



ЖУРНАЛ
БЕЛОРУССКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА

ФИЗИКА

JOURNAL
OF THE BELARUSIAN STATE UNIVERSITY

PHYSICS

Издается с января 1969 г.
(до 2017 г. – под названием «Вестник БГУ.
Серия 1, Физика. Математика. Информатика»)

Выходит три раза в год

3

2018

МИНСК
БГУ

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

- Главный редактор** **АНИЩИК В. М.** – доктор физико-математических наук, профессор; декан физического факультета Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь.
E-mail: anishchik@bsu.by
- Заместитель
главного редактора** **ВОРОПАЙ Е. С.** – доктор физико-математических наук, профессор; заведующий кафедрой лазерной физики и спектроскопии физического факультета Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь.
E-mail: voropay@bsu.by
- Ануфрик С. С.* Гродненский государственный университет им. Янки Купалы, Гродно, Беларусь.
- Бондаренко Г. Г.* Московский институт электроники и математики Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики», Москва, Россия.
- Гусев О. К.* Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь.
- Жуковский П. В.* Люблинский технический университет, Люблин, Польша.
- Казак Н. С.* Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь.
- Кишин С. Я.* Национальная академия наук Беларуси, Минск, Беларусь.
- Кислицын С. Б.* Институт ядерной физики Министерства энергетики Республики Казахстан, Алма-Ата, Казахстан.
- Кононов В. А.* СП «ЛОТИС ТИИ», Минск, Беларусь.
- Кучинский П. В.* НИУ «Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко» Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь.
- Максименко С. А.* НИУ «Институт ядерных проблем» Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь.
- Малый С. В.* Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь.
- Маяревич А. М.* Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь.
- Маскевич С. А.* Международный государственный экологический институт им. А. Д. Сахарова Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь.
- Машилан М.* Оломоуцкий университет им. Палацкого, Оломоуц, Чехия.
- Патрин А. А.* Кошалинский технический университет, Кошалин, Польша.
- Пенязьков О. Г.* Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова Национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь.
- Пилипенко В. А.* Государственный центр «Белмикрoанализ» филиала НТЦ «Белмикросистемы» ОАО «Интеграл» – управляющей компании холдинга «Интеграл», Минск, Беларусь.
- Плетьхов В. А.* Брестский государственный университет им. А. С. Пушкина, Брест, Беларусь.
- Погребняк А. Д.* Сумский государственный университет, Сумы, Украина.
- Ремнев Г. Е.* Томский политехнический университет, Томск, Россия.
- Семченко И. В.* Гомельский государственный университет им. Франциска Скорины, Гомель, Беларусь.
- Толстик А. Л.* Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь.
- Федосюк В. М.* ГНПО «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению», Минск, Беларусь.
- Хайнцманн Р.* Институт физической химии Йенского университета, Йена, Германия.
- Шкадаревич А. П.* Научно-производственное унитарное предприятие «Научно-технический центр “ЛЭМТ” БелОМО», Минск, Беларусь.

EDITORIAL BOARD

- | | |
|-------------------------------|--|
| Editor-in-chief | ANISHCHIK V. M. , doctor of science (physics and mathematics), full professor; dean of the faculty of physics of the Belarusian State University, Minsk, Belarus.
E-mail: anishchik@bsu.by |
| Deputy editor-in-chief | VOROPAY E. S. , doctor of science (physics and mathematics), full professor; head of the department of laser physics and spectroscopy of the faculty of physics of the Belarusian State University, Minsk, Belarus.
E-mail: voropay@bsu.by |
-
- | | |
|---------------------------|---|
| Anufrik S. S. | Yanka Kupala State University of Grodno, Grodno, Belarus. |
| Bondarenko G. G. | Moscow Institute of Electronics and Mathematics of the National Research University «Higher School of Economics», Moscow, Russia. |
| Gusev O. K. | Belarusian National Technical University, Minsk, Belarus. |
| Zhukowski P. V. | Lublin University of Technology, Lublin, Poland. |
| Kazak N. S. | B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus. |
| Kilin S. Y. | National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus. |
| Kislitsin S. B. | Institute of Nuclear Physics of the Ministry of Energy of the Republic of Kazakhstan, Almaty, Kazakhstan. |
| Kononov V. A. | «LOTIS TIL», Minsk, Belarus. |
| Kuchinski P. V. | A. N. Sevchenko Institute of Applied Physical Problems of the Belarusian State University, Minsk, Belarus. |
| Maksimenko S. A. | Institute for Nuclear Problems of the Belarusian State University, Minsk, Belarus. |
| Maly S. V. | Belarusian State University, Minsk, Belarus. |
| Malyarevich A. M. | Belarusian National Technical University, Minsk, Belarus. |
| Maskevich S. A. | International Sakharov Environmental Institute of the Belarusian State University, Minsk, Belarus. |
| Maslan M. | Palacký University, Olomouc, Czech Republic. |
| Patryn A. A. | Politechnika Koszalińska, Koszalin, Poland. |
| Penyazkov O. G. | A. V. Luikov Heat and Mass Transfer Institute of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus. |
| Pilipenko V. A. | JSC «Integral», Minsk, Belarus. |
| Pletyukhov V. A. | Brest State University named after A. S. Pushkin, Brest, Belarus. |
| Pogrebnyak A. D. | Sumy State University, Sumy, Ukraine. |
| Remnev G. E. | Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russia. |
| Semchenko I. V. | Francisk Scorina Gomel State University, Gomel, Belarus. |
| Tolstik A. L. | Belarusian State University, Minsk, Belarus. |
| Fedosyuk V. M. | SSPA «Scientific and Practical Materials Research Centre of NAS of Belarus», Minsk, Belarus. |
| Heintzmann R. | Institute of Physical Chemistry of the Jena University, Jena, Germany. |
| Shkadarevich A. P. | Unitary Enterprise «STC «LEMT» of the BelOMO», Minsk, Belarus. |

