переписки:

Борздов В.М.
Белорусский государственный университет,
пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь
e-mail: borzdov@bsu.by

Address for correspondence:

Borz dov V.M.
Belarusian State University,
Nezavisimosty Ave., 4, 220030, Minsk, Belarus
e-mail: borzdov@bsu.by

Для цитирования:

Borz dov A.V., Borzdov V.M., Dorozhkin N.N.
Numerical simulation of electric characteristics of deep submicron
silicon-on-insulator MOS transistor.
Приборы и методы измерений.
2016. – Т. 7, № 2. – С. 161–168.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-161-168

For citation:

Borz dov A.V., Borzdov V.M., Dorozhkin N.N.
Numerical simulation of electric characteristics of deep submicron
silicon-on-insulator MOS transistor.
Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements].
2016, vol. 7, no. 2, pp. 161–168 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-161-168

Introduction

Silicon-on-insulator (SOI) technology in micro- and nanoelectronics has gained a great interest in the last decades. Deep submicron SOI MOSFETs are regarded as promising elements for modern integrated circuits in different electronic applications [1, 2]. Among the advantages of submicron SOI MOSFETs, in comparison with common «bulk» MOSFETs, are the lower power dissipation and increased operation speed, lower leakage currents, and higher radiation hardness. Deep submicron SOI MOSFETs are less vulnerable to short-channel effects in comparison with common MOSFETs [3]. Results of recent investigations show that very promising is the use of submicron SOI MOSFETs as different sensors and detectors. For instance, the possibility to use SOI MOSFETs as electric field sensors was proposed in [4]. Also recently the possibility to use deep submicron SOI MOSFETs as unique single-photon detectors at room temperature was demonstrated in [5, 6].

Today the development of modern devices of micro- and nanoelectronics, including various sensor devices, can not be done without computer simulation of their characteristics. Thereupon it must be noted that ensemble Monte Carlo method has been widely used as a powerful tool for simulation of carrier transport phenomena in different semiconductor devices. By means of Monte Carlo simulation static, dynamic and noise characteristics of submicron SOI MOSFETs have been calculated [7–10]. One of the advantages of the method is the possibility of incorporation of rather sophisticated models describing different physical processes into the simulation procedure. Ensemble Monte Carlo simulation thus is one of the most promising methods for the simulation of deep submicron SOI MOSFETs, which allows account of all necessary mechanisms of carrier scattering. The simulation procedure also enables inclusion of semiconductor band structure calculations and account of quantum effects as well [10–14].

It is known that inclusion of effects related to impact ionization becomes very important in numerical simulations of short-channel MOSFETs. This is caused by the fact that in such MOSFETs electric field strengths are high enough to make impact ionization rate be comparable or even higher than other dominant scattering mechanisms. The latter may considerably influence the operation of the MOSFET itself as well as the sensor or detector on the basis of the transistor.

The main purpose of this study is to examine the influence of impact ionization process on electric characteristics of a deep submicron n-channel SOI MOSFET with the channel length of 100 nm, compare two different widely used in Monte Carlo simulations models describing impact ionization process in the transistor structure channel, and also to determine the transistor operation modes and conditions when impact ionization process may be neglected.

Outlines of ensemble Monte Carlo transport simulation

The cross-section of the SOI MOSFET structure under consideration is presented in Figure 1. The simulated structure is a fully depleted single gate SOI MOSFET with the conducting silicon channel laying between gate and buried oxides [8, 15, 16]. The device dimensions denoted in the Figure 1 are as follows: the source, gate and drain lengths are $L_s = L_g = L_d = 100$ nm, channel thickness $W_c = 30$ nm, the thickness of buried oxide layer is $W_b = 100$ nm, and the thickness of the silicon substrate layer $W_{sub} = 200$ nm. The gate oxide is 5 nm thick. The doping levels of n^+ regions and p-Si are 10^{25} m^{-3} and $8 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, respectively. Simulation temperature is 300 K. In all our calculations the source and substrate electrode biases (V_s and V_{sub} , respectively) are equal to zero and the gate and drain biases (V_g and V_d , respectively) are applied with respect to the source.

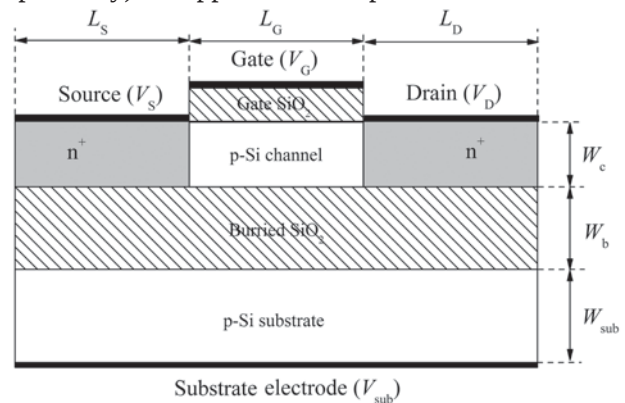


Figure 1 – Schematic cross-section of the simulated SOI MOSFET

To calculate electrostatic potential and electric field strength within the device as well as other physical parameters of interest our Monte Carlo simulation is coupled self-consistently with the numerical solution of two-dimensional Poisson equation. In brief the procedure can be described as follows. Electron and hole movement within the device is simulated during short time steps Δt . After every time step Δt the

Poisson equation with appropriate boundary conditions is solved in order to update the electrostatic potential. The calculation of free carrier charge density within the simulation dimensions is performed using so-called particle technique [17]. The Monte Carlo procedure is two-dimensional in real space and three-dimensional in momentum space. The latter is caused by the fact that state-of-the-art planar technology implies that the device width in the dimension perpendicular to the figure plane (see Figure 1) is much higher than its length $L = L_s + L_g + L_d$ and depth $W = W_c + W_b + W_{sub}$. The time step Δt is chosen to be 1 fs. A general description of the Monte Carlo simulation approach may be found elsewhere [18].

It is considered that the contacts of the drain, the source, and the substrate are ideal ohmic contacts. The metallic gate is assumed to be aluminum. Ideal ohmic contact model implies that a contact is in thermal equilibrium though the current is flowing through it. The latter means that the contact injects particles to provide charge neutrality in a small region of semiconductor near the contact edge. We suppose that injected particles have Maxwellian distribution and also we use the injection model which takes into account that particles are not injected simultaneously [19]. Particles reaching the contact from inside the simulation domain leave the device freely.

It must be mentioned that in present work we neglect size quantization effects and consider electron and hole gases as purely three-dimensional. Such approximation must be reasonable for considered channel width [8, 15]. Another problem, which arises while simulating charge carrier transport in SOI MOSFETs, is the treatment of carrier scattering by Si-SiO₂ interfaces. For three-dimensional electron and hole gases the scattering of charge carriers by the interfaces is usually regarded as the combination of diffusive and specular reflections of particles from the interface. The amount of diffusive scattering must depend on the quality of the interface and is not *a priori* known. The variation of the amount of diffusive scattering makes an influence, for example, on drift velocity and particle distribution functions in the transistor channel. As a result it also makes an influence on current-voltage characteristics of the device and may be used as additional fitting parameter in Monte Carlo simulations. Since it is not the aim of current work to examine the role of interface scattering on the transport properties, electron and hole scattering by Si-SiO₂ interfaces is regarded as purely specular.

Electron transport in the conduction band of silicon is simulated in valleys X and L , with account of the nonparabolicity effect. The intravalley and intervalley electron scattering by phonons, scattering by the ionized impurity, plasmons, and impact ionization process are taken into account [18, 20].

It is known that the band structure of silicon in valley X can be represented by three pairs of equivalent valleys, the isoenergetic surfaces of which in k space are ellipsoids of a revolution with the axes of symmetry oriented along crystallographic directions of the type (100). In present simulation it is assumed that the axes of real space coordinates coincide with these directions. Then, taking into account nonparabolicity, the dispersion relation for electrons can be written as:

$$E(1 + \alpha E) = \frac{\hbar^2}{2} \sum_{i=1}^3 \frac{k_i^2}{m_i}. \quad (1)$$

In the equality (1) E is the electron energy, α is the nonparabolicity coefficient, which equals 0,5 eV⁻¹; $\hbar$ is the reduced Planck constant, and k_i and m_i are the components of the wave vector and the tensor of the effective electron mass along the i -th direction. To simulate the electron transport in valley L , we use a relatively simplified model, in which the isotropic effective mass of conductivity is used when solving the equations of motion. When simulating n-channel MOSFETs, holes are often considered in the quasi-equilibrium approximation. However, in the presence of strong electric fields in the channel and high impact ionization rate, this approximation can be inadequate. In this study, the hole transport is simulated similarly to the electron transport in the effective mass approximation allowing for the nonparabolicity and anisotropy of the dispersion relation in the valence band. To do that we follow the work by Rodriguez-Bolivar et al. [21]. The transport is taken into account in the band of heavy and light holes, and in the split-off band. The scattering of holes by acoustic and optical phonons and by ionized impurity are involved in the model [22, 23]. Dispersion relations for holes can be written in the form:

$$E_H(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} |A| (1 - g(\theta, \varphi)) \chi_H(E), \quad E \geq 0; \quad (2)$$

$$E_L(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} |A| (1 + g(\theta, \varphi)) \chi_L(E), \quad E \geq 0; \quad (3)$$

$$E_{so}(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{so}} \chi_{so}(E) + \Delta_{so}, \quad E \geq \Delta_{so}; \quad (4)$$

$$g(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{B^2}{A^2} + \frac{C^2}{A^2} (\sin^4 \theta \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi + \cos^2 \theta \sin^2 \varphi)}. \quad (5)$$

In equalities (2)–(5), indices «H», «L», and «so» denote the band of heavy holes, the band of light holes, and the split-off band, respectively; k is the wave vector of holes; constants $A = -4.22$; $B = -0.78$; $C = 4.80$; θ and j are the angles in a spherical coordinate system in the space of wave vectors; m_0 is the free electron mass; m_{so} is the hole effective mass in the split-off band; $\Delta_{so} = 0.044$ eV; and χ are the functions that describe the nonparabolicity of the dispersion relation in the valence band, the form and approximation of which are presented in [21].

Impact ionization process simulation

Impact ionization is a threshold process [24–26]. In a simple case, threshold energy E_{th} can be determined using the energy and momentum conservation laws and minimization of the energy of final particles. For accurate impact ionization process simulation in bulk silicon or in silicon devices one must take into account the fact that silicon has a complex energy band structure. Subject to this it can be assumed that several values of threshold energies are possible and it may be concluded that the effective (or average) threshold energy of charge carriers depend on electric field strength. The effective threshold energy can be defined as the energy corresponding to maximum value of the product of impact ionization cross section and electron distribution function [25]. When simulating the electric properties of bulk silicon and silicon MOSFETs by the Monte Carlo method, in order to calculate the dependence of impact ionization scattering rate $W_{II}(E)$ with specified threshold energy E_{th} on energy E , many authors currently use Keldysh formula [24, 27]:

$$W_{II}(E) = PW_{ph}(E_{th}) \left(\frac{E - E_{th}}{E_{th}} \right)^2, \quad (6)$$

where P is a parameter and $W_{ph}(E_{th})$ is the total scattering rate of electrons by phonons for energy equal to E_{th} . The model has two fitting parameters P and E_{th} . The most common values for these parameters for silicon are $E_{th} = 1.2$ eV and $P = 0.38$ for so called «soft» threshold model and $E_{th} = 1.8$ eV and $P = 100$ for so called «hard» threshold model [27]. Briefly the difference between these two kinds of Keldysh models can be described as follows. In the hard threshold model it is assumed that during the impact ionization event the rules of energy and momentum conservation must be fulfilled. In the soft threshold model participation of, particularly, phonons may be

expected. Due to this fact restriction associated with the momentum conservation may be neglected. Previously, the comparison of soft and hard threshold models was done while simulating electrical characteristics and effective threshold energy in deep sub-micron MOSFET in [28]. Also in the framework of Keldysh model some aspects of impact ionization effective threshold energy in deep submicron silicon MOSFETs were investigated in [16, 29]. In this study we will use the parameters of the soft threshold as by now it is supposed that impact ionization process is more likely to occur within the soft threshold model and estimations based on full-band calculations indicate this.

The main advantage of Keldysh model is its relative simplicity and easiness of inclusion into Monte Carlo simulation. At the same time the problem is that the model does not take into account the complexity of real semiconductor band structure and thus it has the lack of universality. As a result the model has two fitting parameters mentioned above: threshold energy E_{th} and P . The values of these parameters are usually obtained in order to match theoretical results with known experimental data.

Another important problem that must be discussed is the definition of electron and hole states after the impact ionization event. The most common situation for Keldysh model is the definition of particle final states after scattering via the assumption that near threshold the group velocities of the final particles are equal and for spherical parabolic bands all wave vectors are collinear [27].

By now more sophisticated models of impact ionization process based on full-band calculations have been developed [25, 30–32]. These types of models usually have no fitting parameters, but their implementation is restricted by the complexity of scattering rate calculation and definition of the particle final states which result in too much computational effort. Basing on the full-band approach in [32] the expression for impact ionization scattering rate for silicon was derived in a rather simple fitted form:

$$W_{II}(E) = 10^{11} (E - 1.1)^{4.6}, \quad (7)$$

where electron energy E is in eV. Moreover, the calculation revealed that the average energy of secondary generated particles depends linearly on the primary electron energy after the scattering event. The latter provided an ability to develop a procedure based on normal distribution simulation which makes it pos-

sible to define carrier states after the impact ionization event. In our opinion the procedure is the most suitable for application in Monte Carlo simulations among other approaches based on full-band calculations. The aim of current study was to compare the influence of the choice between soft threshold Keldysh [27] and full-band [25] electron impact ionization models on the calculation of the SOI MOSFET characteristics and determine the device operation modes when impact ionization starts to make sufficient influence on the channel current. In current study we regard only impact ionization by electrons since they are the main charge carriers in the SOI MOSFET. Also the threshold energy for holes is high enough (1,49 eV) [33].

Results and discussion

The current–voltage (I – V) characteristics of the simulated SOI MOSFET both with and without account of the impact ionization process are presented in Figure 2.

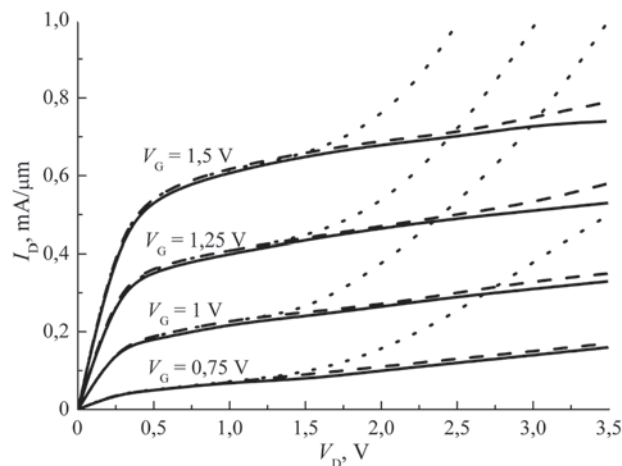


Figure 2 – Current-voltage characteristics of the SOI MOSFET: solid curves – impact ionization process is not taken into account, dashed curves – full-band [25] and dotted curves – Keldysh [27] model of impact ionization

Analysis of Figure 2 shows that the linear region of the I – V characteristics for the transistor corresponds to the drain voltage range $0 \leq V_D \leq 0.5$ V. The saturation region occurs at voltages $V_D > 0.5$ V, up to approximately 1.5 V. While calculating I – V characteristics we restricted the drain bias by the value of 3.5 V, since in current work we concern only impact ionization as breakdown mechanism. As can be seen from the figure, Keldysh model sufficiently overestimates the influence of impact ionization by electrons on current-voltage characteristics. For a given transistor structure Keldysh model gives

a rapid rise of current density in the channel for $V_D > 1.5$ V. While the full-band model [25] gives a rather moderate avalanche multiplication in the channel under considered simulation conditions. The latter proves that the use of more rigorous models based on the calculation of realistic silicon band structure may be crucial for calculation of submicron SOI MOSFET characteristics.

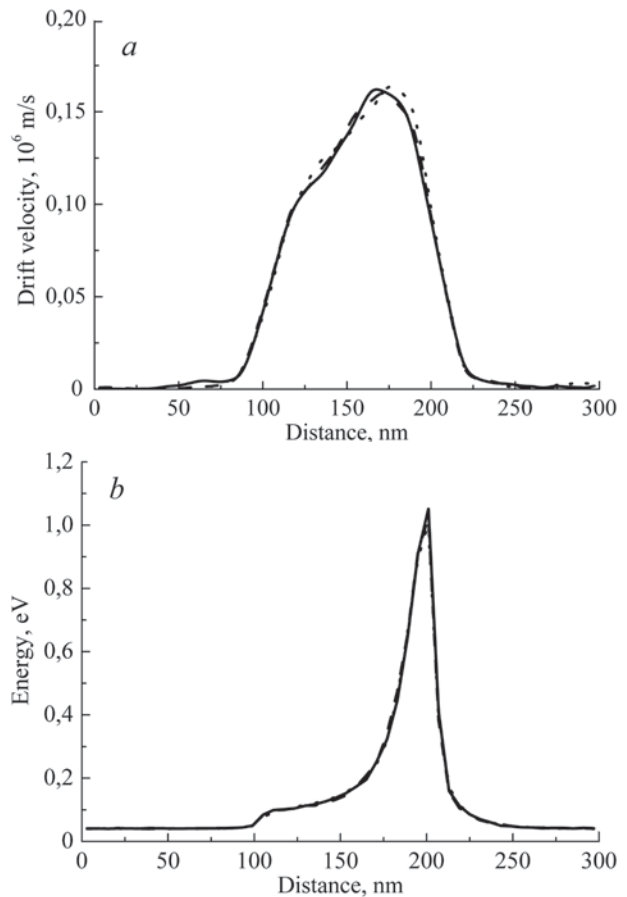


Figure 3 – Electron drift velocity (a) and average kinetic energy (b) along the transistor channel at $V_D = 2.5$ V and $V_G = 1.5$ V: solid curves correspond to the case when impact ionization process is neglected, dashed curves – full-band model [25], and dotted curves – Keldysh model [27]

In the Figures 3 and 4 the results of calculated electron drift velocities and average energy versus the distance along the transistor channel with the use of both Keldysh and full band models are presented. Figure 3 stands for $V_D = 2.5$ V while Figure 4 is for $V_D = 3.5$ V. The gate voltages in both cases is 1.5 V. As can be seen from the figures, the effect of impact ionization on electron drift velocity and kinetic energy is not pronounced at $V_D = 2.5$ V. At the same time the difference in current densities (see Figure 2) for given models is already significant. The latter may be

referred to much higher electron-hole pair generation rate provided by Keldysh model. For $V_D = 3.5$ V the effect of impact ionization on the drift velocity and kinetic energy is sufficient. In this case higher Keldysh generation rate leads to much more intensive energy loss of electrons near the drain end of the channel then for full-band model. At the same time the procedure of definition of electron and hole states after ionization event also makes an influence on particle energy distribution in the channel.

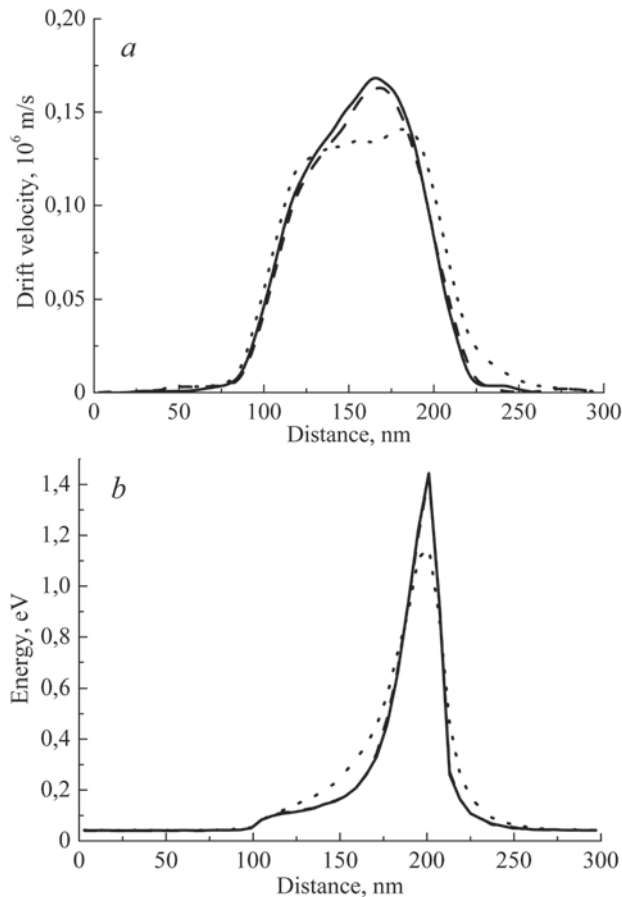


Figure 4 – Electron drift velocity (a) and average kinetic energy (b) along the transistor channel at $V_D = 3.5$ V and $V_G = 1.5$ V: solid curves correspond to the case when impact ionization process is neglected, dashed curves – full-band model [25], and dotted curves – Keldysh model [27]

It should be mentioned here that according to our simulation the scattering rates calculated by all full-band approaches, presented in [25, 30–32] give close values of the drain current. So the most convenient may be the use of equation (7) for calculation of impact ionization scattering rate as it has the same simplicity as Keldysh formula (6). For the definition of the final states we chose the procedure proposed in [32] and shortly discussed earlier as the most

convenient from the computational point of view among others based on full-band approach.

Conclusion

In this study electric characteristics of a deep submicron SOI MOSFET with 100 nm channel length have been simulated by means of ensemble Monte Carlo method. Both electron and hole transport was included into the simulation with account of all dominant scattering mechanisms for considered transistor structure. The influence of two different models of impact ionization process (Keldysh model with soft threshold and full-band model) on the transistor current-voltage characteristics has been ascertained. It is shown that the use of accurate model based on the full-band approach is crucial while simulating electrical characteristics of deep submicron SOI MOSFET since the use of Keldysh model leads to sufficient overestimation of the current density in the transistor channel and earlier breakdown. Results of our calculations also indicate that at $T = 300$ K and drain voltages $V_D \leq 1.5$ V impact ionization does not make sufficient influence on the transistor current-voltage characteristics for both models. Thus in these modes impact ionization may be neglected.

References

1. O. Kononchuk and B.-Y. Nguyen *Silicon-on-insulator (SOI) Technology. Manufacture and Applications* / eds., Woodhead Publishing, Sawston, Cambridge, UK, 2014, 474 p.
2. Sakurai T., Matsuzawa A., Douseki T. *Fully-Depleted SOI CMOS Circuits and Technology for Ultralow-Power Applications*, Springer, Dordrecht, The Netherlands, 2006, 411 p.
3. Celler G.K., Cristoloveanu S. Frontiers of silicon-on-insulator. *Journal of Applied Physics*, 2003, vol. 93, no. 9, pp. 4955–4978.
4. Xin'an C., Qing'an H. A novel SOI MOSFET electrostatic field sensor. *Journal of Semiconductors*, 2010, vol. 31, no. 4, pp. 045003-1–045003-4.
5. Du W., Inokawa H., Satoh H., Ono A. SOI metal-oxide-semiconductor field-effect transistor photon detector based on single-hole counting. *Optics Letters*, 2011, vol. 36, no 15, pp. 2800–2802.
6. Du W., Inokawa H., Satoh H., Ono A. Single-photon detection by a simple silicon-on-insulator metal-oxide-semiconductor field-effect Transistor. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2012, vol. 51, pp. 06FE01-1–06FE01-4.
7. Sampedro C., Gamiz F., Godoy A., Jimenez-Molinos F. Quantum Ensemble Monte Carlo simulation

of silicon-based nanodevices. *Journal of Computational Electronics*, 2007, no. 6, pp. 41–44.

8. Rengel R., Martin M.J., Gonzalez T., Mateos J., Pardo D., Dambrine G., Raskin J.-P., Danneville F. A microscopic interpretation of the RF noise performance of fabricated FDSOI MOSFETs. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2006, vol. 53, no. 3, pp. 523–532.

9. Zhevnyak O., Borzdov V., Borzdov A., Pozdnyakov D., Komarov F. Monte Carlo study of influence of channel length and depth on electron transport in SOI MOSFETs. *Proceedings of SPIE*, 2008, vol. 7025, pp. 70251L-1–70251L-8.

10. Gamiz F., Sampedro C., Donetti L., Godoy A. Monte-Carlo simulation of ultra-thin film silicon-on-insulator MOSFETs. *International Journal of High Speed Electronics and Systems*, 2013, vol. 22, no. 1, pp. 1350001-1–1350001-32.

11. Fischetti M.V., Laux S.E. Monte Carlo analysis of electron transport in small semiconductor devices including band structure and space-charge effects. *Physical Review B*, 1988, vol. 38, no 14, pp. 9721–9745.

12. Duncan A., Ravaioli U., Jacumeit J. Full-band Monte Carlo investigation of hot carrier trends in the scaling of metal-oxide-semiconductor field-effect transistors. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 1998, vol. 45, no. 4, pp. 867–876.

13. Buffler F.M., Schenk A., Fichtner W. Efficient Monte Carlo device modeling. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2000, vol. 47, no. 10, pp. 1891–1897.

14. Donetti L., Gamiz F., Biel B., Sampedro C. Two-band k-p model for Si-(110) electron devices. *Journal of Applied Physics*, 2013, vol. 114, pp. 073706-1–073706-7.

15. Rengel R., Pardo D., Martin M.J. A physically based investigation of the small-signal behaviour of bulk and fully-depleted silicon-on-insulator MOSFETs for microwave applications. *Semiconductor Science and Technology*, 2004, vol. 19, pp. 634–643.

16. Borzdov A.V., Borzdov V.M., V'yurkov V.V. Monte Carlo simulation of hot electron transport in deep submicron SOI MOSFET. *Proceedings of SPIE*, 2014, vol. 9440, pp. 944013-1–944013-7.

17. Hockney R.W., Eastwood J.W. *Computer simulations using particles*, McGraw-Hill, New York, 1981, 640 p.

18. Jacoboni C., Lugli P. *The Monte Carlo method for semiconductor device simulation*, Springer, Wien–New York, 1989, 357 p.

19. Gonzalez T., Pardo D. Physical models of ohmic contact for Monte Carlo device simulation. *Solid-State Electronics*, 1996, vol. 39, no. 4, pp. 555–562.

20. Jacoboni C., Reggiani L. The Monte Carlo method for the solution of charge transport in semiconductors with applications to covalent materials. *Reviews of Modern Physics*, 1983, vol. 55, no. 3, pp. 645–705.

21. Rodriguez-Bolivar S., Gomez-Campos F.M., Carceller J.E. Simple analytical valence band structure including warping and non-parabolicity to investigate hole transport in Si and Ge. *Semiconductor Science and Technology*, 2005, no. 20, pp. 16–22.

22. Rodriguez-Bolivar S., Gomez-Campos F.M., Gamiz F., Carceller J.E. Implications of nonparabolicity, warping, and inelastic phonon scattering on hole transport in pure Si and Ge within the effective mass framework. *Journal of Applied Physics*, 2005, vol. 97, pp. 013702-1–013702-10.

23. Gomez-Campos F.M., Rodriguez-Bolivar S., Carceller J.E. An efficient Monte Carlo procedure for studying hole transport in doped semiconductors. *Journal of Computational Electronics*, 2004, no. 3, pp. 329–332.

24. Keldysh L.V. Concerning the theory of impact ionization in semiconductors. *Soviet Physics JETP*, 1965, vol. 21, no. 6, pp. 1135–1144.

25. Kane E.O. Electron scattering by pair production in silicon. *Physical Review*, 1967, vol. 159, no. 3, pp. 624–631.

26. Fischetti M.V., Laux S.E., Crabbe E. Understanding hot-electron transport in semiconductor devices. *Journal of Applied Physics*, 1995, vol. 78, no. 2, pp. 1058–1087.

27. Ridley B.K. Soft-threshold lucky drift theory of impact ionization in semiconductors. *Semiconductor Science and Technology*, 1987, no. 22, pp. 116–122.

28. Speransky D., Borzdov A., Borzdov V. Impact ionization process in deep submicron MOSFET. *International Journal of Microelectronics and Computer Science*, 2012, vol. 3, no.1, pp. 21–24.

29. Borzdov V.M., Borzdov A.V., Speransky D.S., V'yurkov V.V., Orlikovsky A.A. Evaluation of the effective threshold energy of interband impact ionization in a deep-submicron silicon n-channel MOS transistor. *Russian Microelectronics*, 2014, vol. 43, no. 3, pp. 189–193.

30. Sano N., Aoki T., Tomizawa M., Yoshii A. Electron transport and impact ionization in Si. *Physical Review B*, 1990, vol. 41, no. 17, pp. 12122–12128.

31. Sano N., Yoshii A. Impact ionization rate near thresholds in Si. *Journal of Applied Physics*, 1994, vol. 75, no. 10, pp. 5102–5105.

32. Kamakura Y., Mizuno H., Yamaji M., Morifuji M., Taniguchi K., Hamaguchi C., Kunikiyo T., Takenaka M. Impact ionization model for full band Monte Carlo simulation. *Journal of Applied Physics*, 1994, vol. 75, no. 7, pp. 3500–3507.

33. Kunikiyo T., Takenaka M., Morifuji M., Taniguchi K., Hamaguchi C. A model of impact ionization due to the primary hole in silicon for a full band Monte Carlo simulation. *Journal of Applied Physics*, 1996, vol. 79, no. 10, pp. 7718–7725.

УДК 535-3, 535.314

Получение изображения объектов во вторичных рентгеновских лучах с использованием пинхол камеры

Дудчик Ю.И.¹, Хилько Г.И.¹, Ломашко Ю.К.²

¹Институт прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко Белорусского государственного университета, ул. Курчатова, 7, 220045, г. Минск, Беларусь

²Белорусский государственный университет, ул. Курчатова, 5, 220064, г. Минск, Беларусь

Поступила 19.05.2016

Принята к печати 05.08.2016

Пинхол камера, или камера-обскура, является одним из элементов оптики рентгеновского диапазона спектра. Камера используется для получения изображения синхротронных и лабораторных источников излучения, а также в качестве объектива в методе рентгеновской флуоресцентной микроскопии. Этот метод позволяет получать информацию о пространственном распределении различных химических элементов на площади в несколько квадратных сантиметров с пространственным разрешением на уровне 50–100 мкм. В качестве приемных устройств используются энергодисперсионные цифровые двумерные ПЗС камеры (камеры на основе элементов с зарядовой связью). Такие камеры являются дорогостоящими устройствами и имеют низкую чувствительность для рентгеновских лучей с энергией фотонов выше 8 кэВ. Поэтому перспективно использовать для целей рентгеновской флуоресцентной микроскопии более эффективные ПЗС камеры со слоем сцинтиллятора. Цель данной работы состояла в разработке устройства для получения изображения объектов во вторичных флуоресцентных рентгеновских лучах с использованием пинхол камеры как объектива и цифровой ПЗС камеры для регистрации рентгеновского изображения. Такое устройство разработано. Оно состоит из рентгеновской трубки, пинхол камеры и двумерной цифровой рентгеновской ПЗС камеры. Объект исследования облучался излучением от рентгеновской трубки и испускал вторичные рентгеновские лучи. Пинхол камера с размером отверстия 100 мкм использовалась для формирования изображения объекта во вторичных рентгеновских лучах на входном окне двумерной цифровой рентгеновской камеры. С использованием устройства получены изображения ряда железных пружин, отличающиеся размерами. Установлено, что пространственная разрешающая способность устройства составляет около 200 мкм при экспозиции 60 с. Улучшить разрешение системы можно за счет увеличения экспозиции, оптимизации условий съемки и уменьшения размера отверстия пинхол камеры.

Ключевые слова: рентгеновские лучи, пинхол камера, рентгеновская ПЗС камера.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-169-175

Адрес для переписки:

Дудчик Ю.И.
Институт прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко
Белорусского государственного университета,
ул. Курчатова, 7, 220045, г. Минск, Беларусь
e-mail: dudchik@bsu.by

Address for correspondence:

Dudchik Yu.I.
A.N. Sevchenko Institute of Applied Physics Problems,
Belarusian State University,
Kurchatov str., 7, 220045, Minsk, Belarus
e-mail: dudchik@bsu.by

Для цитирования:

Дудчик Ю.И., Хилько Г.И., Ломашко Ю.К.
Получение изображения объектов во вторичных рентгеновских лучах с использованием пинхол камеры.
Приборы и методы измерений.
2016. – Т. 7, № 2. – С. 169–175.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-169-175

For citation:

Dudchik Yu.I., Hilko G.I., Lomashko Yu.K.
[Fluorescent X-ray imaging with pinhole camera].
Pribory i metody izmerenij
[Devices and Methods of Measurements].
2016, vol. 7, no. 2, pp. 169–175 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-169-175

Fluorescent X-ray imaging with pinhole camera

Dudchik Yu.I.¹, Hilko G.I.¹, Lomashko Yu.K.²

¹A.N. Sevchenko Institute of Applied Physics Problems, Belarusian State University,
Kurchatov str., 7, 220045, Minsk, Belarus

²Belarusian State University,
Kurchatov str., 5, 220064, Minsk, Belarus

Received 19.05.2016

Accepted for publication 05.08.2016

Abstract. Pinhole camera is one of X-ray optics devices. The pinhole camera is used for obtaining the image of synchrotron and laboratory sources, and also as a lens in a method of X-ray fluorescent microscopy. This method allows to obtain information on a spatial distribution of various chemical elements to the areas of several square centimeters with spatial resolution at the level of 50–100 μm . As a rule energy-dispersive two-dimensional CCD cameras are used for imaging. Such cameras are expensive devices and have low sensitivity for X-rays with energy of photons higher than 8 keV. Therefore it is perspective to use for X-ray fluorescent microscopy more effective CCD cameras with a scintillator layer. The purpose of this work consists in development of the device for imaging with secondary fluorescent X-rays by using pinhole as a lens and CCD camera for registration of the X-ray image. The device for obtaining the image of objects in secondary X-rays is developed. The device consists of an X-ray tube, pinhole and CCD camera. The object of research was irradiated with radiation from the X-ray tube and emits secondary X-rays. 100-microns pinhole was used for formation of the image of the object at an entrance window of the CCD camera. Images of a number of the iron springs differing in the sizes are received. It is established that the spatial resolution of the device is about 200 μm at an exposition of 60 s. It is possible to improve permission of the device by increasing in an exposition, optimization imaging conditions and reduction of the pinhole size.

