



НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ВЕДОМОСТИ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО
ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

Физико-математические
науки

ТОМ 17, №1
2024

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ВЕДОМОСТИ САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО УНИВЕРСИТЕТА. ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ НАУКИ

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ ЖУРНАЛА

Боровков А.И., проректор по перспективным проектам;
Глухих В.А., академик РАН;
Жуков А.Е., чл.-кор. РАН;
Рудской А.И., академик РАН;
Сулис Р.А., академик РАН.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ ЖУРНАЛА

Иванов В.К., д-р физ.-мат. наук, профессор, СПбПУ, СПб., Россия, – главный редактор;
Фотиади А.Э., д-р физ.-мат. наук, профессор, СПбПУ, СПб., Россия, – зам. главного редактора;
Капралова В.М., канд. физ.-мат. наук, доцент, СПбПУ, СПб., Россия – ответственный секретарь;
Антонов В.И., д-р физ.-мат. наук, профессор, СПбПУ, СПб., Россия;
Безпрозванный И.Б., д-р биол. наук, профессор, Юго-Западный медицинский центр
Техасского университета, Даллас, США;
Блинов А.В., д-р физ.-мат. наук, профессор, СПбПУ, СПб., Россия;
Донецкий Д.В., д-р физ.-мат. наук, профессор, университет штата Нью-Йорк в Стоуни-Брук, США;
Дубов В.В., д-р физ.-мат. наук, профессор, СПбПУ, СПб., Россия;
Карасёв П.А., д-р физ.-мат. наук, профессор, СПбПУ, СПб., Россия;
Лобода О.С., канд. физ.-мат. наук, доцент, СПбПУ, СПб., Россия;
Малерб Й.Б., Dr.Sc. (Physics), профессор, университет Претории, ЮАР;
Остряков В.М., д-р физ.-мат. наук, профессор, СПбПУ, СПб., Россия;
Привалов В.Е., д-р физ.-мат. наук, профессор, СПбПУ, СПб., Россия;
Смирнов Е.М., д-р физ.-мат. наук, профессор, СПбПУ, СПб., Россия;
Соловьёв А.В., д-р физ.-мат. наук, профессор, Научно-исследовательский центр мезобионаносистем (MBN),
Франкфурт-на-Майне, Германия;
Таганцев А.К., д-р физ.-мат. наук, профессор, Швейцарский федеральный институт технологий,
Лозанна, Швейцария;
Топтыгин И.Н., д-р физ.-мат. наук, профессор, СПбПУ, СПб., Россия;
Фирсов Д.А., д-р физ.-мат. наук, профессор, СПбПУ, СПб., Россия;
Хейфец А.С., Ph.D. (Physics), профессор, Австралийский национальный университет,
Канберра, Австралия;
Черепанов А.С., д-р физ.-мат. наук, профессор, СПбПУ, СПб., Россия.

Журнал с 2002 г. входит в Перечень ведущих рецензируемых научных журналов и изданий, в которых должны быть опубликованы основные результаты диссертаций на соискание ученых степеней доктора и кандидата наук.

Сведения о публикациях представлены в Реферативном журнале ВИНТИ РАН, в международной справочной системе «Ulrich's Periodical Directory».

С 2008 года выпускается в составе сериального периодического издания «Научно-технические ведомости СПбГПУ».

Журнал зарегистрирован Федеральной службой по надзору в сфере информационных технологий и массовых коммуникаций (Роскомнадзор). Свидетельство о регистрации ПИ № ФС77-52144 от 11 декабря 2012 г.

Распространяется по Каталогу стран СНГ, Объединенному каталогу «Пресса России» и по Интернет-каталогу «Пресса по подписке». Подписной индекс 71823.

Журнал индексируется в базах данных **Web of Science** (Emerging Sources Citation Index), **Scopus**, а также включен в базы данных «**Российский индекс научного цитирования**» (РИНЦ), размещенную на платформе Научной электронной библиотеки на сайте <http://www.elibrary.ru>, и «**Directory of Open Access Journals**» (DOAJ).

При перепечатке материалов ссылка на журнал обязательна.

Точка зрения редакции может не совпадать с мнением авторов статей.

Адрес редакции и издательства:

Россия, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 29.
Тел. редакции 8 (812) 552-62-16.
<http://ntv.spbstu.ru/physics>

THE MINISTRY OF SCIENCE AND HIGHER EDUCATION OF THE RUSSIAN FEDERATION



ST. PETERSBURG STATE
POLYTECHNICAL UNIVERSITY
JOURNAL

Physics
and Mathematics

**VOLUME 17, No.1,
2024**

Peter the Great St. Petersburg
Polytechnic University
2024

ST. PETERSBURG STATE POLYTECHNICAL UNIVERSITY JOURNAL. PHYSICS AND MATHEMATICS

JOURNAL EDITORIAL COUNCIL

A.I. Borovkov – vice-rector for perspective projects;
V.A. Glukhikh – full member of RAS;
VA.I. Rudskoy – full member of RAS;
R.A. Suris – full member of RAS;
A.E. Zhukov – corresponding member of RAS.

JOURNAL EDITORIAL BOARD

V.K. Ivanov – Dr. Sci. (phys.-math.), prof., SPbPU, St. Petersburg, Russia, – editor-in-chief;
A.E. Fotiadi – Dr. Sci. (phys.-math.), prof., SPbPU, St. Petersburg, Russia, – deputy editor-in-chief;
V.M. Kapralova – Candidate of Phys.-Math. Sci., associate prof., SPbPU, St. Petersburg, Russia, – executive secretary;
VI. Antonov – Dr. Sci. (phys.-math.), prof., SPbPU, St. Petersburg, Russia;
I.B. Bezprozvanny – Dr. Sci. (biology), prof., The University of Texas Southwestern Medical Center, Dallas, TX, USA;
A.V. Blinov – Dr. Sci. (phys.-math.), prof., SPbPU, St. Petersburg, Russia;
A.S. Cherepanov – Dr. Sci. (phys.-math.), prof., SPbPU, St. Petersburg, Russia;
D.V. Donetski – Dr. Sci. (phys.-math.), prof., State University of New York at Stony Brook, NY, USA;
V.V. Dubov – Dr. Sci. (phys.-math.), prof., SPbPU, St. Petersburg, Russia;
D.A. Firsov – Dr. Sci. (phys.-math.), prof., SPbPU, St. Petersburg, Russia;
P.A. Karasev – Dr. Sci. (phys.-math.), prof., SPbPU, St. Petersburg, Russia;
A.S. Kheifets – Ph.D., prof., Australian National University, Canberra, Australia;
O.S. Loboda – Candidate of Phys.-Math. Sci., associate prof., SPbPU, St. Petersburg, Russia;
J.B. Malherbe – Dr. Sci. (physics), prof., University of Pretoria, Republic of South Africa;
VM. Ostryakov – Dr. Sci. (phys.-math.), prof., SPbPU, St. Petersburg, Russia;
VE. Privalov – Dr. Sci. (phys.-math.), prof., SPbPU, St. Petersburg, Russia;
EM. Smirnov – Dr. Sci. (phys.-math.), prof., SPbPU, St. Petersburg, Russia;
A.V. Solov'yov – Dr. Sci. (phys.-math.), prof., MBN Research Center, Frankfurt am Main, Germany;
A.K. Tagantsev – Dr. Sci. (phys.-math.), prof., Swiss Federal Institute of Technology, Lausanne, Switzerland;
IN. Toptygin – Dr. Sci. (phys.-math.), prof., SPbPU, St. Petersburg, Russia.

The journal is included in the List of leading peer-reviewed scientific journals and other editions to publish major findings of theses for the research degrees of Doctor of Sciences and Candidate of Sciences.

The publications are presented in the VINITI RAS Abstract Journal and Ulrich's Periodical Directory International Database.

The journal is published since 2008 as part of the periodical edition 'Nauchno-tekhnicheskie vedomosti SPb-GPU'.

The journal is registered with the Federal Service for Supervision in the Sphere of Telecom, Information Technologies and Mass Communications (ROSKOMNADZOR). Certificate ПИ № ФС77-52144 issued December 11, 2012.

The journal is distributed through the CIS countries catalogue, the «Press of Russia» joint catalogue and the «Press by subscription» Internet catalogue. The subscription index is 71823.

The journal is in the **Web of Science** (Emerging Sources Citation Index), **Scopus**, the **Russian Science Citation Index** (RSCI) and the **Directory of Open Access Journals** (DOAJ) databases.

© Scientific Electronic Library (<http://www.elibrary.ru>).

No part of this publication may be reproduced without clear reference to the source.

The views of the authors may not represent the views of the Editorial Board.

Address: 195251 Politekhnikeskaya St. 29, St. Petersburg, Russia.

Phone: 8 (812) 552-62-16.

<http://ntv.spbstu.ru/physics>

© Peter the Great St. Petersburg
Polytechnic University, 2024

Содержание

Физика конденсированного состояния

Козловский В. В., Лебедев А. А., Кузьмин Р. А., Малевский Д. А., Левинштейн М. Е., Оганесян Г. А. Влияние электронного и протонного облучения на свойства высоковольтных 4H-SiC диодов Шоттки в рабочем температурном диапазоне (статья на английском языке)	9
Филимонов А. В., Бондаренко В. Б. Хаотический потенциал заряженных дислокаций в гетероконтактах III-нитридов при локализации двумерного электронного газа	21
Карулина Е. А., Волгина Е. А., Кулемина С. М., Галиханов М. Ф., Минзагирова А. М. Влияние наполнителя на основе монтмориллонита на электретные свойства полипропилена (статья на английском языке)	29

Математическое моделирование физических процессов

Дворецкая Л. Н., Можаров А. М., Голтаев А. С., Фёдоров В. В., Мухин И. С. Численное моделирование режимов работы гетероструктурных фотодиодов на основе нитевидных нанокристаллов арсенида индия на кремниевых подложках	38
Алифов А. А. Колебания при нелинейном параметрическом воздействии и комбинации запаздываний	47

Приборы и техника физического эксперимента

Ермак С. В., Семенов В. В., Баранов А. А., Рогатин М. А., Сергеева М. В. Влияние намагничивания экрана на вариации частоты бортовых атомных часов	56
---	----

Физическая электроника

Тарадаев Е. П., Соминский Г. Г., Тарадаев С. П. Токовые и скоростные характеристики электронных потоков, формируемых электронно-оптической системой с многоострийным полевым эмиттером	64
--	----

Физическое материаловедение

Золоторевский Н. Ю., Рыбин В. В., Ушанова Э. А., Перевезенцев В. Н. Масштабная инвариантность распределения углов разориентировки на границах деформационного происхождения в меди, деформированной растяжением в различных условиях (статья на английском языке)	71
---	----

Биофизика и медицинская физика

Абрамова М. В., Малых А. С., Гатиева Я. М., Казалов М. А., Селькова П. А., Якимов А. П., Васильева А. А., Арсениев А. Н., Ходорковский М. А. Анализ белка Cas1_3 асгардархей: экспериментальная характеристика потенциального промежуточного звена в эволюции систем CRISPR-Cas.....	81
--	----

Ядерная физика

Лобанов А. А., Бердников Я. А., Музязев Е. В. Генеративно-состязательная сеть как основа генератора полуинклюзивного глубоконеупругого рассеяния лептона на поляризованном протоне	93
--	----

Радиофизика

Козлов А. С., Медведев А. В., Моторин Е. А., Савельев Е. А., Темкина В. С., Филиппов В. Н. <i>Пикосекундный импульсный волоконный лазер на основе конического иттербиевого волокна с низким собственным двулучепреломлением</i>	103
---	------------

Механика

Федотов А. В. <i>Сравнение подходов к заданию модальных матриц при модальном управлении упругими системами с наблюдателями и без них</i>	114
---	------------

Contents

Condensed matter physics

Kozlovski V. V., Lebedev A. A., Kuzmin R. A., Malevsky D. A., Levinshtein M. E., Oganessian G. A. *The electron and proton irradiation effects on the properties of high-voltage 4H-SiC Schottky diodes within the operating temperature range* 9

Filimonov A. V., Bondarenko V. B. *A chaotic potential of charged dislocations in group III-nitride heterojunctions during localization of a two-dimensional electron gas* 21

Karulina E. A., Volgina E. A., Kulemina S. M., Galikhanov M. F., Minzagirova A. M. *The effect of the montmorillonite-based filler on the electret properties of polypropylene* 29

Simulation of physical processes

Dvoretckaia L. N., Mozharov A. M., Goltaev A. S., Fedorov V. V., Mukhin I. S. *Numerical simulation of operating modes of heterostructural photodiodes based on indium arsenide nanowires on the silicon substrates* 38

Alifov A. A. *Oscillations under a nonlinear parametric action and combinations of delays* 47

Experimental technique and devices

Ermak S. V., Semenov V. V., Baranov A. A., Rogatin M. A., Sergeeva M. V. *Effect of shield magnetization on variations in the frequency of onboard rubidium atomic clocks* 56

Physical electronics

Taradaev E. P., Sominskii G. G., Taradaev S. P. *Current and speed characteristics of electron flows formed by the electron-optical system with a multi-tip field emitter* 64

Physical materials technology

Zolotarevsky N. Yu., Rybin V. V., Ushanova E. A., Perevezentsev V. N. *The scaling of misorientation angle distribution at strain-induced boundaries in copper deformed by tension under various conditions* 71

Biophysics and medical physics

Abramova M. V., Malykh A. S., Gatieva I. M., Kazalov M. A., Selkova P. A., Yakimov A. P., Vasileva A. A., Arseniev A. N., Khodorkovskii M. A. *An analysis of the Asgardarchaea Cas1_3 protein: Experimental characterization of a potential intermediate in the evolution of CRISPR-Cas systems* 81

Nuclear physics

Lobanov A. A., Berdnikov Ya. A., Muzyaev E. V. *A generative adversarial network as the basis for a semi-inclusive deep inelastic lepton scattering generator on a polarized proton* 93

Radiophysics

Kozlov A. S., Medvedev A. V., Motorin E. A., Savelyev E. A., Temkina V. S., Filippov V. N. *A pico-second fiber laser based on a tapered ytterbium fiber with the low birefringence* 103

Mechanics

Fedotov A. V. <i>A comparison of approaches to specifying the modal matrices in the modal control of elastic systems with and without observers</i>	114
--	-----

Condensed matter physics

Original article

UDC 621.38:539.1

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17101>

THE ELECTRON AND PROTON IRRADIATION EFFECTS ON THE PROPERTIES OF HIGH-VOLTAGE 4H-SiC SCHOTTKY DIODES WITHIN THE OPERATING TEMPERATURE RANGE

V. V. Kozlovski¹ ✉, A. A. Lebedev², R. A. Kuzmin²,

D. A. Malevsky², M. E. Levinshtein², G. A. Oganessian²

¹ Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia;

² Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

✉ kozlovski@physics.spbstu.ru

Abstract. In the paper, the effects of type, dose and temperature of irradiation with stable elementary particles (0.9 MeV electrons and 15 MeV protons) on the properties of the high-voltage 4H-SiC Junction Barrier Schottky diodes at room temperature (23°C) and the limiting operating one (175°C) have been compared. The electron irradiation of the objects with equal doses at 23°C и 175°C was found to cause a significant increase in its base differential resistance in the former case and the absence of this effect in the latter. However, in the latter, DLTS spectra exhibited a noticeable increase in the concentration of deep levels in the upper half of the band gap. The proton irradiation resulted in a noticeable rise in the mentioned resistance even at 175°C. The results obtained make it possible to evaluate the radiation resistance of the studied devices to proton and electron irradiation within the framework of any given requirements.

Keywords: silicon carbide, Schottky diode, irradiation, DLTS spectrum, current–voltage characteristic, annealing

Funding: This work was partly supported by Russian Science Foundation through project No. 22-12-00003.

For citation: Kozlovski V. V., Lebedev A. A., Kuzmin R. A., Malevsky D. A., Levinshtein M. E., Oganessian G. A., The electron and proton irradiation effects on the properties of high-voltage 4H-SiC Schottky diodes within the operating temperature range, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 17 (1) (2024) 9–20. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17101>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Научная статья

УДК 621.38:539.1

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17101>

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО И ПРОТОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА СВОЙСТВА ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ 4H-SiC ДИОДОВ ШОТТКИ В РАБОЧЕМ ТЕМПЕРАТУРНОМ ДИАПАЗОНЕ

В. В. Козловский¹ ✉, А. А. Лебедев², Р. А. Кузьмин²,

Д. А. Малевский², М. Е. Левинштейн², Г. А. Оганесян²

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

Санкт-Петербург, Россия;

² Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

✉ kozlovski@physics.spbstu.ru

Аннотация. В работе сопоставлено влияние вида, дозы и температуры облучения стабильными элементарными частицами (электронами и протонами с энергиями 15 и 0.9 МэВ соответственно) на свойства высоковольтных 4H-SiC интегрированных диодов Шоттки (JBS) при комнатной (23°C) и предельно допустимой рабочей (175°C) температурах. Установлено, что электронное облучение объекта одинаковыми дозами при температурах 23°C и 175°C приводит к существенному росту дифференциального сопротивления базовых слоев в первом случае и отсутствию этого эффекта во втором. Однако во втором случае DLTS-спектры демонстрируют заметный рост концентрации глубоких уровней в верхней половине запрещенной зоны. Протонное же облучение даже при 175°C приводит к существенному росту указанного сопротивления. Исследовано влияние отжига на облученные протонами структуры. Полученные результаты позволяют оценивать устойчивость исследованных приборов к протонному и электронному облучению в рамках любых заданных требований.

Ключевые слова: карбид кремния, диод Шоттки, облучение, спектр DLTS, вольт-амперная характеристика, отжиг

Финансирование: Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке Российского научного фонда (соглашение № 22-12-00003).

Для цитирования: Козловский В. В., Лебедев А. А., Кузьмин Р. А., Малевский Д. А., Левинштейн М. Е., Оганесян Г. А., Влияние электронного и протонного облучения на свойства высоковольтных 4H-SiC диодов Шоттки в рабочем температурном диапазоне // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2024. Т. 17. № 1. С 9–20. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17101>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Introduction

High-voltage 4H-SiC Schottky diodes are important components of automotive and space-based electronics, nuclear power plant equipment, reactive power compensators, photovoltaic cells, etc. The radiation resistance of such components to electron and proton irradiation is an essential criterion for the possibility of using them in nuclear reactor equipment and aerospace electronics [1 – 4].

The effect of electron irradiation on the properties of SiC-based devices has been studied in a number of papers (see, for example, Refs. [5 – 7] and references therein). In these papers, irradiation was carried out only at room temperature. In Ref. [8], for 1700 V 4H-SiC integrated junction barrier Schottky diodes (JBS), the influence of the electron irradiation temperature at very high temperatures T_i (300°C and 500°C) was studied. These temperatures are much higher than the limit operating temperature of high voltage SiC industrial JBS diodes (175°C).

The effect of 100 keV–60 MeV proton irradiation on the properties of the 4H-SiC devices has also been studied in a number of papers. In the vast majority of papers, irradiation was carried out at room temperature (see, for example, references in Ref. [9]). In Ref. [10], the T_i irradiation temperature was within 100–400 K. In Ref. [11], the maximum irradiation temperature T_i was 500°C.

Studies of the irradiation effect at high (up to 500°C) temperatures have shown that the radiation resistance of SiC devices increases monotonically with the irradiation temperature growth. It has been demonstrated that high-temperature (“hot”) irradiation produces defects that are absent during irradiation at room temperature. As shown earlier, when studying the defect creation in the silicon and gallium arsenide, it is very important to pay attention to high-temperature investigations specifically, due to the possibility of formation of secondary defects [12, 13].



However, as a practical matter, of prime importance is analyzing the effect of electron and proton irradiation and subsequent annealing on the properties of high-voltage Schottky diodes in the range from the room temperature to the limiting operation temperature of 175°C (CPW3-1700S010 Datasheet | Silicon Carbide Schottky Diode Chip. (n.d.), Accessed November 20, 2023), because 4H-SiC diodes are elements of power industrial electronics including automotive electronics, power converters, solar cells drives, and numerous other applications [14 – 17].

The goal of this study was to compare the effects of electron and proton irradiation carried out at room temperature and the maximum operating temperature, as well as post-irradiation annealing, on the parameters of high-power 4H-SiC JBS.

This study allows us to suggest some practical recommendations for improving their radiation resistance.

In this paper, we have compared the effect of irradiation with 0.9 MeV electrons and 15 MeV protons at $T_i = 23^\circ\text{C}$ and 175°C on the parameters of 4H-SiC high-voltage 4H-SiC JBS diodes with 600 and 1700 V blocking voltage U_b .

Materials and methods

4H-SiC Schottky diodes (JBS structures) with blocking voltage $U_b = 600$ V (CPW3-0600S002.0)¹ and $U_b = 1700$ V (CPW3-1700SO10)² were investigated [14]. The concentration of uncompensated impurity ($N_d - N_a$) in the base of structures with $U_b = 600$ V was $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; this value for the diodes with $U_b = 1700$ V was $3.4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. At small forward bias, in the region of the exponential part of forward current–voltage characteristic, the I – V characteristics of both types of diodes were very well described by the dependence [11, 18]:

$$I = I_0 \exp(qU/\beta kT),$$

where I_0 is the saturation current, $I_0 = 10^{-12} - 10^{-11}$ A; β is the ideality factor, $\beta = 1.02 - 1.05$; q is the elementary charge; k is the Boltzmann constant.

Irradiation by electrons with an energy of 0.9 MeV was carried out in a pulsed mode (the pulse repetition rate was 490 Hz; its duration was 330 μs). The irradiation was carried out in a target chamber in air, where the temperature was maintained with an accuracy of $\pm 5^\circ\text{C}$.

Irradiation by protons with an energy of 15 MeV was carried out at the MGTs-20 cyclotron in a pulsed mode (the pulse repetition rate was 100 Hz; its duration was 2.5 ms). The current density of the proton beam did not exceed 100 nA/cm².

The path lengths of electrons with an energy of 0.9 MeV and protons with an energy of 15 MeV in SiC were about 1.0 mm [19]. Thus, at base thicknesses $L \approx 10 \mu\text{m}$ for 600 V diodes and $L \approx 20 \mu\text{m}$ for diodes with $U_b = 1700$ V, defects were introduced uniformly over the sample volume.

The structures were subjected to post-irradiation annealing in the atmosphere of dry nitrogen at 300°C for 120 min. The I – V characteristics of the diodes were measured at 23°C in a pulsed mode, which ensured the isothermal nature of the measurements. The parameters of the formed radiation defects were determined by the method of non-stationary capacitance spectroscopy (DLTS). The measurements were carried out both in the initial samples and after each irradiation and/or annealing.

Results and discussion

The forward I – V characteristics of a diode with $U_b = 600$ V for an unirradiated structure (curve 1) and those irradiated with electrons at temperatures $T_i = 23^\circ\text{C}$ and 175°C are compared in Fig. 1.

At small forward biases U_f , less than the cutoff voltage $U_c \approx 0.8$ V, i.e., in the region of the exponential part of the I – V curve, the electron irradiation has only a slight effect on the parameters of the current – voltage characteristics [8]. At $U_f \geq U_c$, the I – V curves are characterized by a linear forward current dependence on the forward voltage.

In an unirradiated diode, the differential resistance R_d of the base is 0.075 Ω . Irradiation with a fluence $\Phi_e = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ at room temperature leads to an increase in R_d by 1.9 times, to the value of $R_d \approx 0.142 \Omega$. Irradiation with a fluence $\Phi_p = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ leads to an increase in R_d by approximately 4.6 times, to the value of $R_d \approx 0.345 \Omega$. The concentration in the base of the

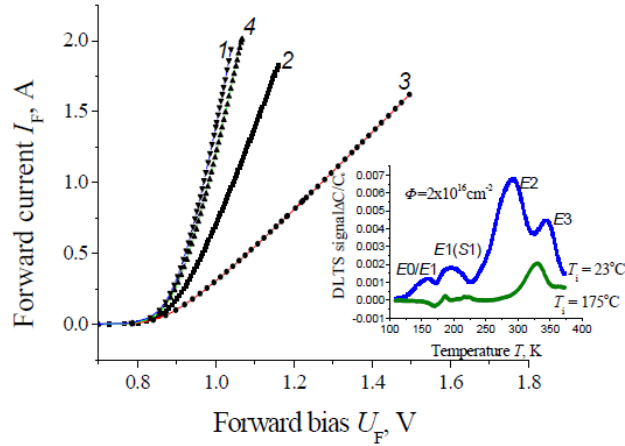


Fig. 1. A comparison of forward current – voltage characteristics of a diode (the blocking voltage is 600 V) obtained before (1) and after (2 – 4) its electron irradiation with fluences $\Phi_e = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (2) и $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (3, 4) at $T_i = 23^\circ\text{C}$ (2, 3) and 175°C (4).

The data was obtained in the region of biases exceeding the cut-off voltage; $T_i = 23^\circ\text{C}$ (1).

In the inset: the DLTS spectra of the sample irradiated with electrons with fluence $\Phi_e = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ at two temperatures. The rate window was 51 s^{-1}

non-irradiated structure n_0 approximately equals to 10^{16} cm^{-3} [20]. Assuming that the change in the mobility under the influence of irradiation can be neglected [21] and that the change in the base resistance is due to a decrease in the electron concentration only, it is easy to calculate that, for the both fluence values, the removal rate η_e of electrons under the influence of irradiation is

$$\eta_e = (n_0 - n)/\Phi_e \approx 0.40 \text{ cm}^{-1}, \quad (1)$$

where n is the electron concentration after irradiation.

The η_e value obtained is less than that of 1.67 cm^{-1} specified in Ref. [6], and slightly more than that of 0.25 cm^{-1} reported in Ref. [22].

After electron irradiation with fluence $\Phi_e = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ at $T_i = 175^\circ\text{C}$, the differential resistance of the base R_d is 0.085Ω (see curve 4 in Fig. 1), i. e. the value of R_d increases as a result of irradiation by only approximately 13 %. It is quite obvious that an increase in the irradiation temperature T_i , even within the permissible operating temperature, radically increases the radiation resistance of the devices.

Inset in Fig. 1 shows the DLTS spectra describing the levels in the upper half of the band gap after electron irradiation of diodes with fluence $\Phi_e = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ at $T_i = 23^\circ\text{C}$ and 175°C . The temperature position of the DLTS peaks at $T_i = 23^\circ\text{C}$ agrees satisfactory with the data of Ref. [7], in which the DLTS spectra were studied after irradiation of JBS structures with $U_b = 1700 \text{ V}$ by electrons with an energy of 1.05 MeV. The concentrations of acceptor levels N_t determined from the position of the peaks in the inset (see Fig. 1) are $N_t^{E0/E1} = 2.35 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $N_t^{E1/S1} = 3.70 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $N_t^{E2} = 1.40 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, and $N_t^{E3} = 1.02 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ for the E_0/E_1 , E_1/S_1 , E_2 , and E_3 peaks, respectively.

It is well known that electron irradiation creates also EH6/7 acceptor level, which corresponds to a maximum in DLTS spectra at a temperature of $\sim 570 \text{ K}$ [6]. When measuring the samples (see the data in Fig. 1), the maximum temperature did not exceed 400 K in order to avoid spontaneous annealing [5]. The DLTS spectra measured up to temperature of $\sim 630 \text{ K}$ on control samples showed that the EH6/7 level with concentration of about 10^{14} cm^{-3} corresponds to fluence $\Phi_e = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ at $T_i = 23^\circ\text{C}$.

Thus, the total concentration of acceptor centers in the upper half of the forbidden zone after electron irradiation with fluence $\Phi_e = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ at a temperature of $T_i = 23^\circ\text{C}$ is approximately $4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. At the initial electron concentration $n_0 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, one would expect an increase in the resistance of the diode base by $\approx 10 \%$. Meanwhile, the experiment shows that the resistance



increases by ~ 4.6 times. It should be assumed that electron irradiation creates acceptor levels in the lower half of the band gap as well. However, to the best of our knowledge, data on the concentration and parameters of the acceptor centers created by electron irradiation in 4H-SiC in the lower half of the band gap are not available in the literature.

Under irradiation at $T_i = 175^\circ\text{C}$ (see inset in Fig. 1), the peak with the maximum amplitude at $T \approx 330$ K (peak E_2) corresponds to the Z1/Z2 level. Its concentration $N_i^{Z1/Z2}$ is $5.0 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. The peaks observed at $T = 171$ K, 185 K, and 220 K correspond to the concentration of $N_{171} \approx 9.0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $N_{185} \approx 4.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, and $N_{220} \approx 5.0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, respectively. Assuming that the concentrations of the EH6/7 and Z1/Z2 levels are equal [23], the total concentration of acceptor levels generated by fluence $\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ in the upper half of the band gap at $T_i = 175^\circ\text{C}$ can be considered equal to $1.2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. An increase in resistance due to irradiation expected from such data should be $\sim 1.2\%$. Meanwhile, as can be seen from a comparison between curves 1 and 4 in Fig. 1, the resistance R_d increases in this case by about $\sim 13\%$, i.e., about an order of magnitude stronger.

The forward I - V characteristics of a diode with $U_b = 600$ V for an unirradiated structure (curve 1) and those irradiated with protons at temperatures $T_i = 23^\circ\text{C}$ and 175°C , as well as the structures after subsequent annealing (see inset in Fig. 2), are compared in Fig. 2.

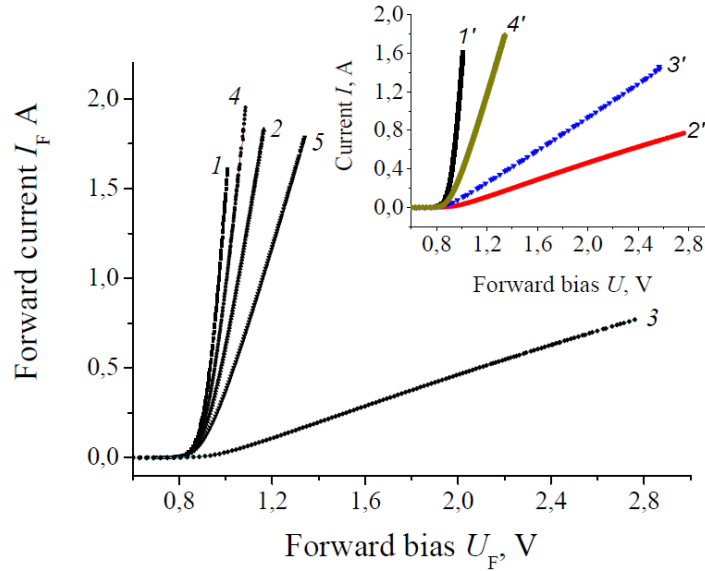


Fig. 2. A comparison of forward current – voltage characteristics of a diode (the blocking voltage is 600 V) obtained before (1, 1' in the inset) and after (2, 2' in the inset, 3 – 5) its proton irradiation with fluences $\Phi_p = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (2, 2', 4) and $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ (3, 5) at $T_i = 23^\circ\text{C}$ (2, 2', 3) and 175°C (4, 5).

In the inset: the I - V curves of the diode irradiated ($5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, 23°C) without subsequent annealing (2'); irradiated ($1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, 23°C) and then annealed at 300°C for 2 hrs (3'), irradiated ($5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, 175°C) and then annealed twice at 300°C for 2 hrs in the both cases (4').

All the data was obtained in the region of biases exceeding the cut-off voltage

After irradiation with protons at room temperature with fluence $\Phi_p = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (see curve 2 in Fig. 2), the differential base resistance R_d was 0.15Ω .

In a similar manner (see Eq. (1)), the electron removal rate

$$\eta_p = (n_0 - n)/\Phi_p \approx 100 \text{ cm}^{-1}, \quad (2)$$

where n is the electron concentration after irradiation.

Note that approximately the same increase in R_d results from electron irradiation with fluence $\Phi_e = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (see curve 2 in Fig. 1).

After proton irradiation with fluence $\Phi_p = 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, the R_d value was about 2.3Ω , i. e., it increased by a factor of 30 compared to the R_d value in the nonirradiated diode. However,

at $n_0 = 1.0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $\eta_e \approx 100 \text{ cm}^{-1}$, and $\Phi_p = 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, the electron concentration in the base n would have to be equal to zero. Such a discrepancy between the estimate established from the value of η_e determined at $\Phi_p = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ and the experimental result presented by curve 3 in Fig. 2 can be explained by the “flattening” of the dependence $n(\Phi)$ when approaching the situation of full compensation ($n = 0$).

At $T_i = 175^\circ\text{C}$ and irradiation with fluence $\Phi_p = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (see curve 4 in Fig. 2), the R_d value becomes equal to $\approx 0.09 \Omega$, i. e., it increases by only 1.2 times compared to the differential resistance of the nonirradiated diode. After irradiation with fluence $\Phi_p = 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, the R_d value is 0.24Ω (see curve 5), i.e., an order of magnitude less than that after irradiation with the same fluence at room temperature.

The inset in Fig. 2 shows the results of post-irradiation annealing (proton irradiation of the diodes had fluence $\Phi_p = 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ at $T_i = 23^\circ\text{C}$ and 175°C). Annealing at 300°C for 120 min led to a noticeable decrease in the base differential resistance for the diode irradiated at $T_i = 23^\circ\text{C}$ (compare curves 2' and 3'). However, even after annealing, the value of R_d (see curve 3') significantly exceeds the value of R_d in an unirradiated diode (see curve 1'). After irradiation at $T_i = 175^\circ\text{C}$, the diode was twice subjected to subsequent annealing at 300°C . The duration of each annealing was 120 min. However, annealing did not have any noticeable effect on the current–voltage characteristic of the diode irradiated at $T_i = 175^\circ\text{C}$ (see curve 4').

It should be noted that an increase in the annealing temperature to a value significantly exceeding 300°C can lead to degradation of devices even in the absence of a voltage applied to the device. As noted in Ref. [24], heating to temperatures $T > 370^\circ\text{C}$ leads to partial melting of nickel into the silicon carbide surface.

The results of the study of electron and proton irradiation effects on the parameters of JBS devices with blocking voltage $U_b = 1700 \text{ V}$ qualitatively correlate well with the above results for diodes with $U_b = 600 \text{ V}$.

Fig. 3 shows the forward current–voltage characteristics of a diode with a blocking voltage of 1700 V in the region of biases exceeding the cut-off voltage.

In the unirradiated diode, the differential resistance of the base R_d is 0.082Ω . Electron irradiation at room temperature with fluence $\Phi_e = 5.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ leads to an increase in R_d by a factor of 1.8, up to $R_d \approx 0.15 \Omega$. After irradiation with fluence $\Phi_e = 1.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, the

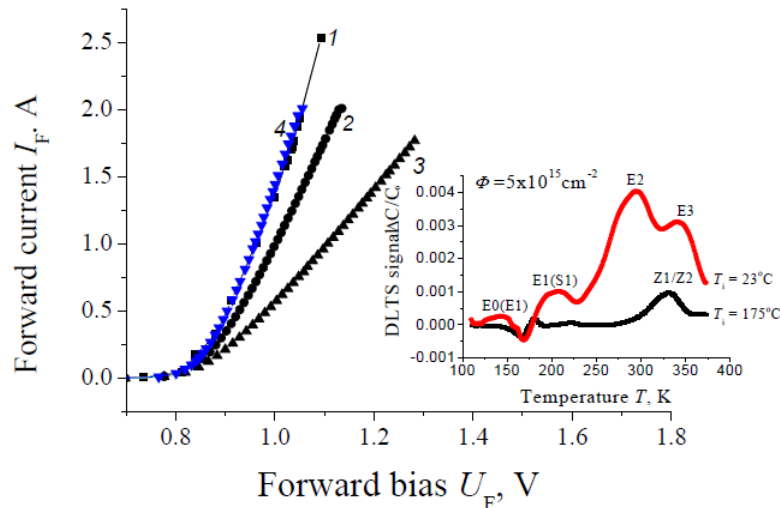


Fig. 3. A comparison of forward current–voltage characteristics of a diode (the blocking voltage is 1700 V) obtained before (1) and after (2 – 4) its electron irradiation with fluences $\Phi_e = 5.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ (2, 4) and $\Phi_e = 1.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (3) at $T_i = 23^\circ\text{C}$ (2, 3) and 175°C (4).

The data was obtained in the region of biases exceeding the cut-off voltage.

In the inset: the DLTS spectra of the sample irradiated with electrons with fluence

$\Phi_e = 5.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ at two temperatures. The rate window was 51 s^{-1}



value of R_d was $\approx 0.23 \Omega$, i.e. increased approximately 2.8 times. At the initial concentration $n_0 = 3.4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, this result corresponds to the electron removal rate $\eta_e \approx 0.15 \text{ cm}^{-1}$. This value agrees well with that one found for similar diodes in Ref. [7] upon irradiation with electrons with an energy of 1.05 MeV.

After electron irradiation of the sample with a fluence $\Phi_e = 5.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ at $T_i = 175^\circ\text{C}$ (see curve 4 in Fig. 3), the I - V curve precisely coincides with the corresponding one of the unirradiated sample. However, as can be seen from the inset in Fig. 3, the DLTS spectra corresponding to the levels in the upper half of the band gap demonstrate changes in the amplitudes of the peaks not only after irradiation at room temperature, but also after irradiation at $T_i = 175^\circ\text{C}$. One can see in Fig 3 that at $\Phi_e = 0$, the amplitudes of the maxima of the DLTS spectra are negligible compared to the amplitudes of the DLTS spectra of irradiated ones.

Comparing the results shown in the inset in Fig. 3 with those shown in the inset in Fig. 1, it is easy to see that in both cases DLTS registers almost identical maxima. A small difference in the positions and widths of the maxima is explained by the inevitable change in these parameters with a significant change in fluence.

For the DLTS spectrum at $T_i = 175^\circ\text{C}$, the maximum at $T = 317 \text{ K}$ was identified as Z1/Z2 level with a concentration of $N_{\text{Z1/Z2}} \approx 1.2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. The total concentration of all levels observed in the upper half of the band gap corresponding to the irradiation temperature $T_i = 175^\circ\text{C}$, taking into account the concentration of the EH6/7 level, taken equal to the concentration of the Z1/Z2 level, is $N_i^\Sigma \approx 2.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, i. e. less than one percent on the electron concentration $n_0 = 3.4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ in the nonirradiated sample. Thus, as in the discussion of the data shown in Fig. 1, it should be assumed that acceptor levels with a considerable concentration are created by electron irradiation also in the lower half of the band gap.

Fig. 4 shows the effect of proton irradiation at temperatures $T_i = 23^\circ\text{C}$ and 175°C as well as subsequent annealing on forward I - V characteristics of a diode with $U_b = 1700 \text{ V}$.

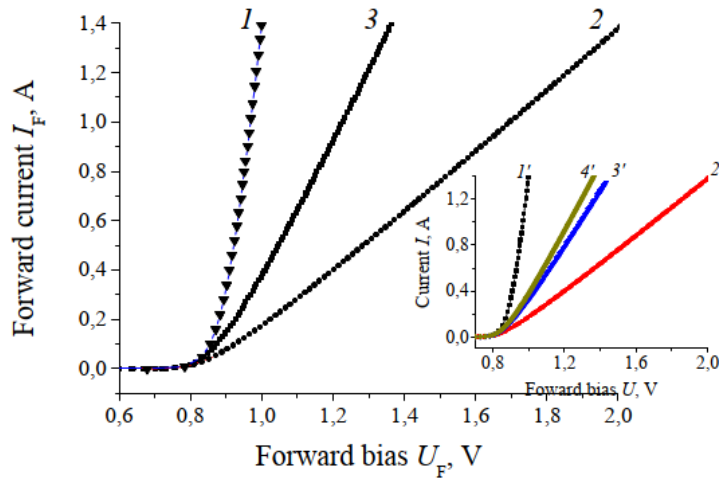


Fig. 4. A comparison of forward current – voltage characteristics of a diode (the blocking voltage is 1700 V) obtained before (1, 1' in the inset) and after (2, 2' in the inset, 3) its proton irradiation with fluence $\Phi_p = 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (2, 2', 3) at $T_i = 23^\circ\text{C}$ (2, 2') and 175°C (3, 3').

In the inset: the I - V curves of the diode irradiated ($3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, 23°C) without subsequent annealing (2'); irradiated ($3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, 23°C) and then annealed at 300°C for 2 hrs (3'), irradiated ($3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, 175°C) and then annealed twice at 300°C for 2 hrs in the both cases (4'). All the data was obtained in the region of biases exceeding the cut-off voltage

After proton irradiation with fluence $\Phi_p = 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ at $T_i = 23^\circ\text{C}$, the base differential resistance R_d increased from 0.082 to 0.812Ω , which corresponds to an order of magnitude decrease in the electron concentration in the base. Thus, the removal rate of electrons due to the generation of acceptor centers by protons is in this case

$$\eta_p = (n_0 - n)/\Phi_p \approx 100 \text{ cm}^{-1}, \quad (3)$$

which agrees with the data obtained above for diodes with $U_b = 600 \text{ V}$ very well (see Eq. (2)).

At the same fluence $\Phi_p = 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, but at the irradiation temperature $T_i = 175^\circ\text{C}$, the value of the base differential resistance after irradiation was $R_d = 0.38 \Omega$, i. e., about 2.1 times less than that after irradiation with the same fluence at room temperature (23°C). Annealing for two hours at 300°C reduces the differential resistance R_d of the diode irradiated at 23°C from 0.812 to 0.420Ω , i. e., almost two times (compare curves 2' and 3' in the inset in Fig. 4). However, this value is still greater than the R_d value after irradiation with the same fluence at $T_i = 175^\circ\text{C}$ ($R_d = 0.38 \Omega$, curve 4'). On the other hand, annealing in the same mode (120 min at 300°C) has practically no effect on the R_d value of the diodes irradiated at $T_i = 175^\circ\text{C}$. This result turns out to be partly expected, since some of the defects introduced during irradiation were annealed at $200 - 350^\circ\text{C}$ [25].

Conclusions

The effects of 0.9-MeV-electron and 15-MeV-proton irradiation on the parameters of the high-voltage 4H-SiC Schottky diodes with blocking voltages $U_b = 600 \text{ V}$ and 1700 V were studied at irradiation temperatures $T_i = 23^\circ\text{C}$ (room temperature) and 175°C (limiting operating temperature). Removal rate η_e under electron irradiation for diodes with $U_b = 600 \text{ V}$ was found to be 0.40 cm^{-1} for $T_i = 23^\circ\text{C}$. For diodes with $U_b = 1700 \text{ V}$, the value of η_e was found to be $\eta_e \approx 0.15 \text{ cm}^{-1}$. Electron irradiation at $T_i = 175^\circ\text{C}$ practically does not affect the resistance of the base. Thus, heating during irradiation even to a relatively low temperature significantly increases the radiation resistance of devices with respect to electron irradiation. Both for $T_i = 23^\circ\text{C}$ and 175°C , a comparison of the DLTS spectra describing the levels in the upper half of the band gap with the data on the changes in the base resistance leads to the assumption that acceptor levels with a noticeable concentration are created during electron irradiation also in the lower half of the band gap. Under proton irradiation, both for the diodes with $U_b = 600 \text{ V}$ and 1700 V , the removal rate η_p for $T_i = 23^\circ\text{C}$ was found to be about 100 cm^{-1} . Annealing for 120 min at 300°C after irradiation with fluence $\Phi_p = 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ at $T_i = 23^\circ\text{C}$ leads to a noticeable decrease in the differential resistance of the base. Double annealing for 120 min at 300°C after irradiation with the same fluence at $T_i = 175^\circ\text{C}$ practically does not change the current–voltage characteristic of the diodes.

In summary, it may be said that the radiation hardness of high-voltage SiC Schottky diodes subjected to electron irradiation, can be significantly improved if they are heated to a relatively low temperature during irradiation. As for the proton irradiation, the radiation resistance of these devices also increases noticeably with increasing the irradiation temperature. At relatively low irradiation doses, even a relatively short-term post-irradiation annealing at a temperature of 300°C can significantly reduce the differential resistance of the diode base.

REFERENCES

1. Claey's C., Simoen E., Radiation effects in advanced semiconductor materials and devices (Springer Series in Materials Science. Vol. 57). Springer, Berlin, Heidelberg, 2002.
2. Lee K. K., Ohshima T., Saint A., et al., A comparative study of the radiation hardness of silicon carbide using light ions, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 210 (Sept) (2003) 489–494.
3. Ohshima T., Onoda Sh., Iwamoto N., et al., Radiation response of silicon carbide diodes and transistors, In book: Physics and Technology of Silicon Carbide Devices. Ch. 16. Ed. by Y. Hijikata, InTechOpen, Rijeka (Republic of Croatia), 2012.
4. Lioliou G., Chan H. K., Gohil T., et al., 4H-SiC Schottky diode arrays for X-ray detection, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 840 (21 Dec) (2016) 145–152.
5. Castaldini A., Cavallini A., Rigutti L., Nava F., Low temperature annealing of electron irradiation induced defects in 4H-SiC, Appl. Phys. Lett. 85 (17) (2004) 3780–3782.
6. Omotoso E., Meyer W. E., Auret F. D., et al., The influence of high energy electron irradiation on the Schottky barrier height and the Richardson constant of Ni/4H-SiC Schottky diodes, Mater. Sci. Semicond. Proc. 39 (Nov) (2015) 112–118.



7. **Hazdra P., Vobecký J.**, Radiation defects created in *n*-type 4H-SiC by electron irradiation in the energy range of 1–10 MeV, *Phys. Status Solidi. A.* 216 (17) (2019) 1900312.
8. **Lebedev A. A., Kozlovski V. V., Davydovskaya K. S., Levinshtein M. E.**, Radiation hardness of silicon carbide upon high-temperature electron and proton irradiation, *Mater.* 14 (17) (2021) 4976.
9. **Siddiqui A., Hallén A., Hussain A., Usman M.**, Carrier removal rates in 4H-SiC power diodes – A predictive analytical model, *Mater. Sci. Semicond. Proc.* 167 (15 Nov) (2023) 107771.
10. **Zhao L., Tang Y., Bai Y., et al.**, Analysis of defects and electrical characteristics of variable-temperature proton-irradiated 4H-SiC JBS diodes, *Electronics.* 11 (9) (2022) 1341.
11. **Lebedev A. A., Kozlovski V. V., Levinshtein M. E., et al.**, Effect of high temperature irradiation with 15 MeV protons on characteristics of power SiC Schottky diodes, *Solid-State Electron.* 181–182 (Aug) (2021) 108009.
12. **Zakharenkov L. F., Kozlovskii V. V., Shustrov B. A.**, Transmutation doping of indium phosphide and gallium arsenide due to protons and α -particles, *Phys. Status Solidi A.* 17 (1) (1990) 85–90.
13. **Lindström J. L., Murin L. I., Hallberg T., et al.**, Defect engineering in Czochralski silicon by electron irradiation at different temperatures, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B.* 186 (1–4) (2002) 121–125.
14. **Kimoto T.**, High-voltage SiC power devices for improved energy efficiency, *Proc. Jpn. Acad. Ser. B., Phys. Biol. Sci.* 98 (4) (2022) 161–189.
15. **Mauromicale G., Raciti A., Rizzo S. A., et al.**, SiC power modules for traction inverters in automotive applications, *Proc. 45th Annu. Conf. IEEE Industr. Electron. Soc. (IECON 2019).* 14–17 Oct., 2019. Lisbon, (Portugal); IEEE (2019) 1973–1978.
16. **Ni Z., Lyu X., Yadav O. P., et al.**, Overview of real-time lifetime prediction and extension for SiC power converters, *IEEE Trans. Power Electron.* 35 (8) (2020) 7765–7794.
17. **Chen Z., Chen C., Huang A. Q.**, Driver integrated online *RDS-on* monitoring method for SiC power converters, *Proc. 2022 IEEE Energy Conversion Congress and Exposition (ECCE),* Oct. 9–13, Detroit, MI, USA. IEEE (2022) 01–07.
18. **Vobecky J., Hazdra P., Popelka S., Sharma R. K.**, Impact of electron irradiation on the ON-State characteristics of a 4H-SiC JBS diode, *IEEE Trans. Electron Devices.* 62 (6) (2015) 1964–1969.
19. **Ziegler J. F., Biersack J. P.**, The stopping and range of ions in matter, In book: *Treatise on heavy-ion science*, Ed. by Bromley D. A., Springer, Boston, MA, USA (1985) 93–129.
20. **Ivanov P. A., Levinshtein M. E.**, The impact of parasitic inductance on the dV/dt ruggedness of 4H-SiC Schottky diodes, *Microelectron. Reliab.* 122 (July) (2021) 114159.
21. **Levinshtein M., Shur M.**, Handbook series on semiconductor parameters: Ternary and quaternary III-V compounds. Vol. 2. Ed. by Rumyantsev S. L., World Scientific, Singapore, 1999.
22. **Kozlovski V. V., Lebedev A. A., Bogdanova E. V.**, Model for conductivity compensation of moderately doped *n*- and *p*-4H-SiC by high-energy electron bombardment, *J. Appl. Phys.* 117 (15) (2015) 155702.
23. **Kaneko H., Kimoto T.**, Formation of a semi-insulating layer in *n*-type 4H-SiC by electron irradiation, *Appl. Phys. Lett.* 98 (26) (2011) 262106.
24. **Karsthof R., Bathen M. E., Galeckas A., Vines L.**, Conversion pathways of primary defects by annealing in proton-irradiated *n*-type 4H-SiC, *Phys. Rev. B.* 102 (18) (2020) 184111.
25. **Lebedev A. A., Veinger A. I., Davydov D. V., et al.**, Doping of *n*-type 6H-SiC and 4H-SiC with defects created with a proton beam, *J. Appl. Phys.* 88 (11) (2000) 6265–6271.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Claeys C., Simoen E.** Radiation effects in advanced semiconductor materials and devices (Springer Series in Materials Science. Vol. 57). Berlin, Heidelberg: Springer, 2002. 404 p.
2. **Lee K. K., Ohshima T., Saint A., Kamiya T., Jamieson D. N., Iton H.** A comparative study of the radiation hardness of silicon carbide using light ions // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* // 2003. Vol. 210. September. Pp. 489–494.
3. **Ohshima T., Onoda Sh., Iwamoto N., Makino T., Arai M., Tanaka Y.** Radiation response of silicon carbide diodes and transistors // *Physics and Technology of Silicon Carbide Devices.* Chapter 16. Edited by Y. Hijikata. Rijeka (Republic of Croatia): InTechOpen, 2012. 414 p.

4. Lioliou G., Chan H. K., Gohil T., Vassilevski K. V., Wright N. G., Horsfall A. B., Barnett A. M. 4H-SiC Schottky diode arrays for X-ray detection // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2016. Vol. 840. 21 December. Pp. 145–152.
5. Castaldini A., Cavallini A., Rigutti L., Nava F. Low temperature annealing of electron irradiation induced defects in 4H-SiC // Applied Physics Letters. 2004. Vol. 85. No. 17. Pp. 3780–3782.
6. Omotoso E., Meyer W. E., Auret F. D., Paradzan A. T., Diale M., Coelho S. M. M., van Rensburg P. J. J. The influence of high energy electron irradiation on the Schottky barrier height and the Richardson constant of Ni/4H-SiC Schottky diodes // Materials Science in Semiconductor Processing. 2015. Vol. 39. November. Pp. 112–118.
7. Hazdra P., Vobecký J. Radiation defects created in *n*-type 4H-SiC by electron irradiation in the energy range of 1–10 MeV // Physica Status Solidi A. 2019. Vol. 216. No. 17. P. 1900312.
8. Lebedev A. A., Kozlovski V. V., Davydovskaya K. S., Levinshtein M. E. Radiation hardness of silicon carbide upon high-temperature electron and proton irradiation // Materials. 2021. Vol. 14. No. 17. P. 4976.
9. Siddiqui A., Hallén A., Hussain A., Usman M. Carrier removal rates in 4H-SiC power diodes – A predictive analytical model // Materials Science in Semiconductor Processing. 2023. Vol. 167. 15 November. P. 107771.
10. Zhao L., Tang Y., Bai Y., Qiu M., Wu Zh., Yang Y., Yang Ch., Tian X., Liu X. Analysis of defects and electrical characteristics of variable-temperature proton-irradiated 4H-SiC JBS diodes // Electronics. 2022. Vol. 11. No. 9. P. 1341.
11. Lebedev A. A., Kozlovski V. V., Levinshtein M. E., Ivanov A. E., Davydovskaya K. S. Effect of high temperature irradiation with 15 MeV protons on characteristics of power SiC Schottky diodes // Solid-State Electronics. 2021. Vol. 181–182. August. P. 108009.
12. Zakharenkov L. F., Kozlovskii V. V., Shustrov B. A. Transmutation doping of indium phosphide and gallium arsenide due to protons and α -particles // Physica Status Solidi A. 1990. Vol. 17. No. 1. Pp. 85–90.
13. Lindström J. L., Murin L. I., Hallberg T., Markevich V. P., Svensson B. G., Kleverman M., Hermansson J. Defect engineering in Czochralski silicon by electron irradiation at different temperatures // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. 2002. Vol. 186. No. 1–4. Pp. 121–125.
14. Kimoto T. High-voltage SiC power devices for improved energy efficiency // Proceedings of the Japan Academy. Series B: Physical and Biological Sciences. 2022. Vol. 98. No. 4. Pp. 161–189.
15. Mauromicale G., Raciti A., Rizzo S. A., Susinni G., Abbatelli L., Buonomo S., Cavallaro D., Giuffrida V. SiC power modules for traction inverters in automotive applications // Proceedings of the 45th Annual Conference of the IEEE Industrial Electronics Society (IECON 2019). 14–17 October, 2019. Lisbon, (Portugal); IEEE, 2019. Pp. 1973–1978.
16. Ni Z., Lyu X., Yadav O. P., Singh B. N., Zheng H., Cao D. Overview of real-time lifetime prediction and extension for SiC power converters // IEEE Transactions on Power Electronics. 2020. Vol. 35. No. 8. Pp. 7765–7794.
17. Chen Z., Chen C., Huang A. Q. Driver integrated online *RDS*-on monitoring method for SiC power converters // Proceedings of 2022 IEEE Energy Conversion Congress and Exposition (ECCE), October 9–13, Detroit, MI, USA. IEEE, 2022. Pp. 01–07.
18. Vobecky J., Hazdra P., Popelka S., Sharma R. K. Impact of electron irradiation on the ON-State characteristics of a 4H-SiC JBS diode // IEEE Transactions on Electron Devices. 2015. Vol. 62. No. 6. Pp. 1964–1969.
19. Ziegler J. F., Biersack J. P. The stopping and range of ions in matter // Treatise on heavy-ion science. Edited by Bromley D. A. Boston, MA: Springer, 1985. Pp. 93–129.
20. Ivanov P. A., Levinshtein M. E. The impact of parasitic inductance on the dV/dt ruggedness of 4H-SiC Schottky diodes // Microelectronics Reliability. 2021. Vol. 122. July. P. 114159.
21. Levinshtein M., Shur M. Handbook series on semiconductor parameters: Ternary and quaternary III-V compounds. Vol. 2. Edited by Rumyantsev S. L. Singapore: World Scientific, 1999. 205 p.
22. Kozlovski V. V., Lebedev A. A., Bogdanova E. V. Model for conductivity compensation of moderately doped *n*- and *p*-4H-SiC by high-energy electron bombardment // Journal of Applied Physics. 2015. Vol. 117. No. 15. P. 155702.
23. Kaneko H., Kimoto T. Formation of a semi-insulating layer in *n*-type 4H-SiC by electron irradiation // Applied Physics Letters. 2011. Vol. 98. No. 26. P. 262106.