УДК 535.3;535.135

РАЗРАБОТКА ЛАЗЕРНО-ОПТИЧЕСКОГО, СПЕКТРАЛЬНОГО И НАУЧНО-УЧЕБНОГО ОБОРУДОВАНИЯ, НОВЫХ МАТЕРИАЛОВ И ТЕХНОЛОГИЙ НА КАФЕДРЕ ЛАЗЕРНОЙ ФИЗИКИ И СПЕКТРОСКОПИИ БЕЛОРУССКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА

Е. С. ВОРОПАЙ¹⁾, И. М. ГУЛИС¹⁾, Е. А. МЕЛЬНИКОВА¹⁾, А. Л. ТОЛСТИК¹⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь

Описаны основные разработки в области лазерно-оптического приборостроения, создания новых материалов и технологий, выполненные на кафедре лазерной физики и спектроскопии в рамках государственных научно-технических программ. Отдельные работы проводились совместно с коллективами других подразделений БГУ и научных организаций. Созданы импульсный спектрофлуориметр для кинетических исследований в наносекундном диапазоне; модульный спектрометрический комплекс для учебных и научных применений (регистрация спектров поглощения, комбинационного рассеяния и эмиссионных); гиперспектрометр, обеспечивающий

Образец цитирования:

Воропай ЕС, Гулис ИМ, Мельникова ЕА, Толстик АЛ. Разработка лазерно-оптического, спектрального и научно-учебного оборудования, новых материалов и технологий на кафедре лазерной физики и спектроскопии Белорусского государственного университета. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2018;3:4–19.

For citation:

Voropay ES, Gulis IM, Melnikova EA, Tolstik AL. Designing of optical laser and spectral equipment for research and educational applications, development of new materials and technologies at the laser physics and spectroscopy department of the Belarusian State University. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2018;3:4–19. Russian.

Авторы:

Евгений Семенович Воропай – доктор физико-математических наук, профессор; профессор кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета.

Игорь Михайлович Гулис – доктор физико-математических наук, профессор; профессор кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета.

Елена Александровна Мельникова – кандидат физико-математических наук, доцент; доцент кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета.

Алексей Леонидович Толстик – доктор физико-математических наук, профессор; заведующий кафедрой лазерной физики и спектроскопии физического факультета.

Authors:

Eugeni S. Voropay, doctor of science (physics and mathematics), full professor; professor at the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics.
voropay@bsu.by

Igor M. Gulis, doctor of science (physics and mathematics), full professor; professor at the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics.
gulis@bsu.by

Elena A. Melnikova, PhD (physics and mathematics), docent; associate professor at the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics.
melnikova@bsu.by

Alexei L. Tolstik, doctor of science (physics and mathematics), full professor; head of the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics.
tolstik@bsu.by

регистрацию спектров свечения от множества точек объекта; видеомикроспектрометрический комплекс, предназначенный для анализа спектральных характеристик протяженных объектов; аппаратно-программный комплекс цифровой диагностики для объективной оценки голографических элементов защиты ценных бумаг и документов; идентификатор дифракционных структур с кодирующими элементами, сочетающими голографическую степень защиты с информационными принципами штрихового кодирования; лабораторные комплексы по лазерной физике на базе лазера на иттрийалюминиевом гранате и лазеров с перестраиваемой по частоте генерацией, позволяющие изучить различные динамические режимы и методы перестройки длины волны; лабораторный комплекс по когерентной оптике и голографии, обеспечивающий запись фазовых голограмм с использованием лазеров с диодной накачкой; учебно-научный комплекс по изучению волоконно-оптических систем передачи и обработки информации; лазерно-оптический комплекс для подготовки специалистов в области микро- и нанофотоники. Созданы фотосенсибилизатор нового поколения, применяемый при фотодинамической терапии онкозаболеваний, на основе полиметиновых красителей и фотоактивируемые антимикробные препараты для фотодинамической антимикробной терапии инфекционных заболеваний. Разработана технология послойного анализа защитных и функциональных покрытий с субмикронным разрешением, а также технология производства защитных средств для документной бумаги.

Ключевые слова: лазерная физика; спектроскопия; голография; волоконно-оптические системы; спектрометры; гиперспектроскопия; защита ценных бумаг; фотосенсибилизатор.