Keywords: X-rays, pinhole camera, X-ray CCD-camera.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-169-175

Адрес для переписки:

Дудчик Ю.И.
Институт прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко
Белорусского государственного университета,
ул. Курчатова, 7, 220045, г. Минск, Беларусь
e-mail: dudchik@bsu.by

Address for correspondence:

Dudchik Yu.I.
A.N. Sevchenko Institute of Applied Physics Problems,
Belarusian State University,
Kurchatov str., 7, 220045, Minsk, Belarus
e-mail: dudchik@bsu.by

Для цитирования:

Дудчик Ю.И., Хилько Г.И., Ломашко Ю.К.
Получение изображения объектов во вторичных рентгеновских
лучах с использованием пинхол камеры.
Приборы и методы измерений.
2016. – Т. 7, № 2. – С. 169–175.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-169-175

For citation:

Dudchik Yu.I., Hilko G.I., Lomashko Yu.K.
[Fluorescent X-ray imaging with pinhole camera].
Pribory i metody izmerenij
[Devices and Methods of Measurements].
2016, vol. 7, no. 2, pp. 169–175 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-169-175

Введение

Пинхол камера, или камера-обскура, является одним из элементов оптики видимого и рентгеновского диапазонов спектра, которые позволяют получать изображения объектов и источников излучения [1]. Пинхол камера представляет собой отверстие радиусом R в непрозрачном для излучения экране, которое работает как объектив с пространственным разрешением порядка R . При уменьшении R разрешение объектива увеличивается, но уменьшается его светосила. При дальнейшем уменьшении радиуса отверстия существенную роль начинают играть дифракционные эффекты, которые приводят к размытию изображения, поэтому существует оптимальное значение величины R [2]. В области видимого излучения пинхол камера является, скорее, экзотическим элементом из-за малой светосилы, хотя существует целое направление в фотографии с использованием пинхол камеры в качестве объектива фотоаппарата. Основное преимущество пинхол камеры – отсутствие хроматических aberrаций.

В области рентгеновского диапазона спектра пинхол камера вплоть до недавнего времени являлась чуть ли не единственным оптическим элементом для получения изображения как синхротронных источников излучения [3], так и фокусного пятна рентгеновской трубки [4] с пространственным разрешением около 5–10 мкм для рентгеновских лучей с энергией фотонов в диапазоне 1–30 кэВ. Улучшить пространственное разрешение рентгеновского пинхола до величины в 1 мкм проблематично, что связано не только с небольшой светосилой устройства при таком отверстии, но и с тем фактом, что, поскольку толщина непрозрачного для рентгеновских лучей экрана пинхол камеры составляет сотни микрометров, то отверстие в таком экране представляет протяженный канал. Основной недостаток такого «канала», как пинхола, является его маленькое поле зрения, которое составляет десятки микрометров. Альтернативой пинхол камере как изображающему устройству в рентгеновском диапазоне спектра является многоэлементная преломляющая рентгеновская линза [5]. Многоэлементная преломляющая рентгеновская линза состоит из большого числа (100 и более) двояковогнутых микролинз, изготовленных из вещества, содержащего элементы с небольшим порядковым номером. Многоэлементные пре-

ломляющие рентгеновские линзы позволяют фокусировать рентгеновские лучи и получать изображения источников рентгеновского излучения и объектов с субмикронным разрешением. Апертура линзы из-за эффекта поглощения рентгеновских лучей в материале линзы несколько меньше, чем $2R$, где R – радиус кривизны линзы. Например, нами разработан целый ряд короткофокусных преломляющих рентгеновских линз, состоящих из более чем ста двояковогнутых оксидных микролинз с радиусом кривизны 50 мкм каждая [6, 7] и с фокусным расстоянием около 50 мм для фотонов с энергией 8 кэВ. В работе [6] линза, содержащая 161 микролинзу, использовалась в качестве объектива рентгеновского микроскопа с лабораторным источником излучения, а в работе [7] линза, содержащая 147 микролинз, использовалась как объектив микроскопа с синхротронным источником излучения. Несмотря на то что преломляющая рентгеновская линза обеспечивает пространственное разрешение при микроскопии на уровне 1 мкм и лучше, поле зрения линзы относительно невелико и составляет около 300 мкм [6]. В то же время в рентгеновской флуоресцентной микроскопии имеются задачи, когда необходимо получить информацию о пространственном распределении различных химических элементов на площади в несколько квадратных сантиметров с пространственным разрешением на уровне 20–100 мкм. Эту задачу традиционно решают путем сканирования поверхности образца рентгеновским пучком с одновременной регистрацией и идентификацией флуоресцентного излучения. В связи с развитием цифровой фототехники перспективным видится использовать двумерные цифровые ПЗС камеры для целей рентгеновской флуоресцентной микроскопии. При этом в качестве объектива может быть использована пинхол камера. Так, в работах [8–10] описаны рентгеновские устройства на основе пинхол камеры, позволяющие получать информацию о пространственном распределении химических элементов на поверхности образца с пространственным разрешением от 30 мкм при поле зрения $2,5 \times 2,5$ мм² до 140 мкм при поле зрения 4×4 см² [9]. В качестве приемных устройств использовались энергодисперсионные цифровые двумерные ПЗС камеры. Такие камеры являются дорогостоящими устройствами и имеют низкую чувствительность для рентгеновских фотонов с энергией выше, чем 8 кэВ. В то же время энергия флуоресцентного рентгеновского излучения

для химических элементов с порядковым номером выше 30 как раз и попадает в область больше, чем 8 кэВ и идентификация таких элементов затруднительна. Поэтому перспективным и новым видится использование для целей рентгеновской флуоресцентной микроскопии ПЗС камеры с нанесенным на окно камеры (или на прижатую к окну волоконно-оптическую шайбу) слоем сцинтиллятора. Эффективность таких камер для регистрации рентгеновских фотонов с энергий больше 8 кэВ значительно выше, чем у отмеченных выше энергодисперсионных камер. При этом идентификацию элементного состава образца можно осуществить путем использования селективно-поглощающих рентгеновских фильтров.

Цель данной работы состояла в разработке устройства для получения изображения объектов во вторичных флуоресцентных рентгеновских лучах с использованием пинхол камеры как объектива и цифровой ПЗС камеры для регистрации рентгеновского изображения и в определении пространственной разрешающей способности устройства.

Экспериментальные исследования

Для получения изображения объектов во вторичных флуоресцентных рентгеновских лучах был изготовлен стенд, структурная схема которого показана на рисунке 1.

В исследованиях объект 4 облучался рентгеновскими лучами от рентгеновской трубки 1 и испускал флуоресцентное рентгеновское излучение. Пинхол камера 2 располагалась между объектом и рентгеновской камерой 3 так, чтобы сформировать на рентгеночувствительном окне камеры изображение объекта.

В качестве источника рентгеновских лучей использовалась рентгеновская трубка БСВ-17 с медным анодом. Рабочее напряжение на аноде трубки – 32 кВ, анодный ток – 14 мА. Энергия фотонов характеристического излучения меди равна 8 кэВ.

В качестве рентгеновской камеры для регистрации изображения использовалась ПЗС камера фирмы *Photonic Science* (модель *FDI VHR*). Камера содержит ПЗС матрицу, к которой присоединена волоконно-оптическая шайба с нанесенным сцинтиллятором на основе соединения $Gd_2O_2S:Tb$. Размер рабочей области рентгеновской камеры составляет $18 \times 12 \text{ мм}^2$, число пик-

селей равно 4008×2670 , размер стороны пикселя составляет 4,5 мкм. При съемке объекта использовалась функция биннинга, которая позволяет объединять несколько пикселей камеры в один. Сигнал от выделенных пикселей суммируется. Использовалось значение биннинга, равное 8, что соответствует эффективному значению размера пикселя 36 мкм.

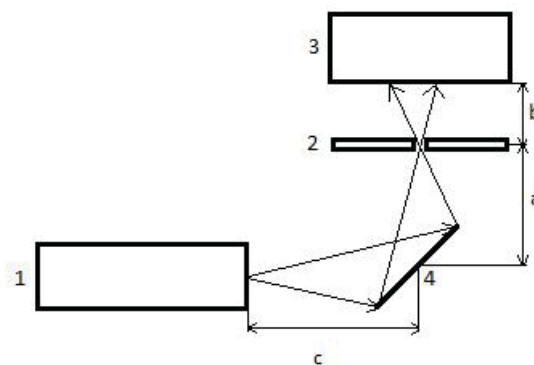


Рисунок 1 – Структурная схема стенда: 1 – рентгеновская трубка; 2 – пинхол камера; 3 – двумерная рентгеновская камера; 4 – объект исследования

Figure 1 – Block diagram of the device: 1 – X-ray tube; 2 – pinhole camera; 3 – X-ray camera; 4 – object for imaging

В качестве образцов использовались железные пружины, отличающиеся толщиной проволоки, фотографии которых показаны на рисунке 2.



Рисунок 2 – Фотографии пружин

Figure 2 – Iron springs for X-ray imaging

Рентгеновские лучи от рентгеновской трубки с медным анодом эффективно ионизирует К-оболочки атомов железа, что приводит к рентгеновской флуоресценции атомов железа с энергий фотонов К α -серии 6,4 кэВ.

Изготовленная пинхол камера представляет собой свинцовую пластину с отверстием, диа-

метр которого равен 100 мкм. Толщина пластины выбрана равной 200 мкм, чтобы поглощать флуоресцентное рентгеновское излучение от объекта и рассеянное излучение от рентгеновской трубки.

Во время эксперимента пинхол камера располагалась на расстоянии, $a = 30$ мм от объекта исследований (пружины) и на расстоянии $b = 15$ мм от рентгеновской камеры. Таким образом, пинхол камера формировала уменьшенное в 2 раза изображение объекта.

На рисунке 3 показаны полученные изображения пружин во вторичных флуоресцентных рентгеновских лучах. Экспозиция при съемке составляла 60 с. Из рисунка видно, что поле зрения устройства составляем около $0,5 \times 1$ см².

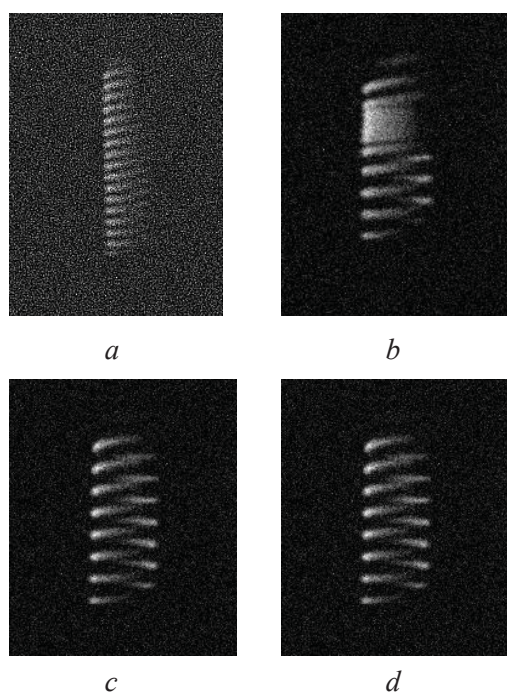


Рисунок 3 – Изображения пружин во вторичных флуоресцентных рентгеновских лучах: *a* – пружина № 1; *b* – пружина № 2; *c* – пружина № 3; *d* – пружина № 4

Figure 3 – Fluorescent X-ray images of the springs: *a* – spring № 1; *b* – spring № 2; *c* – spring № 3; *d* – spring № 4

Проведены исследования по определению пространственной разрешающей способности системы. Один из способов определения пространственной разрешающей способности рентгенооптической системы состоит в анализе теневой картины от объекта, который испускает рентгеновские лучи. В качестве объекта была выбрана железная игла. В эксперименте пинхол камера располагалась на расстоянии $a = 30$ мм от иглы и на расстоянии $b = 15$ мм от рентгеновской каме-

ры. На рисунке 4 показано полученное изображение иглы во вторичных рентгеновских лучах.

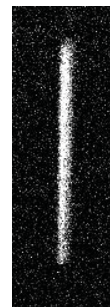


Рисунок 4 – Изображение железной иглы во флуоресцентных рентгеновских лучах

Figure 4 – Fluorescent X-ray image of the iron needle

Для получения краевой функции, которая описывает пространственное распределение плотности почернения изображения вдоль выбранного направления, использовалось программное обеспечение *ImageJ*. В нем имеется встроенная функция *Plot Profile*, которая строит таблицу и график зависимости интенсивности оттенка серого вдоль выбранного отрезка прямой. Такая зависимость и представляет краевую функцию. На рисунке 5 показана краевая функция, полученная в результате обработки изображений иглы. Для определения разрешающей способности оптической системы необходимо определить расстояние, на котором краевая функция уменьшается с величины $0,8 I_{max}$ до $0,2 I_{max}$, где I_{max} – максимальное значение интенсивности. Из рисунка 5 видно, что расстояние между этими уровнями соответствует примерно трем пикселям. При учете размера пикселя (36 мкм при биннинге 8) и геометрии съемки рассчитанная разрешающая способность равна 216 мкм. Поскольку размер отверстия пинхол камеры равен 100 мкм, то достигнутая разрешающая способность является удовлетворительной.

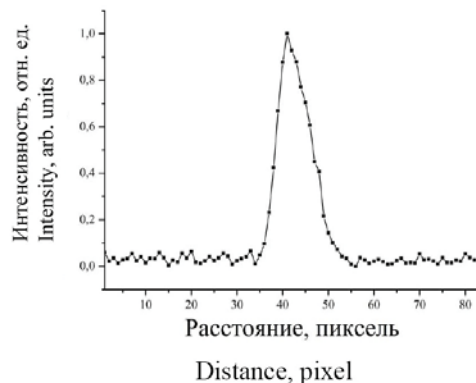


Рисунок 5 – Краевая функция для изображения иглы

Figure 5 – Plot Profile for the needle image

Заключение

Разработано устройство для получения изображения объектов во вторичных (флуоресцентных) рентгеновских лучах. Устройство состоит из источника рентгеновского излучения, пинхол камеры и двумерной цифровой рентгеновской ПЗС камеры. Объект исследования облучался излучением от рентгеновской трубки и испускал вторичные рентгеновские лучи. Пинхол камера с размером отверстия 100 мкм использовалась для формирования изображения объекта во вторичных рентгеновских лучах на входном окне двумерной цифровой рентгеновской камеры. С использованием устройства получены изображения ряда железных пружин, отличающихся размерами. Установлено, что пространственная разрешающая способность устройства составляет около 200 мкм при экспозиции 60 с.

Разработанное устройство отличается от известных аналогов использованием ПЗС камеры с нанесенным на волоконно-оптическую шайбу слоем сцинтиллятора, что позволяет повысить эффективность регистрации рентгеновских фотонов высоких энергий по сравнению со случаем энергодисперсионных ПЗС камер. В этом состоит новизна устройства. Достигнутая пространственная разрешающая способность системы в 200 мкм при поле зрения около $0,5 \times 1 \text{ см}^2$ сравнима с результатом, приведенным в [9] и составляющим: разрешение системы равно 140 мкм при поле зрения $4 \times 4 \text{ см}^2$. Улучшить разрешение разработанной системы можно за счет увеличения экспозиции, оптимизации условий съемки и уменьшения размера отверстия пинхол камеры. В дальнейшем планируется проведение исследований по идентификации элементного состава образца путем использования селективно-поглощающих рентгеновских фильтров.

Благодарности

Работа поддержана Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований, проект Ф16Р-070.

Список использованных источников

1. Young, M. Pinhole Optics / M. Young // *Applied Optics*. – 1971. – Vol. 10, no. 12. – P. 2763–2767.
2. Young, M. The pinhole camera: Imaging without lenses or mirrors / M. Young // *The Phys. Teach.* – 1989. – Vol. 27. – P. 648–655.

3. Thomas, C. X-ray pinhole camera resolution and emittance measurement / C. Thomas, G. Rehm, I. Martin, R. Bartolini // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. – 2010. – Vol. 13. – P. 022805-1–022805-9.

4. Иванов, С.А. Рентгеновские трубки технического назначения / С.А. Иванов, Г.А. Щукин. – Л.: Энергоатомиздат, 1989. – 201 с.

5. Snigirev, A. A compound Refractive Lens for focusing High-Energy X-rays / A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva, B. Lengeler // *Nature*. – 1996. – Vol. 384. – P. 49–51.

6. Дудчик, Ю.И. Рентгеновский микроскоп на основе короткофокусной многоэлементной преломляющей линзы / Ю.И. Дудчик // *Вест. Белорус. гос. ун-та. Сер. 1. Физика. Математика. Информатика*. – 2009. – № 2. – С. 38–43.

7. Дудчик, Ю.И. Рентгеновская микроскопия с использованием синхротронного излучения и элементов преломляющей рентгеновской оптики / Ю.И. Дудчик, Ч. Хуанг, Б. Му, Т. Ванг, Г. Пан // *Вест. Белорус. гос. ун-та. Сер. 1. Физика. Математика. Информатика*. – 2010. – № 2. – С. 24–28.

8. Romano, F.P. A new X-ray pinhole camera for energy dispersive X-ray fluorescence imaging with high-energy and high-spatial resolution / F.P. Romano [et al.] // *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*. – 2013. – Vol. 86. – P. 60–65.

9. Romano, F.P. Macro and micro full field x-ray fluorescence with an X-ray pinhole camera presenting high energy and high spatial resolution / F.P. Romano [et al.] // *Anal Chem.* – 2014. – Vol. 86(21). – P. 10892–10899.

10. Scharf, O. Compact pnCCD-based X-ray camera with high spatial and energy resolution: a color X-ray camera / O. Scharf [et al.] // *Anal Chem.* – 2011. – Vol. 1. – P. 2532-1–2532-8.

Acknowledgments

The paper was supported by the Belarusian Republican Foundation for Fundamental Research, project No F 16 R-070.

References

1. Young M. Pinhole Optics. *Applied Optics*, 1971, vol. 10, no. 12, pp. 2763–2767.
2. Young M. The pinhole camera: Imaging without lenses or mirrors. *The Phys. Teach.*, 1989, vol. 27, pp. 648–655.
3. Thomas C., Rehm G., Martin I., Bartolini R. X-ray pinhole camera resolution and emittance measurement. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 2010, vol. 13, pp. 022805-1–022805-9.
4. Ivanov S.A. Rentgenovskie trubki obsteogo naznachenia. Leningrad, Energoatomizdat Publ., 1989, 201 p.

5. Snigirev A., Kohn V., Snigireva I., Lengeler B. A compound Refractive Lens for focusing High-Energy X-rays. *Nature*, 1996, vol. 384, pp. 49–51.
6. Dudchik Yu.I. X-ray microscope on the basis of short-focal-length compound X-ray lens. *Vestnik of Belarussian State University. Physics, Mathematics, Informatics*, 2009, vol. 2, pp. 38–43.
7. Dudchik Yu.I., Huang C., Mu B., Wang Z., Pan G. X-ray microscopy with synchrotron source and refractive optics. *Vestnik of Belarussian State University. Physics, Mathematics, Informatics*, 2010, vol. 2, pp. 24–28.
8. Romano F. P., Altana C., Cosentino L., Celona L., Gammino S., Mascali D., Pappalardo L., Rizzo F. A new X-ray pinhole camera for energy dispersive X-ray fluorescence imaging with high-energy and high-spatial resolution. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 2013, vol. 86, pp. 60–65.
9. Romano F.P., Caliri C., Cosentino L., Gammino S., Giuntini L., Mascali D., Neri L., Pappalardo L., Rizzo F., Taccetti F. Macro and micro full field x-ray fluorescence with an X-ray pinhole camera presenting high energy and high spatial resolution. *Anal. Chem.*, 2014, vol. 86(21), pp. 10892–10899.
10. Scharf O., Ihle S., Ordavo I., Arkadiev V., Bjeoumikhov A., Bjeoumikhova S., Buzanich G., Gubzhokov R., Günther A., Hartmann R., Kühbacher M., Lang M., Langhoff N., Liebel A., Radtke M., Reinholz U., Riesemeier H., Soltau H., Strüder L., Thünemann A.F., Wedell R. Compact pnCCD-based X-ray camera with high spatial and energy resolution: a color X-ray camera. *Anal. Chem.*, 2011, vol. 1, pp. 2532-1–2532-8.

УДК 535.241.6:535.36 (088.8)

Влияние деталей из углепластика на светорассеяние в объективе оптико-электронного модуля космического аппарата

Колаша С.С.¹, Фёдорцев Р.В.², Старовойтов А.В.¹

¹ОАО «Пеленг»,
ул. Макаенка, 25, 220023, г. Минск, Беларусь

²Белорусский национальный технический университет,
пр. Независимости, 65, 220013, г. Минск, Беларусь

Поступила 28.01.2016

Принята к печати 04.08.2016

Традиционно корпуса оптико-электронных модулей космических аппаратов изготавливают из алюминия или титановых сплавов, обладающих значительной массой, что способствует значительному расходу объемов топлива при выводе на орбиту и, как следствие, увеличивает общие финансовые затраты проекта. Эффективным является применение композиционных конструкционных материалов на основе углепластика, которые позволяют в 1,5–3 раза уменьшить массогабаритные характеристики крупногабаритных оптико-электронных модулей и в 15–20 раз снизить коэффициент линейного температурного расширения в сравнении с металлическими корпусами. Важной характеристикой углепластиков являются их оптические свойства, которые обуславливают взаимодействие композиционного материала с электромагнитным излучением оптического диапазона. Цель настоящей работы заключалась в разработке методики оценки влияния корпуса оптико-электронных модулей из углепластика на светорассеяние в объективе оптико-электронных модулей посредством компьютерного моделирования в пакете прикладных программ *Zemax*. Рассматривается степень влияния рассеянного, отраженного и поглощенного потока излучения на качество построения изображения. Проведены экспериментальные исследования по определению двулучевой функции отражательной способности гониометрическим методом для образцов-свидетелей из углеродной ткани ЛУП-0,1 эпоксидного связующего ЭДТ-69У с клеевым слоем ЭПОФЛЕКС-0,4 и алюминиевым сотовым наполнителем 5056-3,5-23-А. Рассеянное излучение регистрировалось в пределах пространства полусферы над поверхностью образца-свидетеля. Направление приема оптического излучения задавалось зенитным ($0^\circ < \theta < 90^\circ$) и азимутальным ($0^\circ < \phi < 180^\circ$) углами с шагом 10° . Установлено, что поверхность образца-свидетеля рассеивает излучение в малом диапазоне углов (около 20°) с ярко выраженной направленностью. Выявлено, что углепластики характеризуются интегральным коэффициентом отражения, в 3–4 раза большим по сравнению со специальными покрытиями.

Ключевые слова: углепластик, оптико-электронный модуль, светорассеяние, коэффициент отражения.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-176-185

Адрес для переписки:

Фёдорцев Р.В.
Белорусский национальный технический университет,
пр. Независимости, 65, 220013, г. Минск, Беларусь
e-mail: fedortsev@bntu.by

Address for correspondence:

Fiodortcev R.V.
Belarusian National Technical University,
Nezavisimosty Ave., 65, 220013, Minsk, Belarus
e-mail: fedortsev@bntu.by

Для цитирования:

Колаша С.С., Фёдорцев Р.В., Старовойтов А.В.
Влияние деталей из углепластика на светорассеяние в объективе оптико-электронного модуля космического аппарата. Приборы и методы измерений. 2016. – Т. 7, № 2. – С. 176–185.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-176-185

For citation:

Kolasha S.S., Fiodortcev R.V., Starovoitov A.V.
[Carbon-fibre-reinforced polymer parts effect on spacecraft optoelectronic module lens scattering].
Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements]. 2016, vol. 7, no. 2, pp. 176–185 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-176-185

Carbon-fibre-reinforced polymer parts effect on spacecraft optoelectronic module lens scattering

Kolasha S.S.¹, Fiodortcev R.V.², Starovoitov A.V.¹

¹JSC Peleng,
Makayonka str., 25, 220023, Minsk, Belarus

²Belarusian National Technical University,
Nezavisimosty Ave., 65, 220013, Minsk, Belarus

Received 28.01.2016

Accepted for publication 04.08.2016

Abstract. Spacecraft optoelectronic modules traditionally have aluminum alloy or titanium alloy casing which substantial weight increases fuel consumption required to put them into orbit and, consequently, total cost of the project. Carbon fiber reinforced polymer based composite constructive materials is an efficient solution that allows reducing weight and dimensions of large optoelectronic modules 1,5–3 times and the coefficient of linear thermal expansion 15–20 times if compared with metals. Optical characteristic is a crucial feature of carbon-fibre-reinforced polymer that determines composite material interaction with electromagnetic emission within the optical range. This work was intended to develop a method to evaluate Carbon fiber reinforced polymer optoelectronic modules casing effect on lens scattering by computer simulation with Zemax application software package. Degrees of scattered, reflected and absorbed radiant flux effect on imaging quality are described here. The work included experimental study in order to determine bidirectional reflectance distribution function by goniometric method for LUP-0.1 carbon fabric check test pieces of EDT-69U epoxy binder with EPOFLEX-0.4 glue layer and 5056-3.5-23-A aluminium honeycomb filler. The scattered emission was registered within a hemisphere above the check test piece surface. Optical detection direction was determined with zenith ($0^\circ < \theta < 90^\circ$) and azimuth ($0^\circ < \varphi < 180^\circ$) angles with 10° increment. The check test piece surface was proved to scatter emission within a narrow angle range (approximately 20°) with clear directivity. Carbon fiber reinforced polymers was found to feature integrated reflectance coefficient 3 to 4 times greater than special coatings do.

Keywords: carbon-fibre-reinforced polymer (CFRP), optoelectronic module, lens scattering, reflectance coefficient.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-176-185

Адрес для переписки:

Фёдорцев Р.В.
Белорусский национальный технический университет,
пр. Независимости, 65, 220013, г. Минск, Беларусь
e-mail: fedortsev@bntu.by

Address for correspondence:

Fiodortcev R.V.
Belarusian National Technical University,
Nezavisimosty Ave., 65, 220013, Minsk, Belarus
e-mail: fedortsev@bntu.by

Для цитирования:

Колаша С.С., Фёдорцев Р.В., Старовойтов А.В.
Влияние деталей из углепластика на светорассеяние в объективе
оптико-электронного модуля космического аппарата.
Приборы и методы измерений.
2016. – Т. 7, № 2. – С. 176–185.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-176-185

For citation:

Kolasha S.S., Fiodortcev R.V., Starovoitov A.V.
[Carbon-fibre-reinforced polymer parts effect on spacecraft
optoelectronic module lens scattering].
Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements].
2016, vol. 7, no. 2, pp. 176–185 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-176-185

Введение

Исследование космического пространства, развитие космической техники и рост энергетических мощностей подобного рода систем требуют создания соответствующих технических средств. Высокая ответственность и сложность задач, решаемых с использованием технических средств, жесткие условия их эксплуатации и возрастающие требования по улучшению основных эксплуатационных характеристик приводят к необходимости разработки и применения новых конструкционных материалов, превосходящих по своим прочностным и упругим свойствам традиционные металлы и сплавы.

Одной из основных систем космического аппарата дистанционного зондирования Земли является оптико-электронный модуль (ОЭМ). К конструкционным материалам таких изделий предъявляются жесткие требования [1].

При изготовлении современных ОЭМ широко используют детали и узлы из материалов с

высокой удельной прочностью, такие как алюминиевые, титановые сплавы, композиционные материалы и др.

Армирование полимеров углеродными волокнами привело к созданию принципиально нового класса конструкционных материалов – углепластиков. В таблице 1 приведены для сравнения характеристики некоторых металлических, полимерных материалов конструкционного назначения и углепластиков [2, 3].

Как видно из таблицы 1, углепластики являются в настоящее время серьезным конкурентом металлических конструкционных материалов, позволяющих снизить массогабаритные характеристики крупногабаритных ОЭМ в 1,5–3 раза в сравнении с алюминиевыми и титановыми сплавами. Также это обусловлено показателями удельной прочности и жесткости углепластика, которые превосходят практически все наиболее широко используемые конструкционные полимерные и металлические материалы.

Таблица 1 / Table 1

Физико-механические свойства конструкционных материалов

Physical and mechanical properties of structural materials

Материал Material	Плотность, кг/м ³ Density, kg/ m ³	КЛТР, $\alpha \cdot 10^6$, °C ⁻¹ coefficient of linear thermal expansion, $\alpha \cdot 10^6$, °C ⁻¹	Прочность при растяжении, МПа Tensile strength, MPa	Модуль Юнга, ГПа Young's Modulus, GPa	Удельная прочность, е · 10 ³ , км Specific strength, e · 10 ³ , km	Удельный модуль, Е · 10 ⁶ , км Specific module, E · 10 ⁶ , km
Углепластик Carbon fiber reinforced polymer	1450–1600	0,08–0,12	780–1800	120–130	53–112	9,20
Стеклопластик fiberglass	2120	0,45–8,3	1920	69	91	3,2
Высокопрочная сталь High-strength steel	7800	15	1400	210	18	2,7
Алюминиевый сплав Aluminium alloy	2700	23,8	500	75	18	2,7
Титановый сплав Titanium alloy	4400	8,2	1000	110	28	2,5

Важной характеристикой конструкционных материалов является стабильность размеров деталей при изменении температуры. Варьированием вида углеродных волокон, вводимых в полимер, и схемы армирования можно добиться существенного снижения КЛТР (коэффициент линейного температурного расширения) углепластиков и изменения его в довольно широких пределах. КЛТР углепластиков в 15–20 раз ниже, чем у металлов, и в 50–100 раз ниже, чем у неармированных полимеров.

Одной из характеристик углепластиков являются оптические свойства, которые обуславливают взаимодействие композиционного материала с электромагнитным излучением оптического диапазона и являются весьма значимыми при изготовлении ОЭМ.

Одной из составляющих всего потока излучения, падающего на ОЭМ, является рассеянное излучение. Данный поток излучения – часть всего прошедшего через оптическую систему потока излучения, которая не участвует в построении

изображения, а накладывается на него, понижая контраст и качество изображения. Особенно вредно влияние рассеянного излучения при наблюдении или фотографировании малоконтрастных предметов, имеющих малые габаритные размеры. Данная проблема является актуальной в задачах дистанционного зондирования Земли, где в настоящее время наблюдается тенденция к увеличению пространственного разрешения ОЭМ.

Цель данной работы заключалась в разработке методики оценки влияния корпуса ОЭМ из углепластика на светорассеяния в объективе ОЭМ посредством компьютерного моделирования в пакете прикладных программ (ППП) *Zemax*.

Анализ влияния оптических свойств углепластиков на характеристики оптико-электронного модуля

Поток излучения ($d\Phi_e$), падающий на оптическую систему, проходит через нее, претерпевая определенные потери (рисунок 1).

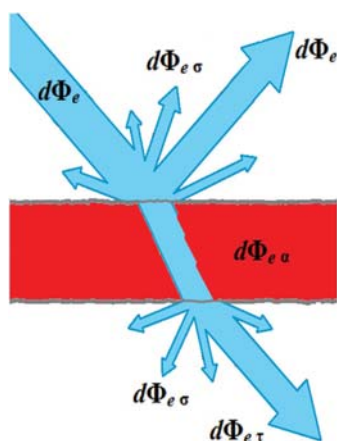


Рисунок 1 – Схема распределения потерь потока излучения ($d\Phi_e$) при прохождении через оптическую систему: рассеивание ($d\Phi_{eσ}$); отражение ($d\Phi_{eρ}$); поглощение ($d\Phi_{eα}$); прохождение ($d\Phi_{eτ}$)

Figure 1 – The scheme of distribution of the radiant flux ($d\Phi_e$) loss through an optical system: diffusion ($d\Phi_{eσ}$); reflection ($d\Phi_{eρ}$); absorption ($d\Phi_{eα}$); transmission ($d\Phi_{eτ}$)

Часть потока отражается от поверхностей ($d\Phi_{eρ}$), часть поглощается ($d\Phi_{eα}$) и рассеивается ($d\Phi_{eσ}$) средами, и только оставшаяся часть ($d\Phi_{eτ}$) проходит через оптическую систему. Согласно закону сохранения энергии [3]:

$$d\Phi_e = d\Phi_{eρ} + d\Phi_{eα} + d\Phi_{eσ} + d\Phi_{eτ}.$$

Рассеянный поток излучения образуется в результате отражений от оптических поверх-

ностей или внутренних стенок оправ прибора, из-за недостаточной чистоты оптических поверхностей, царапин, выколок, налетов, пузырей, свилей и прочих загрязнений и дефектов. В объективах ОЭМ доля рассеянного излучения в формируемом изображении достигает от 0,6 до 5 % и возрастает с уменьшением относительного отверстия объектива и с увеличением угла поля зрения.

Для борьбы с паразитными засветками в ОЭМ видимого диапазона используются бленды, предназначенные для снижения яркости рассеянного излучения до значения, меньшего яркости фоновых помех, а также для подавления возможных бликов. Детали, входящие в состав узла бленды, имеют специальное покрытие матовой структуры, характеризующееся степенью черноты ϵ , близкой к единице.

В таблице 2 приведены значения интегрального коэффициента отражения ρ некоторых специальных покрытий и углепластика в диапазоне от 500 до 800 нм.

Таблица 2 / Table 2

Физические свойства специальных покрытий и углепластиков The physical properties of carbon fiber reinforced polymers and special coatings

Материал Material	ρ , не более % ρ , no more %
Черное хромирование Black chrome	3–4
Черное никелирование Black nickel (+ SiO ₂)	10–12 (0,5–2)
Эмаль Enamel / ЭКОМ-2	4
Углепластик Carbon fiber reinforced polymer ЛУП-0,1+ЭДТ-69У	6,52
Углепластик Carbon fiber reinforced polymer Tenax IMS65+ ЭДТ-10П	7,14
Углепластик Carbon fiber reinforced polymer Tenax UTS50+ Ciba LY/HY/DY	7,38

Как видно из таблицы 2, углепластики обладают большим интегральным коэффициентом отражения, превышающим в 3–4 раза аналогичную характеристику специальных покрытий в том же диапазоне. Учитывая данное обстоятельство, при замене традиционных металлических материалов на углепластики следует обращать

внимание на рост коэффициента светорассеяния в конструкциях ОЭМ.