24. **Karsthof R., Bathen M. E., Galeckas A., Vines L.** Conversion pathways of primary defects by annealing in proton-irradiated *n*-type 4H-SiC // *Physical Review B*. 2020. Vol. 102. No. 18. P. 184111.

25. **Lebedev A. A., Veinger A. I., Davydov D. V., Kozlovski V. V., Savkina N. S., Strel'chuk A. M.** Doping of *n*-type 6H-SiC and 4H-SiC with defects created with a proton beam // *Journal of Applied Physics*. 2000. Vol. 88. No. 11. Pp. 6265–6271.

THE AUTHORS

KOZLOVSKI Vitali V.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

kozlovski@physics.spbstu.ru

ORCID: 0000-0002-1752-6

LEBEDEV Alexander A.

Ioffe Institute of RAS

26 Polytekhnicheskaya St., St. Petersburg, 194021, Russia

shura.lebe@mail.ioffe.ru

ORCID: 0000-0003-0829-5053

KUZMIN Roman A.

Ioffe Institute of RAS

26 Polytekhnicheskaya St., St. Petersburg, 194021, Russia

kuzminra@mail.ioffe.ru

ORCID: 0000-0001-6681-7046

MALEVSKY Dmitry A.

Ioffe Institute of RAS

26 Polytekhnicheskaya St., St. Petersburg, 194021, Russia

dmalevsky@scell.ioffe.ru

ORCID: 0000-0002-9337-4137

LEVINSHTEIN Mikhail E.

Ioffe Institute of RAS

26 Polytekhnicheskaya St., St. Petersburg, 194021, Russia

melev@nimis.ioffe.ru

ORCID: 0000-0002-9712-7387

OGANESYAN Gagik A.

Ioffe Institute of RAS

26 Polytekhnicheskaya St., St. Petersburg, 194021, Russia

Gagik.Oganesyan@mail.ioffe.ru

ORCID: 0000-0001-7111-6316

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

КОЗЛОВСКИЙ Виталий Васильевич — доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

kozlovski@physics.spbstu.ru

ORCID: 0000-0002-1752-6

ЛЕБЕДЕВ Александр Александрович — доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией и Отделением твердотельной электроники Физико-технического института им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия.

194021, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

shura.lebe@mail.ioffe.ru

ORCID: 0000-0003-0829-5053

КУЗЬМИН Роман Алексеевич — инженер лаборатории твердотельной электроники Физико-технического института им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия.

194021, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

kuzminra@mail.ioffe.ru

ORCID: 0000-0001-6681-7046

МАЛЕВСКИЙ Дмитрий Андреевич — научный сотрудник ООО «Научно-технический центр тонкопленочных технологий в энергетике при Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе» Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия.

194021, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

dmalevsky@scell.ioffe.ru

ORCID: 0000-0002-9337-4137

ЛЕВИНШТЕЙН Михаил Ефимович — доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник Отделения твердотельной электроники Физико-технического института им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия.

194021, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

melev@nimis.ioffe.ru

ORCID: 0000-0002-9712-7387

ОГАНЕСЯН Гагик Араратович — кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Отделения твердотельной электроники Физико-технического института им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия.

194021, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

Gagik.Oganesyan@mail.ioffe.ru

ORCID: 0000-0001-7111-6316

Received 23.11.2023. Approved after reviewing 12.12.2023. Accepted 12.12.2023.

Статья поступила в редакцию 23.11.2023. Одобрена после рецензирования 12.12.2023. Принята 12.12.2023.

Научная статья

УДК 538.915

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17102>

ХАОТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ЗАРЯЖЕННЫХ ДИСЛОКАЦИЙ В ГЕТЕРОКОНТАКТАХ III-НИТРИДОВ ПРИ ЛОКАЛИЗАЦИИ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

А. В. Филимонов ✉, **В. Б. Бондаренко**

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

Санкт-Петербург, Россия

✉ filimonov@rphf.spbstu.ru

Аннотация. В работе исследуется хаотический потенциал (ХП) в гетероконтактах III-нитридов, обусловленный электростатическим полем заряженных дислокаций, в условиях локализации двумерного электронного газа в приконтактной области. В рамках статистического анализа пуассоновского ансамбля линейных дефектов определены амплитуда и масштаб ХП в плоскости контакта. Показана зависимость параметров ХП от плотности поверхностных состояний и концентрации дислокаций на пороге подвижности двумерного электронного газа. Установлено, что при наличии эффектов локализации электронного заряда в гетероконтактах амплитуда ХП превышает 100 мЭВ в широком диапазоне изменения параметров системы.

Ключевые слова: хаотический потенциал, гетерокontakt III-нитридов, двумерный электронный газ, естественный размерный эффект

Финансирование: Работа выполнена в рамках Государственного задания на проведение фундаментальных исследований (код темы FSEG-2023-0016).

Для цитирования: Филимонов А. В., Бондаренко В. Б. Хаотический потенциал заряженных дислокаций в гетероконтактах III-нитридов при локализации двумерного электронного газа // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2024. Т. 17. № 1. С 21–28. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17102>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Original article

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17102>

A CHAOTIC POTENTIAL OF CHARGED DISLOCATIONS IN GROUP III-NITRIDE HETEROJUNCTIONS DURING LOCALIZATION OF A TWO-DIMENSIONAL ELECTRON GAS

A. V. Filimonov ✉, **V. B. Bondarenko**

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

✉ filimonov@rphf.spbstu.ru

Abstract. This work studies a chaotic potential (CP) in the heterojunctions of III-nitrides, the CP caused by the electrostatic field of charged dislocations, under localization conditions of a two-dimensional electron gas in the near-contact region. Within the framework of the statistical analysis of a Poisson ensemble of linear defects, the amplitude and scale of the CP in the contact plane have been determined. The CP parameter dependence on the density of surface

states and the concentration of dislocations at the mobility threshold of the two-dimensional electron gas was shown. The CP amplitude was established to exceed 100 meV in a wide range of changes in the system parameters, in the presence of electronic charge localization effects in the heterojunctions.

Keywords: chaotic potential, III-nitride heterojunction, two-dimensional electron gas, natural size effect

Funding: The reported study was carried out within the framework of the State Assignment for Fundamental Research (Subject Code FSEG-2023-0016).

For citation: Filimonov A. V., Bondarenko V. B., A chaotic potential of charged dislocations in group III-nitride heterojunctions during localization of a two-dimensional electron gas, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 17 (1) (2024) 21–28. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17102>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Введение

Двумерный электронный газ в гетероконтактах на основе III-нитридов обладает, как правило, высокой подвижностью. Однако данное свойство указанной подсистемы существенным образом зависит от совершенства полупроводниковых структур. Дефектность контактирующих полупроводников и межфазной границы ограничивает подвижность свободных носителей заряда [1]. В ряде случаев уменьшение длины свободного пробега носителей возможно и в результате их рассеяния на заряженных дислокациях [1 – 3]. Очевидно, что при исследовании процессов подобного рода необходимо учитывать как возможные концентрации данных протяженных дефектов в гетероконтактах, так и заселенность дислокационных состояний [4]. Перераспределение электронной плотности между поверхностными состояниями и состояниями линейных дефектов приводит к изменениям электрического поля и потенциала в плоскости контакта. При некоторых же предельных значениях случайных полей может возникнуть состояние сильной локализации двумерного электронного газа [5].

Оценки показывают, что флуктуации электрических полей на поверхности полупроводников и формирование хаотического потенциала (ХП) могут быть связаны не только с дефектностью самой поверхности, но и с локализованными зарядами в приповерхностных слоях обеднения электрических полей. В широком диапазоне параметров полупроводниковых структур возникает классический размерный эффект в контактах, связанный с естественной сопоставимостью характерных масштабов в области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника [6]. Установлено, что в условиях данного естественного размерного эффекта и неоднородности локальных полей заряженных дефектов в гетероконтактах при уменьшении плотности делокализованных поверхностных состояний происходит рост амплитуды и характерного масштаба ХП [7]. Кроме того, само распределение электронного заряда в области контакта самосогласованным образом зависит от ХП, формируемого на границе раздела, поскольку изменяется спектр поверхностных состояний и, возможно, их локализация. С учетом ослабления экранирующей способности двумерного электронного газа в условиях его локализации представляется важным исследовать структуры ХП заряженных дислокаций в гетероконтактах полупроводниковых нитридных соединений.

Цель настоящей работы – определить указанный ХП в гетероконтактах III-нитридов и характер его зависимости от параметров системы.

Распределение потенциала заряженных дислокаций в гетероконтакте

Для примера проанализируем гетероструктуру на основе контакта AlGaIn/GaN [8]. Рассмотрим модель, согласно которой прорастающие дислокации несоответствия с поверхностной концентрацией N_{dist} в указанной гетероструктуре представлены в виде заряженных нитей, перпендикулярных к плоскости контакта. В пренебрежении взаимодействием



между дислокациями их распределение по количеству можно считать пуассоновским. В этом представлении вероятность расположения N указанных линейных дефектов на участке контакта радиуса R равна

$$p(N) = \frac{\langle N \rangle^N \exp(-\langle N \rangle)}{N!}, \quad (1)$$

где $\langle N \rangle$ – среднее количество этих дефектов на данном участке, и $\langle N \rangle = N_{disl} \pi R^2$.

Вследствие полярности химической связи в кристаллах нитридов алюминия и галлия, в механически напряженных гетероконтактах возникают пьезоэффект и спонтанная поляризация [8]. В результате инжекции электронов в область контакта формируются поверхностное поле и соответствующий изгиб зон в нитриде галлия, при этом величина последнего превышает половину ширины запрещенной зоны (она составляет около 1,8 эВ). Поскольку формируемый канальный слой рассматриваемой гетероструктуры практически всегда содержит нелегированный или компенсированный нитрид галлия GaN, объемный заряд в области изгиба зон в основном образован заряженными дислокациями. При наличии больших изгибов зон такие протяженные дефекты в пределах ОПЗ будем считать равномерно заряженными с некоторой линейной плотностью λ . Если в гетероконтакте имеется только локализованный поверхностный заряд, то для определения параметров ХП имеется возможность воспользоваться принципом суперпозиции. Можно показать, что при этом доминирующий вклад в крупномасштабные флуктуации поля в контакте вносит система заряженных дислокаций [7].

Потенциал поля произвольно выбранной дислокации в плоскости контакта будем определять в полярной системе координат, в которой ρ – радиальная координата, определяющая расстояние от данного линейного дефекта до точки наблюдения. Интегрирование вдоль заряженной дислокации в пределах ОПЗ шириной L_0 дает величину потенциальной энергии поверхностного электрона в плоскости контакта:

$$U_i(\rho) = \frac{2e\lambda}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \ln \frac{\sqrt{\rho^2 + L_0^2} + L_0}{\rho}, \quad (2)$$

где ϵ_1, ϵ_2 – величины диэлектрической проницаемости полупроводников, приведенных в контакт.

Объемный заряд в области изгиба зон нитрида галлия в рамках приведенных модельных представлений имеет плотность, равную λN_{disl} . При этом характерная ширина ОПЗ может быть представлена в виде

$$L_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_2 U_0}{2\pi e \lambda N_{disl}}}, \quad (3)$$

где U_0 – величина изгиба зон.

Для дальнейшего анализа системы необходим простой расчет, аналогичный использованному в работе [7]. В рамках приведенного метода прежде всего можно определить средний вклад в значение потенциальной энергии поверхностного электрона в электрическом поле одной дислокации. Аналогичное усреднение выражения (2) по площадке радиуса R дает следующий результат:

$$\langle U_i \rangle(R) = \frac{2e\lambda}{(\epsilon_1 + \epsilon_2) R^2} \left(L_0 \sqrt{R^2 + L_0^2} - L_0^2 + R^2 \ln \frac{\sqrt{R^2 + L_0^2} + L_0}{R} \right). \quad (4)$$

Учитывая распределение заряженных дислокаций (1), можно представить также среднеквадратичное отклонение их количества на заданном участке поверхности в виде

$$\delta N(R) = R \sqrt{\pi N_{disl}}. \quad (5)$$

Путем перемножения выражений (4) и (5) с последующим поиском максимума полученного произведения можно оценить характерную величину неоднородностей потенциальной энергии поверхностного электрона в поле заряженных дислокаций. Соответствующий предельный переход $R \rightarrow \infty$ даст значение искомой величины:

$$\delta U = \frac{4e\lambda L_0 \sqrt{\pi N_{disl}}}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}. \quad (6)$$

Подстановка в выражение (6) зависимости (3) ширины области пространственного заряда от параметров системы приводит к следующему результату:

$$\delta U = \frac{2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \sqrt{2e\lambda\varepsilon_2 U_0}. \quad (7)$$

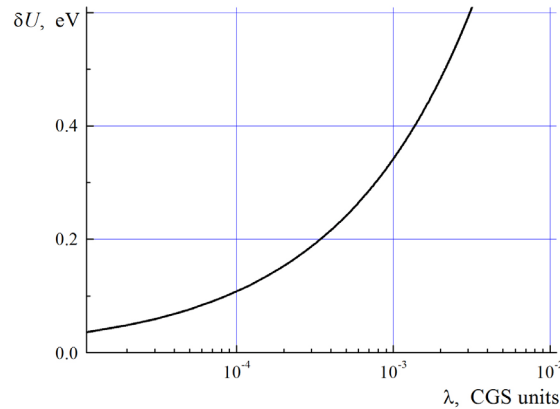


Рис. 1. Зависимость средней величины флуктуаций хаотического потенциала заряженных дислокаций в гетероконтакте AlGaIn/GaN от линейной плотности заряда.

Величина изгиба зон $U_0 = 1,8 \text{ эВ}$

В рассматриваемой гетероструктуре диэлектрические проницаемости нитрида алюминия и нитрида галлия равны соответственно 9,2 и 10,4 [8]. Характерный вид полученной зависимости $\delta U(\lambda)$ (см. формулу (7)) представлен на рис. 1 при значении параметра величины изгиба зон $U_0 = 1,8 \text{ эВ}$. Поскольку выражение (6) для δU было получено при осуществлении формального предельного перехода $R \rightarrow \infty$, ХП, найденный таким образом, является крупномасштабным.

Плотность поверхностных состояний в гетероконтакте

Наличие крупномасштабного ХП заряженных дислокаций в приконтактной области рассматриваемой гетероструктуры модифицирует квазиклассический спектр поверхностных состояний и приводит к появлению «хвостов» их плотности. В этом случае, при известном виде закона распределения потенциальной энергии электрона, можно получить соответствующую энергетическую зависимость плотности состояний $D(E)$ [9]. С учетом квазинепрерывности спектра электронных состояний исходное выражение для их плотности имеет вид

$$D(E) = \int_{-\infty}^E D_0(E - U) \cdot f(U) dU, \quad (8)$$

где $D_0(E)$ – невозмущенная плотность состояний, $f(U)$ – функция плотности распределения вероятности для потенциальной энергии электрона U на поверхности.

При параболическом законе дисперсии квазиклассическая плотность поверхностных состояний в пределах разрешенной зоны в отсутствие ХП и долинного вырождения является константой [10] и зависит только от эффективной массы электрона. Поэтому выражение (8) можно упростить:

$$D(E) = D_0 \int_{-\infty}^E f(U) dU. \quad (9)$$

Таким образом, вид функциональной зависимости $D = D(E)$ полностью определяется характером распределения потенциальной энергии поверхностного электрона. При учете



принципа суперпозиции полей случайно расположенных заряженных дислокаций вполне применима модель гауссова распределения ХП [11]:

$$f(U) = \frac{1}{\delta U \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{U^2}{2 \cdot \delta U^2}\right). \quad (10)$$

После подстановки функции плотности распределения вероятности (10) в выражение (9) и вычисления интеграла результат для плотности поверхностных состояний получаем через функцию ошибок:

$$D(E) = \frac{D_0}{2} \cdot \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{E}{\delta U \sqrt{2}}\right) \right]. \quad (11)$$

Эта формула позволяет получить выражение для концентрации двумерного электронного газа

$$n_s = \int_{-\infty}^{E_F} D(E) dE, \quad (12)$$

при низких температурах T (формально при $T \rightarrow 0$ К), которое имеет следующий вид [12]:

$$n_s = \frac{D_0}{2} \cdot \left\{ E_F \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{E_F}{\delta U \sqrt{2}}\right) \right] + \delta U \sqrt{\frac{2}{\pi}} \exp\left(-\frac{E_F^2}{2 \cdot \delta U^2}\right) \right\}. \quad (13)$$

Здесь E_F — энергия Ферми в поверхностной зоне.

Хаотический потенциал в гетероконтакте на пороге подвижности двумерного электронного газа

Конкретные значения величин δU и n_s можно оценить при известных условиях, характерных для формируемых контактных структур. Прежде всего можно полагать, что в равновесном состоянии выполнено условие электронейтральности:

$$N_s = n_s + \frac{\lambda}{e} N_{dist} L_0, \quad (14)$$

где N_s — концентрация поверхностного заряда в контакте.

Если величина (14) зависит только от природы контактирующих полупроводников, то для заданной гетероструктуры $N_s = \text{const}$. В этом случае возможно лишь перераспределение локализованного заряда между поверхностными и дислокационными состояниями, которое будет зависеть от реализуемой ситуации. Например, на классическом пороге подвижности (т. е. при условии $E_F = 0$ [9]) практически все локализованные поверхностные состояния будут заполнены, что соответствует условию появления на диэлектрической поверхности максимального электронного заряда. В этом случае из выражения (14), с учетом (3), (7) и (13), удастся получить явную зависимость характерных величин ХП от количества заряженных дислокаций на единице площади поверхности контакта:

$$\delta U = \frac{4\sqrt{2\pi} \cdot e^2 N_s}{4e^2 D_0 + (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \sqrt{2N_{dist}}}. \quad (15)$$

Для значения величины поверхностной концентрации заряда $N_s = 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и двух значений плотности поверхностных состояний D_0 график зависимости средней величины флуктуаций потенциальной энергии (15) от концентрации заряженных дислокаций представлен на рис. 2.

Обсуждение результатов

Проведенный анализ показывает, что в условиях локализации двумерного электронного газа уже при достаточно умеренных величинах линейной плотности заряда на дислокациях (по сравнению с максимально возможными величинами порядка 0,01 ед. СГСЭ [7]), амплитуда ХП в гетероконтакте может достигать значений в несколько сотен милливольт (см. рис. 1). Зависимость $\delta U = \delta U(\lambda)$, полученная для указанного случая, достаточно слабая: согласно выражению (7), величина δU пропорциональна квадратному

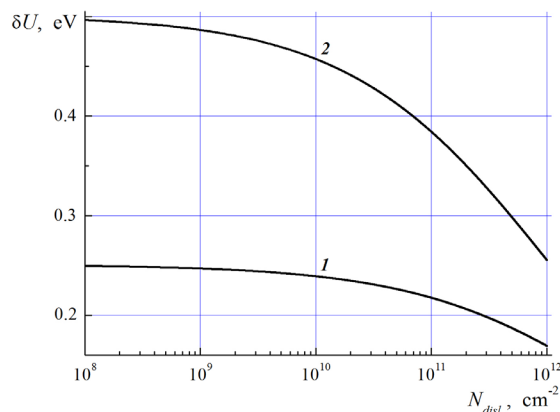


Рис. 2. Зависимости средней величины флуктуаций хаотического потенциала заряженных дислокаций в гетероконтакте от их концентрации на пороге подвижности двумерного электронного газа, при двух значениях плотности поверхностных состояний D_0 , $\text{cm}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$: $1 \cdot 10^{14}$ (1) и $5 \cdot 10^{13}$ (2); $N_s = \text{const}$

корню из величины линейной плотности заряда λ . Другими словами, указанные величины характерных неоднородностей потенциала в контакте сохраняются в достаточно широком диапазоне изменения параметров системы. Кроме того, ввиду наличия неэкранированных, медленно меняющихся в пространстве кулоновских полей вида (2), получаемый ХП в контакте оказывается крупномасштабным.

Естественными следствиями существования крупномасштабного ХП в гетероконтакте являются появление «хвостов» плотности поверхностных состояний и возможность перераспределения локализованного заряда. Если в гетероконтакте величина полного поверхностного заряда остается неизменной, то при увеличении концентрации заряженных дислокаций происходит, в рамках принятого модельного приближения, снижение средней величины флуктуаций потенциальной энергии поверхностного электрона (см. рис. 2). Такое поведение величины ΔU связано с ослаблением естественного размерного эффекта, поскольку в этом случае заряд распределяется по большему количеству протяженных дефектов и достигается лучшее статистическое усреднение неоднородных полей. Снижение же плотности поверхностных состояний (что соответствует меньшим значениям эффективной массы электрона в поверхностной зоне) приводит к заметному росту ΔU .

Заключение

В работе исследованы особенности хаотического потенциала (ХП) в гетероконтактах нитридов третьей группы, индуцированного электростатическим полем дислокаций, в условиях локализации двумерного электронного газа в приконтактной области. Определены амплитуда ХП в плоскости контакта и характер пространственного распределения соответствующего поля. Показана зависимость характерных величин ХП от параметров системы. Установлено, что при наличии эффектов локализации электронного заряда в гетероконтактах III-нитридов величина амплитуды ХП может превышать значение 100 мэВ. Данный результат представляется важным как с точки зрения совершенствования технологии синтеза полупроводниковых приборов на основе соответствующих контактных структур, так и с позиций теоретических исследований свойств двумерного электронного газа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Weimann N. G., Eastman L. F., Doppalapudi D., Ng H. M., Maustakus T. D. Scattering of electrons at threading dislocations in GaN // Journal of Applied Physics. 1998. Vol. 83. No. 7. Pp. 3656–3659.



2. Debdeep J., Gossard A. C., Mishra U. K. Dislocation scattering in a two-dimensional electron gas // Applied Physics Letters. 2000. Vol. 76. No. 13. Pp. 1707–1709.
3. Протасов Д. Ю., Малин Т. В., Тихонов А. В., Цацульников А. Ф., Журавлев К. С. Рассеяние электронов в гетероструктурах AlGaIn/GaN с двумерным электронным газом // Физика и техника полупроводников. 2013. Т. 47. No 1. С. 36–47.
4. Шикин В. Б., Шикина Ю. В. Заряженные дислокации в полупроводниковых кристаллах // Успехи физических наук. 1995. Т. 165. № 8. С. 887–917.
5. Бондаренко В. Б., Филимонов А. В. Критерий сильной локализации на поверхности полупроводника в приближении Томаса – Ферми // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51. № 10. С. 1372–1375.
6. Бондаренко В. Б., Давыдов С. Н., Филимонов А. В. Естественные неоднородности потенциала на поверхности полупроводника при равновесном распределении примеси // Физика и техника полупроводников. 2010. Т. 44. № 1. С. 44–47.
7. Jena D., Wood C. Polarization effects in semiconductors: From *ab initio* theory to device applications. New York: Springer, 2008. 515 p.
8. Бондаренко В. Б., Филимонов А. В., Kumar R. Хаотический потенциал заряженных дислокаций в гетероконтактах III-нитридов // Письма в Журнал технической физики. 2021. Т. 47. № 1. С. 12–14.
9. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979. 416 с.
10. Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Кайпер Р., Миронов А. Г., Эндерлайн Р., Эссер Б. Электронная теория неупорядоченных полупроводников. М.: Наука, 1981, 384 с.
11. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Наука, 1971. 1108 с.

REFERENCES

1. Weimann N. G., Eastman L. F., Doppalapudi D., et al., Scattering of electrons at threading dislocations in GaN, J. Appl. Phys. 83 (7) (1998) 3656–3659.
2. Debdeep J., Gossard A. C., Mishra U. K., Dislocation scattering in a two-dimensional electron gas, Appl. Phys. Lett. 76 (13) (2000) 1707–1709.
3. Protasov D. Yu., Malin T. V., Tikhonov A. V., et al., Electron scattering in AlGaIn/GaN heterostructures with a two-dimensional electron gas, Semiconductors. 47 (1) (2013) 33–44.
4. Shikin V. B., Shikina Yu. V., Charged dislocations in semiconductor crystals, Physics – Uspekhi. 38 (8) (1995) 845–876.
5. Bondarenko V. B., Filimonov A. V., Criterion for strong localization in the Thomas – Fermi approximation, Semiconductors. 51 (10) (2017) 1321– 1325.
6. Bondarenko V. B., Davydov S. N., Filimonov A. V., Inherent potential inhomogeneity on the semiconductor surface for equilibrium impurity distribution, Semiconductors. 44 (1) (2010) 41–44.
7. Jena D., Wood C., Polarization effects in semiconductors: From *ab initio* theory to device applications, Springer, New York. 2008.
8. Bondarenko V. B., Filimonov A. V., Kumar R., A chaotic potential of charged dislocations in group III-nitride heterojunctions, Tech. Phys. Lett. 47 (1) (2021) 8–10.
9. Shklovskii B. I., Efros A. L., Electronic properties of doped semiconductors (Springer Series in Solid-State Sciences, Vol. 45) Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg GmbH, 2012.
10. Bonch-Bruyevich V. L., Zvyagin I. P., Kayper R., et al., Electronic theory of disordered semiconductors, Nauka, Moscow, 1981 (in Russian).
11. Gradshteyn I. S., Ryzhik I. M., Table of integrals, series, and products, Edited by D. Zwillinger and V. Moll, Academic Press, Elsevier Inc., 2014.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

ФИЛИМОНОВ Алексей Владимирович — доктор физико-математических наук, профессор Высшей инженерно-физической школы, соруководитель научно-образовательного центра «Физика нанокompозитных материалов электронной техники» Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

filimonov@rphf.spbstu.ru

ORCID: 0000-0002-2793-5717

БОНДАРЕНКО Вячеслав Борисович — кандидат физико-математических наук, доцент Высшей инженерно-физической школы Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

vyacheslav.b.bondarenko@mail.ru

ORCID: 0000-0002-2669-0471

THE AUTHORS

FILIMONOV Alexey V.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

filimonov@rphf.spbstu.ru

ORCID: 0000-0002-2793-5717

BONDARENKO Vyacheslav B.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

vyacheslav.b.bondarenko@mail.ru

ORCID: 0000-0002-2669-0471

Статья поступила в редакцию 27.10.2023. Одобрена после рецензирования 28.11.2023. Принята 28.11.2023.

Received 27.10.2023. Approved after reviewing 28.11.2023. Accepted 28.11.2023.

Original article

UDC 538.9

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17103>

THE EFFECT OF THE MONTMORILLONITE-BASED FILLER ON THE ELECTRET PROPERTIES OF POLYPROPYLENE

E. A. Karulina¹ ✉, E. A. Volgina¹, S. M. Kulemina¹,
M. F. Galikhanov^{2,3}, A. M. Minzagirova³

¹ Herzen State Pedagogical University of Russia, St. Petersburg, Russia;

² Institute of Applied Research, Tatarstan Academy of Sciences,
Kazan, Republic of Tatarstan, Russia;

³ Kazan National Research Technological University, Kazan,
Republic of Tatarstan, Russia

✉ karulina@mail.ru

Abstract. In the paper, the studies of electret properties of polypropylene with different percentages of montmorillonite have been carried out by methods of thermally stimulated potential relaxation and thermally stimulated currents. A significant effect of filler concentration on the electret state stability was revealed. The parameters of electrically active defects and the storage time of the electret state were determined. It was established that polypropylene with a 4% mass content of montmorillonite exhibited the best electret properties.

Keywords: electret, composite polymer film, electret state, polypropylene, montmorillonite

Funding: This study was supported by the Ministry of Education of the Russian Federation as a part of the Government Assignment (project No. VRFY-2023-0005).

For citation: Karulina E. A., Volgina E. A., Kulemina S. M., Galikhanov M. F., Minzagirova A. M., The effect of the montmorillonite-based filler on the electret properties of polypropylene, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 17 (1) (2024) 29–37. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17103>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Научная статья

УДК 538.9

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17103>

ВЛИЯНИЕ НАПОЛНИТЕЛЯ НА ОСНОВЕ МОНТОРИЛЛОНИТА НА ЭЛЕКТРЕТНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛИПРОПИЛЕНА

Е. А. Карулина¹ ✉, Е. А. Волгина¹, С. М. Кулемина¹,
М. Ф. Галиханов^{2,3}, А. М. Минзагирова³

¹ Российский государственный педагогический университет
им. А. И. Герцена, Санкт-Петербург, Россия;

² Институт прикладных исследований Академии наук Республики Татарстан,
г. Казань, Республика Татарстан, Россия;

³ Казанский национальный исследовательский технологический университет,
г. Казань, Республика Татарстан, Россия

✉ karulina@mail.ru

Аннотация. Проведены исследования электретных свойств полипропилена с различным процентным содержанием монтмориллонита методами термостимулированной релаксации потенциала и термостимулированных токов короткого замыкания. Выявлено заметное влияние концентрации наполнителя на стабильность электретного состояния. Определены параметры электрически активных дефектов и время хранения электретного состояния для разного содержания наполнителя в образцах. Установлено, что наилучшими электретными свойствами обладает полипропилен с 4 %-м массовым содержанием монтмориллонита.

Ключевые слова: электрет, полимерный композитный материал, электретное состояние, полипропилен, монтмориллонит

Финансирование: Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства образования Российской Федерации как часть Государственного задания (проект № VRFY-2023-0005).

Для цитирования: Карулина Е. А., Волгина Е. А., Кулемина С. М., Галиханов М. Ф., Минзагирова А. М. Влияние наполнителя на основе монтмориллонита на электретные свойства полипропилена // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2024. Т. 17. № 1. С 29–37. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17103>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Introduction

The field of application of polymer electrets is quite wide: electroacoustics, medicine, filtering devices, radioactive radiation sensors, etc. [1].

An important parameter for the practical use of a polymer as an electret material is the stability of the electret state formed in it [2]. The influence of the electret electric field on microorganisms and bacteria is described in Refs. [3, 4]. It has been found that the effect of the field on microorganisms leads to a slowdown in the processes of their vital activity and can significantly increase the shelf life of food products.

Currently, an effective and technologically advanced way to form a stable electret charge in polymer films is the method of charging films in a corona discharge.

Promising objects of research are polymer films based on polypropylene (PP). Low density, high mechanical strength and resistance to chemical influences, as well as low cost make polypropylene a popular and easily accessible material.

It is known that the addition of dispersed fillers to the polymer matrix has a positive effect on the stability of the electret state in the polymer under study. This leads to the creation of new materials with improved electret properties and opens up new possibilities for their application [5, 6].

The results of studies [7, 8] have shown that the introduction of fillers such as diatomite and aerosil into the polyethylene matrix significantly increases the stability of the electret state, while pure polypropylene does not exhibit its high stability. Another possible filler in the polypropylene matrix is montmorillonite (MM). Montmorillonite is a cheap material with sorption properties.

Previous studies [9 – 12] have shown that the introduction of montmorillonite has a significant effect on the complex properties of polymers. For example, when chrysotile or montmorillonite is added to the polymer matrix, it leads to a significant change in the electrophysical properties of the starting material. The hydrophilicity of the fillers used may be one of the reasons for this. In Ref. [13], it was shown that the addition of montmorillonite particles to chitosan increased the activation energy of the electrical conductivity of this material from 0.20 eV to 0.31 eV, and as a result, the specific electrical conductivity of this polymer decreased by reducing the concentration of free ions.

In this regard, the goal of this study was to introduce montmorillonite into polypropylene films and investigate the filler effect on the electret properties of the modified material.



Materials and methods

In this work, the initial polypropylene films of the PP4215M brand (EP1X35F) and composite films based on it have been studied.

Composites based on PP with 2 and 4 wt.% of montmorillonite were prepared in the melt at the laboratory station "Plastograph EC" of the company "Brabender" (Germany) with adjustable electric heating at a temperature of 190°C and rotor speeds of 50 – 150 rpm for 300 s. The samples were produced by pressing on a GotechGT-7014-H10C hydraulic press at $190 \pm 5^\circ\text{C}$ with a heating time of 5 min, a pressure exposure of 3 min, and subsequent cooling of 3 min. The sample thickness of the initial films and composites varied from 0.12 ± 0.05 to 0.14 ± 0.05 mm.

Montmorillonite (mark 15A) is a clay mineral belonging to a subclass of layered silicates. The three-layer structure of this mineral, consisting of two silicon-oxygen and one aluminum hydroxide layers, is provided due to sufficiently weak molecular bonds. As a result, water molecules can easily penetrate into the interlayer space, and the mineral itself has good sorption properties.

The electret properties of the samples were investigated by the following methods:

thermally stimulated relaxation of the surface potential (TSRSP),

thermally stimulated currents (TSC).

When studying the films by the TSRSP technique, the samples were pre-polarized in a corona discharge at a temperature of 80°C. Further, the temperature dependence of the surface potential in the linear heating mode was removed.

In the TSC procedure, polarization was carried out at room temperature also in a corona discharge. The result of the study was a graph of the depolarization current dependence on temperature. The maximal temperature positions of the thermally stimulated depolarization currents and the nature of the TSD curves made it possible to determine the activation energy and the effective frequency factor of electrically active defects, as well as to obtain information about the relaxation mechanisms of the objects under study.

Results and discussion

Fig. 1,*a* presents the dependences of the surface potential decay on temperature at a heating rate of 5°C/min for PP samples without filler charged in the field of positive and negative corona discharges.

From this graphs we notice that the decreasing curves of the surface potential at different polarities of the polarizing field turn out to be identical. This result indicates that the relaxation process of the charge state is associated either with the reorientation of the dipoles in the samples or with the neutralization of the trapped charge due to the intrinsic conductivity of the polymer [14].

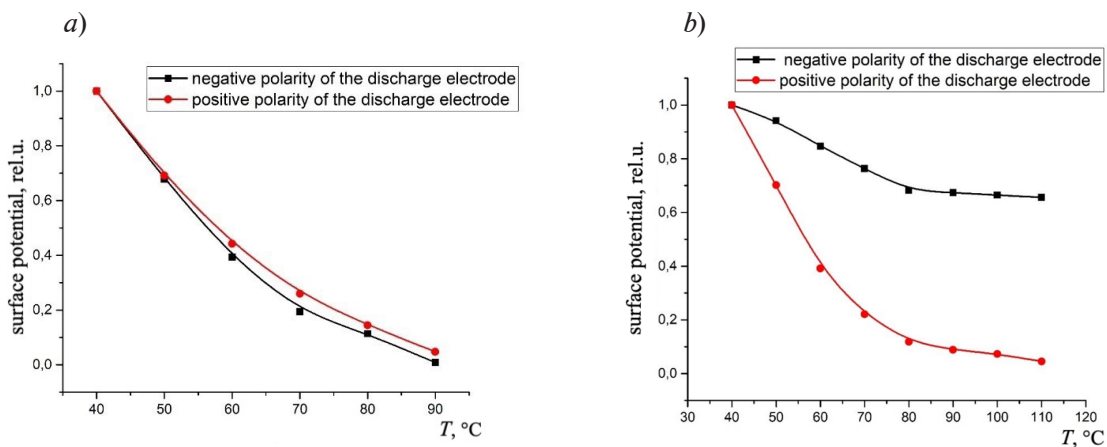


Fig. 1. Temperature dependences of the surface potential (relative units) for polypropylene (PP) charged samples without filler (*a*) and PP + 4 % montmorillonite (MM) charged composite films (*b*); they were treated in the field of positive and negative corona discharges in both cases (a heating rate was 5°C/min)

Fig. 1,*b* shows the similar dependences of the surface potential decay but for samples PP + 4 % MM charged in the same fields. In this case, the decline of the surface potential becomes strongly dependent on the polarity of the corona discharge. The process of surface potential decay for samples charged in the positive corona discharge field is more intense than that for samples charged in the negative one. It can be assumed that in this case, sufficiently deep electronegative traps are formed at the polymer–filler interface. A similar effect was observed in polyethylene films filled with talc [15], simultaneously with a decrease in the conductivity of the polymer due to the sorption properties of the filler [16].

An additional confirmation of the above-mentioned double effect of the hydrophilic filler on the charge relaxation in the polypropylene is the temperature dependences of the current for PP films with different percentages of MM, pre-polarized in the negative corona discharge field at room temperature (Fig. 2).

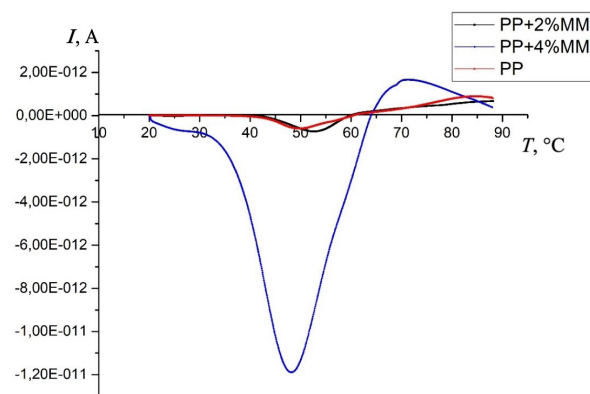


Fig. 2. Thermostimulated currents for the initial films, composite films PP + *n* MM (*n* = 2 and 4 % by weight), polarized in the field of the negative corona discharge field (a heating rate was 9°C/min)

Here the intensity of the TST peaks grows significantly with an increase in the percentage of filler from 2 to 4 % (not proportional to the percentage), which can be explained not only by an increase in the quantity of traps at the polymer – montmorillonite boundary, but also by a decrease in the conductivity of the polymer.

The activation energy and frequency factor of the electrically active defects responsible for relaxation processes in both the initial and filled polymer samples were calculated using the method of varying the heating rate. As an example, Fig. 3,*a,b* shows the TSC curves for two heating rates for the initial PP films and PP ones with 4% of the filler mass.

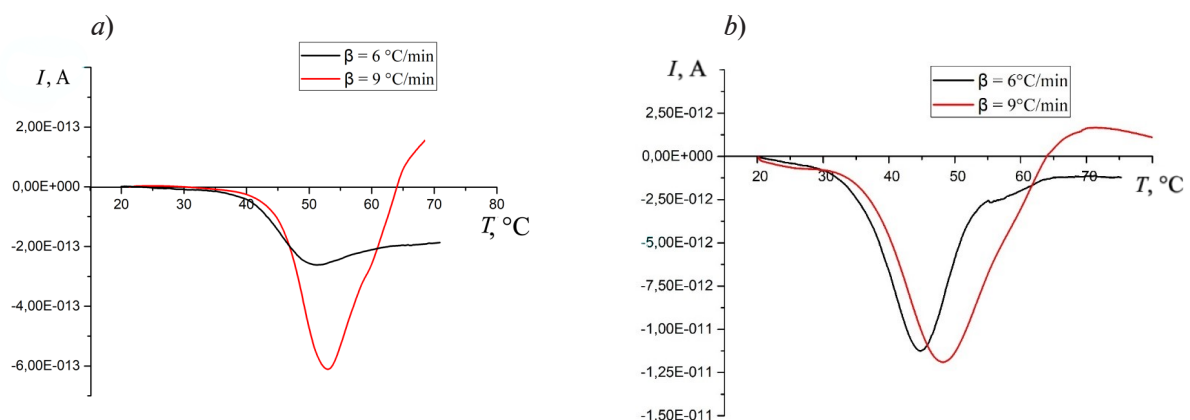


Fig. 3. Thermostimulated currents for PP + 4 % MM composite films (4 % by weight) (*a*) and the initial polypropylene films (*b*) polarized in the negative corona discharge field at different linear heating rates (6 and 9°C /min)

The formula for finding the activation energy W of relaxers by the temperature positions of the peaks at two heating rates has the form:

$$W = \frac{kT_{m_1}T_{m_2}}{T_{m_1} - T_{m_2}} \ln \frac{\beta_1 T_{m_2}^2}{\beta_2 T_{m_1}^2}, \quad (1)$$

where T_{m_1} , T_{m_2} are the temperature values of the maximal currents; β_1 , β_2 are the heating rates; k is the Boltzmann constant.

The value of the frequency factor ω was determined by the following formula:

$$\omega = \frac{W\beta}{kT_m^2} \exp\left(\frac{W}{kT_m}\right), \quad (2)$$

where T_m is the temperature of the maximal current at the heating rate β .

The calculation results show an increase in the activation energy W for the composite polymer compared to the initial one from 0.75 ± 0.05 to 1.01 ± 0.05 eV at a frequency factor ω of the order of 10^{11} s^{-1} . Obviously, such results should increase the relaxation time τ_p of the electret state in the MM-filled polymer compared to the initial one.

Indeed, calculated the relaxation time of the electret state by the formula

$$\tau_p = \frac{1}{\omega} \exp\left(\frac{W}{kT_k}\right) \quad (3)$$

at room temperature, increases from 4 min (for PP without filler) to 256 hrs (for PP + 4% MM).

The temporary stability rise of the electret state when filling polypropylene with montmorillonite is accompanied by an increase in temperature stability. The temperature dependences of the surface potential in relative units for samples with different percentages of montmorillonite charged in the negative corona discharge field are shown in Fig. 4.

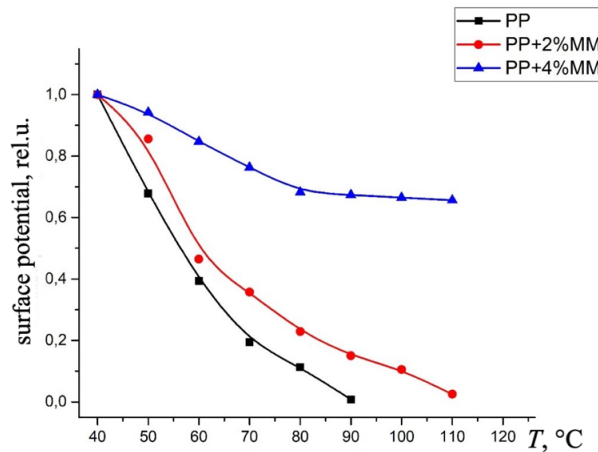


Fig. 4. Temperature dependences of the surface potential for PP films and PP + n MM ($n = 2$ and 4 % by weight) composite films charged in the negative corona discharge field

Similarly, according to the current spectroscopy data presented in Fig. 2, a significant change in the decline of the surface potential with an increase in temperature occurs when 4 wt. % MM is added., as well as the curve at 2 wt.% of the thermally stimulated relaxation of the potential almost coincides with a similar dependence for the initial polypropylene.

Conclusion

The electret properties of the initial polypropylene films and composite polypropylene ones with montmorillonite filler were studied by the TSRP and TSC methods.

It was revealed that the stability of the electret state increases compared to the initial PP with an increase in the percentage of montmorillonite to 4 wt.% in polypropylene films. This results from two reasons: the formation of sufficiently deep charge traps at the polymer–filler interface and a decrease in the conductivity of the polymer due to the sorption properties of the MMT filler.

The relaxation time of the electret state in the PP films with 4 wt.% of montmorillonite is about 256 hrs at room temperature; this result makes it possible to use these composite polymer films as an active packaging material for food products.

Further studies of the electret properties of polypropylene with a high percentage of montmorillonite will allow us to determine the optimal percentage of the filler.

REFERENCES

1. **Boitsov V., Rychkov D.**, Polymeric electrets in innovative technologies, *Izvestia: Herzen University Journal of Humanities & Sciences*. (2 (4)) (2002) 118–132 (in Russian).
2. **Rychkov A., Rychkov D., Trifonov S.**, Electret state stability in polymers with modified surface, *Izvestia: Herzen University Journal of Humanities & Sciences*. (4 (8)) (2004) 122–134 (in Russian).
3. **Krynitskaya A. Y., Borisova A. N., Galikhanov M. F., et al.**, Influence of "active" packing material on development of microorganisms in foodstuff, *Food Processing Industry*. (1) (2011) 27–29 (in Russian).
4. **Galikhanov M., Guzhova A., Borisova A.**, Effect of active packaging material on milk quality, *Bulgar. Chem. Commun.* 46 (Jan) (2014) 142–145.
5. **Gorokhovatsky Yu., Aniskina L., Burda V., et al.**, On the nature of the electret state in composite low-density films of polyethylene with nano-dispersed SiO₂ fillers, *Izvestia: Herzen University Journal of Humanities & Sciences*. (95) (2009) 63–67 (in Russian).
6. **Temnov D., Fomicheva E.**, The dependence of the electret state stability of the polypropylene films on the share of the disperse filler (aerosil), *Izvestia: Herzen University Journal of Humanities & Sciences*. (135) (2010) 92–100 (in Russian).
7. **Gorokhovatsky Yu. A., Demidova N. S., Temnov D. E.**, Electric charge relaxation in the polyethylene with mineral inclusions of diatomite, *St. Petersburg Polytechnic University Journal. Physics and Mathematics*. 13 (2) (2020) 9–16.
8. **Ignatyeva D., Karulina E., Chistyakova O.**, The mechanism of electret state relaxation in polyactide films containing dispersed filler, *Izvestia: Herzen University Journal of Humanities & Sciences*. (173) (2015) 39–45 (in Russian).
9. **Bobritskaia E., Temnov D.**, Chitosan as a material for tissue engineering, *The Scientific Opinion*. (3) (2013) 206–211 (in Russian).
10. **Galikhanov M. F., Minzagirova A. M., Spiridonova R. R.**, Modifying the properties of polyethylene electrets through the incorporation of montmorillonite, *Surf. Eng. Appl. Electrochem.* 55 (6) (2019) 679–683.
11. **Minzagirova A. M., Galikhanov M. F., Spiridonova R. R., et al.**, Effect of montmorillonite on the properties of polyethylene electret, *AIP Conf. Proc.* 2174 (Dec. 06) (2019) 020041.
12. **Bobritskaya E., Kubrakova E., Temnov D., Fomicheva E.**, Electric relaxation in chitosan films with mineral nanodimensional inclusions, *Izvestia: Herzen University Journal of Humanities & Sciences*. (154) (2013) 69–76 (in Russian).
13. **Bobritskaya E. I., Kastro R. A., Temnov D. E.**, Thermoactivation and dielectric spectroscopy of chitosan films, *Physics of the Solid State*. 55 (1) (2013) 225–228 (in Russian).
14. **Gorokhovatski Yu., Temnov D.**, Thermally stimulated relaxation of surface potential and thermally stimulated short circuit currents in the charged dielectric, *Izvestia: Herzen University Journal of Humanities & Sciences*. (8(38)) (2007) 24–34 (in Russian).
15. **Temnov D. E., Fomicheva E. E., Stozharov V. M.**, Vliyaniye talka na elektretnyye svoystva i strukturu polietilena vysokogo davleniya [The effect of talc on electret properties and the structure of high-pressure polyethylene], *Herald of Kazan Technological University*. (14) (2014) 321–323 (in Russian).



16. Galikhanov M., Gorokhovatskiy Yu., Gulyakova A., et al., The investigation of electret state stability in composite polymer films with dispersed filler, *Izvestia: Herzen University Journal of Humanities & Sciences*. (138) (2011) 25–34 (in Russian).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бойцов В. Г., Рычков Д. А. Полимерные электреты в инновационных технологиях // Известия Российского государственного педагогического университета им. А. И. Герцена. 2002. № 2 (4). С. 118–132.
2. Рычков А. А., Рычков Д. А., Трифонов С. А. Стабильность электретного состояния в полимерах с модифицированной поверхностью // Известия Российского государственного педагогического университета им. А. И. Герцена. 2004. № 4 (8). С. 122–134.
3. Крыницкая А. Ю., Борисова А. Н., Галиханов М. Ф., Сыроева М. А., Гамаюрова В. С. Влияние «активного» упаковочного материала на развитие микроорганизмов в пищевых продуктах // Пищевая промышленность. 2011. № 1. С. 27–29.
4. Galikhanov M., Guzhova A., Borisova A. Effect of active packaging material on milk quality // *Bulgarian Chemical Communications*. 2014. Vol. 46. January. Pp. 142–145.
5. Гороховатский Ю. А., Анискина Л. Б., Бурда В. В., Галиханов М. Ф., Гороховатский И. Ю., Тазенков Б. А., Чистякова О. В. О природе электретного состояния в композитных пленках полиэтилена высокого давления с нанодисперсными наполнителями SiO_2 // Известия Российского государственного педагогического университета им. А. И. Герцена. 2009. № 95. С. 63–77.
6. Темнов Д., Фомичева Е. Стабильность электретного состояния пленок полипропилена в зависимости от содержания дисперсного наполнителя (аэросил) // Известия Российского государственного педагогического университета им. А. И. Герцена. 2010. № 135. С. 92–100.
7. Gorokhovatsky Yu. A., Demidova N. S., Temnov D. E., Electric charge relaxation in the polyethylene with mineral inclusions of diatomite // *St. Petersburg Polytechnic University Journal. Physics and Mathematics*. 2020. Vol. 13. No. 2. Pp. 9–16.
8. Игнатьева, Д. А., Карулина, Е. А., Чистякова О. В. Механизм релаксации электретного состояния в пленках полилактида с дисперсным наполнителем // Известия Российского государственного педагогического университета им. А. И. Герцена. 2015. № 173. С. 39–45.
9. Бобрицкая Е., Темнов Д. Хитозан – материал для тканевой инженерии // Научное мнение. 2013. № 3. С. 206–211.
10. Galikhanov M. F., Minzagirova A. M., Spiridonova R. R. Modifying the properties of polyethylene electrets through the incorporation of montmorillonite // *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2019. Vol. 55. No. 6. Pp. 679–683.
11. Minzagirova A. M., Galikhanov M. F., Spiridonova R. R., Khairylin R. Z., Spiridonova A. O. Effect of montmorillonite on the properties of polyethylene electret // *AIP Conference Proceedings*. 2019. Vol. 2174. December 06. P. 020041.
12. Бобрицкая Е. И., Кубракова Е. С., Темнов Д. Э., Фомичева Е. Е. Процессы электрической релаксации в пленках хитозана с минеральными наноразмерными включениями // Известия Российского государственного педагогического университета им. А. И. Герцена. 2013. № 154. С. 69–76.
13. Бобрицкая Е. И., Кастро Р. А., Темнов Д. Э. Термоактивационная и диэлектрическая спектроскопия пленок хитозана. // *Физика твердого тела*. 2013. Т. 55. № 1. С. 193–196.
14. Гороховатский Ю. А., Темнов Д. Э. Термостимулированная релаксация поверхностного потенциала и термостимулированные токи короткого замыкания в предварительно заряженном диэлектрике // Известия Российского государственного педагогического университета им. А. И. Герцена. 2007. № 8 (38). С. 24–34.
15. Темнов Д. Э., Фомичева Е. Е., Стожаров В. М. Влияние талька на электретные свойства и структуру полиэтилена высокого давления // *Вестник Казанского технологического университета*. 2014. № 14. С. 321–323.
16. Галиханов М. Ф., Гороховатский Ю. А., Гулякова А. А., Темнов Д. Э., Фомичева Е. Е. Исследование стабильности электретного состояния в композитных полимерных пленках с дисперсным наполнителем // Известия Российского государственного педагогического университета им. А. И. Герцена. 2011. № 138. С. 25–34.