DESIGNING OF OPTICAL LASER AND SPECTRAL EQUIPMENT FOR RESEARCH AND EDUCATIONAL APPLICATIONS, DEVELOPMENT OF NEW MATERIALS AND TECHNOLOGIES AT THE LASER PHYSICS AND SPECTROSCOPY DEPARTMENT OF THE BELARUSIAN STATE UNIVERSITY

E. S. VOROPAY^a, I. M. GULIS^a, E. A. MELNIKOVA^a, A. L. TOLSTIK^a

^aBelarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus

Corresponding author: E. S. Voropay (voropay@bsu.by)

This paper presents the main developments in the field of optical laser instrument making, the achievements in the creation of new materials and technologies realized at the laser physics and spectroscopy department within the scope of the state financed research and engineering programs. Some developments have been realized with the colleagues from other divisions of BSU and from other research organizations. The developments include a pulsed spectrofluorimeter for kinetic studies in the nanosecond range; modular spectrometric system for educational and research applications (recording of absorption, emission, and Raman spectra); hyperspectrometer offering recording of luminescence spectra from numerous points of the object; video microspectrometric system for analysis of the spectral characteristics of extended objects; hardware and software for digital diagnostics enabling assessment of the holographic protective elements used at securities and documents; identifier of diffraction structures with the coding elements which combine the principles of holographic protection and bar coding; several laboratory complexes for practical training: in laser physics – based on an yttrium aluminum garnet laser and on lasers with frequency-tunable generation enabling studies of different dynamic modes and methods for the wave tuning; in coherent optics and holography – for recording of phase holograms with the use of diode-pumped lasers; in fiber-optical data processing and transmission; in micro- and nanophotonics. A new-generation photosensitizer for photodynamic therapy of oncologic diseases has been developed on the basis of polymethine dyes; the photoactivated antimicrobial compounds for therapy of infectious diseases have been proposed. A submicron-resolution technology for layer-by-layer analysis of protective and functional coatings has been developed; a technology to produce protective elements for debenture papers has been proposed.

Key words: laser physics; spectroscopy; holography; fiber-optical systems; spectrometers; hyperspectroscopy; protection of securities; photosensitizer.

Кафедра лазерной физики и спектроскопии физического факультета БГУ была создана в 1953 г. (первоначальное название – кафедра спектрального анализа). На протяжении всей истории кафедры ее преподаватели и сотрудники активно и успешно занимались научной работой. На первом этапе развития основным научным направлением кафедры стало исследование ураниловых соединений. Эта тематика была инициирована А. Н. Севченко и продолжена Л. В. Володько, по предложению которого

позднее начались работы по жидкокристаллическим материалам. С 1970-х гг. на кафедре по инициативе А. С. Рубанова и А. В. Чалея развернулись работы по физике лазеров и динамической голографии. Исследования, проводившиеся в те годы, имели главным образом фундаментальный характер. Начиная с 2000-х гг. кафедра активно включилась в выполнение государственных научных и научно-технических программ. Проекты в рамках этих программ имели не только фундаментальную, но и в значительной степени прикладную направленность и были ориентированы на создание современных приборов, новых материалов и технологий. Такой подход к выбору тематики проектов позволил кафедре существенным образом совершенствовать учебно-научную базу, поскольку полученные приборы и аппаратура эффективно использовались в учебном процессе и научных исследованиях. Ниже кратко описаны основные разработки, выполненные на кафедре в последние годы.

Импульсный спектрофлуориметр

В рамках государственных научно-технических программ одним из первых выполнено задание по разработке и изготовлению импульсного спектрофлуориметра: проект «Создать автоматизированный модульный информационно-измерительный комплекс для спектрально-кинетического люминесцентного анализа в экспериментальной физике и биологии» по ГНТП «Разработать и изготовить уникальные приборы и установки для научных исследований». Базовый образец спектрофлуориметра используется на кафедре для учебных целей и в научных исследованиях. Прибор разрабатывался совместно с сотрудниками лаборатории спектроскопии НИУ «Институт прикладных физических проблем имени А. Н. Севченко» БГУ (НИИ ПФП). Авторы и разработчики: Е. С. Воропай, М. П. Самцов, К. Н. Каплевский, А. Е. Радько, К. А. Шевченко.

В основу функционирования разработанного спектрометрического комплекса для спектрально-кинетических измерений в наносекундном временном диапазоне положен статистический одноквантовый метод временного анализа нестационарных потоков люминесценции, образующихся в результате импульсного возбуждения исследуемых объектов [1]. На основе этого метода осуществляется регистрация слабых и предельно слабых (на уровне единичных квантов) световых потоков люминесценции. Комплекс ориентирован на решение широкого круга задач спектрально-кинетического люминесцентного анализа. При разработке прибора использован ряд принципиально новых решений; соответствуя по своим характеристикам аналогичным изделиям зарубежных фирм (*Photochemical Research Associates Inc.*, Канада, и *Edinburg Instruments Ltd.*, Шотландия), он имеет значительно меньшую стоимость. Комплекс построен по модульному принципу (рис. 1), что позволяет совершенствовать его посредством замены отдельных модулей [2]. В качестве источника возбуждения в базовом варианте использована разработанная газоразрядная импульсная лампа, частота следования импульсов которой плавно регулируется [3; 4]. При необходимости через разрядный промежуток может прокачиваться воздух или азот. Длительность импульсов возбуждения по полувысоте в диапазоне от 200 до 500 нм составляет менее 1 нс, в диапазоне от 500 до 800 нм – около 2 нс, число фотонов за вспышку равно 10^{11} – 10^{12} . В спектральном распределении излучения лампы выделяются две области: 250–450 нм (обусловленная в основном свечением газа) и 450–870 нм.