Определение двулучевой функции отражательной способности углепластика

Как отмечалось выше, для снижения количества света, не участвующего в построении изображения, в конструкции ОЭМ предусматриваются бленды или световые экраны. Конструкция и габаритные размеры указанных элементов определяются графоаналитическим методом или посредством моделирования прохождения потока излучения через оптическую систему в программном обеспечении *ZEMAX*, *TracePro*, *CodeV*, *LightTools* и др. Отличительной особенностью второго подхода является необходимость описания оптических свойств поверхностей, участвующих в рассеянии падающего потока излучения. При трассировке лучей в оптической системе применяемые математические модели позволяют получить вероятностное распределение паразитных лучей. Среди используемых моделей, как правило, имеется пользовательская модель, которая задается в виде табличных данных. Для ее составления пользователю необходимо определить двулучевую функцию отражательной способности (ДФОС) или *bidirectional reflection distribution function (BRDF)* поверхности.

ДФОС представляет собой величину, которая показывает пространственное распределение отражательной способности поверхности [5]. ДФОС определяется как отношение яркости излучения в исходящем к наблюдателю направлении (θ_r, ϕ_r) к плотности падающего потока излучения, достигающего поверхности объекта в направлении (θ_i, ϕ_i) (рисунок 2).

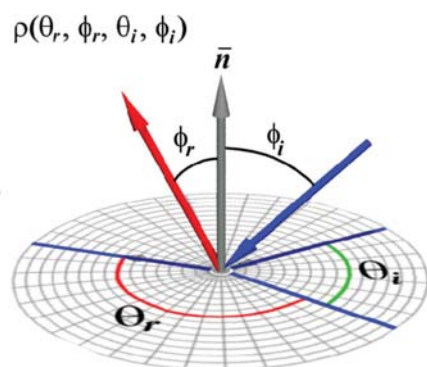


Рисунок 2 – Схема хода лучей и углы в сферической системе координат

Figure 2 – The scheme of the rays and angles in a spherical coordinate system

Эта функция зависит от зенитного и азимутального углов падения на поверхность, зенитного и азимутального углов рассеяния и от длины волны. ДФОС определяется по формуле:

$$BRDF(\theta_i, \phi_i, \theta_r, \phi_r) = \frac{dL_r(\theta_i, \phi_i, \theta_r, \phi_r)}{dE_r(\theta_i, \phi_i)},$$

где θ – зенитный угол сферической системы координат; ϕ – азимутальный угол сферической системы координат.

На оптические свойства изделий существенное влияние оказывает также микрорельеф поверхности, который представляет собой совокупность шероховатостей, формируемых связующей матрицы. Кроме того, оптические свойства композиционных материалов зависят от контрастности между его составляющими.

Для определения ДФОС поверхностей корпуса ОЭМ из углепластика проведено экспериментальное исследование. В качестве объекта был выбран образец-свидетель из углепластика, который представляет собой клееную трехслойную панель размерами $(150 \times 60 \times 32)$ мм, состоящую из двух многослойных обшивок углепластика и алюминиевого сотового заполнителя. Углепластиковая обшивка имеют схему армирования $[40/-40/0/0/40/-40]$. На рисунке 3 показана внешняя и внутренняя структура образца-свидетеля углепластика.

Поверхность исследуемого образца-свидетеля углепластика имеет черный цвет, полуглянцевую структуру с шероховатостью $0,8\text{--}1$ мкм и характерным рисунком в виде сетки с размером ячейки (5×5) мм. На рисунке 4 показано изображение поверхности образца-свидетеля углепластика при увеличении $50\times$. Как видно из рисунка 4, сетка на поверхности углепластика образована за счет выступающих участков углеродной ткани ЛУП-0,1 из-под поверхностного слоя эпоксидного связующего ЭДТ-69У.

За основу метода измерения ДФОС взят гониометрический метод.

Гониометрический метод заключается в пошаговом определении значения энергетической яркости образца при его повороте на известный угол на каждом шаге. Данный метод получил название согласно используемому прибору – гониометру. Применяемые для этих задач гониометры обладают разрешением в несколько угловых минут и оснащены фотометрической головкой с известным коэффициентом преобразования.

Данный метод считается перспективным по точности, однако требует больших затрат времени.

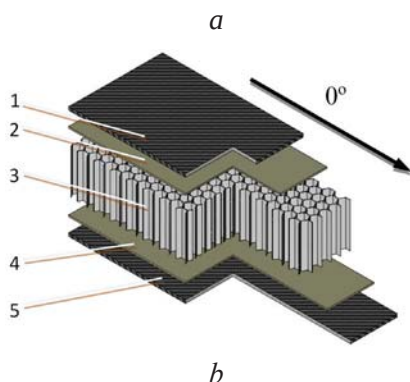
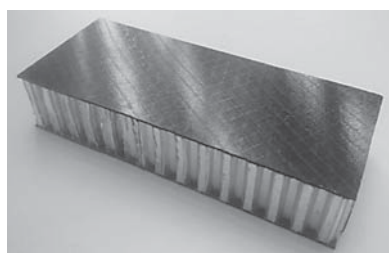


Рисунок 3 – Внешняя (a) и внутренняя (b) структура образца-свидетеля углепластика:

- 1 – углепластик ЛУП-0,1+ЭДТ-69У;
- 2 – клеевой слой ЭПОФЛЕКС-0,4;
- 3 – сотовый наполнитель 5056-3,5-23-A;
- 4 – клеевой слой ЭПОФЛЕКС-0,4;
- 5 – углепластик ЛУП-0,1+ ЭДТ-69У

Figure 3 – External (a) and internal (b) structure of the CFRP check test pieces:

- 1 – LUP-0,1+EDT-69U CFRP;
- 2 – EPOFLEKS-0,4 glue layer;
- 3 – 5056-3,5-23-A honeycomb filler;
- 4 – EPOFLEKS-0,4 glue layer;
- 5 – LUP-0,1+EDT-69U CFRP

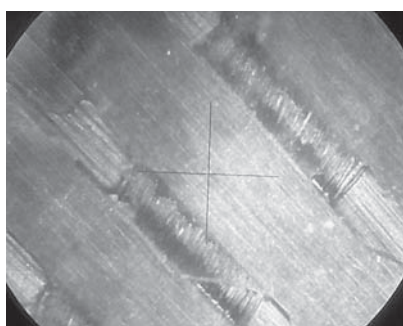


Рисунок 4 – Изображение поверхности образца-свидетеля углепластика при увеличении 50[×]

Figure 4 – Image surface of the CFRP check test pieces at 50[×] magnification

На рисунке 5 приведена принципиальная схема установки для измерения ДФОС.

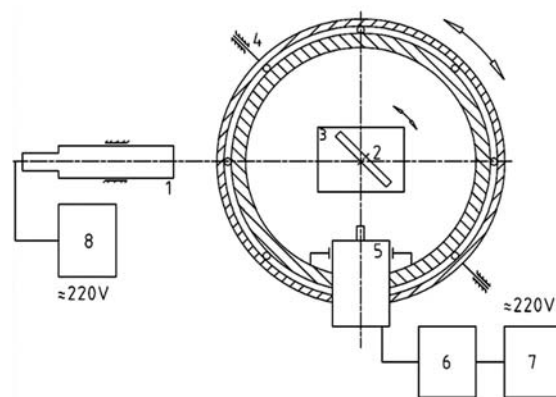


Рисунок 5 – Принципиальная схема установки для измерения двулучевой функции отражательной способности: 1 – лазер He-Ne; 2 – образец-свидетель углепластика; 3 – поворотный столик; 4 – поворотное устройство; 5 – спектрометр ПВС-02; 6 – персональный компьютер; 7 – блок питания; 8 – источник питания

Figure 5 – The basic scheme for the bidirectional reflection distribution function measurement: 1 – laser He-Ne; 2 – CFRP check test pieces; 3 – rotary table; 4 – rotating device; 5 – portable high-precision spectrometry model PHS-02; 6 – PC; 7 – power supply; 8 – source supply

В состав установки входят: источник излучения – лазер He-Ne 1, исследуемый образец-свидетель из углепластика 2, поворотный столик 3, поворотное устройство 4, приемник излучения – переносной высокоточный спектрометр ПВС-02 5, персональный компьютер 6, блок питания DF-1730SL-10A 7, источник питания He-Ne лазера 8.

В качестве источника излучения применялся He-Ne лазер ($\lambda = 632,8$ нм), обеспечивающий поток излучения на уровне 1 Вт с оптимальным значением диаметра пучка 5 мм.

Угол падения α лазерного пучка на образец-свидетель изменялся в диапазоне $10^\circ < \alpha < 80^\circ$ с шагом 10° . Для этого использовался поворотный столик, обеспечивающий поворот вокруг вертикальной оси в диапазоне $\pm 360^\circ$.

Спектрометр ПВС-02 обеспечивал регистрацию энергетической яркости исследуемого образца-свидетеля.

Для исключения регистрирования паразитного излучения в поле зрения приемной оптической системы во время проведения эксперимента все внешние источники излучения экранировались.

Рассеянное излучение регистрировалось в пределах пространства полусферы над поверхностью образца-свидетеля. Направление прие-

ма оптического излучения задавалось зенитным ($0^\circ < \theta < 90^\circ$) и азимутальным ($0^\circ < \phi < 180^\circ$) углами с шагом 10° . Указанные параметры обеспечивались спектрометром ПВС-02, который устанавливался на поворотное кольцо, и за счет его вращения выставлялось направление приема рассеянного излучения по азимутальному углу. Для задания зенитного угла использовался ручной привод на основе червячной передачи, который приводил во вращение поворотную раму.

С использованием математических выкладок источников [6] и [7] было получено уравнение для вычисления ДФОС:

$$BRDF = \frac{1}{\Omega_r \cdot \cos \theta_r} \cdot \frac{L_r(\theta_r, \phi_r)}{L_i(\theta_i, \phi_i)},$$

где θ_i, ϕ_i – зенитный и азимутальный углы сферической системы координат падающего потока излучения соответственно; θ_r, ϕ_r – зенитный и азимутальный углы сферической системы координат рассеянного потока излучения соответственно; $L_i(\theta_i, \phi_i)$ – яркость поверхности, создаваемая падающим излучением в направлении (θ_i, ϕ_i) ; $L_r(\theta_r, \phi_r)$ – яркость поверхности, создаваемая рассеянным излучением в направлении (θ_r, ϕ_r) (рисунк 6).

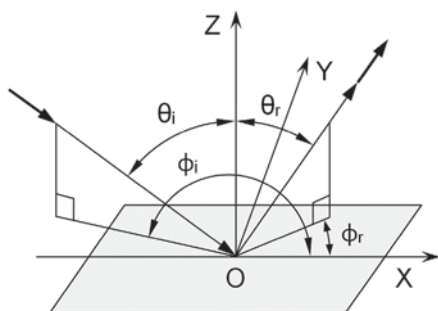


Рисунок 6 – Направления и координаты двулучевой функции отражательной способности по отношению к поверхности

Figure 6 – The bidirectional reflection distribution function directions and coordinates with respect to the surface

На рисунке 7 представлены результаты измерений ДФОС ($80^\circ, 0^\circ, \theta_r, 0^\circ$) для образца-свидетеля из углепластикового волокна ЛУП-0,1+ЭДТ-69У.

Из рисунка 7 можно заметить, что поверхность образца-свидетеля рассеивает излучение в очень малом диапазоне углов (около 20°) с ярко выраженной направленностью, соответ-

ствующей углу отражения 100° . Полученная зависимость наблюдается также при других углах падения излучения от источника, что в большей степени характеризует поверхность исследуемого углепластика как отражающую.

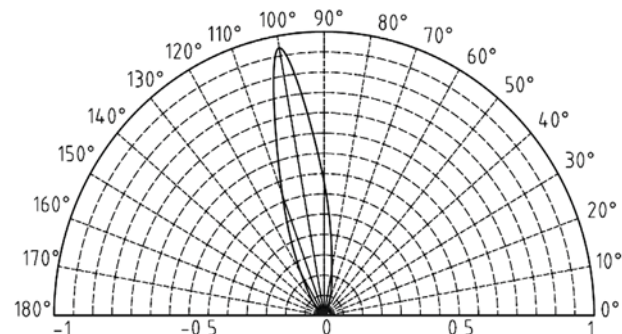


Рисунок 7 – Форма двулучевой функции отражательной способности ($80^\circ, 0^\circ, \theta_r, 0^\circ$)

Figure 7 – The form of bidirectional reflection distribution function ($80^\circ, 0^\circ, \theta_r, 0^\circ$)

Компьютерное моделирование светорассеяния в объективе оптико-электронного модуля

В основу компьютерной модели положен метод измерения коэффициента светорассеяния σ оптических систем, базирующийся на сравнении образуемых контролируемым объективом освещенностей изображения черного предмета, расположенного на равномерно освещенном белом фоне, и изображения этого фона [6]. Погрешность измерений по такой схеме не превышает 5–7 % измеряемой величины.

Схема для определения коэффициента светорассеяния (см. рисунок 8) состоит из фотометрического шара 3, в передней части которого установлена коллиматорная линза 4. С противоположной стороны шара 3 на оптической оси коллиматорной линзы 4 расположен имитатор черного тела 1. Размер черного тела 1 изменяется при помощи диафрагм 2. Внутренняя поверхность фотометрического шара 3 покрыта белой матовой краской и освещается источниками излучения 8. В фокальной плоскости контролируемой оптической системы 5, которая устанавливается как можно ближе к линзе 4, размещают диафрагму 6 и фотоприемник 7.

ППП *Zemax* сочетает в себе два принципиально разных подхода к расчету оптических систем – так называемые последовательный и непоследовательный режимы расчета.

Непоследовательный режим расчета является наиболее подходящим для моделирования и оптимизации светотехнических параметров оптических систем.

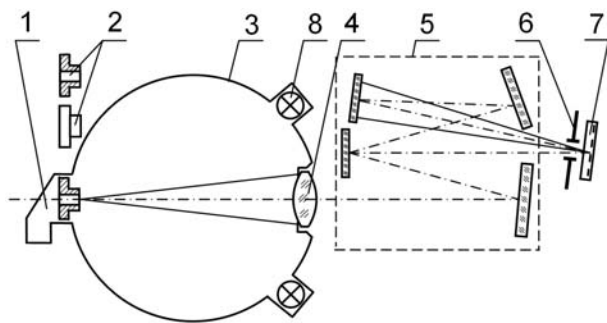


Рисунок 8 – Принципиальная схема измерения коэффициента светорассеяния: 1 – имитатор черного тела; 2 – набор диафрагм; 3 – фотометрический шар; 4 – коллиматорная линза; 5 – контролируемая оптическая система; 6 – диафрагма; 7 – фотоприемник; 8 – источник излучения

Figure 8 – Schematic diagram of measuring light scattering coefficient: 1 – blackbody simulator; 2 – set of diaphragms; 3 – integrating sphere; 4 – collimator lens; 5 – controlled optical system; 6 – diaphragm; 7 – photodetector; 8 – radiation source

Ввиду того, что объектив ОЭМ построен на базе внеосевой зеркальной схемы, для исключения ошибок в описании оптической системы в ППП *Zemax* целесообразным является начать работу в последовательном режиме и выполнить ее проверку, руководствуясь критериями качества изображения, которое оптическая система должна обеспечивать. Следующим шагом необходимо выполнить перевод полученной оптической системы из последовательного в непоследовательный режим встроенными инструментами ППП *Zemax*.

Для моделирования светорассеяния в объективе ОЭМ посредством ППП *Zemax* требуется выполнить импортирование твердотельной модели корпуса объектива ОЭМ из *CAD*-системы в среду ППП *Zemax* [7].

Для осуществления данной операции в ППП *Zemax* в состав оптической схемы вводится *NSC*-объект типа *Imported*. Перед импортированием корпус объектива ОЭМ требуется упростить: исключить из состава мелкий крепеж, сшить поверхности соседних деталей в местах их стыка, убрать конструктивные элементы малых размеров и т.п. После создания упрощенной модели исходный файл должен

быть преобразован в формат *STEP* или *IGES* и указан как файл данных для объекта типа *Imported*.

С использованием данных из источника [8] и полученных значений ДФОС была составлена динамически подключаемая библиотека «*CFRP_Scatter.dll*», при помощи которой задавались свойства рассеивающих поверхностей углепластика.

Оставшиеся компоненты схемы измерения, приведенной на рисунке 8, описывались следующими *NSC*-объектами:

1. Имитатор черного тела – *Standard Surface* с поглощающими свойствами поверхности.
2. Фотометрический шар – *Sphere* с рассеивающей внутренней поверхностью типа ламбертова.
3. Коллиматорная линза – *Standard Lens*.
4. Источники излучения – *Source Point*.
5. Фотоприемник – *Detector Rect*.

На рисунке 9 представлен результат трассировки лучей в ППП *Zemax*.

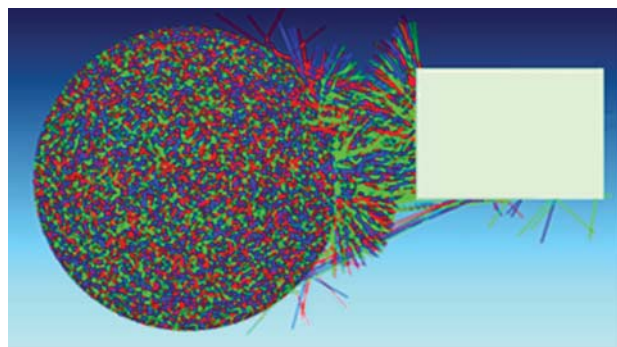


Рисунок 9 – Результат трассировки лучей в пакете прикладных программ *Zemax*

Figure 9 – The result of the ray tracing in the *Zemax* application software package

Также в результате расчета получены изображения имитатора черного тела, расположенного на равномерно освещенном белом фоне, и изображения этого фона (см. рисунок 10).

Коэффициент светорассеяния рассчитывается по формуле:

$$\sigma = \frac{E_b}{E_f} \cdot 100\%, \quad (1)$$

где σ – коэффициент светорассеяния объектива ОЭМ; E_b – значение сигнала в области имитатора черного тела; E_f – значение сигнала освещенной части изображения.

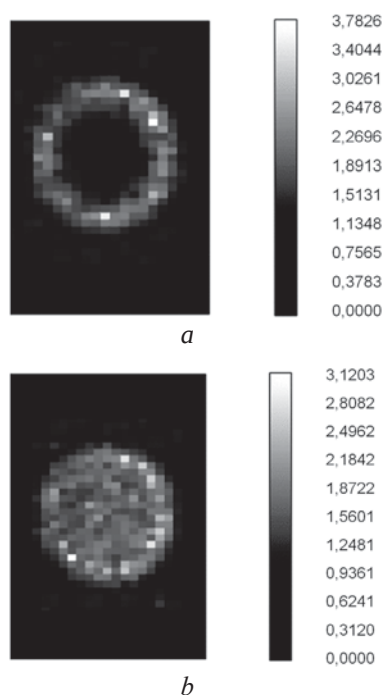


Рисунок 10 – Изображения на приемнике излучения: *a* – имитатор черного тела, расположенный на равномерно освещенном белом фоне; *b* – белый фон

Figure 10 – The images on the radiation receiver: *a* – blackbody simulator, located on the uniformly illuminated white background; *b* – white background

Пользуясь уравнением (1) и полученными значениями полной мощности был рассчитан коэффициент светорассеяния объектива ОЭМ, который составил 15 %.

Заключение

Выполнен сравнительный анализ оптических свойств специальных покрытий, предназначенных для чернения металлических деталей оптического тракта, с используемыми углепластиковыми. Выявлено, что углепластики характеризуются интегральным коэффициентом отражения, в 3–4 раза большим по сравнению со специальными покрытиями.

Используя имеющийся образец-свидетель углепластика экспериментально получена двулучевая функция отражательной способности поверхности углепластика. Полученные результаты подтвердили характер индикатрисы светорассеяния поверхности углепластика, которая имеет явную составляющую в направлении отраженного потока излучения.

На основе имеющихся данных по двулучевой функции отражательной способности поверх-

ности углепластика описана модель рассеивающей поверхности в пакете прикладных программ *Zemax*. Используя разработанную модель рассеивающей поверхности построена модель объектива оптико-электронного модуля и выполнена оценка коэффициента светорассеяния, который составил 15 %.

На основании полученных экспериментальным и расчетным путем данных можно заключить, что при замене традиционных металлических материалов на углепластики в крупногабаритных оптико-электронных модулях следует обратить внимание на рост светорассеяния. Задачу по снижению влияния указанного негативного влияния при применении углепластиков на стадиях проектирования и изготовления считается возможным решить следующим образом:

- осуществлять моделирование прохождения потока излучения через оптическую систему при помощи специализированного программного обеспечения;
- на этапах изготовления на наружных поверхностях углепластиковых элементов конструкции формировать шероховатую структуру;
- наносить поглощающее покрытие, обладающее достаточной адгезионной прочностью с поверхностью углепластика.

Список использованных источников

1. Конструктивно-технологические решения создания корпусных элементов из композиционных материалов блока оптикоэлектронного модуля автоматического космического аппарата [Текст] / И.Л. Аккуратов, А.И. Алямовский, Д.Я. Давыдов [и др.] // Эффективность сотовых конструкций в изделиях авиационно-космической техники: Укр. НИИ технологии машиностроения. – Днепропетровск, 2013. – С. 28–33.
2. *Анурьев, В.И.* Справочник конструктора-машиностроителя: в 3 т. Т.1. – 8-е изд., перераб. и доп. / под ред. И.Н. Жестковой. – М.: Машиностроение, 2001. – 920 с.
3. *Бобович, Б.Б.* Неметаллические конструкционные материалы / Б.Б. Бобович. – М.: МГИУ. – 2009. – 383 с.
4. Spectrecology – Spectroscopy & Optical Sensing Solutions. Sampling Optics Define the Measurement. Salmonberry St. Wesley Chapel [Electronic resource]. – Mode of access: <http://www.spectrecology.com/sampling-optics/>. – Data of access: 05.11.2015.
5. *Nicodemus, F.E.* Geometrical Considerations and nomenclature for reflectance / F.E. Nicodemus [et al.] // Radiometry. Jones and Bartlett Publishers, Inc., USA. – 1992. – P. 94–145.

6. Sing Choong Foo. A Gonioreflectometer for measuring the bidirectional reflectance of material for use in illumination computation: a thesis for the degree of master of science: august 1997 / Sing Choong Foo. – New York, 1997. – 130 p.

7. Креопалова, Г.В. Оптические измерения / Г.В. Креопалова, Н.Л. Лазарева, Д.Т. Пуряева ; под. общ. ред. Д.Т. Пуряева. – М. : Машиностроение, 1987. – 264 с.

8. How to Compile a User-Defined Surface [Electronic resource] / Mark Nicholson. – Zemax Knowledge Base., 2008. – Mode of access: http://www.zemax.com/support/knowledge_base/how-to-compile-a-user-defined-surface. – Data of access: 05.11.2015.

9. Zhang, W.J. Experimental study of the effective BRDF of a copper foam sheet / W.J. Zhang, J.M. Zhao, L.H. Liu// RAD-13. Proceedings of the 7th International Symposium on Radiative Transfer, Begellhouse. 7-th International Symposium on Radiative Transfer, 2–8 Jun. 2013, Kusadasi, Turkey.

References

1. I.L. Akkuratov, A.I. Alyamovskiy, D.Ya. Davyidov. *Konstruktivno-tehnologicheskiye resheniya sozdaniya korpusnykh elementov iz kompozitsionnykh materialov bloka optiko-elektronnoy modulya avtomaticheskogo kosmicheskogo apparata* [Structurally-technological solutions create a housing elements made of composite materials automatic spacecraft optoelectronic module unit]. Dnepropetrovsk, Ukraine, 2013, pp. 28–33 (in Russian).

2. Anurev V.I. *Spravochnik konstruktora-mashinostroyitel'nykh* [Mechanical engineer's handbook]: in 3 vol.

Vol. 1, 8-th ed., Moscow, Mechanical engineering Publ., 2001, 920 p. (in Russian).

3. Bobovich B.B. *Nemetallicheskiye konstruktivnyye materialy* [Nonmetallic structural materials]. Moscow, Moscow State Industrial University Publ., 2009, 383 p. (in Russian).

4. Spectrecology – Spectroscopy & Optical Sensing Solutions. Sampling Optics Define the Measurement. Salmonberry St. Wesley Chapel [Electronic resource]. – Mode of access: <http://www.spectrecology.com/sampling-optics/>. – Data of access: 05.11.2015.

5. Nicodemus F.E., Richmond J.C., Hsia J.J., Ginsberg I.W., Limperis T. Geometrical Considerations and nomenclature for reflectance. *Radiometry*, Jones and Bartlett Publishers, Inc., USA, 1992, pp. 94–145.

6. Sing Choong Foo. A Gonioreflectometer for measuring the bidirectional reflectance of material for use in illumination computation: a thesis for the degree of master of science: august 1997, New York, 1997, 130 p.

7. Kreopalova G.V., Lazareva N.L., Puryaeva D.T. *Opticheskiye izmereniya* [Optical measurements], Moscow, Mechanical engineering Publ., 1987, 264 p. (in Russian).

8. Mark Nicholson. How to Compile a User-Defined Surface [Electronic resource]. Zemax Knowledge Base., 2008, mode of access: http://www.zemax.com/support/knowledge_base/how-to-compile-a-user-defined-surface, data of access: 05.11.2015.

9. Zhang W.J., Zhao J.M., Liu L.H.. Experimental study of the effective BRDF of a copper foam sheet. *RAD-13. Proceedings of the 7th International Symposium on Radiative Transfer, Begellhouse. 7-th International Symposium on Radiative Transfer, 2–8 Jun. 2013, Kusadasi, Turkey.*

УДК 621.317;004.04

Использование спектрального анализа методом Берга при построении программно-математического обеспечения оптических систем вибродиагностики

Зайцев Е.А.¹, Сидорчук В.Е.², Шпилька А.Н.³

¹Институт электродинамики НАН Украины,
пр. Победы, 56, 03680, г. Киев - 57, Украина

²Киевский национальный торгово-экономический университет,
ул. Киото, 19, 02156, г. Киев, Украина

³Полтавский национальный технический университет им. Ю. Кондратюка,
пр. Первомайский, 24, 36011, г. Полтава, Украина

Поступила 01.03.2016

Принята к печати 30.07.2016

Бесконтактное измерение параметров механических колебаний вращающихся диффузно отражающих поверхностей используется в условиях, когда контактные датчики не применяются по ряду причин, среди которых – затрудненный доступ к объекту, небольшие размеры контролируемого участка, контролируемый участок имеет высокую температуру или подвержен влиянию сильного электромагнитного поля. Целью настоящей работы являлась разработка и экспериментальная проверка программного обеспечения для спектрального анализа вибраций контролируемых объектов методом максимальной энтропии Берга для бесконтактной системы вибродиагностики. Для уменьшения влияния неинформативных параметров анализируемого сигнала, таких как шум и тренд (низкочастотные шумы, влияние температуры), программным образом реализован метод предварительной фильтрации на основе регрессионного анализа. Бесконтактный контроль параметров вибраций механических колебаний реализуется с помощью лазерной измерительной системы фазового типа (ЛИСФТ), которая построена на основе фотоэлектрического метода. Такая ЛИСФТ лишена недостатков систем, принцип работы которых основан на эффекте Доплера и интерференции, позволяющих измерять амплитуды и фазы гармонических вибраций, но с их помощью сложно исследовать полигармоничные (т.е. содержащие две и более гармоники) и большие по амплитуде вибрации. Для обеспечения анализа полученных вибросигналов для ЛИСФТ разработаны специальные программно-математические средства в среде графического программирования *LabVIEW*. Экспериментальные исследования предложенного метода анализа спектра мощности вибросигнала проверены при оценке диагностической информации, полученной при измерении вибрации обрабатываемой поверхности системы алмазного шлифования твердого сплава ВК8. В результате работы программно-математического комплекса получен спектр «очищенного» от неинформативных параметров сигнала, соответствующего вибрационным процессам наблюдаемого объекта.

Ключевые слова: метод Берга, метод максимальной энтропии, лазерный измеритель вибраций, спектральная плотность мощности.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-186-194

Адрес для переписки:

Сидорчук В.Е.

Киевский национальный торгово-экономический университет,
ул. Киото, 19, 02156, г. Киев, Украина
e-mail: sudorchuk@ipnet.ua

Address for correspondence:

Sydorchuk V.E.

Kiev National University of Trade and Economics,
Kyoto str., 19, 02156, Kiev, Ukraine
e-mail: sudorchuk@ipnet.ua

Для цитирования:

Зайцев Е.А., Сидорчук В.Е., Шпилька А.Н.

Использование спектрального анализа методом Берга при построении программно-математического обеспечения оптических систем вибродиагностики.

Приборы и методы измерений.

2016. – Т. 7, № 2. – С. 186–194.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-186-194

For citation:

Zaitsev E.O., Sydorchuk V.E., Shpilka A.N.

[Application of the spectrum analysis with using Berg method to developed special software tools for optical vibration diagnostics system].

Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements].

2016, vol. 7, no. 2, pp. 186–194 (in Russian).

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-186-194

Application of the spectrum analysis with using Berg method to developed special software tools for optical vibration diagnostics system

Zaitsev E.O.¹, Sydorhuk V.E.², Shpilka A.N.³

¹The Institute of Electrodynamics of the National Academy of Sciences of Ukraine,
Peremogy Ave., 56, 03680, Kiev - 57, Ukraine

²Kiev National University of Trade and Economics,
Kyoto str., 19, 02156, Kiev, Ukraine

³Poltava national technical Yuri Kondratyuk university,
Pervomayskiy Ave, 24, 36011, Poltava, Ukraine

Received 01.03.2016

Accepted for publication 30.07.2016

Abstract. The objective of this paper is development and experimental verification special software of spectral analysis. Spectral analysis use of controlled vibrations objects. Spectral analysis of vibration based on use maximum-entropy autoregressive method of spectral analysis by the Berg algorithm. For measured signals use preliminary analysis based on regression analysis. This analysis of the signal enables to eliminate uninformative parameters such as – the noise and the trend. For preliminary analysis developed special software tools. Non-contact measurement of mechanical vibrations parameters rotating diffusely-reflecting surfaces used in circumstances where the use of contact sensors difficult or impossible for a number of reasons, including lack of access to the object, the small size of the controlled area controlled portion has a high temperature or is affected by strong electromagnetic fields. For control use offered laser measuring system. This measuring system overcomes the shortcomings interference or Doppler optical measuring systems. Such as measure the large amplitude and inharmonious vibration. On the basis of the proposed methods developed special software tools for use measuring laser system. LabVIEW using for developed special software. Experimental research of the proposed method of vibration signals processing is checked in the analysis of the diagnostic information obtained by measuring the vibration system grinding diamond wheel cold solid tungsten-containing alloy TK8. A result of work special software tools was complex spectrum obtained «purified» from non-informative parameters. Spectrum of the signal corresponding to the vibration process observed object.

Keywords: algorithm Berg, maximum entropy method, laser vibrodiagnostics, power spectral density.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-186-194

Адрес для переписки:

Сидорчук В.Е.
Киевский национальный торгово-экономический университет,
ул. Киото, 19, 02156, г. Киев, Украина
e-mail: sudorchuk@ipnet.ua

Address for correspondence:

Sydorchuk V.E.
Kiev National University of Trade and Economics,
Kyoto str., 19, 02156, Kiev, Ukraine
e-mail: sudorchuk@ipnet.ua

Для цитирования:

Зайцев Е.А., Сидорчук В.Е., Шпилька А.Н.
Использование спектрального анализа методом Берга при
построении программно-математического обеспечения оптических
систем вибродиагностики.
Приборы и методы измерений.
2016. – Т. 7, № 2. – С. 186–194.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-186-194

For citation:

Zaitsev E.O., Sydorhuk V.E., Shpilka A.N.
[Application of the spectrum analysis with using Berg method to
developed special software tools for optical vibration diagnostics
system].
Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements].
2016, vol. 7, no. 2, pp. 186–194 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-186-194

Введение

Системы бесконтактной вибродиагностики находят свое применение при технологическом и непрерывном контроле состояния специального инженерного оборудования. Так, например, при создании новых типов обрабатывающих инструментов на основе синтетических алмазов появилась возможность эффективного шлифования труднообрабатываемых материалов, таких как керамогранит, гранит, бетон, сталь, железобетон и прочие материалы. Такая обработка неразрывно связана с возникновением вибраций, параметры которых зависят от технического состояния оборудования и особенностей взаимодействия рабочей поверхности шлифовальных кругов с обрабатываемым материалом. В связи с этим возникает необходимость контроля механических колебаний в зоне обработки с целью эффективного применения методов их гашения. Также довольно актуальной задачей остается бесконтактный контроль параметров вибраций оборудования электроэнергетики. В этом случае интенсивность и характер возникающих вибраций в основном зависят от технического состояния оборудования.

При контроле состояния оборудования довольно часто приходится сталкиваться с условиями, когда применение контактных датчиков сложно или невозможно по ряду причин, среди которых – затрудненный доступ к объекту, небольшие размеры контролируемого участка, контролируемый участок имеет высокую температуру или подвержен влиянию сильного электромагнитного поля. Поэтому актуальной задачей остается бесконтактный контроль параметров вибраций в рабочей зоне.

Рассмотрению вопросов разработки и реализации мониторинговых систем бесконтактного контроля уделяется важное место в публикациях зарубежных и отечественных исследователей [1–5]. Среди описанных систем мониторинга наибольшее распространение получили системы, построенные на следующих методах контроля [5]:

- лазерные доплеровские виброметры;
- лазерные интерференционные виброметры;
- лазерные фотоэлектрические виброметры.

Системы вибродиагностики, принцип работы которых основан на эффекте Доплера и интерференции, позволяют измерять амплитуды и фазы гармонических вибраций, но с их помощью сложно исследовать полигармоничные и большие по амплитуде вибрации. Также к их недостаткам

можно отнести достаточно дорогую и сложную оптическую часть, жесткие требования к пространственной и временной когерентности лазерного источника излучения, высокие требования к качеству поверхности исследуемого объекта [1]. Перечисленных недостатков лишены лазерные виброметры фотоэлектрического типа. К системе, которая построена на основе фотоэлектрического метода, относится лазерная измерительная система фазового типа (ЛИСФТ), разработанная в Институте электродинамики НАН Украины. Такая ЛИСФТ позволяет измерять вибрации частотой от 15 Гц до 10 кГц и амплитудой до 1 см на расстоянии до 30 м до объекта наблюдения. Принцип работы ЛИСФТ основан на высокочастотной модуляции интенсивности лазерного излучения с последующим измерением фазового сдвига огибающей отраженного сигнала относительно излучаемого, при этом модуляция исследуемого фазового сдвига прямо пропорциональна вибрациям исследуемой поверхности. Как известно из [6], фазовые системы имеют наименьшую погрешность и обеспечивают наивысшую точность результата измерения. Поэтому перспективным направлением расширения функциональных возможностей ЛИСФТ является их включение в информационно-измерительные системы. Это обеспечивает создание сложных экспертных систем, способных решать диагностические задачи, возникающие во время эксплуатации различного оборудования.