THE AUTHORS

KARULINA Elena A.

Herzen State Pedagogical University of Russia
48 Moyka Emb., St. Petersburg, 191186, Russia
karulina@mail.ru
ORCID: 0000-0001-9604-4769

VOLGINA Elena A.

Herzen State Pedagogical University of Russia
48 Moyka Emb., St. Petersburg, 191186, Russia
volgina.elena.1999@mail.ru
ORCID: 0000-0002-1536-5841

KULEMINA Sofya M.

Herzen State Pedagogical University of Russia
48 Moyka Emb., St. Petersburg, 191186, Russia
sonia.kulemina@yandex.ru
ORCID: 0009-0002-3569-4981

GALIKHANOV Mansur F.

*Institute of Applied Research of Tatarstan Academy of Sciences,
Kazan National Research Technological University*
20 Bauman St., Kazan, 420111, Russia
mgalikhanov@yandex.ru
ORCID: 0000-0001-5647-1854

MINZAGIROVA Alsu M.

Kazan National Research Technological University
68 Karl Marx St., Kazan, Republic of Tatarstan, 420015, Russia
alsu.minzagirova@mail.ru
ORCID: 0000-0002-8859-5621

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

КАРУЛИНА Елена Анатольевна — кандидат физико-математических наук, доцент кафедры общей и экспериментальной физики Российского государственного педагогического университета им. А. И. Герцена, Санкт-Петербург, Россия.

191186, Россия, г. Санкт-Петербург, наб. р. Мойки, 48
karulina@mail.ru
ORCID: 0000-0001-9604-4769

ВОЛГИНА Елена Алексеевна — ассистентка кафедры общей и экспериментальной физики Российского государственного педагогического университета им. А. И. Герцена, Санкт-Петербург, Россия.

191186, Россия, г. Санкт-Петербург, наб. р. Мойки, 48
volgina.elena.1999@mail.ru
ORCID: 0000-0002-1536-5841

КУЛЕМИНА Софья Михайловна — аспирантка кафедры общей и экспериментальной физики Российского государственного педагогического университета им. А. И. Герцена, Санкт-Петербург, Россия.

191186, Россия, г. Санкт-Петербург, наб. р. Мойки, 48
sonia.kulemina@yandex.ru
ORCID: 0009-0002-3569-4981



ГАЛИХАНОВ Мансур Флоридович — доктор технических наук, ведущий научный сотрудник Центра новых материалов и перспективных технологий Института прикладных исследований Академии наук Республики Татарстан; профессор кафедры технологии переработки полимеров и композиционных материалов Казанского национального исследовательского технологического университета г. Казань, Республика Татарстан, Россия.

420111, Россия, г. Казань, ул. Баумана, 20

mgalikhanov@yandex.ru

ORCID: 0000-0001-5647-1854

МИНЗАГИРОВА Алсу Мударрисовна — аспирантка кафедры технологии переработки полимеров и композиционных материалов Казанского национального исследовательского технологического университета, г. Казань, Республика Татарстан, Россия.

420015, Россия, Республика Татарстан, г. Казань, ул. К. Маркса, 68

alsu.minzagirova@mail.ru

ORCID: 0000-0002-8859-5621

Received 29.11.2023. Approved after reviewing 14.12.2023. Accepted 14.12.2023.

Статья поступила в редакцию 29.11.2023. Одобрена после рецензирования 14.12.2023. Принята 14.12.2023.

Математическое моделирование физических процессов

Научная статья

УДК 621.383.522

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17104>

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЖИМОВ РАБОТЫ ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫХ ФОТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ НИТЕВИДНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ АРСЕНИДА ИНДИЯ НА КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ

Л. Н. Дворецкая^{1, 2}, А. М. Можаров^{1, 2}, А. С. Голтаев¹ ✉,
В. В. Фёдоров^{1, 2}, И. С. Мухин^{1, 2}

¹ Академический университет им. Ж. И. Алфёрова РАН, Санкт-Петербург, Россия;

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия

✉ goltaev@goltaev.ru

Аннотация. В работе представлены результаты численного моделирования работы гетероструктурных диодов на основе массива нитевидных нанокристаллов арсенида индия (InAs) на кремниевых подложках, обладающих разными полярностями, а именно – *n*- и *p*-типов. Установлено, что в этих случаях удается достичь теоретических значений коэффициента идеальности, равных 1,1 и 2,1, соответственно. Для исследованных гетероструктур в температурном диапазоне 150 – 300 К характерны высокие значения квантовой эффективности при разделении фотогенерированных носителей заряда.

Ключевые слова: арсенид индия, нитевидный нанокристалл, гетероструктура, кремниевая подложка, численное моделирование

Финансирование: Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (грант Государственного задания FSEG-2023-0016 выделен авторам Л. Н. Дворецкой, И. С. Мухину и В. В. Фёдорову).

Для цитирования: Дворецкая Л. Н., Можаров А. М., Голтаев А. С., Фёдоров В. В., Мухин И. С. Численное моделирование режимов работы гетероструктурных фотодиодов на основе нитевидных нанокристаллов арсенида индия на кремниевых подложках // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2024. Т. 17. № 1. С 38–46. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17104>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)



Original article

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17104>

NUMERICAL SIMULATION OF OPERATING MODES OF HETEROSTRUCTURAL PHOTODIODES BASED ON INDIUM ARSENIDE NANOWIRES ON THE SILICON SUBSTRATES

L. N. Dvoretckaia^{1, 2}, A. M. Mozharov^{1, 2}, A. S. Goltaev¹ ✉,
V. V. Fedorov^{1, 2}, I. S. Mukhin^{1, 2}

¹ Alferov University, St. Petersburg, Russia;

² Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

✉ goltaev@goltaev.ru

Abstract. The paper presents the results of numerical simulation of the heterostructural diodes operation based on the array of indium arsenide nanowires on the silicon substrates with different polarities, namely n- or p-types. It has been found that it is possible to achieve theoretical values of the ideality factor equal to 1.1 and 2.1 respectively. The high quantum efficiency values are typical for the investigated heterostructures during separation of photogenerated charge carriers in the temperature range of 150–300 K.

Keywords: indium arsenide, nanowire, heterostructure, silicon substrate, numerical calculation

Funding: The research has been funded by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation, within the framework of the State Assignment FSEG-2023-0016 (Grant awarded to the authors L. N. Dvoretckaia, I. S. Mukhin, V. V. Fedorov).

For citation: Dvoretckaia L. N., Mozharov A. M., Goltaev A. S., Fedorov V. V., Mukhin I. S., Numerical simulation of operating modes of heterostructural photodiodes based on indium arsenide nanowires on the silicon substrates, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 17 (1) (2024) 38–46. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17104>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Введение

Одним из современных направлений исследований в области физики полупроводников является разработка фотодетекторных приборов на основе нитевидных нанокристаллов (ННК). Указанная проблема обрела особую актуальность в связи с явными преимуществами ННК перед тонкопленочными структурами того же состава.

Во-первых, в процессе синтеза ННК на их боковой поверхности происходит релаксация упругих напряжений, возникающих из-за разницы постоянных решетки полупроводниковых кристаллов подложки и ННК. Данное обстоятельство позволяет проводить эпитаксиальный синтез ряда полупроводниковых материалов, таких как InGaN, GaPAs, InAsP [1, 2], для которых согласованные по параметру решетки подложки малодоступны либо вовсе отсутствуют. В том числе для ННК с диаметрами ниже критического значения (24 – 110 нм) [3] возможно формирование полупроводниковых приборов с аксиальной геометрией ННК, обладающих толщиной слоев, рассогласованных по параметру решетки. Значения указанной толщины превышают критическое (несколько нанометров) для аналогичных структур в планарном исполнении [4].

Во-вторых, не менее важное преимущество ННК проявляется при создании приборов, в которых используются электронные размерные эффекты или локализация электромагнитного поля на субволновых размерах. На базе таких приборов возможно создание

эффективных фотодиодов, однофотонных источников излучения и др. [5].

В-третьих, важным преимуществом ННК является возможность формирования приборной структуры не только в аксиальном направлении (перпендикулярно подложке), но и на боковой грани ННК (радиальная геометрия, или геометрия «ядро-оболочка»). Данное обстоятельство обеспечивает возможность разграничения физических процессов, таких, например, как поглощение света и разделение носителей заряда, что принципиально невозможно в случае планарной геометрии.

Данная работа посвящена анализу влияния типа легирования кремниевых подложек в системе материалов нитевидных нанокристаллов арсенида индия на подложках (далее используется обозначение InAs/Si) на характеристики фотодетекторной диодной структуры. Исследование проведено в рамках численного моделирования.

Объекты исследования и расчетный метод

В работе рассматриваются две упрощенные конфигурации аксиальных диодных гетероструктур на основе нитевидных нанокристаллов арсенида индия на кремниевых подложках:

$n\text{-InAs}/i\text{-InAs}/p\text{-Si}$ (конфигурация $n-i-p$);

$p\text{-InAs}/i\text{-InAs}/n\text{-Si}$ (конфигурация $p-i-n$).

Выбор размеров ННК был продиктован оптимальной геометрией волновода для построения фотодиодной структуры в коммуникационном диапазоне длин волн для таких ННК [6]: длина – 2,5 мкм, диаметр – 300 нм. Следует отметить, что при данных характеристических размерах ННК в них не возникает размерных эффектов квантования энергетических уровней.

Толщина верхнего эмиттера была выбрана равной 50 нм при уровне легирования 10^{18} см^{-3} , что обеспечивало достаточное количество носителей для формирования области пространственного заряда (ОПЗ) преимущественно внутри ННК.

Численное моделирование работы диодов проводилось в пакете Comsol Multiphysics. Расчет выполняли в рамках дрейфово-диффузионной модели с учетом статистики Ферми – Дирака для обоих типов носителей заряда. Для учета эффектов рекомбинации носителей заряда использовалась модель Шокли – Рида – Холла с базовыми значениями времени жизни в арсениде индия, равными 30 нс для электронов и 3 мкс для дырок [7, 8]. Параметры полупроводниковых материалов были взяты из работ [8, 9].

Для учета неидеальности структуры ННК, например наличия точечных дефектов или возникновения в ННК различных политипов, в процессе моделирования проводилось варьирование длины диффузии носителей заряда. Рассматриваемые значения длины диффузии носителей варьировались в диапазоне от 500 нм до 20 мкм.

Важно отметить, что в рамках данного исследования не учитывалось влияние поверхностных состояний на работу диода.

Результаты и их обсуждение

Согласно литературным данным, гетероинтерфейс InAs/Si представляет собой гетеропереход второго типа, при котором положение потолка валентной зоны обоих материалов находится примерно на одном энергетическом уровне, что делает естественным выбор кремниевой подложки с проводимостью p -типа для построения диодных структур (рис. 1,а). В свою очередь, особенностью данной конфигурации является распространение ОПЗ в область гетероинтерфейса, что в случае рассматриваемой геометрии фотодетекторной структуры может приводить к появлению токов утечки в экспериментальных условиях [10, 11]. Несмотря на большой энергетический разрыв положений дна зоны проводимости у двух материалов, становится возможным формирование обратного по полярности диода за счет малой эффективной массы для электронов в арсениде индия. Действительно, при выборе подложки n -типа электроны из подложки должны перемещаться в ННК, что будет приводить к образованию в кремнии области, обедненной электронами, и области в арсениде индия, ими обогащенной.

Положение уровня Ферми E_F относительно дна зоны проводимости для вырожденных полупроводников может быть выражено следующей формулой [12]:

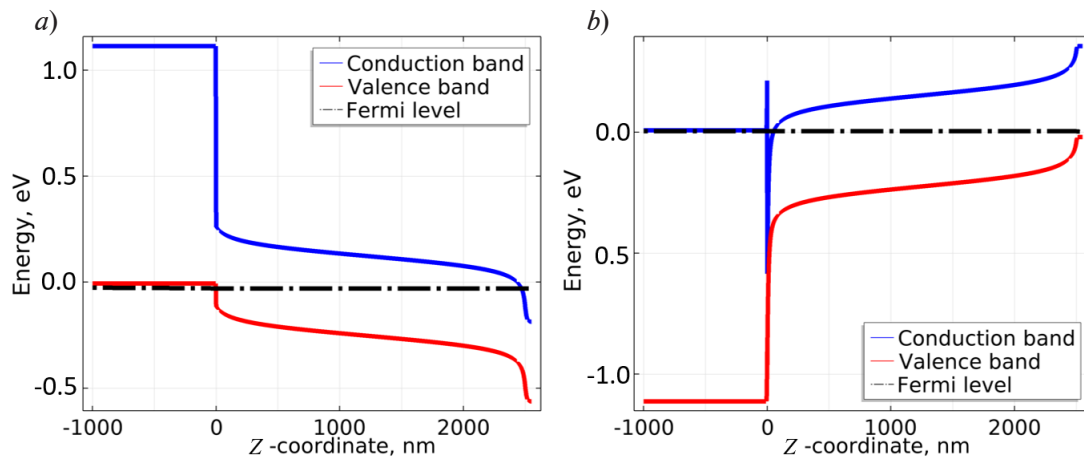


Рис. 1. Зонные структуры диода при температуре 200 К для случаев выбора подложки *p*- (а) или *n*-типов (б)

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m^*} \cdot (3\pi^2 n)^{\frac{2}{3}}, \quad (1)$$

где m^* — эффективная масса электрона, n — концентрация носителей, \hbar — приведенная постоянная Планка.

Подставив в данную формулу эффективную массу InAs, равную $0,023m_0$ (m_0 — масса электрона), получим, что для компенсации разрыва зон между *n*-Si и InAs достаточным будет уровень легирования подложки около 10^{19} см^{-3} .

Отметим, что такие подложки коммерчески доступны. В действительности требуемое значение может оказаться даже ниже, благодаря появлению размерного квантования в InAs вдоль оси ННК за счет резкого изгиба зон и, таким образом, уменьшению плотности заполнения электронов (рис. 1,б). На рис. 1 представлены зонные диаграммы рассматриваемых диодов обоих типов полярности для температуры 200 К, при превышении которой, как будет показано далее, термогенерированные носители заряда начинают эффективно экранировать разность потенциалов между эмиттерами структуры.

Как можно видеть, в случае выбора подложки *n*-типа, уровня легирования 10^{19} см^{-3} оказывается достаточно для обеспечения требуемого изгиба зон. При этом высота потенциального барьера для электронов в кремнии оказывается сравнительно небольшой и обеспечивает высокую проводимость гетероинтерфейса.

С целью определения оптимальных условий работы рассматриваемых фотодетекторных структур проводилось моделирование для различных температур системы. Было выявлено, что для обеих конфигураций при комнатной температуре наблюдается экранирование электрического поля в объеме ННК за счет собственной концентрации носителей заряда (рис. 2,а). С уменьшением температуры собственная концентрация падает, что обеспечивает увеличение ОПЗ в ННК, которое наиболее заметно при температурах ниже 200 К. Таким образом, можно ожидать, что для эффективной работы массива ННК в качестве фотодиода может потребоваться дополнительное охлаждение структуры.

Дальнейшим этапом моделирования был анализ вольтамперных характеристик (ВАХ) рассматриваемых диодных гетероструктур (рис. 2,б) для определенной ранее характерной температуры 200 К. Установлено, что величины обратного тока практически совпадают для обеих конфигураций и соответствуют величине тока, образованного разделением носителей заряда, возникающих в объеме ННК за счет процесса термогенерации. При этом прямой участок ВАХ демонстрирует существенное различие между двумя конфигурациями, а именно — более раннее открытие диода, сформированного на подложке кремния *n*-типа.

Аппроксимация прямого участка ВАХ с помощью формулы Шокли [13] для нагруженного диода показывает, что данное обстоятельство связано с различием коэффициента идеальности для двух конфигураций: система *p-i-n* демонстрирует коэффициент идеальности, равный 1,1, в то время как в случае системы *n-i-p* данное значение составляет 2,1,

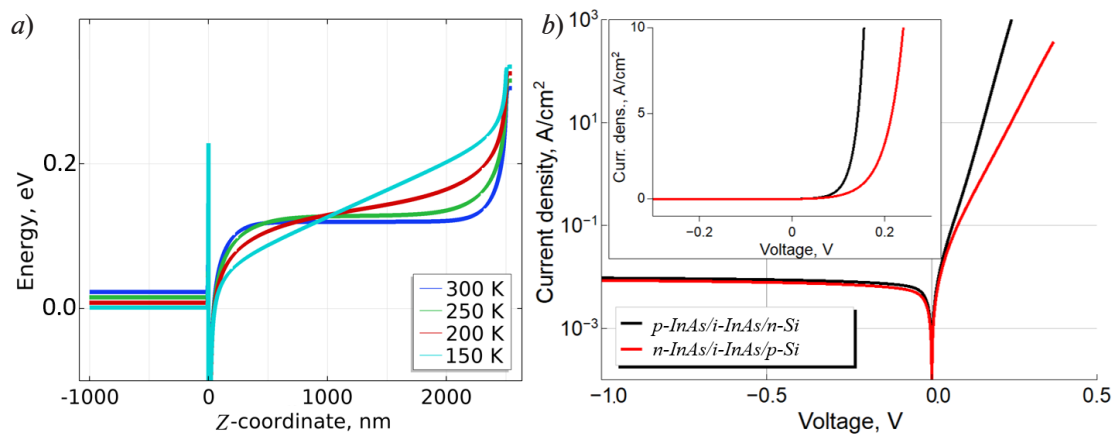


Рис. 2. Результаты моделирования работы фотодиодов:
 а – положения дна зоны проводимости для гетероструктуры $p\text{-InAs}/i\text{-InAs}/n\text{-Si}$ при разных температурах; б – вольтамперные характеристики диодов двух типов при температуре 200 К в логарифмическом (модуль) и линейном масштабах

что приводит к росту напряжения открытия диода. Анализ такого результата позволяет заключить, что система $p\text{-}i\text{-}n$ более пригодна там, где важно малое напряжение открытия, например для использования в высокочастотных смесителях в качестве детекторных диодов.

Следующим этапом исследований было изучение работы гетероструктур в качестве фотодиодов. Для этого проводилось численное моделирование зависимости процессов разделения фотогенерированных носителей заряда в ННК от температуры и длины диффузии для двух конфигураций при нулевом напряжении смещения.

Рождение электронно-дырочных пар при оптическом облучении фотоактивной структуры было реализовано путем задания фиксированного однородного темпа генерации, равного $1,4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}/\text{с}$, что соответствует поглощению полупроводниковым материалом оптического излучения с длиной волны 1,55 мкм и интенсивностью $1 \text{ Вт}/\text{м}^2$.

В качестве сравнительной характеристики была использована величина квантовой эффективности η , вычисляемая как отношение потока носителей, который сформировался в структуре, к общему темпу генерации по объему ННК. На рис. 3 представлены карты зависимости квантовой эффективности η от температуры структуры и длины диффузии носителей заряда, отнесенной к длине активной области ННК.

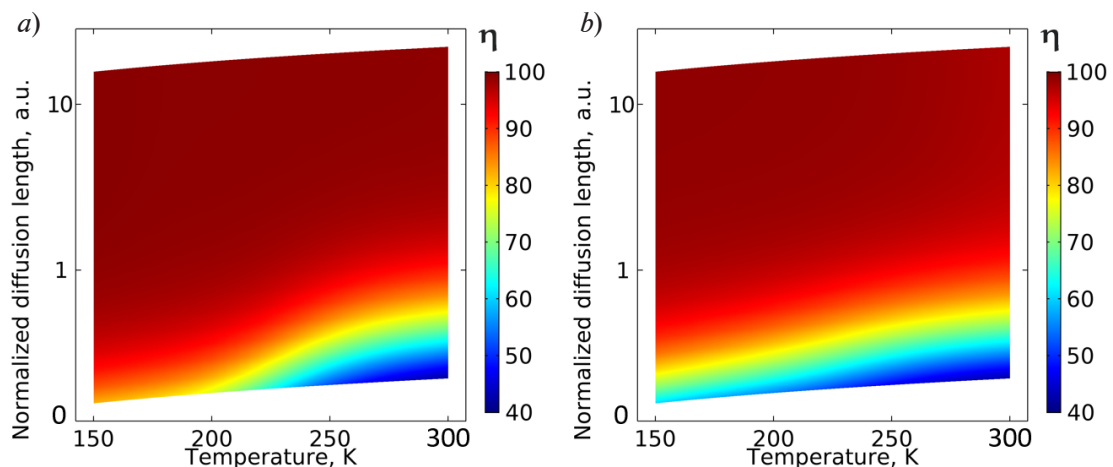


Рис. 3. Карты зависимости квантовой эффективности процесса разделения фотогенерированных носителей заряда от температуры и длины диффузии носителей заряда, отнесенной к длине активной области ННК, для конфигураций $n\text{-}i\text{-}p$ (а) и $p\text{-}i\text{-}n$ (б)



Как можно видеть, при высоких значениях длины диффузии носителей заряда достигается практически полное разделение фотогенерируемых носителей заряда для обеих конфигураций. Дальнейшее снижение длины диффузии носителей выявляет различие между конфигурациями. Уменьшение длины диффузии вплоть до значений ниже длины ННК приводит к появлению температурной зависимости квантовой эффективности. Так, для системы $n-i-p$ отмечается рост квантовой эффективности от 0,4 до 0,8 при понижении температуры от 300 до 150 К. В свою очередь, система $p-i-n$ оказывается более чувствительной к уменьшению диффузионной длины: квантовая эффективность при 300 К также соответствует значению 0,4, но с уменьшением температуры она растет только до значения 0,6. Помимо этого, даже для высоких значений длины диффузии, $p-i-n$ -система демонстрирует меньшую величину квантовой эффективности. Данное явление связано скорее с различием между конфигурациями: наличием обогащенной электронами области вблизи гетероинтерфейса, что приводит к усиленному темпу рекомбинации дырок вблизи интерфейса и, как следствие, исключению их из общего объема фототока.

Заключение

В работе методами численного моделирования рассмотрены режимы работы двух конфигураций гетероструктурного фотодетекторного диода на основе нитевидных нанокристаллов арсенида индия InAs на кремниевых подложках. В результате проведенного моделирования установлено, что диодная структура на кремниевой подложке n -типа демонстрирует меньшее значение коэффициента идеальности и ее использование более обосновано для задач, где требуются малые напряжения открытия диода. Исследования работы структур в режиме фотодиодов демонстрируют практически идентичные показатели для обеих систем, однако система с использованием подложки p -типа дает большие значения квантовой эффективности. Несмотря на это, обе конфигурации могут быть использованы для построения фотодиодов на их основе, и выбор конкретной конфигурации должен определяться технологическими требованиями к процессу синтеза структуры либо требованием к полярности системы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dubrovskii V. G., Consonni V., Trampert A., Geelhaar L., Riechert H. Scaling thermodynamic model for the self-induced nucleation of GaN nanowires // *Physical Review B*. 2012. Vol. 85. No.16. P. 165317.
2. Dubrovskii V. G. Understanding the vapor–liquid–solid growth and composition of ternary III–V nanowires and nanowire heterostructures // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2017. Vol. 50. No. 45. P. 453001.
3. Cirlin G. E., Dubrovskii V. G., Samsonenko Y. B., et al. Self-catalyzed, pure zincblende GaAs nanowires grown on Si(111) by molecular beam epitaxy// *Physical Review B*. 2010. Vol. 82. No. 3. P. 035302.
4. De La Mata M., Magén C., Caroff P., Arbiol J. Atomic scale strain relaxation in axial semiconductor III-V nanowire heterostructures // *Nano Letters*. 2014. Vol. 14. No.11. Pp. 6614–6620.
5. Leandro L., Gunnarsson C. P., Reznik R., Jöns K. D., Shtrom I., Khrebtov A., Kasama T., Zwiller V., Cirlin G., Akopian N. Nanowire quantum dots tuned to atomic resonances // *Nano Letters*. 2018. Vol. 18. No. 11. Pp. 7217–7221.
6. Dvoretckaia L., Mozharov A., Pavlov A., Polozkov R., Mukhin I. Numerical study of detectivity for near-IR photodetectors based on InAsP NWs // *Scripta Materialia*. 2023. Vol. 226. 15 March. P. 115246.
7. Dalal V. L., Hicinbothem W. A., Kressel H. Carrier lifetimes in epitaxial InAs // *Applied Physics Letters*. 1974. Vol. 24. No. 4. Pp.184–185.
8. Adachi S. Physical properties of III-V semiconductor compounds: InP, InAs, GaAs, GaP, InGaAs, and InGaAsP. New York, Chichester: John Wiley & Sons, 1992.
9. Adachi S. Properties of semiconductor alloys: group-IV, III-V and II-VI semiconductors. New York, Chichester: John Wiley and Sons Ltd., 2009. 400 p.
10. Shugurov K. Y., Mozharov A. M., Bolshakov A. D., et al. Hydrogen passivation of the n -GaN nanowire/ p -Si heterointerface // *Nanotechnology*. 2020. Vol. 31. No. 24. P. 244003.

11. Mozharov A. M., Fedorov V. V., Shugurov K. Y., Vorobyev A. A., Kudryashov D. A. Study of the electrical properties of InAs nanowires/Si substrate for IR photodetector // Proceedings of The 20th International Conference Laser Optics (ICLO-2022). 20.06.2022–24.06.2022. Saint Petersburg, Russia. Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc. 2022. P. 18.
12. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. 671 с.
13. Shockley W. The theory of $p-n$ junctions in semiconductors and $p-n$ junction transistors // Bell System Technical Journal. 1949. Vol. 28. No. 3. Pp. 435–489.

REFERENCES

1. Dubrovskii V. G., Consonni V., Trampert A., et al., Scaling thermodynamic model for the self-induced nucleation of GaN nanowires, Phys. Rev. B. 85 (16) (2012) 165317.
2. Dubrovskii V. G., Understanding the vapor–liquid–solid growth and composition of ternary III–V nanowires and nanowire heterostructures, J. Phys. D: Appl. Phys. 50 (45) (2017) 453001.
3. Cirlin G. E., Dubrovskii V. G., Samsonenko Y. B., et al., Self-catalyzed, pure zincblende GaAs nanowires grown on Si(111) by molecular beam epitaxy, Phys. Rev. B. 82 (3) (2010) 035302.
4. De La Mata M., Magén C., Caroff P., Arbiol J., Atomic scale strain relaxation in axial semiconductor III-V nanowire heterostructures, Nano Lett. 14 (11) (2014) 6614–6620.
5. Leandro L., Gunnarsson C. P., Reznik R., et al., Nanowire quantum dots tuned to atomic resonances, Nano Lett. 18 (11) (2018) 7217–7221.
6. Dvoretckaja L., Mozharov A., Pavlov A., et al., Numerical study of detectivity for near-IR photodetectors based on InAsP NWs, Scr. Mater. 226 (15 March) (2023) 115246.
7. Dalal V. L., Hicinchothem W. A., Kressel H., Carrier lifetimes in epitaxial InAs, Appl. Phys. Lett. 24 (4) (1974) 184–185.
8. Adachi S., Physical properties of III-V semiconductor compounds: InP, InAs, GaAs, GaP, InGaAs, and InGaAsP, John Wiley & Sons, New York, Chichester, 1992.
9. Adachi S., Properties of semiconductor alloys: group-IV, III-V and II-VI semiconductors, John Wiley and Sons Ltd., New York, Chichester, 2009.
10. Shugurov K. Y., Mozharov A. M., Bolshakov A. D., et al., Hydrogen passivation of the n -GaN nanowire/ p -Si heterointerface, Nanotechnol. 31 (24) (2020) 244003.
11. Mozharov A. M., Fedorov V. V., Shugurov K. Y., et al., Study of the electrical properties of InAs nanowires/Si substrate for IR photodetector, Proc. 20th Int. Conf. Laser Optics (ICLO-2022). 20.06.2022–24.06.2022. Saint Petersburg, Russia. Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc. (2022) 18.
12. Bonch-Bruyevich V. L., Kalashnikov S. G., Physics of semiconductors, VEB Verlag Technik, Berlin, 1982.
13. Shockley W., The theory of $p-n$ junctions in semiconductors and $p-n$ junction transistors, Bell Syst. Tech. J. 28 (3) (1949) 435–489.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

ДВОРЕЦКАЯ Лилия Николаевна — кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Академического университета имени Ж. И. Алфёрова Российской академии наук, младший научный сотрудник Высшей инженерно-физической школы Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8, к. 3

liliyabutler@gmail.com

ORCID:0000-0002-4172-940X

МОЖАРОВ Алексей Михайлович — кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Академического университета имени Ж. И. Алфёрова Российской академии наук, старший научный сотрудник Национального центра качества и экспертизы Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8, к. 3

alex000090@gmail.com

ORCID:0000-0002-8661-4083

ГОЛТАЕВ Александр Сергеевич — лаборант Академического университета имени Ж. И. Алфёрова Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия.

194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8, к. 3

goltaev@goltaev.ru

ORCID:0000-0001-8179-3169

ФЁДОРОВ Владимир Викторович — кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Академического университета имени Ж. И. Алфёрова Российской академии наук, старший научный сотрудник Высшей инженерно-физической школы Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8, к. 3

burunduk.uk@gmail.com

ORCID:0000-0001-5547-9387

МУХИН Иван Сергеевич — кандидат физико-математических наук, заведующий лабораторией Академического университета имени Ж. И. Алфёрова Российской академии наук, профессор Высшей инженерно-физической школы Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8, к. 3

imukhin@yandex.ru

ORCID:0000-0001-9792-045X

THE AUTHORS

DVORETCKAIA Liliya N.

Alferov University,

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

8-3 Khlopin St., St. Petersburg, 194021, Russia

liliyabutler@gmail.com

ORCID:0000-0002-4172-940X

MOZHAROV Alexey M.

Alferov University,

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

8-3 Khlopin St., St. Petersburg, 194021, Russia

alex000090@gmail.com

ORCID:0000-0002-8661-4083

GOLTAEV Aleksandr S.

Alferov University,

8-3 Khlopin St., St. Petersburg, 194021, Russia

goltaev@goltaev.ru

ORCID:0000-0001-8179-3169

FEDOROV Vladimir V.

Alferov University,

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

8-3 Khlopin St., St. Petersburg, 194021, Russia

burunduk.uk@gmail.com

ORCID:0000-0001-5547-9387

MUKHIN Ivan S.

Alferov University,

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

8-3 Khlopin St., St. Petersburg, 194021, Russia

imukhin@yandex.ru

ORCID:0000-0001-9792-045X

*Статья поступила в редакцию 30.10.2023. Одобрена после рецензирования 27.11.2023.
Принята 27.11.2023.*

Received 30.10.2023. Approved after reviewing 27.11.2023. Accepted 27.11.2023.

Научная статья

УДК 534.16

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17105>

КОЛЕБАНИЯ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ И КОМБИНАЦИИ ЗАПАЗДЫВАНИЙ

А. А. Алифов ✉

Институт машиноведения им. А. А. Благонравова РАН, Москва, Россия

✉ alishir@mail.ru, a.alifov@yandex.ru

Аннотация. В работе рассмотрены колебания при нелинейном параметрическом воздействии и комбинации запаздываний в упругости и демпфировании. Моделью является стержень с пружиной, приводимый в движение источником энергии ограниченной мощности. Для решения нелинейных дифференциальных уравнений движения системы использован метод прямой линеаризации нелинейности. Получены уравнения для определения нестационарных и стационарных значений амплитуды и фазы колебаний, скорости источника энергии. На основе критериев Рауса – Гурвица выведены условия устойчивости стационарных режимов движения. Проведены расчеты амплитудно-частотных характеристик при различных значениях параметров, линейной и нелинейной силах упругости. Соответствующие графики наглядно представляют совместное влияние различных значений запаздываний на амплитудно-частотные кривые. Показано, что запаздывания изменяют амплитудные кривые, существенно влияя на устойчивость колебаний.

Ключевые слова: колебания, модель, нелинейность, метод, параметрическое воздействие, запаздывание, упругость, демпфирование

Для цитирования: Алифов А. А. Колебания при нелинейном параметрическом воздействии и комбинации запаздываний // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2024. Т. 17. № 1. С 47–55. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17105>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Original article

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17105>

OSCILLATIONS UNDER A NONLINEAR PARAMETRIC ACTION AND COMBINATIONS OF DELAYS

A. A. Alifov ✉

Mechanical Engineering Research Institute of the RAS, Moscow, Russia

✉ alishir@mail.ru, a.alifov@yandex.ru

Abstract. The paper considers oscillations under nonlinear parametric action and combinations of delays in elasticity and damping. The model for the study is a rod with a spring, which is driven by an energy source of limited power. To solve nonlinear differential equations of motion of the system, the method of direct linearization of nonlinearity has been used. Equations were obtained for determining the nonstationary and stationary values of the amplitude and phase of oscillations, the speed of the energy source. Based on the Routh – Hurwitz criteria, the conditions for the stability of stationary motion modes were derived. To obtain information about the combined effect of delays on the dynamics of oscillations, the calculations were carried out for their various values, linear and nonlinear elastic forces. The graphs constructed based on the calculation results clearly show the combined effect of various delay values on the amplitude-frequency curves. The delays measure the amplitude curve, shift it to the right-left, up-down, and affect the stability of the oscillations.

Keywords: oscillation, model, nonlinearity, method, parametric excitation, delay, elasticity, damping

For citation: Alifov A. A., Oscillations under a nonlinear parametric action and combinations of delays, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 17 (1) (2024) 47–55. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17105>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Введение

Все явления в природе (Вселенной) цикличны, колебательное движение происходит во всех видах систем (физических, биологических, технических и т. д.) [1]. Возбуждение колебаний может быть обусловлено различными причинами, в том числе наличием запаздывания во многих системах [2, 3 и др.]. К появлению запаздывания в механических системах может привести упругость материалов и внутреннее трение в них. Исследованию систем с запаздыванием посвящено достаточно много работ [3 – 17 и др.], однако в них не учитываются свойства источника энергии, поддерживающего функционирование системы. В то же время функционирование реальных физических систем происходит благодаря некоторому источнику энергии, имеющему ограниченную мощность. Опубликовано немного работ, в которых это учитывается. Вопросы потребления энергии, а также связанные с этим проблемы экологии и изменения климата в настоящее время приобрели особую актуальность.

Изучение систем с запаздыванием проводится в большинстве случаев на основе нелинейных дифференциальных уравнений с отклоняющимся аргументом. При решении этих уравнений используются различные методы нелинейной механики [18 – 20 и др.], для которых характерны большие затраты труда и времени. Методу же прямой линеаризации (МПЛ), изложенному в работах [21 – 23 и др.], не присущи эти затраты, что и определяет его преимущество перед известными методами нелинейной механики. Его существенными свойствами также являются простота и возможность получения конечных соотношений независимо от степени нелинейности, что позволяет легко его использовать при проведении практических расчетов.

Как известно, во многих системах (маятник с колеблющейся точкой подвеса, вал, карданная передача, зубчатая передача, железнодорожный мост и др.) возникают параметрические колебания, которые могут быть обусловлены возбуждением как линейного, так и нелинейного вида. Параметрические колебания при линейном и нелинейном (квадратичном) возбуждениях рассмотрены в монографии [24].

Целью настоящей работы является анализ параметрических колебаний, учитывающий свойства источника энергии, нелинейного параметрического воздействия (кубического) и наличие запаздываний в упругости и трении.

Уравнения системы и решения

Возьмем за основу модель и уравнения (выведены на основе предположения, что колебания стержня имеют вид первой формы свободных изгибных колебаний), в которой динамика системы поддерживается двигателем ограниченной мощности (рис. 1) [25]. С учетом нелинейности параметрического возбуждения, а также запаздываний в упругости и трении имеем следующие уравнения движения:

$$\begin{aligned} \ddot{y} + \beta_1 \dot{y} + \omega^2 y + by^3 \sin \varphi &= -m^{-1} f(y) - k_\eta \dot{y}_\eta - c_\tau y_\tau, \\ J\ddot{\varphi} &= M(\dot{\varphi}) - 0,5c_2 y^2 \cos \varphi - 0,5c_3 \sin 2\varphi - c_4 \cos \varphi, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\text{где } \omega^2 = \frac{c}{m}, \quad c = \frac{\pi^4 EI_x}{2l^3} \left(1 - \frac{P_0}{P_1}\right), \quad b = \frac{c_2}{m}, \quad c_2 = -\frac{\pi^2 r_1 c_1}{2l}, \quad m = \frac{\rho l}{2},$$



$$\beta_1 = \frac{\beta}{m}, P_0 = f_0 c_1, P_1 = \frac{\pi^2 E I_x}{l^2}, c_3 = c_1 r_1^2, c_4 = f_0 r_1 c_1.$$

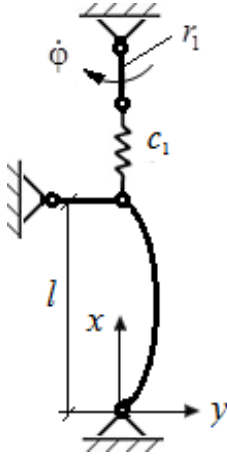


Рис. 1. Модель колебательной системы:
 r_1 – радиус кривошипа; l – геометрический размер; c_1 – коэффициент жесткости пружины;
 $\dot{\phi}$ – скорость вращения двигателя

В уравнениях (1) величины ω , c , m , β , b , c_2 , c_3 , c_4 , P_0 , P_1 , являются постоянными; c_1 , β – коэффициенты жесткости и сопротивления; ρ – масса единицы длины стержня; $E I_x$ – жесткость стержня на изгиб в направлении оси y ; f_0 – первоначальное поджатие пружины; $f(y)$ – нелинейная составляющая упругости; $c_\tau = \text{const}$, $k_\eta = \text{const}$, $y_\tau = y(t - \tau)$, $\dot{y}_\eta = \dot{y}(t - \eta)$, $\tau = \text{const}$ и $\eta = \text{const}$ – запаздывания; J – момент инерции ротора двигателя, который вращает связанный с пружиной кривошип радиуса r_1 ; $M(\dot{\phi})$ – движущий момент двигателя (с учетом сил сопротивления); $\dot{\phi}$ – скорость вращения двигателя.

На практике широкое распространение получило представление нелинейности посредством полиномиальной функции. Примем ее для нелинейной составляющей силы упругости $f(y)$ в виде

$$f(y) = \sum_s \gamma_s y^s,$$

где $\gamma_s = \text{const}$, $s = 2, 3, \dots$.

Используя МПЛ [21], заменим этот полином линейной функцией

$$f_*(y) = B_f + c_f y.$$

Здесь B_f , c_f – коэффициенты линейризации, определяемые выражениями

$$B_f = \sum_s N_s \gamma_s a^s, \quad s = 2, 4, 6, \dots \quad (s - \text{четное}), \quad (2)$$

$$c_f = \sum_s \bar{N}_s \gamma_s a^{s-1}, \quad s = 3, 5, 7, \dots \quad (s - \text{нечетное}),$$

где $a = \max|y|$; $N_s = (2r + 1)/(2r + 1 + s)$, $\bar{N}_s = (2r + 3)/(2r + 2 + s)$; r – параметр точности линейризации, интервал выбора которого не ограничен, но достаточен в пределах $0 - 2$.

Уравнения (1), с учетом выражений (2), примут вид

$$\ddot{y} + \beta_1 \dot{y} + \omega^2 y + b y^3 \sin \phi = -m^{-1} (B_f + c_f y) - k_\eta \dot{y}_\eta - c_\tau y_\tau, \quad (3)$$

$$J \ddot{\phi} = M(\dot{\phi}) - 0,5 c_2 y^2 \cos \phi - 0,5 c_3 \sin 2\phi - c_4 \cos \phi.$$

Для решения уравнений (3) применим МПЛ и процедуру, которые представлены в работах [23 и др.].

Используя функции

$$y = a \cos \psi, \quad y_\tau = a \cos(\psi - p\tau), \quad \dot{y}_\eta = -ap \sin(\psi - p\eta), \quad \dot{\phi} = \Omega, \quad \psi = pt + \xi, \quad p = \Omega/2,$$

получим для нестационарных движений следующие уравнения:

$$\frac{da}{dt} = -\frac{a}{2} (\beta_1 + k_\eta \cos p\eta - 2c_\tau \Omega^{-1} \sin p\tau) + \frac{ba^3}{4\Omega} \cos 2\xi, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\xi}{dt} &= \frac{4\omega^2 - \Omega^2}{4\Omega} + \frac{c_f}{m\Omega} + \frac{1}{2}k_\eta \sin p\eta + \frac{c_\tau}{\Omega} \cos p\tau - \frac{ba^2}{2\Omega} \sin 2\xi, \\ \frac{d\Omega}{dt} &= \frac{1}{J} \left[M(\Omega) - \frac{c_2 a^2}{8} \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Условия $\dot{a} = 0$, $\dot{\xi} = 0$, $\dot{\Omega} = 0$ доставляют для стационарных движений соотношения

$$\begin{aligned} 4m^2 A^2 + D^2 &= 4m^2 b^2 a^4, \\ \operatorname{tg} 2\xi &= -D/2mA, \end{aligned} \quad (5)$$

$$M(\Omega) - S(a) = 0,$$

где $A = 2\Omega(\beta_1 + k_\eta \cos p\eta) - 4c_\tau \sin p\tau$, $D = m(4\omega^2 - \Omega^2) + 4c_f + 2m\Omega k_\eta \sin p\eta + 4mc_\tau \cos p\tau$, $S(a) = c_2 a^2/8$.

Выражение $S(a)$ представляет собой нагрузку на источник энергии со стороны колебательной системы. Точки пересечения кривых $M(\Omega)$ и $S(a)$ определяют значения скорости Ω .

Условия устойчивости

Стационарные движения необходимо исследовать на устойчивость. Составив уравнения в вариациях для уравнений (4) и используя критерии Рауса – Гурвица, получим условия устойчивости стационарных колебаний:

$$D_1 > 0, \quad D_3 > 0, \quad D_1 D_2 - D_3 > 0, \quad (6)$$

где $D_1 = -(b_{11} + b_{22} + b_{33})$, $D_2 = b_{11}b_{33} + b_{11}b_{22} + b_{22}b_{33} - b_{23}b_{32} - b_{12}b_{21} - b_{13}b_{31}$,

$$D_3 = b_{11}b_{23}b_{32} + b_{12}b_{21}b_{33} - b_{11}b_{22}b_{33} - b_{12}b_{23}b_{31} - b_{13}b_{21}b_{32},$$

$$b_{11} = \frac{1}{J}Q, \quad b_{12} = -\frac{c_2 a}{4J}, \quad b_{13} = 0, \quad b_{21} = -\frac{a}{\Omega^2}c_\tau \sin p\tau - \frac{ba^3}{4\Omega^2} \cos 2\xi,$$

$$b_{22} = -\frac{1}{2}(\beta_1 + k_\eta \cos p\eta - 2c_\tau \Omega^{-1} \sin p\tau) + \frac{3ba^2}{4\Omega} \cos 2\xi, \quad b_{23} = -\frac{ba^3}{2\Omega} \sin 2\xi,$$

$$b_{31} = -0,25 - \frac{\omega^2}{\Omega^2} - \frac{c_f}{m\Omega^2} - \frac{c_\tau}{\Omega^2} \cos p\tau + \frac{ba^2}{2\Omega^2} \sin 2\xi, \quad b_{32} = \frac{1}{m\Omega} \frac{\partial c_f}{\partial a} - \frac{ba}{\Omega} \sin 2\xi,$$

$$b_{33} = -\frac{ba^2}{\Omega} \cos 2\xi, \quad Q = \frac{d}{d\Omega} M(\Omega).$$

Крутизна характеристики источника энергии $Q = dM/d\Omega$ позволяет определить ее области, в пределах которых колебания устойчивы или неустойчивы.

Проведенные расчеты и их основные результаты

Расчеты проведены для получения информации о влиянии нелинейного параметрического воздействия и запаздываний на динамику колебаний. Нелинейная составляющая силы упругости была принята в виде

$$f(y) = \gamma_3 y^3, \quad \gamma_3 = \pm 0,2 \text{ кгс} \cdot \text{см}^{-3},$$

а другие параметры имели следующие значения:

$$\omega = 1 \text{ с}^{-1}, \quad m = 1 \text{ кгс} \cdot \text{с}^2 \cdot \text{см}^{-1}, \quad c_2 = 0,07 \text{ кгс} \cdot \text{см}^{-1},$$

$$\beta = 0,02 \text{ кгс} \cdot \text{с} \cdot \text{см}^{-1}, \quad k_\eta = 0,05 \text{ кгс} \cdot \text{с} \cdot \text{см}^{-1}, \quad c_\tau = 0,05 \text{ кгс} \cdot \text{см}^{-1}.$$



Для запаздываний приняты следующие значения:

$$p\eta = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2; p\tau = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2.$$

Коэффициент линеаризации $\bar{N}_3 = 3/4$, что соответствует параметру точности линеаризации $r = 1,5$.

Имеет место совпадение всех расчетных результатов по МПЛ и широко применяемому асимптотическому методу усреднения Боголюбова – Митропольского [18], так как число $3/4$ получается при использовании обоих методов.

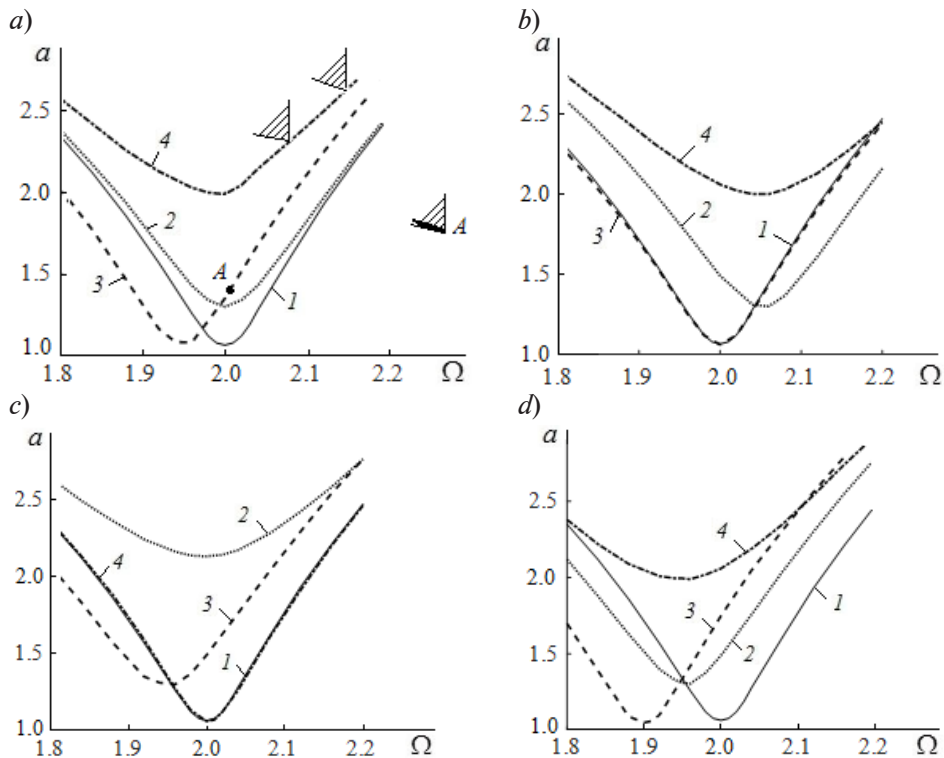


Рис. 2. Амплитудно-частотные кривые для случая линейной силы упругости; $\gamma_3 = 0$; варьируются значения параметров $p\eta$ и $p\tau$. На всех графиках для сравнения дан случай отсутствия запаздываний ($k_\eta = 0, c_\tau = 0$, кривые 1).

Заштрихованные секторы для крутизны источника энергии Q (в точке A и других) соответствуют устойчивым колебаниям. Значения параметров: $p\eta = 0$ (a), $\pi/2$ (b), π (c), $3\pi/2$ (d); $p\tau = \pi/2$ (кривые 2), π (кривые 3), $3\pi/2$ (кривые 4)

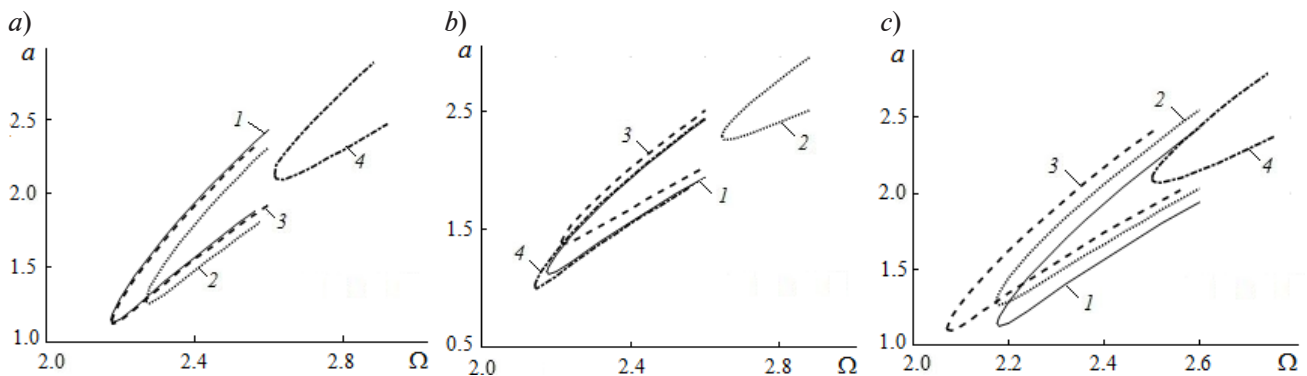


Рис. 3. Амплитудно-частотные кривые, аналогичные представленным на рис. 2, но при нелинейной силе упругости; $\gamma_3 = 0,2$. Значения параметров $p\eta$: $\pi/2$ (a), π (b), $3\pi/2$ (c).

Нумерация кривых также соответствует таковой на рис. 2

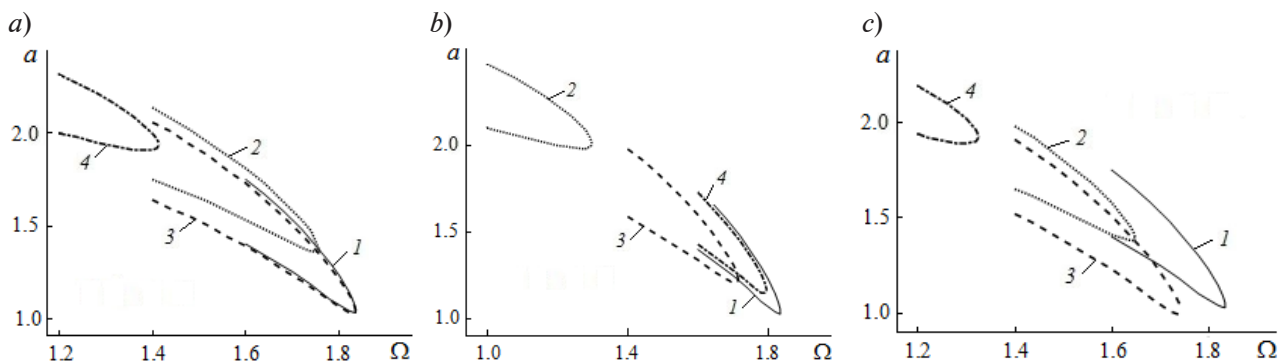


Рис. 4. Амплитудно-частотные кривые, аналогичные представленным на рис. 3, но $\gamma_3 = -0,2$. Значения параметров $p\eta$: $\pi/2$ (a), π (b), $3\pi/2$ (c). Нумерация кривых соответствует таковой на рис. 2 и 3

На рис. 2 – 4 представлены амплитудно-частотные кривые $a(\Omega)$ при линейной и нелинейной силах упругости (величины на графиках нормализованы). На всех графиках представлены варианты разных значений параметров, и сплошная кривая 1, которая приведена для сравнения, соответствует отсутствию запаздываний ($k_\eta = 0$, $c_\tau = 0$). Критерии (6) выполняются в пределах заштрихованных секторов (см. рис. 2) для крутизны Q характеристики источника энергии, и устойчивые колебания имеют место лишь в достаточно узких диапазонах частот при

$$\gamma_3 = 0, k_\eta = 0, p\tau = \pi \text{ и } p\tau = 3\pi/2.$$

Эти секторы должны быть указаны на кривой нагрузки $S(a)$, но для краткости приведены на амплитудно-частотных кривых. А в случаях $\gamma_3 = \pm 0,2$ нет устойчивости во всем диапазоне резонансных частот при рассмотренных запаздываниях.

Заключение

В работе рассмотрена динамика стержня с источником энергии ограниченной мощности при нелинейном параметрическом воздействии и комбинации запаздываний в упругости и демпфировании. Для получения информации о влиянии запаздываний на динамику системы проводились расчеты для стационарных колебаний. Полученные результаты наглядно показывают совместное влияние различных запаздываний на амплитудно-частотные кривые. Анализ полученных результатов позволяет заключить, что запаздывания оказывают существенное влияние на картину взаимодействий:

изменяют амплитудную кривую в амплитудно-частотной плоскости, смещая ее вправо-влево, вверх-вниз;

влияют на устойчивость колебаний.