В спектрофлуориметре предусмотрены три основных режима измерения: регистрация кинетики затухания люминесценции; регистрация спектров люминесценции в определенном временном окне (мгновенных спектров); регистрация стационарных спектров флуоресценции (для более эффективной работы в данном режиме целесообразна замена импульсного источника возбуждения на непрерывный). Основные характеристики: спектральный диапазон возбуждения и регистрации 220–800 и 270–800 нм соответственно, временной диапазон 0,5–120,0 нс, минимальное время разрешения 0,2 нс.

Совместно с предприятием «ОПТРОН» разработанный прибор был освоен в производстве в виде малой серии и поставлен в ряд учебно-научных организаций страны.

Модульный спектрометрический комплекс для учебных и научных применений

Спектрометрический комплекс разрабатывался по отраслевой научно-технической программе «Создать учебно-научные модульные комплексы для подготовки специалистов в области наукоемких, высокотехнологичных отраслей промышленности Республики Беларусь» совместно с лабораторией спектроскопии НИИ ПФП имени А. Н. Севченко БГУ (Е. С. Воропай, И. М. Гулис, К. Н. Каплевский, М. П. Самцов, А. Е. Радько, К. А. Шевченко).

Комплекс предназначен для постановки лабораторных практикумов студентов физических, химических, биологических, медицинских и инженерных специальностей по спектроскопии, лазерной физике и технике, аналитическим методам исследования и другим дисциплинам, требующим использования

спектроскопической аппаратуры [5; 6]. Возможно использование модулей комплекса при выполнении научно-исследовательских работ в указанных областях. Данные модули самостоятельно либо в различных комбинациях и сочетаниях могут образовывать (рис. 2 и 3):

- спектрометр для регистрации эмиссионных спектров различных источников (используется в зависимости от требований по спектральному разрешению, диапазону и габаритам), либо малогабаритный спектрометр с регистрацией на основе ПЗС, либо сверхкомпактный спектрометр с оптоволоконным вводом;
- спектрофотометр для измерения спектров поглощения (включает малогабаритный спектрометр с регистрацией на основе ПЗС и спектрофотометрический модуль);
- спектрофлуориметр с варьiruемой длиной волны возбуждения (включает малогабаритный спектрометр с регистрацией на основе ПЗС и модуль возбуждения и светосбора люминесценции);
- спектрометр для регистрации комбинационного рассеяния (включает малогабаритный спектрометр с регистрацией на основе ПЗС и модуль комбинационного рассеяния (КР), состоящий из блока возбуждения и светосбора излучения КР, блока термостабилизированного полупроводникового лазера).

Аппаратура для спектроскопии с пространственным разрешением

Гиперспектроскопия – область спектроскопии, изучающая возможность получения спектроскопической информации от множества точек исследуемого объекта. Информация сохраняется в виде спектрального гиперкуба, ставящего в соответствие каждому минимально разрешимому (квазиточечному) фрагменту объекта излучаемый им спектр. Некоторые области применения гиперспектрального анализа: медико-биологические исследования тканей и клеток, дистанционный мониторинг земной поверхности (геология, экология, сельское хозяйство), астрономические наблюдения.

Принципиально новые возможности для создания гиперспектральных приборов с улучшенными эксплуатационными параметрами открываются при использовании микроэлектромеханических систем, в частности пространственных модуляторов света с микрозеркальными матрицами. Это обосновывается как технологическими соображениями (серийно производятся матрицы мегапиксельных форматов с высокими скоростями переключения элементов и низким уровнем рассеянного света), так и функциональной гибкостью и удобством реконфигурирования устройств на основе микрозеркальных матриц.

Гиперспектрометр с микрозеркальной матрицей в качестве реконфигурируемой входной апертуры [7; 8] разработан сотрудниками кафедры лазерной физики и спектроскопии и лаборатории спектроскопии НИИ ПФП имени А. Н. Севченко БГУ в рамках ГНТП «Эталоны и научные приборы» (Е. С. Воропай, И. М. Гулис, А. Г. Купреев, К. Н. Каплевский, М. П. Самцов, А. Е. Радько, К. А. Шевченко).

Благодаря оригинальному конфигурационному решению при относительно небольших размерах прибора (рис. 4) получено спектральное разрешение не хуже 0,8 нм в диапазоне 400–900 нм при относительном отверстии 1 : 5. Прибор способен регистрировать как полный спектральный гиперкуб, так и одновременно спектры заранее выделенных областей объекта наблюдения. В спектрометре использована сферическая зеркальная оптика, что обеспечивает расширение диапазона на ультрафиолетовую и ближнюю инфракрасную области. Схема рассчитана с учетом минимизации aberrаций, обусловленных требованием достаточно большой светосилы, внеосевым прохождением излучения за счет наклонного падения диспергированных пучков на камерное зеркало в приборе с широким спектральным диапазоном, а также относительно большими размерами входной апертуры (микрозеркальной матрицы).