При этом, как показано в [7], для эффективной реализации экспертной системы используется программно-математическая обработка на основе быстрого преобразования Фурье. Применение быстрого преобразования Фурье имеет ряд недостатков, которые приводят к появлению ошибок и неточностей при диагностике [8]. К таким недостаткам относятся: «растекание» спектра, необходимость использования спектральных «окон», обогащение спектра сигнала при ограниченной выборке исследуемого сигнала во времени, неоднородности (т.е. непостоянство возникающих составляющих) вибросигналов во времени [9] и др.

В этой связи для исследования вибросигналов широкое применение получили авторегрессионные алгоритмы параметрического спектрального анализа [10]. Как показано в [1], перспективным в данном случае является применение метода максимальной энтропии Берга для построения программно-математического обе-

спечения измерительной системы с учетом условий, описанных в [11].

Целью настоящей работы являлась разработка и экспериментальная проверка программного обеспечения для спектрального анализа вибраций контролируемых объектов методом максимальной энтропии Берга для бесконтактной системы вибродиагностики на основе ЛИСФТ.

Основная часть

Измерительный сигнал, соответствующий вибрациям контролируемой поверхности, полученный с помощью ЛИСФТ, представим в виде дискретного массива данных $x[n]$. Тогда $x[n]$ согласно [12] можно описать выражением:

$$x[n] = x_{basic}[n] + x_{vibr}[n] + x_{noise}[n], \quad (1)$$

где $x_{basic}[n]$ – трендовая (постоянная) составляющая вибрационного процесса; $x_{vibr}[n]$ – информационная составляющая вибрационного процесса; $x_{noise}[n]$ – шум; n – целое число, $n = 1, 2, \dots, N$, где N – длина выборки временного ряда вибрационного процесса.

В рассматриваемом случае компонента $x_{basic}[n]$, входящая в формулу (1), описывает медленно изменяющийся тренд и мало информативна при обработке твердых материалов. Одной из наиболее характерных причин возникновения составляющей $x_{basic}[n]$, является наличие низкочастотных шумов, которые приобретают форму случайного, но медленно меняющегося тренда. Компонента $x_{noise}[n]$ описывает в первом приближении несущественные для контроля вибраций при обработке измерительного сигнала изменения, которые обычно рассматриваются с точки зрения решаемой задачи как некоторый высокочастотный шум. Наилучшим способом удаления перечисленных составляющих является применение соответствующих аналоговых фильтров. Также компоненты $x_{basic}[n]$ и $x_{noise}[n]$ можно удалить программным образом, например используя цифровую фильтрацию. В качестве такой цифровой фильтрации авторами использован алгоритм на основе линейной регрессии методом наименьших квадратов (МНК) [13] для разделения компонент $(x_{basic}[n] + x_{vibr}[n])$ и $x_{noise}[n]$. Для решения задачи фильтрации линейной регрессии на основе МНК использовалась тригонометрическая модель интерполяции [14]. Разделение компонент

$x_{basic}[n]$ и $x_{vibr}[n]$ в большинстве практических случаев возможно осуществить нормированием полученного временного ряда $(x_{basic}[n] + x_{vibr}[n])$.

Алгоритм предварительной обработки вибросигнала

Известно, что любая периодическая последовательность может быть разложена в ряд Фурье. При этом коэффициенты перед составляющими ряда Фурье принимаются за коэффициенты регрессии для оценки их величины. Для этого мы задаем непрерывную функцию $\varphi[n]$ для аппроксимации дискретной зависимости $x[n]$, которая минимизирует функционал следующего вида:

$$Q = \sum_{i=1}^n (\varphi[n] - x[n])^2 \rightarrow \min. \quad (2)$$

В этом случае функция $\varphi[n]$ описывает кривую, которая повторяет график начальной экспериментальной последовательности $x[n]$, но сама не чувствительна к случайным отклонениям измеряемой величины, т.е. к шуму $x_{noise}[n]$. Далее рассмотрим аппроксимацию выражения $\varphi[n]$ следующим образом:

$$\varphi[n] = c_0\varphi_0[n] + c_1\varphi_1[n] + \dots + c_m\varphi_m[n],$$

где $\varphi_0[n], \dots, \varphi_m[n]$ – произвольные базисные функции; $c_0, \dots, c_m$ – неизвестные коэффициенты регрессии; m – количество базисных функций, которых должно быть меньше количества заданных точек для того, чтоб их суперпозиция определялась одним единственным образом.

Для решения задачи линейной аппроксимации в общем случае находятся условия минимизации суммы квадратов отклонений для формулы (2) поиском корней системы уравнений при условии $dQ/dc_k = 0$, где $k = 1, \dots, m$. После расчета соответствующих производных с учетом (2) получим систему алгебраических уравнений:

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^n (c_0\varphi_0[n] + c_1\varphi_1[n] + \dots + c_m\varphi_m[n] - x[n])\varphi_0[n] = 0 \\ \sum_{i=1}^n (c_0\varphi_0[n] + c_1\varphi_1[n] + \dots + c_m\varphi_m[n] - x[n])\varphi_1[n] = 0 \\ \dots\dots\dots \\ \sum_{i=1}^n (c_0\varphi_0[n] + c_1\varphi_1[n] + \dots + c_m\varphi_m[n] - x[n])\varphi_m[n] = 0. \end{cases} \quad (3)$$

Решение системы (3) относительно коэффициентов $c_0, \dots, c_m$ проводится с помощью метода

МНК. В результате на основе найденных коэффициентов $c_0, \dots, c_m$ строится аппроксимирующая кривая $\varphi[n]$, т.е. составляющая вибрационного процесса определяется по формуле:

$$\varphi[n] = x_{basic}[n] + x_{vibr}[n].$$

После удаления полученной кривой $\varphi[n]$ из экспериментального временного ряда $x[n]$ вибрационного сигнала получаем содержащий шум временной ряд $x_{noise}[n]$.

Основная обработка сигнала

Для спектрального анализа компонент полученного диагностического вибросигнала $x_{vibr}[n]$ предлагается использовать авторегрессионный анализ. Как показали проведенные ранее исследования [1], наибольшей потенциальной разрешающей возможностью при анализе коротких выборок вибросигналов обладает метод максимальной энтропии Берга. Для модели Берга выборку полученного сигнала $x_{vibr}[n]$ представим временным рядом вида:

$$x_{vibr}[n] = e[n] - \sum_{k=1}^p a[k] x_{vibr}[n-k],$$

где p – порядок модели; $e[n]$ – ошибка линейного предсказания; $a[k]$ – коэффициенты временного ряда; k – целое число.

В данном случае ошибки линейного предсказания определяются выражениями:

$$E_p^f[n] = x_{vibr}[n] + \sum_{i=1}^p a_p^f[i] [n-i],$$

$$E_p^b[n] = x_{vibr}[n-p] + \sum_{i=1}^p a_p^b[i] [n+i-p].$$

Рекурсивные выражения, связывающие ошибки линейного предсказания моделей порядков p и $p-1$, определяются следующими выражениями:

$$E_p^f[n] = E_{p-1}^f[n] + K_p E_{p-1}^b[n-1],$$

$$E_p^b[n] = E_{p-1}^b[n-1] + K_p E_{p-1}^f[n].$$

Выборочная дисперсия ошибки предсказания при каждом значении параметра p при условии минимизации арифметического значения средней мощности ошибок предсказания вперед и назад определяется как:

$$\rho_p = \frac{1}{2N} \left[\sum_{n=p+1}^N |E_p^f[n]|^2 + \sum_{n=p+1}^N |E_p^b[n]|^2 \right]. \quad (4)$$

Приравняв производную выражения (4) по K_p , получим оценку коэффициента отражения:

$$\widehat{K}_p = - \frac{2 \sum_{n=p+1}^N E_{p-1}^f[n] E_{p-1}^b[n-1]}{\sum_{n=p+1}^N |E_{p-1}^f[n]|^2 + \sum_{n=p+1}^N |E_{p-1}^b[n]|^2}.$$

Критерии выбора порядка используемой модели являются целевыми функциями ошибки предсказания и рассчитываются на основе использования критерия Акаике [15].

Спектральной плотности мощности выборки сигнала $x_{vibr}[n]$ (конечной длины) методом Берга рассчитывается, исходя из выражения:

$$\widehat{P_{AP}}(f) = \frac{\rho_p^2 \Delta t}{\left| 1 + \sum_{k=1}^p a[k] e^{-j2\pi k f \Delta t} \right|^2},$$

где Δt – шаг дискретизации сигнала $x[n]$.

Практическая реализация

Для обеспечения работы системы ЛИСФТ были разработаны и использованы специальные программно-математические средства, включающие интерфейс, модуль управления и модуль обработки данных. Модули программно-математических средств предназначены для обеспечения взаимодействия устройства сбора данных, элементов лазерного сенсора, ПК, организации информационных потоков в системе, реализации алгоритмов обработки данных на основе метода Берга в процессе контроля вибраций объекта, а также отображения полученных результатов и элементов управления.

Программное обеспечение, реализующее предложенный авторами алгоритм спектрального анализа методом Берга, выполнено в среде графического программирования *LabVIEW*. Особенностью языка *LabVIEW* является возможность моделирования проведения имитационных исследований на тестовых сигналах, а также проведения анализа полученных вибросигналов. Результаты анализа и обработки данных могут быть представлены в виде графиков, таблиц или сохранены для дальнейшего использования [16].

Экспериментальные исследования

Экспериментальные исследования предложенного метода обработки вибросигнала с целью анализа спектра мощности были проверены при анализе диагностической информации, полученной при измерении вибрации обрабатываемой поверхности, возникающих в процессе плоского шлифования алмазным кругом твердого вольфрамомосодержащего сплава ВК8.

На приведенных рисунках показан процесс анализа вибраций при холостом ходе системы шлифования. На рисунке 1а представлено изменение амплитуды вибраций во времени, а именно сигнал, в котором присутствуют все три составляющие вибрационного процесса (трендовая, информационная и шумовая).

Результат аппроксимации входной экспериментальной последовательности значений вибросигнала с помощью МНК представлен на рисунке 1б. Это выделенные медленно изменяющиеся составляющие процесса вибрации обрабатываемой поверхности $\varphi[n] = x_{basic}[n] + x_{vibr}[n]$. После удаления этих составляющих из измеренного вибросигнала получаем остаточную высокочастотную составляющую $x_{noise}[n]$

(рисунок 1с). На рисунке 1д представлен вычисленный спектр информативных составляющих вибросигнала после его нормировки. Надо отметить, что в спектре явно видна гармоника на частоте $x_{vibr}[n]$. Что касается $x_{basic}[n]$, то эта составляющая на холостом ходу является постоянной величиной.

Аналогичные характеристики мы наблюдаем на рисунке 2, но в данном случае – в момент прижатия шлифующей кромки к заготовке. Поэтому в выделенной в результате аппроксимации медленно изменяющейся составляющей вибросигнала обрабатываемой поверхности $\varphi[n] = x_{basic}[n] + x_{vibr}[n]$ на рисунке 2б наблюдается явно выраженная затухающая составляющая $x_{basic}[n]$, которая в случае холостого хода была некоторой постоянной величиной и не наблюдалась в явном виде. В спектре (рисунок 2д) появились составляющие на иных, чем $x_{vibr}[n]$ частотах, в отличие от предыдущего случая (рисунок 1).

На рисунке 3 приведены диаграммы, полученные при наблюдении процесса шлифования заготовки. Описанные характеристики близки к характеристикам во время холостого хода.

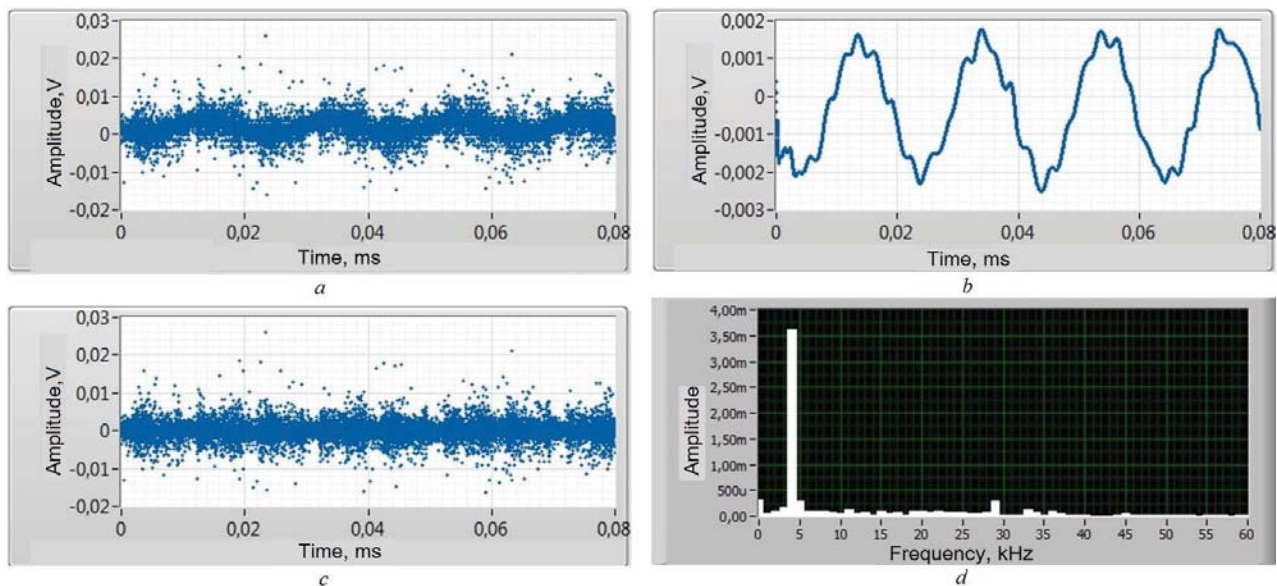


Рисунок 1 – Анализ процесса вибраций при холостом ходе: *a* – наблюдаемый вибросигнал; *b* – сигнал $(x_{basic}[n] + x_{vibr}[n])$; *c* – выделенная шумовая составляющая вибросигнала $x_{noise}[n]$; *d* – спектр сигнала $x_{vibr}[n]$

Figure 1 – Analysis the process of vibration. System is the idling: *a* – the observed signal of vibration; *b* – signal $(x_{basic}[n] + x_{vibr}[n])$; *c* – selections noise signal of vibration $x_{noise}[n]$; *d* – spectrum of signal $x_{vibr}[n]$

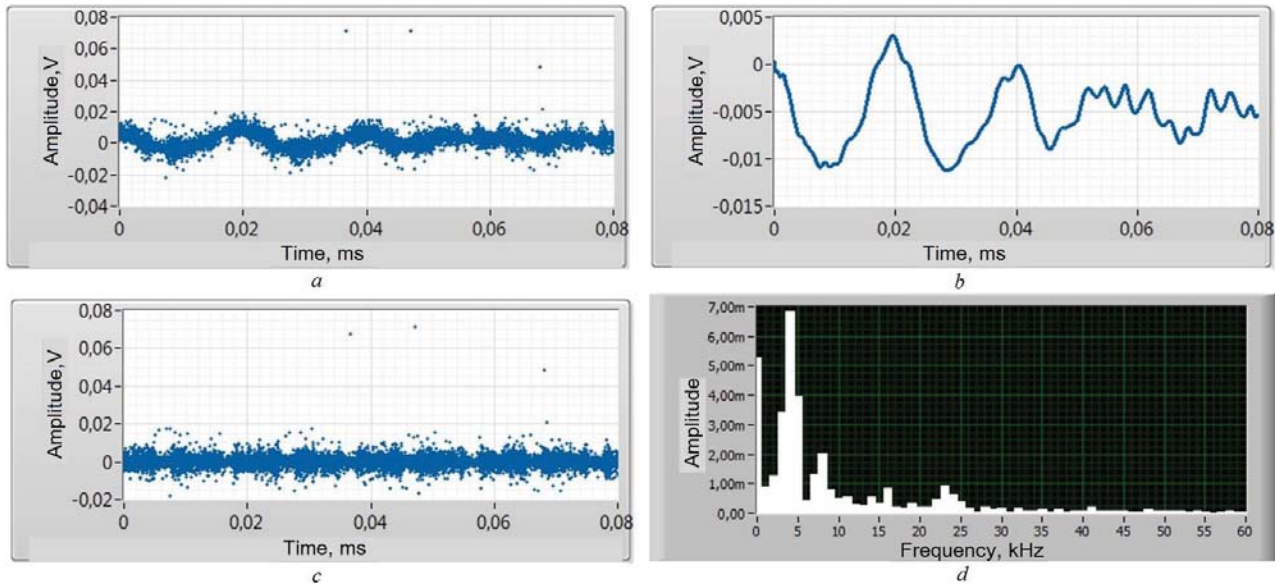


Рисунок 2 – Анализ процесса вибраций в момент прижатия рабочей поверхности круга к заготовке: *a* – наблюдаемый вибросигнал; *b* – сигнал $(x_{basic}[n] + x_{vibr}[n])$; *c* – выделенная шумовая составляющая вибросигнала $x_{noise}[n]$; *d* – спектр сигнала $x_{vibr}[n]$

Figure 3 – Analysis the process of vibration. Time pressing of the grinding edge to a workpiece: *a* – the observed signal of vibration; *b* – signal $(x_{basic}[n] + x_{vibr}[n])$; *c* – selections noise signal of vibration $x_{noise}[n]$; *d* – spectrum of signal $x_{vibr}[n]$

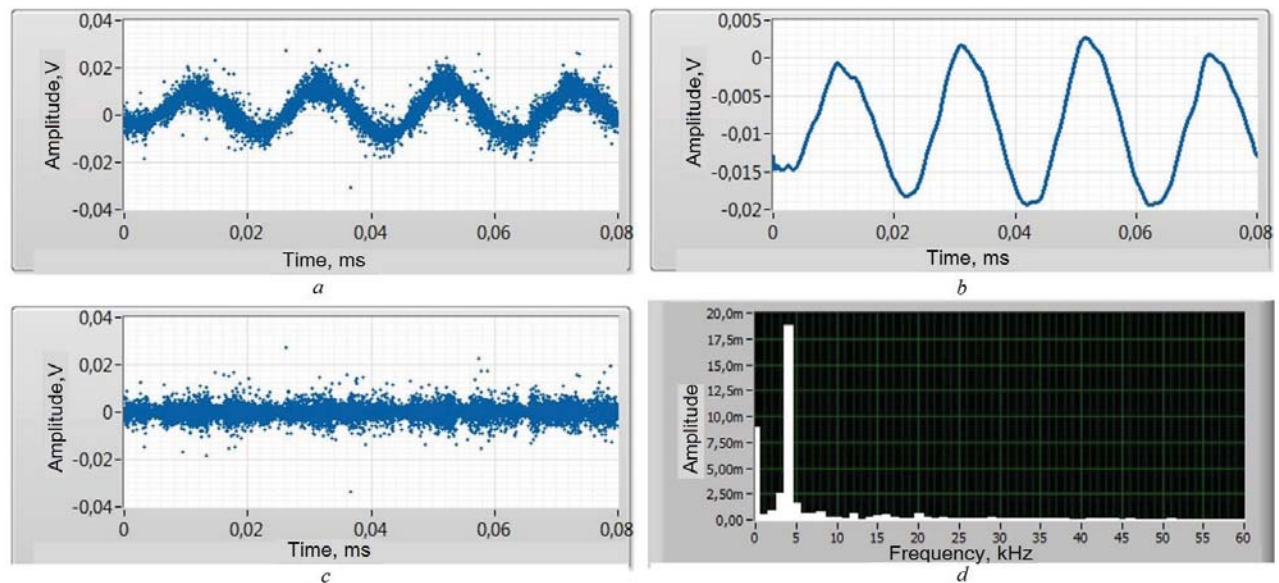


Рисунок 3 – Анализ процесса вибраций при шлифовании заготовки: *a* – наблюдаемый вибросигнал; *b* – сигнал $(x_{basic}[n] + x_{vibr}[n])$; *c* – выделенная шумовая составляющая вибросигнала $x_{noise}[n]$; *d* – спектр сигнала $x_{vibr}[n]$

Figure 3 – Analysis the process of vibration. The workpiece is grinding: *a* – the observed signal of vibration; *b* – signal $(x_{basic}[n] + x_{vibr}[n])$; *c* – selections noise signal of vibration $x_{noise}[n]$; *d* – spectrum of signal $x_{vibr}[n]$

Закключение

Применение предложенного способа анализа вибросигналов на основе метода Берга в сочетании с их предварительной обработкой на основе авторегрессионного анализа позволило создать программно-математические средства для лазер-

ной измерительной системы фазового типа, предназначенной для бесконтактного наблюдения за вибрационными процессами диффузно отражающих поверхностей и последующего их анализа.

Разделение составляющих механических колебаний позволяет провести более детальный спектральный анализ периодических и шумовых

составляющих вибрационного процесса механической обработки твердых материалов. Это создает предпосылки для решения нескольких задач: оценки текущего состояния оборудования, анализа процессов, вызывающих появление вибраций, и выбора методов для их устранения, прогнозирование рабочего ресурса оборудования.

Список использованных источников

1. Зайцев, С.О. Застосування метода Берга для аналізу вібросигналів, отриманих за допомогою лазерних сенсорів / С.О. Зайцев, М.В. Лісогор // Електроніка та зв'язок: науково-технічний журнал. – 2014. – Т. 19, № 6 (83). – С. 66–72.
2. Зварич, В.Н. Линейные процессы авторегрессии с периодическими структурами как модели информационных сигналов / В.Н. Зварич, Б.Г. Марченко // Известия вузов. Радиоэлектроника. – 2011. – Т. 54, № 7. – С. 25–30.
3. Зварич, В.Н. Линейные процессы авторегрессии в задачах вибродиагностики узлов электрических машин / В.Н. Зварич, Б.Г. Марченко // Техническая диагностика и неразрушающий контроль. – 1996. – № 1. – С. 45–54.
4. Марченко, Б.Г. Вибродиагностика подшипниковых узлов электрических машин / Б.Г. Марченко, М.В. Мыслович. – Киев : Наукова думка, 1992. – 196 с.
5. Застрогин, Ю.Ф. Лазерные приборы вибрационного контроля и точного позиционирования / Ю.Ф. Застрогин, О.Ю. Застрогин, А.З. Кулебякин. – М. : Машиностроение, 1995. – 315 с.
6. Зандер, Ф.В. Алгоритмы оптимальной оценки параметров радиосигнала при времени измерения менее периода и некротном периоде с привязкой результата к началу измерительного интервала / Ф.В. Зандер // Измерительная техника. – 2003. – № 2. – С. 43–46.
7. Брагинец, И.А. Лазерные фазовые датчики вибраций и перемещений в диапазоне частот от 15 до 1000 / И.А. Брагинец, Е.А. Зайцев // Технічна електродинаміка. Тематичний випуск, частина 2. – 2010. – С. 186–191.
8. Брагинец, И.А. Помехоустойчивость фазовых лазерных датчиков вибраций / И.А. Брагинец, Е.А. Зайцев // Технічна електродинаміка. – 2010. – № 3. – С. 67–73.
9. Марпл, С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения / С.Л. Марпл; пер.с англ. – М. : Мир. – 1990. – 584 с.
10. Mulgrew, B. Digital signal processing: concepts and applications / B. Mulgrew, P. Grant, J. Thompson // New York, McMillan Press Ltd. – 1999. – 408 p.
11. Ulrych, J. Tad. Maximum entropy spectral analysis and autoregressive decomposition / Tad J. Ul-

rych, Thomas N. Bishop // Reviews of Geophysics. – 1975. – No. 1(13). – P. 183–200.

12. Srbulov, M. Ground Vibration Engineering: Simplified Analyses with Case Studies and Examples / M. Srbulov. – Netherlands : Springer, 2010. – 233 p.

13. Отнес, Р. Прикладной анализ временных рядов. Прикладные методы / Р. Отнес, Л. Энноксон; пер. с англ. – М. : Мир. – 1982. – 429 с.

14. Попов, Ю.В. О выделении периодической компоненты из временного ряда показателя количества катастроф / Ю.В. Попов // Проблемы безопасности полетов. – 2008. – № 8. – С. 10–17.

15. Anderson, T.W. The Statistical Analysis of Time Series / T.W. Anderson // New York : Wiley-Interscience. – 1994. – 720 p.

16. Travis J., Kring J. LabVIEW for Everyone: Graphical Programming Made Easy and Fun. Third Edition / J. Travis, J. Kring. – Crawfordsville : Prentice Hall. 2007. – 1236 p.

References

1. Zaitsev E.O., Lisogor M.V. [Application of the method by Berg for the analysis of vibration signals which were obtained using laser sensors]. *Electronics and communications*, 2014, vol. 19, no. 6 (83), pp. 66–72 (in Ukrainian).
2. Zvaritch V.N., Martchenko B.G. [Autoregressive linear processes with periodic structures as models of information signals]. *Proceedings of the universities. Radioelectronics*, 2011, no. 7, pp. 25–30 (in Russian).
3. Zvaritch V., Martchenko B. [Linear processes of autoregressive in problems vibrodiagnostics nodes electric cars]. *Technical diagnostics and nondestructive testing*, 1996, no. 1, pp. 45–54 (in Russian).
4. Martchenko B., Mislovitch M. *Vibrodagnostika podshipnikovyykh uzlov elektricheskikh mashin* [Vibration diagnostics of bearing assemblies of electrical machines]. Kiev, Naukova Dumka Publ., 1992, 196 p. (in Russian).
5. Zastrogin, Yu.F. *Lazernye pribory vibratsionnogo kontrolya i tochnogo pozicionirovaniya* [Laser Devices of vibration control and accurate positioning]. Moscow, Mashinostroeniye Publ., 1995, 315 p. (in Russian).
6. Zander F.V. Algorithms for the Optimum Estimation of the Parameters of a Radio Signal in a Measurement Time of Less Than a Period and a Nonmultiple of a Period in Which the Result Is Tied to the Beginning of the Measurement Interval. *Measurement Techniques*, 2003, vol. 46, Issue 2, pp. 172–176.
7. Brahynets I.A., Zaitsev E.A. [Laser Sensors phase displacements and vibrations in the frequency range 15 to 1000]. *Technical Electrodynamics*. Special issue, 2010, vol. 2, no. 3, pp. 186–191 (in Russian).
8. Brahynets I. A., Zaitsev E. A. [Noise resistance of phase laser vibration sensors]. *Technical Electrodynamics*, 2010, no. 3, pp. 67–73 (in Russian).

9. Marple S.L. *Cifrovoj spektral'nyj analiz i ego prilozheniya* [Digital spectral analysis with applications]. Moscow, Mir Publ., 1990, 584 p. (in Russian).
10. Mulgrew B. Digital signal processing: concepts and applications. New York, McMillan Press Ltd., 1999, 408 p.
11. Tad J. Ulrych, Thomas N. Bishop. Maximum entropy spectral analysis and autoregressive decomposition. *Reviews of Geophysics*, 1975, no. 1(13), pp. 183–200.
12. Srbulov M. Ground Vibration Engineering: Simplified Analyses with Case Studies and Examples. Netherlands., Springer Publ., 2010, 233 p.
13. Otnes R., Enokson L. *Prikladnoj analiz vremennykh ryadov. Prikladnye metody* [Applied time series analysis. Basic methods]. Moscow, Mir Publ., 1982, 429 p. (in Russian).
14. Popov Yu.V. [On the selection of the periodic components of a time series index of the number of accidents]. *Problems of aviation safety*, 2008, no. 8, pp. 10–17 (in Russian).
15. Anderson T.W. The Statistical Analysis of Time Series. New York, Wiley-Interscience Publ., 1994, 720 p.
16. Travis J., Kring J. LabVIEW for Everyone: Graphical Programming Made Easy and Fun. Third Edition. Crawfordsville, Prentice Hall, 2007, 1236 p.

УДК 536.521.082.52

Неуправляемый ток фотоэлектронного умножителя при фотоэмиссионном анализе излучения

Вязова Е.А., Каспаров К.Н., Пенязьков О.Г.

Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси,
ул. П. Бровки, 15, 220072, г. Минск, Беларусь

Поступила 04.05.2016

Принята к печати 04.08.2016

В основе фотоэмиссионного анализа излучения лежит зависимость энергии фотоэлектрона от энергии фотона. В фотоэмиссионных измерениях, кроме тока фотокатода, всегда присутствует обратный ток с коллектора электронов на фотокатод в двухэлектродных датчиках. Существуют различные способы устранения обратного и неуправляемого токов или уменьшения их влияния. Конструктивный способ основан на создании такой электронно-оптической системы фотоэлектронного прибора, которая являлась бы энергоанализатором фотоэлектронов. Второй способ – технологический. Он требует изготовления фотокатода и диодной системы в различных вакуумных камерах с последующим их соединением в единый прибор в вакуумной среде без экспозиции на атмосферу, но этот метод является весьма трудоемким и связан с изготовлением сложного высоковакуумного оборудования. Цель данной работы состояла в том, чтобы определить влияние фотоэмиссии из катодной камеры и с первого диода фотоэлектронного умножителя на распределение по энергиям фотоэлектронов фотокатода. Для решения поставленной задачи авторами были получены градуировочные кривые для измерительного модуля пирометра ПИФ4/2 с ФЭУ-114 в качестве датчика при напряжении питания 1350 В и разных тормозящих напряжениях U_T . Показано влияние засветки на значение коэффициента модуляции по температуре $k(T)$ и длинам волн $k(\lambda)$. При измерении температур это влияние проявляется в том, что при температурах ниже 1400 К нарушается линейная зависимость $\ln k$ от T^{-1} , которая является необходимым следствием того, что измеряемая температура – интегральная цветовая. Однако данную градуировочную кривую можно использовать для измерения низких температур в случае, если условия градуировки и измерения температуры объекта одинаковы. При градуировке по длинам волн кривая $k(\lambda)$ при $\lambda > 760$ нм делается двузначной, что не позволяет идентифицировать этим методом монохроматическое излучение и вносит погрешность в измерение температуры. Таким образом, явление обратного тока следует учитывать при освещении ФЭУ, работающего в режиме сепарации фотоэлектронов по энергиям, как непрерывным, так и монохроматическим излучением.

Ключевые слова: фотоэлектронный умножитель, распределение фотоэлектронов фотокатода по энергиям, фототок с первого диода и катодной камеры фотоумножителя.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-195-202

Адрес для переписки:

Вязова Е.А.
Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси,
ул. П. Бровки, 15, 220072, г. Минск, Беларусь
e-mail: viazava.kate@gmail.com

Address for correspondence:

Viazava K.A.
A.V. Luikov Heat and Mass Transfer Institute of National Academy of
Science of Belarus,
P. Brovka str., 15, 220072, Minsk, Belarus
e-mail: viazava.kate@gmail.com

Для цитирования:

Вязова Е.А., Каспаров К.Н., Пенязьков О.Г.
Неуправляемый ток фотоэлектронного умножителя при фотоэмиссионном анализе излучения.
Приборы и методы измерений.
2016. – Т. 7, № 2. – С. 195–202.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-196-202

For citation:

Viazava K.A., Kasparov K.N., Penyazkov O.G.
[Uncontrolled photomultiplier current in photoemission analysis].
Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements].
2016, vol. 7, no. 2, pp. 195–202 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-195-202

Uncontrolled photomultiplier current in photoemission analysis

Viazava K.A., Kasparov K.N., Penyazkov O.G.

*A.V. Luikov Heat and Mass Transfer Institute of National Academy of Science of Belarus,
P. Brovka str., 15, 220072, Minsk, Belarus*

Received 04.05.2016

Accepted for publication 04.08.2016

Abstract. The dependence of photon energy from energy of photoelectron is base of photoemission radiation analysis. In such photoemission measurements except current of photocathode is always exist a reverse current from the collector of electrons to the photocathode in two-electrode sensors. There are various ways of reverse and uncontrolled current eliminating or reducing their influence. The constructive method is based on creating an electron-optical system of photoelectronic device, which would be a photoelectron energy analyzer. The second method – technological. However, it requires the manufacture of the photocathode and the dynode system in different vacuum chamber with subsequent connection to a single device in vacuum environment without exposure to the atmosphere. The purpose of this article is to determinate the effect of photoemission from photocathode chamber and the first dynode of photomultiplier on energy distribution of the photoelectrons from photocathode. To solve this problem authors obtained calibration curves for measuring pyrometer module ПИФ 4/2 with ФЭУ-114 as a sensor at supply voltage 1350 V and different decelerating voltages. The effect of illumination on the value of modulation coefficient on temperature $k(T)$ and wavelength $k(\lambda)$ is shown. In temperature measurements, this effect is evident in fact that at temperatures below 1400 K linear dependence $\ln k - T^{-1}$ is broken. Still this linear dependence is a necessary consequence of the fact that the measured temperature is color temperature. However, this calibration curve can be used to measure low temperature if the target measurements condition and calibration conditions are identical. In wavelength calibration, curve $k(\lambda)$ at $\lambda > 760$ nm is two-valued, that doesn't allow to identify monochromatic radiation by this method and bring in errors in temperature measurements.

Keywords: photomultiplier, photocathode's photoelectrons energy distribution, first dynode and cathode camera of photomultiplier uncontrolled current.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-195-202

Адрес для переписки:

Вязова Е.А.
Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси,
ул. П. Бровки, 15, 220072, г. Минск, Беларусь
e-mail: viazava.kate@gmail.com

Address for correspondence:

Viazava K.A.
A.V. Luikov Heat and Mass Transfer Institute of National Academy of
Science of Belarus,
P. Brovka str., 15, 220072, Minsk, Belarus
e-mail: viazava.kate@gmail.com

Для цитирования:

Вязова Е.А., Каспаров К.Н., Пенязков О.Г.
Неуправляемый ток фотоэлектронного умножителя при фотоэмиссионном анализе излучения.
Приборы и методы измерений.
2016. – Т. 7, № 2. – С. 195–202.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-196-202

For citation:

Viazava K.A., Kasparov K.N., Penyazkov O.G.
[Uncontrolled photomultiplier current in photoemission analysis].
Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements].
2016, vol. 7, no. 2, pp. 195–202 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-196-202

Введение

В основе фотоэмиссионного анализа излучения лежит зависимость энергии фотоэлектрона от энергии фотона. Решая обратную задачу, можно восстановить спектр излучения [1]. Методом прямых измерений можно идентифицировать монохроматическое излучение [1], измерять температуру [1, 2], определять константы ионизации органических соединений в растворах [3].