Результаты анализа взаимодействия колебательных систем с источниками энергии и возникающие при этом явления подробно описаны в монографиях [25, 26] и многих других работах, посвященных этому направлению в изучении теории колебаний. Поэтому не будем на них останавливаться и отметим лишь тот факт, что такие же эффекты обнаруживаются при наличии запаздываний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алифов А. А. Фундаментальный принцип, управляющий Вселенной. Москва-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2012. 408 с.
2. Третьякова Т. В., Вильдеман В. Э. Пространственно-временная неоднородность процессов неупругого деформирования металлов. М.: Физматлит, 2017. 120 с.
3. Рубаник В. П. Колебания квазилинейных систем с запаздыванием. М.: Наука, 1969. 288 с.
4. Тхан В. З., Дементьев Ю. Н., Гончаров В. И. Повышение точности расчета систем автоматического управления с запаздыванием // Программные продукты и системы. 2018. Т. 31. № 3. С. 521–526.

5. Петров Н. Н. Простое групповое преследование с фазовыми ограничениями и запаздыванием информации // Известия Российской академии наук. Теория и системы управления. 2018. № 1. С. 39–44.
6. Корнет М. Е., Шишкина А. В. О непараметрической идентификации безынерционных систем с запаздыванием // Современные технологии. Системный анализ. Моделирование. 2018. № 3 (59). С. 16–23.
7. Гарькина И. А., Данилов А. М., Нашивочников В. В. Имитационное моделирование динамических систем с запаздыванием // Современные проблемы науки и образования. 2015. № 1 (часть 1); URL: <https://science-education.ru/ru/article/view?id=18849> (дата обращения: 25.01.2024).
8. Кашенко С. А. Динамика логистического уравнения с запаздыванием и диффузией и с быстро осциллирующими по пространственной переменной коэффициентами // Доклады Академии наук. 2018. Т. 482. № 5. С. 508–512.
9. Мулюков М. В. Устойчивость одной линейной модели осциллятора с запаздывающей обратной связью // Вестник Пермского университета. Математика. Механика. Информатика. 2014. № 4 (27). С. 62–67.
10. Gupta S. K., Wang J., Barry O. R. Nonlinear vibration analysis in precision motion stage with PID and time-delayed feedback controls // Nonlinear Dynamics. 2020. Vol. 101. No. 2. Pp. 439–464.
11. Santos T. L. M., Araujo J. M., Franklin T. S. Receptance-based stability criterion for second-order linear systems with time-varying delay // Mechanical Systems and Signal Processing. 2018. Vol. 110. 15 September. Pp. 428–441.
12. Otto A., Just W., Radons G. Nonlinear dynamics of delay systems: an overview // Philosophical Transactions of the Royal Society A. 2019. Vol. 377. No. 2153. Article ID: 20180389.
13. Cocco M., Zhu B., Sanjuán M. A. F., Sanz-Serna J. M. Bogdanov – Takens resonance in time-delayed systems // Nonlinear Dynamics. 2018. Vol. 91. No. 3. Pp. 1939–1947.
14. Sykora H. T., Sadeghpour M., Ge J. I., et al. On the moment dynamics of stochastically delayed linear control systems // International Journals Robust and Nonlinear Control. 2020. Vol. 30. No. 18. Pp. 8074–8097.
15. Araujo J. M., Bettega J., Dantas N. J. B., Dórea C. E. T., Richiedei D., Tamellin I. Vibration control of a two-link flexible robot arm with time delay through the robust receptance method // Applied Sciences. 2021. Vol. 11. No. 21. P. 9907.
16. Liu C., Han M., Gong Z., Teo K. L. Robust parameter estimation for constrained time-delay systems with inexact measurements // Journal of Industrial and Management Optimization. 2021. Vol. 17. No. 1. Pp. 317–337.
17. Keller A. A. Time-delay systems with application to mechanical engineering process dynamics and control // International Journal of Mathematics and Computers in Simulation. 2018. Vol. 12. June. Pp. 64–73.
18. Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М.: Наука, 1974. 504 с.
19. Бутенин Н. В., Неймарк Ю. И., Фуфаев Н. А. Введение в теорию нелинейных колебаний. М.: Наука, 1976. 384 с.
20. Челомей В. Н. (предс.). Вибрации в технике: Справочник. В 6 тт. Т. 2. Колебания нелинейных механических систем. Под ред. И. И. Блехмана. М.: Машиностроение, 1979. 351 с.
21. Алифов А. А. Методы прямой линеаризации для расчета нелинейных систем. Москва-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2015. 74 с.
22. Алифов А. А. О расчете колебательных систем с ограниченным возбуждением методами прямой линеаризации // Проблемы машиностроения и автоматизации. 2017. № 4. С. 92–97.
23. Алифов А. А. Взаимодействие вынужденных, параметрических и автоколебаний при ограниченном возбуждении и запаздываниях // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2023. Т. 16. № 3. С. 39–48.
24. Шмидт Г. Параметрические колебания. Пер. с нем. М.: Мир, 1978. 336 с.
25. Кононенко В. О. Колебательные системы с ограниченным возбуждением. М.: Наука, 1964. 236 с.
26. Alifov A. A., Frolov K. V. Interaction of nonlinear oscillatory systems with energy sources. New York: Taylor & Francis Group, 1990. 352 p.

REFERENCES

1. **Alifov A. A.**, The fundamental principle which operates the Universe, “Regular & Chaotic Dynamics” Publishing, Moscow-Izhevsk, 2012 (in Russian).
2. **Tretyakova T. V., Wildemann V. E.**, Prostranstvenno-vremennaya neodnorodnost protsessov neuprugogo deformirovaniya metallov [Spatial-temporal inhomogeneity of the processes of inelastic deformation of metals], Fizmatlit Publishing, Moscow, 2017 (in Russian).
3. **Rubanik V. P.**, Kolebaniya kvazilineynykh sistem s zapazdyvaniyem [Oscillations of quasilinear systems having delay], Nauka Publishing, Moscow, 1969 (in Russian).
4. **Than V. Z., Dement'ev Ju. N., Goncharov V. I.**, Improving the accuracy calculation of time delay automatic control, Software & Systems. (3(31)) (2018) 521–526 (in Russian).
5. **Petrov N. N.**, Simple group pursuit subject to phase constraints and data delay, J. Comput. Syst. Sci. 57 (1) (2018) 37–42.
6. **Kornet M. E., Shishkina A. V.**, About non-parametric identification of infinitely fast systems with delay, Modern Technologies. System Analysis. Modeling. (3(59)) (2018) 16–23 (in Russian).
7. **Garkina I. A., Danilov A. M., Nashivochnikov V. V.**, Imitatsionnoye modelirovaniye dinamicheskikh sistem s zapazdyvaniyem [Imitative modeling of dynamic systems with delay], Modern Problems of Science and Education. (1-1) (2015) URL: <https://science-education.ru/ru/article/view?id=18849> (date of application: 25.01.2024) (in Russian).
8. **Kashchenko S. A.**, Dynamics of a delay logistic equation with diffusion and coefficients rapidly oscillating in a space variable, Doklady Mathematics. 98 (2) (2018) 522–525.
9. **Mulyukov M. V.**, Asymptotic stability of a linear model of an oscillator with delayed feedback, Bulletin of Perm University. Mathematics. Mechanics. Computer Science. (4 (27)) (2014) 62–67 (in Russian).
10. **Gupta S. K., Wang J., Barry O. R.**, Nonlinear vibration analysis in precision motion stage with PID and time-delayed feedback controls, Nonlinear Dyn. 101 (2) (2020) 439–464.
11. **Santos T. L. M., Araujo J. M., Franklin T. S.**, Receptance-based stability criterion for second-order linear systems with time-varying delay, Mech. Syst. Signal Process. 110 (15 Sept) (2018) 428–441.
12. **Otto A., Just W., Radons G.**, Nonlinear dynamics of delay systems: an overview, Phil. Trans. R. Soc. A. 377 (2153) (2019) 20180389.
13. **Coccolo M., Zhu B., Sanjuán M. A. F., Sanz-Serna J. M.**, Bogdanov – Takens resonance in time-delayed systems, Nonlinear Dyn. 2018. 91 (3) (2018) 1939–1947.
14. **Sykora H.T., Sadeghpour M., Ge J. I., et al.**, On the moment dynamics of stochastically delayed linear control systems, Int. J. Robust Nonlinear Control. 30 (18) (2020) 8074–8097.
15. **Araujo J. M., Bettega J., Dantas N. J. B., et al.**, Vibration control of a two-link flexible robot arm with time delay through the robust receptance method, Appl. Sci. 11 (21) (2021) 9907.
16. **Liu C., Han M., Gong Z., Teo K. L.**, Robust parameter estimation for constrained time-delay systems with inexact measurements, J. Ind. Manag. Optim. 17 (1) (2021) 317–337.
17. **Keller A. A.**, Time-delay systems with application to mechanical engineering process dynamics and control, Int. J. Math. Comput. Simul. 12 (June) (2018) 64–73.
18. **Bogoliubov N. N., Mitropolsky Y. A.**, Asymptotic methods in the theory of non-linear oscillations, CRC Press, Florida, USA, 1961.
19. **Butenin N. V., Neymark Yu. I., Fufayev N. A.**, Vvedeniye v teoriyu nelineynykh kolebaniy [Introduction to the theory of nonlinear oscillations], Nauka, Moscow, 1976 (in Russian).
20. **Chelomey V. N.** (Chairman), Vibratsii v технике: spravochnik [Vibrations in machinery: Handbook], in 6 Vols., Vol. 2; Edited by Blekhman I. I., Publishing House of Mechanical Engineering, Moscow, 1979 (in Russian).
21. **Alifov A. A.**, Metody pryamoy linearizatsii dlya rascheta nelineynykh sistem [Methods of direct linearization for calculation of nonlinear systems], Research Center “Regular and Chaotic Dynamics”, Moscow, 2015 (in Russian).
22. **Alifov A. A.**, About calculation of oscillatory systems with limited excitement by methods of direct linearization, Engineering and Automation Problems. (4) (2017) 92–97 (in Russian).
23. **Alifov A. A.**, The interaction of mixed forced, parametric and self-excited oscillations at limited excitation and delays, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 16 (3) (2023) 39–48 (in Russian).

24. Schmidt G., Schulz R., Parametererregte Schwingungen, Deutscher Verlag d. Wiss., VEB, Berlin, 1975.
25. Kononenko V. O., Vibrating systems with limited power-supply, Pliffe, London, 1969.
26. Alifov A. A., Frolov K. V., Interaction of nonlinear oscillatory systems with energy sources, Hemisphere Pub. Corp. Taylor & Francis Group, New York, 1990.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРЕ

АЛИФОВ Алишир Али оглы — доктор технических наук, главный научный сотрудник лаборатории динамических процессов Института машиноведения имени А. А. Благонравова Российской академии наук, Москва, Россия.

101000, Россия, г. Москва, Малый Харитоньевский пер., 4
alishir@mail.ru, a.alifov@yandex.ru
ORCID: 0000-0003-2327-068X

THE AUTHOR

ALIFOV Alishir Ali

Mechanical Engineering Research Institute of the RAS
4 Malij Haritonjevskij lane, Moscow, 101000, Russia
alishir@mail.ru, a.alifov@yandex.ru
ORCID: 0000-0003-2327-068X

Статья поступила в редакцию 08.11.2023. Одобрена после рецензирования 24.11.2023. Принята 24.11.2023.

Received 08.11.2023. Approved after reviewing 24.11.2023. Accepted 24.11.2023.


Приборы и техника физического эксперимента

Научная статья

УДК 53.098

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17106>

ВЛИЯНИЕ НАМАГНИЧИВАНИЯ ЭКРАНА НА ВАРИАЦИИ ЧАСТОТЫ БОРТОВЫХ АТОМНЫХ ЧАСОВ

С. В. Ермак , В. В. Семенов, А. А. Баранов,
М. А. Рогатин, М. В. Сергеева

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

Санкт-Петербург, Россия

 ermak_sv@spbstu.ru

Аннотация. В работе представлены результаты исследования влияния намагничивания магнитного экрана малогабаритных рубидиевых атомных часов на относительную нестабильность их частоты. Атомные часы размещались во вращающемся магнитном поле, имитирующем магнитную обстановку на орбите навигационного спутника, возникающую как при его орбитальном движении, так и в результате вращения спутника вокруг собственной оси. Показано, что намагничивание магнитного экрана атомных часов увеличивает его коэффициент экранирования, что позволяет существенно снизить влияние вариаций геомагнитного поля на стабильность частоты атомных часов бортового базирования.

Ключевые слова: атомные часы, магнитное поле, магнитный экран, девиация Аллана, навигационный спутник

Финансирование: Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант № 20-19-00146, <https://rscf.ru/project/20-19-00146/>.


Для цитирования: Ермак С. В., Семенов В. В., Баранов А. А., Рогатин М. А., Сергеева М. В. Влияние намагничивания экрана на вариации частоты бортовых атомных часов // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2024. Т. 17. № 1. С 56–63. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17106>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Original article

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17106>

EFFECT OF SHIELD MAGNETIZATION ON VARIATIONS IN THE FREQUENCY OF ONBOARD RUBIDIUM ATOMIC CLOCKS

S. V. Ermak , V. V. Semenov, A. A. Baranov,
M. A. Rogatin, M. V. Sergeeva

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

 ermak_sv@spbstu.ru

Abstract. In the paper, the results of a study of the influence of the magnetic shield magnetization on the relative frequency instability of small-sized rubidium atomic clocks have been presented. The atomic clock was placed in a rotating magnetic field, simulating the magnetic situation in the orbit of a navigation satellite, moving in orbit and rotating around its own axis.



The magnetization of the magnetic shield of the atomic clock was shown to increase its shielding factor. This result makes it possible to significantly reduce the influence of geomagnetic field variations on the frequency stability of onboard atomic clocks.

Keywords: atomic clock, magnetic field, magnetic shield, Allan deviation, navigation satellite

Funding: The reported study was funded by Russian Science Foundation (Grant No. 20-19-00146, <https://rscf.ru/en/project/20-19-00146/>).

For citation: Ermak S. V., Semenov V. V., Baranov A. A., Rogatin M. A., Sergeeva M. V., Effect of shield magnetization on variations in the frequency of onboard rubidium atomic clocks, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 17 (1) (2024) 56–63. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17106>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Введение

При движении подвижного носителя в геомагнитном поле, например навигационного спутника на околоземной орбите, вектор геомагнитного поля изменяет свое направление относительно оптической оси бортовых рубидиевых атомных часов (АЧ), что порождает их ориентационную погрешность, обусловленную различием продольного и поперечного факторов экранирования магнитного экрана [1]. Величина этой погрешности определяется квадратичным членом в зависимости, выражающей связь между резонансной частотой атомов рабочего вещества ν и напряженностью рабочего магнитного поля H внутри экрана. Такая связь выражается как [2]:

$$\nu = \nu_0 + \beta H^2, \quad (1)$$

где ν_0 – частота атомного перехода, $\nu_0 = 6,835 \cdot 10^6$ Гц; β – масштабный коэффициент, для атомов рубидия-87 $\beta = 0,0905$ Гц·м²/А².

Из выражения (1) следует, что для обеспечения относительной нестабильности частоты АЧ на уровне 10^{-12} при $H = 8$ А/м и работе в геомагнитном поле на поверхности Земли ($H_E = 40$ А/м) коэффициент экранирования магнитного экрана для АЧ на изотопе рубидия-87 должен превышать значение 10^4 . Однако, как показывает прямой эксперимент, описанный в работе [3], продольный (направленный вдоль оптической оси АЧ) коэффициент экранирования магнитного экрана рубидиевых АЧ на порядки меньше указанного выше значения (это обусловлено наличием швов и отверстий в экранах). Так, например, по данным статьи [1], отношение продольного коэффициента экранирования к поперечному для миниатюрных АЧ объемом менее 3 см³ достигает значения 10^4 . При этом абсолютные значения этих коэффициентов определяются не только размерами и формой магнитного экрана, но и его магнитной проницаемостью. Значение этого параметра, в свою очередь, существенно зависит от внешнего магнитного поля, что предопределяет изменение экранирующих свойств магнитного экрана при его намагничивании.

Задачей настоящей работы являлось экспериментальное исследование влияния намагничивания магнитного экрана внешним магнитным полем на кратковременную относительную нестабильность частоты малогабаритных рубидиевых атомных часов в условиях действия переменного магнитного поля, имитирующего геомагнитную обстановку на орбите навигационных спутников.

Методика эксперимента и результаты исследований

Экспериментальная оценка сдвигов частоты АЧ с оптической накачкой паров рубидия проводилась во вращающемся магнитном поле на установке, подобной экспериментальной установке, блок-схема которой и методика проводимых измерений подробно описаны в работах [3, 4].

Установка содержала магнитную систему из трех пар колец Гельмгольца, в центре которой размещались малогабаритные рубидиевые АЧ (их линейные размеры составляли $75 \times 75 \times 35$ мм), подключенные к схеме регистрации частоты. Внутри магнитного экрана создавалось рабочее магнитное поле напряженностью порядка 8 А/м. В плоскости оптической оси АЧ создавалось вращающееся магнитное поле H_r , амплитуда которого выбиралась в диапазоне значений напряженности геомагнитного поля (единицы А/м) на орбите спутника навигационных систем. Относительные вариации частоты АЧ измерялись с помощью частотного компаратора; в качестве эталона использовался стационарный вариант рубидиевых АЧ в приборном исполнении, относительная нестабильность которого составляла 10^{-13} за 100 с. Помимо относительных вариаций частоты АЧ регистрировалась зависимость девиации Аллана от времени измерения τ .

На предварительном этапе работы была получена экспериментальная оценка продольного коэффициента экранирования магнитного экрана АЧ. Для этого с помощью магнитной системы была выполнена компенсация вертикальной компоненты магнитного поля Земли, составляющая примерно 36 А/м. Оценка продольного коэффициента экранирования АЧ проводилась в присутствии остаточной горизонтальной компоненты магнитного поля Земли путем измерений относительных сдвигов частоты АЧ при значениях внешнего магнитного поля 40 и 56 А/м вдоль оптической оси, а также при последовательной смене его полярности. Запись наблюдаемых относительных сдвигов частоты АЧ (разность $\Delta\nu$ частот между эталоном частоты и исследуемым АЧ) при наличии внешнего магнитного поля H приведена на рис. 1.

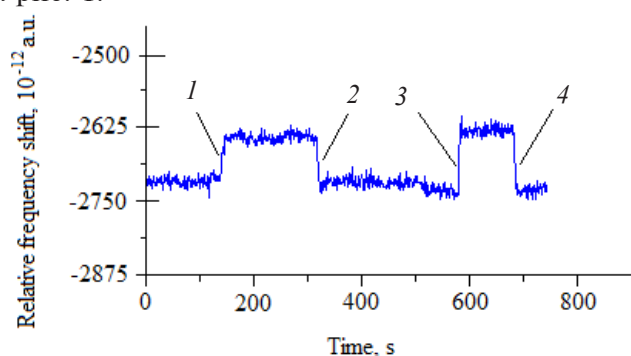


Рис. 1. Относительные сдвиги частоты $\Delta\nu$ атомных часов при наложении внешнего магнитного поля H , А/м: -40 (1), +40 (2), -56 (3), +56 (4).
Соответствующие сдвиги $\Delta\nu$, 10^{-11} : +8 (1), -8 (2), +10 (3), -10 (4)

Полученные значения относительного сдвига частоты АЧ (см. рис. 1) позволили оценить средневзвешенный коэффициент продольного экранирования, он составил значение около 600. Выбранный для исследований вариант малогабаритных рубидиевых АЧ, имевший, как показали измерения, невысокий продольный коэффициент экранирования, позволил более наглядно продемонстрировать влияние внешнего намагничивающего магнитного поля H_{ex} на экранирующие свойства магнитного экрана.

Как отмечено выше, влияние напряженности внешнего магнитного поля на экранирующие свойства магнитных экранов обусловлено изменением магнитной проницаемости их материала [5]. Поэтому выбор материала для слоев многослойных магнитных экранов (особенно материала внешнего слоя) АЧ должен учитывать магнитную обстановку, в которой предполагается использование АЧ. Так, напряженность магнитного поля на орбите навигационных спутников (высота составляет около 20 тыс. км) оказывается на порядок меньше напряженности магнитного поля на поверхности Земли [6].

При движении по орбите спутников навигационных систем, изменение ориентации вектора геомагнитного поля относительно оптической оси бортовых АЧ происходит автоматически каждые полпериода вращения спутника на орбите, т. е. в моменты, когда ориентационная погрешность атомных часов проявляется в наибольшей степени. Для различных спутниковых навигационных систем полупериод вращения спутника лежит в интервале значений от 5 до 7 ч, что не исключает инверсию вектора геомагнитного поля по отношению к оптической оси АЧ и в более короткие промежутки времени. Подобная

ситуация возникает в условиях вращения спутника относительно собственной оси, что обуславливает соответствующую ориентационную погрешность бортовых АЧ.

Именно такой вариант вращения был исследован в экспериментах с АЧ в условиях, имитирующих магнитную обстановку на орбите спутника при фиксированной угловой частоте вращения $f_m = 0,01$ Гц. Изменение поля, создаваемого магнитной системой, осуществлялось по синусоидальному закону с амплитудой $H_r = 2,5$ А/м в плоскости оптической оси АЧ. Определение степени влияния вращающегося магнитного поля на частоту АЧ осуществлялось благодаря свойству девиации Аллана, достигающей максимального значения за время измерения τ , равное половине периода вращающегося магнитного поля [1].

В случае отсутствия внешнего вращающегося магнитного поля ($H_r = 0$) девиация Аллана снижалась прямо пропорционально квадратному корню времени измерения (по закону $\tau^{1/2}$), что характерно для рубидиевых АЧ, размещенных стационарно.

На рис. 2 приведены зависимости значений девиации Аллана частоты атомных часов от времени измерения τ в диапазоне 1 – 100 с. Такой временной диапазон был выбран с целью снижения влияния фликкерных процессов на результаты измерений. В данном случае девиация Аллана при времени измерения 50 с составила $1,6 \cdot 10^{-12}$.

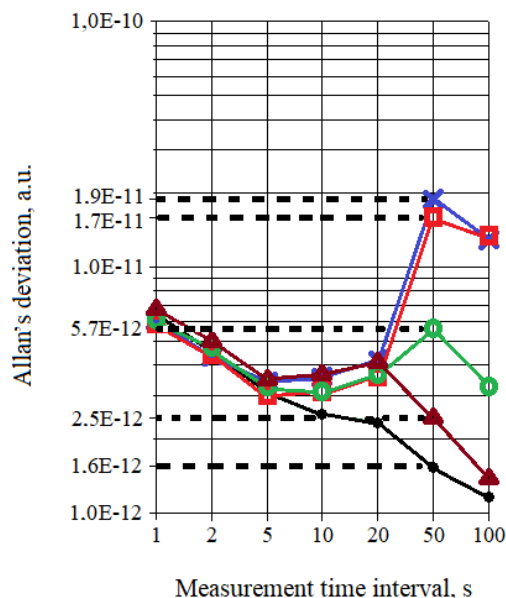


Рис. 2. Экспериментальные зависимости значений девиации Аллана (символы) от времени измерения, при варьировании значений внешнего вращающегося (H_r) и намагничивающего постоянного (H_{ex}) магнитных полей (в А/м):

$H_r = H_{ex} = 0$ (черная кривая); $H_r = 2,5$ (все остальные кривые); $H_{ex} = 0$ (черная и синяя кривые), 4,2 (красная кривая), 8,5 (зеленая), 12,8 (коричневая). См. также таблицу

Введение вращающегося внешнего магнитного поля приводило к значительному изменению характера зависимости девиации Аллана от времени измерения: девиация возрастала до уровня $1,9 \cdot 10^{-11}$ при $\tau = 50$ с. Для обеспечения чистоты эксперимента были предварительно скомпенсированы все три компоненты магнитного поля Земли. В первом эксперименте накладывалось вращающееся поле H_r и отсутствовало намагничивающее постоянное магнитное поле H_{ex} , ориентированное вдоль оптической оси АЧ (см. рис. 2, символы-крестики и соединяющие линии синего цвета).

На рис. 2 приведены также результаты последующих экспериментов: зависимости девиации Аллана частоты АЧ от времени измерения при наличии двух магнитных полей: H_r и H_{ex} при значениях последнего 4,2, 8,5 и 12,8 А/м, отмеченные разными символами и линиями разного цвета. При этом значение девиации Аллана для времени усреднения 50 с составило соответственно (10^{-12}): 17,0, 5,7 и 2,5. Некоторый подъем величины девиации Аллана при времени измерения 20 с обусловлен особенностями работы термостата АЧ.

Таблица

Зависимости значения девиации Аллана от интервала времени измерения τ при фиксированной амплитуде вращающегося внешнего магнитного поля и разных значениях постоянного магнитного поля намагничивания H_{ex} (см. рис. 2)

$\tau, \text{ с}$	Девиация Аллана, 10^{-12} , при значении H_{ex} (в А/м)			
	0,0	4,2	8,5	12,8
1	6,0	5,9	6,1	6,8
2	4,3	4,5	4,8	5,0
5	3,4	3,0	3,3	3,5
10	3,5	3,2	3,2	3,7
20	4,2	3,6	3,7	4,1
50	19,0	17,0	5,7	2,5
100	13,0	14,0	3,3	1,4

Примечание. Амплитуда вращающегося внешнего магнитного поля $H_r = 2,5 \text{ А/м}$.

В таблице для сравнения результатов приведены полученные значения девиации Аллана для зависимостей, представленных на рис. 2.

Как следует из приведенных экспериментальных данных, использование намагничивания магнитного экрана позволяет существенно повысить коэффициент магнитного экранирования АЧ, причем подавление магнитных вариаций проявляется в большей степени при снижении напряженности переменного магнитного поля H_r , имитирующего магнитную обстановку на орбите навигационного спутника. Согласно данным таблицы, в намагниченном экране малогабаритных рубидиевых АЧ при времени усреднения 50 с и при $H_r = 2,5 \text{ А/м}$ удалось примерно в 8 раз подавить вариации внешнего магнитного поля.

При ориентации поля намагничивания перпендикулярно оптической оси АЧ, порядок значений девиации Аллана и динамика их изменения с ростом времени усреднения аналогичны случаю продольной ориентации намагничивающего поля.

Примечательной особенностью зависимости девиации Аллана от напряженности намагничивающего поля H_{ex} является ее сходство с начальным участком кривой, выражающей зависимость магнитной проницаемости μ ферромагнитного материала (пермаллоя) магнитного экрана от величины H_{ex} [5]. Интересно, что напряженность магнитного поля $H_{ex} = 12,8 \text{ А/м}$, при которой удается примерно в 8 раз увеличить стабильность АЧ, соответствует области, где магнитная проницаемость μ существенно (на порядки) выше своего начального значения, соответствующего нулевому магнитному полю H_{ex} .

Заключение

Анализ результатов, полученных при экспериментальном исследовании, позволяет сделать следующие выводы:

1. Коэффициент экранирования магнитного экрана существенно зависит от величины внешнего магнитного поля, в котором расположены малогабаритные рубидиевые АЧ. При этом полученное значение коэффициента продольного экранирования возросло примерно в 8 раз для напряженности намагничивающего поля 12,8 А/м и амплитуде внешнего вращающегося магнитного поля 2,5 А/м, соответствующего значению геомагнитного поля на орбите навигационного спутника.
2. Эффект увеличения коэффициента экранирования магнитного экрана практически не зависит от направления приложенного постоянного намагничивающего поля H_{ex} (относительно оптической оси АЧ), что свидетельствует об изотропном характере влияния этого поля на стабильность измеряемой частоты.



3. Превышение порогового значения напряженности внешнего магнитного поля (единицы – десятки А/м), соответствующего максимальному значению магнитной проницаемости материала магнитного экрана, может привести к падению фактора его экранирования, а, следовательно, и к ухудшению стабильности частоты АЧ.

Опыт проведенных экспериментов с промышленными малогабаритными рубидиевыми АЧ может быть востребован при разработке рубидиевых АЧ малых спутников [7], а также широкого класса АЧ, где используется магнитное экранирование от внешнего магнитного поля. К числу подобных устройств относятся малогабаритные водородные лазеры [8], миниатюрные АЧ на эффекте когерентного пленения населенностей [9], а также квантовые стандарты частоты на пучке атомов [10].

Прогнозирование оптимального значения напряженности поля намагничивания в этих устройствах представляет довольно сложную задачу, в связи с необходимостью учета целого ряда факторов (тип АЧ, рабочее магнитное поле, материал, форма и размеры экрана).

Следовательно, подбор напряженности постоянного магнитного поля намагничивания H_{ex} для каждого конкретного случая целесообразно проводить эмпирическим путем, как это было сделано и продемонстрировано в настоящей работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Donley E. A., Hodby E., Hollberg L., Kitching J. Demonstration of high-performance compact magnetic shields for chip-scale atomic devices // Review of Scientific Instruments. 2007. Vol. 78. No. 8. P. 083102.
2. Риле Ф. Стандарты частоты. Принципы и приложения. Пер. с англ. М.: Физматлит, 2009. 512 с.
3. Лозов Р. К., Ермак С. В., Семенов В. В., Ермак О. В. Моделирование влияния геомагнитного поля на точность атомных часов бортовой аппаратуры систем спутниковой навигации // Радиотехника. 2019. Т. 83. № 12 (20). С. 32–37.
4. Ermak S., Semenov V. The influence of the operation magnetic field modulation on the short-term frequency stability of rubidium atomic clock at magnetic gradient // Proceedings of 2022 International Conference on Electrical Engineering and Photonics (EExPolytech), 20–21 October, 2022. St. Petersburg. Pp. 347–350.
5. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения. М.: Мир, 1987. 420 с.
6. World magnetic model 2020 calculator. Режим доступа: http://www.geomag.bgs.ac.uk/data_service/models_compass/wmm_calc.html (Дата обращения: 16.05.2023).
7. Dinkelaker A. N., Kaparthy A., Reher S. E., Krutzik M. Optical quantum technologies for compact rubidium vapor-cell frequency standards in space using small satellites // Journal of the British Interplanetary Society. 2019. Vol. 72. No. 3. Pp. 74–82.
8. Сысоев В. П., Самохвалов Ю. С., Васильев В. И., Нагирный В. П., Нестеров Н. И., Парехин Д. А., Овчинников С. Н. Малогабаритный активный водородный стандарт частоты // Альманах современной метрологии. 2022. № 4 (32). С. 8–17.
9. Пальчиков В. Г. Сверхминиатюрный квантовый стандарт частоты на КПН-эффекте // Тезисы докладов Десятой всероссийской конференции с международным участием: «Фундаментальное и прикладное координатно-временное и навигационное обеспечение» (КВНО-2023), 17–21 апреля 2023 г., Санкт-Петербург. С. 141–142.
10. Xie W., Wang Q., He X., Chen N., Xiong Z., Fang S., Qi X., Chen X. Frequency instability of a miniature optically pumped cesium-beam atomic frequency standard // Review of Scientific Instruments. 2020. Vol. 91. No. 7. P. 074705.

REFERENCES

1. Donley E. A., Hodby E., Hollberg L., Kitching J., Demonstration of high-performance compact magnetic shields for chip-scale atomic devices, Rev. Sci. Instrum. 78 (8) (2007) 083102.
2. Riehle F., Frequency standards: Basics and applications, Wiley-VCH, Weinheim, 2005.

3. **Lozov R. K., Ermak S. V., Semenov V. V., Ermak O. V.**, Modeling the geomagnetic field influence on the atomic clock accuracy of the satellite navigation systems on-board equipment, *Journal Radioengineering*. 83 (12 (20)) (2019) 32–37 (in Russian).
4. **Ermak S., Semenov V.**, The influence of the operation magnetic field modulation on the short-term frequency stability of rubidium atomic clock at magnetic gradient, *Proc. 2022 Int. Conf. on Electrical Engineering and Photonics (EExPolytech)*, 20–21 Oct., St. Petersburg (2022) 347–350.
5. **Chikazumi S.**, *Physics of ferromagnetism*, Oxford University Press, Inc., Int. Series of monographs in Physics, Vol. 94. New York, 1997.
6. World magnetic model 2020 calculator, URL: http://www.geomag.bgs.ac.uk/data_service/models_compass/wmm_calc.html (Access data: 16.05.2023).
7. **Dinkelaker A. N., Kaparthy A., Reher S. E., Krutzik M.**, Optical quantum technologies for compact rubidium vapor-cell frequency standards in space using small satellites, *J. Br. Interplanet. Soc.* 72 (3) (2019) 74–82.
8. **Sysoyev V. P., Samokhvalov Yu. S., Vasiliev V. I., et al.**, Compact active hydrogen frequency standard, *Al'manac of Modern Metrology*. 4 (32) (2022) 8–17 (in Russian).
9. **Palchikov V. G.**, Sverkh-miniaturnyy kvantovyy standart chastoty na KPN effekte [Subminiature quantum frequency standard based on the CPT effect], Abstracts of the Tenth All-Russian Conference with International Participation: “Fundamental and Applied Coordinate-Time and Navigation Support” (CTNS-2023), Apr. 17–21, 2023, St. Petersburg (2023) 141–142 (in Russian).
10. **Xie W., Wang Q., He X., et al.**, Frequency instability of a miniature optically pumped cesium-beam atomic frequency standard, *Rev. Sci. Instrum.* 91 (7) (2020) 074705.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

ЕРМАК Сергей Викторович — доктор физико-математических наук, профессор Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
 ermak_sv@spbstu.ru
 ORCID: 0000-0002-6210-4003

СЕМЕНОВ Владимир Васильевич — доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
 vladimir_semenov@mail.ru
 ORCID: 0000-0003-0346-8349

БАРАНОВ Алексей Анатольевич — кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
 79111700994@ya.ru
 ORCID: 0000-0001-7095-7981

РОГАТИН Максим Александрович — инженер Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
 maxim228rog@mail.ru
 ORCID: 0009-0009-6180-6538



СЕРГЕЕВА Мария Вячеславовна — инженер Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

mamavel2001@mail.ru

ORCID: 0009-0005-8838-6845

THE AUTHORS

ERMAK Sergey V.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

ermak_sv@spbstu.ru

ORCID: 0000-0002-6210-4003

SEменов Vladimir V.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

vladimir_semenov@mail.ru

ORCID: 0000-0003-0346-8349

BARANOV Alexey A.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

79111700994@ya.ru

ORCID: 0000-0001-7095-7981

ROGATIN Maxim A.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

maxim228rog@mail.ru

ORCID: 0009-0009-6180-6538

SERGEEVA Maria V.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

mamavel2001@mail.ru

ORCID: 0009-0005-8838-6845

Статья поступила в редакцию 07.12.2023. Одобрена после рецензирования 12.12.2023. Принята 12.12.2023.

Received 07.12.2023. Approved after reviewing 12.12.2023. Accepted 12.12.2023.

Физическая электроника

Научная статья

УДК 537.533

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17107>

ТОКОВЫЕ И СКОРОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ, ФОРМИРУЕМЫХ ЭЛЕКТРОННО- ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМОЙ С МНОГООСТРИЙНЫМ ПОЛЕВЫМ ЭМИТТЕРОМ

Е. П. Тарадаев ✉, **Г. Г. Соминский**, **С. П. Тарадаев**

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

Санкт-Петербург, Россия

✉ evgeny_tar@hotmail.com

Аннотация. В статье представлены результаты исследований характеристик электронных потоков, формируемых электронно-оптической системой с многоострийным полевым эмиттером. Была получена информация о важных параметрах пучка: токе в пучке, спектре скоростей электронов, питч-факторе. Разброс по поперечной скорости не превышал 50 % в исследованных режимах. Форма спектров не зависела от величины магнитного поля и проявляла лишь слабую зависимость от тока в пучке.

Ключевые слова: полевая эмиссия, многоострийный полевой эмиттер, электронный поток, скоростной разброс

Финансирование: Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда № 23-29-00224.

Для цитирования: Тарадаев Е. П., Соминский Г. Г., Тарадаев С. П. Токковые и скоростные характеристики электронных потоков, формируемых электронно-оптической системой с многоострийным полевым эмиттером // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2024. Т. 17. № 1. С 64–70. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17107>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Original article

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17107>

CURRENT AND SPEED CHARACTERISTICS OF ELECTRON FLOWS FORMED BY THE ELECTRON-OPTICAL SYSTEM WITH A MULTI-TIP FIELD EMITTER

E. P. Taradaev ✉, **G. G. Sominskii**, **S. P. Taradaev**

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

✉ evgeny_tar@hotmail.com

Abstract. The article presents the results of studies of the characteristics of electron flows generated by an electron-optical system with a multi-tip field emitter. Information has been obtained on important beam parameters: the beam current, electron velocity spectrum, pitch factor. The spread in transverse velocity did not exceed 50 % in the studied modes. The shape of the spectra did not depend on the magnitude of the magnetic field and did only weakly on the current in the beam.



Keywords: field emission, multi-tip field emitter, electron flow, velocity spread

Funding: The reported study was funded by Russian Science Foundation (Grant No. 23-29-00224).

For citation: Taradaev E. P., Sominskii G. G., Taradaev S. P., Current and speed characteristics of electron flows formed by the electron-optical system with a multi-tip field emitter, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 17 (1) (2024) 64–70. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17107>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Введение

Одно из практически значимых направлений развития современной СВЧ-электроники связано с созданием и совершенствованием субтерагерцовых электронно-пучковых источников излучения (см., например, статьи [1 – 3]). Авторами настоящей работы исследуются возможности использования полевых эмиттеров для формирования электронных потоков, кольцевых в сечении, необходимых для миниатюрных, но высоковольтных устройств этого диапазона частот. Полевые эмиттеры, разрабатываемые в настоящее время [4 – 9], имеют очевидные преимущества перед термокатодами, так как не требуют нагрева и обеспечивают практически безынерционное включение и выключение источника электронов.

Однако разработка электронно-оптических систем (ЭОС) с полевыми эмиттерами затруднена, ввиду недостатка информации о характеристиках электронных потоков, которые они формируют. Ранее авторами проводилось экспериментальное исследование пространственно-временных и скоростных характеристик электронных потоков в ЭОС с полевыми эмиттерами, имеющих конфигурацию электродов, типичную для устройств гиротронного типа [10]. Однако измерения были выполнены лишь при малых магнитных полях, не превышающих 0,1 Тл.

В настоящей работе исследованы характеристики электронных потоков, создаваемых в ЭОС с многоострийными полевыми эмиттерами в существенно больших магнитных полях (ориентировочно до 2,5 Тл), типичных для гиротронных устройств субтерагерцового диапазона.

Методика измерений и аппаратура

Для измерения характеристик электронных потоков использовалась ЭОС, схематическое изображение сечения которой показано на рис. 1.

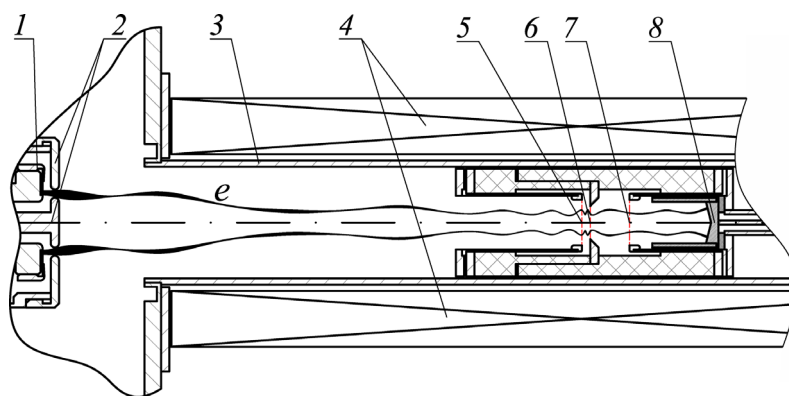


Рис. 1. Схематическое изображение электронно-оптической системы (ЭОС) с анализатором тормозящего поля (установлен в центре соленоида):

1 – катодная система; 2 – управляющий электрод с кольцевой диафрагмой; 3 – канал транспортировки электронного пучка (e); 4 – соленоид; 5, 7 – экранирующие сетки; 6 – тормозящая сетка; 8 – коллектор электронов

Размеры основных деталей ЭОС и анализатора приведены в таблице. Для компрессии и удержания электронного потока с помощью соленоида формировались импульсы магнитного поля длительностью 10 мс. Для обеспечения полевой эмиссии на катод подавался импульс отрицательного (относительно заземленного управляющего электрода) напряжения U амплитудой до 15 кВ. Длительность импульсов варьировалась от 10 до 100 мкс.

Таблица

Основные геометрические параметры
электронно-оптической системы (см. рис. 1)

Элемент электронно-оптической системы	Параметр	Размер, мм
Катодная система 1	Расстояние между управляющим электродом 2 и катодом 1	2,00
	Ширина диафрагмы в управляющем электроде 2	2,00
	Средний диаметр полевого эмиттера	14,0
	Ширина полевого эмиттера	0,65
	Высота острий полевого эмиттера и расстояние между ними	0,03
Соленоид 4	Диаметр обмотки:	
	внешний	42
	внутренний	30
	Длина соленоида 4	200
Анализатор скоростей электронов	Расстояние между экранирующей (5) и тормозящей (6) сетками	2

Прикладывалось магнитное поле, возрастающее от минимального B_c на катоде до максимального B_m в центре соленоида. Максимальное значение индукций магнитного поля B_m варьировалась от 0,1 до 2,5 Тл. Коэффициент перемагничивания $k = B_m/B_c$ можно было регулировать путем перемещения соленоида вдоль оси. Экспериментально измерялись ток I электронов в пучке и продольная составляющая скорости электронов $V_{||}$ (направлена вдоль силовых линий магнитного поля); тогда как поперечная составляющая скорости V_{\perp} (направлена перпендикулярно силовым линиям) рассчитывалась по ранее разработанной методике [10].

Скорости электронов определяли методом задерживающего поля с помощью анализатора (см. рис. 1 и таблицу). Анализатор помещался в области магнитного поля, однородного вдоль оси, вблизи центральной плоскости сечения соленоида. Измерялись кривые задержки (зависимости тока I электронов, прошедших на коллектор 8 анализатора, от величины задерживающего, отрицательного (относительно земли) напряжения U_r , прикладываемого на сетку 6. Поскольку электроны, обладающие скоростью $V_{||} < (2eU_r/m_e)^{1/2}$, не попадают на коллектор 8, полученная кривая задержки $I(U_r)$ перестраивалась в координатах $I(V_{||})$.

Спектр продольных скоростей электронов $V_{||}$ получали дифференцированием кривой $I(V_{||})$. Спектр поперечных скоростей V_{\perp} определяли с учетом информации о полной энергии eU электронов в пучке и полученных данных о распределении скоростей электронов в продольном направлении.

Перед проведением измерений катод тренировали с отбором тока до 20 – 25 мА в течение времени продолжительностью до десяти часов. При этом стабилизировалась работа системы формирования электронного потока.



Результаты измерений и их обсуждение

Во всем исследованном диапазоне значений токов пучка источник электронов стабильно работал в условиях технического вакуума (давление составляло примерно 10^{-7} Торр). После проведения тренировки изменение тока в пучке в единичном импульсе не превышало 1 %.

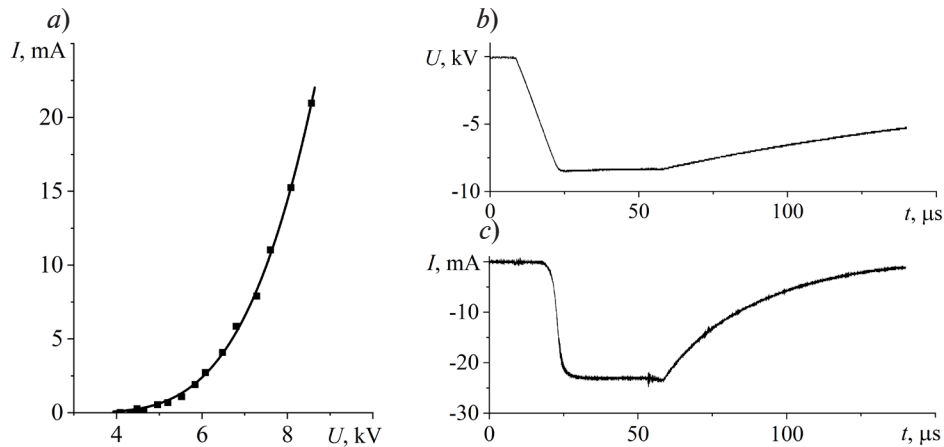


Рис. 2. Результаты измерений характеристик ЭОС: *a* – вольтамперная характеристика; *b*, *c* – осциллограммы напряжения на катоде и тока коллектора анализатора, соответственно

На рис. 2 показаны вольтамперная характеристика исследованной ЭОС, а также осциллограммы импульсов напряжения и тока электронов на коллектор анализатора. В исследованных режимах ЭОС позволяла получать токи в пучке свыше 20 мА.

Основные результаты исследования спектров скорости электронов в их потоке, сформированном электронной пушкой с многоострийным полевым эмиттером, иллюстрируют рис. 3 и 4. На рис. 3 приведены экспериментально измеренные спектры продольной и поперечной скоростей в электронном потоке при разных значениях тока в пучке. На рис. 4 показана трансформация спектров при изменении коэффициента перемангничивания и величины B_m максимального магнитного поля при фиксированном токе в пучке.

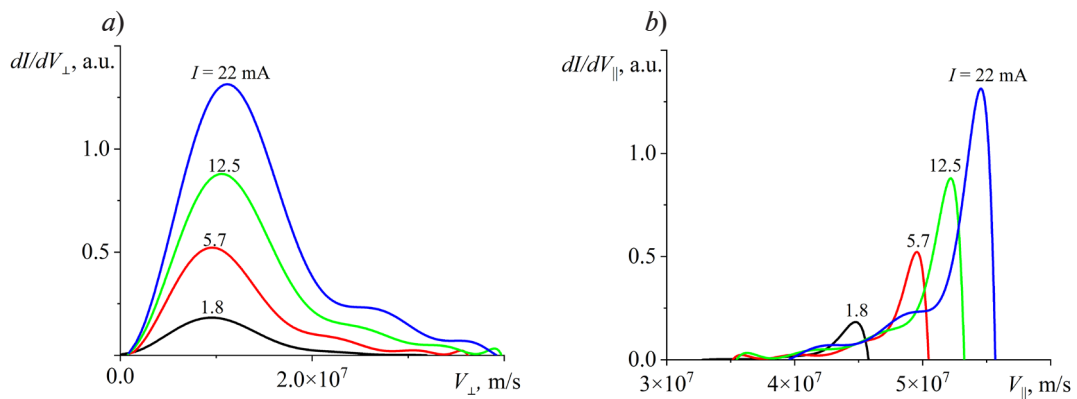


Рис. 3. Спектры поперечной (*a*) и продольной (*b*) скоростей электронов в электронном пучке в ЭОС при его разных токах; максимальное значение индукции магнитного поля $B_m = 2,5$ Тл, коэффициент перемангничивания $k = 13$

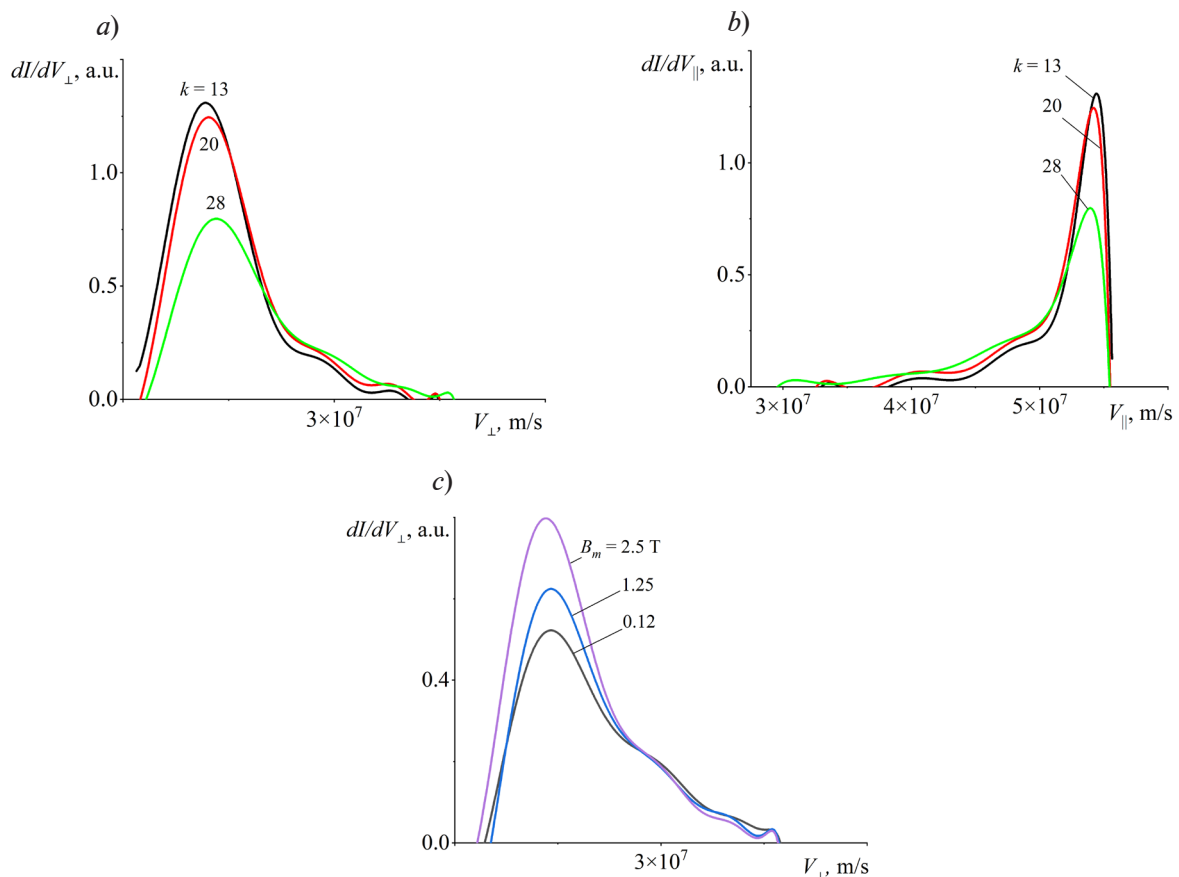


Рис. 4. Спектры поперечной (a, c) и продольной (b) скоростей электронов в электронном пучке в ЭОС при разных значениях коэффициента перемagnичивания k (a, b) и максимального магнитного поля B_m (c). Ток в электронном пучке $I = 22$ мА

Для всего электронного потока в целом, среднеквадратичный разброс электронов по поперечной скорости достигал примерно 50%. Полученные данные свидетельствуют, что форма распределения поперечных скоростей практически неизменна при варьировании тока пучка в широких пределах (от 0,1 до 25 мА). При этом усредненный по всему электронному потоку питч-фактор возрос с 0,26 до 0,30 с увеличением тока.

Изменение магнитного поля на катоде при фиксированном коэффициенте перемagnичивания практически не влияет на разброс электронов по скорости. Увеличение коэффициента перемagnичивания с 13 до 28 при неизменных напряжении U и магнитном поле B_m ведет к снижению тока в пучке. При этом усредненный питч-фактор заметно увеличивается с 0,24 до 0,38.

Заключение

Отметим главные результаты работы. Нами получены данные о значениях токов, а также спектры скоростей электронов, которые имеют место в ЭОС с многоострийным полевым эмиттером. Эти результаты, на наш взгляд, совершенно необходимы разработчикам субтерагерцовых СВЧ-приборов.

В дальнейшем планируются исследования характеристик потоков в электронно-оптических системах с многоострийными и многослойными эмиттерами [9].



СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Litvak A. G., Denisov G. G., Glyavin M. Y. Russian gyrotrons: Achievements and trends // IEEE Journal of Microwaves. 2021. Vol. 1. No. 1. Pp. 260–268.
2. Idehara T., Sabchevski S. P., Glyavin M., Mitsudo S. The gyrotrons as promising radiation sources for THz sensing and imaging // Applied Sciences. 2020. Vol. 10. No. 3. P. 980.
3. Thumm M. K. A., Denisov G. G., Sakamoto K., Tran M. Q. High-power gyrotrons for electron cyclotron heating and current drive // Nuclear Fusion. 2019. Vol. 59. No. 7. P. 073001.
4. Li J., Zhang Y., Ke Y., Li B., Deng S. A cold cathode electron gun using convex carbon nanotube emitter // IEEE Transactions on Electron Devices. 2022. Vol. 69. No. 3. Pp. 1457–1460.
5. Chen Q., Yuan X., Xu X., Zhang Y., Cole M. T., Zu Y., Yan Y. Development of a high-beam-transparency gridded electron gun based on a carbon nanotube cold cathode // IEEE Electron Device Letters. 2020. Vol. 43. No. 4. Pp. 615–618.
6. Whaley D. R., Duggal R., Armstrong C. M., Bellew C. L., Holland C. E., Spindt C. A. 100 W operation of a cold cathode TWT // IEEE Transactions on Electron Devices. 2009. Vol. 56. No. 5. Pp. 896–905.
7. Yuan X., Zhu W., Zhang Y., Xu N., Yan Y., Wu J., Shen Y., Chen J., She J., Deng S. A fully-sealed carbon-nanotube cold-cathode terahertz gyrotron // Scientific Reports. 2016. Vol. 6. 09 September. P. 32936.
8. Соминский Г. Г., Тумарева Т. А., Тарадаев Е. П., Рукавицына А. А., Степанова А. Н. Многоострийные кольцевые полевые эмиттеры с защитными металл-фуллереновыми покрытиями // Журнал технической физики. 2019. Т. 89. № 2. С. 302–305.
9. Соминский Г. Г., Сезонов В. Е., Тарадаев С. П., Вдовичев С. Н. Многослойные полевые эмиттеры, изготовленные из приведенных в контакт нанослоев гафния и платины // Журнал технической физики. 2019. Т. 89. № 1. С. 142–146.
10. Taradaev E. P., Sominskii G. G. Characteristics of an annular electron flow formed by an electron gun with a field emitter // IEEE Transactions on Electron Devices. 2022. Vol. 69. No. 5. Pp. 2675–2679.

REFERENCES

1. Litvak A. G., Denisov G. G., Glyavin M. Y., Russian gyrotrons: Achievements and trends, IEEE J. Microw. 1 (1) (2021) 260–268.
2. Idehara T., Sabchevski S. P., Glyavin M., Mitsudo S., The gyrotrons as promising radiation sources for THz sensing and imaging, Appl. Sci. 10 (3) (2020) 980.
3. Thumm M. K. A., Denisov G. G., Sakamoto K., Tran M. Q., High-power gyrotrons for electron cyclotron heating and current drive, Nucl. Fusion. 59 (7) (2019) 073001.
4. Li J., Zhang Y., Ke Y., et al., A cold cathode electron gun using convex carbon nanotube emitter, IEEE Trans. Electron Devices, 69 (3) (2022) 1457–1460.
5. Chen Q., Yuan X., Xu X., et al., Development of a high-beam-transparency gridded electron gun based on a carbon nanotube cold cathode, IEEE Electron Device Lett. 43 (4) (2020) 615–618.
6. Whaley D. R., Duggal R., Armstrong C. M., et al., 100 W operation of a cold cathode TWT, IEEE Trans. Electron Devices. 56 (5) (2009) 896–905.
7. Yuan X., Zhu W., Zhang Y., et al., A fully-sealed carbon-nanotube cold-cathode terahertz gyrotron, Sci. Rep. 6 (09 Sept) (2016) 32936.
8. Sominskii G. G., Tumareva T. A., Taradaev E. P., et al., Annular multi-tip field emitters with metal-fullerene protective coatings, Techn. Phys. 64 (2) (2019) 270–273.
9. Sominskii G. G., Sezonov V. E., Taradaev S. P., Vdovichev S. N., Multilayer field emitters made of contacting hafnium and platinum nanolayers, Techn. Phys. 64 (1) (2019) 116–120.
10. Taradaev E. P., Sominskii G. G., Characteristics of an annular electron flow formed by an electron gun with a field emitter, IEEE Trans. Electron Devices. 69 (5) (2022) 2675–2679.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

ТАРАДАЕВ Евгений Петрович — кандидат физико-математических наук, доцент Высшей инженерно-физической школы Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

evgeny_tar@hotmail.com

ORCID: 0000-0001-5219-6744

СОМИНСКИЙ Геннадий Гиршевич — доктор физико-математических наук, профессор Высшей инженерно-физической школы Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

sominski@rphf.spbstu.ru

ORCID: 0000-0001-7945-7238

ТАРАДАЕВ Сергей Петрович — аспирант Высшей инженерно-физической школы Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

sergio.rumos@mail.ru

ORCID: 0000-0001-5548-7379

THE AUTHORS

TARADAEV Evgeny P.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

evgeny_tar@hotmail.com

ORCID: 0000-0001-5219-6744

SOMINSKII Gennadii G.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

sominski@rphf.spbstu.ru

ORCID: 0000-0001-7945-7238

TARADAEV Sergei P.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

sergio.rumos@mail.ru

ORCID: 0000-0001-5548-7379

Статья поступила в редакцию 23.11.2023. Одобрена после рецензирования 08.12.2023. Принята 11.12.2023.

Received 23.11.2023. Approved after reviewing 08.12.2023. Accepted 11.12.2023.

Original article

UDC 548.4

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17108>

THE SCALING OF MISORIENTATION ANGLE DISTRIBUTION AT STRAIN-INDUCED BOUNDARIES IN COPPER DEFORMED BY TENSION UNDER VARIOUS CONDITIONS

N. Yu. Zolotarevsky ¹ ✉, V. V. Rybin ¹,

E. A. Ushanova ², V. N. Perevezentsev ³

¹ Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia;

² NRC "Kurchatov Institute" – CRISM "Prometey", St. Petersburg, Russia;

³ Institute of Mechanical Engineering Problems of the RAS –

the branch of the Federal State Budgetary Scientific Institution

"Federal Research Center Institute of Applied Physics of the RAS",

Nizhny Novgorod, Russia

✉ zolotarevsky@phmf.spbstu.ru

Abstract. In the paper, polycrystalline copper deformed by tension under different conditions of loading has been studied using electron backscatter diffraction. The microstructure of areas located on the longitudinal section of the specimens deformed until fracture was examined. The fragmentation of initial grains in case of deformation at room temperature was observed whereas at 400°C, considerable dynamic recovery and recrystallization significantly influenced the microstructure formation. A procedure for computer analysis of the orientation maps has been put forward, which allows separating recrystallized regions from the non-recrystallized ones and further analyzing the misorientation statistics of strain-induced boundaries. A scaling behavior of the strain-induced misorientation distributions was shown to take place. The mechanism of strain-induced boundary evolution was proved to remain unchanged for all studied deformation conditions, in spite of recovery and recrystallization occurring at elevated temperatures.

Keywords: polycrystalline copper, plastic deformation, recrystallization, microstructure, electron backscatter diffraction

Funding: The reported study was funded by Russian Science Foundation (Project No. 21-19-00366).

For citation: Zolotarevsky N. Yu., Rybin V. V., Ushanova E. A., Perevezentsev V. N., The scaling of misorientation angle distribution at strain-induced boundaries in copper deformed by tension under various conditions, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 17 (1) (2024) 71–80. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17108>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Научная статья

УДК 548.4

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17108>

МАСШТАБНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ УГЛОВ РАЗОРИЕНТИРОВКИ НА ГРАНИЦАХ ДЕФОРМАЦИОННОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ В МЕДИ, ДЕФОРМИРОВАННОЙ РАСТЯЖЕНИЕМ В РАЗЛИЧНЫХ УСЛОВИЯХ

Н. Ю. Золоторевский¹ ✉, В. В. Рыбин¹,

Э. А. Ушанова², В. Н. Перевезенцев³

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия;

² НИЦ Курчатовский Институт – ФГУП ЦНИИ КМ "Прометей", Санкт-Петербург, Россия;

³ Институт проблем машиностроения РАН – филиал Федерального государственного
бюджетного научного учреждения "Федеральный исследовательский центр
«Институт прикладной физики РАН»", г. Нижний Новгород, Россия

✉ zolotorevsky@phmf.spbstu.ru

Аннотация. В работе исследована поликристаллическая медь, деформированная растяжением в различных условиях (использован метод дифракции обратнорассеянных электронов). Проанализирована микроструктура участков, расположенных на продольном сечении образцов, деформированных до разрушения. В случае деформации при комнатной температуре, наблюдали фрагментацию исходных зерен, тогда как при 400 °С на формирование микроструктуры значительное влияние оказывали динамический возврат и рекристаллизация. Нами предложена процедура компьютерного анализа ориентационных карт, позволяющая отделять рекристаллизованные области от нерекристаллизованных и анализировать статистику разориентировок на границах деформационного происхождения. Доказано, что механизм эволюции разориентировок остается неизменным для всех изученных условий деформации, несмотря на динамический возврат и рекристаллизацию при повышенной температуре.

Ключевые слова: поликристаллическая медь, пластическая деформация, рекристаллизация, микроструктура, дифракция обратнорассеянных электронов

Финансирование: Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-19-00366).

Ссылка при цитировании: Золоторевский Н. Ю., Рыбин В. В., Ушанова Э. А., Перевезенцев В. Н. Масштабная инвариантность распределения углов разориентировки на границах деформационного происхождения в меди, деформированной растяжением в различных условиях // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2024. Т. 17. № 1. С 71–80. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17108>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)



Introduction

During plastic deformation, a significant number of dislocations remain trapped inside original grains, leading in medium to high stacking fault energy metals to the formation of multiple strain-induced boundaries [1, 2]. These boundaries have low misorientation angles at an early stage of the microstructure evolution. The level of misorientation, however, continuously increases with strain so that high-angle boundaries appear at later stages [2, 3]. The distribution of boundary misorientation angles is important for evaluation of strength properties [4 – 7]. Besides, it can provide important evidence concerning the physical mechanism of the grain refinement during deformation [2 – 4].

The exhibition of microstructure evolution depends, in particular, on the deformation temperature. During low-temperature deformation, the phenomenon called fragmentation [2] takes place, namely, the subdivision of original grains into volumes, which mutual misorientations gradually increase in the process of deformation. An increase in temperature promotes dynamic recovery leading to a reduction of dislocation density and formation of lower-energy dislocation substructure [1]. With a further rise in temperature, a dynamic recrystallization (DRX) occurs: both the discontinuous DRX, which involves the formation of new grain nuclei and their subsequent growth at the expense of surrounding substructure, and the continuous DRX, when the new fine grains develop without the nucleation stage by a gradual increase in subgrain misorientations [7 – 9]. At the same time, it remains unclear whether temperature increasing influences the mechanism of grain subdivision [9].

A scaling behavior in the boundary misorientations has been found by D. A. Hughes and co-authors [3]: it turned out that the misorientation angle-distribution determined at various strains was invariant with respect to the average misorientation angle. Such a scaling has a physical significance, since it indicates that a physical mechanism remains unchanged when changing external conditions.

In the present study, this approach has been used in order to clarify to what extent a change in the conditions of deformation influences the mechanism of grain subdivision. In this concern, the misorientation distribution of strain-induced boundaries were examined in polycrystalline copper deformed in tension under various conditions.

Materials and methods

Cylindrical copper specimens were tensile strained until fracture in three ways:

- (i) at a strain rate of $3 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ at room temperature (specimen I),
- (ii) at the same strain rate but at 400°C (specimen II),
- (iii) under a constant stress of 120 MPa at 400°C (specimen III).

The fracture of specimen III happened after half an hour of deformation. For the following examination, the necked specimen has been cut along the tensile axis direction, and regions for the Electron Backscatter Diffraction (EBSD) analysis were chosen in several places within the neck, on the longitudinal section near the central axis of the specimen. Local strains ε in those places were calculated from the local diameter D of the necked specimen using the equation

$$\varepsilon = 2 \cdot \log(D/D_0),$$

where D_0 is the initial diameter.

For every specimen studied, the boundary misorientations were analyzed in two regions corresponding to strains $\varepsilon \approx 0.7$ and 1.0. The EBSD analysis was carried out on SEM LYRA 3 XMN RL using Oxford HKL AZtec™ software; further processing of orientation maps was performed by means of MTEX software [10]. Orientation maps shown in what follows are the inverse pole figure (IPF) maps plotted with respect to the tensile direction (TD).

In the case of specimen III, a considerable part of material turned out to be recrystallized. Since we were interested in the misorientation distribution of strain-induced boundaries, it was necessary first of all to separate the non-recrystallized material from the recrystallized one. To do this, we used grain average misorientation (GAM) derived by averaging kernel average misorientations over a grain [11]. The latter, in its turn, was calculated as an average of misorientations between a given point and its nearest neighbors. When using GAM for the separation, it was assumed that dynamically recrystallized grains did not have a deformation substructure and hence differ by a

low value of GAM. An example is shown in Fig. 1. One can see that the recrystallized grains, which easily can be distinguished on the orientation map by a uniform orientation and multiple annealing twins (Fig. 1,*a*), are characterized by relatively low GAM values (Fig. 1,*b*). In the given example, one can exclude recrystallized microstructure by eliminating grains with GAM less than $0.3 \text{ deg} \cdot \mu\text{m}^{-1}$. The distributions of boundary misorientation angle (Fig. 1,*c*) obtained for recrystallized and non-recrystallized regions separated in this way confirm correctness of the separation: the first distribution contains the high-angle peaks corresponding to the annealing twins of the first order (60°) and second one (about 39°), whereas the latter contains the low-angle peak corresponding to the strain-induced dislocation boundaries.

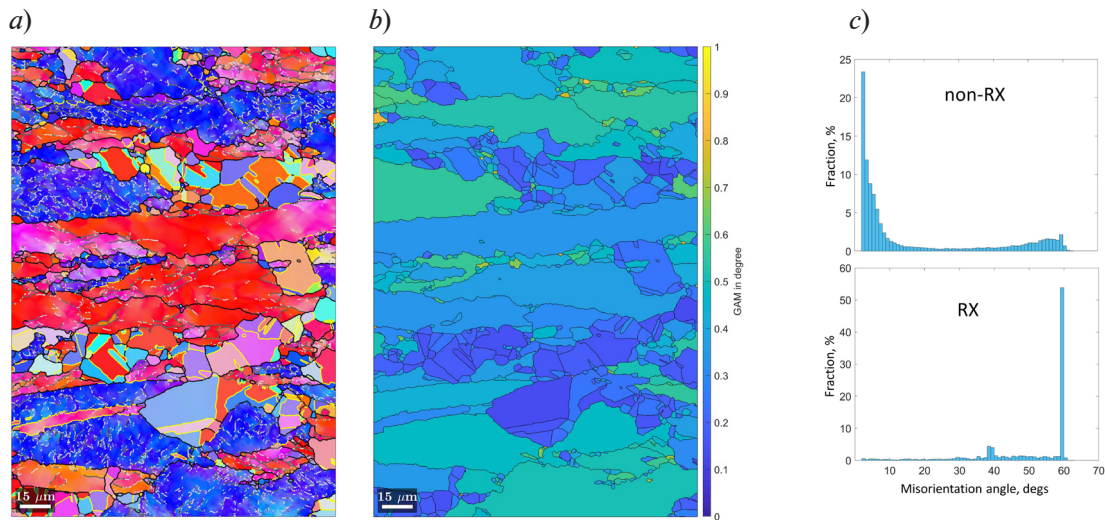


Fig. 1. Inverse pole figure (IPF) (*a*) and grain average misorientation (GAM) (*b*) maps of the same region of specimen III and misorientation angle histograms (*c*) obtained from recrystallized (RX) and non-recrystallized (non-RX) parts of this region.

The boundaries (Bs) on the IPF map are shown: low-angle Bs ($2^\circ < \theta < 5^\circ$) by light grey color;
 mediate angle Bs ($5^\circ < \theta < 15^\circ$) by dark grey; random high-angle Bs ($\theta > 15^\circ$) by black);
 $\Sigma 3$ Bs satisfying Brandon criterion by yellow

Results and discussion

Microstructure evolution. Fig. 2 shows representative examples of the microstructure evolved in the deformed specimens. One can see that a grain-scale orientation heterogeneity and multiple low-angle boundaries develop inside original grains in all specimens. Besides, the orientation dependence of the microstructure, which has been described earlier [12], is observed regardless of deformation conditions. At the same time, apparent differences in the microstructures are observed. In particular, a fraction of [001]-oriented material in the specimens deformed at 400°C is considerably larger than that in specimen I. The boundaries of [001]-grains in specimen II are serrated (Fig. 2,*e*) suggesting the occurrence of local grain boundary migration, which usually accompanies DRX. Only a small amount of fine recrystallized grains can be found in specimen II, total area occupied by them remains negligible (about 1 %). However, in specimen III, deformation of which proceeds at the same temperature but for a longer period, DRX develops to a much greater extent (Fig. 2,*c, f*). The area fractions occupied by recrystallized grains are about 5% at $\varepsilon = 0.70$ and about 20% at $\varepsilon = 1.05$.

In Fig. 3, the misorientation distributions are presented in terms of the boundary length per unit area. This way of presentation allows not only to determine relative frequencies of boundaries as function of their misorientation but also to characterize accumulation of strain-induced boundaries during deformation. One can see that the length of boundaries increases considerably in the course of deformation at room temperature within the range of strains examined (Fig. 3,*a*), both in the low-angle (less than 15°) and high-angle (more than 15°) ranges. With increasing temperature of active deformation, accumulation of strain-induced boundaries slows down (Fig. 3,*b*), supposedly due to dynamic recovery, which promotes more uniform slip and

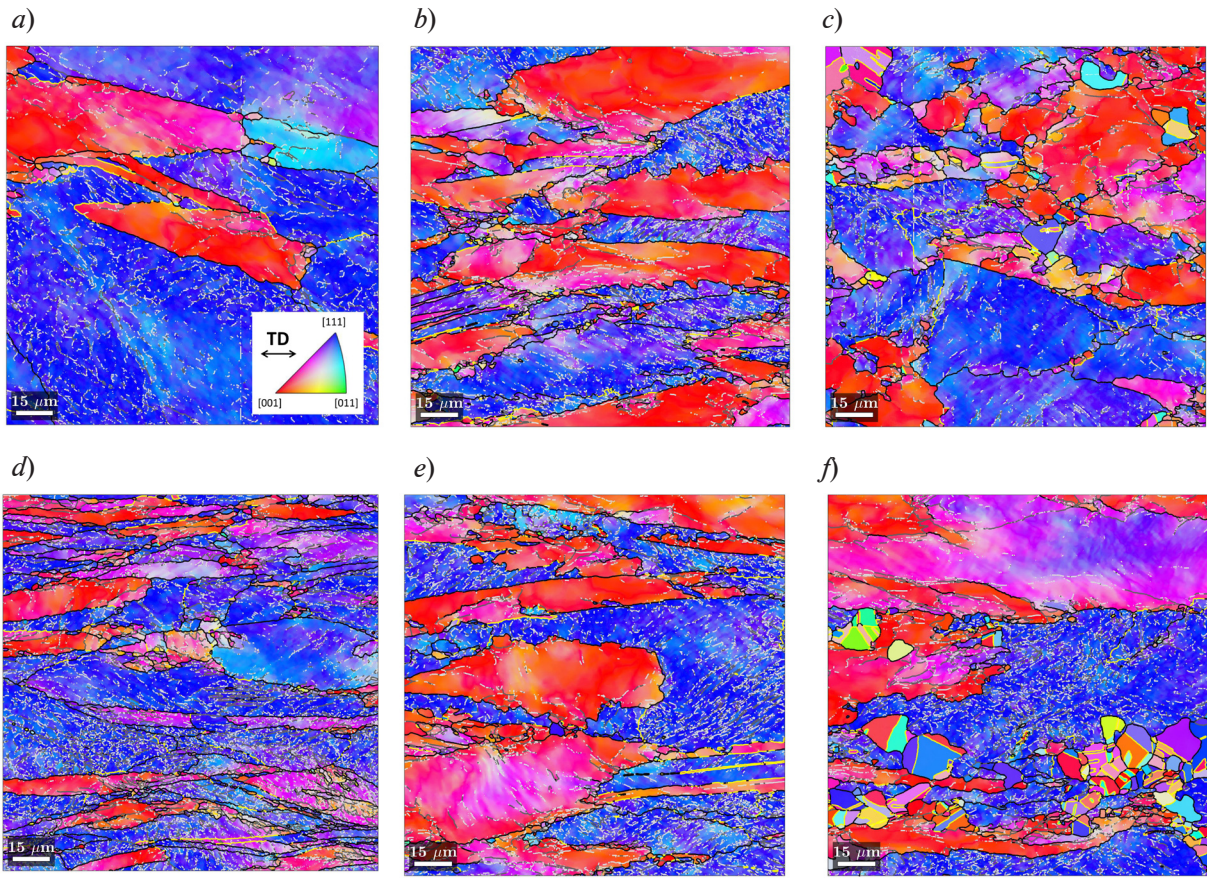


Fig. 2. IPF maps for typical microstructures evolved in the studied specimens I – III: in I, for $\varepsilon = 0.70$ (a) and 1.00 (d); in II, for $\varepsilon = 0.65$ (b) and 1.00 (e); in III, for $\varepsilon = 0.70$ (c) and 1.05 (f).

Standard stereographic triangle, which defines coloring of IPF maps, is inserted in Fig 2,a; the tensile direction (TD) is also shown. Color scheme of boundaries on the IPF maps is the same as the one given in Fig. 1

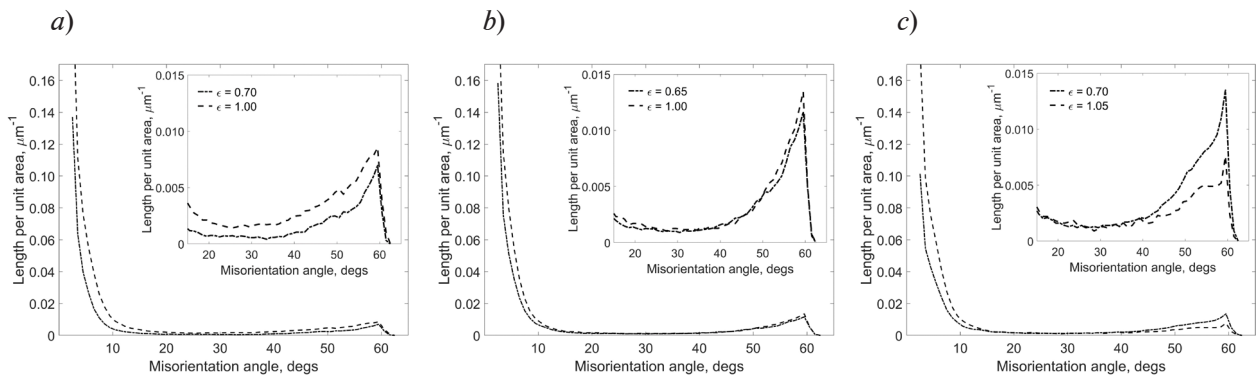


Fig. 3. Distributions of boundary misorientation angles in copper specimens I (a), II (b), III (c), deformed in tension to various strains under different conditions.

In the insets: Enlarged images of the high-angle parts of the graphs

counterbalances strain hardening [1]. In specimen III, the recrystallized part of material was excluded from consideration when calculating the distribution shown in Fig. 3,c using the procedure described in the previous section. Nevertheless, a boundary length even decreases with increasing strain for the boundaries corresponding to the high-angle peak. Note that this peak is due to boundaries of original annealing twins distorted as a result of deformation. One can suggest that those twins become hardly fragmented in the course of deformation, and hence, accumulate increased stored strain energy, and, for this reason, new recrystallized grains consume them predominantly.

Application of scaling hypothesis to EBSD data. Two kinds of strain-induced boundaries are distinguished [3]:

geometrically necessary boundaries (GNBs) separating regions with different slip system activity;

incidental dislocation boundaries (IDBs) formed by a statistical trapping of dislocations.

The first kind is also called “fragment boundaries” [2], while the second one is “cell boundaries”. The IDBs remain low-angle with strain (the average misorientation is about 2° even after the strains from about 1 to 2), while the average misorientation of GNBs increases significantly [3, 4]. It was shown by the transmission electron microscopy (TEM) [3] that IDBs and GNBs, when considered separately, follow unique distributions f_1 and f_2 , respectively. The latter show scaling behavior at small and mediate strains. However, at $\varepsilon \approx 1$ or more, this regularity happens to be violated for GNBs. According to recent study [13], new high-angle boundaries appear at this stage, whose misorientations fall far away beyond the range of scaled distribution f_2 , and follow another unique distribution f_3 . As a result, a total distribution of strain-induced boundary misorientations consists of three partial distributions: f_1 (IDB), f_2 (GNB) and f_3 (see it in Fig. 4). The boundaries producing distribution f_3 are in essence also geometrically necessary since they separate regions with different combinations of operating slip systems.

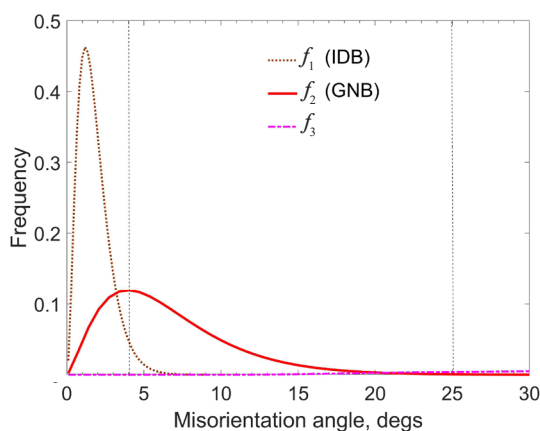


Fig. 4. Partial distributions f_1, f_2 and f_3 constituting total misorientation angle distribution of strain-induced boundaries in copper deformed by compression to strains $\varepsilon \approx 1$ [13].

Vertical lines indicate the bounds of the interval used to test scaling behavior of boundary misorientations

The scaling of GNBs related to distribution f_2 was proved using TEM through their visual separation from IDBs based on different morphological features. The EBSD technique does not allow one to make such a separation. However, one can try finding an approximate solution of this problem from their crystallographic characteristics. To do this, one should isolate an angular range $[\theta_{\min}, \theta_{\max}]$ where distribution f_2 is presented with minimal overlapping with f_1 on the left and f_3 on the right, and then calculate the probability density $p(\theta/\theta_{av})$ for this range. Here θ_{av} is the average misorientation angle over the given angular interval.

Based on the available data (see Fig. 4), the contribution of IDBs into the overall angle distribution is minor if $\theta_{\min} = 4^\circ$ is chosen. On the other hand, the contribution of high-angle strain-induced boundaries (distribution f_3) is negligible for $\theta_{\max} = 25^\circ$. A contribution of original grain boundaries is also insignificant

within this interval for the large-grained copper investigated in the present study. Obviously, the choice of 25° as an upper bound is rather arbitrary, but its slight variation has no significant effect on the distribution of probability density $p(\theta/\theta_{av})$.

The normalized angle distributions obtained as described above are shown in Fig. 5. It is seen that a scaling of misorientations takes place for three specimens studied, suggesting that physical mechanism of the grain subdivision remains unchanged as the conditions of deformation change.

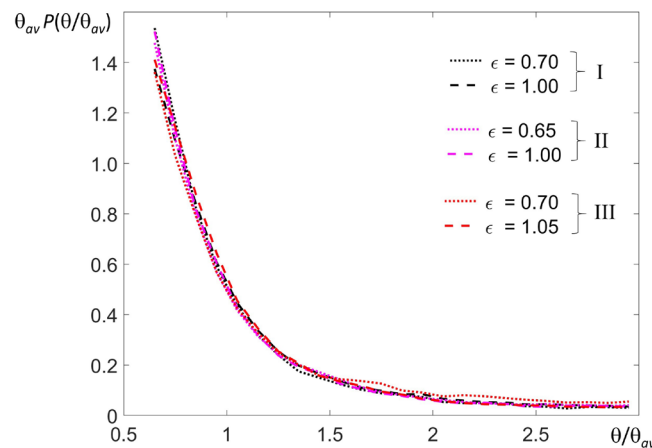


Fig. 5. Scaling behavior of misorientations across GNBs for specimens I, II and III deformed under different conditions

Conclusions

A tensile experiment has been conducted with polycrystalline copper deformed under three different conditions: at a constant strain rate at room temperature (23°C) and at 400°C as well as at a constant stress at 400°C. The evolution of misorientation across strain-induced boundaries were investigated based on EBSD analysis of regions located on the longitudinal section of the specimens. An analysis of the results obtained allows us to make the following main conclusions.

1. The exhibitions of a grain subdivision observed in the examined specimens differ with the deformation conditions. Gradual fragmentation of the original grains occurs at room temperature within the range of strains examined. At the same time, dynamic recovery and recrystallization influence the microstructure and texture evolution in specimens deformed at 400°C considerably.

2. A scaling behavior of strain-induced misorientation takes place. This approves that in spite of recovery and recrystallization effects, the mechanism of strain-induced boundary evolution remains unchanged. Therefore, at 400°C, which is about half the melting point of copper, this evolution is controlled by the micromechanics of polycrystalline material, just like the grain fragmentation at room temperature.

REFERENCES

1. Gil Sevillano J., van Houtte P., Aernoudt E., Large strain work hardening and texture, *Progr. Mater. Sci.* 25 (2) (1980) 69–134.
2. Rybin V. V., Bolshiye plasticheskiye deformatsii i razrusheniye metallov [Large plastic deformation and destruction of metals], Metallurgy Publishing, Moscow, 1986.
3. Hughes D. A., Liu Q., Chrzan D. C., Hansen N., Scalling of microstructural parameters: Misorientations of deformation induced boundaries, *Acta Mater.* 45 (1) (1997) 105–112.
4. Hughes D. A., Hansen N., The microstructural origin of work hardening stages, *Acta Mater.* 148 (15 April) (2018) 374–383.
5. Wang R., Saleh A., Casillas G., et al., An in-situ electron backscattering diffraction and viscoplastic self-consistent study of OFHC copper subjected to uniaxial tension, *Mater. Sci. Eng. A.* 819 (5 July) (2021) 141184.
6. Zhang S., Yang M., Yuan F., et al., Extraordinary fracture toughness in nickel induced by heterogeneous grain structure, *Mater. Sci. Eng. A.* 830 (7 Jan) (2022) 142313.
7. Dolzhenko A., Tikhonova M., Kaibyshev R., Belyakov A., Microstructures and mechanical properties of steels and alloys subjected to large-strain cold-to-warm deformation, *Metals.* 12 (3) (2022) 454.
8. Tikhonova M., Torganchuk V., Brasche F., et al., Effect of warm to hot rolling on microstructure, texture and mechanical properties of an advanced medium-Mn steel, *Metall. Mater. Trans. A.* 50 (9) (2019) 4245–4256.

9. Sakai T., Belyakov A., Kaibyshev R., et al., Dynamic and post-dynamic recrystallization under hot, cold and severe plastic deformation conditions, *Progr. Mater. Sci.* 60 (March) (2014) 130–207.
10. Hielscher R., Silbermann C. B., Schmidl E., Ihlemann J., Denoising of crystal orientation maps, *J. Appl. Cryst.* 52 (5) (2019) 984–996.
11. Allain-Bonasso N., Wagner F., Berbenni S., Field D. P., A study of the heterogeneity of plastic deformation in IF steel by EBSD, *Mater. Sci. Eng. A.* 548 (30 June) (2012) 56–63.
12. Zolotarevsky N. Yu., Rybin V. V., Ushanova E. A., Perevezentsev V. N., The effect of crystallographic texture formation on the features of microstructure evolution in tensile-strained copper, *St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics.* 15 (4) (2022) 147–155 (in Russian).
13. Zolotarevsky N. Yu., Rybin V. V., Matvienko A. N., et al., Misorientation angle distribution of deformation-induced boundaries provided by their EBSD-based separation from original grain boundaries: Case study of copper deformed by compression, *Mater. Charact.* 147 (Jan) (2019) 184–192.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gil Sevillano J., van Houtte P., Aernoudt E. Large strain work hardening and texture // *Progress in Materials Science.* 1980. Vol. 25. No. 2. Pp. 69–134.
2. Рыбин В. В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. М.: Металлургия, 1986. 224 с.
3. Hughes D. A., Liu Q., Chrzan D. C., Hansen N. Scalling of microstructural parameters: Misorientations of deformation induced boundaries // *Acta Materialia.* 1997. Vol. 45. No. 1. Pp. 105–112.
4. Hughes D. A., Hansen N. The microstructural origin of work hardening stages // *Acta Materialia.* 2018. Vol. 148. 15 April. Pp. 374–383.
5. Wang R., Saleh A., Casillas G., Lu C., Gazder A. A. An in-situ electron backscattering diffraction and viscoplastic self-consistent study of OFHC copper subjected to uniaxial tension // *Materials Science and Engineering. A.* 2021. Vol. 819. 5 July. P. 141184.
6. Zhang S., Yang M., Yuan F., Zhou L., Wu X. Extraordinary fracture toughness in nickel induced by heterogeneous grain structure // *Materials Science and Engineering A.* 2022. Vol. 830. 7 January. P. 142313.
7. Dolzhenko A., Tikhonova M., Kaibyshev R., Belyakov A. Microstructures and mechanical properties of steels and alloys subjected to large-strain cold-to-warm deformation // *Metals.* 2022. Vol. 12. No. 3. P. 454.
8. Tikhonova M., Torganchuk V., Brasche F., Molodov D. A., Belyakov A., Kaibyshev R. Effect of warm to hot rolling on microstructure, texture and mechanical properties of an advanced medium-Mn steel // *Metallurgical and Materials Transactions. A.* 2019. Vol. 50. No. 9. Pp. 4245–4256.
9. Sakai T., Belyakov A., Kaibyshev R., Miura H., Jonas J. J. Dynamic and post-dynamic recrystallization under hot, cold and severe plastic deformation conditions // *Progress in Materials Science.* 2014. Vol. 60. March. Pp. 130–207.
10. Hielscher R., Silbermann C. B., Schmidl E., Ihlemann J. Denoising of crystal orientation maps // *Journal of Applied Crystallography.* 2019. Vol. 52. Part 5. Pp. 984–996.
11. Allain-Bonasso N., Wagner F., Berbenni S., Field D. P. A study of the heterogeneity of plastic deformation in IF steel by EBSD // *Materials Science and Engineering A.* 2012. Vol. 548. 30 June. Pp. 56–63.
12. Золоторевский Н. Ю., Рыбин В. В., Ушанова Э. А., Перевезенцев В. Н. Особенности эволюции микроструктуры меди при растяжении, обусловленные формированием кристаллографической текстуры // *Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки.* 2022. Т. 15. № 4. С. 147–155.
13. Zolotarevsky N. Yu., Rybin V. V., Matvienko A. N., Ushanova E. A., Philippov S. A. Misorientation angle distribution of deformation-induced boundaries provided by their EBSD-based separation from original grain boundaries: Case study of copper deformed by compression // *Materials Characterization.* 2019. Vol. 147. January. Pp. 184–192.

**THE AUTHORS****ZOLOTOREVSKY Nikolay Yu.**

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
zolotorevsky@phmf.spbstu.ru
ORCID: 0000-0002-0185-5452

RYBIN Valery V.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
rybin.@gmail.com
ORCID: 0000-0003-1619-309X

USHANOVA Elina A.

NRC "Kurchatov Institute" – CRISM "Prometey",
49 Shpalernaya St., St. Petersburg, 191015, Russia
elinaus@mail.ru
ORCID: 0000-0003-3094-8559

PEREVEZENTSEV Vladimir N.

Institute for Problems in Mechanical Engineering of RAS (the branch of Institute of Applied Physics of RAS)
85 Belinskiy St., Nizhny Novgorod, 603024, Russia
v.n.perevezentsev@gmail.com
ORCID: 0000-0002-0437-8540

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

ЗОЛОТОРЕВСКИЙ Николай Юльевич — доктор физико-математических наук, профессор Высшей школы механики и процессов управления Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
zolotorevsky@phmf.spbstu.ru
ORCID: 0000-0002-0185-5452

РЫБИН Валерий Васильевич — член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук, профессор Высшей школы механики и процессов управления Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
rybinvv@mail.com
ORCID: 0000-0003-1619-309X

УШАНОВА Элина Артуровна — кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Научно-исследовательского центра «Курчатовский институт» — Федерального государственного унитарного предприятия — Центральный научно-исследовательский институт конструкционных материалов «Прометей», Санкт-Петербург, Россия.

191015, Россия, Санкт-Петербург, Шпалерная ул., 49
elinaus@mail.ru
ORCID: 0000-0003-3094-8559

ПЕРЕВЕЗЕНЦЕВ Владимир Николаевич — доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, руководитель направления Института проблем машиностроения РАН (филиал Федерального государственного бюджетного научного учреждения “Федеральный исследовательский центр «Институт прикладной физики Российской академии наук»”), г. Нижний Новгород, Россия.

603024, Россия, г. Нижний Новгород, ул. Белинского, 85

v.n.perevezentsev@gmail.com

ORCID: 0000-0002-0437-8540

Received 18.10.2023. Approved after reviewing 28.11.2023. Accepted 28.11.2023.

Статья поступила в редакцию 18.10.2023. Одобрена после рецензирования 28.11.2023. Принята 28.11.2023.

Биофизика и медицинская физика

Научная статья

УДК 577.322

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17109>

АНАЛИЗ БЕЛКА Cas1_3 АСГАРДАРХЕЙ: ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПОТЕНЦИАЛЬНОГО ПРОМЕЖУТОЧНОГО ЗВЕНА В ЭВОЛЮЦИИ СИСТЕМ CRISPR-Cas

**М. В. Абрамова¹, А. С. Малых¹, Я. М. Гатиева¹,
М. А. Казалов¹, П. А. Селькова¹, А. П. Якимов¹,
А. А. Васильева^{1,2}, А. Н. Арсениев^{1,2}, М. А. Ходорковский¹ ✉**

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия;

² Комплекс НБИКС-природоподобных технологий, Национальный
исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

✉ khodorkovskii@gmail.com

Аннотация. В настоящее время актуальны исследования эволюции систем CRISPR-Cas и их возможного происхождения от мобильных генетических элементов транспозонов. Недавно у новой группы асгардархей были обнаружены уникальные системы, которые предположительно функционируют как транспозоны и содержат Cas1-подобные белки. В настоящей работе для одного из таких белков, Cas1_3, впервые с использованием генетических и биохимических технологий, а также методов электрофореза, аффинной хроматографии и высокоразрешающей масс-спектрометрии получена и частично охарактеризована его рекомбинантная версия. В частности, показано наличие у него АТФ-азной активности, количественное значение которой было определено с помощью метода спектрофотометрии. Полученные результаты могут быть полезны в понимании механизмов функционирования потенциального предшественника систем CRISPR-Cas.

Ключевые слова: характеристика, CRISPR-Cas, промежуточное звено эволюции, асгардархеи, транспозон, рекомбинантный белок

Финансирование: Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 21-14-00122), а также Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075-15-2021-1062).

Для цитирования: Абрамова М. В., Малых А. С., Гатиева Я. М., Казалов М. А., Селькова П. А., Якимов А. П., Васильева А. А., Арсениев А. Н., Ходорковский М. А. Анализ белка Cas1_3 асгардархей: экспериментальная характеристика потенциального промежуточного звена в эволюции систем CRISPR-Cas // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2024. Т. 17. № 1. С 81–92. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17109>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Original article

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17901>

AN ANALYSIS OF THE ASGARDARCHAEA Cas1_3 PROTEIN: EXPERIMENTAL CHARACTERIZATION OF A POTENTIAL INTERMEDIATE IN THE EVOLUTION OF CRISPR-Cas SYSTEMS

M. V. Abramova¹, A. S. Malykh¹, I. M. Gatieva¹,
M. A. Kazalov¹, P. A. Selkova¹, A. P. Yakimov¹,
A. A. Vasileva^{1, 2}, A. N. Arseniev^{1, 2}, M. A. Khodorkovskii¹ ✉

¹ Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia;

² Complex of NBICS Technologies, National Research Center "Kurchatov Institute",
Moscow, Russia

✉ khodorkovskii@gmail.com

Abstract. The evolution of CRISPR-Cas systems and their possible origin from mobile genetic elements of transposons are currently being actively studied. Recently, unique systems have been discovered in a new group of Asgardarchaea that presumably function as transposons and contain Cas1-like proteins. In this study, the genetic and biochemical technologies were used, along with electrophoresis, affinity chromatography, and high-resolution mass spectrometry, to obtain and partially characterize a recombinant version of one of these proteins, Cas1_3. In particular, it was shown to have the ATPase activity, the quantitative value of the latter being determined by the spectrophotometric method. The results obtained may be useful in understanding the mechanisms of functioning the potential ancestor of CRISPR-Cas systems.

Keywords: characterization, CRISPR-Cas, evolution intermediate form, Asgardarchaea, transposon, recombinant protein

Funding: The reported study was funded by Russian Science Foundation (Grant No. 21-14-00122), and by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (Agreement No. 075-15-2021-1062).

For citation: Abramova M. V., Malykh A. S., Gatieva I. M., Kazalov M. A., Selkova P. A., Yakimov A. P., Vasileva A. A., Arseniev A. N., Khodorkovskii M. A., An analysis of the Asgardarchaea Cas1_3 protein: Experimental characterization of a potential intermediate in the evolution of CRISPR-Cas systems, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 17 (2) (2024) 81–92. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17109>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Введение

CRISPR-Cas — это специфические системы бактерий и архей, защищающие их от чужого вредоносного генетического материала (это могут быть вирусы, мобильные генетические элементы и т. п.). Белки такой системы в комплексе со специальными рибонуклеиновыми кислотами (РНК) направленно узнают чужеродные элементы и вносят в них разрывы, приводя к последующей деградации. В состав системы CRISPR-Cas входит CRISPR-кассета и гены, кодирующие белки Cas [1]. CRISPR-кассета — это область генома, устроенная особым образом: в ней короткие палиндромные повторы разделяются небольшими уникальными последовательностями — спейсерами. Последние представляют собой фрагменты чужеродного генетического материала, которые были сохранены в геноме микроорганизма в результате предыдущего инфицирования. Спейсеры возникают в результате процесса адаптации, т. е. встраивания чужеродного генетического материала в CRISPR-кассету. В большинстве систем CRISPR-Cas за этап адаптации отвечают белки Cas1 и Cas2 [2].



В настоящее время системы CRISPR-Cas активно изучаются с эволюционной точки зрения. Это не только расширяет фундаментальные представления о биологии таких систем, но и имеет перспективы в разработке новых технологий и усовершенствовании существующих методов генного редактирования. А поиск возможных промежуточных звеньев эволюции может привести к обнаружению белков, полезных для последующего практического использования.

Ранее методами биоинформатики были прослежены пути эволюции разных систем CRISPR-Cas. Была выдвинута гипотеза, что часть адаптационных модулей имеет эволюционное происхождение из белков-интеграз транспозонов – последовательностей ДНК, способных перемещаться по геному из одного места в другое [3, 4]. В 2020 году в нуклеотидных последовательностях новой группы архей *Asgard* (асгардархей) были обнаружены уникальные системы, предположительно функционирующие как транспозоны. Все эти системы объединяет между собой наличие больших Cas1-подобных белков, которые являются гомологами белка Cas1 из системы CRISPR-Cas. Одну из таких систем – aCas1_3 можно рассматривать в качестве модели одного из предшественников системы CRISPR-Cas [5].

В данной работе впервые была получена рекомбинантная версия белка Cas1_3 – гигантского Cas1-подобного белка из предположительно транспозабельной системы асгардархей aCas1_3. Помимо получения рекомбинантной версии белка удалось провести его первичную функциональную характеристику.

Материалы и методы

Биоинформатический анализ последовательности белка Cas1_3. Для идентификации мотивов в аминокислотной последовательности белка использовался ресурс MOTIF (<https://www.genome.jp/tools/motif/>). Поиск осуществлялся против библиотек PROSITE [6], NCBI-CDD [7] и Pfam [8].

Клонирование гена белка Cas1_3 для экспрессии в клетках-продуцентах. Последовательности ДНК асгардархей, несущих белки системы aCas1_3, существуют только в виде метагеномных данных. В настоящей работе была исследована система белков aCas1_3, обнаруженная в последовательности *Candidatus Thorarchaeota archaeon* изолата Yarp500.bin9.44, размещенной в базе данных GenBank под номером JAEOSL000000000.1.

Кодон-оптимизированная последовательность гена белка Cas1_3 была синтезирована в российской биотехнологической компании Клонинг Фасилити (*англ.* Cloning Facility), г. Москва, и заклонирована в вектор pEXPR_001. С полученной плазмиды (небольшая кольцевая молекула ДНК) pEXPR_001_Cas1_3 при помощи полимеразной цепной реакции (ПЦР) был наработан ПЦР-фрагмент, несущий последовательность белка Cas1_3. Также со стандартного вектора pMJ806 (Addgene, США) был наработан ПЦР-фрагмент, несущий последовательность гена белка, связывающего мальтозу (*англ.* Maltose Binding Protein (MBP)).

Наработка ПЦР-фрагментов проводилась с использованием смеси Q5 High-Fidelity 2X Master Mix (NEB, Великобритания) согласно протоколу производителя. Последовательности использованных праймеров представлены в таблице.

Полученные ПЦР-фрагменты, несущие последовательности белков Cas1_3 (4986 п.н.) и MBP (1101 п.н.) были заклонированы в вектор pET21a методом Гибсона [9] при помощи Gibson Assembly Master Mix (NEB, Великобритания) (напомним, что длину секвенированных участков ДНК (гена, сайта, хромосомы) или всего генома указывают в парах нуклеотидов (п.н.)). Для клонирования были выбраны сайты эндонуклеаз рестрикции NdeI и NotI.

Экспрессия гена белка Cas1_3 в клетках-продуцентах. Плазмиду pET21a_Cas1_3_MBP трансформировали в компетентные клетки кишечной палочки *E. coli* BL21 AI стандартными методами. Полученные клетки растили в жидкой питательной среде LB (*англ.* Lysogeny broth) с ампициллином (100 мкг/мл) в объеме 500 мл. Клеточные культуры инкубировали при температуре 37°C и равномерной аэрации на вращающейся качалке до достижения оптической плотности 0,6 на длине волны 600 нм. Транскрипцию целевого гена белка Cas1_3 индуцировали добавлением арабинозы и изопропил-β-D-1-тиогалактопиранозид (ИПТГ) до конечной концентрации 0,1 % и 1 мМ, соответственно. Выращивание

Таблица

Последовательности праймеров, использованных в работе

Последовательность, 5′ → 3′ [обозначение праймера]
AACCTGTACTTCCAATCCAATATTGGAATGACACGATCAAGAGGAAGGCCCG [Cas1_3 forward primer]
TGGTGCTCGAGTGCGGCCGCAAGCTTTACAACCTGCTCCTCAGACTCCGTCGGTTTCGC [Cas1_3 reverse primer]
CTTTAAGAAGGAGATATACATATGCACCACCACCACCACATGAAAATCGAAGAAGGTAAAC [MBP forward primer]
ATATTGGATTGGAAGTACAGGTTTTCTCGATAGTCTGCGCGTCTTTCAGGGCTTC [MBP reverse primer]

Обозначения: forward, reverse primers – прямой и обратный праймеры, соответственно.

клеточных культур продолжали при температуре 18°C в течение 16 часов. Клетки собирали центрифугированием при центробежном ускорении 3500g в течение 30 мин. Полученный осадок хранили при температуре –20°C.

Проверку индукции транскрипции белка Cas1_3 в полученных осадках проводили по протоколу, описанному ранее [10].

Проверка растворимости белка Cas1_3. Клеточная культура в объеме 1 мл была отобрана после инкубации с арабинозой и ИПТГ (см. предыдущий подраздел). Клетки собирали центрифугированием при 12 000g в течение 10 мин. Осадок ресуспендировали в 700 мкл лизирующего буфера, включающего 50 мМ Трис, 5 % глицерина, раствора NaCl разной концентрации (она составляла 150, 500 или 1000 мМ); показатель кислотности (pH) буфера был равен 6,5 либо 8,0. Лизис клеток проводили методом ультразвуковой дезинтеграции на ледяной бане. Ультразвуковую дезинтеграцию проводили на приборе LABSONIC (Sartorius AG, Германия) при следующих значениях параметров: амплитуда ультразвука – 30 %, интервал времени активности – 0,2 с. Продолжительность каждого цикла обработки составляла 2 мин, последующего охлаждения – 2 мин; при этом общее время обработки – 10 мин.

Образец центрифугировали при центробежном ускорении 4000g и температуре 4°C в течение 10 мин, затем отделяли надосадочную жидкость от осадка. К осадку добавляли 700 мкл лизирующего буфера, ресуспендировали, затем отбирали по 15 мкл из осадка и из надосадочной жидкости для анализа состава. Анализ проводили методом электрофореза в денатурирующем 10%-м полиакриламидном геле (ПААГ) по методу Лэммли [11].

Получение рекомбинантного белка Cas1_3. Осадок, полученный из 500 мл жидкой клеточной культуры, содержащей индуцированный белок Cas1_3, ресуспендировали в 15 мл лизирующего буфера с добавлением лизоцима и инкубировали на льду в течение 20 мин.

Состав лизирующего буфера (pH = 8,0): 50 мМ Трис (C₄H₁₁NO₃), 5 % глицерина, раствор NaCl с концентрацией 150 мМ, 1 мг/мл лизоцима.

Лизис клеток проводили методом ультразвуковой дезинтеграции на ледяной бане по протоколу, описанному в предыдущем разделе, с увеличенным временем обработки (до 30 мин). Растворимую часть лизата и осадок разделяли центрифугированием при 16 000g и 4°C в течение 60 мин. Надосадочную жидкость использовали при дальнейшей очистке.

Аффинную хроматографию производили на колонке MBPTrap HP Columns (GE Healthcare, США). Пробы с белком концентрировали с использованием центрифужных концентраторов Amicon Ultra-4 Centrifugal Filter Unit (Merck Millipore, США) с фильтром на 100 кДа.

Для проведения гель-фильтрации полученный образец наносили на колонку Superose 6 Increase 10/300 GL (GE Healthcare, США) в разных буферах (см. далее раздел «Результаты и их обсуждение»). Фракции, содержащие целевой белок, собирали, объединяли и концентрировали при помощи центрифужных концентраторов с фильтром на 100 кДа.



К белковым концентратам добавляли глицерин до конечной концентрации 10 %. Очищенный белок хранили при температуре -80°C .

Количественный анализ АТФ-азной активности белка Cas1_3. С целью количественной оценки АТФ-азной активности использовали метод, описанный в работе [12] (напомним, что АТФ — это аденозинтрифосфорная кислота). Для этого использовали буфер, состоящий из 25 мМ Трис ($\text{pH} = 7,5$), 10 мМ MgCl_2 , 2 мМ АТФ, 2 – 4 мМ фосфоенолпирувата (ФЕП), 50 ед./мкл лактатдегидрогеназы, 50 ед./мкл пируваткиназы и 4 – 5 мМ восстановленного никотинамид-аденин-динуклеотида (НАДН).

Сначала измеряли фон, представляющий собой гидролитическую активность буфера, затем — активность белка в буфере; и на последнем этапе измеряли активность белка в буфере в присутствии олигонуклеотидов, состоящих из дезокситиминов (олиго-дТ). Кривые поглощения НАДН получали на длине волны 340 нм на спектрофотометре Cary 5000 (Varian, США). Для надежности получения воспроизводимых данных эксперимент повторяли трижды.

Результаты и их обсуждение

Cas1_3 — это представитель уникальной группы Cas1-подобных белков систем aCas1_3 асгардархей. Данная группа белков ранее не была достаточно изучена и экспериментально не охарактеризована.

Cas1_3, как и все остальные представители данной группы, представляет собой очень крупный белок, по сравнению с хорошо изученными белками Cas1, входящими в состав систем CRISPR-Cas. Его длина составляет 1368 аминокислотных остатков, в то время как в состав белка Cas1, например, системы CRISPR-Cas бактерии *Streptococcus pyogenes* SF370 (M1 GAS) II-A типа входит всего 289 аминокислотных остатков. Такое различие в размерах заставляет предполагать вероятное наличие дополнительных доменов в структуре белка Cas1_3.

Первым шагом в данном исследовании был анализ того, какие дополнительные домены могут входить в состав белка Cas1_3, что сразу должно повлечь за собой, естественно, предположение об их возможной функции. Поскольку не решена пространственная модель Cas1_3, подобный анализ был возможен только на основе имеющихся данных об аминокислотной последовательности белка. Нами был осуществлен поиск так называемых мотивов, т. е. коротких характерных последовательностей аминокислот, связанных с определенными функциями.

В аминокислотной последовательности белка Cas1_3 нам удалось обнаружить мотивы, подобные мотивам Уокера. В частности, мотив Уокера А представляет собой характерную последовательность аминокислотных остатков GXXXXGKT/S, где X — это любой аминокислотный остаток [13]. В последовательности белка Cas1_3 указанный мотив может быть представлен аминокислотными остатками (G143–...–G150–K151–T152). Также в аминокислотной последовательности белка Cas1_3 можно найти участок, подобный мотиву Уокера В (GXXXLhhhD, где X — это любой аминокислотный остаток, а h — гидрофобный аминокислотный остаток). Данный участок образован аминокислотными остатками G167–...–L172–A173–H174–P175–D176.