В результате в схеме с относительным отверстием 1 : 5 с выполненной коррекцией астигматизма достигаются размеры пятен рассеяния в фокальной плоскости камерного объектива до 40–50 мкм от всех точек входного поля размерами 11 × 8 мм, что обеспечивает хорошие изображающие возможности гиперспектрометра [9–11].

Видеомикроспектрометрический комплекс

Комплекс (рис. 5) предназначен для анализа спектральных характеристик объектов большого размера со сложной неоднородной структурой с пространственным разрешением [12] и может использоваться в целях идентификации образцов в криминалистических применениях, в полиграфии, геологии, биологической и медицинской микроскопии (гистологии), а также для обучения студентов и специалистов современным методам мультizonальной (мультиспектральной) съемки и локальной спектроскопии.

Прибор разрабатывался сотрудниками лаборатории спектроскопии НИИ ПФП имени А. Н. Севченко БГУ и кафедры лазерной физики и спектроскопии в рамках ГНТП «Эталоны и научные приборы» (М. П. Самцов, А. Е. Радько, К. А. Шевченко, Л. С. Ляшенко, Д. С. Тарасов, Е. С. Воропай, И. М. Гулис, А. И. Серафимович, К. Н. Каплевский).

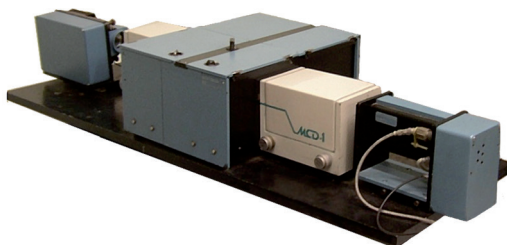


Рис. 1. Спектрофлуориметр

Fig. 1. Spectrofluorimeter

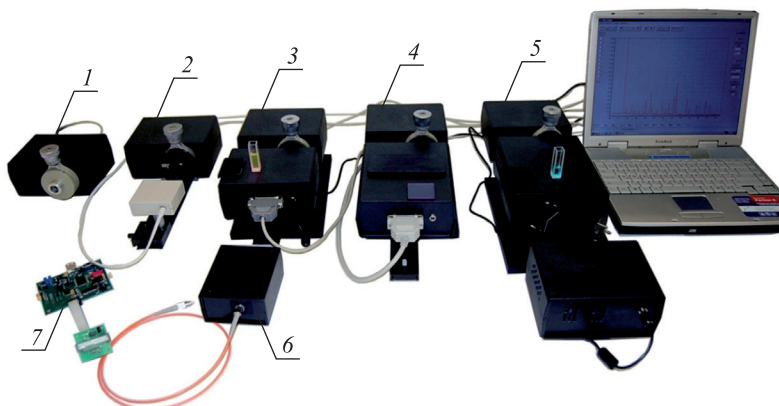


Рис. 2. Модульный спектрометрический комплекс для учебных и научных применений:

1 – малогабаритный спектрометр с регистрацией на основе ПЗС; 2 – малогабаритный спектрометр с тестовым источником; 3 – спектрофлуориметр с варьируемой длиной волны возбуждения; 4 – спектрофотометр для измерения спектров поглощения; 5 – спектрометр для регистрации комбинационного рассеяния; 6 – сверхкомпактный спектрометр с оптоволоконным вводом; 7 – ПЗС-камера в бескорпусном исполнении

Fig. 2. Modular spectrometric system for educational and research applications:

1 – compact spectrometer with CCD-based recording; 2 – compact spectrometer with a test sample; 3 – spectrofluorimeter with the varied excitation wavelength; 4 – spectrophotometer for measurements of absorption spectra; 5 – spectrometer for recording of Raman scattering; 6 – supercompact spectrometer with fiber-optic coupling; 7 – CCD-camera, discrete wafer form

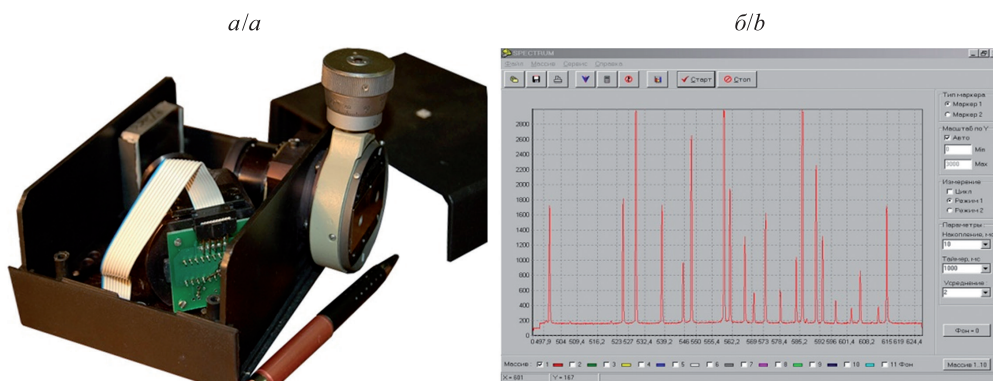


Рис. 3. Вид малогабаритного спектрометра на дифракционной решетке с регистрацией на ПЗС со снятой крышкой (а) и окно программы управления малогабаритным спектрометром (б)

Fig. 3. Appearance of a compact spectrometer with diffraction grating for CCD-based recording, removed cover (a) and a view of the control program window for the compact spectrometer (b)

Основные характеристики комплекса: размер исследуемых образцов 300×200 мм, спектральный диапазон 400–950 нм, спектральное разрешение до 6 нм, увеличение до 250 раз, число спектральных полос в режиме мультizonальной съемки 12.