Эмитированные с фотокатода электроны распределены по энергиям по закону Максвелла с энергиями, зависящими от энергии фотона. Это является причиной хроматической абберации, которую стремятся минимизировать во всех электронно-лучевых приборах. Например, при определении закономерностей структурной динамики вещества с высоким пространственно-временным разрешением при облучении фемтосекундными лазерными импульсами учитывалась величина хроматической абберации [4]. В нашем случае она, напротив, является физической основой фотоэмиссионного анализа оптического излучения, а сплошной спектр фотоэлектронов – термометрическим веществом в фотоэмиссионном методе измерения температуры.

При измерении температуры модуляция тока фотоэлектронов отрицательными относительно фотокатода импульсами позволяет преобразовать регистрирующий фотоэлектронный прибор с областью спектральной чувствительности от λ_{min} до λ_0 (где λ_0 – «красная» граница фотокатода) в прибор с областью спектральной чувствительности от λ_{min} до λ_t (где $\lambda_t < \lambda_0$). Отношение сигналов, измеренных в этих областях, является функцией температуры спектрального отношения [1]. Аналогично преобразование твердотельного фотоприемника в датчик с двумя спектральными характеристиками в зависимости от режимов работы: в фотогальваническом или в фотодиодном, – позволяет измерять температуру спектрального отношения по двум широким спектральным интервалам в одной и той же спектральной области, но при разных значениях фототока [5].

В этих измерениях, кроме тока фотокатода, всегда присутствует обратный ток с коллектора электронов на фотокатод в двухэлектродных датчиках (фотоэлементах). Это явление было исследовано в классической работе П.И. Лукирского [6, с. 34, с. 18], где рассмотрено влияние на значение обратного тока рассеянного монохроматического излучения и приложенного напряжения.

Датчиком и одновременно анализатором излучения в наших измерениях является фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) [1, 2], работающий в режиме модуляции начальных скоростей фотоэлектронов в катодной камере фотоумножителя. В работе [3] это фотоэлемент. Подавая на модулятор ФЭУ или иной электрод, расположенный между фотокатодом и первым динодом, отрицательное относительно фотокатода напряжение, можно осуществлять сепарацию фотоэлектронов по энергиям. Этого же можно достичь в ускоряющем поле электростатической линзы, создаваемой тремя электродами в катодной камере ФЭУ [1]. В любом случае прошедшее через полупрозрачный фотокатод излучение освещает первый динод и может попадать на управляющие электроды. Технология изготовления ФЭУ такова, что при формировании фотокатода составляющие его элементы Sb, Na, K могут попадать на управляющие электроды, а Cs непременно оседает на всех электродах ФЭУ, в том числе и на первом диноде, делая их поверхность фоточувствительной в ближней ИК области, и создавать ток, которым уже нельзя управлять, подавая напряжение любой полярности на фокусирующие электроды. Для устранения этого применяют специальную операцию по отгонке паров цезия [7, 8].

Этот неуправляемый ток можно не учитывать при использовании ФЭУ в режиме детектирования излучения, но эмиссия не с фотокатода может давать существенный вклад в ток анода ФЭУ, когда ток фотокатода i_t ограничивается тормозящим полем или при измерении напряжения отсечки фототока, когда ток фотокатода полностью прекращается (запирается), а ток анода с увеличением запирающего напряжения даже увеличивается.

Существуют конструктивные и технологические способы устранения обратного и неуправляемого токов или уменьшения их влияния. Конструктивные способы – это поворот траекторий фотоэлектронов в катодной камере на 90° без изменения распределения фотоэлектронов по энергиям [1]. Технологические – это изготовление коллектора электронов (анода) в фотоэлементе из материала (например, калия) с высокой работой выхода [3]. Однако это требует разработки и выпуска фотоумножителей специальной конструкции или изготовление ФЭУ методом «переноса», т.е. изготовление фотокатода и динодной системы в различных вакуумных камерах с последующим их соединением в единый прибор в

вакуумной среде без экспозиции на атмосферу. Но этот метод является весьма трудоемким и связан с изготовлением сложного высоковакуумного оборудования, так как формирование фотокатода и герметизация прибора должны производиться в вакууме порядка 10^{-9} – 10^{-10} мм рт. ст. [9].

Цель нашей работы – показать, как неуправляемый ток влияет на энергетическое распределение электронов по спектру при фотоэмиссионном анализе излучения.

Эксперимент

Измерения выполнялись на измерительном модуле пирометра ПИФ4/2 с ФЭУ-114 в качестве датчика при напряжении питания 1350 В и разных тормозящих напряжениях U_T .

Температура объекта измерялась по зависимости коэффициента модуляции тока ФЭУ от температуры $k = f(T)|_{U_T = \text{const}}$, где k – отношение начального тока i_0 ($U_T = 0$) к току i_T , ограниченному постоянным тормозящим потенциалом U_T . Естественно, чем он больше, тем глубже модуляция тока, т.е. меньше фототок i_T , и тем больше k при постоянной температуре (рисунок 1).

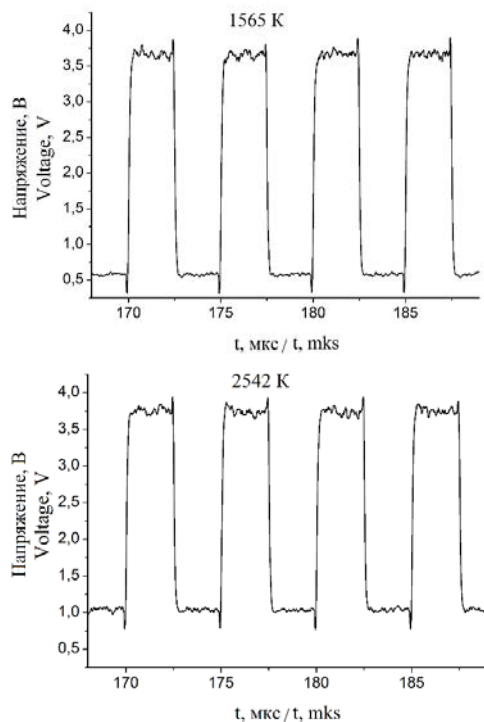


Рисунок 1 – Типичные осциллограммы модулированных сигналов на аноде ФЭУ-114 при температурах 1565 К и 2542 К

Figure 1 – Typical oscillograms of modulated anode signals of ФЭУ-114 at temperatures 1565 K and 2542 K

Градуировочные кривые пирометра ПИФ4/2, полученные нами при разных тормозящих напряжениях, представлены на рисунке 2.

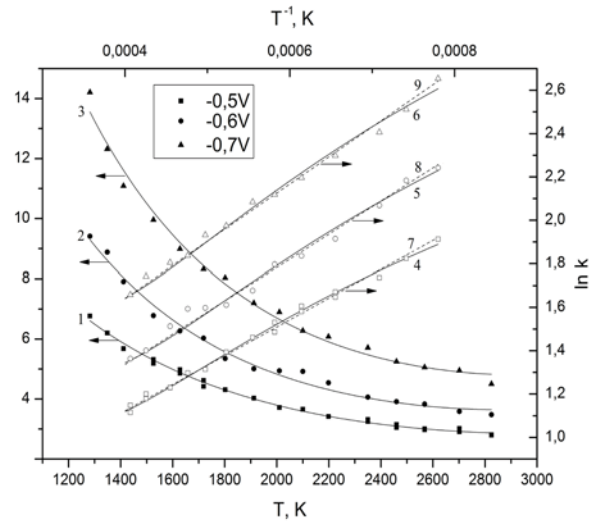


Рисунок 2 – Градуировочные кривые $k = f(T)$, полученные при тормозящих напряжениях $-0,5$ В; $-0,6$ В и $-0,7$ В (1, 2, 3), соответствующие им прямые 4, 5, 6, построенные в координатах $\ln k - T^{-1}$, и аппроксимирующие их прямые 7, 8, 9

Figure 2 – Calibration curves $k = f(T)$ obtained at decelerating voltage $-0,5$ V; $-0,6$ V and $-0,7$ V (1, 2, 3), corresponding straight lines 4, 5, 6 in coordinates $\ln k - T^{-1}$, and their approximating curves 7, 8, 9

Измеряемая температура – интегральная цветовая T_c , для которой в пределах применимости закона Вина градуировочная кривая $k = f(T)$, представленная в виде $\ln k = f(T^{-1})$, должна быть прямой [10]. Однако при низких температурах (≤ 1400 К) прямая $\ln k = f(T^{-1})$ идет выше экспериментальных значений. Это значит, что полученные нами при градуировке значения коэффициента модуляции k занижены, что соответствует завышению температуры.

Но это не значит, что этой градуировкой нельзя пользоваться для измерения температуры, если условия при градуировке и при измерении температуры объекта одинаковые. Отклонение градуировки $\ln k = f(T^{-1})$ (кривые 4, 5, 6) от аппроксимирующих эти кривые прямых 7, 8, 9 говорит о том, что в области низких температур температура отличается от цветовой. Это видно по отличию методической погрешности ΔT при низкой и высокой температурах (таблица 1), которая оказалась одинаковой при тормозящих напряжениях $-0,5$ В; $-0,6$ В и $-0,7$ В.

Таблица 1 / Table 1

Температура $T_{\text{ц}}$, по которой выполнена градуировка, температура T , вычисленная по формуле (1), и методическая погрешность $\Delta T = T_{\text{ц}} - T$

Temperature T_{c} by using which calibration was made, temperature T which calculated by equation (1) and procedural error $\Delta T = T_{\text{c}} - T$

$T_{\text{ц}}, K$	1282	1411	1719	1912	2199	2600
T, K	1297	1397	1696	1825	2193	2590
$\Delta T, K$	-15	14	23	17	6	10

Методическая погрешность ΔT измерения температуры реального тела определяется при решении правой части уравнения (1) относительно ΔT для эквивалентной длины волны $\lambda_{\text{э}}$, определенной предварительно при решении левой части этого уравнения относительно $\lambda_{\text{э}}$ для данного k для абсолютно черного тела [1]:

$$k(T) = \frac{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I(\lambda, T_{\text{F}}) S(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\text{M}}} I(\lambda, T_{\text{F}}) S(\lambda) d\lambda} = \frac{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I(\lambda, T) S(\lambda) \varepsilon(\lambda, T) d\lambda}{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\text{M}}} I(\lambda, T - T) S(\lambda) \varepsilon(\lambda, T) d\lambda}, \quad (1)$$

где $I(\lambda, T)$ – функция Планка; $\varepsilon(\lambda, T)$ – излучательная способность объекта, в данном случае вольфрама.

Цветовая температура $T_{\text{ц}}$ для материалов, у которых спектральная излучательная способность уменьшается с увеличением длины волны (например, для всех металлов), выше истинной, что в наших измерениях и имеет место при всех температурах, кроме самой низкой $T_{\text{ц}} = 1282$ (таблица 1) – она оказалась ниже истинной. Это может быть следствием изменения спектра излучения или изменения распределения электронов по энергиям. Первое не имеет места, а для проверки второго предположения были выполнены градуировки пирометра по длинам волн $k(\lambda)$ при разных условиях освещения датчика.

Фотокатод освещался монохроматическим излучением или прошедшим через коллимирующую трубку длиной 112 мм и диаметром 3,2 мм, что создавало на фотокатоде световое пятно диаметром 5 мм; или непосредственно излучением, вышедшим из монохроматора, которое через диафрагму на фотокатоде диаметром 5 мм попадало главным образом на первый диод, но могло попадать и на модулятор и поверхности катодной камеры ФЭУ.

На рисунке 3 представлены зависимости спектрального отклика верхнего (немодулированного, кривая 1) и нижнего (модулированного импульсами напряжением $-0,6$ В; кривая 2) уровней сигнала на аноде ФЭУ при неизменной ширине щелей (0,16 мм) призматического монохроматора М4QIII в условиях освещения фотокатода коллимированным светом. Спектральная чувствительность ФЭУ S_{λ} (мультищелочного катода, кривая 4) получена с учетом распределения энергии по длинам волн в спектре лампы и приведена в абсолютных единицах, так как она является характеристикой ФЭУ. Она получена с использованием градуированного в А/Вт эталонного фотодиода ФД-24К.

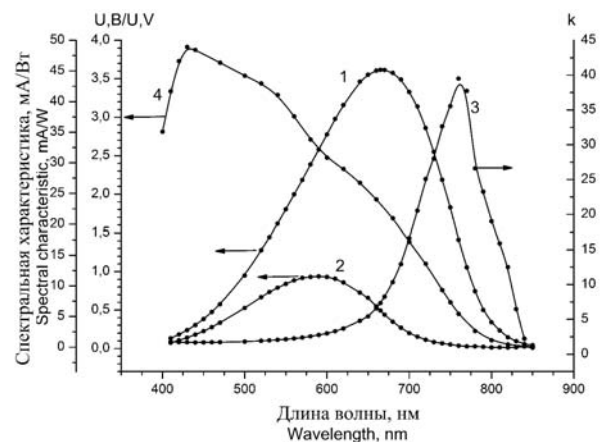


Рисунок 3 – Спектральная зависимость немодулированного (1) и модулированного (2) сигналов пирометра, коэффициента модуляции $k(\lambda)$ (3) при освещении коллимированным световым потоком и спектральная характеристика фотокатода (4)

Figure 3 – Spectral dependence of nonmodulated (1) and modulated (2) pyrometer signals, modulation coefficient $k(\lambda)$ (3) when illuminating with collimated luminous flux and spectral characteristic of photocathode (4)

За счет исключения из тока фотокатода электронов с энергией $eU < 0,5$ эВ максимум кривой 2 сдвинут относительно максимума кривой 1 в коротковолновую область на $665 \text{ нм} - 590 \text{ нм} = 75 \text{ нм}$, при этом коэффициент модуляции k равен 2,55. С увеличением длины волны более 590 нм начальный ток увеличивается, а ограниченный тормозящим потенциалом ток уменьшается и k начинает расти. При $\lambda > 665 \text{ нм}$ начальный ток начинает падать, но еще быстрее уменьшается часть эмитированного тока, достигающая первого диода, преодолев тормозящее поле, вследствие чего k быстро растет и достигает максимума при $\lambda = 760 \text{ нм}$, где $k = 40$, а кривая $k(\lambda)$ имеет перегиб и практически линейно

спадает до нуля при длинноволновой границе фотокатода $\lambda = 850$ нм. Скорость подъема и спада кривой на участках 650–760 нм и 760–850 нм примерно одинаковая, $\Delta k/\Delta \lambda \approx 0,35$ нм⁻¹, т.е. на участке 650–850 нм увеличение длины волны сначала увеличивает глубину модуляции, а затем с той же скоростью она уменьшается, как будто уменьшается длина волны, чего не может быть. Градуировочная кривая $k(\lambda)$ становится двузначной. Причиной этого является увеличение модулированного сигнала вследствие того, что к эмиссии с первого динода добавляется эмиссия с поверхностей модулятора и катодной камеры при их засветке неколлимированным монохроматическим световым потоком при поддержании начального немодулированного уровня сигнала постоянным, приблизительно равным 2,1 В (рисунок 4, кривая 1), за счет изменения ширины щелей монохроматора.

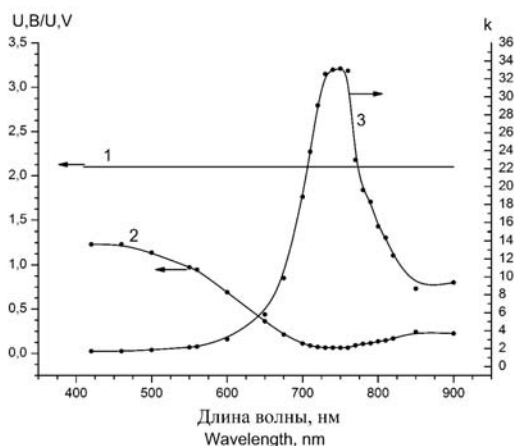


Рисунок 4 – Спектральная зависимость немодулированного (1) и модулированного (2) сигналов пирометра и коэффициента модуляции $k(\lambda)$ (3) при освещении неколлимированным световым потоком

Figure 4 – Spectral dependence of nonmodulated (1) and modulated (2) pyrometer signals and modulation coefficient $k(\lambda)$ (3) when illuminating with noncollimated luminous flux

Максимум кривой $k(\lambda)$ находится также при $\lambda = 760$ нм, но ограниченный тормозящим потенциалом ток (рисунок 4, кривая 2) имеет на этой длине волны минимум, после чего возрастает и имеет максимум при $\lambda = 900$ нм, где у мультищелочного катода нет эмиссии электронов. По нашим измерениям его квантовый выход на длине волны 850 нм равен:

$$Y \left[\frac{\text{эл.}}{\text{фот.}} \right] = \frac{1236}{\lambda [\text{нм}]} \cdot S(\lambda) \left[\frac{\text{А}}{\text{Вт}} \right] = \frac{1236}{850} \cdot 1,21 \cdot 10^{-4} = 1,76 \cdot 10^{-4},$$

тогда как в максимуме чувствительности фотокатода при $\lambda = 430$ нм $Y = 1260/430 \times 0,072 = 0,14$ эл./фот., т.е. в 800 раз больше.

Такой рост тока анода при полностью запертом токе фотокатода объясняется эмиссией с первого динода (источником которой являются атомы цезия, снижающие электронное сродство поверхности χ : для цезия $\chi = 0,1$ эВ, для калия – 1,1 эВ, для натрия – 1,5 эВ), а также с модулятора и стенок катодной камеры, на которых могла образоваться фоточувствительная поверхность в виде цезия или мультищелочного фотокатода на металле.

Работа выхода цезия на никеле (1,37 эВ [11]) меньше, чем у мультищелочного катода (1,46 эВ). Эмитированный с модулятора фотоселектрон попадает в его ускоряющее поле (–0,5 В) и затем в поле 1-го динода. Для фотоэлектронов с фотокатода и со стенок катодной камеры поле модулятора –0,5 В является тормозящим. На длине волны 760 нм значение $h\nu = 1,634$ эВ, а $eU = 1,634 - 1,37 = 0,264$ эВ. Недостающие $0,5 - 0,264 \approx 0,24$ эВ для преодоления этого тормозящего поля электрон получает от проникающего в отверстие модулятора поля 1-го динода. То же самое может иметь место и для более медленных электронов ($\lambda > 760$ нм). Естественно, с увеличением тормозящего потенциала коэффициент модуляции увеличивается и кривые $k(\lambda)$ смещаются в область коротких волн (рисунок 5).

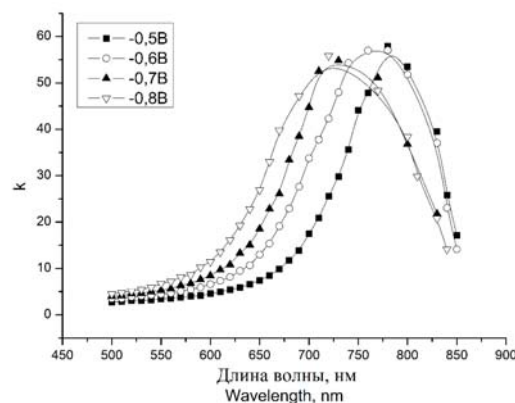


Рисунок 5 – Градуировочные кривые по длинам волн $k(\lambda)$ пирометра ПИФ4/2 при разных тормозящих напряжениях

Figure 5 – Calibration curves by wavelength $k(\lambda)$ of pyrometer at different decelerating voltages

При низких температурах происходит то же, что и в области длинных волн: занижены значе-

ния коэффициента модуляции, т.е. завышена температура вследствие почти полного прекращения тока катода, увеличена доля тока с первого динода и модулятора в токе анода. Однако при этом градуировочная кривая $k(T)$ не имеет максимума при низких температурах, как градуировка $k(\lambda)$ в области длинных волн, потому что отсечка медленных электронов, эмитированных при сплошном спектре излучения, не происходит так резко как под действием монохроматического излучения. И если незапираемая часть эмитированных электронов, дающих вклад в анодный ток ФЭУ, может незначительно влиять только на значение методической погрешности, то идентификация монохроматического излучения в области длинных волн, например при измерении длины волны катодолюминесценции [1] или определении константы ионизации [3], с данным датчиком невозможна вследствие двузначности градуировочной кривой $k(\lambda)$.

Влияние засветки на значение коэффициента модуляции сильнее проявляется с увеличением тормозящего напряжения и длины волны. Это видно из таблицы 2 и гистограммы (рисунк 6).

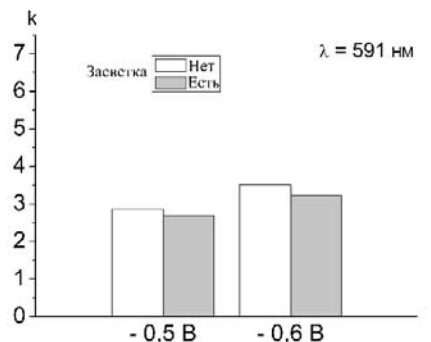
Таблица 2 / Table 2

Влияние засветки на значение коэффициента модуляции

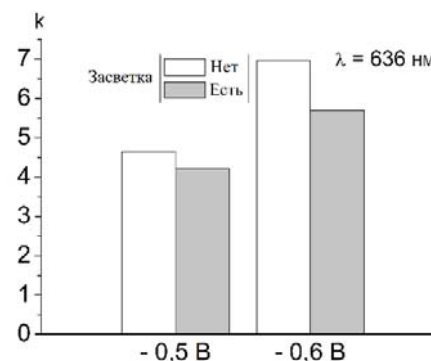
Effect of exposure on value of modulation coefficient

$-U_p, \text{ В}$	$\lambda = 591 \text{ нм}$			$\lambda = 636 \text{ нм}$		
	Засветка/ Exposure			Засветка/ Exposure		
	Нет/ No	Есть/ Yes	Δk	Нет/ No	Есть/ Yes	Δk
0,5	2,86	2,69	0,17	4,64	4,22	0,42
0,6	3,51	3,22	0,29	6,97	5,69	1,28

На длинах волн 371, 467, 528 и 572 нм значения $k(\lambda)$ одинаковы при освещении фотокатода как коллимированным, так и неколлимированным светом. Это является следствием того, что обусловленные этими длинами волн фотоэлектроны обладают достаточно большой энергией, и поэтому их поток не так сильно ограничивается в поле постоянного тормозящего потенциала, как при длинных волнах. При увеличении длины волны от 591 до 636 нм и тормозящем напряжении $-0,6 \text{ В}$ разность Δk при наличии и отсутствии засветки увеличивается в $1,28/0,29 \approx 4,4$ раза.



a



b

Рисунок 6 – Влияние засветки на значение коэффициента модуляции на длинах волн 591 нм (a) и 636 нм (b) при тормозящих напряжениях $-0,5 \text{ В}$ и $-0,6 \text{ В}$

Figure 6 – Effect of exposure on amount of modulation coefficient at wavelengths 591 nm (a) and 636 nm (b) at decelerating voltages $-0,5 \text{ V}$ and $-0,6 \text{ V}$

Закключение

Для решения поставленной задачи авторами были получены градуировочные кривые для измерительного модуля пирометра ПИФ4/2 с ФЭУ-114 в качестве датчика при напряжении питания 1350 В и разных тормозящих напряжениях U_p . На основании эксперимента установлено, что причиной неполного соответствия градуировочных кривых $k(T)$ в координатах $\ln k - T^{-1}$, т.е. несоответствие критерию цветовой температуры, являются токи с первого динода и поверхностей катодной камеры ФЭУ. При градуировке по длинам волн кривая $k(\lambda)$ при $\lambda > 760 \text{ нм}$ делается двузначной, что не позволяет идентифицировать этим методом монохроматическое излучение и вносит погрешность в измерение температуры. Это следует учитывать при освещении ФЭУ, ра-

ботающего в режиме сепарации фотоэлектронов по энергиям, как непрерывным, так и монохроматическим излучением. Изготовление первого динода, нечувствительного к излучению, является решением данной проблемы. Это достигается технологическими методами.

Список использованных источников

1. Каспаров, К.Н. Фотоэмиссионный анализ оптического излучения / К.Н. Каспаров. – Минск : Белорусская наука, 2011. – 172 с.
2. Kasparov, K.N. High temperature measurement in fast phenomena by spectrometry of photoelectrons / K.N. Kasparov [et al.] // High Temperatures-High Pressures. – 2012. – Vol. 41, no. 5. – P. 325–340.
3. Зевацкий, Ю.Э. Фотоэмиссионный метод измерения спектров для спектрофотометрического определения констант ионизации / Ю.Э. Зевацкий, Д.В. Самойлов // Известия СПбГИ(ТУ). – 2009. – № 6 (32). – С. 44–49.
4. Миронов, Б.Н. Прямое наблюдение генерации когерентных оптических фононов в тонких пленках сурьмы методом фемтосекундной электронной дифракции / Б.Н. Миронов [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – Том 103, вып. 8. – 2016. – С. 597–601. DOI: 10.7868/S0370274X16080075
5. Пономарев, Д.Б. Способ уменьшения погрешности высокотемпературных пирометров / Д.Б. Пономарев // Теплотехника и информатика в образовании, науке и производстве : сборник докладов IV Всероссийской научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Теплотехника и информатика в образовании, науке и производстве» (ТИМ'2015) с международным участием, посвященной 95-летию основания кафедры и университета (г. Екатеринбург, 26–27 марта 2015 г.). – Екатеринбург : УрФУ, 2015. — С. 359–363.
6. Лукирский, П.И. О фотоэффекте / П.И. Лукирский. – ГТТИ, 1933. – 96 с.
7. Соболева, Н.А. Фотоэлектронные приборы / Н.А. Соболева [и др.]. – М. : Наука, 1965. – С. 276–277.
8. Рейхель, Т. Фотоэлектронные катоды / Т. Рейхель, М. Иедличка. – М. : Энергия, 1968. – С. 72–77.
9. Анисимова, И.И. Фотоэлектронные умножители / И.И. Анисимова, Б.М. Глуховский. – М. : Советское радио, 1974. – С. 24–27.
10. Свет, Д.Я. Оптические методы измерения истинных температур / Д.Я. Свет. – М. : Наука, 1982. – С. 65.

11. Физические величины. Справочник / под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М. : Энергоатомиздат, 1991. – С. 569.

References

1. Kasparov K.N. *Fotoyemissionnij analiz opticheskogo izlucheniya* [Photoemission analysis of optical radiation]. Minsk, Belarusskaya nauka Publ., 2011, 172 p. (in Russian).
2. Kasparov K.N., Ivlev G.D., Belaziorava L.I., Mironov V.N., Penyazkov O.G. High temperature measurement in fast phenomena by spectrometry of photoelectrons. *High Temperatures-High Pressures*, 2012, vol. 41, no. 5, pp. 325–340.
3. Zevadskii Yu.E., Samoylov D.V. Photoemissive method of spectra registration for spectrophotometric determination of ionization constants. *Bulletin of Saint Petersburg State Institute of Technology (Technical University)*, 2009, vol. 6 (32), pp. 44–49.
4. Mironov B.N. [Direct observation of the generation of coherent optical phonons in thin films of antimony by femtosecond electron diffraction]. *JEPT Letters*, 2016, vol. 103, no 8, pp. 597–601 (in Russian). DOI: 10.7868/S0370274X16080075.
5. Ponomariov D.B. [A method of reducing high-temperature pyrometers error]. *Proceedings of IV Russian scientific-practical conference of students, postgraduate students and young scientists «Heat engineering and computer science in education, science and production» (Ekaterinburg, March 26-27, 2015)*, Ekaterinburg, 2015, pp. 359–363. (in Russian).
6. Lukirskiy P. I. *O fotoeffekte* [About photoeffect], STTPubl., 1933, 96 p. (in Russian).
7. Soboleva N.A. [et al.] *Fotoelektronnyye pribory* [Photoelectronic devices], Moscow, Nauka Publ., 1965, p. 276–277 (in Russian).
8. Reihel' T., Yedlichka M. *Fotoelektronnyye katody* [Photoelectronic cathodes], Moscow, Energiya Publ., 1968, p. 72–77 (in Russian).
9. Anisimova I.I., Gluhovskiy B.M. *Fotoelektronnyye umnojiteli* [Photomultipliers], Moscow, Sovetskoye radio Publ., 1974, pp. 24–27.
10. Svet D. Ya. *Opticheskiye metody izmerenij istinnykh temperatur* [Optical methods for real temperature measurements], Moscow, Nauka Publ., 1982, p. 65 (in Russian).
11. *Fizicheskiye velichiny. Spravochnik* [Physical values. Handbook], Moscow, Energoatomizdat Publ., 1991, p. 569 (in Russian).

УДК [621.384.64:539.1.089.6]: 615.849.1

Методика определения ошибки в опорном значении дозы при калибровке радиационного выхода линейного ускорителя. Часть 3. Зависимость от характеристик радиационного пучка

Титович Е.В.¹, Тарутин И.Г.¹, Киселев М.Г.²

¹РНПЦ онкологии и медицинской радиологии им. Н.Н. Александрова,
223040, а.г. Лесной, Минский район, Беларусь

²Белорусский национальный технический университет,
пр. Независимости, 65, 220013, г. Минск, Беларусь

Поступила 28.01.2016

Принята к печати 09.06.2016

Для обеспечения радиационной безопасности пациентов, получающих лучевую терапию, требуется обеспечить постоянство характеристик медицинских линейных ускорителей электронов, которые влияют на точность подведения дозы. С этой целью осуществляются процедуры их контроля качества, в число которых входит калибровка радиационного выхода линейного ускорителя, ошибка в установлении опорного значения дозы которой не должна превышать 2 %. Целью работы являлась разработка методики определения ошибки при установлении этой величины в зависимости от характеристик радиационного пучка ускорителя. Для решения поставленных задач были проведены измерения дозовых распределений ускорителя «Трилоджи» № 3567, на основании которых получены зависимости отклонения в опорном значении дозы от мощности дозы излучения, точности определения проникающей способности излучения и коэффициентов радиационного выхода, симметрии и равномерности радиационного поля, угловой зависимости радиационного выхода. Установлено, что наибольшее влияние на ошибку в дозе оказывает ошибка в определении коэффициентов радиационного выхода ускорителя (до 5,26 % для обеих энергий фотонов – 6 и 18 МэВ). Ошибки, обусловленные изменением мощности дозы излучения, достигали 1,6 % для 6 МэВ и 1,4 % для 18 МэВ. Ошибки, вызываемые неточностями в установлении проникающей способности излучения, достигали 1,1 % для 18 МэВ и 0,3 % для 6 МэВ. Ошибки, обусловленные остальными характеристиками, не превышали 1 %. Таким образом, имеется возможность на основании результатов процедуры калибровки радиационного выхода выразить результаты контроля качества линейного ускорителя в единицах дозы и использовать их при проведении комплексной оценки возможности его клинического использования для облучения пациентов.

Ключевые слова: калибровка радиационного выхода линейного ускорителя, ошибки в опорном значении дозы, дозиметрические характеристики радиационного пучка.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-203-210

Адрес для переписки:

Титович Е.В.
РНПЦ онкологии и медицинской радиологии им. Н.Н. Александрова,
223040, а.г. Лесной, Минский район, Минская область, Беларусь
e-mail: e.v.titovich@gmail.com

Address for correspondence:

Titovich E.V.
N.N. Alexandrov National Cancer Centre of Belarus,
223040, Lesnoy, Minsk District, Belarus
e-mail: e.v.titovich@gmail.com

Для цитирования:

Титович Е.В., Тарутин И.Г., Киселев М.Г.
Методика определения ошибки в опорном значении дозы при калибровке радиационного выхода линейного ускорителя. Часть 3. Зависимость от характеристик радиационного пучка. Приборы и методы измерений. 2016. – Т. 7, № 2. – С. 203–210.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-203-210

For citation:

Titovich E.V., Tarutin I.G., Kiselev M.G.
[The method of determination of error in the reference value of the dose during the linear accelerator radiation output calibration procedure. Part 3. The dependence of the radiation beam characteristics].
Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements]. 2016, vol. 7, no. 2, pp. 203–210 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-203-210

The method of determination of error in the reference value of the dose during the linear accelerator radiation output calibration procedure. Part 3. The dependence of the radiation beam characteristics

Titovich E.V.¹, Tarutin I.G.¹, Kiselev M.G.²

¹*N.N. Alexandrov National Cancer Centre of Belarus,
223040 Lesnoy, Minsk District, Belarus*

²*Belarusian National Technical University,
Nezavisimosty Ave., 65, 220013, Minsk, Belarus*

Received 28.01.2016

Accepted for publication 09.06.2016

Abstract. To ensure the radiation protection of oncology patients is needed to provide the constancy of functional characteristics of the medical linear accelerators, which affect the accuracy of dose delivery. For this purpose, their quality control procedures are realized including calibration of radiation output of the linac, so the error in determining the dose reference value during this procedure must not exceed 2 %. The aim is to develop a methodology for determining the error in determining this value, depending on the characteristics of the radiation beam. Dosimetric measurements of Trilogy S/N 3567 linac dose distributions have been carried out for achievement of the objectives, on the basis of which dose errors depending on the dose rate value, the accuracy of the beam quality and output factors determination, the symmetry and uniformity of the radiation field, the angular dependence of the linac radiation output were obtained. It was found that the greatest impact on the value of the error has the error in the output factors determination (up to 5.26 % for both photon energy). Dose errors caused by changing dose rate during treatment were different for two photon energies, and reached 1.6 % for 6 MeV and 1.4 % for 18 MeV. Dose errors caused by inaccuracies of the beam quality determination were different for two photon energies, and reached 1.1 % for 18 MeV and –0.3 % for 6 MeV. Errors caused by the remaining of the characteristic do not exceed 1 %. Thus, there is a possibility to express the results of periodic quality control of the linear accelerator in terms of dose and use them to conduct a comprehensive assessment of the possibility of clinical use of a linear accelerator for oncology patients irradiation on the basis of the calibration of radiation output.