Известно, что расположение мотива Уокера В после мотива Уокера А является достаточно характерным для белков, обладающих АТФ-азной активностью. Последовательности этих мотивов связываются с АТФ и участвуют в переносе энергии, высвобождающейся при гидролизе молекулы АТФ, на структурные изменения белка. Это позволяет белкам, содержащим мотивы Уокера, участвовать в функциях, задействованных в процессах активного транспорта, клеточной подвижности и других биологических процессах. Здесь имеются в виду процессы, связанные с передвижением и транспортом внутри клетки, обеспечивающие эффективное использование энергии, высвобождающейся при гидролизе АТФ [14]. Как уже было отмечено выше, белок Cas1_3 есть часть системы, которая, вероятнее всего, выполняет функции транспозона (мобильный генетический элемент). Резонно предположить, что дополнительная энергия, получаемая в ходе гидролиза АТФ белком Cas1_3, может помогать транспозону инкорпорироваться в геном, участвуя таким образом в организации его мобильности.

Чтобы проверить способность белка Cas1_3 гидролизовать АТФ, мы получили его рекомбинантную форму. Для этого клонировали его ген в конструкцию для экспрессии в клетках-продуцентах. Дополнительно ген целевого белка мы объединяли с последовательностью гена белка MBP (эта аббревиатура расшифрована выше). Этот белок, связывающий мальтозу, используется для повышения растворимости целевого белка в лизирующем буфере для его дальнейшей очистки методом аффинной хроматографии [15]. Полученная плазмида pET21a_Cas1_3_MBP представлена на рис. 1,*a*.

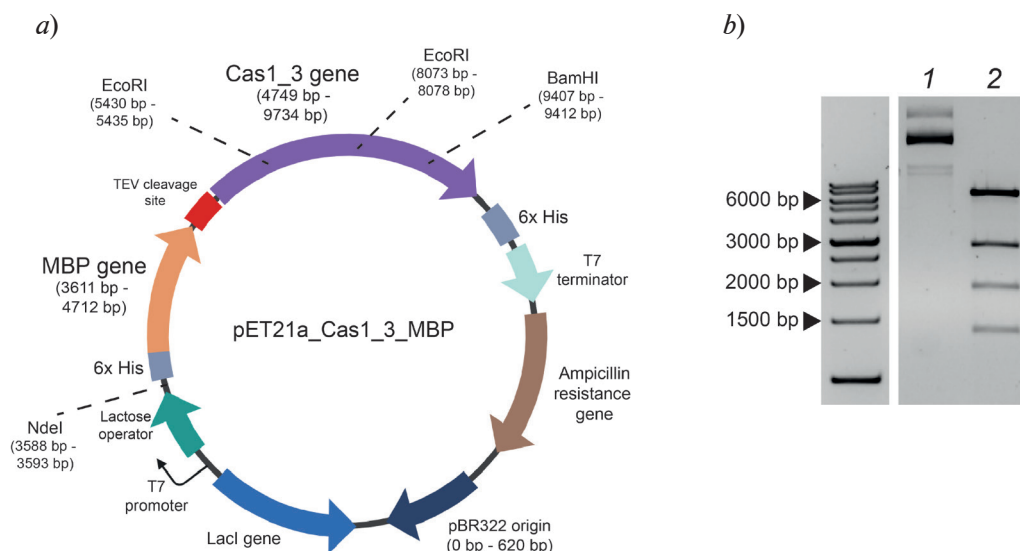


Рис. 1. Результат клонирования генов белков Cas1_3 и MBP в вектор pET21a:
a – схема плазмиды pET21a_Cas1_3_MBP (несет гены белков Cas1_3 и MBP);
b – результаты рестрикционного анализа этой плазмиды.

На рис. 1, *b*: анализ с контролем без рестриктаз (1) и рестрицированная плазмида по сайтам NdeI, EcoRI, BamHI (2); bp (base pair) – п.н. (пара нуклеотидов)

Верификацию вставки целевых генов в вектор проводили с использованием метода рестрикционного анализа: полученную плазмиду pET21a_Cas1_3_MBP обрабатывали эндонуклеазами рестрикции NdeI, EcoRI, BamHI. Такая обработка плазмиды должна приводить к образованию фрагментов длиной приблизительно 1334 пар нуклеотидов (п.н.), 1841 п.н., 2643 п.н. и 5710 п.н. (см. рис. 1,*b*). В случае такой обработки исходного вектора pET21a без вставки должны образовываться фрагменты длиной 5399, 38 и 6 п.н. Размеры фрагментов, полученных в результате рестрикции, соответствуют ожидаемым (см. рис. 1,*b*), что свидетельствует о вставке целевых генов в вектор pET21a. Для дополнительной верификации проводили и секвенирование клонированного гена (определение его первичной нуклеотидной последовательности) по методу Сэнгера.

Для последующего выделения рекомбинантного белка Cas1_3_MBP необходимо было проверить, индуцируется ли его синтез в клетках-продуцентах и является ли этот белок растворимым.

Результаты проверки индукции транскрипции гена белка Cas1_3_MBP представлены на рис. 2,*a*. В образце «после индукции» регистрировался продукт, соответствующий ожидаемой молекулярной массе целевого белка (232 кДа), что свидетельствовало об успешном синтезе Cas1_3_MBP в клетках-продуцентах.

Для хроматографической очистки белка было необходимо убедиться в его растворимости. Поэтому на следующем этапе исследований были подобраны условия, при которых белок Cas1_3_MBP обладал бы наибольшей растворимостью. Для выбора наилучших условий использовали лизирующие буферы с разной концентрацией хлорида натрия NaCl (150, 500 и 1000 мМ) и значениями показателя кислотности pH (6,5 и 8,0). Продукты, соответствующие молекулярной массе белка Cas1_3_MBP, были обнаружены во всех образцах: как в осадках (pellet), так и в надосадочной жидкости (supernatant) (рис. 2,*b*),

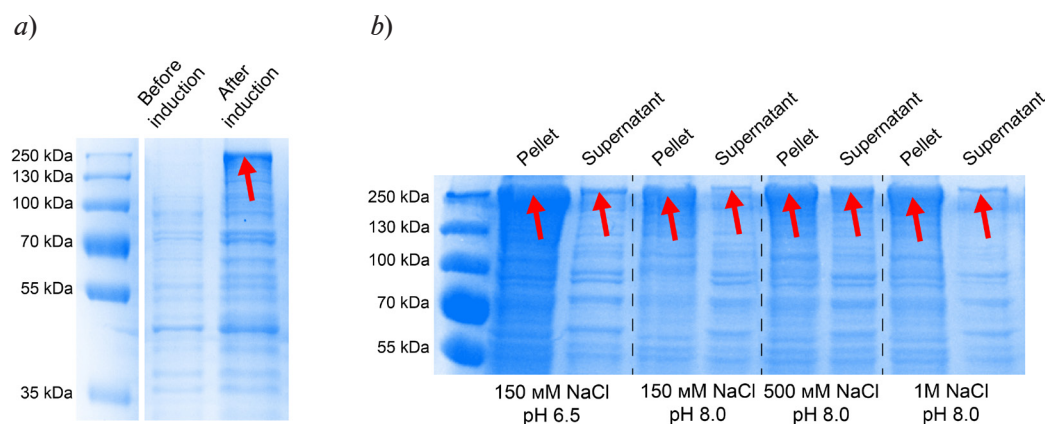


Рис. 2. Результаты электрофоретических анализов проб, полученных при двух проверках: индукции синтеза белка Cas1_3_MBP (a) и его растворимости (b). Ожидаемая молекулярная масса белка – 232 кДа.

Красными стрелками указаны положения целевого белка

что свидетельствовало о растворимости белка во всех проверенных буферных растворах. Для дальнейшей очистки белка был использован буфер с наименьшим количеством NaCl (150 mM) и pH = 8,0, поскольку более высокие концентрации хлорида натрия в дальнейшем могут помешать проведению экспериментов *in vitro* с данным белком.

Для выделения функционально активного белка Cas1_3_MBP проводилась двухстадийная очистка методами аффинной хроматографии и гель-фильтрации.

Гель-фильтрацию проводили в нескольких вариантах. Для этого использовали буферы с разным содержанием хлорида натрия. Кроме того, мы проводили очистку в буфере с 2M NaCl с обработкой раствора белка перед гель-фильтрацией бензоназой и TEV-протеазой. Обработка бензоназой проводилась для удаления нуклеиновых кислот из раствора белка, обработка TEV-протеазой – для отрезания пептида MBP от Cas1_3. Оказалось, что при очистке белка в буфере с содержанием 2M NaCl на хроматограмме появляется пик в области 12 – 14 мл, состоящий из Cas1_3_MBP (рис. 3). Однако, как ранее было отмечено, использование буферов с высокой концентрацией NaCl может помешать проведению дальнейших экспериментов. В связи с этим для проверки наличия АТФ-азной активности было решено использовать фракции белка, полученные после этапа аффинной хроматографии.

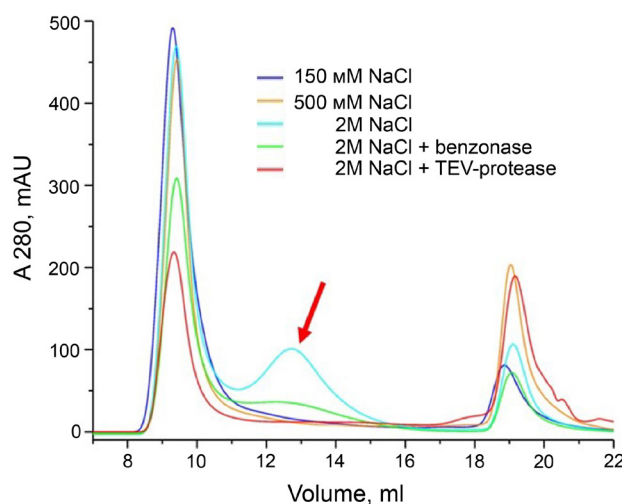


Рис. 3. Хроматографические профили гель-фильтрационной очистки белка Cas1_3_MBP при использовании различных буферных условий (см. легенду).

При выделении этого белка в растворе 2M NaCl обнаружен пик на объеме 13 мл (отмечен красной стрелкой), относящийся к этому белку

Проверка способности к гидролизу АТФ рекомбинантного белка Cas1_3_MBP была проведена *in vitro*. В качестве положительного контроля параллельно измеряли активность белка RecA. На рис. 4 представлены результаты эксперимента в виде графика зависимости количества гидролизованного АТФ от времени. Видно, что очищенный белок Cas1_3_MBP имеет АТФ-азную активность с постоянной скоростью гидролиза, как и белок RecA.

Скорость гидролиза АТФ белком RecA составила от 17 ± 3 мкмоль/мин при добавлении олигонуклеотидов, состоящих из дезокситиминов (олиго-дТ), что совпадает с литературными данными [16]. Гидролитическая активность RecA зависит от олиго-дТ, поэтому в их отсутствии гидролиза АТФ не наблюдалось.

Скорость гидролиза АТФ белком Cas1_3_MBP составила $6,0 \pm 1,5$ мкмоль/мин как

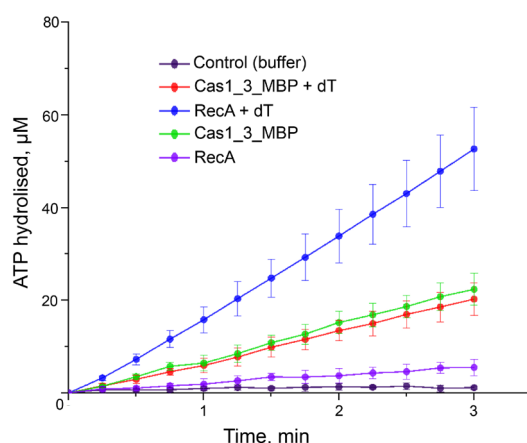


Рис. 4. Зависимости от времени количества АТФ, гидролизованного под действием белков Cas1_3_MBP и RecA в присутствии и в отсутствие олигонуклеотидов, состоящих из дезокситиминов (олиго-дТ (dT)), в растворе

в присутствии, так и при отсутствии олиго-дТ. Отсутствие зависимости гидролитической активности Cas1_3_MBP от олиго-дТ может быть связано с тем, что нам не удалось полностью избавиться от ДНК при очистке белка из биомассы клеток.

Для того чтобы убедиться, что наблюдаемый гидролиз АТФ обусловлен действием именно белка Cas1_3_MBP, мы устанавливали наличие примесных белков, которые могли каким-либо образом повлиять на полученный результат.

С этой целью применялся метод высоразрешающей масс-спектрометрии (см., например, статью [17]), который позволил убедиться, что белки, выделяющиеся совместно с Cas1_3_MBP (рис. 5), не могут вносить заметного вклада в измеренные значения скорости гидролиза АТФ.

Заключение

Таким образом, в данной работе были определены условия получения рекомбинантной версии белка Cas1_3 системы aCas1_3 асгардархей, которые ранее не были кем-либо охарактеризованы. Указанная система, скорее всего, выполняет функции транспозона и является потенциальным эволюционным предшественником систем CRISPR-Cas.

Наши первоначальные результаты демонстрируют способность белка Cas1_3 к гидролизу АТФ *in vitro*. Обнаружение АТФ-азной активности позволяет поставить вопрос о возможной роли гидролиза АТФ в жизненном цикле транспозона как мобильного генетического элемента и предшественника систем CRISPR-Cas.

Для дальнейшего объяснения механизма обнаруженной АТФ-азной активности потребуется создание новых вариантов белка Cas1_3 с мутированными мотивами, потенциально ответственными за указанную активность.

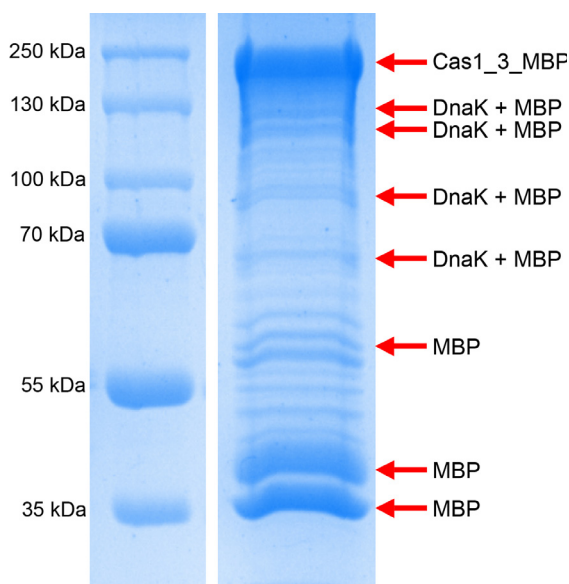


Рис. 5. Результат электрофоретического анализа пробы, полученной в результате очистки белка Cas1_3_MBP с помощью аффинной хроматографии. Красными стрелками обозначены пробы примесных белков, проанализированные методом масс-спектрометрии



СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jansen R., Embden J. D., Gaastra W., Schouls L. M. Identification of genes that are associated with DNA repeats in prokaryotes // *Molecular Microbiology*. 2002. Vol. 43. No. 6. Pp. 1565–1575.
2. Koonin E. V., Makarova K. S. Origins and evolution of CRISPR-Cas systems // *Philosophical Transactions of the Royal Society B: Biological Sciences*. 2019. Vol. 374. No. 1772. P. 20180087.
3. Krupovic M., Shmakov S., Makarova K. S., Forterre P., Koonin E. V. Recent mobility of casposons, self-synthesizing transposons at the origin of the CRISPR-Cas immunity // *Genome Biology and Evolution*. 2016. Vol. 8. No. 2. Pp. 375–386.
4. Faure G., Shmakov S. A., Yan W. X., Cheng D. R., Scott D. A., Peters J. E., Makarova K. S., Koonin E. V. CRISPR-Cas in mobile genetic elements: Counter-defence and beyond // *Nature Reviews Microbiology*. 2019. Vol. 17. No. 8. Pp. 513–525.
5. Makarova K. S., Wolf Y. I., Shmakov S. A., Liu Y., Li M., Koonin E. V. Unprecedented diversity of unique CRISPR-Cas-related systems and Cas1 homologs in Asgard archaea // *The CRISPR Journal*. 2020. Vol. 3. No. 3. Pp. 156–163.
6. Sigrist C. J., de Castro E., Cerutti L., Cuče B. A., Hulo N., Bridge A., Bougueleret L., Xenarios I. New and continuing developments at PROSITE // *Nucleic Acids Research*. 2013. Vol. 41. No. D1, 1 January. Pp. D344–D347.
7. Marchler-Bauer A., Zheng C., Chitsaz F., et al. CDD: conserved domains and protein three-dimensional structure // *Nucleic Acids Research*. 2013. Vol. 41. No. D1, 1 January. Pp. D348–D352.
8. Finn R. D., Bateman A., Clements J., et al. Pfam: the protein families database // *Nucleic Acids Research*. 2014. Vol. 42. No. D1, 1 January. Pp. D222–D230.
9. Gibson D. G., Young L., Chuang R. Y., Venter J. C., Hutchison C. A. 3rd, Smith H. O. Enzymatic assembly of DNA molecules up to several hundred kilobases // *Nature Methods*. 2009. Vol. 6. No. 5. Pp. 343–345.
10. Васильева А. А., Алюкас С. А., Селькова П. А., Арсениев А. Н., Чернова В. Е., Мушарова А. С., Климук Е. И., Ходорковский М. А., Северинов К. В. Нуклеазы CRISPR-Cas II типа: алгоритм поиска и *in vitro* характеристика // *Молекулярная биология*. 2023. Т. 57. № 3. С. 546–560.
11. Laemmli U. K. Cleavage of structural proteins during the assembly of the head of bacteriophage T4 // *Nature*. 1970. Vol. 227. No. 5259. Pp. 680–685.
12. Kreuzer K. N., Jongeneel C. V. *Escherichia coli* phage T4 topoisomerase // *Methods in Enzymology*. 1983. Vol. 100. Pp. 144–160.
13. Walker J. E., Saraste M., Runswick M. J., Gay N. J. Distantly related sequences in the alpha- and beta-subunits of ATP synthase, myosin, kinases and other ATP-requiring enzymes and a common nucleotide binding fold // *The EMBO (European Molecular Biology Organization) Journal*. 1982. Vol. 1. No. 8. Pp. 945–951.
14. Ramakrishnan C., Dani V. S., Ramasarma T. A conformational analysis of Walker motif A [GXXXXGKT (S)] in nucleotide-binding and other proteins // *Protein Engineering, Design, and Selection*. 2002. Vol. 15. No. 10. Pp. 783–798.
15. Sun P., Tropea J. E., Waugh D. S. Enhancing the solubility of recombinant proteins in *Escherichia coli* by using hexahistidine-tagged maltose-binding protein as a fusion partner // Evans Jr., T., Xu M. Q. (Eds.) *Heterologous Gene Expression in E. coli*. Book series: *Methods in Molecular Biology*. Vol. 705. Totowa, New Jersey, USA: Humana Press, 2011. Pp. 259–274.
16. Kowalczykowski S. C., Clow J., Krupp R. A. Properties of the duplex DNA-dependent ATPase activity of *Escherichia coli* RecA protein and its role in branch migration // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. 1987. Vol. 84. No. 10. Pp. 3127–3131.
17. Yakunina M., Artamonova T., Borukhov S., Makarova K. S., Severinov K., Minakhin L. A non-canonical multisubunit RNA polymerase encoded by a giant bacteriophage // *Nucleic Acids Research*. 2015. Vol. 43. No. 21. Pp. 10411–10420.

REFERENCES

1. Jansen R., Embden J. D., Gaastra W., Schouls L. M., Identification of genes that are associated with DNA repeats in prokaryotes, *Mol. Microbiol.* 43 (6) (2002) 1565–1575.
2. Koonin E. V., Makarova K. S., Origins and evolution of CRISPR-Cas systems, *Philos. Trans. R. Soc. B: Biol. Sci.* 374 (1772) (2019) 20180087.

3. Krupovic M., Shmakov S., Makarova K. S., et al., Recent mobility of casposons, self-synthesizing transposons at the origin of the CRISPR-Cas immunity, *Genome Biol. Evol.* 8 (2) (2016) 375–386.
4. Faure G., Shmakov S. A., Yan W. X., et al., CRISPR-Cas in mobile genetic elements: counter-defence and beyond, *Nature Reviews Microbiology*. 17 (8) (2019) 513–525.
5. Makarova K. S., Wolf Y. I., Shmakov S. A., et al., Unprecedented diversity of unique CRISPR-Cas-related systems and Cas1 homologs in Asgard archaea, *CRISPR J.* 3 (3) (2020) 156–163.
6. Sigrist C. J., de Castro E., Cerutti L., et al., New and continuing developments at PROSITE, *Nucl. Acids Res.* 41 (D1, 1 Jan) (2013) D344–D347.
7. Marchler-Bauer A., Zheng C., Chitsaz F., et al., CDD: conserved domains and protein three-dimensional structure, *Nucl. Acids Res.* 41 (D1, 1 Jan) (2013) D348–352.
8. Finn R. D., Bateman A., Clements J., et al., Pfam: the protein families database. *Nucl. Acids Res.* 42 (D1, 1 Jan) (2014) D222–D230.
9. Gibson D. G., Young L., Chuang R. Y., et al., Enzymatic assembly of DNA molecules up to several hundred kilobases, *Nat. Methods*. 6 (5) (2009) 343–345.
10. Vasileva A. A., Aliukas S. A., Selkova P. A., et al., Type II CRISPR-Cas system nucleases: a pipeline for prediction and in vitro characterization. *Molecular Biology (Moscow)*. 57 (3) (2023) 546–560 (in Russian).
11. Laemmli U. K., Cleavage of structural proteins during the assembly of the head of bacteriophage T4, *Nature*. 227 (5259) (1970) 680–685.
12. Kreuzer K. N., Jongeneel C. V., *Escherichia coli* phage T4 topoisomerase. *Methods Enzymol.* 100 (1983) 144–160.
13. Walker J. E., Saraste M., Runswick M. J., Gay N. J., Distantly related sequences in the alpha- and beta-subunits of ATP synthase, myosin, kinases and other ATP-requiring enzymes and a common nucleotide binding fold, *EMBO J.* 1 (8) (1982) 945–951.
14. Ramakrishnan C., Dani V. S., Ramasarma T., A conformational analysis of Walker motif A [GXXXXGKT (S)] in nucleotide-binding and other proteins, *Protein Eng. Des. Sel.* 15 (10) (2002) 783–798.
15. Sun P., Tropea J. E., Waugh D. S., Enhancing the solubility of recombinant proteins in *Escherichia coli* by using hexahistidine-tagged maltose-binding protein as a fusion partner, In book: Evans Jr., T., Xu M.Q. (Eds.) *Heterologous Gene Expression in E. coli*, Book series: *Methods in Molecular Biology*, Vol. 705. Humana Press, Totowa, New Jersey, USA (2011) 259–274.
16. Kowalczykowski S. C., Clow J., Krupp R. A., Properties of the duplex DNA-dependent ATPase activity of *Escherichia coli* RecA protein and its role in branch migration, *Proc. Natl. Acad. Sci.* 84 (10) (1987) 3127–3131.
17. Yakunina M., Artamonova T., Borukhov S., et al., A non-canonical multisubunit RNA polymerase encoded by a giant bacteriophage, *Nucl. Acids Res.* 43 (21) (2015) 10411–10420.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

АБРАМОВА Марина Викторовна — инженер-исследователь лаборатории молекулярной микробиологии Института биомедицинских систем и биотехнологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
 abramova.mv07@gmail.com
 ORCID: 0000-0003-4310-1189

МАЛЫХ Анастасия Сергеевна — лаборант-исследователь лаборатории молекулярной микробиологии Института биомедицинских систем и биотехнологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
 malyh.as@edu.spbstu.ru

ГАТИЕВА Яна Маратовна — лаборант-исследователь лаборатории молекулярной микробиологии Института биомедицинских систем и биотехнологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.



195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
yana.gatieva6@gmail.com

КАЗАЛОВ Максим Алексеевич — инженер-исследователь лаборатории молекулярной микробиологии Института биомедицинских систем и биотехнологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
maksim.kazalov@gmail.com
ORCID: 0000-0001-5640-8142

СЕЛЬКОВА Полина Анатольевна — инженер-исследователь лаборатории молекулярной микробиологии Института биомедицинских систем и биотехнологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
polina.nanobio@gmail.com
ORCID: 0000-0002-9562-1998

ЯКИМОВ Александр Павлович — кандидат физико-математических наук, научный сотрудник лаборатории молекулярной микробиологии Института биомедицинских систем и биотехнологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
yaleks@gmail.com
ORCID: 0000-0003-0462-1157

ВАСИЛЬЕВА Александра Андреевна — инженер-исследователь лаборатории молекулярной микробиологии Института биомедицинских систем и биотехнологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург; инженер комплекса НБИКС-природоподобных технологий Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Москва, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
daucussativus7@gmail.com
ORCID: 0000-0002-0070-4898

АРСЕНИЕВ Анатолий Николаевич — научный сотрудник Научно-исследовательского комплекса «Нанобиотехнологии» Института биомедицинских систем и биотехнологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург; лаборант-исследователь комплекса НБИКС-природоподобных технологий Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Москва, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
arsenievanatoly@gmail.com
ORCID: 0000-0003-0901-4188

ХОДОРКОВСКИЙ Михаил Алексеевич — кандидат физико-математических наук, директор Научно-исследовательского комплекса «Нанобиотехнологии» Института биомедицинских систем и биотехнологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
khodorkovskii@gmail.com
ORCID: 0000-0003-0562-0156

THE AUTHORS

ABRAMOVA Marina V.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
abramova.mv07@gmail.com
ORCID: 0000-0003-4310-1189

MALYKH Anastasia S.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
anastasiyaa2s3d4f5g6@gmail.com

GATIEVA Iana M.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
yana.gatieva6@gmail.com

KAZALOV Maksim A.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
maksim.kazalov@gmail.com
ORCID: 0000-0001-5640-8142

SELKOVA Polina A.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
polina.nanobio@gmail.com
ORCID: 0000-0002-9562-1998

YAKIMOV Alexander P.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
yaleks@gmail.com
ORCID: 0000-0003-0462-1157

VASILEVA Aleksandra A.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
Complex of NBICS Technologies, National Research Center "Kurchatov Institute" (Moscow)
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
daucussativus7@gmail.com
ORCID: 0000-0002-0070-4898

ARSENIEV Anatolii N.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University,
Complex of NBICS Technologies, National Research Center "Kurchatov Institute" (Moscow)
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
arsenievanatoly@gmail.com
ORCID: 0000-0003-0901-4188

KHODORKOVSKII Mikhail A.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
khodorkovskii@gmail.com
ORCID: 0000-0003-0562-0156

Статья поступила в редакцию 08.12.2023. Одобрена после рецензирования 26.02.2024.
Принята 26.02.2024.

Received 08.12.2023. Approved after reviewing 26.02.2024. Accepted 26.02.2024.

Ядерная физика

Научная статья

УДК 539.12

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17110>

ГЕНЕРАТИВНО-СОСТЯЗАТЕЛЬНАЯ СЕТЬ КАК ОСНОВА ГЕНЕРАТОРА ПОЛУИНКЛЮЗИВНОГО ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЛЕПТОНА НА ПОЛЯРИЗОВАННОМ ПРОТОНЕ

А. А. Лобанов ✉, **Я. А. Бердников**, **Е. В. Музьяев**

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

Санкт-Петербург, Россия

✉ lobanov2.aa@edu.spbstu.ru

Аннотация. В статье предложена разработанная нейронная сеть, позволяющая получать результаты полуинклюзивного глубоконеупругого рассеяния заряженных лептонов на поляризованных протонах с рождением пионов или странных K -мезонов. Рассмотрены состояния поляризации протона (поперечная и продольная). Выбран диапазон начальных энергий сталкивающихся частиц 20 – 100 ГэВ в системе центра масс, характерный для электрон-ионных коллайдеров, проектируемых в настоящее время. Показано, что с помощью предложенной разработки можно с высокой точностью предсказывать физические характеристики конечного лептона и адрона, а также различные варианты поляризации протона.

Ключевые слова: полуинклюзивное глубоконеупругое рассеяние, асимметрия, машинное обучение, нейронная сеть, генеративно-состязательная сеть

Для цитирования: Лобанов А. А., Бердников Я. А., Музьяев Е. В. Генеративно-состязательная сеть как основа генератора полуинклюзивного глубоконеупругого рассеяния лептона на поляризованном протоне // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2024. Т. 17. № 1. С 93–102. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17110>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Original article

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17110>

A GENERATIVE ADVERSARIAL NETWORK AS THE BASIS FOR A SEMI-INCLUSIVE DEEP INELASTIC LEPTON SCATTERING GENERATOR ON A POLARIZED PROTON

A. A. Lobanov ✉, **Ya. A. Berdnikov**, **E. V. Muzyaev**

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

✉ lobanov2.aa@edu.spbstu.ru

Abstract. A neural network, that allows someone to obtain results for semi-inclusive deep inelastic scattering of charged leptons on polarized protons, with the production of pions or strange K mesons, has been developed in this study. The research covered both transverse and longitudinal polarizations of the proton. A range of initial energies of colliding particles was chosen from 20 to 100 GeV in a central mass system. The range is typical for electron-ion colliders currently being designed. It has been shown that it is possible to predict the physical

characteristics of the final lepton and hadron with high accuracy as well as different variants of proton polarization using the proposed neural network.

Keywords: semi-inclusive deep inelastic scattering, asymmetries, machine learning, neural network, generative-adversarial network

For citation: Lobanov A. A., Berdnikov Ya. A., Muzyaev E. V., A generative adversarial network as the basis for a semi-inclusive deep inelastic lepton scattering generator on a polarized proton, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 17 (1) (2024) 93–102. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17110>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Введение

Глубоконеупругое рассеяние (ГНР) заряженных лептонов на протонах представляет собой один из процессов, способствующих изучению внутренней структуры протона [1].

Хорошо известно, что в процессе ГНР рождается большое количество различных частиц.

Экспериментальное исследование и теоретические подходы к описанию таких процессов, как правило, сложны и требуют весьма непростых детекторных систем и привлечения для анализа экспериментальных результатов различных феноменологических моделей, связанных, например, с адронизацией [2]. Поэтому эксклюзивные исследования ГНР пока не проводятся.

Однако исследуются, как правило, инклюзивное (с регистрацией только рассеянного лептона) и полуинклюзивное (с регистрацией рассеянного лептона и одного из родившихся адронов) ГНР.

Изучение полуинклюзивного ГНР лептонов на протонах значительно усложняется, если взаимодействие лептона происходит с поляризованным (продольно либо поперечно) протоном [3].

В то же время эксперименты с поляризованными частицами существенно более информативны и позволяют вплотную подойти к решению проблем, связанных с формированием спина протона.

Учет поляризации протона в начальном состоянии полуинклюзивного ГНР дает доступ к различным спиновым асимметриям, которые возникают в конечном состоянии (после процесса полуинклюзивного ГНР) [3].

При поперечной поляризации протона возникают поперечные односпиновые асимметрии, которые могут быть описаны в рамках эффектов Сиверса [4] и Коллинза [3]. С помощью асимметрии Сиверса A_{Siv} можно получить доступ к функциям партонного распределения Сиверса, которые описывают корреляции между поперечными импульсами кварков и спином нуклона. Асимметрии Коллинза A_{Col} помогают измерять поперечные функции партонного распределения вместе с функциями фрагментации Коллинза [3]. Все эти функции имеют большое значение в описании внутренней структуры нуклона [3].

В случае продольной поляризации протона возникает продольная односпиновая асимметрия A_{ul} . Ее значения дают доступ к T -нечетным корреляционным функциям (партонным распределениям и фрагментационным функциям), которые возникают из-за обмена между кварками и продольно-поляризованными глюонами [5]. Относительно недавно было показано, что ненулевые T -нечетные распределения партонов совместимы с инвариантностью сильного взаимодействия относительно обращения времени [5].

Для исследования любой из вышеупомянутых асимметрий и связанных с ними механизмов их образования, которые определяют партонными функциями распределения и функциями фрагментации, требуются большие объемы данных, получаемых в каждом эксперименте. Помимо этого, необходимо выполнять экспериментальные исследования при большом наборе начальных энергий (опорные точки). Анализ результатов таких экспериментов позволяет извлекать информацию о функциях распределения партонов и функциях фрагментации [6].



В силу ограниченности (в том числе и финансовой) экспериментальных возможностей, нельзя получить достаточное количество опорных точек, на основе которых выполняется аппроксимация функций распределения. Вследствие этого возникает необходимость разработки программ, которые были бы способны к интерполяции или экстраполяции экспериментальных данных по выбранным параметрам. Повышение объемов данных (за счет интерполяции и экстраполяции) должно положительно сказываться на точности получаемых функций распределения.

Для решения проблем, связанных с необходимостью работы с большими массивами данных, можно использовать методы машинного обучения и, в частности, генеративно-состязательные сети (ГСС) [7].

Применение ГСС позволяет разрабатывать алгоритмы и создавать компьютерные программы (называемые генераторами событий), которые способны быстро получать нужные величины из первоисточника, без специального моделирования взаимодействия частиц и детектора. Также стоит отметить, что подобные программы позволяют избежать использования больших объемов дискового пространства, так как сохраняют в себе целевые распределения в виде небольшого числа параметров [9].

Методика исследования

Как было отмечено во введении, современное состояние развития техники эксперимента, финансовые возможности мирового научного сообщества и наличие большого количества конкурирующих физических задач не позволяют получать в экспериментальных исследованиях достаточное количество опорных точек, которые можно было бы использовать в процессе машинного обучения.

В силу этого обстоятельства (отсутствие достаточного количества экспериментальных данных) в настоящей работе опорные точки были получены в результате моделирования полуинклюзивного глубоконеупругого рассеяния лептонов на поляризованном протоне. Моделирование было проведено с помощью программы PYTHIA8 на основе генератора Монте-Карло [10], расширенной за счет использования программного пакета StringSpinner [11]. Последний включает реализацию модели $\text{string}+^3\text{P}_0$ [12], основанную на лундовской струнной модели [2], что дает возможность учитывать фрагментацию поляризованных кварков при адронизации.

Суть лундовской модели адронизации можно проиллюстрировать на упрощенной схеме (рис. 1) [12].

Будем полагать, что протон, с которым взаимодействует заряженный лептон, состоит из кварка A и остатка B (q_A и \bar{q}_B , соответственно, на рис. 1) [12].

Виртуальный фотон γ^* , испущенный заряженным лептоном, поглощается одним из кварков неполяризованного протона (например, кварк q_A на рис. 1). Фотон γ^* передает

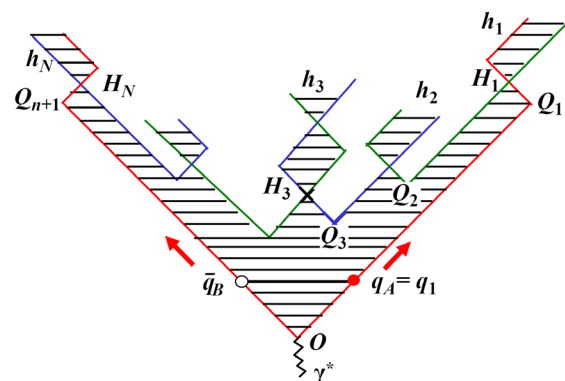


Рис. 1. Упрощенная схема процесса адронизации:

O — точка взаимодействия; Q_1, Q_2, \dots, Q_{n+1} — точки разрыва струны;
 H_1, H_2, \dots, H_N — точки рождения адронов h_1, h_2, \dots, h_N ; q_A, q_B — провзаимодействовавший кварк A и остаток B , соответственно; γ^* — виртуальный фотон; стрелки указывают направления разлета q_A и q_B

кварку A свой импульс, вследствие чего начинается разлет кварка A и остатка протона B . Между объектами A и B как результат цветового взаимодействия, согласно лундовской модели, натягивается релятивистская струна, энергия которой растет по мере разлета. Рост натяжения продолжается до тех пор, пока не будет достигнута возможность рождения кварк-антикварковой пары $q\bar{q}$. При этом происходит разрыв струны с рождением $q\bar{q}$ -пары в точках разрыва Q_1, Q_2, \dots, Q_{n+1} [12]. Данный процесс может происходить многократно, до тех пор, пока это допускает закон сохранения энергии-импульса. В некоторых случаях кварки и антикварки могут образовывать связанное состояние, рождая мезоны [2]. Это приводит к полуинклюзивному глубоконеупругому рассеянию заряженного лептона на неполяризованном протоне.

В случае когда рассматривается полуинклюзивное глубоконеупругое рассеяние заряженного лептона на поляризованном протоне, необходимо, как отмечено выше, использование программного пакета PYTHIA8+StringSpinner.

В данной работе использование PYTHIA8+StringSpinner позволило провести моделирование полуинклюзивного глубоконеупругого рассеяния лептона на поляризованном протоне в диапазоне начальных энергий $\sqrt{s_{IN}} = 20 - 100$ ГэВ. В качестве опорных начальных энергий были рассмотрены значения 20, 40, 60, 80 и 100 ГэВ.

При данных энергиях было сгенерировано по 100 тыс. событий для рассмотренных заряженных лептонов (e^+, e^-, μ^+, μ^-) и адронов ($\pi^0, \pi^+, \pi^-, K^+, K^-$) при опорных начальных энергиях и при различных поляризациях протона (продольная, поперечная, а также при ее отсутствии). Из каждого события были получены значения 4-импульсов конечного лептона p_l и адрона p_h . Эти данные будем называть эталонными. Использование эталонных данных позволяет получать при поперечной поляризации протона асимметрии Сиверса A_{Siv} , Коллинза A_{Col} и при продольной поляризации протона — A_{ul} .

В случае поперечной поляризации протона для асимметрии Коллинза A_{Col} распределение по множественности N_h пропорционально бинуму [14]:

$$\frac{dN_h}{dx_{Bj} dz dp_{Th} d\varphi_{Col}} \propto 1 + D_{NN} S_T A_{Col} \sin \varphi_{Col}, \quad (1)$$

где D_{NN} — деполяризационный фактор, $D_{NN} = 2(1 - y)/[1 + (1 - y)^2]$.

В соотношении (1) величина φ_{Col} определяется как

$$\varphi_{Col} = \varphi_h + \varphi_s + \pi,$$

где φ_s — азимутальный угол между поперечной компонентой вектора спина \mathbf{S} и плоскостью рассеяния лептонов; φ_h — азимутальный угол между плоскостью вылета адрона и плоскостью рассеяния лептонов (рис. 2).

Распределение по множественности адрона N_h для асимметрии Сиверса A_{Siv} определяется как [14]:

$$\frac{dN_h}{dx_{Bj} dz dp_{Th} d\varphi_{Siv}} \propto 1 + S_T A_{Siv} \sin \varphi_{Siv}, \quad (2)$$

где $\varphi_{Siv} = \varphi_h - \varphi_s$.

В выражениях (1), (2) S_T — вектор спина нуклона, перпендикулярный как к виртуальному фотону, так и к вылетающему адрону.

При продольной поляризации протона значения асимметрии A_{ul} можно получить из распределения по множественности адрона N_h , которое определяется как [14]:

$$\frac{dN_h}{dx_{Bj} dz dp_{Th} d\varphi_h} \propto 1 + (1 - y) A_{ul} \sin 2\varphi_h. \quad (3)$$

В выражениях (1) — (3) использовались следующие величины:

$x_{Bj} = \frac{Q^2}{2Pq}$ — переменная Бьёркена [13], описывающая долю импульса протона, которую

несет партон (P — 4-импульс протона, q — 4-импульс виртуального фотона, $Q^2 = -q^2$);

$z = \frac{P \cdot p_h}{P \cdot q}$ — доля 4-импульса виртуального фотона, переданная вылетающему адрону

[13] (p_h — 4-импульс рожденного адрона);

p_{Th} — проекция импульса адрона, перпендикулярная виртуальному фотону;

$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot p'_l}$ — доля энергии налетающего лептона, передаваемая виртуальному фотону

[13] (p'_l — 4-импульс лептона до взаимодействия).

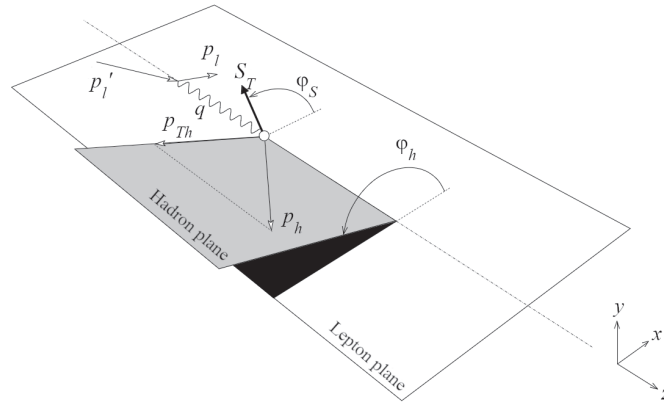


Рис. 2. Кинематика полуинклюзивного глубоконеупругого рассеяния [13];
показаны плоскости адронов и лептонов
(использованные обозначения см. в тексте)

Описанный способ расчета асимметрий был успешно протестирован путем сравнения с экспериментальными данными, полученными в экспериментах HERMES и COMPASS [12, 13], и показал хорошее согласие предсказаний с экспериментальными результатами. Такой успех служит хорошим основанием для выбора и использования в настоящей работе методики расчетов полуинклюзивного рассеяния лептонов на поляризованном протоне. Взят диапазон начальных энергий, характерный для будущих электрон-ионных коллайдеров [16].

Как уже отмечено выше, конкретные вычисления можно выполнять на основе использования программного пакета PYTHIA8+StringSpinner.

Детали дальнейшего использования PYTHIA8 для применения генеративно-состязательной сети (ГСС) для создания генератора полуинклюзивного глубоконеупругого рассеяния заряженных лептонов на поляризованных протонах можно найти в работе [17] (см. там раздел «Методика исследования»).

В данной работе в качестве еще одного входного параметра генератора (дополнительно к использованным в работе [17]) был добавлен тип поляризации протона. Кроме того, увеличено до 6 число скрытых слоев генератора и дискриминатора ГСС.

Результаты разработки нейронной сети и их обсуждение

На рис. 3 представлены значения асимметрии Коллинза в зависимости от переменной Бьёркена x_{Bj} для адронов π^- и π^+ при рассеянии электрона e^- и мюона μ^- на поперечно-поляризованном протоне при начальной энергии 40 ГэВ. Видно, что асимметрии, полученные на основе предсказаний ГСС, с точностью до погрешностей совпадают с предсказаниями, полученными на основе данных PYTHIA8+StringSpinner.

На рис. 4 представлены значения асимметрии Сиверса в зависимости от переменной Бьёркена x_{Bj} для каонов K^- и пионов π^0 при рассеянии позитрона e^+ и антимюона μ^+ на поперечно-поляризованном протоне при интерполированной начальной энергии 70 ГэВ; результаты получены на основе ГСС и PYTHIA8+StringSpinner. Из представленных на рис. 4 данных следует, что генератор на основе ГСС сохраняет точность предсказания при другой конфигурации рассеяния и для асимметрий Сиверса, в том числе и при энергиях, которые не участвовали в процессе обучения.

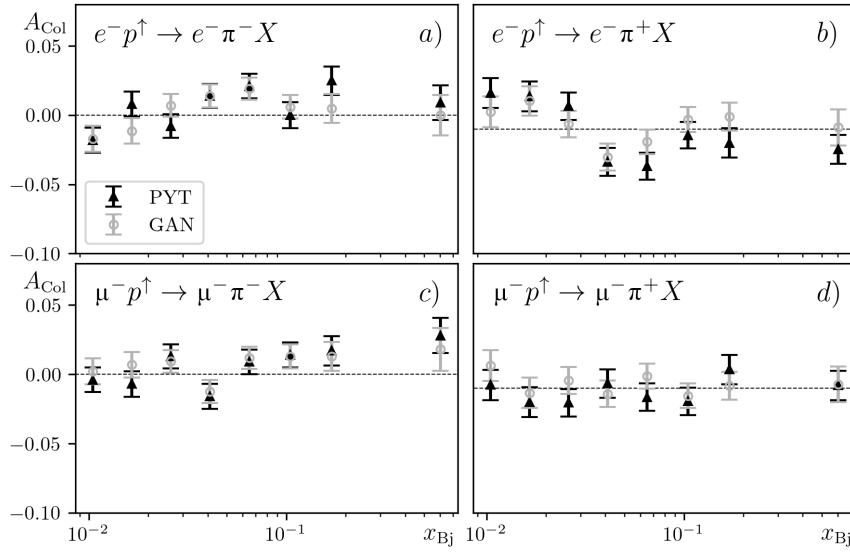


Рис. 3. Графики зависимостей асимметрии Коллинза A_{Col} от переменной Бёркена x_{Bj} при рассеянии электронов e^- (a, b) и мюонов μ^- (c, d) на поперечно-поляризованных протонах с рождением отрицательных (π^-) (a, c) и положительных (π^+) (b, d) пионов.

Начальная энергия частиц – 40 ГэВ.

Данные получены с помощью ГСС (точки серого цвета) и PYTHIA8+StringSpinner (треугольники черного цвета)

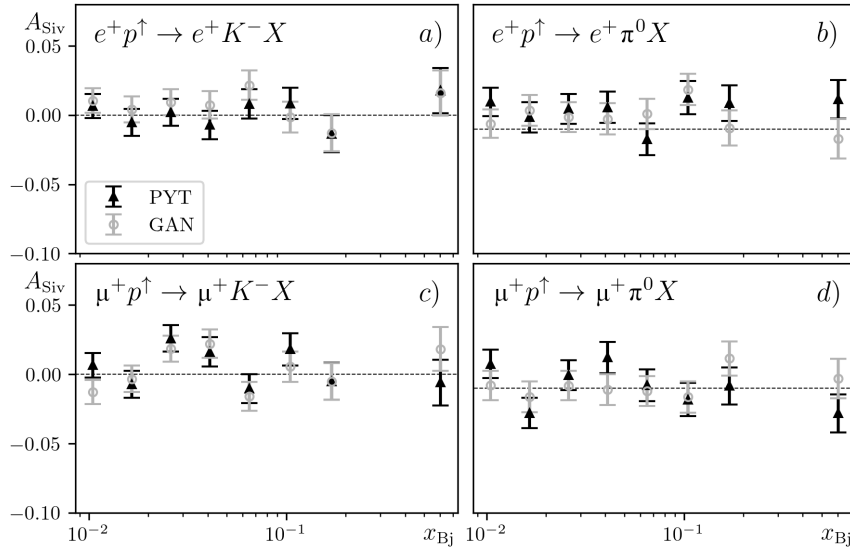


Рис. 4. Графики зависимостей значений асимметрии Сиверса A_{Siv} от переменной Бёркена x_{Bj} при рассеянии позитронов e^+ (a, b) и антимюонов μ^+ (c, d) на поперечно-поляризованных протонах с рождением отрицательных каонов K^- (a, c) и нейтральных пионов π^0 (b, d).

Данные получены с помощью ГСС (точки серого цвета) и PYTHIA8+StringSpinner (треугольники черного цвета)

На рис. 5 представлены значения асимметрий A_{ul} в зависимости от значений переменной Бёркена x_{Bj} для каонов K^+ и пионов π^- при рассеянии электронов e^- и антимюонов μ^+ на поперечно-поляризованных протонах при начальной энергии 120 ГэВ, полученные на основе ГСС и PYTHIA8+StringSpinner. Анализ этих данных показывает, что модель ГСС способна работать с продольной поляризацией протона, а также при энергиях, превышающих рассмотренный энергетический диапазон при обучении (экстраполированные значения).

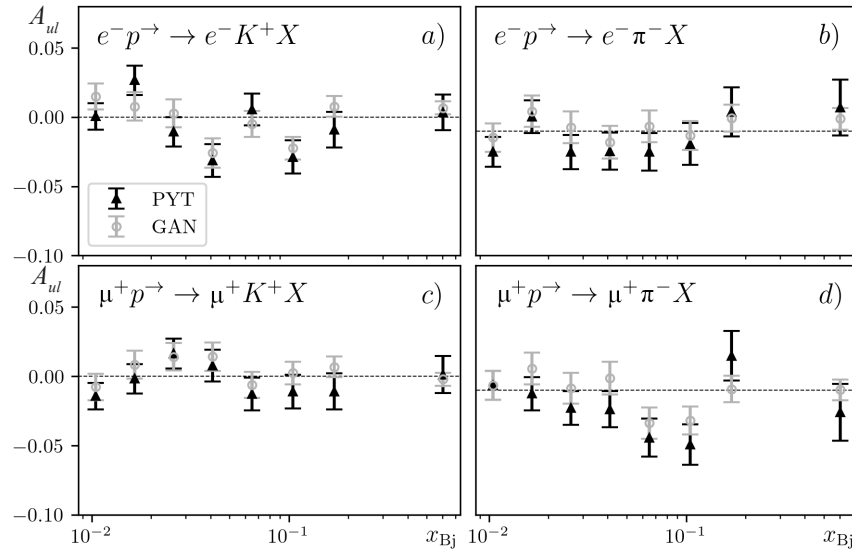


Рис. 5. Графики зависимостей асимметрии A_{ul} от переменной Бёркена x_{Bj} при рассеянии электронов e^- (a, b) и антимюонов μ^+ (c, d) на продольно-поляризованных протонах с рождением положительных каонов K^+ (a, c) и отрицательных пионов π^- (b, d).

Начальная энергия – 120 ГэВ.

Данные получены с помощью ГСС (точки серого цвета) и PYTHIA8+StringSpinner (треугольники черного цвета)

Заключение

В представленном исследовании разработан программный пакет (генератор событий) на основе модели генеративно-состязательной сети с целью предсказания характеристик конечного состояния лептона и дополнительного адрона в результате полуинклюзивного глубоконеупругого рассеяния лептона на поляризованном протоне.

Установлено, что созданный генератор событий способен точно работать при различных конфигурациях рассеяния: налетающих лептонах (e^+ , e^- , μ^+ , μ^-), адронах (π^0 , π^+ , π^- , K^+ , K^-), состояниях поляризации протона (продольная, поперечная, ее отсутствие) и значениях начальной энергии (изучен диапазон 20 – 100 ГэВ). Кроме того, генератор функционирует как при значениях начальной энергии, на которых было предварительно проведено обучение (20, 40, 60, 80, 100 ГэВ), так и при интерполированных энергиях (между опорными значениями) и экстраполированных (значения выше рассмотренного диапазона).

Исследования показали, что генератор событий может точно (с учетом погрешностей) предсказывать различные виды асимметрии (A_{Col} , A_{Siv} , A_{ul}), возникающие при наличии поляризации у протона. При этом точность предсказания сохраняется при различных конфигурациях рассеяния.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Blümlein J. The theory of deeply inelastic scattering // Progress in Particle and Nuclear Physics. 2013. Vol. 69. March. Pp. 28–84.
2. Ferreres-Solé S., Sjöstrand T. The space–time structure of hadronization in the Lund model // The European Physical Journal C. 2018. Vol. 78. No. 11. P. 983.
3. Airapetian A., Akopov N., Akopov Z., et al. (Hermes Collaboration). Effects of transversity in deep-inelastic scattering by polarized protons // Physics Letters B. 2010. Vol. 693. No. 1. Pp. 11–16.
4. Airapetian A., Akopov N., Akopov Z., et al. (Hermes Collaboration). Observation of the naive- T -odd Sivers effect in deep-inelastic scattering // Physical Review Letters. 2009. Vol. 103. No. 15. P. 152002.
5. Metz A., Schlegel M. Twist-3 single-spin asymmetries in semi-inclusive deep-inelastic scattering // The European Physical Journal A. 2004. Vol. 22. No. 3. Pp. 489–494.

6. Barone V., Bradamante F., Bressan A., Kerbizi A., Martin A., Moretti A., Matousek J., Sbrizzai G. Transversity distributions from difference asymmetries in semi-inclusive DIS // *Physical Review D*. 2019. Vol. 99. No. 11. P. 114004.
7. Goodfellow I., Pouget-Abadie J., Mirza M., Xu B., Warde-Farley D., Ozair S., Courville A., Bengio Y. Generative adversarial networks // *Communications of the ACM*. 2020. Vol. 63. No. 11. Pp. 139–144.
8. Clark A., Donahue J., Simonyan K. Adversarial video generation on complex datasets. arXiv: 1907.06571v2, 2019. <https://doi.org/10.48550/arXiv.1907.06571>.
9. Hashemi B., Amin N., Datta K., Olivito D., Pierini M. LHC analysis-specific datasets with Generative Adversarial Networks. arXiv:1901.05282, 2019. <https://doi.org/10.48550/arXiv.1901.05282>.
10. Sjöstrand T., Mrenna S., Skands P. A brief introduction to PYTHIA 8.1 // *Computer Physics Communications*. 2008. Vol. 178. No. 11. Pp. 852–867.
11. Kerbizi A., Lönnblad L. StringSpinner-adding spin to the PYTHIA string fragmentation // *Computer Physics Communications*. 2022. Vol. 272. March. P. 108234.
12. Kerbizi A., Artux X., Belgobsi Z., Martin A. Simplified recursive 3P_0 model for the fragmentation of polarized quarks // *Physical Review D*. 2019. Vol. 100. No. 1. P. 014003.
13. Whitehill R. M., Zhou Y., Sato N., Melnitchouk W. Accessing gluon polarization with high- P_T hadrons in SIDIS // *Physical Review D*. 2023. Vol. 107. No. 3. P. 034033.
14. Anselmino M., Boglione M., D'Alesia U., Melis S., Nocera E. R., Prokudin A. General helicity formalism for semi-inclusive deep inelastic scattering // *Physical Review D*. 2011. Vol. 83. No. 11. P. 114019.
15. Mao X., Li Q., Xie H., Lau R. Y. K., Wang Zh., Smolley S. P. On the effectiveness of least squares generative adversarial networks // *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*. 2019. Vol. 41. No. 12. Pp. 2947–2960.
16. Accardi A., Albacete J. L., Anselmino M., et al. Electron-ion collider: The next QCD frontier. Understanding the glue that binds us all // *The European Physical Journal A*. 2016. Vol. 52. No. 9. P. 268.
17. Лобанов А. А., Бердников Я. А. Моделирование полукклюзивного, глубоконеупругого рассеяния лептона на протоне при энергиях 20–100 ГэВ на основе генеративно-состязательной нейронной сети // *Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки*. 2023. Т. 16. № 4. С. 189–197.