В 2015 г. разработка отмечена дипломом II степени с вручением серебряной медали в номинации «Лучший инновационный проект в области приборостроения» Петербургской технической ярмарки.

Аппаратно-программный комплекс цифровой диагностики для объективной оценки голографических элементов защиты ценных бумаг и документов

Комплекс разрабатывался в рамках ГНТП «Технологии защиты и средства идентификации ценных бумаг, документов и продукции» (А. Л. Толстик, Е. А. Мельникова, Г. Д. Василенок, И. Н. Агишев, А. А. Казак).

Аппаратно-программный комплекс позволяет проводить измерения дифракционных характеристик рельефных голограмм с возможностью выделения отдельных компонент и измерения пространственного распределения дифракционной эффективности, а также контролировать качество голографической продукции в процессе производства (рис. 6) [13]. Основные характеристики комплекса: чувствительность системы измерения дифракционной эффективности 0,015 %; пространственное разрешение голографического дифрактометра 70 мкм; период контролируемых дифракционных решеток 0,5–3,0 мкм; скорость контроля в процессе тиснения голограмм 25 см/с. Аппаратно-программный комплекс внедрен в технологический процесс на ЗАО «Голографическая индустрия» и используется на этапах производства, включая запись голограмм на фоторезисте, контроль первичной мастер-матрицы, контроль параметров многопозиционной мастер-матрицы и рабочей матрицы, а также изготовление конечной продукции на этапе тиснения голографических элементов защиты.

Идентификатор дифракционных структур с кодирующими элементами

В рамках ГНТП «Защита документов» на кафедре лазерной физики и спектроскопии разработаны принципиально новые средства контроля голографических изображений и идентификации кодограмм (А. Л. Толстик, Е. А. Мельникова, Г. Д. Василенок, И. Н. Агишев). Кодограммы представляют собой голографические элементы с совмещенным штрихкодом (рис. 7, а). Разработанная система на основе голографического штрихкода не имеет аналогов, при этом впервые удалось сочетать голографическую степень защиты с информационными принципами штрихового кодирования. Идентификатор кодограмм (рис. 7, б) изготовлен на основе ПЗС-линейки и имеет следующие характеристики: вид кодировки информации – Code 39, пространственное разрешение 100 мкм, размер контролируемых кодограмм не более 14×14 мм.

На способ защиты и идентификации изделий с помощью штрихкода, идентификационную метку и идентификатор голографического штрихкода получены патенты Республики Беларусь. Идентификатор кодограмм используется в интересах Департамента государственных знаков Министерства финансов Республики Беларусь при изготовлении ценных бумаг и документов, внесен в Государственный реестр приборов для контроля подлинности ценных бумаг и документов и изготавливается по заказам предприятий, выпускающих голографические защитные элементы: ЗАО «Голографическая индустрия», РУП «Минская печатная фабрика» и др.

Лабораторный комплекс по лазерной физике на базе лазера на иттрийалюминиевом гранате

Комплекс создан на основе разработанной совместно с белорусско-японским СП «ЛЮТИС ТИИ» базовой модели лазера на иттрийалюминиевом гранате LS-2132Y (рис. 8) и позволяет изучить различные динамические режимы работы, включая свободную генерацию, активную и пассивную модуляцию добротности и синхронизацию мод [14; 15]. Лабораторный комплекс разрабатывался по ГНТП «Лазерно-оптические системы и технологии» (А. Л. Толстик, Е. А. Мельникова, Г. Д. Василенок, И. Н. Агишев, В. А. Кононов, Н. Н. Васильев).

Основные характеристики лазерного излучения: длина волны излучения 1064 и 532 нм, энергия импульса в режиме свободной генерации до 300 мДж, модуляция добротности до 150 мДж, длительность импульса до 200 мкс (свободная генерация) и до 20 нс (модуляция добротности). Было изготовлено более 20 лазеров, которые поставлены в университеты Беларуси (Белорусский государственный университет, Белорусский национальный технический университет, Белорусский государственный педагогический

университет имени Максима Танка, Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины), а также зарубежных стран (Россия – 8 лазеров, Тайвань – 3, Испания – 1, Япония – 1), включая такие ведущие вузы, как Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Казанский государственный университет, Томский государственный университет, Санкт-Петербургский университет авиакосмического приборостроения, Кантабрийский университет и др.