Keywords: linear accelerator radiation output calibration, error in the reference value of the absorbed dose, radiation beam characteristics.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-203-210

Адрес для переписки:

Титович Е.В.
РНПЦ онкологии и медицинской радиологии им. Н.Н. Александрова,
223040, а.г. Лесной, Минский район, Минская область, Беларусь
e-mail: e.v.titovich@gmail.com

Address for correspondence:

Titovich E.V.
N.N. Alexandrov National Cancer Centre of Belarus,
223040, Lesnoy, Minsk District, Belarus
e-mail: e.v.titovich@gmail.com

Для цитирования:

Титович Е.В., Тарутин И.Г., Киселев М.Г.
Методика определения ошибки в опорном значении дозы при калибровке радиационного выхода линейного ускорителя. Часть 3. Зависимость от характеристик радиационного пучка. Приборы и методы измерений. 2016. – Т. 7, № 2. – С. 203–210.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-203-210

For citation:

Titovich E.V., Tarutin I.G., Kiselev M.G.
[The method of determination of error in the reference value of the dose during the linear accelerator radiation output calibration procedure. Part 3. The dependence of the radiation beam characteristics].
Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements]. 2016, vol. 7, no. 2, pp. 203–210 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-203-210

Введение

В работах [1, 2] предложены методики определения ошибки в полученном при калибровке радиационного выхода (РВ) медицинских линейных ускорителей (ЛУ) опорном значении дозы в зависимости от технико-дозиметрических характеристик ЛУ. С целью осуществления комплексной оценки целесообразности клинического использования линейного ускорителя для облучения пациентов на основании значения интегральной ошибки калибровки РВ ЛУ и результатов измерения значения дозы в точке калибровки (опорной точке измерительного детектора) необходимо провести анализ влияния дозиметрических характеристик радиационного пучка на полученное значение РВ ускорителя [3–5].

Цель работы – разработка методики определения отклонения в полученном при калибровке РВ медицинских ЛУ опорном значении дозы в зависимости от мощности дозы излучения, точности определения проникающей способности излучения и коэффициентов радиационного выхода (КРВ), симметрии и равномерности радиационного поля, угловой зависимости радиационного выхода. В работах [6–9] показано, что эти параметры радиационного пучка существенно влияют на ошибки при калибровке радиационного выхода ЛУ. При этом результаты периодического контроля качества (КК) этих устройств ЛУ, проводимого в соответствии с [10], должны быть выражены в единицах поглощенной дозы. Это позволит использовать единые дозовые критерии для оценки результатов КК любого медицинского ЛУ и практически исключить возможность превышения предельно допустимого отклонения дозы, доставляемой пациенту радиационными пучками, возникшего вследствие ошибки при определении РВ линейного ускорителя.

Методика эксперимента

На основании методов дозиметрических измерений, изложенных в инструкции¹, авторами с использованием трехмерного анализатора дозового поля проведены измерения дозовых распределений ЛУ «Трилоджи» № 3567. В частности, измерены процентно-глубинные дозовые распре-

деления (ПГД) для радиационных полей размерами 8×8 см, 10×10 см и 12×12 см, коэффициенты радиационного выхода (КРВ) для квадратных радиационных полей со стороной от 8 до 12 см с шагом 1 см, а также профильные дозовые распределения на опорной глубине ($d = 100$ мм) для поля 40×40 см [1, 2]. С целью установления угловой зависимости РВ для ЛУ «Трилоджи» проведено облучение дозой 200 мониторных единиц (МЕ) дозиметрической системы, состоящей из дозиметра *Unidos* и ионизационной камеры *PTW31010* для полного оборота штатива ускорителя ($0-360^\circ$ шкала *IEC*) с шагом 45° . Опорная точка измерительного детектора располагалась в изоцентре вращения штатива в воздухе. Для определения зависимости РВ ЛУ «Трилоджи» от мощности дозы излучения согласно методике измерений из инструкции¹ проведено облучение дозой 200 МЕ ионизационной камеры *PTW 31010*, подключенной к дозиметру *PTW Unidos*, в стандартных условиях (см. инструкцию¹) с использованием значений мощности дозы радиационных пучков фотонов с номинальными энергиями 6 и 18 МэВ в диапазоне от 1 до 6 Гр/мин с шагом 1 Гр/мин (опорная мощность дозы 3 Гр/мин). Для оценки величины случайных погрешностей было проведено 10 серий экспериментальных измерений каждой дозиметрической характеристики. Измерения проводились в 10 различных дней с независимой установкой фантома и параметров ЛУ «Трилоджи». Установлено отсутствие случайных погрешностей при определении значений этих характеристик с точностью 0,1 % для исследуемого диапазона экспериментальных данных.

Количество МЕ, необходимое для доставки известного значения поглощенной дозы на глубину максимума ионизации (ME_{cal}), определялось согласно [1]. С использованием национального протокола КК ЛУ [10] авторами определены дозиметрические характеристики радиационных пучков, отклонение значений которых от опорного может привести к возникновению ошибки при калибровке РВ ЛУ и таким образом повлиять на точность доставки дозы онкологическим пациентам:

- зависимость радиационного выхода линейного ускорителя от мощности дозы;
- точность определения проникающей способности фотонного излучения;
- симметрия радиационного поля;
- равномерность радиационного поля;
- угловая зависимость РВ ЛУ;
- точность определения КРВ.

¹ Титович, Е.В. Методы дозиметрического сопровождения высокотехнологичной лучевой терапии / Е.В. Титович, И.Г. Тарутин, Г.В. Гацкевич // Инструкция по применению № 092-0914, утверждена Минздравом 23.12.2014.

Все расчеты проводились для наиболее используемых при облучении онкологических пациентов (более 99 % случаев) режимов тормозного излучения (фотонов с номинальными энергиями 6 и 18 МэВ) линейного ускорителя «Трилоджи» № 3567 в условиях гомогенности среды и симметричности радиационных полей.

Результаты исследований

Зависимость радиационного выхода ускорителя от мощности дозы

При генерации ЛУ излучения с различными мощностями дозы могут наблюдаться ошибки в дозе, отпускаемой ускорителем [5], что приведет к возникновению ошибок при определении опорного значения поглощенной дозы ввиду изменения D_{ref} вызванного изменением показаний дозиметра в единицах электрического заряда M (см. инструкцию¹). На основании результатов экспериментальных исследований установлено, что при изменении мощности дозы линейного ускорителя «Трилоджи» от 1 до 6 Гр/мин показания дозиметра в единицах электрического заряда (M_{drcal}) изменяются от 1,016 до 0,995 для фотонов 6 МэВ и от 1,014 до 0,998 для 18 МэВ по отношению к показаниям дозиметра ($M_{drcalref}$) для опорной мощности дозы. Согласно методологии, изложенной в работе [1], определена величина изменения опорного значения поглощенной дозы ЛУ при изменении мощности дозы радиационного пучка по отношению к таковому значению при опорной мощности дозы (ME_{drcal}). Результаты исследований представлены на рисунке 1.

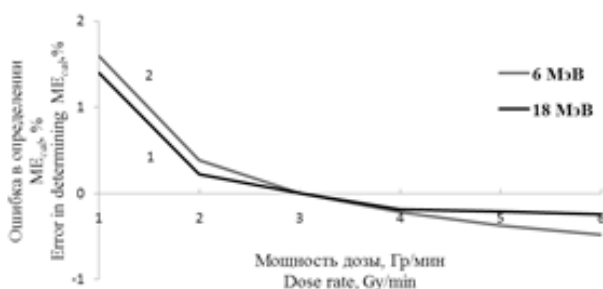


Рисунок 1 – Зависимость ошибки в определении опорного значения дозы от мощности дозы излучения фотонов с энергиями 18 МэВ (1) и 6 МэВ (2)

Figure 1 – Dependence of the error in the dose reference value from the dose rate value for photons with energies of 18 MeV (1) and 6 MeV (2)

Таким образом, отклонение ME_{cal} имеет сложную зависимость от мощности дозы при

калибровке радиационного выхода и отличается для двух энергий фотонов. Основной вклад в его величину вносит изменение показаний дозиметра в единицах электрического заряда при его облучении дозой 200 МЕ с мощностью дозы радиационного пучка, отличной от опорной. Максимальное отклонение дозы ЛУ «Трилоджи» составило 1,6 % для фотонов 6 МэВ и 1,4 % для фотонов 18 МэВ при мощности дозы 1 Гр/мин. В случае, когда лучевое лечение онкологических пациентов проводится только при одной мощности дозы, при которой проводится калибровка РВ ЛУ, ошибки в определении опорного значения дозы при калибровке РВ исключены.

Точность определения проникающей способности излучения

Определение проникающей способности радиационного пучка фотонов ($TPR_{20,10}$) производится в соответствии с методикой, изложенной в документе МАТАГЭ [11]. Ошибки в установлении $TPR_{20,10}$ приведут к отклонениям определяемых на их основании значений k_Q , а следовательно, D_{ref} (см. инструкцию¹) и ME_{cal} [1]. Для установления зависимости дозы от ошибки в $TPR_{20,10}$ с использованием измеренных экспериментально ПГД для ЛУ «Трилоджи» № 3567 для радиационных полей размерами 10×10 см определены опорные значения $TPR_{20,10}$ для фотонов с номинальными энергиями 6 и 18 МэВ. На основании этих значений $TPR_{20,10}$ с использованием актуальных для ионизационной камеры PTW 31010 рассчитанных значений k_Q [11], путем интерполяции получены значения этого коэффициента для случаев ошибки при определении проникающей способности фотонного излучения ($k_{Qprerrcal}$) из диапазона ± 4 % от опорного значения $TPR_{20,10}$ с шагом 0,1 %. С использованием коэффициентов $k_{Qprerrcal}$ установлены значения D_{ref} (см. инструкцию¹) при ошибках в определении $TPR_{20,10}$, что позволило определить радиационный выход для этих случаев ($ME_{tperrcal}$) [1]. Результаты исследований представлены на рисунке 2.

Таким образом, установлено, что ошибка в определении ME_{cal} имеет практически линейную зависимость от величины ошибки в определении проникающей способности излучения фотонов и отличается для двух энергий фотонов. Основной вклад в величину ошибки вносит коэффициент k_{Qprerr} . Максимальное значение ошибки для ЛУ «Трилоджи» составило 0,33 % для номинальной

энергии фотонов 6 МэВ и –1,13 % для энергии 18 МэВ.

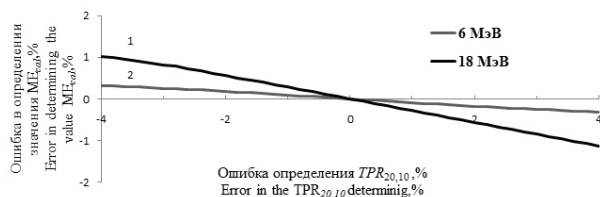


Рисунок 2 – Зависимость ошибки опорного значения дозы линейного ускорителя от величины ошибки определения проникающей способности радиационного пучка фотонов с энергиями 18 МэВ (1) и 6 МэВ (2)

Figure 2 – Dependence of the error in the reference dose value of linac on the error in the determination of the beam radiation quality for photons with energies of 18 MeV (1) and 6 MeV (2)

Таким образом, установлено, что ошибка в определении ME_{cal} имеет практически линейную зависимость от величины ошибки в определении проникающей способности излучения фотонов и отличается для двух энергий фотонов. Основной вклад в величину ошибки вносит коэффициент k_{Operr} . Максимальное значение ошибки для ЛУ «Трилоджи» составило 0,33 % для номинальной энергии фотонов 6 МэВ и –1,13 % для энергии 18 МэВ.

Симметрия и равномерность радиационного пучка

Симметрия радиационного пучка (Sym) – характеристика поля облучения, определяет расхождение между измеренными значениями поглощенных доз в двух любых точках, симметрично расположенных относительно центральной оси пучка излучения, взятых в области равномерного поля облучения, которые не должны превышать предельно допустимой величины и, согласно национальному протоколу КК ЛУ [10], определяется по формуле (1):

$$Sym = \left(\frac{D_{(x)}}{D_{(-x)}} \right)_{MAX} \times 100 \%, \quad (1)$$

где Sym – симметрия радиационного пучка;
 $D_{(x)}$ – значение поглощенной дозы в точке x ;
 $D_{(-x)}$ – значение поглощенной дозы в точке $-x$, симметричной точке x относительно оси радиационного пучка.

Равномерность радиационного пучка (Fl) – характеристика поля облучения, определяет рас-

хождения между максимальным и минимальным измеренными значениями поглощенных доз в двух любых точках, расположенных в области равномерного поля облучения [12], которые не должны превышать предельно допустимую величину и, согласно протоколу КК ЛУ, утвержденному МЗ РБ [10], определяется по формуле (2):

$$Fl = \frac{D_{MAX}}{D_{MIN}}, \quad (2)$$

где Fl – равномерность радиационного пучка;
 D_{MAX} – максимальное значение поглощенной дозы в рассматриваемой области;
 D_{MIN} – минимальное значение поглощенной дозы в рассматриваемой области.

При проведении процедуры калибровки радиационного выхода линейного ускорителя согласно инструкции¹ измерение значения поглощенной дозы проводится в точке пересечения центральных осей радиационного пучка, и симметрия, а также равномерность радиационного поля практически не оказывают влияния на опорное значение дозы, вследствие того что профильные распределения поглощенной дозы нормализуются на эту точку.

Таким образом, установлено, что ошибка в определении ME_{cal} практически не зависит от симметрии и равномерности радиационного поля для процедуры калибровки РВ ЛУ согласно методологии, изложенной в инструкции¹.

Точность определения коэффициентов радиационного выхода

В настоящее время определение КРВ в медицинских учреждениях Республики Беларусь, осуществляющих лучевую терапию с применением ЛУ, производится в соответствии с инструкцией¹. Ошибки при определении КРВ приведут к отклонениям опорного значения поглощенной дозы ввиду изменения величины $OF(r_{sq,cal})$ [1]. Для установления зависимости ошибки в дозе при калибровке радиационного выхода линейного ускорителя от точности определения коэффициентов радиационного выхода установлено количество мониторинговых единиц линейного ускорителя, необходимое для доставки запланированного значения поглощенной дозы при проведении калибровки радиационного выхода линейного ускорителя для случаев ошибки в определении КРВ ($ME_{scpercal}$). Значения $ME_{scpercal}$ получены для случаев ошибки при определении значений $OF(r_{sq,cal})$

в диапазоне $\pm 5\%$ от опорного значения с шагом 1% . Установлено, что $ME_{scpercal}$ практически не зависит от размера поля при определении КРВ для которого обнаружена ошибка.

Результаты исследований представлены на рисунке 3.

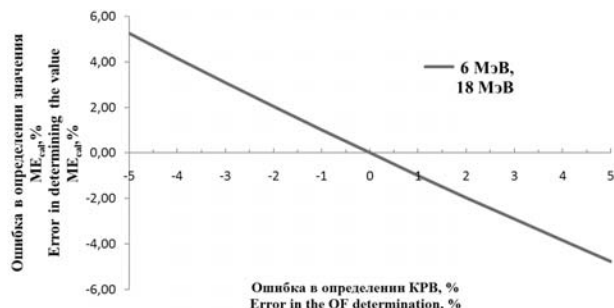


Рисунок 3 – Зависимость ошибки в определении опорного значения дозы линейного ускорителя от ошибки в установлении коэффициентов радиационного выхода ускорителя для фотонов с энергиями 6 и 18 МэВ

Figure 3 – Dependence of the error in determining of the reference dose value of linac on the error in the output factors determination for photons with energies of 6 and 18 MeV

Таким образом, установлено, что отклонение ME_{cal} имеет практически линейную зависимость от ошибки при определении коэффициентов радиационного выхода ЛУ и не отличается для номинальных энергий фотонов 6 и 18 МэВ. Значение отклонения в дозе ЛУ «Трилоджи» изменялось от $-4,76\%$ до $5,26\%$ при ошибках в определении $OF(r_{sq})_{cal}$ в диапазоне $\pm 5\%$ от опорного значения КРВ. В случаях, когда размер опорного поля во время измерений КРВ при конфигурации алгоритма расчета дозовых распределений фотонов для компьютерной системы планирования облучения практически равен размеру опорного поля при калибровке РВ ускорителя, ошибки в определении опорного значения дозы исключены, поскольку доза нормируется на одно значение.

Угловая зависимость радиационного выхода линейного ускорителя при вращении штатива

При генерации линейными ускорителями излучения может наблюдаться изменение их РВ для различных углов наклона штатива [5], что приведет к возникновению ошибок при определении ME_{cal} ввиду изменения D_{ref} [1], вследствие изменения показаний дозиметра в единицах электрического заряда M (см. инструкцию¹). Зависимость

РВ от угла вращения штатива является индивидуальной для каждого ЛУ и энергии облучения.

На основании результатов экспериментальных исследований установлено, что при изменении положения штатива ЛУ «Трилоджи» от 0° до 360° показания дозиметра в единицах электрического заряда ($M_{grotmecal}$) изменяются от 0,9969 до 1,001 для фотонов с номинальной энергией 6 МэВ и от 0,9911 до 1 для 18 МэВ по отношению к показаниям дозиметра ($M_{grotmecalref}$) для угла штатива, при котором проводится калибровка радиационного выхода (0° в РНПЦ ОМР). С использованием методологии [1] определено опорное значение поглощенной дозы ЛУ для рассматриваемых случаев ($ME_{grotmecal}$). Результаты исследований представлены на рисунке 4.

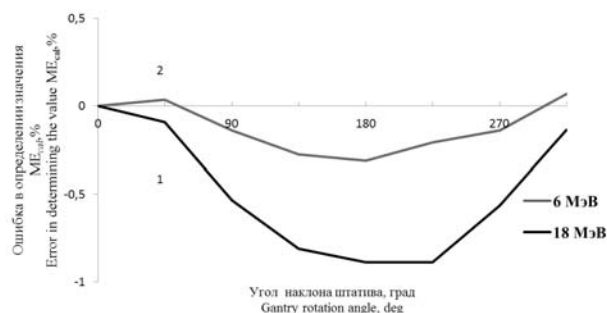


Рисунок 4 – Зависимость ошибки в определении опорного значения дозы линейного ускорителя, возникающей при наклоне штатива ускорителя, от угла наклона штатива для фотонов с энергиями 18 МэВ (1) и 6 МэВ (2)

Figure 4 – Dependence of the error in determining of the dose reference value of the linear accelerator that occurs with accelerator's gantry inclination on the gantry rotation angle for photons with energies of 18 MeV (1) and 6 MeV (2)

Таким образом, ошибка в определении ME_{cal} имеет сложную форму зависимости от отклонений радиационного выхода ЛУ, вызванных поворотом штатива ЛУ, и отличается для двух энергий фотонов. Основной вклад в величину ошибки вносят показания дозиметра в единицах электрического заряда $M_{grotmecal}$. Максимальное значение ошибки составило $-0,81\%$ для энергии 18 МэВ при наклоне штатива на угол 225° и $-0,31\%$ для энергии 6 МэВ при наклоне штатива на угол 180° . В случае, когда дозиметрические измерения для конфигурации расчета дозы проводятся при положении штатива, при котором проводится калибровка РВ ЛУ, ошибки в определении опорного значения дозы при проведении калибровки РВ исключены.

Заключение

Разработаны методики определения ошибки в опорном значении дозы при калибровке радиационного выхода линейных ускорителей, возникающей при изменении мощности дозы, определении проникающей способности излучения, установлении коэффициентов радиационного выхода, а также вследствие зависимости радиационного выхода от угла наклона штатива ускорителя.

С использованием разработанных методик и результатов проведенных экспериментальных измерений получены зависимости возникающей ошибки в опорном значении дозы от мощности дозы радиационного пучка; величины ошибки при определении проникающей способности излучения, установлении коэффициента радиационного выхода, отклонений в симметрии и равномерности радиационного поля, отклонений радиационного выхода линейного ускорителя, вызванных поворотом штатива ускорителя.

На основании анализа полученных зависимостей показано, что на ошибку в дозе при калибровке радиационного выхода линейного ускорителя оказывают влияние отклонения от опорного значения указанных ниже характеристик радиационного пучка линейного ускорителя, которые приведены в порядке убывания их влияния. В частности, установлено следующее:

- ошибка имеет практически линейную зависимость от погрешности при определении коэффициентов радиационного выхода линейного ускорителя в диапазоне ± 5 % от опорного значения коэффициента радиационного выхода, практически не отличается для двух энергий фотонов и составляет от $-4,76$ до $5,26$ %;

- ошибка имеет сложную зависимость от мощности дозы при калибровке радиационного выхода в диапазоне от 1 до 6 Гр/мин, отличается для двух энергий фотонов и достигает 1,6 % для фотонов 6 МэВ и 1,4 % для фотонов 18 МэВ при мощности дозы 1 Гр/мин;

- ошибка имеет практически линейную зависимость от погрешности в определении проникающей способности фотонного излучения из диапазона ± 4 % от опорного значения $TPR_{20,10}$, отличается для двух энергий фотонов и достигает 0,33 % для номинальной энергии фотонов 6 МэВ и $-1,13$ % для энергии 18 МэВ;

- ошибка имеет сложную зависимость от отклонений радиационного выхода линейного

ускорителя, вызванных поворотом штатива линейного ускорителя для всего диапазона углов вращения, отличается для двух энергий фотонов и достигает $-0,81$ % для энергии 18 МэВ при наклоне штатива на угол 225° и $-0,31$ % для энергии 6 МэВ при наклоне штатива на угол 180° ;

- ошибка практически не зависит от симметрии и равномерности радиационного поля для процедуры калибровки радиационного выхода линейного ускорителя согласно методологии, изложенной в инструкции¹.

Список использованных источников

1. Титович, Е.В. Методика определения ошибки в опорном значении дозы при калибровке радиационного выхода линейного ускорителя. Часть 1. Зависимость от механических параметров штатива / Е.В. Титович, М.Г. Киселев // Приборы и методы измерений. – 2015. – Т. 6, № 2. – С. 230–238.
2. Титович, Е.В. Методика определения ошибки в опорном значении дозы при калибровке радиационного выхода линейного ускорителя. Часть 2. Зависимость от характеристик коллиматора, указателя расстояния источник-поверхность, радиационного поля, лазерных центраторов, терапевтического стола / Е.В. Титович, И.Г. Тарутин, М.Г. Киселев // Приборы и методы измерений. – 2016. – Т. 7, № 1. – С. 85–94. DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-1-85-94
3. Determination of Absorbed Dose in a Patient Irradiated by Beams of X or Gamma rays in Radiotherapy Procedures, International Commission On Radiation Units And Measurements. – Washington, D.C: ICRU, 1976. – Rep. 24
4. Mijnheer, B.J. Reply to precision and accuracy in radiotherapy / B. J. Mijnheer // Radiotherapy and Oncology. – 1989. – Vol. 14, no. 2. – P. 163–167.
5. Khan, F.M. The Physics of Radiation Therapy / F.M. Khan. – 4th ed. – Philadelphia : Lippincott Williams & Wilkins, 2010. – 531 p.
6. Klein, E.E. Task Group 142 report: quality assurance of medical accelerators / E.E. Klein, J. Hanley, J. Bayouth [et al.] // Medical physics. – 2009. – Vol. 36, no. 9. – P. 4197–212.
7. Swiss Society of Radiobiology and Medical Physics, Quality control of medical electron accelerators. – SSRMP, 2003, recommendation No. 11. – P. 1–31.
8. Steenhuijsen, J. EP-1388 Delivery accuracy of treatment plans for dose painting by numbers / J. Steenhuijsen [et al.] // Radiotherapy & Oncology. – 2012. – Vol. 103, Suppl. no. 1. – P. S527.
9. World Health Organization, Quality Assurance in Radiotherapy. – Geneva : WHO, 1988.
10. Тарутин, И.Г. Контроль качества медицинских ускорителей электронов / И.Г. Тарутин, А.Г. Страх, Г.В. Гацкевич // Контроль качества в лучевой терапии и лучевой диагностике : сб. / под ред.

Г.В. Гацкевича, И.Г. Тарутина. – Минск : Полипринт, 2009. – С. 31–66.

11. Absorbed dose determination in external beam radiotherapy/ An international Code of Practice for Dosimetry Based on standards of Absorbed dose to Water // IAEA. Technical Report Series. – No. 398. – Vienna, 2000.

12. Medical Electrical Equipment. Part 1: Medical Electron Accelerators. Functional characteristics // IEC. Publ. IEC-60976-99. – Geneva, 1999.

References

1. Tsitovich Y.V., Kiselev M.G. [Technique of estimate of error in the reference value of the dose during the linear accelerator radiation output calibration procedure. Part 1. Dependence on the mechanical parameters of linac's gantry]. *Pribory i metody izmerenij* [Devices and Methods of Measurements], 2015, vol. 6, no. 2, pp. 230–238 (in Russian).

2. Tsitovich Y.V., Tarutin I.G., Kiselev M.G. [Technique of estimate of error in the reference value of the dose during the linear accelerator radiation output calibration procedure. Part 2. Dependence on the characteristics of collimator, optical source-distance indicator, treatment field, lasers and treatment couch]. *Pribory i metody izmerenij* [Devices and Methods of Measurements]. 2016, vol. 7, no. 1, pp. 85–94 (in Russian). DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-1-85-94.

3. International Commission On Radiation Units And Measurements. Determination of Absorbed Dose

in a Patient Irradiated by Beams of X or Gamma rays in Radiotherapy Procedures. *Washington, D.C.: ICRU*, 1976, rep. 24.

4. Mijnheer B.J. Reply to precision and accuracy in radiotherapy. *Radiotherapy and Oncology*, 1989, vol. 14, no. 2, pp. 163–167.

5. Khan F.M. The Physics of Radiation Therapy. 4th ed. Philadelphia : Lippincott Williams & Wilkins, 2010, 531 p.

6. Klein E.E., Hanley J., Bayouth J. et al. Task Group 142 report: quality assurance of medical accelerators. *Medical physics*, 2009, vol. 36, no. 9, pp. 4197–212.

7. Swiss Society of Radiobiology and Medical Physics, Quality control of medical electron accelerators. SSRMP, 2003, recommendation no. 11, pp. 1–31.

8. Steenhuijsen J. Delivery accuracy of treatment plans for dose painting by numbers. *Radiotherapy & Oncology*, 2012, vol. 103, suppl. no 1, pp. S527.

9. World Health Organization. Quality Assurance in Radiotherapy. Geneva: WHO, 1988.

10. Tarutin I.G., Gackevich G.V. *Kontrol'kachestva v luchevoj terapii i luchevoj diagnostike* [Quality control of radiation therapy and medical imaging]. Minsk, Polyprint Publ., 2009, pp. 31–66 (in Russian).

11. IAEA. Absorbed dose determination in external beam radiotherapy. An international Code of Practice for Dosimetry Based on Gantrydards of Absorbed dose to Water. *Technical Report Series. no. 398*. Vienna, 2000.

12. IEC. Medical Electrical Equipment. Part 1: Medical Electron Accelerators. Functional characteristics. *Publ. IEC-60976-99*. Geneva, 1999.

УДК 536.51:681.5.015.3

Идентификация динамических характеристик авиационных датчиков температуры газов

Сабитов А.Ф., Сафина И.А.

Казанский национальный исследовательский технический университет
им. А.Н. Туполева – КАИ,
ул. К. Маркса, 10, 420111, г. Казань, Россия

Поступила 02.05.2016

Принята к печати 10.08.2016

В соответствии с отраслевым стандартом определение динамических характеристик авиационных датчиков температуры газов (ДТГ) должно производиться только на аттестованных воздушных установках по зарегистрированным экспериментальным переходным характеристикам. Экспериментальные переходные характеристики содержат помехи различной природы и могут повлиять на точность идентификации искомых динамических характеристик ДТГ. С целью повышения точности идентификации динамических характеристик авиационных ДТГ предложен новый метод. Метод основан на использовании амплитудного спектра сигнала, сформированного из экспериментальных переходных характеристик. Сформированный сигнал представляет собой импульсный затухающий сигнал, удовлетворяющий условиям Дирихле, и к нему может быть применено преобразование Фурье для получения амплитудного спектра. Для трех математических моделей ДТГ выведены соотношения, связывающие амплитудные спектры сформированных сигналов с постоянными времени искомых динамических характеристик. Исследования показали, что основная информация о динамических свойствах штатных авиационных ДТГ сосредоточена в низкочастотной части амплитудного спектра в диапазоне примерно от 0 до 1 рад/с и с гарантией – до 3 рад/с. Установлено, что при использовании низкочастотной части амплитудного спектра для идентификации динамических характеристик ДТГ, наличие помех в переходных характеристиках с частотой выше 3 рад/с не будет оказывать влияния на точность получаемых результатов. Амплитудный спектр сформированного сигнала может быть определен с помощью измерительных приборов в виде низкочастотных анализаторов спектра или вычислен в математических пакетах, содержащих функции быстрого преобразования Фурье. Установление значений постоянных времени выбранной математической модели ДТГ по информативной части амплитудного спектра может быть реализовано с помощью регрессионного анализа или путем использования встроенных процедур, имеющих в различных системах обработки данных. Таким образом, показано, что предлагаемый метод позволит повысить точность идентификации динамических характеристик авиационных ДТГ.

Ключевые слова: динамические характеристики, идентификация, датчики температуры газов, спектральный анализ, амплитудный спектр.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-211-218

Адрес для переписки:

Сабитов А.Ф.
Казанский национальный исследовательский технический
университет им. А.Н. Туполева – КАИ,
ул. К. Маркса, 10, 420111, г. Казань, Россия
e-mail: alfir-sabitov@yandex.ru

Address for correspondence:

Sabitov A.F.
A.N. Tupolev Kazan National Research Technical University,
10, K.Marx str., Kazan, Tatarstan, 420111, Russia
e-mail: alfir-sabitov@yandex.ru

Для цитирования:

Сабитов А.Ф., Сафина И.А.
Идентификация динамических характеристик авиационных
датчиков температуры газов.
Приборы и методы измерений.
2016. – Т. 7, № 2. – С. 211–218.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-211-218

For citation:

Sabitov A.F., Safina I.A.
[Identification of dynamic characteristics of aircraft gas temperature
sensors].optoelectronic module lens scattering].
Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements].
2016, vol. 7, no. 2, pp. 211–218 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-211-218

Identification of dynamic characteristics of aircraft gas temperature sensors

Sabitov A.F., Safina I.A.

*A.N. Tupolev Kazan National Research Technical University,
K. Marx str., 10, 420111, Kazan, Tatarstan, Russia*

Received 02.05.2016

Accepted for publication 10.08.2016

Abstract. The estimation of dynamic behavior of aircraft gas temperature sensors (GTS) has to be done only in certified air installations and be based on recorded experimental transient response in accordance with the departmental standard. Experimental transient response has hindrances of different nature and can influence the accuracy of identification of dynamic behaviour of GTS. We suggested a new method to increase the accuracy of identification of dynamic behavior of GTS. The method is based on the use of amplitude spectrum of signal composed of experimental transient response. Shaped signal is an impulse decaying signal satisfying a Dirichlet condition and Fourier transform can apply to it to get amplitude spectrum. We worked out the relation between amplitude spectrum of shaped signals and time constant of dynamic behaviour for three mathematical models of GTS. The research showed that the information about dynamic behaviour of standard aircraft GTS is located in LF part of amplitude spectrum in the range of 0 to 1 rad/s and to 3 rad/s. The study revealed that hindrance in the transient response at frequency higher than 3 rad/s did not influence the accuracy of results if to use LF part of amplitude spectrum for the identification of dynamic behaviour of GTS. The amplitude spectrum of shaped signal can be estimated by measuring equipment like LF spectrum analyzer or calculated by software package with the function of fast Fourier transform. The value of time constant of certain mathematical model of GTS can be realized with the help of regression analysis or the use of embedded resources of different data processing systems. Thus, the method gives an opportunity to increase the accuracy of identification of dynamic behavior of GTS.

Keywords: dynamic behavior, identification, gas temperature sensor, spectral analysis, amplitude spectrum.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-211-218

Адрес для переписки:

Сабитов А.Ф.
Казанский национальный исследовательский технический
университет им. А.Н. Туполева – КАИ,
ул. К. Маркса, 10, 420111, г. Казань, Россия
e-mail: alfir-sabitov@yandex.ru

Address for correspondence:

Sabitov A.F.
A.N. Tupolev Kazan National Research Technical University,
10, K.Marx str., Kazan, Tatarstan, 420111, Russia
e-mail: alfir-sabitov@yandex.ru

Для цитирования:

Сабитов А.Ф., Сафина И.А.
Идентификация динамических характеристик авиационных
датчиков температуры газов.
Приборы и методы измерений.
2016. – Т. 7, № 2. – С. 211–218.
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-211-218

For citation:

Sabitov A.F., Safina I.A.
[Identification of dynamic characteristics of aircraft gas temperature
sensors].
Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements].
2016, vol. 7, no. 2, pp. 211–218 (in Russian).
DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-211-218

Введение

Известно большое число методов идентификации динамических характеристик систем и технических объектов, подробно изложенных, в частности, в работах [1–5]. Имеются также публикации, посвященные идентификации динамических характеристик различных датчиков температуры [6, 7].

Тем не менее, как указывается в [8], не следует ожидать создания одного наилучшего метода, а речь, скорее, должна идти о ряде методов различной сложности, трудоемкости и точности, каждый из которых имеет свою область применения, учитывает особенности использования технического объекта и обладает определенными преимуществами и недостатками.

Среди различных технических объектов особенностями идентификации динамических характеристик обладают датчики температуры газов (ДТГ), предназначенные для эксплуатации в проточных частях, в том числе авиационных газотурбинных двигателей. В соответствии с отраслевым стандартом¹ определение динамических характеристик авиационных ДТГ должно производиться на аттестованных испытательных воздушных установках по зарегистрированным экспериментальным переходным характеристикам с применением графоаналитического метода обработки в полулогарифмических координатах. При этом предполагается, что ДТГ в динамическом отношении относятся к линейным средствам измерений с сосредоточенными параметрами. Из отраслевого стандарта¹ следует, что испытания реализуются с помощью воздушной установки, которая обеспечивает охлаждение в воздушном потоке известной скорости предварительно нагретого до заданной температуры ДТГ.

Таким образом, для идентификации динамических характеристик указанных ДТГ предусмотрен только ступенчатый во времени температурный испытательный сигнал, а обработке доступны только экспериментальные переходные характеристики.