REFERENCES

1. Blümlein J., The theory of deeply inelastic scattering, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 69 (March) (2013) 28–84.
2. Ferreres-Solé S., Sjöstrand T., The space–time structure of hadronization in the Lund model, *Eur. Phys. J. C*. 78 (11) (2018) 983.
3. Airapetian A. Akopov N., Akopov Z., et al. (Hermes Collaboration), Effects of transversity in deep-inelastic scattering by polarized protons, *Phys. Lett. B*. 693 (1) (2010) 11–16.
4. Airapetian A. Akopov N., Akopov Z., et al. (Hermes Collaboration), Observation of the naive- T -odd Sivers effect in deep-inelastic scattering, *Phys. Rev. Lett.* 103 (15) (2009) 152002.
5. Metz A., Schlegel M., Twist-3 single-spin asymmetries in semi-inclusive deep-inelastic scattering, *Eur. Phys. J. A*. 22 (3) (2004) 489–494.
6. Barone V., Bradamante F., Bressan A., et al., Transversity distributions from difference asymmetries in semi-inclusive DIS, *Phys. Rev. D*. 99 (11) (2019) 114004.
7. Goodfellow I., Pouget-Abadie J., Mirza M., et al., Generative adversarial networks, *Commun. ACM*. 63 (11) (2020) 139–144.
8. Clark A., Donahue J., Simonyan K., Adversarial video generation on complex datasets; arXiv: 1907.06571v2, 2019. <https://doi.org/10.48550/arXiv.1907.06571>.
9. Hashemi B., Amin N., Datta K., et al., LHC analysis-specific datasets with Generative Adversarial Networks. arXiv:1901.05282, 2019. <https://doi.org/10.48550/arXiv.1901.05282>.
10. Sjöstrand T., Mrenna S., Skands P., A brief introduction to PYTHIA 8.1, *Comp. Phys. Commun.* 178 (11) (2008) 852–867.
11. Kerbizi A., Lönnblad L., StringSpinner-adding spin to the PYTHIA string fragmentation, *Comp. Phys. Commun.* 272 (March) (2022) 108234.

12. **Kerbizi A., Artux X., Belghobsi Z., Martin A.**, Simplified recursive 3P_0 model for the fragmentation of polarized quarks, *Phys. Rev. D.* 100 (1) (2019) 014003.
13. **Whitehill R. M., Zhou Y., Sato N., Melnitchouk W.**, Accessing gluon polarization with high- P_T hadrons in SIDIS, *Phys. Rev. D.* 107 (3) (2023) 034033.
14. **Anselmino M., Boglione M., D'Alesia U., et al.**, General helicity formalism for semi-inclusive deep inelastic scattering, *Phys. Rev. D.* 83 (11) (2011) 114019.
15. **Mao X., Li Q., Xie H., et al.**, On the effectiveness of least squares generative adversarial networks, *IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell.* 41 (12) (2019) 2947–2960.
16. **Accardi A., Albacete J. L., Anselmino M., et al.**, Electron-ion collider: The next QCD frontier. Understanding the glue that binds us all, *Eur. Phys. J. A.* 52 (9) (2016) 268.
17. **Lobanov A. A., Berdnikov Ya. A.**, Simulation of semi-inclusive deep inelastic lepton scattering on a proton at energies of 20–100 GeV on the basis of the Generative-Adversarial Neural Network, *St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics.* 16 (4) (2023) 189–197 (in Russian).

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

ЛОБАНОВ Андрей Александрович — студент Физико-механического института Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
 lobanov2.aa@edu.spbstu.ru
 ORCID: 0000-0002-8910-4775

БЕРДНИКОВ Ярослав Александрович — доктор физико-математических наук, профессор Высшей школы фундаментальных физических исследований Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
 berdnikov@spbstu.ru
 ORCID: 0000-0003-0309-5917

МУЗЯЕВ Евгений Валерьевич — студент Физико-механического института Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
 muzyaev.ev@edu.spbstu.ru
 ORCID: 0009-0005-7144-4746

THE AUTHORS

LOBANOV Andrey A.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
 29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
 lobanov2.aa@edu.spbstu.ru
 ORCID: 0000-0002-8910-4775

BERDNIKOV Yaroslav A.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
 29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
 berdnikov@spbstu.ru
 ORCID: 0000-0003-0309-5917

MUZYAEV Evgeniy V.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

muzyaev.ev@edu.spbstu.ru

ORCID: 0009-0005-7144-4746

*Статья поступила в редакцию 28.11.2023. Одобрена после рецензирования 19.12.2023.
Принята 19.12.2023.*

Received 28.11.2023. Approved after reviewing 19.12.2023. Accepted 19.12.2023.

Научная статья

УДК 535.515

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17111>

ПИКОСЕКУНДНЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ ВОЛОКОННЫЙ ЛАЗЕР НА ОСНОВЕ КОНИЧЕСКОГО ИТТЕРБИЕВОГО ВОЛОКНА С НИЗКИМ СОБСТВЕННЫМ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕМ

А. С. Козлов ✉, **А. В. Медведев**, **Е. А. Моторин**,
Е. А. Савельев, **В. С. Темкина**, **В. Н. Филиппов**

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

Санкт-Петербург, Россия

✉ kozlov_as@spbstu.ru

Аннотация. В работе приведены результаты экспериментального исследования волоконного лазера, построенного по схеме задающего генератора и усилителя мощности, изготовленного из иттербиевого конического spun-волокна с двойной оболочкой и малой величиной собственного двулучепреломления. На длине волны 1040 нм при длительности импульсов 50 пс и частоте повторения 20 МГц достигнута пиковая выходная мощность 160 кВт при средней мощности 160 Вт. Параметр качества лазерного пучка $M^2 = 1,15$, диаметр модового пятна — 35 мкм. Определены значения азимута, эллиптичности и степени поляризации выходного излучения и продемонстрирована их слабая зависимость от мощности накачки. Проведенное исследование стало следующим важным шагом в развитии технологии мощных пикосекундных волоконных лазеров.

Ключевые слова: иттербиевое коническое волокно, пикосекундный волоконный лазер, активное spun-волокно, собственное двулучепреломление

Финансирование: Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-19-00513 (<https://rscf.ru/project/22-19-00513/>)).

Для цитирования: Козлов А. С., Медведев А. В., Моторин Е. А., Савельев Е. А., Темкина В. С., Филиппов В. Н. Пикосекундный импульсный волоконный лазер на основе конического иттербиевого волокна с низким собственным двулучепреломлением // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2024. Т. 17. № 1. С 103–113. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17111>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Original article

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17111>

A PICOSECOND FIBER LASER BASED ON A TAPERED YTTERBIUM FIBER WITH THE LOW BIREFRINGENCE

A. S. Kozlov ✉, **A. V. Medvedev**, **E. A. Motorin**,
E. A. Savelyev, **V. S. Temkina**, **V. N. Filippov**

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

✉ kozlov_as@spbstu.ru

Abstract. This paper presents the results of the experimental study of a fiber laser connected according to the MOPA scheme, where a power amplifier was made of an ytterbium double-clad tapered spun fiber with low intrinsic birefringence. A peak output power of

160 kW with the average power of 160 W has been achieved at 1040 nm wavelength, 50 ps pulse duration and its repetition frequency of 20 MHz; the laser beam quality parameter and the mode-spot diameter being 1.15 and 35 μm , respectively. The values of azimuth, ellipticity and degree of polarization of the output radiation were found; their little sensitivity to the pump power was demonstrated. This research was the next important step in the development of high-power picosecond fiber lasers technology.

Keywords: ytterbium spun tapered fiber, picosecond fiber laser, intrinsic birefringence

Funding: The reported study was funded by Russian Science Foundation (Grant No. 22-19-00513 (<https://rscf.ru/project/22-19-00513/>)).

For citation: Kozlov A. S., Medvedev A. V., Motorin E. A., Savelyev E. A., Temkina V. S., Filippov V. N., A picosecond fiber laser based on a tapered ytterbium fiber with the low birefringence, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 17 (1) (2024) 103–113. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17111>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Введение

Технология мощных пикосекундных волоконных лазеров быстро развивается в течение последнего десятилетия [1]. Они находят широкое применение в обработке материалов, медицине и литографии. Обычно такие лазеры создаются по схеме мастер-осциллятор/усилитель мощности (МОУМ) (*англ.* master oscillator power amplifier (MOPA)). Такая схема включает мастер-осциллятор, генерирующий маломощные лазерные импульсы с хорошей временной и пространственной когерентностью, и цепочку оптических усилителей мощности, увеличивающих энергию импульса до требуемого уровня.

Основная проблема, ограничивающая пиковую мощность на выходе такой системы, — возникновение нежелательных нелинейных эффектов в активном волокне последнего каскада усиления. Чтобы преодолеть ограничения, налагаемые указанными эффектами, используются активные оптические волокна специальных типов. К ним относятся, например, волокна с большой площадью моды (*англ.* large mode area (LMA)), имеющие низкую апертуру и большой диаметр модового пятна (достигает 14 мкм [2]), микроструктурированные световоды [3], 3С-волокна (chirally-coupled-core) [4], анизотропные конические (tapered) волокна с большой площадью моды [5]. Характеристикой мощного волоконного лазера, важной для когерентного комбинирования или нелинейного преобразования длин волн, служит стабильная выходная поляризация.

Наиболее распространенным на текущий момент техническим решением для преодоления указанных ограничений служит использование волокна с большой внутренней анизотропией [6]. Однако, если для пассивного волокна этот подход был успешным, то в случае активного световода начинает возникать ряд негативных явлений. При накачке в оболочку возбуждающего излучения, его часть поглощается и нагревает волокно (так называемый квантовый дефект), а это приводит к изменению внутренних напряжений в волокне и непредсказуемым искажениям его двулучепреломления (ДЛП) [7, 8]. В итоге изменяется состояние поляризации выходного излучения лазера.

Для решения этой проблемы было предложено использовать активное волокно с малым собственным ДЛП [9], а именно — spun-волокно, для которого этот параметр обычно составляет около 10^{-8} рад/м.

В работах [9 – 12] были экспериментально исследованы первые пикосекундные лазеры с выходной средней мощностью до 70 Вт и диаметром модового пятна 26 мкм, построенные по схеме МОУМ, в которых в качестве последнего усилителя применялось spun-волокно. При этом использование spun-волокна с шагом вращения от 7,5 до 30 мм позволило получить на порядок более стабильную выходную поляризацию, чем в случае применения активных световодов с большой внутренней анизотропией.



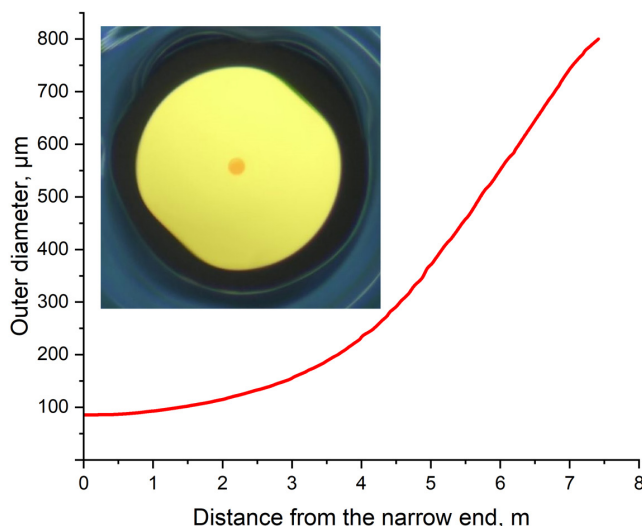
Кроме того, в статьях [10, 11] показано, что состояние поляризации излучения на выходе активного конического волокна с сильной анизотропией значительно зависит от мощности излучения накачки, вводимого в оболочку. Авторы этих статей наблюдали существенный дрейф состояния поляризации излучения на выходе усилителя с коническим panda-волокном (специальное волокно с сохранением поляризации). Уже при значении вводимой мощности накачки 20 Вт эллиптичность и азимут волокна изменялись на десятки градусов. Одновременно в статье [11] была продемонстрирована высокая стабильность выходной поляризации в усилителе со *spun*-волокном, обладающим низким собственным ДЛП при тех же 20 Вт вводимой мощности накачки, без использования каких-либо мер по стабилизации температуры волокна.

Настоящая работа направлена на дальнейшее развитие технологии мощных пикосекундных волоконных лазеров, использующих в качестве последнего каскада усиления активное коническое волокно с малым собственным ДЛП. Статья нацелена на повышение пиковой и средней мощности излучения лазера указанного типа, а также посвящена исследованию его поляризационных характеристик и их зависимости от мощности вводимого излучения накачки и времени его работы.

Коническое *spun*-волокно с двойной оболочкой (sT-DCF)

В экспериментах были использованы образцы волокна sT-DCF, изготовленные во Фрязинском филиале Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук (ФИРЭ РАН, г. Фрязино Московской области, Россия) [9]. Световоды были вытянуты из заготовки, легированной ионами иттербия Yb^{3+} , обладающей ступенчатым профилем показателя преломления, по технологии, аналогичной используемой для пассивных [13] и активных конических [9 – 13] *spun*-волокон. В процессе вытяжки заготовку подавали в высокотемпературную печь со скоростью, переменной во времени по заданному закону, что было необходимо для формирования оптимального продольного профиля [14]. Профиль изготовленного волокна представлен на рис. 1. Угловую скорость вращения заготовки также варьировали при вытяжке волокна в пределах 200 – 300 об/мин.

Соотношение диаметров сердцевины, первой и второй оболочек было 1,0:12,7:15,9, а числовые апертуры оболочек составляли 0,13 и 0,27, соответственно. Поглощение сердцевины – 850 дБ/м на длине волны 976 нм. У первой оболочки были срезаны два сегмента, что позволило снизить долю винтовых мод, не проходящих через сердцевину волокна. Фотографическое изображение торца широкой части волновода также представлено на рис. 1. Отметим, что это стандартный метод увеличения поглощения накачки в активных волокнах [15].



Таким образом, диаметр внешней стеклянной оболочки плавно менялся от 85 до 800 мкм, а диаметр сердцевины – от 5,3 до 50,3 мкм, благодаря чему в узкой части конического волокна возбуждалась только фундаментальная мода. Общая длина волокна составила 7,5 м, шаг вращения – 30 мм. На внешнюю поверхность волокна было нанесено отражающее покрытие с низким показателем преломления (числовая апертура – 0,53), а на него – защитное акрилатное покрытие.

Значение собственного двулучепреломления (разность постоянных распространения собственных мод) для данного образца sT-DCF составила $1,45 \cdot 10^{-8}$ рад/м; последнее было определено экспериментально, методом Джонса [11, 16 – 18].

Рис. 1. Профиль изучаемого образца волокна. Представлен график изменения диаметра второй оболочки по длине волокна sT-DCF.

На вставке: фотография торца широкой части волновода

Экспериментальная установка

По схеме МОУМ был собран макет волоконного лазера, в котором изготовленные световоды использовались в качестве активной среды последнего каскада усиления (рис. 2).

В качестве задающего источника использовался коммерчески доступный лазерный диод с волоконным выходом (GS-diode), излучающий линейно-поляризованный свет длиной волны 1040 нм; частота повторения импульсов длительностью 50 пс была равна 20 МГц. Излучение мощностью порядка 1 мВт предварительно усиливалось до средней мощности около 100 мВт с сохранением ширины спектральной линии 50 пм (рис. 3), после чего вводилось в сердцевину узкой части активного sT-DCF.

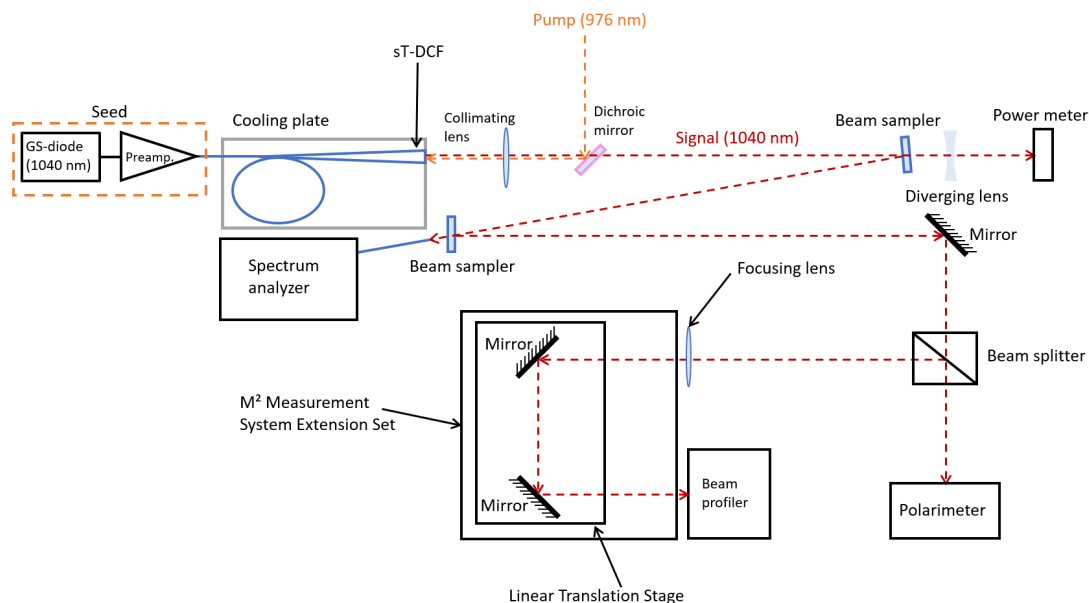


Рис. 2. Схема макета волоконного лазера для исследования параметров его излучения

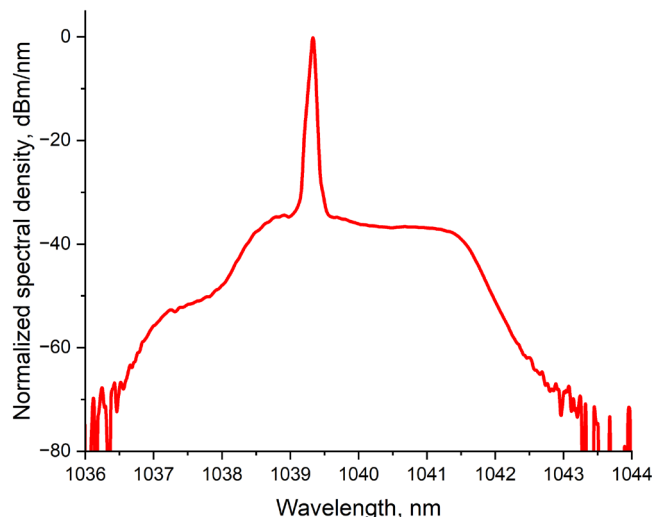


Рис. 3. Спектр предварительно усиленного излучения задающего лазера

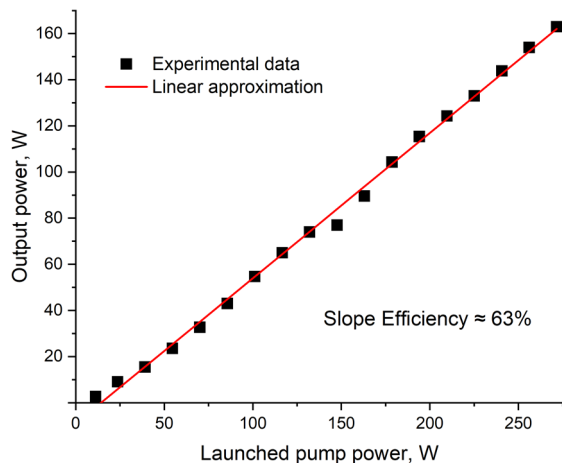
Для накачки активного волокна применялась система из двух лазерных диодов, излучающих на длине волны 976 нм и объединенных посредством сплавного волоконно-оптического разветвителя. Излучение накачки вводилось в оболочку широкой части волокна при помощи дихроичного зеркала и асферической линзы. Весь активный световод располагался на специальной охлаждаемой плите таким образом, чтобы снизить градиент температуры внутри активной среды и избежать термического повреждения волокна.



Во время работы лазера постоянно измерялись его выходная мощность, спектр излучения, качество пучка и поляризационные характеристики излучения: степень поляризации, эллиптичность и азимут. Для этих задач использовались измеритель мощности Ophir L1500W-SH (Израиль), спектрометр Ando, анализатор пучка Thorlabs M2MS-BC106VIS/M и поляриметр Thorlabs PAX1000IR2/M (все три – производства США). В случае необходимости измерения расходимости выходного пучка, убирали фокусирующую линзу перед входной щелью анализатора пучка. Максимальный диапазон перемещений линейной подвижки, находящейся внутри анализатора, составлял 100 мм.

Экспериментальные результаты

Параметры усиления МОУМ. На рис. 4 представлена зависимость выходной мощности волоконного лазера от мощности накачки, вводимой в широкую часть активного *spun*-волокна. Эффективность преобразования излучения накачки изготовленного нами усилителя достигала 63 %. При мощности вводимой накачки 270 Вт средняя выходная мощность в режиме импульсов (длительность – 50 пс, частота следования – 20 МГц) составила



160 Вт, пиковое значение выходной мощности – 160 кВт.

Средняя мощность ограничивалась исключительно доступной мощностью накачки. При этом эффективность преобразования не уменьшалась с увеличением мощности накачки.

Для определения размера модового пятна (MFD) мы измеряли расходимость выходного пучка и пользовались следующим отношением для дифракционного предела расходимости MFD [19]:

$$\text{MFD} = 4\lambda/\pi\Theta, \quad (1)$$

где λ – длина волны, Θ – расходимость пучка.

Измеренный диаметр модового пятна для использованного конического *spun*-волокна составил 35 мкм.

Спектры лазерного излучения, полученные при разных мощностях усиленного сигнала, приведены на рис. 5. Как следует из результатов эксперимента, с увеличением мощности выходного сигнала растет вклад, вносимый излучением, которое находится вне спектрального диапазона задающего лазера. Оно вызвано фазовой самомодуляцией и четырехволновым смешением.

Мы изучали форму каустики, а также ее поперечные сечения в ближнем и дальнем полях (рис. 6). Приведенные результаты, а также высокое качество пучка ($M^2 < 1,3$) (рис. 7) указывают на преобладание фундаментальной моды внутри активного конического световода.

Состояние поляризации выходного излучения. Состояния поляризации излучения лазера при разных уровнях выходной мощности наглядно представлены на сфере Пуанкаре (рис. 8). В работах [10, 11] был проведен подобный анализ, однако он

Рис. 4. Экспериментальная зависимость средней выходной мощности усилителя (волоконного лазера) (символы) от мощности накачки и ее линейная аппроксимация (красная сплошная линия)

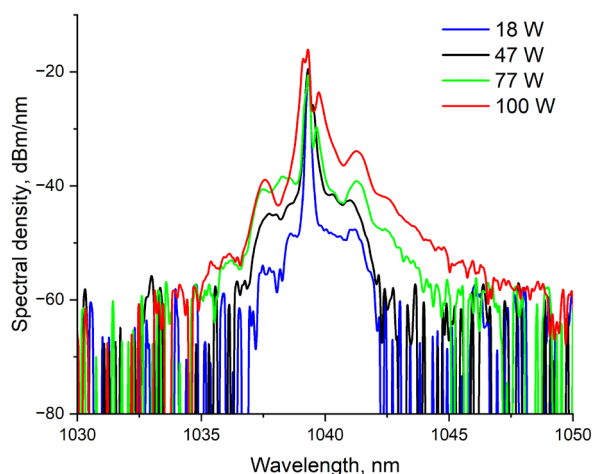


Рис. 5. Спектры лазерного излучения при разных значениях средней выходной мощности усиленного сигнала

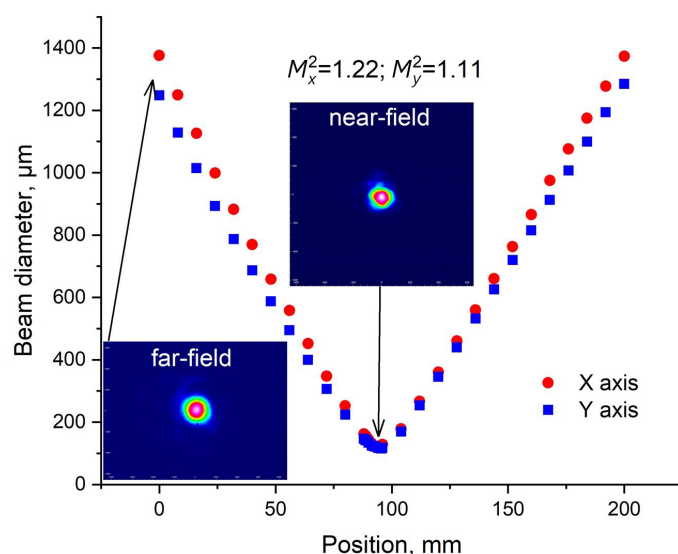


Рис. 6. Зависимости диаметра модового пятна (измерен методом 4-sigma (ISO Standart)) от расстояний по двум осям между фокусирующей линзой и анализатором пучка.
На вставках: фотографии дальнего и ближнего полей

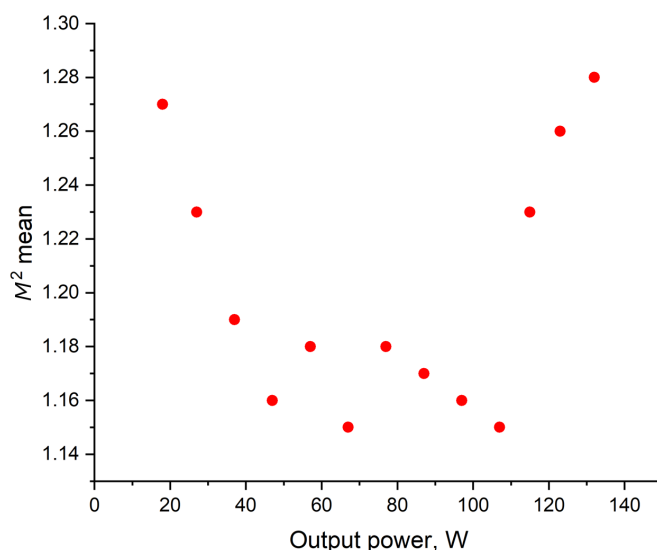


Рис. 7. Зависимость качества пучка от выходной мощности усилителя

относился к малым значениям (25 Вт) мощности накачки, вводимой в оболочку активного конического *strip*-волокна. Мы же в представленных здесь исследованиях подавали излучение накачки мощностью вплоть до 270 Вт, что вызвало изменения в состоянии поляризации при увеличении мощности выходного излучения.

С целью изучения долговременной стабильности состояния поляризации на выходе усилителя со *strip*-волокном, мы провели двухчасовой тест при постоянной выходной мощности, равной 125 Вт (рис. 9).

В рамках исследования среднее квадратическое отклонение для азимута, эллиптичности и степени поляризации составляло примерно 0,4°, 0,5° и 1,5 %, соответственно. Такой результат указывает на высокую временную стабильность состояния поляризации исследуемого нами усилителя. Плавное изменение зависимостей, составляющее всего несколько градусов, вызвано нестабильностью температуры воды, охлаждающей волокно в процессе эксперимента.

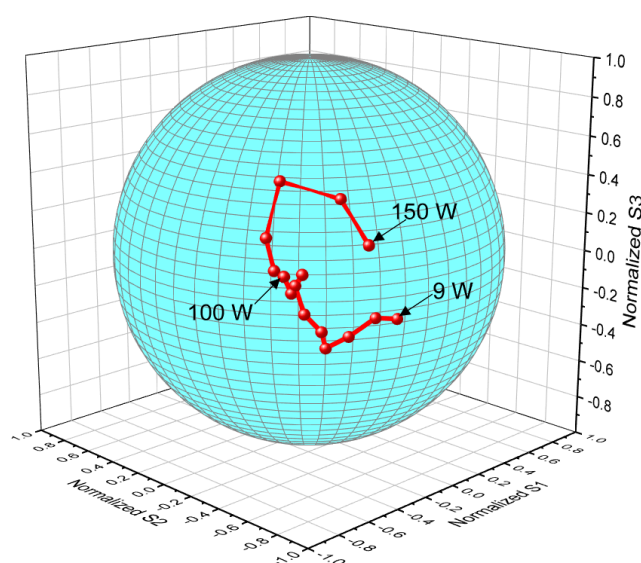


Рис. 8. Представление на сфере Пуанкаре состояний поляризации выходного излучения при разных уровнях его мощности

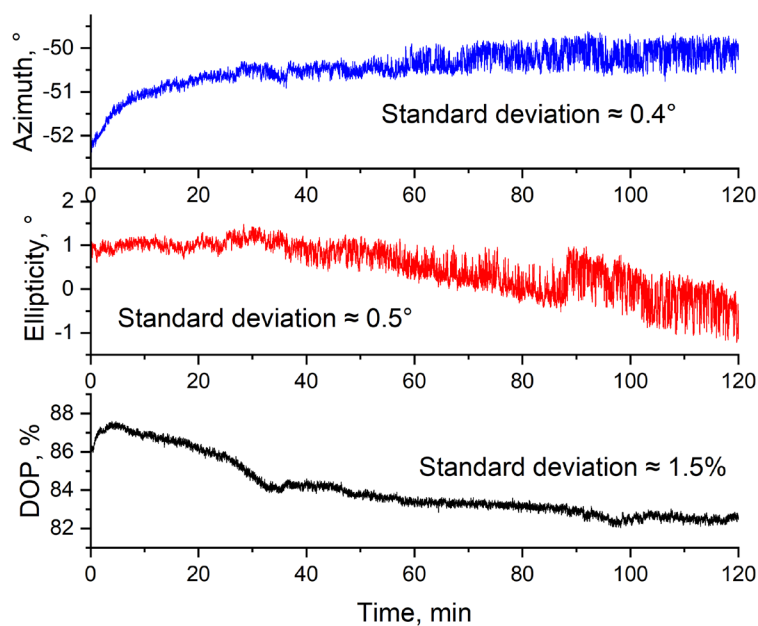


Рис. 9. Результаты двухчасового теста характеристик поляризации выходного излучения усилителя с активным коническим *spun*-волокном. Представлены дрейфы азимута (верхний график), эллиптичности (центральный) и степени поляризации (нижний). Мощность сигнала в течение эксперимента составляла 125 Вт

Обсуждение результатов и выводы

В настоящей работе исследовано активное иттербиевое коническое *spun*-волокно с низким собственным двулучепреломлением ($1,45 \cdot 10^{-8}$ рад/м) с двойной оболочкой и большим размером модового пятна (35 мкм). Продольное изменение диаметра сердцевинны является эффективной мерой подавления вынужденного комбинационного рассеяния Мандельштама – Бриллюэна [20]. Большой размер модового пятна позволяет повысить порог возникновения рамановского рассеяния. Благодаря удачной геометрии волокна, а именно – переменному диаметру по его длине и большому диаметру сердцевинны в

широкой части, использование конического активного волокна в усилителе мощности позволило существенно повысить порог возникновения нелинейных эффектов и достичь одновременно высоких значений как средней, так и пиковой выходной мощности. Низкое собственное двулучепреломление конического spun-волокна обеспечило высокую стабильность выходного состояния поляризации при изменении мощности накачки.

В результате проведенного исследования мы продемонстрировали волоконный лазер на основе активного конического spun-волокна, сконструированный по схеме МОУМ, который обеспечивает излучение с пиковой мощностью 160 кВт на длине волны 1040 нм, средней выходной мощностью 160 Вт в импульсном режиме и качеством выходного пучка $M^2 \approx 1,15$. При длительности оптических импульсов 50 пс и частоте следования 20 МГц ширина линии по уровню -3 дБ составила около 0,2 нм при средней выходной мощности 100 Вт.

Важно отметить, что одним из существенных результатов данной работы, по сравнению с опубликованными ранее (см., например, статьи [9 – 12]), является достижение стабильной поляризации выходного излучения мощного (160 Вт) усилителя на активном волокне. Кроме того, была получена зависимость состояния выходной поляризации от мощности вводимой накачки при значениях последней, существенно больших, чем в работах [9 – 12], – вплоть до 270 Вт. Помимо этого, были экспериментально зарегистрированы зависимости таких параметров волокна, как азимут и эллиптичность от мощности вводимой накачки.

Проведенное исследование стало следующим важным шагом в развитии технологии мощных пикосекундных волоконных лазеров.

Благодарность

Авторы выражают благодарность сотрудникам лаборатории специальных волокон ФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН за предоставленные для исследований образцы волоконных световодов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Petrov A., Odnoblyudov M., Gumenyuk R., Minyonok L., Chumachenko A., Filippov V. Picosecond Yb-doped tapered fiber laser system with 1.26 MW peak power and 200 W average output power // *Scientific Reports*. 2020. Vol. 10. 20 October. P. 17781.
2. Kliner D. A. V., Koplow J. P., Goldberg L., Carter A. L. G., Digweed J. A. Polarization-maintaining amplifier employing double-clad bow-tie fiber // *Optics Letters*. 2001. Vol. 26. No. 4. Pp. 184–186.
3. Schmidt O., Rothhardt J., Eidam T., Röser F., Limpert J., Tünnermann A., Hansen K., Jakobsen C., Broeng J. Single-polarization large-mode-area Yb-doped photonic crystal fiber // *Conference on Lasers and ElectroOptics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*. Optical Society of America, (2008) CMB2.
4. Ma X., Zhu Ch., Hu I-N., Kaplan A., Galvanauskas A. Single-mode chirally-coupled-core fibers with larger than 50 μm diameter cores // *Optics Express*. 2014. Vol. 22. No. 1. Pp. 9206–9219.
5. Fedotov A., Noronen T., Gumenyuk R., Ustimchik V., Chamorovskii Y., Golant K., Odnoblyudov M., Rissanen J., Niemi T., Filippov V. Ultra-large core birefringent Yb-doped tapered double clad fiber for high power amplifiers // *Optics Express*. 2018. Vol. 26. No. 6. Pp. 6581–6592.
6. Rashleigh S. Origins and control of polarization effects in single-mode fibers // *Journal of Lightwave Technology*. 1983. Vol. 1. No. 2. Pp. 312–331.
7. Ourmazd A., Varnham M. P., Birch R. D., Payne D. N. Thermal properties of highly birefringent optical fibers and preforms // *Applied Optics*. 1983. Vol. 22. No. 15. Pp. 2374–2379.
8. Rashleigh S. C., Marrone M. J. Temperature dependence of stress birefringence in an elliptically clad fiber // *Optics Letters*. 1983. Vol. 8. No. 2. Pp. 127–129.
9. Fedotov A., Ustimchik V., Chamorovskii Y., Gumenyuk R., Filippov V. Low-birefringence active tapered fibers for high-power applications // *OSA (Optical Society of America) Advanced Photonics Congress*, 13–16 July, 2020. Washington, USA (2020) SoTu2H.7.
10. Fedotov A., Ustimchik V., Rissanen J., Noronen T., Gumenyuk R., Kolosovskii A., Voloshin V., Vorob'ev I., Yu. Chamorovskii, Filippov V. Large mode area double-clad ytterbium-doped spun tapered



fiber // Journal of the Optical Society of America B. 2021. Vol. 38. No. 12. Pp. F161–F169.

11. Fedotov A., Ustimchik V., Rissanen J., Kolosovskii A., Voloshin V., Vorob'ev I., Gumenyuk R., Chamorovskiy Yu., Filippov V. Active tapered double-clad fiber with low birefringence // Optics Express. 2021. Vol. 29. No. 11. Pp. 16506–16519.

12. Fedotov A., Ustimchik V., Rissanen J., Noronen T., Gumenyuk R., Chamorovskiy Yu., Kolosovskii A., Voloshin V., Vorob'ev I., Filippov V. Large mode area double-clad ytterbium-doped tapered fiber with low birefringence // Proceedings of SPIE. March 2021. Vol. 11665. P. 116651T.

13. Chamorovskiy Yu., Starostin N., Ryabko M., Sazonov A., Morshnev S., Gubin V., Vorob'ev I., Nikitov S. Miniature microstructured fiber coil with high magneto-optical sensitivity // Optics Communications. 2009. Vol. 282. No. 23. Pp. 4618–4621.

14. Filippov V., Kerttula J., Chamorovskii Yu., Golant K., Okhotnikov O. G. Highly efficient 750 W tapered double-clad ytterbium fiber laser // Optics Express. 2010. Vol. 18. No. 12. Pp. 12499–12512.

15. Kouznetsov D., Moloney J. V. Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers. II. Broken circular symmetry // Journal of the Optical Society of America B. 2002. Vol. 19. No. 6. Pp. 1259–1263.

16. Jones R. C. A new calculus for the treatment of optical systems. VI. Experimental determination of the matrix* // Journal of the Optical Society of America. 1947. Vol. 37. No. 2. Pp. 110–112.

17. Jones R. C. A new calculus for the treatment of optical systems. VII. Properties of the N -matrices // Journal of the Optical Society of America. 1948. Vol. 38. No. 8. Pp. 671–685.

18. Kozlov A., Medvedev A., Temkina V., Filippov V., Chamorovskiy Y. Investigation of polarization characteristics of active tapered fibers // Proceedings of the 2023 International Conference on Electrical Engineering and Photonics (EExPolytech-2023). October 19–20, 2023. Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, Saint Petersburg, Russia, 2024. Pp. 402–405.

19. Guttman J. L. Mode-field diameter and "spot size" measurements of lensed and tapered specialty fibers // Proceedings of Symposium on Optical Fiber Measurements. September 24–26, 2002. National Institute of Standards and Technology, San-Jose, USA, 2002. 34 p.

20. Shiraki K., Ohashi M., Tateda M. Suppression of stimulated Brillouin scattering in a fiber by changing the core radius // Electronics Letters. 1995. Vol. 31. No. 8. Pp. 668–669.

REFERENCES

1. Petrov A., Odnoblyudov M., Gumenyuk R., et al., Picosecond Yb-doped tapered fiber laser system with 1.26 MW peak power and 200 W average output power, Sci. Rep. 10 (20 Oct) (2020) 17781.

2. Kliner D. A. V., Koplow J. P., Goldberg L., et al., Polarization-maintaining amplifier employing double-clad bow-tie fiber, Opt. Lett. 26 (4) (2001) 184–186.

3. Schmidt O., Rothhardt J., Eidam T., et al., Single-polarization large-mode-area Yb-doped photonic crystal fiber, Proc. Conf. on Lasers and ElectroOptics/Quantum Electronics and Laser Sci. Conf. & Photonic Appl. Syst. Technol, OSA (2008) CMB2.

4. Ma X., Zhu Ch., Hu I.-N., et al., Single-mode chirally-coupled-core fibers with larger than 50 μm diameter cores, Opt. Express. 22 (1) (2014) 9206–9219.

5. Fedotov A., Noronen T., Gumenyuk R., et al., Ultra-large core birefringent Yb-doped tapered double clad fiber for high power amplifiers, Opt. Express. 26 (6) (2018) 6581–6592.

6. Rashleigh S. Origins and control of polarization effects in single-mode fibers, J. Light. Technol. 1 (2) (1983) 312–331.

7. Ourmazd A., Varnham M. P., Birch R. D., Payne D. N., Thermal properties of highly birefringent optical fibers and preforms, Appl. Opt. 22 (15) (1983) 2374–2379.

8. Rashleigh S. C., Marrone M. J., Temperature dependence of stress birefringence in an elliptically clad fiber, Opt. Lett. 8 (2) (1983) 127–129.

9. Fedotov A., Ustimchik V., Chamorovskii Y., et al., Low-birefringence active tapered fibers for high-power applications, OSA (Optical Society of America) Advanced Photonics Congress, 13–16 July, 2020. Washington, USA (2020) SoTu2H.7.

10. Fedotov A., Ustimchik V., Rissanen J., et al., Large mode area double-clad ytterbium-doped spun tapered fiber, J. Opt. Soc. Am. B. 38 (12) (2021) F161–F169.

11. Fedotov A., Ustimchik V., Rissanen J., et al., Active tapered double-clad fiber with low birefringence, Opt. Express. 29 (11) (2021) 16506–16519.

12. Fedotov A., Ustimchik V., Rissanen J., et al., Large mode area double-clad ytterbium-doped tapered fiber with low birefringence, Proc. SPIE, 11665 (March) (2021) 116651T.
13. Chamorovskiy Yu., Starostin N., Ryabko M., et al., Miniature microstructured fiber coil with high magneto-optical sensitivity, Opt. Commun. 282 (23) (2009) 4618–4621.
14. Filippov V., Kerttula J., Chamorovskii Yu., et al., Highly efficient 750 W tapered double-clad ytterbium fiber laser, Opt. Express. 18 (12) (2010) 12499–12512.
15. Kouznetsov D., Moloney J. V., Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers. II. Broken circular symmetry J. Opt. Soc. Am. B. 19 (6) (2002) 1259–1263.
16. Jones R. C., A new calculus for the treatment of optical systems. VI. Experimental determination of the matrix*, J. Opt. Soc. Am. 37 (2) (1947) 110–112.
17. Jones R. C., A new calculus for the treatment of optical systems. VII. Properties of the N -matrices, J. Opt. Soc. Am. 38 (8) (1948) 671–685.
18. Kozlov A., Medvedev A., Temkina V., et al., Investigation of polarization characteristics of active tapered fibers, Proc. 2023 Int. Conf. Electrical Engineering and Photonics (EEExPolytech-2023), Oct. 19–20, 2023. Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia (2024) 402–405.
19. Guttman J. L., Mode-field diameter and "spot size" measurements of lensed and tapered specialty fibers, Proc. Symp. on Optical Fiber Measurements, Sept. 24–26, 2002. National Institute of Standards and Technology, San-Jose, USA, 2002.
20. Shiraki K., Ohashi M., Tateda M., Suppression of stimulated Brillouin scattering in a fiber by changing the core radius, Electron. Lett. 31(8) (1995) 668–669.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

КОЗЛОВ Артемий Сергеевич — инженер Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
kozlov_as@spbstu.ru
ORCID: 0000-0002-1722-1964

МЕДВЕДЕВ Андрей Викторович — кандидат физико-математических наук, доцент Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
medvedev@spbstu.ru
ORCID: 0000-0001-7083-9184

МОТОРИН Евгений Анатольевич — инженер Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
eug.motorin@yandex.ru
ORCID: 0000-0002-7901-3933

САВЕЛЬЕВ Евгений Александрович — инженер Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
swoopermsu@yandex.ru
ORCID: 0000-0003-0213-5833

ТЕМКИНА Валентина Сергеевна — ассистентка Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.



195251, Россия, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
temkina_vs@spbstu.ru
ORCID: 0000-0003-2083-8989

ФИЛИППОВ Валерий Николаевич — кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
filippov_vn@spbstu.ru
ORCID: 0000-0002-0354-8616

THE AUTHORS

KOZLOV Artemy S.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
kozlov_as@spbstu.ru
ORCID: 0000-0002-1722-1964

MEDVEDEV Andrey V.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
medvedev@spbstu.ru
ORCID: 0000-0001-7083-9184

MOTORIN Evgenii A.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
eug.motorin@yandex.ru
ORCID: 0000-0002-7901-3933

SAVELYEV Evgeny A.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
swoopermsu@yandex.ru
ORCID: 0000-0003-0213-5833

TEMKINA Valentina S.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
temkina_vs@spbstu.ru
ORCID: 0000-0003-2083-8989

FILIPPOV Valery N.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
filippov_vn@spbstu.ru
ORCID: 0000-0002-0354-8616

Статья поступила в редакцию 30.09.2023. Одобрена после рецензирования 24.11.2023. Принята 24.11.2023.

Received 30.09.2023. Approved after reviewing 24.11.2023. Accepted 24.11.2023.

Механика

Научная статья

УДК 531.391+681.5

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17112>

СРАВНЕНИЕ ПОДХОДОВ К ЗАДАНИЮ МОДАЛЬНЫХ МАТРИЦ ПРИ МОДАЛЬНОМ УПРАВЛЕНИИ УПРУГИМИ СИСТЕМАМИ С НАБЛЮДАТЕЛЯМИ И БЕЗ НИХ

А. В. Федотов ✉

Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия

✉ alvafed@yandex.ru

Аннотация. Реализация модального управления распределенными упругими объектами предполагает использование модальных матриц — анализатора и синтезатора форм, задающих линейные преобразования векторов измеренных и управляющих сигналов с целью разделения собственных форм объекта в системе управления. Стандартный способ задания модальных матриц заключается в обращении матриц влияния. В статье предлагается альтернативный способ: транспонирование данных матриц с нормированием воздействия на разные формы. На примере численного решения задачи гашения вынужденных колебаний тонкой металлической балки с помощью пьезоэлектрических сенсоров и актуаторов тестируются разные комбинации названных методов и разные варианты нормирования. Рассмотрено управление как с наблюдателями, так и без них — на основе модальных и частотных фильтров. Показано, что наилучший результат управления достигается при комбинированном использовании рассмотренных методов в системах как с наблюдателями, так и без них.

Ключевые слова: модальное управление, модальные матрицы, анализатор форм, синтезатор форм, наблюдатель

Для цитирования: Федотов А. В. Сравнение подходов к заданию модальных матриц при модальном управлении упругими системами с наблюдателями и без них // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2024. Т. 17. № 1. С 114–129. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17112>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Original article

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17112>

A COMPARISON OF APPROACHES TO SPECIFYING THE MODAL MATRICES IN THE MODAL CONTROL OF ELASTIC SYSTEMS WITH AND WITHOUT OBSERVERS

A. V. Fedotov ✉

Institute for Problems of Mechanical Engineering RAS, St. Petersburg, Russia

✉ alvafed@yandex.ru

Abstract. The implementation of modal control of distributed elastic objects involves the use of modal matrices: a mode analyzer and a mode synthesizer specifying the linear transformation of vectors of measured and control signals in order to separate the eigenmodes of the object in the control system. The standard method for calculating the modal matrices is the inversion of the influence matrices. The article proposes an alternative method: transposing the influence



matrices with normalization of the action on different modes. As an example, the problem of suppression of forced vibrations of a thin metal beam using piezoelectric sensors and actuators has been solved numerically, and different combinations of the above methods and different variants of normalization have been tested. Two types of control systems were considered, the former being based on modal and frequency filters and the latter being based on modal observers. The best control result was shown to be achieved with the combined use of the above methods for both types of control systems considered.

Keywords: modal control, modal matrices, mode analyzer, mode synthesizer, observer

For citation: Fedotov A. V., A comparison of approaches to specifying the modal matrices in the modal control of elastic systems with and without observers, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 17 (1) (2024) 114–129. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.17112>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Введение

Модальное управление в последние десятилетия стало общепризнанным способом активного управления распределенными системами, в том числе упругими объектами [1 – 3]. Его основной принцип заключается в раздельном управлении различными формами колебаний объекта (модами), при этом его применение основывается на независимости различных форм колебаний объекта друг от друга. Эффективность применения этого метода зависит от того, насколько точно удастся разделить в системе управления (СУ) различные моды объекта. При управлении с обратной связью данная задача предполагает как точное измерение активизации отдельных мод, по которым ведется управление, так и адресное воздействие на данные моды.

При модальном управлении упругими объектами применяются, как правило, массивы дискретных датчиков (сенсоров) и приводов (актуаторов). И зачастую каждый актуатор оказывает действие сразу на несколько форм, и, аналогично, каждый сенсор реагирует также на несколько форм колебаний объекта. В таком случае для разделения информации о разных модах в системе управления используются модальные матрицы (или модальные фильтры), задающие линейные преобразования векторов измеренных и управляющих сигналов.

Модальный подход к управлению можно реализовать как на основе модальных и частотных фильтров [4 – 7], так и на основе использования наблюдателей [8 – 11]. Во втором случае система управления оказывается более сложной, поскольку в ней для определения вектора состояния упругого объекта используется известная модель объекта, за счет чего искомые величины определяются более точно.

Эффективность двух названных вариантов модального подхода в задаче гашения вынужденных колебаний тонкой металлической балки сравнивалась в нашей статье [12]. Было показано, что управление с наблюдателями является более эффективным, чем управление на основе модальных и частотных фильтров. Оба рассмотренных варианта предполагают использование модальных матриц для разделения форм колебаний объекта в системе управления.

Стандартный способ задания модальных матриц заключается в обращении матриц влияния [5, 13] (или же псевдообращении в более общем случае [14, 15]). Эти матрицы показывают, в каких пропорциях каждый сенсор и актуатор измеряет или возбуждает различные моды объекта.

Таким образом, в идеальном варианте обращение матриц влияния позволяет получить такую систему, в которой каждый контур управления работает только со своей конкретной модой и контуры не мешают работе друг друга. В более ранних работах автора настоящей статьи также неизменно использовался именно такой способ определения модальных матриц [12, 13, 16 – 18].

Однако рассмотренный способ нельзя считать универсальным решением проблемы разделения форм.

Во-первых, всегда присутствуют высшие формы, которые неизбежно возбуждаются системой управления, поскольку число форм распределенного упругого объекта бесконечно, в то время как число управляемых форм — конечно. Явление перетекания энергии на высшие моды носит название спилловер-эффекта (*англ. spillover effect*). Оно ограничивает эффективность модального управления и может приводить к неустойчивости замкнутой системы.

Во-вторых, число сенсоров и актуаторов в системе управления также ограничено. В случае, если предполагается управление по числу форм, превышающему число сенсоров и актуаторов, полностью разделить данные формы в системе управления обычно невозможно. Так или иначе, идеальное выделение нужных мод при управлении возможно только в достаточно редком случае использования распределенных модальных сенсоров и актуаторов [6] (при этом потребность в модальных матрицах пропадает); в более распространенном случае использования массивов дискретных элементов управления универсального решения данной задачи не существует, что создает предпосылки для поиска альтернативных решений.

Альтернативный вариант определения модальных матриц был предложен нами в работе [12]. Он заключается в том, чтобы вместо обращения матриц весовых коэффициентов транспонировать эти матрицы. При этом предлагается домножать их на дополнительные диагональные матрицы, нормирующие степень возбуждения и измерения отдельных форм.

Смысл данного алгоритма состоит в том, чтобы в первую очередь добиваться не разделения различных форм, подлежащих управлению, а наиболее эффективного воздействия на каждую форму, а для этого — аппроксимировать ее в соответствии с коэффициентами влияния для данной конкретной формы.

Во-первых, предлагаемый способ вычислительно проще стандартного, поскольку требует не обращения матриц, а всего лишь их транспонирования и умножения на диагональную матрицу. Во-вторых, в случае изменения числа управляемых форм модальные матрицы не надо полностью пересчитывать, достаточно лишь добавить к ним или убрать нужные столбцы или строки.

Цель настоящей работы — провести анализ эффективности различных способов задания модальных матриц при модальном управлении упругой системой.

Для этого численно решается задача, аналогичная рассмотренным нами ранее в статьях [12, 13, 16 – 18]: гашение вынужденных изгибных колебаний тонкой металлической балки с помощью пьезоэлектрических сенсоров и актуаторов. Для каждого варианта определения матриц синтезируются оптимальные законы управления, после чего результаты гашения колебаний для всех полученных СУ сравниваются между собой.

Теоретические основы рассматриваемых методов управления

Модальное управление широко используется для управления колебаниями упругих систем в различных областях техники. В настоящей работе исследуются два наиболее распространенных варианта реализации модального подхода: более простой — на основе модальных и частотных фильтров, и более сложный — на основе наблюдателей.

В данном разделе приводится краткое теоретическое описание рассматриваемых методов (более подробно они описаны в нашей статье [12]), а также обосновываются различные варианты определения модальных матриц: как стандартный, так и альтернативный (предложен автором настоящей статьи).