По итогам Петербургской технической ярмарки 2012 г. лазер на иттрий-алюминиевом гранате для специального практикума по лазерной физике и нелинейной оптике отмечен дипломом II степени с вручением серебряной медали в номинации «Лучший инновационный проект в области образовательных технологий». Комплекс учебного оборудования по лазерной физике в 2012 г. также отмечен премией имени А. Н. Севченко в номинации «Образование».

Лабораторный комплекс по когерентной оптике и голографии

Лабораторный комплекс по когерентной оптике и голографии создан в рамках ГНТП «Оптотех» (А. Л. Толстик, Е. А. Мельникова, В. В. Могильный, А. И. Станкевич, И. Н. Агишев). Особенностью комплекса является использование нового фотополимерного материала, позволяющего реализовать прямую запись (без постэкспозиционной обработки) фазовых голограмм и осуществлять голографическую запись с использованием компактных твердотельных YAG : Nd-лазеров с диодной накачкой, работающих на длине волны 532 нм (рис. 9) [16].

Разработка внедрена в производственный процесс НПРУП БГУ «Актив». Она поставлена в вузы Беларуси (Белорусский государственный университет, Гродненский государственный университет, Мозырский государственный педагогический университет имени И. П. Шамякина), а также в Федеральный университет технологий (г. Минна, Нигерия). По итогам Петербургской технической ярмарки 2012 г. комплекс был отмечен дипломом II степени с вручением серебряной медали в номинации «Лучший инновационный проект в области образовательных технологий».

Модульный научно-учебный лазерный комплекс с перестраиваемыми спектральными характеристиками генерации

Комплекс разработан в соответствии с ГНТП «Эталоны и научные приборы» (А. Л. Толстик, Е. А. Мельникова, А. А. Казак, И. Н. Агишев) совместно с Институтом физики НАН Беларуси (В. А. Орлович, А. С. Грабчиков, Т. Ш. Эфендиев, В. И. Дашкевич, В. М. Катаркевич).

Созданный комплекс (рис. 10) предназначен для обучения студентов методам перестройки частоты лазерной генерации с применением лазера на красителе с дисперсионным резонатором, лазера с распределенной обратной связью (РОС) и лазера на вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) [17; 18]. Параметры генерации разработанных лазеров позволяют использовать их при проведении научных исследований в области лазерной физики и нелинейной оптики. Так, например, с помощью ВКР-лазера можно одновременно получать генерацию на шести длинах волн; спектральный диапазон перестройки частоты лазера на красителе не менее 100 нм, эффективность преобразования лазерного излучения до 25 %, минимальная ширина линии генерации для РОС-лазера 0,01 нм.

По итогам Петербургской технической ярмарки 2014 г. модульный научно-учебный лазерный комплекс с перестраиваемыми спектральными характеристиками генерации был отмечен дипломом II степени с вручением серебряной медали в номинации «Лучший инновационный проект в области образовательных технологий».

Учебно-научный комплекс по изучению волоконно-оптических систем передачи информации

Комплекс разработан по отраслевой научно-технической программе «Создать учебно-научные модульные комплексы для подготовки специалистов в области наукоемких, высокотехнологичных отраслей промышленности Республики Беларусь» (А. Л. Толстик, Е. А. Мельникова, И. Н. Агишев, Г. Д. Василенок, И. А. Гончаренко, А. А. Казак). Данный комплекс (рис. 11) предназначен для обучения студентов современным информационным технологиям, основанным на оптической передаче и обработке информации [19; 20]. Разработка внедрена в производственный процесс НПРУП БГУ «Актив». В 2010 г. выполнен контракт с Федеральным университетом технологий по постановке лабораторного практикума.



Рис. 4. Гиперспектрометр (спектрометрический модуль и компьютер)
Fig. 4. Hyperspectrometer (spectrometric block and computer)

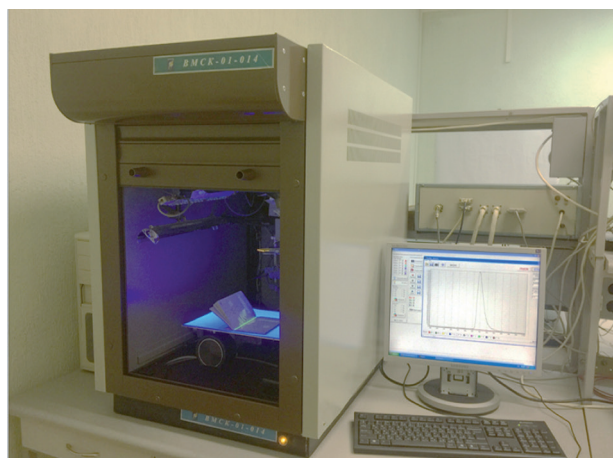


Рис. 5. Видеомикроспектрометрический комплекс
Fig. 5. Video microspectrometric system