На рисунке 1 для примера представлен типичный процесс регистрации экспериментальной переходной характеристики некоторого ДТГ, который получен на аттестованной воздушной установке с соблюдением требований отрасле-

вого стандарта. Процесс регистрации состоит из трех участков. Первый участок *A* начинается с включения аналого-цифрового преобразователя, который с заданной дискретностью регистрирует выходной сигнал с испытуемого ДТГ, и заканчивается включением нагревательной печи, куда предварительно помещен датчик. Второй участок *B* соответствует нагреванию ДТГ до заданной температуры t_n . Третий участок *C* соответствует переходной характеристике, начинающейся с некоторого момента времени τ_0 , когда сдвигается нагревательная печь с датчика, до времени, когда датчик охладится до температуры воздушного потока t_k . На рисунке 2 также для примера показан конечный участок зарегистрированной переходной характеристики того же ДТГ. Из рисунка 2 видно, что регистрируемая переходная характеристика содержит помехи, которые несколько искажают полезный сигнал с датчика и могут повлиять на точность идентификации по ней искомых динамических характеристик.

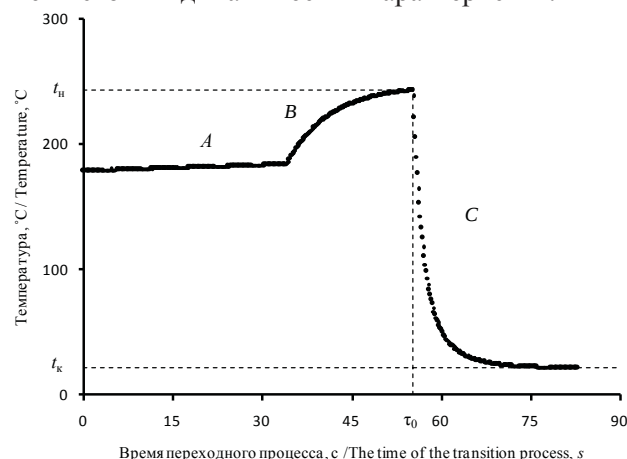


Рисунок 1 – Процесс регистрации переходной характеристики датчика температуры газов

Figure 1 – The process of registering the transient response of gas temperature sensor

Представляет интерес разработка такой методики идентификации динамических характеристик ДТГ по экспериментальным переходным характеристикам, которая бы позволила выделить полезную часть сигнала, где без присутствия помех сосредоточена основная информация о динамических свойствах испытуемого датчика. Подобную задачу мог бы решить спектральный анализ экспериментальной переходной характеристики ДТГ с применением преобразования Фурье, но реализация его для сигнала, изображенного на рисунке 1, невозможна, поскольку он не

¹ ОСТ 1 00418-81. Метод и средства определения динамических характеристик датчиков температур газовых потоков.

удовлетворяет условиям Дирихле и не является абсолютно интегрируемым в бесконечных пределах по времени.

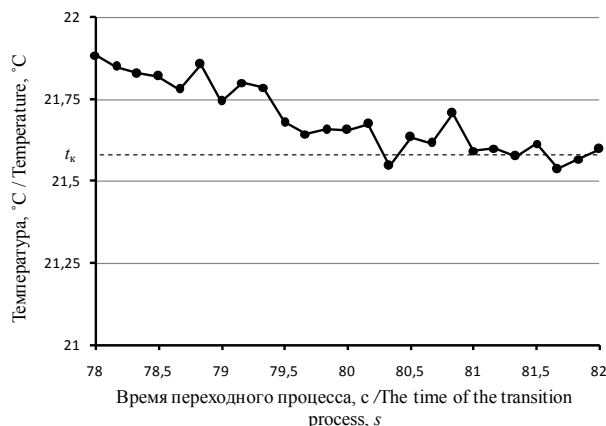


Рисунок 2 – Конечный участок регистрации переходной характеристики датчика температуры газов

Figure 2 – The final registration of land transient response gas temperature sensor

Целью работы являлось повышение точности идентификации искомых динамических характеристик ДТГ путем использования для идентификации информативной части амплитудного спектра сигнала, сформированного из экспериментальной переходной характеристики в определенной последовательности.

Основная часть

Для получения спектра сигнала, однозначно связанного с динамическими характеристиками испытуемого ДТГ, предложен метод, позволяющий преобразовать экспериментальную переходную характеристику вида, изображенного на рисунке 1, в сигнал $s(\tau)$, удовлетворяющий условиям Дирихле.

Формирование сигнала $s(\tau)$ из экспериментальной переходной характеристики производится в следующей последовательности.

1. Начало отсчета переходной характеристики переносится на момент времени τ_0 , соответствующий сдвиганию нагревательной печи с датчика.

2. Из выходного сигнала датчика, начиная с момента времени τ_0 и до окончания переходного процесса, вычитается сигнал, соответствующий установившемуся значению сигнала с датчика.

3. За амплитуду U_m сигнала $s(\tau)$ при $\tau_0 = 0$ с принимается значение:

$$U_m = U_H - U_K,$$

где U_H – значение сигнала с ДТГ в момент сдвигания нагревательной печи; U_K – установившееся значение сигнала с датчика по окончании переходного процесса.

На рисунке 3 изображен сформированный таким образом из экспериментальной переходной характеристики сигнал $s(\tau)$, представляющий собой затухающий импульсный сигнал вида:

$$s(\tau) = \begin{cases} 0, & \tau < 0 \\ U_H - U_K, & \tau = 0 \\ U(\tau) - U_K, & \tau > 0 \\ 0, & \tau \rightarrow \infty, \end{cases} \quad (1)$$

где $U(\tau)$ – выходной сигнал с датчика, меняющийся от U_H до U_K .

Сигнал вида (1) полностью удовлетворяет условиям Дирихле, является абсолютно интегрируемым в бесконечных пределах по времени, и к нему может быть применено преобразование Фурье для получения, например, амплитудного спектра $|S(j\omega)|$ сигнала $s(\tau)$, характеризующего зависимость модуля комплексной спектральной плотности от круговой частоты ω .

Сигнал $s(\tau)$ может быть получен путем обработки непосредственно переходной характеристики ДТГ или с помощью измерительной системы, входящей в состав воздушной установки, на техническое решение которой получен патент [9].

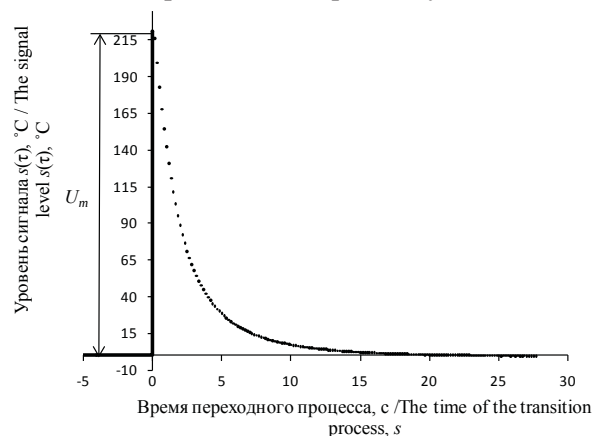


Рисунок 3 – Сформированный из переходной характеристики датчика температуры газов сигнал $s(\tau)$

Figure 3 – Formed from the transient response of the signal gas temperature sensor $s(\tau)$

Если сигнал $s(\tau)$ является непрерывной функцией времени, то к нему можно применить преобразование Фурье и получить комплексную спектральную плотность, спектральную характеристику или просто спектр сигнала вида:

$$S(j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} s(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau.$$

Модуль комплексной спектральной плотности при этом определяется выражением:

$$|S(j\omega)| = \sqrt{\text{Re}^2(\omega) + \text{Im}^2(\omega)}, \quad (2)$$

где $\text{Re}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(\tau) \cdot \cos(\omega\tau) d\tau$ – вещественная

часть спектра сигнала;

$\text{Im}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(\tau) \cdot \sin(\omega\tau) d\tau$ – мнимая часть спектра

сигнала;

ω – круговая частота, рад/с;

τ – время переходного процесса, с.

В соответствии с [10] переходные функции $h(\tau)$ первых трех математических моделей ДТГ по степени точности описания процесса нагрева имеют вид:

для модели I:

$$h(\tau) = 1 - \exp\left(-\frac{\tau}{T}\right); \quad (3)$$

для модели II:

$$h(\tau) = 1 - \frac{T_1 - E}{T_1 - T_2} \exp\left(-\frac{\tau}{T_1}\right) + \frac{T_2 - E}{T_1 - T_2} \exp\left(-\frac{\tau}{T_2}\right); \quad (4)$$

$T_1 > E > T_2$

для модели III:

$$h(\tau) = 1 - \frac{(T_1 - E_1)(T_1 - E_2)}{(T_1 - T_2)(T_1 - T_3)} \exp\left(-\frac{\tau}{T_1}\right) + \frac{(T_2 - E_1)(T_2 - E_2)}{(T_1 - T_2)(T_2 - T_3)} \exp\left(-\frac{\tau}{T_2}\right) - \frac{(T_3 - E_1)(T_3 - E_2)}{(T_1 - T_3)(T_2 - T_3)} \exp\left(-\frac{\tau}{T_3}\right); \quad (5)$$

$T_1 > E_1 > T_2 > E_2 > T_3$

В выражениях (3)–(5) параметры T, T_1, T_2, T_3, E, E_1 и E_2 являются постоянными времени соответствующих математических моделей.

Поскольку при испытаниях реализуется охлаждение в воздушном потоке предварительно нагретого датчика, то сигналы с испытуемого ДТГ после преобразования по предлагаемому методу с учетом (3)–(5) принимают вид:

для модели I:

$$s(\tau) = U_m \left[\exp\left(-\frac{\tau}{T}\right) \right] \quad (6)$$

для модели II:

$$s(\tau) = U_m \left[\frac{T_1 - E}{T_1 - T_2} \exp\left(-\frac{\tau}{T_1}\right) - \frac{T_2 - E}{T_1 - T_2} \exp\left(-\frac{\tau}{T_2}\right) \right]; \quad (7)$$

для модели III:

$$s(\tau) = U_m \left[\frac{(T_1 - E_1)(T_1 - E_2)}{(T_1 - T_2)(T_1 - T_3)} \exp\left(-\frac{\tau}{T_1}\right) - \frac{(T_2 - E_1)(T_2 - E_2)}{(T_1 - T_2)(T_2 - T_3)} \exp\left(-\frac{\tau}{T_2}\right) + \frac{(T_3 - E_1)(T_3 - E_2)}{(T_1 - T_3)(T_2 - T_3)} \exp\left(-\frac{\tau}{T_3}\right) \right]. \quad (8)$$

Ниже даны выражения модулей, вещественных и мнимых частей комплексных спектральных плотностей, вычисленных по выражению (2) для функций (6)–(8):

для модели I:

$$|S(j\omega)| = \frac{U_m \cdot T}{\sqrt{1 + \omega^2 T^2}};$$

$$\text{Re}(\omega) = \frac{U_m \cdot T}{1 + \omega^2 T^2};$$

$$\text{Im}(\omega) = -\frac{\omega U_m T^2}{1 + \omega^2 T^2}; \quad (9)$$

для модели II:

$$|S(j\omega)| = U_m \cdot \sqrt{\frac{(T_1 + T_2 - E)^2 + (\omega T_1 T_2)^2}{(1 + \omega^2 T_1^2)(1 + \omega^2 T_2^2)}};$$

$$\text{Re}(\omega) = \frac{U_m}{(T_1 - T_2)} \cdot \left[\frac{T_1(T_1 - E)}{\sqrt{1 + \omega^2 T_1^2}} - \frac{T_2(T_2 - E)}{\sqrt{1 + \omega^2 T_2^2}} \right]; \quad (10)$$

$$\text{Im}(\omega) = \frac{U_m \omega}{(T_1 - T_2)} \cdot \left[\frac{T_2^2(T_2 - E)}{\sqrt{1 + \omega^2 T_2^2}} - \frac{T_1^2(T_1 - E)}{\sqrt{1 + \omega^2 T_1^2}} \right];$$

для модели III:

$$|S(j\omega)| = U_m \sqrt{\text{Re}^2(\omega) + \text{Im}^2(\omega)}, \quad (9)$$

где

$$\text{Re}(\omega) = \frac{T_1(T_1 - E_1)(T_1 - E_2)}{(T_1 - T_2)(T_1 - T_3)(1 + \omega^2 T_1^2)} - \frac{T_2(T_2 - E_1)(T_2 - E_2)}{(T_1 - T_2)(T_2 - T_3)(1 + \omega^2 T_2^2)} + \frac{T_3(T_3 - E_1)(T_3 - E_2)}{(T_1 - T_3)(T_2 - T_3)(1 + \omega^2 T_3^2)};$$

$$\text{Im}(\omega) = \omega \left[\frac{T_1^2(E_1 - T_1)(T_1 - E_2)}{(T_1 - T_2)(T_1 - T_3)(1 + \omega^2 T_1^2)} + \frac{T_2^2(T_2 - E_1)(T_2 - E_2)}{(T_1 - T_2)(T_2 - T_3)(1 + \omega^2 T_2^2)} + \frac{T_3^2(E_1 - T_3)(T_3 - E_2)}{(T_1 - T_3)(T_2 - T_3)(1 + \omega^2 T_3^2)} \right].$$

При сравнении модулей комплексных спектральных плотностей (9)–(11) сигнала $s(\tau)$ с соответствующими им переходными функциями (3)–(5) моделей ДТГ видно, что они содержат все параметры указанных динамических характеристик, т.е. доказана существующая однозначная связь между модулями комплексных спектральных плотностей (амплитудными спектрами) сформированных сигналов $s(\tau)$ и динамическими характеристиками исследуемых ДТГ.

При экспериментах сигнал $s(\tau)$ представлен не в виде непрерывной функции, а в виде дискретных отсчетов во времени, непосредственно к которым применить преобразование Фурье нельзя. Для получения амплитудного спектра дискретно заданного сигнала $s(\tau)$ можно использовать низкочастотные анализаторы спектра, программную среду *LabVIEW* для создания виртуального анализатора спектра и различные математические пакеты, к примеру *Mathcad*, *MatLab* и *Mathematica*, содержащие функции быстрого преобразования Фурье.

Для определения искомых динамических характеристик испытуемого ДТГ необходимо установить, какую часть амплитудного спектра или весь полученный амплитудный спектр можно использовать в последующих расчетах.

Поскольку существующие штатные ДТГ, используемых в авиационных газотурбинных двигателях, имеют в первом приближении постоянную времени T в диапазоне примерно от 1 до 3 с, то найдем амплитудные спектры их сигналов $s(\tau)$ для определения в них информативных частей.

Предположим, что спектральному анализу подверглись сигналы $s(\tau)$ с трех ДТГ, описываемых моделью I, у которых постоянные времени T равнялись соответственно 1, 2 и 3 с, а амплитуда $U_m = 100\%$.

На рисунке 4 представлены амплитудные спектры этих сигналов.

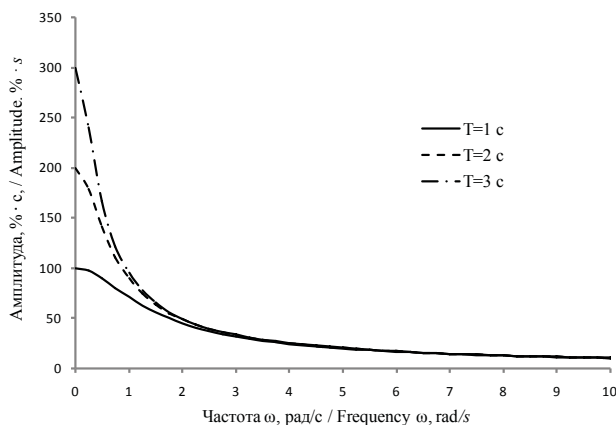


Рисунок 4 – Амплитудные спектры сигналов $s(\tau)$, соответствующих модели I с постоянными времени 1, 2 и 3 с

Figure 4 – Amplitude spectra of signals $s(\tau)$, corresponding to the model I with time constants 1, 2 and 3 s

Из рисунка 4 видно, что наибольшие различия в амплитудных спектрах рассматриваемых сигналов наблюдаются в низкочастотной части

спектра от 0 до 1 рад/с и, начиная примерно с частоты 3 рад/с, спектры сигналов практически совпадают. Из этого можно сделать вывод, что для штатных ДТГ основная информативная часть амплитудного спектра расположена в диапазоне частот до 1 рад/с и с гарантией может быть увеличена до 3 рад/с.

Предположим, что полезный сигнал $s(\tau)$ описывается выражением (6) с постоянной времени $T = 3$ с, амплитудой $U_m = 100\%$ и содержит наложенную помеху в виде трех гармонических сигналов с частотой 20, 25 и 30 рад/с с амплитудой 2 % от амплитуды полезного сигнала.

На рисунке 5 изображен рассматриваемый сигнал, а на рисунке 6 – его амплитудный спектр, полученный при использовании функции быстрого преобразования Фурье в *MatLab 2007b*.

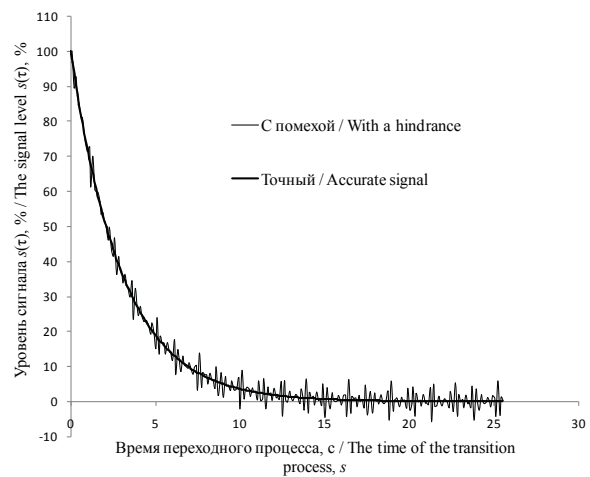


Рисунок 5 – Сигнал $s(\tau)$ с наложенными помехами

Figure 5 – Signal $s(\tau)$ with a hindrance

Из рисунков 5 и 6 видно, что, несмотря на высокий уровень помех в сигнале $s(\tau)$, информативная часть его амплитудного спектра практически не отреагировала на них. Сами же помехи расположились на соответствующих им частотах с соответствующими амплитудами.

Установление значений параметров (постоянных времени) выбранной модели ДТГ по информативной части амплитудного спектра может быть реализовано с помощью регрессионного анализа или путем использования встроенных процедур, имеющихся в различных системах обработки данных. Причем функциями регрессии являются выражения (9)–(11), соответствующие выбранным математическим моделям ДТГ. Так, например, в системе *STATISTICA* в модуле *Non-linear Estimation* («Нелинейное оценивание») в окне *User-specified regression* («Определяемая

пользователем регрессия») можно задать функцию искомого амплитудного спектра, при этом дискретные значения частот ω и экспериментальные значения амплитудного спектра удобно вводятся из файла исходных данных при обращении к кнопке *Variabies* («Переменные»).

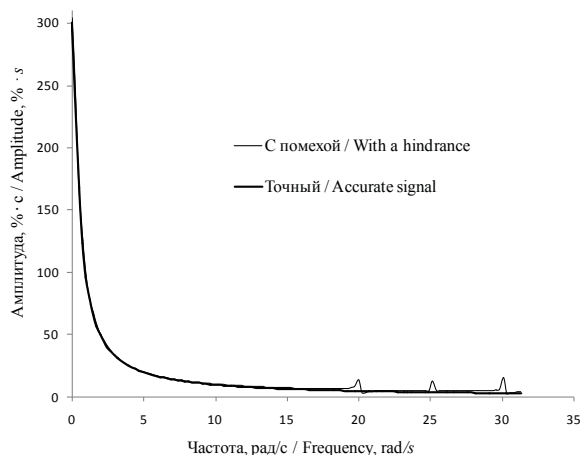


Рисунок 6 – Амплитудные спектры точного сигнала $s(\tau)$ и с наложенными помехами

Figure 6 – Amplitude spectra accurate signal $s(\tau)$ and amplitude spectra accurate signal $s(\tau)$ with a hindrance

Предлагаемый метод идентификации динамических характеристик датчиков температур обладает новизной и защищен патентом на изобретение [11].

Спектральный метод может быть также применен для определения динамических характеристик других позиционных средств измерений и технических объектов, у которых при испытаниях может быть зарегистрирована переходная характеристика, содержащая наложенные помехи.

Заключение

1. Разработан новый метод идентификации динамических характеристик датчиков температуры газов с применением спектрального анализа сигнала, сформированного по определенным правилам из экспериментальной переходной характеристики.

2. Предлагаемая область применения спектрального метода определения динамических характеристик:

- определение динамических характеристик средств измерений или технических объектов, которые могут быть отнесены к позиционным (с самовыравниванием) линейным аналоговым средствам с сосредоточенными параметрами;

- определение динамических характеристик средств измерений или технических объектов, у

которых эти характеристики могут быть установлены преимущественно по экспериментальным переходным характеристикам;

- определение динамических характеристик средств измерений или технических объектов по их регистрируемым переходным характеристикам, если они содержат помехи, существенно влияющие на точность результатов определения, и они находятся за пределами информативной части амплитудного спектра;

- использование амплитудного спектра для выбора или уточнения интервала дискретизации экспериментальных переходных характеристик.

3. К предполагаемым преимуществам спектрального метода определения динамических характеристик средств измерений можно отнести следующие:

- возможность определения и дальнейшего использования информативной части спектра сформированного сигнала $s(\tau)$, в котором сосредоточена основная информация о динамических свойствах испытуемых объектов;

- обнаружение и выделение помех, если они присутствуют в регистрируемых сигналах с испытуемых объектов, с целью их дальнейшего учета или устранения;

- возможность применения достаточно простых вычислительных программ для определения амплитудного спектра сформированного сигнала $s(\tau)$, если при этом он представлен в виде дискретных отсчетов.

Указанные преимущества позволят повысить точность определения динамических характеристик авиационных датчиков температуры газов по экспериментальным переходным характеристикам.

Список использованных источников

1. Льюнг, Л. Идентификация систем. Теория для пользователя / Л. Льюнг ; пер. с англ.; под ред. Я.З. Цыпкина. – М. : Наука, 1991. – 432 с.

2. Мясникова, Н.В. Подходы к спектральному анализу в задачах идентификации динамических характеристик / Н.В. Мясникова, М.П. Строганов, М.П. Берестень, В.П. Иосифов // Приборы и системы управления. – 1992. – № 5. – С. 21–23.

3. Шербаков, М.А. Восстановление входного сигнала по результатам идентификации динамических характеристик средств измерений / М.А. Шербаков, В.П. Иосифов // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Технические науки. – 2007. – № 3. – С. 3–8.

4. Иосифов, В.П. Определение полных динамических характеристик средств измерений с применением рекуррентных процедур / В.П. Иосифов // Известия

высших учебных заведений. Поволжский регион. Технические науки. – 2011. – № 1 (17). – С. 126–131.

5. Рао, Г.П. Идентификация порядка и параметров непрерывных линейных систем при помощи функций Уолша / Г.П. Рао, Л. Сивакумар // Труды института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике / пер. с англ. – М. : Мир. – 1982. – Т. 70, № 7. – С. 89–91.

6. Froehlich, T. Temperature-Dependent Dynamic Behavior of Process Temperature Sensors / T. Froehlich, S. Augustin, C. Ament // International Journal of Thermophysics. – 2015. – Vol. 36, no. 8. – P. 2115–2123.

7. Вавиловская, С.Л. Автоматизация определения динамических и скоростных характеристик датчиков температуры на установке воздушной УВ-010 ЦИАМ / С.Л. Вавиловская, Д.Л. Захаров, М.В. Корнеев // Автоматизация в промышленности. – 2016. – Т. 4. – С. 28–29.

8. Грановский, В.А. Динамические измерения: Основы метрологического обеспечения / В.А. Грановский. – Л. : Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1984. – 224 с.

9. Пат. РФ 2568972, МПК G 01 K 15/00. Устройство для определения динамических характеристик термодатчика / А.Ф. Сабитов, И.А. Сабитова; заявитель и патентообладатель Казан. нац. исслед. техн. ун-т. – № 2014130290/28; заявл. 22.07.2014; опубл. 20.11.2015, Бюл. № 32. – 1 с.: ил.

10. Домрачева, Л.С. Синтез систем измерения нестационарных температур газовых потоков. – М. : Машиностроение, 1987. – 224 с.

11. Пат. РФ 2568973, МПК G01K 15/00. Способ определения параметров затухающего переходного процесса термодатчика / А.Ф. Сабитов, И.А. Сабитова; заявитель и патентообладатель Казан. нац. исслед. техн. ун-т. – № 2014130291/28; заявл. 22.07.2014; опубл. 20.11.2015, Бюл. № 32. – 1 с.: ил.

References

1. L'jung L. *Identifikaciya sistem. Teoriya dlia pol'zovatelja* [System Identification. Theory for the User]. Moscow, Nauka Publ., 1991, 432 p.

2. Mjasnikova N.V., Stroganov M.P., Beresten' M.P., Iosifov V.P. [Approaches to spectral analysis in problems of identification of dynamic performance]. *Pribory i sistemy upravlenija*. [Devices and control systems], 1992, no. 5, pp. 21–23 (in Russian).

3. Sherbakov M.A., Iosifov V.P. [Restoration of the input signal based on the results of identification of dynamic characteristics of measuring instruments]. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedenij. Povolzhskij region. Tekhnicheskiye nauki*. [Proceedings of the higher educational institutions. Volga region. Technical science], 2007, no. 3, pp. 3–8 (in Russian).

4. Iosifov V.P. [Determination of the full dynamic characteristics of measuring instruments with the use of recurrent procedures]. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedenij. Povolzhskij region. Tekhnicheskiye nauki*. [Proceedings of the higher educational institutions. Volga region. Technical science], 2011, no. 1 (17), pp. 126–131 (in Russian).

5. Pao G.P., Sivakumar L. [Order and Parameter Identification in Continuous Linear Systems via Walsh Functions]. *Trudy instituta inzhenerov po elektrotehnike i radioelektronike (TIJeR)*. [Proceedings of the Institute of Electrical and Electronics Engineers], 1982, vol. 70, no. 7, pp. 89–91 (in Russian).

6. Froehlich T., Augustin S., Ament C. Temperature-Dependent Dynamic Behavior of Process Temperature Sensors. *International Journal of Thermophysics*, 2015, vol. 36, no. 8, pp. 2115–2123.

7. Vavirovskaja S.L., Zaharov D.L., Korneev M.V. [Automation determination of dynamic and high-speed characteristics of temperature sensors in the installation of air УВ-010 CIAM]. *Avtomatizaciya v promyshlennosti* [Automation industry], 2016, vol. 04, pp. 28–29 (in Russian).

8. Granovskij V.A. *Dinamicheskiye izmereniya: Osnovy metrologicheskogo obespecheniya* [Dynamic measurements: Fundamentals of metrology software]. Leningrad, Energoatomisdat Publ., Leningrad. Deption, 1984, 224 p.

9. Sabitov A.F., Sabitova I.A. *Ustrojstvo dlia opredeleniya dinamicheskikh kharakteristik termodatchika* [The device for determining the dynamic characteristics of the temperature sensor]. Patent RF, no. 2568972, 2015.

10. Domracheva L.S. *Sintez sistem izmereniya nestacionarnykh temperatur gazovykh potokov* [Synthesis of unsteady temperature measurement system gas flow]. Moscow, Engineering Publ., 1987, 224 p.

11. Sabitov A.F., Sabitova I.A. *Sposob opredeleniya parametrov zatukhayushchego perekhodnogo processa termodatchika* [The method for determining the parameters of a damped transient thermal sensor]. Patent RF, no. 2568973, 2015.

УДК 539.1.074+519.245

Имитация объемных мер активности металлов

Жуковский А.И.¹, Ничипорчук А.О.¹, Хрущинский А.А.², Кутень С.А.²

¹УП «АТОМТЕХ»,

ул. Гикало, 5, 220005, г. Минск, Беларусь

²НИИ ядерных проблем БГУ,

ул. Бобруйская, 11, 220030, г. Минск, Беларусь

Поступила 15.04.2016

Принята к печати 07.08.2016

В связи со спецификой решаемых задач в области спектрометрии ионизирующего излучения процесс разработки и создания объемных мер активности (стандартных образцов) для калибровки, градуировки и поверки спектрометрического оборудования не только является дорогостоящим, но и требует привлечения специалистов высокой квалификации с уникальным специфическим оборудованием. С использованием теоретических и экспериментальных исследований показана возможность создания имитантов в виде набора чередующихся образцовых спектрометрических гамма-источников и рассеивателей и их использования наряду со стандартными образцами при калибровке и поверке спектрометров на основе сцинтилляционных детекторов, используемых при радиационном контроле металлов. Для градуировки и калибровки спектрометров требуется наличие функций отклика спектрометра к таким радионуклидам, как ^{137}Cs , ^{134}Cs , ^{152}Eu , ^{154}Eu , ^{60}Co , ^{54}Mn , ^{232}Th , ^{226}Ra , ^{65}Zn , $^{125}\text{Sb}+^{125\text{m}}\text{Te}$, $^{106}\text{Ru}+^{106}\text{Rh}$, ^{94}Nb , $^{110\text{m}}\text{Ag}$, ^{233}U , ^{234}U , ^{235}U и ^{238}U , представляющих собой аппаратные спектры в заданной геометрии измерения. Для их получения используются стандартные образцы, в виде пробы плавки металла определенного диаметра и высоты. В свою очередь изготовление стандартных образцов является дорогостоящей процедурой, а с радионуклидами ^{94}Nb , $^{125}\text{Sb}+^{125\text{m}}\text{Te}$, ^{234}U , ^{235}U и т.д. затруднительно. В данном случае общепризнанным решением такой задачи является использование моделирования методом Монте-Карло. Полученные с использованием стандартных образцов и их имитантов экспериментальные и теоретические аппаратные спектры показали высокое соответствие разработанных Монте-Карло моделей их реальным образцам и подтвердили правильность результатов Монте-Карло моделирования для радионуклидов $^{110\text{m}}\text{Ag}$, ^{154}Eu , ^{232}Th , ^{226}Ra , ^{94}Nb , ^{235}U , ^{238}U и т.д., а также показали адекватность и состоятельность подхода в процессе имитирования стандартных образцов с помощью комбинации рассеивателей и образцовых спектрометрических гамма-источников. Использование нескольких спектрометрических гамма-источников в комбинации с набором рассеивателей для радионуклидов типа ^{152}Eu , ^{232}Th , ^{226}Ra и т.д. позволяет компенсировать поглощенные гамма-кванты с низкими энергиями в металле, сформировать необходимый отклик в области пика обратного рассеяния и в итоге получить амплитудное распределение, эквивалентное эффектам взаимодействия, которые происходят в стандартном образце с равномерно распределенным по объему радионуклидом.

Ключевые слова: сцинтилляционный спектрометр, гамма-излучение, стандартный образец, имитант, Монте-Карло моделирование.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-219-226

Адрес для переписки:

Жуковский А.И.

УП «АТОМТЕХ»,

ул. Гикало, 5, 220005, г. Минск, Беларусь

e-mail: alexzhukovski@gmail.com

Address for correspondence:

Zhukouski A.

SPE «ATOMTEX»,

Gikalo str., 5, 220005, Minsk, Belarus

e-mail: alexzhukovski@gmail.com

Для цитирования:

Жуковский А.И., Ничипорчук А.О., Хрущинский А.А., Кутень С.А.

Имитация объемных мер активности металлов.

Приборы и методы измерений.

2016. – Т. 7, № 2. – С. 219–226.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-219-226

For citation:

Zhukouski A., Nichyparchuk A., Khrutchinsky F., Kutsen S.

[Imitation of standard volumetric activity metal samples].

Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements].

2016, vol. 7, no. 2, pp. 219–226 (in Russian).

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-219-226

Imitation of standard volumetric activity metal samples

Zhukouski A.¹, Nichyparchuk A.¹, Khrutchinsky F.², Kutsen S.²

¹SPE «ATOMTEX»,

Gikalo str., 5, 220005, Minsk, Belarus

²Research Institute for Nuclear Problems,

Bobruiskaya str., 11, 220030, Minsk, Belarus

Received 15.04.2016

Accepted for publication 07.08.2016

Abstract. Due to the specific character of problems in the field of ionizing radiation spectroscopy, the R&D and making process of standard volumetric activity metal samples (standard samples) for calibration and verification of spectrometric equipment is not only expensive, but also requires the use of highly qualified experts and a unique specific equipment. Theoretical and experimental studies performed have shown the possibility to use imitators as a set of alternating point sources of gamma radiation and metal plates and their use along with standard volumetric activity metal samples for calibration of scintillation-based detectors used in radiation control in metallurgy. Response functions or instrumental spectra of such spectrometer to radionuclides like ¹³⁷Cs, ¹³⁴Cs, ¹⁵²Eu, ¹⁵⁴Eu, ⁶⁰Co, ⁵⁴Mn, ²³²Th, ²²⁶Ra, ⁶⁵Zn, ¹²⁵Sb+^{125m}Te, ¹⁰⁶Ru+¹⁰⁶Rh, ⁹⁴Nb, ^{110m}Ag, ²³³U, ²³⁴U, ²³⁵U and ²³⁸U are required for calibration in a given measurement geometry. Standard samples in the form of a probe made of melt metal of a certain diameter and height are used in such measurements. However, the production of reference materials is costly and even problematic for such radionuclides as ⁹⁴Nb, ¹²⁵Sb+^{125m}Te, ²³⁴U, ²³⁵U etc. A recognized solution to solve this problem is to use the Monte-Carlo simulation method. Instrumental experimental and theoretical spectra obtained by using standard samples and their imitators show a high compliance between experimental spectra of real samples and the theoretical ones of their Monte-Carlo models, between spectra of real samples and the ones of their imitators and finally, between experimental spectra of real sample imitators and the theoretical ones of their Monte-Carlo models. They also have shown the adequacy and consistency of the approach in using a combination of metal scattering layers and reference point gamma-ray sources instead of standard volumetric activity metal samples. As for using several reference point gamma-ray sources with radionuclide like ¹⁵²Eu, ²³²Th, ²²⁶Ra etc, they allow, in a combination of metal scattering layers, to compensate for the absorption of low energy gamma rays in the metal and to generate the desired response in the backscatter peak range, and finally to get the correct amplitude distribution that is equivalent to interaction effects that occur in the volumetric standard sample with radionuclide uniformly distributed in it.

Keywords: scintillation spectrometer, gamma radiation, standard sample, imitator, Monte-Carlo simulation.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-219-226

Адрес для переписки:

Жуковский А.И.

УП «АТОМТЕХ»,

ул. Гикало, 5, 220005, г. Минск, Беларусь

e-mail: alexzhukovski@gmail.com

Address for correspondence:

Zhukouski A.