Метод модальных и частотных фильтров. Рассмотрим задачу гашения вынужденных изгибных колебаний балки Бернулли — Эйлера с помощью пьезоэлектрических сенсоров и актуаторов. Запишем в матричном виде уравнение колебаний упругого объекта в разложении по собственным формам, считая, что колебания по различным формам происходят независимо:

$$\ddot{q} + 2\xi\Omega\dot{q} + \Omega^2q = Q^c + Q^d, \quad (1)$$

где $q_{n \times 1}(t)$ – вектор обобщенных координат, его длина n соответствует количеству мод объекта, учитываемых в модели; $\Omega_{n \times n}$ – диагональная матрица собственных частот колебаний балки; ξ – скалярный коэффициент демпфирования (для простоты принимаем его одинаковым для всех форм); $Q_{n \times 1}^c(t), Q_{n \times 1}^d(t)$ – векторы обобщенных сил, соответствующие управлению и внешнему возмущению, соответственно.

Пусть число сенсоров и актуаторов одинаково и равно m ($m \leq n$). Их работа описывается следующими уравнениями:

$$y_{m \times 1} = \Theta_{m \times n}^s q_{n \times 1}, Q_{n \times 1}^c = \Theta_{n \times m}^a u_{m \times 1}, \quad (2)$$

где $y_{m \times 1}(t)$ – вектор сигналов сенсоров; $u_{m \times 1}(t)$ – вектор управляющих сигналов, подаваемых на актуаторы; $\Theta_{m \times n}^s, \Theta_{n \times m}^a$ – матрицы влияния для сенсоров и для актуаторов, соответственно.

В случае использования распределенных модальных сенсоров и актуаторов [6], моды объекта в системе управления уже разделены: каждый сенсор реагирует, а каждый актуатор воздействует только на одну определенную моду. Однако такие сенсоры и актуаторы используются в исключительных случаях; обычно их использование неудобно и слишком затратно, особенно если требуется осуществлять управление сразу по нескольким модам объекта. В связи с этим далее мы будем рассматривать случай дискретных сенсоров и актуаторов.

Будем считать, что управление ведется по k низшим формам ($k \leq n$), следовательно, система управления включает k контуров. Модальные матрицы T и F (анализатор и синтезатор форм) осуществляют в СУ линейные преобразования измеренных и управляющих сигналов. Данные преобразования обеспечивают соответствие каждого контура управления определенной моде объекта:

$$\hat{q}_{k \times 1} = T_{k \times m} y_{m \times 1}, u_{m \times 1} = F_{m \times k} \hat{Q}_{k \times 1}, \quad (3)$$

где $\hat{q}_{k \times 1}(t)$ – вектор оценок k низших обобщенных координат, $\hat{Q}_{k \times 1}(t)$ – вектор желаемых управляющих воздействий на k низших собственных форм.

В каждом контуре модальной системы желаемое воздействие на форму зависит от оценки соответствующей обобщенной координаты:

$$\hat{Q}_i = -R_i(s) \hat{q}_i, \quad (4)$$

где $R_i(s)$ – закон управления в i -м контуре, записанный в виде функции комплексной переменной s .

Законы управления в контурах также называются частотными фильтрами и задаются таким образом, чтобы система управления оказывала на объект нужное по амплитуде и фазе воздействие, причем именно вблизи резонансной частоты объекта, соответствующей данному контуру.

Очевидно, что в простейшем случае, когда $k = m = n$, модальные матрицы должны определяться следующим образом:

$$T = (\Theta^s)^{-1}, F = (\Theta^a)^{-1}. \quad (5)$$

В таком случае система уравнений (1) распадается на n независимых уравнений для каждой из собственных форм:

$$\ddot{q}_i + 2\xi\Omega_i\dot{q}_i + \Omega_i^2 q_i = -R_i(s) q_i + Q_i^d, \quad (6)$$

и за счет выбора законов управления $R_i(s)$ можно осуществить эффективное раздельное управление каждой собственной формой объекта.

Однако обычно при управлении распределенными системами число форм n , которые необходимо учитывать, превышает как число сенсоров и актуаторов m , так и число форм k , по которым ведется управление; при этом числа m и k также могут быть различными.

В таком случае матрицы влияния можно представить в следующем виде:

$$\Theta_{m \times n}^s = \begin{bmatrix} \bar{\Theta}_{m \times k}^s & \tilde{\Theta}_{m \times (n-k)}^s \end{bmatrix}, \Theta_{n \times m}^a = \begin{bmatrix} \bar{\Theta}_{k \times m}^a \\ \tilde{\Theta}_{(n-k) \times m}^a \end{bmatrix}, \quad (7)$$

а модальные фильтры будут определяться как псевдообратные соответствующим компонентам данных матриц:

$$T_{k \times m} = (\bar{\Theta}_{m \times k}^s)^+, F_{m \times k} = (\bar{\Theta}_{k \times m}^a)^+. \quad (8)$$

Приведенный метод определения модальных матриц можно назвать общепринятым [14, 15, 19]. Чуть ниже в данном разделе рассмотрим альтернативный метод, предложенный нами в статье [12].

Метод наблюдателей. Для изложения данного метода необходимо перейти к описанию системы (1), (2) в пространстве состояний:

$$\dot{q}^n = Aq^n + Bu + Dd, \quad (9)$$

$$y = Cq^n, \quad (10)$$

где d – вектор внешних воздействий; y, u – векторы измеренных сигналов и управляющих воздействий; q^n – вектор состояния системы, связанный с вектором обобщенных координат из уравнения (1) следующим образом:

$$q^n = (q_1 \quad \dots \quad q_n \quad \dot{q}_1 \quad \dots \quad \dot{q}_n)^T; \quad (11)$$

матрицы A, B и C можно выразить через матрицы, описывающие динамику объекта и работу сенсоров и актуаторов:

$$A = \begin{bmatrix} 0_{n \times n} & I_{n \times n} \\ -\Omega_{n \times n}^2 & -2\xi\Omega_{n \times n} \end{bmatrix}, B = \begin{bmatrix} 0_{n \times m} \\ \Theta_{n \times m}^a \end{bmatrix}, C = \begin{bmatrix} \Theta_{m \times n}^s & 0_{m \times n} \end{bmatrix}. \quad (12)$$

Здесь $0_{n \times n}, 0_{n \times m}$ и $0_{m \times n}$ – матрицы, состоящие из нулей; $I_{n \times n}$ – единичная матрица.

Будем считать, что наблюдение и управление ведется по k низшим формам колебаний объекта ($k \leq n$). Задача наблюдателя состоит в том, чтобы оценивать вектор состояния q^k , соответствующий данным формам:

$$q^k = (q_1 \quad \dots \quad q_k \quad \dot{q}_1 \quad \dots \quad \dot{q}_k)^T. \quad (13)$$

Наблюдатель формирует оценку данного вектора $\hat{q}_{2k \times 1}$ с использованием известных матриц $A_{2k \times 2k}^{(1)}, B_{2k \times m}^{(1)}$ и $C_{m \times 2k}^{(1)}$, описывающих динамику k низших мод объекта (их можно получить из матриц A, B и C , удалив лишние столбцы и строки):

$$\dot{\hat{q}} = A^{(1)}\hat{q} + B^{(1)}u + L(y - C^{(1)}\hat{q}), \quad (14)$$

где $L_{2k \times m}$ – матрица наблюдения, которую необходимо определить.

Управляющее воздействие зависит от оценок вектора состояния:

$$u = -R\hat{q}, \quad (15)$$

где $R_{m \times 2k}$ – матрица управления, которую также необходимо задать.

Принцип раздельного управления различными модами объекта диктует следующую структуру матрицы наблюдения L и управления R :

$$L_{2k \times k} = \begin{bmatrix} K_{k \times k}^L \\ K_{k \times k}^{Ld} \end{bmatrix} T_{k \times m}, R_{m \times 2k} = F_{m \times k} \begin{bmatrix} K_{k \times k}^R & K_{k \times k}^{Rd} \end{bmatrix}, \quad (16)$$

где K^L, K^{Ld}, K^R, K^{Rd} — диагональные матрицы размером $k \times k$; T, F — уже известные нам модальные матрицы (анализатор и синтезатор форм).

Модальные матрицы можно определять теми же способами, что и в случае управления без наблюдателей.

Альтернативный способ определения модальных матриц. Идея представленного ниже метода впервые предложена автором этой работы ранее в статье [12], однако теоретическое обоснование, а также первые результаты применения и исследование эффективности предложенного метода представлены именно в настоящей статье.

Итак, основная идея предлагаемого метода состоит в том, чтобы определять модальные матрицы не через обращение, а через транспонирование матриц влияния. При этом также производится дополнительная математическая операция — домножение получившихся матриц на диагональные матрицы, задающие степень возбуждения и реагирования системы управления на отдельные формы колебаний объекта. Предложенный способ описывается следующими уравнениями:

$$T_{k \times m} = M_{k \times k}^s (\bar{\Theta}_{m \times k}^s)^T, F_{m \times k} = (\bar{\Theta}_{k \times m}^a)^T M_{k \times k}^a, \quad (17)$$

где $M_{k \times k}^s, M_{k \times k}^a$ — диагональные матрицы, подлежащие определению.

Далее рассмотрим различные варианты задания данных матриц.

Теоретическое обоснование предлагаемого метода можно получить через развитие теории модальных фильтров, изложенной в одной из основополагающих статей по данной тематике [19]. Применим эту теорию к рассматриваемой нами задаче управления изгибными колебаниями балки Бернулли — Эйлера с помощью пьезоэлектрических сенсоров и актуаторов.

Рассмотрим балку длиной l , расположенную вдоль оси x и испытывающую изгибные колебания в плоскости XZ . Представим поперечное смещение точек балки $w(x, t)$ в виде разложения по собственным формам:

$$w(x, t) = \sum_{i=1}^n X_i(x) q_i(t), \quad (18)$$

где сохранены все обозначения, введенные в предыдущих подразделах, а $X_i(x)$ — собственные формы изгибных колебаний балки.

Будем считать, что собственные формы нормированы следующим образом:

$$\int_0^l \rho_l(x) X_i(x) X_j(x) dx = \delta_{ij}, \quad (19)$$

где $\rho_l(x)$ — линейная плотность материала балки, δ_{ij} — символ Кронекера.

Справедливо также условие нормирования для вторых производных форм:

$$\int_0^l EI(x) X_i''(x) X_j''(x) dx = \Omega_i^2 \delta_{ij}, \quad (20)$$

где $EI(x)$ — изгибная жесткость сечений балки.

Работа сенсоров и актуаторов описывается уравнением (2). Будем рассматривать их в виде прямоугольных пьезоэлектрических пластинок, наклеенных парами сенсор-актуатор по обеим сторонам балки.

В таком случае для коэффициентов влияния справедливы соотношения:

$$\Theta_{ij}^s = k^s \Theta_{ij}, \Theta_{ji}^a = k^a \Theta_{ij}, \quad (21)$$

$$\Theta_{ij} = X_j'(x_i^{(2)}) - X_j'(x_i^{(1)}) = \int_{x_i^{(1)}}^{x_i^{(2)}} X_j''(x) dx \approx X_j''(x_i) l_p, \quad (22)$$

где k^s, k^a – коэффициенты соответственно для сенсоров и актуаторов, зависящие от их геометрических параметров и свойств материалов; $x_i^{(1)}, x_i^{(2)}$, x_i – координаты соответственно левого и правого концов, а также центра i -й пары сенсор-актуатор; l_p – длина каждого пьезоэлемента.

Эти величины связаны следующими соотношениями:

$$x_i = \frac{x_i^{(1)} + x_i^{(2)}}{2}, l_p = x_i^{(2)} - x_i^{(1)}. \quad (23)$$

В формуле (22) используется предположение о малости длины сенсоров и актуаторов, что позволяет приближенно заменить интеграл от второй производной собственных форм колебаний балки по длине пьезоэлемента значением данной функции в центральном сечении. Коэффициенты влияния фактически оказываются пропорциональными кривизне отдельных форм колебаний в заданных сечениях. Это объясняется тем, что продольная деформация сенсоров и актуаторов связана именно с изгибной деформацией (т. е. кривизной) соответствующих участков балки.

В статье [19] предлагается вычислять аппроксимацию функции поперечного смещения точек балки $\hat{w}(x, t)$ через оценки данной функции в отдельных сечениях, соответствующих расположению сенсоров, $\hat{w}(x_j, t)$:

$$\hat{w}(x, t) = \sum_{j=1}^m G(x, x_j) \hat{w}(x_j, t), \quad (24)$$

где $G(x, x_j)$ – функции интерполяции, заданные для каждого сенсора.

Идея альтернативного задания матриц, излагаемая в настоящей работе, предполагает несколько измененное определение для функции $\hat{w}(x, t)$:

$$\hat{w}(x, t) = \sum_{j=1}^m \bar{G}(x, x_j) y_j(t). \quad (25)$$

Здесь выполнена модификация: вместо оценки перемещения в местах крепления сенсоров $\hat{w}(x_j, t)$ использованы сигналы самих сенсоров $y_j(t)$. Эта замена объясняется тем, что сенсоры в рассматриваемой задаче измеряют не поперечное смещение сечений балки, как принимается в статье [19], а кривизну балки в этих сечениях, поэтому по их сигналам невозможно получить оценку смещения $\hat{w}(x_j, t)$. Следовательно, функция $\bar{G}(x, x_j)$ приобретает несколько иной смысл, чем функция $G(x, x_j)$ в исходной формуле.

Основное значение в разработке предлагаемого метода имеет формула для определения функций интерполяции $\bar{G}(x, x_j)$.

Нами предлагается следующее определение:

$$\bar{G}(x, x_j) = \sum_{i=1}^k \bar{M}_i^s X_i(x) X_i''(x_j). \quad (26)$$

Таким образом, функция интерполяции для каждого из сенсоров представляет собой комбинацию собственных форм колебаний балки, где вес каждой из форм пропорционален кривизне данной формы в сечении балки, соответствующем данному сенсору (т. е. фактически соответствующему коэффициенту влияния Θ_{ji}). Кроме того, вклад различных форм регулируется коэффициентами \bar{M}_i^s . Далее рассмотрим несколько вариантов их определения.

Из условия ортогональности и нормировки собственных форм (19) можно получить следующее выражение для оценки i -й обобщенной координаты:

$$\hat{q}_i(t) = \int_0^l \rho_l(x) X_i(x) \hat{w}(x, t) dx. \quad (27)$$

Подставив сюда выражения (25) и (26), а также учитывая условие (19) и определение анализатора форм (3), получим следующее выражение для компонент данной матрицы:

$$T_{ij} = \int_0^l \rho_l(x) X_i(x) \bar{G}(x, x_j) dx = \bar{M}_i^s X_i''(x_j) = \frac{\bar{M}_i^s}{l_p} \Theta_{ji} = \frac{\bar{M}_i^s}{l_p k^s} \Theta_{ji}^s. \quad (28)$$

Таким образом мы получили выражение для матрицы T , совпадающее с формулой (17). При этом коэффициенты связаны следующим образом:

$$\bar{M}_i^s = l_p k^s M_i^s. \quad (29)$$

Далее рассмотрим, как определять эти нормирующие коэффициенты. Для этого вспомним стандартное определение матрицы T – уравнение (5). Оно предполагает, что на диагонали матрицы, которая представляет собой произведение матриц T и Θ_s , стоят единицы, т. е. выполняется следующее равенство:

$$\sum_{j=1}^m T_{ij} \Theta_{ji}^s = \frac{k^s}{l_p} \bar{M}_i^s \sum_{j=1}^m (\Theta_{ji}^s)^2 = 1. \quad (30)$$

Отсюда следует первый вариант нормирования – подгоночный:

$$\bar{M}_i^s = \frac{l_p}{k^s} \cdot \frac{1}{\sum_{j=1}^m (\Theta_{ji}^s)^2} = \frac{l_p}{k^s} M_i, \quad M_i^s = \frac{\bar{M}_i^s}{l_p k^s} = \frac{1}{(k^s)^2} M_i, \quad (31)$$

где введены компоненты диагональной нормирующей матрицы M_i :

$$M_i = \frac{1}{\sum_{j=1}^m (\Theta_{ji}^s)^2}. \quad (32)$$

Для нахождения матрицы – синтезатора форм (F), нормирующая матрица M^a из уравнения (17) будет определяться аналогично выражению (31):

$$M_i^a = \frac{1}{(k^a)^2} M_i. \quad (33)$$

Второй вариант определения нормирующих матриц – асимптотический. При его выводе используется предположение, что сенсоров и актуаторов достаточно много и сумму квадратов вторых производных форм колебаний можно заменить средним значением данной функции по длине балки, умноженным на число пьезоэлементов:

$$\sum_{j=1}^m (\Theta_{ji}^s)^2 = l_p^2 \sum_{j=1}^m (X_i''(x_j))^2 \approx \frac{l_p^2 m}{l} \int_0^l (X_i''(x))^2 dx = \frac{l_p^2 m \Omega_i^2}{lEI}. \quad (34)$$

В таком случае компоненты диагональной нормирующей матрицы примут следующий вид:

$$M_i = \frac{EI}{\Omega_i^2 l_p^2 m}. \quad (35)$$

Наконец, еще один вариант нормирования – тривиальный (фактически – отсутствие нормирования), где матрица M принимается единичной:

$$M = I_{k \times k}. \quad (36)$$

Предложенный метод определения модальных матриц, вне зависимости от способа определения нормирующей матрицы, значительно проще стандартного метода (8) с точки зрения вычислений. Он также обладает еще одним преимуществом: в случае изменения числа управляемых форм (при сохранении системы сенсоров и актуаторов) нет необходимости полностью пересчитывать модальные матрицы, как при использовании стандартного метода; следует лишь добавить к ним или убрать соответствующие столбцы или строки.

Может возникнуть естественный вопрос, различны ли фундаментально стандартный и альтернативный подходы к определению модальных матриц; а если ответ положительный, то как такое возможно, если оба подхода призваны решать одну и ту же задачу.

Данное кажущееся противоречие объясняется просто: при увеличении числа сенсоров и актуаторов и их равномерном распределении по всему объекту управления, результаты

применения данных подходов сходятся, поскольку в этом случае столбцы матрицы Θ становятся ортогональными друг другу и результаты обращения данной матрицы и ее транспонирования (при условии использования первого варианта нормирования (32)) становятся идентичными.

В связи с этим замечанием, наибольшая разница между рассматриваемыми подходами к определению модальных матриц проявляется в том случае, когда число используемых сенсоров и актуаторов оказывается малым. Именно такой случай и рассматривается далее: количество пар пьезоэлементов в поставленной задаче принимается равным двум.

Кроме самой формулировки предложенного подхода, новизна настоящего исследования заключается и в том, что в нем изучается случай, когда число форм, по которым ведется управление, превышает число пар сенсор-актуатор ($k > m$), в то время как традиционно в литературе о модальном управлении [14, 15] рассматривается обратный вариант ($k \leq m$). Это означает, что в рассмотренных ниже системах моды, по которым ведется управление, не могут быть строго отделены друг от друга, что еще усложняет задачу определения модальных матриц и повышает актуальность исследования альтернативных подходов к решению этой задачи.

Постановка задачи

Задача, решаемая в настоящей работе, предполагает гашение вынужденных изгибных колебаний тонкой алюминиевой балки, упруго зашпемленной в промежуточном сечении, с использованием пьезоэлектрических сенсоров и актуаторов, наклеенных на балку на определенных участках. Эта задача уже рассматривалась ранее в ряде работ автора данной статьи с соавторами: сначала в экспериментальном исследовании [16], затем – в численных [12, 17, 18], где ставилась цель как можно точнее смоделировать процессы, происходящие в эксперименте.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Балка 1 сечением 3×35 мм и длиной 70 см расположена вертикально и закреплена в одной точке на расстоянии 10 см от нижнего конца. Пьезоэлектрический стержень-толкатель 2 входит в конструкцию закрепления, соединяющую балку с неподвижным основанием 3. Продольные колебания толкателя, возникающие при подаче на него переменного электрического напряжения с некоторой частотой, вызывают вибрацию точки закрепления балки. Такая вибрация выступает в качестве внешнего возбуждения, с последствиями которого и должна бороться система управления.

В состав системы управления входят две пары сенсор-актуатор (4 – сенсоры, 5 – актуаторы) – тонкие прямоугольные пьезоэлектрические пластинки размером 50×30 мм, покрытые электродами с двух сторон.

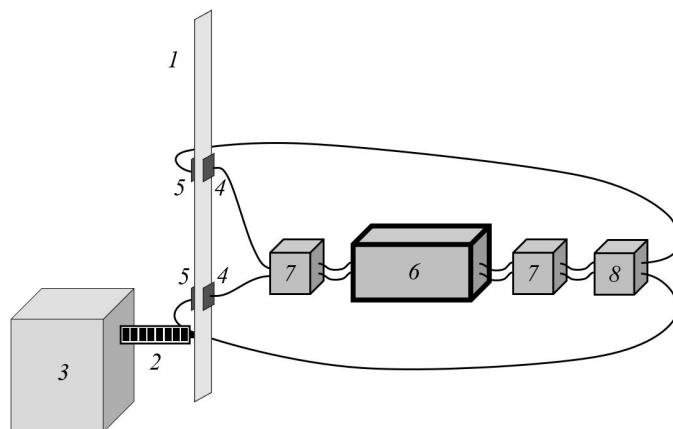


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

- 1 – алюминиевая балка; 2 – пьезоэлектрический стержень-толкатель;
- 3 – неподвижное основание; 4 – сенсоры; 5 – актуаторы;
- 6 – дискретный контроллер; 7 – фильтры нижних частот; 8 – усилитель



Помимо дискретного контроллера 6, преобразующего измеренные сигналы в управляющие, в цепь управления входят дополнительные элементы — фильтры нижних частот 7, а также усилитель 8. Фильтры сглаживают высокочастотные составляющие сигнала, возникающие из-за его дискретизации в контроллере, и в целом повышают устойчивость замкнутой системы; усилитель повышает амплитуду управляющего сигнала перед подачей на актуаторы в 25 раз.

При численном моделировании замкнутой системы частотные характеристики фильтров и усилителя также учитываются [12], что отличает настоящее исследование от большинства численных исследований по данной тематике.

Изначально в эксперименте и последующих численных исследованиях, где синтезировались системы управления без наблюдателей, цель управления состояла в том, чтобы гасить вынужденные изгибные колебания балки только на первом и втором резонансах. В связи с этим и расположение сенсоров и актуаторов на балке выбиралось в соответствии с данной целью [16]. Однако в самых последних наших исследованиях, начиная со статьи [12], рассматриваются в том числе более эффективные модальные системы с наблюдателями, позволяющие увеличить количество форм колебаний балки, по которым ведется управление, при сохранении числа и расположения сенсоров и актуаторов. Поэтому для таких систем цель управления была сформулирована как гашение вынужденных колебаний балки на трех низших резонансах.

Мониторинг эффективности управления в эксперименте осуществлялся с помощью лазерного виброметра, измеряющего амплитуду колебаний точки на верхнем конце балки (поскольку именно эта точка при вынужденных колебаниях балки перемещается больше всего).

На первом этапе численного моделирования замкнутой системы создается конечно-элементная модель объекта управления (балки с пьезоэлементами и конструкцией закрепления), анализ которой позволяет получить частотные характеристики объекта [17]. Далее для каждого варианта тестируемой системы управления на основе частотных характеристик как объекта, так и самой СУ вычисляются частотные характеристики замкнутой системы [17]. Для определения эффективности управления анализируется амплитудно-частотная характеристика перемещения точки на верхнем конце балки.

Синтез систем управления

Задача настоящего исследования — синтезировать в рамках рассматриваемых подходов оптимальные СУ, т. е. наиболее эффективно выполняющие поставленную цель управления. Для этого при задании систем управления применяется процедура оптимизации [17, 18], которая позволяет варьировать параметры СУ и подбирать их оптимальные комбинации, соблюдая при этом условие устойчивости замкнутой системы.

В качестве критерия оптимизации выступает либо высота одного конкретного резонансного пика на амплитудно-частотной характеристике балки (которая соответствует перемещению точки на верхнем конце), либо сумма амплитуд колебаний (в децибелах) на соответствующих резонансных пиках в случае, когда система должна гасить колебания на нескольких резонансах.

Для анализа устойчивости замкнутой системы используется критерий Найквиста, модифицированный для случая нескольких контуров управления [17].

На первом этапе синтеза СУ как с наблюдателями, так и без них, задаются модальные матрицы — анализатор и синтезатор форм (T и F). Они определяются различными способами, рассмотренными выше в данной статье. Затем для каждой комбинации модальных матриц с использованием процедуры оптимизации синтезируются законы управления: для систем без наблюдателей это частотные фильтры $R_1(s)$ и $R_2(s)$ (см. формулу (4)), а для СУ с наблюдателями — диагональные матрицы K^L , K^{Ld} , K^R и K^{Rd} , входящие в определение матриц наблюдения L и управления R (см. выражения (16)). При этом задаются различные цели управления: как гашение колебаний балки на каждом резонансе по отдельности, так и их гашение сразу на нескольких резонансах.

Рассмотрим подробнее разные варианты задания модальных матриц, использованные в данном исследовании. Будем считать, что для матриц влияния справедливы равенства (21). В таком случае глобально возможны два варианта определения матриц.

Первый способ – обращение (или псевдообращение) (8):

$$T = (\Theta^s)^+ = k^s \Theta^+, F = (\Theta^a)^+ = k^a (\Theta^T)^+. \quad (37)$$

Второй способ – транспонирование с домножением на матрицу M (см. выражения (31, 33)):

$$T = \frac{1}{(k^s)^2} M (\Theta^s)^T = \frac{1}{k^s} M \Theta^T, F = \frac{1}{(k^a)^2} (\Theta^a)^T M = \frac{1}{k^a} \Theta M. \quad (38)$$

Из модели объекта получены следующие матрицы влияния для случаев управления по двум или трем формам:

$$\Theta_{2 \times 2} = \begin{bmatrix} 3,659 & -17,07 \\ 1,187 & 17,76 \end{bmatrix}, \Theta_{2 \times 3} = \begin{bmatrix} 3,659 & -17,07 & 21,48 \\ 1,187 & 17,76 & 10,09 \end{bmatrix}. \quad (39)$$

Нормирующая матрица M определялась одним из трех способов (см. формулы (32), (35), (36)) (при управлении по двум формам последние строка и столбец убираются):

$$\begin{cases} M^{triv} = I_{3 \times 3}, M^{asympt} = \text{diag}\{0,574 & 0,0159 & 0,00223\}, \\ M^{fit} = \text{diag}\{0,0676 & 0,00165 & 0,00178\}. \end{cases} \quad (40)$$

Здесь для анализа больший интерес представляют не сами модальные матрицы, а результат их умножения на соответствующие матрицы влияния; обозначим его как $\tilde{\Theta}$. Для наилучшего разделения форм матрица $\tilde{\Theta}$ должна иметь по возможности максимальное сходство с единичной.

В случае управления по двум формам ($k = 2$) и обращения матриц влияния это требование выполняется:

$$\tilde{\Theta}_{2 \times 2}^{inv} = T \Theta^s = (\Theta^a F)^T = I_{2 \times 2}. \quad (41)$$

Далее представлены матрицы, соответствующие псевдообращению и различным вариантам нормирования при транспонировании для $k = 3$: тривиальному, асимптотическому и подгоночному (матрицы для $k = 2$ можно получить, если убрать у данных матриц последние строку и столбец):

$$\begin{cases} \tilde{\Theta}^{inv} = \begin{bmatrix} 0,0236 & -0,0201 & 0,150 \\ -0,0201 & 1,00 & 0,00310 \\ 0,150 & 0,00310 & 0,977 \end{bmatrix}, \tilde{\Theta}^{triv} = \begin{bmatrix} 14,8 & -41,4 & 90,6 \\ -41,4 & -607 & -187 \\ 90,6 & -187 & 563 \end{bmatrix}, \\ \tilde{\Theta}^{asympt} = \begin{bmatrix} 8,49 & -23,8 & 52,0 \\ -0,658 & 9,65 & -2,98 \\ 0,202 & -0,417 & 1,25 \end{bmatrix}, \tilde{\Theta}^{fit} = \begin{bmatrix} 1,00 & -2,80 & 6,12 \\ -0,0682 & 1,00 & -0,309 \\ 0,161 & -0,333 & 1,00 \end{bmatrix}. \end{cases} \quad (42)$$

Как видно из полученных формул, разные варианты определения модальных матриц приводят к существенно различающимся результатам разделения форм колебаний балки в системе управления. Далее будет сравниваться эффективность рассмотренных подходов.

Сравнение результатов работы различных систем управления

В данном разделе приводятся результаты работы синтезированных систем управления. Примеры законов управления для СУ, основанных на методе модальных и частотных фильтров, приведены в статье [18], а для СУ с наблюдателями – в статье [12].

Результаты гашения вынужденных колебаний балки на первом (I) и втором (II) резонансах для систем без наблюдателей представлены в табл. 1. Для таких СУ при определении модальных матриц методом транспонирования неважно, какой метод нормировки

использовать, поскольку различные варианты дают один и тот же результат при соответствующем выборе коэффициентов усиления в законах управления в каждом из контуров. Для каждого варианта определения модальных матриц (обращение или транспонирование) синтезировались СУ, эффективные только на первом или втором резонансах по отдельности либо на обоих резонансах вместе.

Таблица 1

**Снижение резонансных амплитуд колебаний балки
для различных систем управления (без наблюдателей)**

Определение модальных матриц			Гашение	Снижение амплитуды, дБ, на резонансе	
Случай	T	F		I (Δy_1)	II (Δy_2)
1	Tr	Inv	отдельно	32,04	30,84
			вместе	32,00	31,05
2	Tr	Tr	отдельно	32,31	31,41
			вместе	32,32	29,9
3	Inv	Tr	отдельно	32,72	31,48
			вместе	32,72	31,48
4	Tr	Inv	отдельно	32,77	31,45
			вместе	32,77	31,50

Обозначения: T , F – анализатор и синтезатор форм, соответственно;
Tr, Inv – транспонирование и обращение матриц влияния, соответственно.

Из представленных данных видно, что наиболее эффективное гашение колебаний на обоих резонансах достигается в том случае, когда одна из модальных матриц определяется обращением, а другая – транспонированием (случаи 3 и 4), последний случай немного более эффективен.

В табл. 2 представлены результаты работы различных СУ с наблюдателями на первых трех резонансах. Для каждой комбинации модальных матриц рассмотрено два случая: управление только по двум ($k = 2$) или по всем трем формам ($k = 3$). В каждом из этих случаев были рассмотрены различные варианты нормирования: при $k = 3$ – все три варианта, при $k = 2$ – только тривиальный и асимптотический, так как в этом случае разница между асимптотическим и подгоночным случаями практически отсутствует. В табл. 2 жирным шрифтом выделены наилучшие результаты гашения колебаний на каждом из резонансов для каждой комбинации модальных матриц.

На рис. 2 представлены амплитудно-частотные характеристики замкнутой системы, где в качестве отслеживаемой величины выступает амплитуда колебаний точки на верхнем конце балки, вблизи каждого из трех низших резонансов. Сравнивается эффективность четырех СУ, соответствующих каждой из комбинаций модальных матриц в случае подгоночного нормирования при одновременном гашении колебаний на трех резонансах.

Необходимо отметить, что разница между всеми рассмотренными вариантами определения модальных матриц невелика – при управлении с наблюдателями она находится в пределах нескольких децибел, без наблюдателей – около децибела. Таким образом, в этом отношении у изученных подходов к управлению наблюдается робастность. Для систем с наблюдателями наиболее эффективные комбинации матриц – также 3 и 4, причем последняя опять предпочтительнее: она позволяет наиболее эффективно гасить первый и третий резонансы, в то время как комбинация 3 – гасить второй резонанс.

В среднем, результаты для случаев асимптотического и подгоночного нормирования – лучше, чем для тривиального: для комбинации 2 модальных матриц лучше

Таблица 2

Снижение резонансных амплитуд колебаний балки для различных систем управления (с наблюдателями)

Определение модальных матриц			k	Нормирование	Снижение амплитуды, дБ, на резонансе		
Случай	T	F			I (Δy_1)	II (Δy_2)	III (Δy_3)
1	Inv	Inv	2	—	34,75	35,66	-
			3	—	36,50	36,52	22,85
2	Tr	Tr	2	<i>triv</i>	36,44	36,55	—
				<i>asypm</i>	36,68	36,53	—
			3	<i>triv</i>	35,48	37,02	23,91
				<i>asypm</i>	36,33	36,95	23,88
				<i>fit</i>	36,18	36,99	22,75
3	Inv	Tr	2	<i>triv</i>	35,97	31,76	—
				<i>asypm</i>	36,06	31,86	—
			3	<i>triv</i>	36,18	37,09	21,99
				<i>asypm</i>	36,78	38,23	21,69
				<i>fit</i>	36,73	38,33	21,83
4	Tr	Inv	2	<i>triv</i>	36,93	36,98	—
				<i>asypm</i>	36,94	37,18	—
			3	<i>triv</i>	37,68	37,65	24,28
				<i>asypm</i>	37,86	37,62	24,35
				<i>fit</i>	37,93	37,64	24,46

Обозначения: k — количество форм; $triv$, $asyp$, fit — тривиальный, асимптотический и подгоночный варианты нормирования при транспонировании.

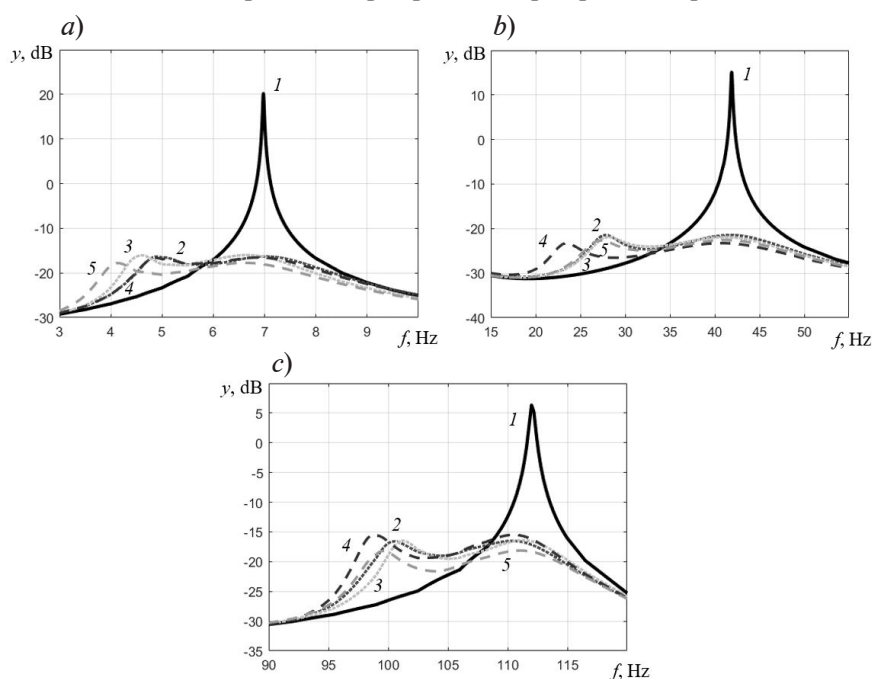


Рис. 2. Амплитудно-частотные характеристики балки для разных систем управления (с наблюдателями) вблизи I (а), II (б) и III (в) резонансов: без управления (кривые 1) и для случаев определения модальных матриц 1 – 4 (кривые 2 – 5) (определения 1 – 4 матриц см. в табл. 2)



асимптотическое, для комбинаций 3 и 4 – подгоночное. Но в целом способ нормирования играет меньшую роль, чем способ определения матриц (обращение или транспонирование). Также стоит отметить, что в среднем первые два резонанса гасятся лучше при управлении по трем формам ($k = 3$), чем по двум ($k = 2$).

Кроме этого, проведенное исследование подтверждает вывод работы [12]: управление с наблюдателями остается существенно более эффективным, чем на основе модальных и частотных фильтров, для любых вариантов определения модальных матриц, к тому же оно позволяет гасить колебания на большем числе резонансов, превышающем количество сенсоров и актуаторов.

Заключение

В работе рассмотрены различные способы определения модальных матриц при реализации модального подхода к управлению распределенными системами. Наряду с традиционным способом, предполагающим обращение матриц влияния, был обоснован и исследован альтернативный способ, заключающийся в транспонировании данных матриц с последующим нормированием. На примере численного решения задачи о гашении вынужденных изгибных колебаний тонкой металлической балки было показано, что наилучший результат управления достигается при комбинированном использовании рассмотренных методов, когда матрица «анализатор форм» вычисляется транспонированием, а матрица «синтезатор форм» – обращением. Полученный вывод справедлив для систем как с наблюдателями, так и на основе модальных и частотных фильтров. Кроме того, показано, что нормирование модальных матриц при их определении через транспонирование позволяет улучшить результат управления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pusch M., Ossmann D., Luspay T. Structured control design for a highly flexible flutter demonstrator // *Aerospace*. 2019. Vol. 6. No. 3. Pp. 27–46.
2. Carvalhal R., Silva S., Lopes V. Modal control applications in intelligent truss structures // *ABCM Symposium Series in Mechatronics*. 2004. Vol. 1. January. Pp. 304–310.
3. Chomette B., Chesne S., Remond D., Gaudiller L. Damage reduction of on-board structures using piezoelectric components and active modal control – application to a printed circuit board // *Mechanical Systems and Signal Processing*. 2010. Vol. 24. No. 2. Pp. 352–364.
4. Zenz G., Berger W., Gerstmayr J., Nader M., Krommer M. Design of piezoelectric transducer arrays for passive and active modal control of thin plates // *Smart Structures and Systems*. 2013. Vol. 12. No. 5. Pp. 547–577.
5. Peukert C., Pöhlmann P., Merx M., Müller J., Ihlenfeldt S. Investigation of local and modal based active vibration control strategies on the example of an elastic system // *Journal of Machine Engineering*. 2019. Vol. 19. No. 2. Pp. 32–45.
6. Lee C.-K., Moon F. C. Modal sensors/actuators // *Journal of Applied Mechanics*. 1990. Vol. 57. No. 2. Pp. 434–441.
7. Donoso A., Bellido J. C. Systematic design of distributed piezoelectric modal sensors/actuators for rectangular plates by optimizing the polarization profile // *Structural and Multidisciplinary Optimization*. 2009. Vol. 38. No. 4. Pp. 347–356.
8. Guo X., Jiang J. Optimization of actuator placement in a truss-cored sandwich plate with independent modal space control // *Smart Materials and Structures*. 2011. Vol. 20. No. 11. 115011.
9. Sharma M., Singh S. P., Sachdeva B. L. Modal control of a plate using a fuzzy logic controller // *Smart Materials and Structures*. 2007. Vol. 16. No. 4. Pp. 1331–1341.
10. Lu J., Wang P., Zhan Z. Active vibration control of thin-plate structures with partial SCLD treatment // *Mechanical Systems and Signal Processing*. 2017. Vol. 84. Part A. Pp. 531–550.
11. Katz R., Fridman E. Delayed finite-dimensional observer-based control of 1D parabolic PDEs via reduced-order LMIs // *Automatica*. 2022. Vol. 142. August. P. 110341.
12. Федотов А. В., Беляев А. К., Полянский В. А. Численное исследование эффективности метода модальных фильтров и метода наблюдателей при реализации модального управления колебаниями упругих систем // *Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки*. 2023. Т. 16. № 3. С. 160–176.

13. **Беляев А. К., Полянский В. А., Смирнова Н. А., Федотов А. В.** Процедура идентификации при модальном управлении распределенным упругим объектом // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2017. Т. 10. № 2. С. 69–81.
14. **Gawronski W.** Modal actuators and sensors // *Journal of Sound and Vibration*. 2000. Vol. 229. No. 4. Pp. 1013–1022.
15. **Friswell M. I.** On the design of modal actuators and sensors // *Journal of Sound and Vibration*. 2001. Vol. 241. No. 3. Pp. 361–372.
16. **Belyaev A. K., Fedotov A. V., Irschik H., Nader M., Polyanskiy V. A., Smirnova N. A.** Experimental study of local and modal approaches to active vibration control of elastic systems // *Structural Control and Health Monitoring*. 2018. Vol. 25. No. 8. P. e2105.
17. **Федотов А. В.** Численное моделирование гашения колебаний распределенной системы с помощью пьезоэлементов // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2019. Т. 12. № 1. С. 142–155.
18. **Fedotov A. V., Belyaev A. K., Polyanskiy V. A., Smirnova N. A.** Local, modal and shape control strategies for active vibration suppression of elastic systems: Experiment and numerical simulation // V. A. Polyanskiy, A. K. Belyaev (Eds.). *Mechanics and Control of Solids and Structures (Book Series: Advanced Structured Materials. Vol. 164)*. Cham, Switzerland: Springer, 2022. Pp. 151–169.
19. **Meirovitch L., Baruh H.** The implementation of modal filters for control of structures // *Journal of Guidance, Control, and Dynamics*. 1985. Vol. 8. No. 6. Pp. 707–716.

REFERENCES

1. **Pusch M., Ossmann D., Luspay T.**, Structured control design for a highly flexible flutter demonstrator, *Aerospace*. 6 (3) (2019) 27–46.
2. **Carvalho R., Silva S., Lopes V.**, Modal control applications in intelligent truss structures, *ABCM Symp. Ser. Mechatron.* 1 (Jan) (2004) 304–310.
3. **Chomette B., Chesne S., Remond D., Gaudiller L.**, Damage reduction of on-board structures using piezoelectric components and active modal control – application to a printed circuit board, *Mech. Syst. Signal Proc.* 24 (2) (2010) 352–364.
4. **Zenz G., Berger W., Gerstmayr J., et al.**, Design of piezoelectric transducer arrays for passive and active modal control of thin plates, *Smart Struct. Syst.* 12 (5) (2013) 547–577.
5. **Peukert C., Pöhlmann P., Merx M., et al.**, Investigation of local and modal based active vibration control strategies on the example of an elastic system, *J. Mach. Eng.* 19 (2) (2019) 32–45.
6. **Lee C.-K., Moon F. C.**, Modal sensors/actuators, *J. Appl. Mech.* 57 (2) (1990) 434–441.
7. **Donoso A., Bellido J. C.**, Systematic design of distributed piezoelectric modal sensors/actuators for rectangular plates by optimizing the polarization profile, *Struct. Multidisc. Optim.* 38 (4) (2009) 347–356.
8. **Guo X., Jiang J.**, Optimization of actuator placement in a truss-cored sandwich plate with independent modal space control, *Smart Mater. Struct.* 20 (11) (2011) 115011.
9. **Sharma M., Singh S. P., Sachdeva B. L.**, Modal control of a plate using a fuzzy logic controller, *Smart Mater. Struct.* 16 (4) (2007) 1331–1341.
10. **Lu J., Wang P., Zhan Z.**, Active vibration control of thin-plate structures with partial SCLD treatment, *Mech. Syst. Signal Process.* 84 (A) (2017) 531–550.
11. **Katz R., Fridman E.**, Delayed finite-dimensional observer-based control of 1D parabolic PDEs via reduced-order LMIs, *Autom.* 142 (August) (2022) 110341.
12. **Fedotov A. V., Belyaev A. K., Polyanskiy V. A.**, Numerical study of the efficiency of modal filter method and observer method for implementation of modal control of vibrations of elastic systems, *St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics*. 16 (3) (2023) 160–176 (in Russian).
13. **Belyaev A. K., Polyanskiy V. A., Smirnova N. A., Fedotov A. V.**, Identification procedure in the modal control of a distributed elastic system, *St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics*. 10 (2) (2017) 69–81.
14. **Gawronski W.**, Modal actuators and sensors, *J. Sound Vib.* 229 (4) (2000) 1013–1022.
15. **Friswell M. I.**, On the design of modal actuators and sensors, *J. Sound Vib.* 241 (3) (2001) 361–372.

16. Belyaev A. K., Fedotov A. V., Irschik H., et al., Experimental study of local and modal approaches to active vibration control of elastic systems, Struct. Control Health Monit. 25 (8) (2018) e2105.
17. Fedotov A. V., The damping of the distributed system vibrations using piezoelectric transducers: simulation, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 12 (1) (2019) 142–155 (in Russian).
18. Fedotov A. V., Belyaev A. K., Polyanskiy V. A., Smirnova N. A., Local, modal and shape control strategies for active vibration suppression of elastic systems: experiment and numerical simulation, In book: V. A. Polyanskiy, A. K. Belyaev (Eds.). Mechanics and Control of Solids and Structures (Book Series: Advanced Structured Materials. Vol. 164). Springer, Cham, Switzerland (2022) 151–169.
19. Meirovitch L., Baruh H., The implementation of modal filters for control of structures, J. Guid. Control. Dynam. 8 (6) (1985) 707–716.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРЕ

ФЕДОТОВ Александр Васильевич — кандидат технических наук, старший научный сотрудник лаборатории мехатроники Института проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия. 199178, Россия, г. Санкт-Петербург, Большой проспект В. О., 61.
alvafed@yandex.ru
ORCID: 0000-0001-6028-7566

THE AUTHOR

FEDOTOV Aleksandr V.
Institute for Problems of Mechanical Engineering of RAS
61, Bolshoi Ave. V. Isl., St. Petersburg, 199178, Russia
alvafed@yandex.ru
ORCID: 0000-0001-6028-7566

Статья поступила в редакцию 29.09.2023. Одобрена после рецензирования 24.11.2023. Принята 24.11.2023.
Received 29.09.2023. Approved after reviewing 24.11.2023. Accepted 24.11.2023.

Научное издание

**НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ВЕДОМОСТИ САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКОГО
ГОСУДАРСТВЕННОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО УНИВЕРСИТЕТА.
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ НАУКИ**

**«ST. PETERSBURG STATE POLYTECHNICAL UNIVERSITY JOURNAL.
PHYSICS AND MATHEMATICS»
ТОМ 17, № 1, 2024**

Учредитель и издатель – Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»

Журнал зарегистрирован Федеральной службой по надзору в сфере информационных технологий и массовых коммуникаций (Роскомнадзор).
Свидетельство о регистрации ПИ № ФС77-51457 от 19.10.2012 г.

Редакция

д-р физ.-мат. наук, профессор *В. К. Иванов* – председатель ред. коллегии
д-р физ.-мат. наук, профессор *А. Э. Фотиади* – зам. председателя ред. коллегии
д-р физ.-мат. наук, профессор *В. В. Дубов*
д-р физ.-мат. наук, профессор *П. А. Карасёв*
канд. физ.-мат. наук, доцент *В. М. Капралова*
канд. физ.-мат. наук *О. А. Яцурижнская* – научный редактор, корректор
А. С. Колгатина – переводчик
Н. А. Бушманова – ответственный секретарь

Телефон редакции 8 (812) 552-62-16

Сайт <https://physmath.spbstu.ru/>

E-mail: physics@spbstu.ru

Компьютерная верстка *Н. А. Бушмановой*

Подписано в печать 30.03.2024. Формат 60х84/8. Печать цифровая.
Усл. печ. л. Тираж 1000. Заказ .

Отпечатано с готового оригинал-макета, предоставленного ИЦ "ИКИ",
в Издательско-полиграфическом центре
Санкт-Петербургского политехнического университета.
195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29.
Тел.: (812) 552-77-17; 550-40-14.

УСЛОВИЯ ПУБЛИКАЦИИ СТАТЕЙ
в журнале «Научно-технические ведомости
Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.
Физико-математические науки»

1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Журнал «Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Физико-математические науки» является периодическим печатным научным рецензируемым изданием. Зарегистрирован в Федеральной службе по надзору в сфере информационных технологий и массовых коммуникаций (Свидетельство ПИ №ФС77-52144 от 11 декабря 2012 г.) и распространяется по подписке агентства «Роспечать» (индекс издания 71823).

С 2008 года журнал издавался в составе сериального издания "Научно-технические ведомости СПбГПУ". **Сохраняя преемственность и продолжая научные и публикационные традиции сериального издания «Научно-технические ведомости СПбГПУ», журнал издавали под сдвоенными международными стандартными сериальными номерами ISSN 1994-2354 (сериальный) 2304-9782.** В 2012 году он зарегистрирован как самостоятельное периодическое издание **ISSN 2304-9782** (Свидетельство о регистрации ПИ № ФС77-52144 от 11 декабря 2012 г.). С 2012 г. начат выпуск журнала в двуязычном оформлении.

Издание входит в Перечень ведущих научных рецензируемых журналов и изданий (перечень ВАК) и принимает для печати материалы научных исследований, а также статьи для опубликования основных результатов диссертаций на соискание ученой степени доктора наук и кандидата наук по следующим основным научным направлениям: **Физика, Математика, Механика**, включая следующие шифры научных специальностей: 1.1.8., 1.1.9., 1.3.2., 1.3.3., 1.3.4., 1.3.5., 1.3.6., 1.3.7., 1.3.8., 1.3.11., 1.3.19.

Журнал представлен в Реферативном журнале ВИНТИ РАН и включен в фонд научно-технической литературы (НТЛ) ВИНТИ РАН, а также в международную систему по периодическим изданиям «Ulrich's Periodicals Directory». Индексирован в базах данных «Российский индекс научного цитирования» (РИНЦ), Web of Science (Emerging Sources Citation Index).

Периодичность выхода журнала – 4 номера в год.

Редакция журнала соблюдает права интеллектуальной собственности и со всеми авторами научных статей заключает издательский лицензионный договор.

2. ТРЕБОВАНИЯ К ПРЕДСТАВЛЯЕМЫМ МАТЕРИАЛАМ

2.1. Оформление материалов

1. Рекомендуемый объем статей – 12-20 страниц формата А-4 с учетом графических вложений. Количество графических вложений (диаграмм, графиков, рисунков, фотографий и т.п.) не должно превышать шести.

2. Число авторов статьи, как правило, не должно превышать пяти человек.

3. Авторы должны придерживаться следующей обобщенной структуры статьи: вводная часть (актуальность, существующие проблемы – объем 0,5 – 1 стр.); основная часть (постановка и описание задачи, методика исследования, изложение и обсуждение основных результатов); заключительная часть (предложения, выводы – объем 0,5 – 1 стр.); список литературы (оформление по ГОСТ 7.0.5-2008).

В списки литературы **рекомендуется** включать ссылки на научные статьи, монографии, сборники статей, сборники конференций, электронные ресурсы с указанием даты обращения, патенты.

Как правило, **нежелательны** ссылки на диссертации и авторефераты диссертаций (такие ссылки допускаются, если результаты исследований еще не опубликованы, или не представлены достаточно подробно).

В списки литературы **не рекомендуется** включать ссылки на учебники, учебно-методические пособия, конспекты лекций, ГОСТы и др. нормативные документы, на законы и постановления, а также на архивные документы (если все же необходимо указать такие источники, то они оформляются в виде сносок).

Рекомендуемый объем списка литературы для обзорных статей – не менее 50 источников, для остальных статей – не менее 10.

Доля источников давностью менее 5 лет должна составлять не менее половины. Допустимый процент самоцитирования – не выше 10 – 20. Объем ссылок на зарубежные источники должен быть не менее 20%.

4. УДК (UDC) оформляется и формируется в соответствии с ГОСТ 7.90-2007.

5. Набор **текста** осуществляется в редакторе **MS Word**.

6. **Формулы** набираются в редакторе MathType (не во встроенном редакторе Word) (мелкие формулы, символы и обозначения набираются без использования редактора формул). **Таблицы** набираются в том же формате, что и основной текст. В тексте буква «ё» заменяется на букву «е» и оставляется только в фамилиях.

7. **Рисунки** (в формате .tiff, .bmp, .jpeg) и **таблицы** оформляются в виде отдельных файлов. Шрифт – **Times New Roman**, размер шрифта основного текста – 14, интервал – 1,5. Таблицы большого размера могут быть набраны кеглем 12. Параметры страницы: поля слева – 3 см, сверху и снизу – 2 см, справа – 1,5 см. Текст размещается без знаков переноса. Абзацный отступ – 1 см.

2.2. Представление материалов

1. Представление всех материалов осуществляется в электронном виде через электронную редакцию (<http://journals.spbstu.ru>). После регистрации в системе электронной редакции автоматически формируется персональный профиль автора, позволяющий взаимодействовать как с редакцией, так и с рецензентом.

2. Вместе с материалами статьи должно быть представлено экспертное заключение о возможности опубликования материалов в открытой печати.

3. Файл статьи, подаваемый через электронную редакцию, должен содержать только сам текст без названия, списка литературы, аннотации и ключевых слов, фамилий и сведений об авторах. Все эти поля заполняются отдельно через электронную редакцию.

2.3. Рассмотрение материалов

Предоставленные материалы (п. 2.2) первоначально рассматриваются редакционной коллегией и передаются для рецензирования. После одобрения материалов, согласования различных вопросов с автором (при необходимости) редакционная коллегия сообщает автору решение об опубликовании статьи. В случае отказа в публикации статьи редакция направляет автору мотивированный отказ.

При отклонении материалов из-за нарушения сроков подачи, требований по оформлению или как не отвечающих тематике журнала материалы не публикуются и не возвращаются.

Редакционная коллегия не вступает в дискуссию с авторами отклоненных материалов.

При поступлении в редакцию значительного количества статей их прием в очередной номер может закончиться **ДОСРОЧНО**.

E-mail: physics@spbstu.ru,

Тел. редакции 8 (812) 552-62-16.

Сайт журнала: <https://phymath.spbstu.ru/>