SPE «ATOMTEX»,

Gikalo str., 5, 220005, Minsk, Belarus

e-mail: alexzhukovski@gmail.com

Для цитирования:

Жуковский А.И., Ничипорчук А.О., Хрущинский А.А., Кутень С.А.

Имитация объемных мер активности металлов.

Приборы и методы измерений.

2016. – Т. 7, № 2. – С. 219–226.

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-219-226

For citation:

Zhukouski A., Nichyparchuk A., Khrutchinsky F., Kutsen S.

[Imitation of standard volumetric activity metal samples].

Pribory i metody izmerenij [Devices and Methods of Measurements].

2016, vol. 7, no. 2, pp. 219–226 (in Russian).

DOI: 10.21122/2220-9506-2016-7-2-219-226

Введение

Процесс создания объемных мер активности (стандартных образцов) наряду со специфическими экспериментальными работами включает в себя этап научных и методических разработок, подразумевает использование уникального оборудования, участие специалистов высокой квалификации в областях материаловедения, аналитической химии, метрологии и т.д. [1]. Вместе с тем проблема усугубляется еще и тем, что количественные объемы выпуска стандартных образцов (СО), используемых в процессе разработки, создания и градуировки спектрометрического оборудования, не велики и при этом требуют индивидуальной подготовки технологического процесса, что в свою очередь в условиях производства представляет большие сложности и приводит к существенному увеличению материальных затрат [2, 3].

Качество результатов измерений гамма-спектрометрии напрямую зависит от точности калибровочных характеристик (энергетической зависимости спектрометрического тракта, зависимости эффективности регистрации от энергии и т.д.), что в свою очередь определяется качеством используемых эталонных источников гамма-излучения, в том числе и СО, которые не могут быть изготовлены для всех необходимых радионуклидов в заданных геометриях измерений [4]. Цель данной работы заключалась в разработке метода, позволяющего заменить дорогостоящие стандартные образцы в процессе калибровки, градуировки и поверки спектрометров. Вместо них предлагается использовать их имитанты, представляющие собой набор чередующихся рассеивающих слоев и расположенных между ними источников типа образцовых спектрометрических гамма-источников (ОСГИ).

Материалы и методы

Исследования проводились на сцинтилляционном блоке детектирования на основе кристалла NaI(Tl) ($\varnothing 63 \times 63$ мм), размещенном в свинцовом блоке защиты [5]. СО с равномерно распределенным внутри радионуклидом размещался на расстоянии 2 см от торца детектора на специальном держателе из органического стекла.

Экспериментальные исследования выполнялись с использованием СО на основе радионуклидов ^{137}Cs и ^{60}Co , набора ОСГИ с радионуклидами

^{152}Eu , ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{134}Cs , ^{65}Zn , ^{54}Mn , ^{226}Ra и набора металлических дисков толщиной 1 мм и диаметром 35 мм, изготовленных из стали.

Экспериментальные и теоретические исследования

Согласно требованиям нормативных документов [Санитарные нормы и правила «Требования к радиационной безопасности» и Гигиенические нормативы «Критерии оценки радиационного воздействия», Минск, 2012. – 230 с.] спектрометрическое оборудование для радиационного контроля металлов должно позволять проводить измерение удельных активностей радионуклидов ^{137}Cs , ^{134}Cs , ^{152}Eu , ^{154}Eu , ^{60}Co , ^{54}Mn , ^{232}Th , ^{226}Ra , ^{65}Zn , $^{125}\text{Sb}+^{125\text{m}}\text{Te}$, $^{106}\text{Ru}+^{106}\text{Rh}$, ^{94}Nb , $^{110\text{m}}\text{Ag}$, ^{233}U , ^{234}U , ^{235}U , ^{238}U . Данная задача является очень сложной как для сцинтилляционной спектрометрии, так и для ОЧГ-спектрометрии (гамма-спектрометрия с использованием детектора из особо чистого германия), но при наличии функций отклика к каждому указанному выше радионуклиду в виде аппаратного спектра в соответствующей геометрии измерения можно получить необходимые калибровочные зависимости для расчета активности заданных радионуклидов [6, 7]. Изготовление необходимых СО является дорогостоящей процедурой, а с радионуклидами ^{94}Nb , $^{125}\text{Sb}+^{125\text{m}}\text{Te}$, ^{234}U , ^{235}U и т.д. оно вообще затруднительно. Совместное использование источников гамма-излучения типа ОСГИ в комбинации с рассеивающими слоями из металла и математическое моделирование методом Монте-Карло позволяет получить аппаратные спектры ко всем указанным радионуклидам в заданных геометриях измерения.

Теоретические аппаратные спектры в заданных геометриях измерения для СО и их имитантов на основе ОСГИ с тем же радионуклидом были получены с использованием моделирования методом Монте-Карло. Для численного моделирования использовалось программное обеспечение *MCNP*, версия 4B [8].

Основная цель использования моделирования методом Монте-Карло заключалась в подтверждении правильности предлагаемого метода имитации СО для источников гамма-излучения и получении теоретических аппаратных спектров в заданной геометрии измерения к радионуклидам, для которых отсутствует возможность получения экспериментальных аппаратных

спектров. Для моделирования процесса переноса гамма-излучения в геометрии измерения, представленной на рисунке 1, разработаны Монте-Карло модели блока детектирования, блока защиты, СО и их имитантов, учитывающие основные геометрические и технические характеристики соответствующих объектов. При этом учитывалось, что сцинтилляционный кристалл покрыт отражателем на основе оксида магния MgO (плотность $1,6 \text{ г/см}^3$), толщина которого на торцевой и боковой поверхности детектора составляла 5 и 3 мм соответственно.

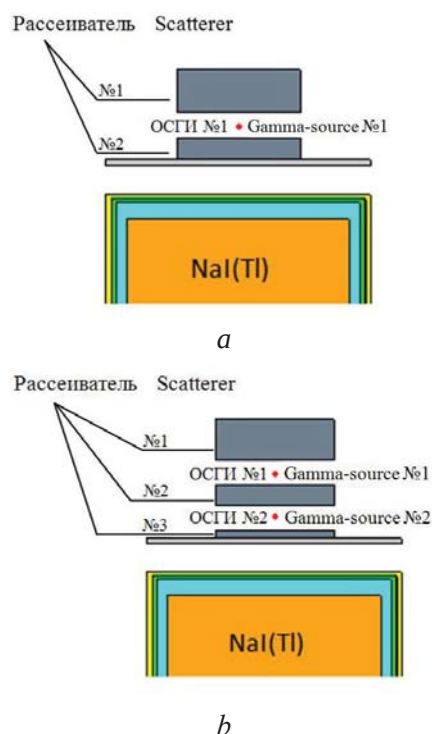


Рисунок 1 – Имитанты стандартных образцов: *a* – имитант с одним образцовым спектрометрическим гамма-источником и двумя рассеивателями; *b* – имитант с двумя образцовыми спектрометрическими гамма-источниками и тремя рассеивателями

Figure 1 – Imitators of standard samples: *a* – imitator with one reference point source of radiation (RPSR) and two scatterers; *b* – imitator with two RPSRs and three scatterers

Представление об имитанте СО можно получить из рисунка 1, на котором представлен имитант СО на основе одного радионуклида типа 1 (^{137}Cs , ^{134}Cs , ^{60}Co и т.д.) (*a*), или радионуклида типа 2 (^{152}Eu , ^{226}Ra , ^{232}Th и т.д.) (*b*). Радионуклиды типа 1 характеризуются небольшим количеством линий гамма-излучения (1–2 линии), второй тип радионуклидов имеет по три и более высокоинтенсивных линии гамма-излучения. Имитанты

СО с радионуклидами первого и второго типа содержат один и два гамма-источника типа ОСГИ соответственно.

Рассеиватели № 1, № 2 и № 3 формируются из набора металлических пластин толщиной 1 мм и диаметром 35 мм.

Задний рассеиватель № 1 участвует в формировании низкоэнергетической области аппаратного спектра $F(E, E_0)$, «возвращая» рассеянные гамма-кванты уже с энергией $E < E_0$ кэВ (E_0 – энергия гамма-линии ОСГИ) обратно, в направлении детектора [9]. При этом часть рассеянных в направлении детектора гамма-квантов вторично рассеиваются или поглощаются в основном рассеивающем слое № 2. Последний обеспечивает формирование области аппаратного спектра с энергией ниже энергии края комптоновского рассеяния гамма-квантов на атомах материала имитанта.

При правильно подобранной конфигурации (количество и толщина рассеивающих слоев, положение и активность гамма-источников типа ОСГИ) имитанта СО аппаратные спектры с заданным радионуклидом не должны отличаться от аппаратных спектров, полученных с использованием СО с тем же радионуклидом.

На рисунке 2 графически представлены экспериментальные аппаратные спектры радионуклида ^{60}Co , полученные с использованием СО и его имитанта. Имитант изготовлен на основе гамма-источника типа ОСГИ с тем же радионуклидом, расположенным между рассеивающими слоями согласно рисунку 1а).

Спектры нормированы на единицу в пике полного поглощения (ППП) с энергией гамма-излучения 1333 кэВ. Аппаратные спектры, полученные при измерении имитанта, в котором в первом случае отсутствовал задний рассеиватель № 1, во втором – основной рассеиватель № 2, показывают, что только использование их обоих позволяет в полной мере воспроизвести большинство эффектов, происходящих в СО. Отношение количества зарегистрированных импульсов гамма-излучения в энергетическом диапазоне от 50 до 1000 кэВ аппаратного спектра СО и его имитанта с основным и задним рассеивателями на уровне 1,03 подтверждает корректность предлагаемого метода для его имитации с радионуклидами первого типа, у которых небольшое количество высокоинтенсивных линий гамма-излучения.

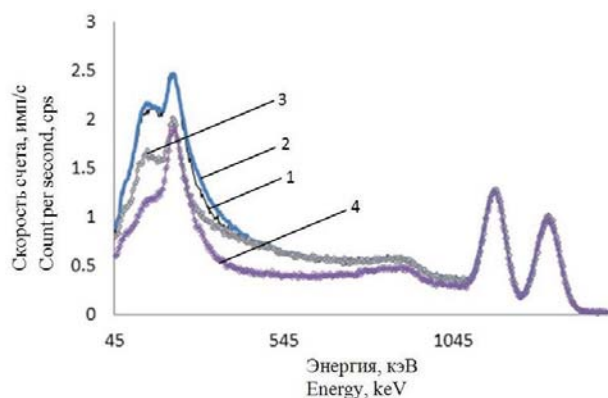


Рисунок 2 – Экспериментальные аппаратные спектры стандартного образца с радионуклидом ^{60}Co и различных форм его имитанта: 1 – стандартный образец; 2 – имитант с рассеивателями № 1 и № 2; 3 – имитант без рассеивателя № 1; 4 – имитант без рассеивателя № 2

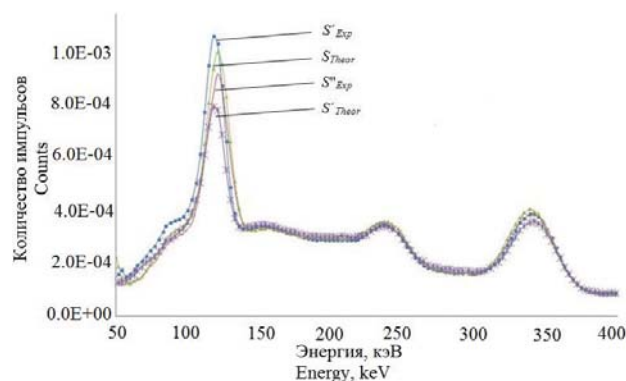
Figure 2 – Instrumental experimental spectra of standard samples with ^{60}Co and different forms of its imitators: 1 – standard sample; 2 – imitator with scatterers № 1 and № 2; 3 – imitator without scatterer № 1; 4 – imitator without scatterer № 2

При имитировании СО с радионуклидами второго типа, у которых несколько (3 и более) высокоинтенсивных гамма-линий в широком энергетическом диапазоне, при формировании необходимой формы аппаратного спектра следует учесть эффекты поглощения гамма-квантов с низкими энергиями в металле [10]. Для «компенсации» поглощенных гамма-квантов в области низких энергий от ОСГИ № 1 предлагается использовать дополнительный источник гамма-излучения ОСГИ № 2 и дополнительный рассеиватель № 3 (рисунок 1б).

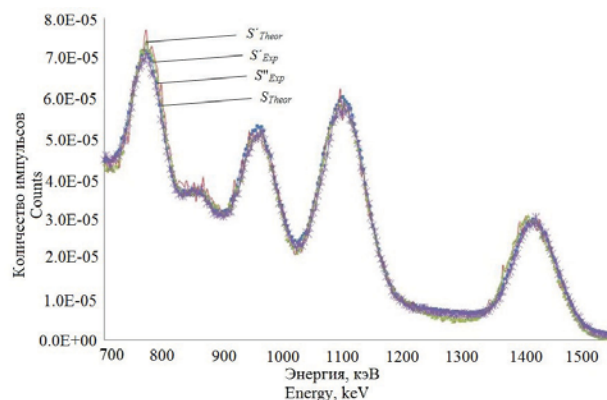
Результаты экспериментальных и теоретических исследований с радионуклидом ^{152}Eu , для которого не было возможности изготовить СО, представлены на рисунке 3. Теоретический аппаратный спектр СО S_{Theor} , экспериментальный S'_{Exp} и теоретический S'_{Theor} аппаратные спектры имитанта, собранного согласно рисунку 1б, и экспериментальный аппаратный спектр имитанта S''_{Exp} с одним источником ОСГИ (рисунок 1а) нормированы на импульс/фотон.

Аппаратурные спектры S'_{Exp} , S_{Theor} и S'_{Theor} представленные на рисунке 3, демонстрируют высокую степень состоятельности предлагаемого метода имитации СО на основе ^{152}Eu (радионуклид второго типа) в энергетическом диапазоне от 60 до 1500 кэВ в области ППП, комптоновско-

го и обратного рассеяния с использованием дополнительного ОСГИ и рассеивателя. Различие интегральных откликов относительно друг друга не превышает 3 %.



a



b

Рисунок 3 – Экспериментальный и теоретические аппаратные спектры в энергетических диапазонах: а – 50–400 кэВ; б – 700–1500 кэВ: S'_{Exp} – экспериментальный спектр имитанта; S_{Theor} – теоретический спектр стандартного образца; S''_{Exp} – экспериментальный спектр имитанта без использования дополнительного образцового спектрометрического гамма-источника и рассеивателя; S'_{Theor} – теоретический спектр имитанта

Figure 3 – Instrumental experimental and theoretical spectra of radionuclide ^{152}Eu in energy range: а – 50–400 keV; б – 700–1500 keV: S'_{Exp} – experimental spectrum of imitator; S_{Theor} – theoretical spectrum of standard sample; S''_{Exp} – experimental spectrum of imitator without additional reference point source of radiation and scatterer; S'_{Theor} – theoretical spectrum of imitator

В случае имитации СО на основе ^{152}Eu с использованием только одного ОСГИ различие интегральных откликов, достигающее 20 % и более для аппаратных спектров S'_{Exp} и S''_{Exp} наблюдается в области ППП в энергетическом диапазоне ниже 300 кэВ. Это свидетельствует о

некорректности имитации СО на основе радионуклидов второго типа с использованием только одного ОСГИ.

В качестве количественной оценки соответствия друг другу двух аппаратурных спектров S^1 и S^2 с заданным радионуклидом использовался коэффициент корреляции r^2 , вычисляемый по формуле:

$$r^2 = \frac{\sum_{i=1}^n ((S_i^1 - \bar{S}^1) \cdot (S_i^2 - \bar{S}^2))}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (S_i^1 - \bar{S}^1)^2 \cdot \sum_{i=1}^n (S_i^2 - \bar{S}^2)^2}}$$

где $n = 1024$ – количество каналов аналогового преобразователя спектрометра; S_i^1 , S_i^2 – количество импульсов в i -ом канале первого и второго аппаратурного спектра соответственно.

Результаты сравнения экспериментальных и теоретических аппаратурных спектров СО с различными радионуклидами и их имитантов представлены в таблице. Экспериментальные аппаратурные спектры нормированы на импульс/фотон.

Таблица 1 / Table 1

Результаты сравнения экспериментальных и теоретических аппаратурных спектров стандартных образцов и их имитантов

Results of comparison experimental and theoretical instrumental spectra of standard samples and their imitators

Радионуклид Radionuclide	Коэффициент корреляции r^2 Correlation coefficient r^2			
	S_{Exp}/S_{Exp}	S'_{Exp}/S'_{Theor}	S_{Theor}/S_{Theor}	S'_{Exp}/S'_{Theor}
^{137}Cs	0,997	0,977	0,991	0,993
^{60}Co	0,998	0,995	0,998	0,994
^{134}Cs	-	0,991	0,998	0,993
^{54}Mn	-	0,986	0,997	0,991
^{152}Eu	-	0,979	0,989	0,982
^{65}Zn	-	0,987	0,997	0,989

S_{Exp} – экспериментальный аппаратурный спектр, полученный с использованием стандартного образца
 S_{Exp} – instrumental experimental spectrum, obtained by using standard sample

Значения коэффициентов корреляции в столбце S_{Exp}/S'_{Exp} близкие к 1, говорят о соответствии экспериментальных аппаратурных спектров имитантов экспериментальным аппаратурным спектрам СО на основе ^{137}Cs и ^{60}Co .

В связи с отсутствием СО с радионуклидами ^{134}Cs , ^{54}Mn , ^{152}Eu и ^{65}Zn были проведены экспериментальные и теоретические исследования их имитантов. После подтверждения корректности Монте-Карло моделей имитантов их физическим образцам (столбец S'_{Exp}/S'_{Theor}), с использованием Монте-Карло моделирования были получены теоретические аппаратурные спектры СО. Результаты их сравнения с теоретическими аппаратурными спектрами их имитантов (столбец S_{Theor}/S'_{Theor}) показывают практически полное совпадение представленных спектров по форме и подтверждают правильность метода имитации СО. Значения коэффициентов корреляции на уровне 1 показывают, что имитантов СО достаточно для воспроизведения эффектов взаимодействия гамма-квантов с веществом образца, которые происходят в объемном источнике с равномерно распределенным по объему радионуклидом.

Значения коэффициентов корреляции в столбце S'_{Exp}/S_{Theor} подтверждают возможность использования имитантов в качестве образцовых средств измерений вместо СО и показывают необходимость использования дополнительных ОСГИ и рассеивателя для компенсации поглощенных в основном рассеивателе низкоэнергетических гамма-квантов для имитации СО на основе радионуклида второго типа.

С помощью экспериментальных и теоретических аппаратурных спектров СО и их имитантов были рассчитаны зависимости эффективности регистрации от энергии в геометриях измерения проб плавок металлов (рисунок 4). Отношения значений эффективности регистрации, полученных с использованием СО и их имитантов, к значениям эффективности регистрации, полученных с использованием результатов моделирования методом Монте-Карло, находятся в пределах от 0,91 до 1,03 для энергетического диапазона от 50 до 3000 кэВ.

Это подтверждает возможность использования имитантов СО для градуировки и поверки спектрометров без использования корректирующих коэффициентов.

Для радионуклидов второго типа толщины основного и дополнительного рассеивателей подбирались экспериментальным путем с учетом ослабления гамма-излучения в материале имитанта в диапазоне энергий от 50 до 1500 кэВ и результатов Монте-Карло моделирования. Экспериментальные и теоретические исследования показали, что толщины рассеивателей зависят от соотноше

ния активностей основного ОСГИ (№ 1) и дополнительного (№ 2).

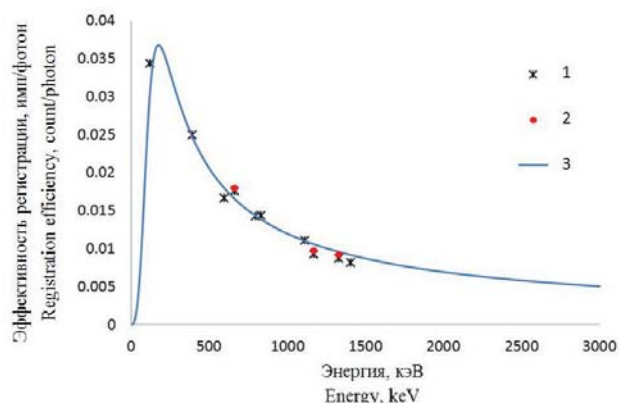


Рисунок 4 – Зависимости эффективности регистрации от энергии гамма-излучения: 1 – эффективность регистрации для имитанта, полученная экспериментально; 2 – эффективность регистрации для стандартного образца, полученная экспериментально; 3 – эффективность регистрации для стандартного образца, полученная с помощью Монте-Карло моделирования

Figure 4 – Dependence of the registration efficiency of the gamma-ray energy: 1 – registration efficiency for imitator, obtained experimentally; 2 – registration efficiency for standard sample, obtained experimentally; 3 – registration efficiency for standard sample, obtained by using Monte-Carlo simulation

Дополнительные исследования, касающиеся процедуры подбора и аналитической связи между характеристиками имитанта (активность гамма-источников типа ОСГИ, их расположение, количество рассеивающих слоев и их толщина) и СО (материал, размеры, радионуклид), будут представлены в следующей работе.

Заключение

Путем экспериментальных и теоретических исследований показана возможность использования имитантов в виде набора чередующихся источников гамма-излучения типа ОСГИ и рассеивателей вместо объемных мер активности при калибровке спектрометрического оборудования на основе сцинтилляционных детекторов.

Коэффициенты корреляции экспериментальных и теоретических аппаратных спектров демонстрируют адекватность и состоятельность предложенного метода имитирования стандартного образца с использованием набора рассеивателей и гамма-источников типа ОСГИ не только в области пиков полного поглощения,

но и в области пика обратного рассеяния и комптоновского рассеяния. Процедура имитирования и ее результаты описаны для стандартного образца с радионуклидами двух типов, один из которых представлен небольшим количеством линий гамма-излучения (1–2 линии), второй тип имеет по три и более высокоинтенсивные линии гамма-излучения. Использование дополнительных образцовых спектрометрических гамма-источников и рассеивателя при имитации стандартного образца на основе радионуклидов второго типа позволяет компенсировать поглощенные гамма-кванты с низкими энергиями в материале предыдущего рассеивателя, сформировать необходимый отклик в области пиков полного поглощения и в итоге получить амплитудное распределение, эквивалентное эффектам взаимодействия, которые происходят в объемном источнике с равномерно распределенным по объему радионуклидом.

Представленный метод с использованием конструируемых имитантов стандартных образцов позволит осуществлять калибровку или проверку спектрометрического оборудования для компетентных лабораторий предприятий металлургии без использования дорогостоящих стандартных образцов.

Список использованных источников

1. *Сергеев, А.Г.* Метрология / А.Г. Сергеев. – М. : Логос, 2005. – 272 с.
2. *Борисов, В.А.* Метрологическое обеспечение производства / В.А. Борисов [и др.]. – Обнинск : НОУ ДПО «ЦИПК», 2010. – 384 с.
3. *Белов, Г.В.* Экологический менеджмент предприятий / Г.В. Белов. – М. : Логос, 2006. – 240 с.
4. *Radu, D.* A method of efficiency calibration for dick sources in gamma-ray spectrometry / D. Radu, D. Stanga, O. Sima // Romanian report in Physics. – 2009. – Vol. 61, no. 2. – P. 203–213.
5. Гамма-радиометр: пат. № 2656 Республики Беларусь, МКПО (9) 10-05 / М.Н. Довжук, В.Д. Гузов, В.В. Храмов, В.А. Краснов, А.И. Жуковский, В.И. Антонов, Е.В. Быстров; заявитель НПУП «АТОМТЕХ» ОАО «МНИПИ» – f 20120230; заявл. 07.08.2012; опубл. 28.02.2013 // Афіцыйны бюл. Вынаходнітва. Карысныя мадэлі. Прамысловыя ўзоры / Нац. цэнтр інтэлектуал. уласнасці. – 2013. – № 1 (90). – С. 255.
6. *Reilly, D.* Passive Nondestructive assay of nuclear materials / Doug Reilly, Norbert Ensslin, Hastings Smith Jr., Sarah Kreiner. – Washington: U.S. Nuclear Regulation Commission, 1991. – 700 pp.

7. Волков, Н.Г. Методы ядерной спектрометрии / Н.Г. Волков, В.А. Христофоров, Н.П. Ушакова. – М. : Энергоатомиздат, 1990. – 256 с.

8. *Briestmeister, J.F.* Ed. MCNP-A general Monte Carlo N-particle transport code, Version 4A. / J.F. Briestmeister. – Report LA-12625-M. – Los Alamos, NM : Los Alamos National Laboratory, 1994. – 736 p.

9. *Knoll, G.F.* Radiation detection and measurement. Third Edition / G.F. Knoll. – New York : John Wiley & Sons, Inc., 2000. – 802 p.

10. *Jaeger, R.G.* Engineering Compendium on Radiation Shielding / R.G. Jaeger [et al.]. – Vol. 2: Shielding Materials. – Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1975. – 436 p.

References

1. Sergeyev A.G. *Metrologiya* [Metrology]. Moscwa, Logos Publ., 2005, 272 p. (in Russian).

2. Borisov V.A., Gorshkov V.B., Ignatov V.P., Karpenko A.YA., Karpyuk M.L., Kuznetsov V.P. *Metrologicheskoye obespecheniye proizvodstva* [The metrological support of production]. Obninsk, NOU DPO «TSIPK» Publ., 2010, 384 pp. (in Russian).

3. Belov G.V. *Ekologicheskij menedzhment predpriyatij* [Environmental management enterprises]. Moscwa, Logos Publ., 2006, 240 p. (in Russian).

4. Radu D., Stanga D., Sima O. A method of efficiency calibration for dick sources in gamma-ray spectroscopy. *Romanian report in Physics*, 2009, vol. 61, no. 2, pp. 203–213.

5. Dovzhuk M., Guзов V., Khramov V., Krasnov V., Zhukouski A., Antonov V., Bystrov E. *Gamma-radiometr* [Gamma-radiometer]. Patent BY, no. 2656, 2013.

6. Doug Reilly, Norbert Ensslin, Hastings Smith Jr., Sarah Kreiner Passive Nondestructive assay of nuclear materials / Washington, U.S. Nuclear Regulation Commission, 1991, 700 pp.

7. Volkov N.G., Khristoforov V.A., Ushakova N.P. *Metody yadernoj spektrometrii* [Methods of nuclear spectrometry]. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1990, 256 pp. (in Russian).

8. Briestmeister J.F. ed. MCNP-A general Monte Carlo N-particle transport code, Version 4A. Report LA-12625-M, Los Alamos, NM: Los Alamos National Laboratory, 1994, 736 pp.

9. Knoll G. Radiation detection and measurement. Third Edition, New York, John Wiley & Sons, Inc., 2000, 802 p.

10. Jaeger R.G., Blizard E.P., Chilton A.B., Grotenhuis M., Hönig A., Jaeger T.A., Eisenloh H.H. Engineering Compendium on Radiation Shielding. Volume 2: Shielding Materials, Berlin/Heidelberg, Springer-Verlag, 1975, 436 p.

ПРАВИЛА ОФОРМЛЕНИЯ СТАТЕЙ

Статьи, направленные в редакцию журнала, должны удовлетворять требованиям «Инструкции о порядке оформления квалификационной научной работы (диссертации)...», утвержденной Постановлением ВАК РФ от 28.02.2014 г. № 3

1. Материал статьи должен соответствовать профилю журнала и излагаться предельно ясно.

2. Статья представляется на русском или английском языке и публикуется на языке представления.

3. Поступившие в редакцию статьи проходят двойное полуслепое рецензирование. Основные критерии целесообразности опубликования – актуальность тематики, информативность, научная новизна.

4. Статья представляется в распечатанном и в электронном виде в формате текстового редактора Word for Windows. Объём статьи не должен превышать 14 страниц, включая текст (шрифт Times New Roman, размер 12 п., интервал 1,5), таблицы, графический материал, всю необходимую информацию на английском языке.

5. На первой странице статьи указываются: индекс УДК, название статьи, фамилии авторов (фамилия автора, с которым следует вести переписку, отмечается звездочкой и указывается его адрес электронной почты), названия и почтовые адреса организаций (улица, номер дома, индекс, город, страна), в которых работают авторы, на русском и английском языках. Статья включает: аннотацию (в пределах 200–250 слов); ключевые слова (не более 5); введение, в котором делается краткий обзор сделанного в мире и конкретно формулируется цель работы; основную часть; заключение, в котором в сжатом виде сформулированы основные полученные результаты с указанием их новизны, преимуществ и возможностей применения; список использованных источников. Аннотация, ключевые слова, список использованных источников представляются на русском и английском языках.

6. Аннотация должна быть информативной (содержать «выжимку» из всех разделов статьи – введения с указанием цели работы, методики, основной части и заключения).

7. Графический материал должен быть контрастным и чётким. Фотографии представляются в электронном виде (формат tif, jpg, стук, разрешение не менее 300 dpi). Все рисунки нумеруются и сопровождаются подрисуночными подписями. Фрагменты рисунка обозначаются строчными курсивными латинскими буквами – «a», «b» и т.д. Подписи к рисункам даются на отдельном листе на русском и английском языках. Все сокращения и обозначения на рисунках должны быть расшифрованы в подрисуночной подписи. Надписи на рисунке даются на русском и английском языках.

8. Таблицы не должны дублировать графики. Каждая таблица имеет заголовок. На все таблицы и рисунки следует давать ссылки в тексте. Название и содержание таблиц представляется на русском и английском языках.

9. Обозначения и сокращения, принятые в статье, расшифровываются непосредственно в тексте.

10. Размерность всех величин должна соответствовать Международной системе единиц измерений (СИ).

11. Многострочные формулы должны быть набраны в редакторе Microsoft Equation Editor, номера формул – по правому краю. Нумеруются лишь формулы, на которые есть ссылки в тексте. Отдельные строчные буквы и специальные символы набираются в тексте гарнитурой Symbol **без использования редактора формул**. При наборе формул и буквенных обозначений необходимо учитывать следующие правила: **прямо** набираются греческие и русские буквы (в т.ч. в индексе), математические символы, символы химических элементов; **курсивом** набираются латинские буквы – переменные и символы физических величин (в т.ч. в индексе); **жирным шрифтом** – векторы (стрелки вверх не ставятся).

12. Список использованных источников составляется в порядке упоминания ссылок по тексту, должен содержать полные библиографические данные и приводится в конце статьи. Не рекомендуется давать ссылки на материалы конференций, статьи из электронных журналов без идентификатора DOI, учебные пособия, интернет-ресурсы. Ссылки на неопубликованные работы не допускаются. Желательно, чтобы количество ссылок было не менее 10; самоцитирование – не более 20 %.

13. Авторы на отдельной странице представляют о себе следующие сведения: фамилия, имя, отчество, ученая степень и звание, место работы и занимаемая должность, адрес электронной связи.

14. Статьи, излагающие результаты исследований, выполненных в учреждениях, должны иметь соответствующее разрешение на опубликование в открытой печати.

15. При необходимости в конце основного текста указываются наименование фонда, оказавшего финансовую поддержку, или уровень и наименование программы, в рамках которой выполнена работа, на русском и английском языках.

16. Авторы несут ответственность за направление в редакцию статей, ранее уже опубликованных или принятых к печати другими изданиями.

17. Статьи, не соответствующие перечисленным требованиям, к рассмотрению не принимаются и возвращаются авторам. Датой поступления считается день получения редакцией первоначального варианта текста.

18. Редакция предоставляет возможность первоочередного опубликования статей лицам, осуществляющим послевузовское обучение (аспирантура, докторантура, соискательство), в год завершения обучения; не взимает плату с авторов за опубликование научных статей; оставляет за собой право производить редакторские правки, не искажающие основное содержание статьи.

AUTHOR GUIDELINES

1. Article materials should correspond to the journal profile and be clearly written.

2. An article should be submitted in Russian or English and will be published in its original language.

3. Articles received by the Editorial Board will be reviewed by 2 specialists. The main criteria of acceptance are theme actuality, information value, and scientific novelty.

4. All materials should be submitted in two hard copies together with electronic file in the Word for Windows format (97/2000/2003). The paper should not exceed 14 pages of the typewritten text (Times New Roman, 12 points, 1.5-space).

5. The article should contain UDC number, Title (printed in capitals), Authors' names (the corresponding author name should be marked with asterisk), full Address of organization(s) in which the author(s) work, Abstract (200–250 words), Keywords (not more than 5 words), Introduction, the Text of the paper with tables, diagrams and figures (if there are any), Conclusion with clearly stated inferences, List of References, List of Symbols and Abbreviations (if it is necessary). Title, Authors' names and affiliation(s), Abstract, Keywords should be presented both in English and Russian languages.

6. The abstract should be informative (contain «squeeze» from all sections of the article – the introduction stating the purpose of the work, methods, main part and conclusion).

7. Figures should be black-and-white, represented in one of graphical formats (tif, pcx, bmp, gif, cdr, wmf, psd), attached with Excel or MS Graph and added with captions. All symbols in figures should be deciphered.

8. Tables should be placed directly in the article body. Diagrams and tables should not contain the same information. Each table should have the title. All tables, diagrams and figures should be referenced in the text.

9. Symbols and abbreviations which are used in articles should be deciphered directly in the text and also (if necessary) taken out on a separate page.

10. Dimensions of all quantities used in the article should correspond to International System of Units.

11. Formulas should be typed in Microsoft Equation Editor.

12. List of References is to be placed at the end of the article with full bibliographic information. Order of references should correspond to the order of their occurrence in the text. It is not recommended to refer to conference proceedings, papers from electronic journals without DOI number, textbooks, internet resources. References on unpublished works are prohibited. It is recommended to refer to not less than 10 references, self-citations – not more than 20 %.

13. The following information about every co-author should be presented: family name, first name, patronymic (or second) name (if there are any), scientific degree and title, organization and position, full address with the postal code for correspondence, office or mobile phone numbers, fax, e-mail.

14. Articles containing investigation results obtained in organizations should have a corresponding permission for publication.

15. Names of Foundations or Programs financially granted the research may be acknowledged in the end of the text.

16. Authors are responsible for submitting articles previously published or accepted by other publisher.

17. Articles not meeting the requirements of the Editorial Board would not be accepted and may be returned to the authors. The date of receipt is considered to be the day when the Editorial Board receives the author's original paper.

18. Authors conducting postgraduate (graduate studies, doctoral studies) have a priority in publishing their articles out of queue in the year of completion. Authors do not pay for publishing scientific articles. The Editorial Board can shorten and/or change the text if it does not strain the meaning of the article.

Индексы:
74835; 748352