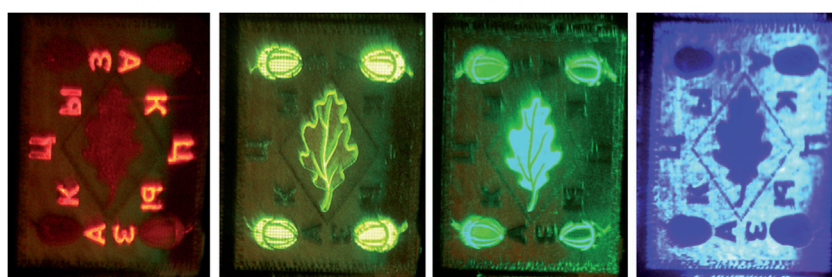
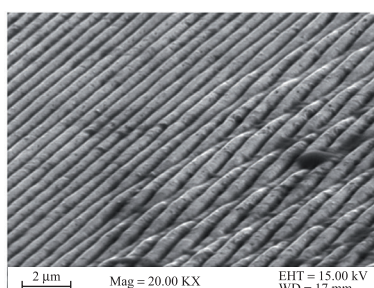


Рис. 6. Спектральная селекция комбинированных голографических изображений с использованием аппаратно-программного комплекса цифровой диагностики для объективной оценки показателей голографических элементов защиты
Fig. 6. Spectral selection of combined holographic images with the use of the specially developed hardware and software for digital diagnostics

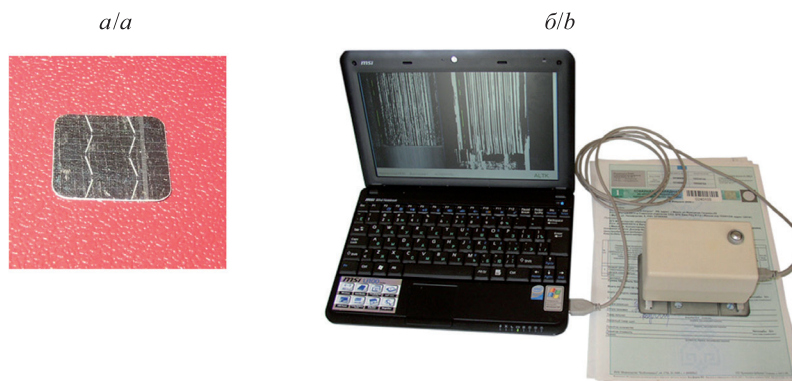


Рис. 7. Дифракционная структура с голографическими и цифровыми кодирующими элементами (а) и техническое средство идентификации кодограмм (б)

Fig. 7. Diffraction structure with holographic and digital coding elements (a); technical means for identification of codegrams (b)



Рис. 8. Лабораторный комплекс по лазерной физике на базе лазера на иттрийалюминиевом гранате

Fig. 8. Laboratory complex in laser physics based on an yttrium aluminum garnet laser

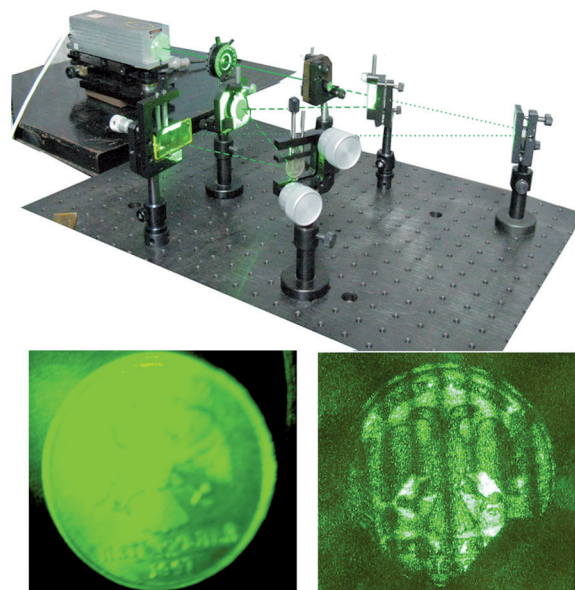


Рис. 9. Запись голограмм на фотополимерном материале и реализация метода голографической интерферометрии

Fig. 9. Hologram recording on a photopolymeric material and realization of the holographic interferometry method

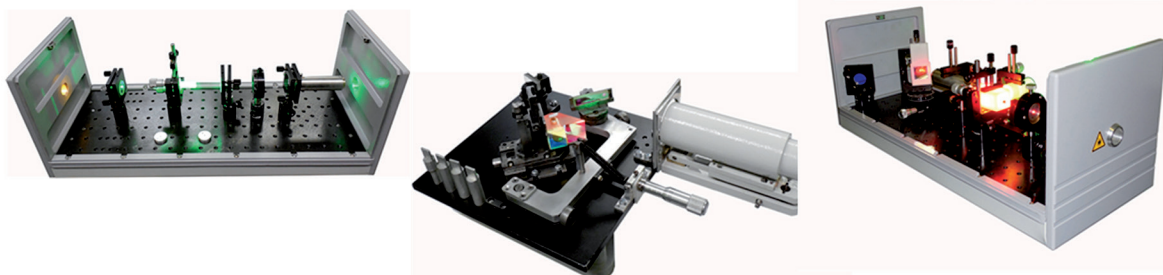


Рис. 10. Модульный научно-учебный лазерный комплекс с перестраиваемыми спектральными характеристиками генерации

Fig. 10. Modular system with the tunable spectral characteristics of lasing for research and educational applications

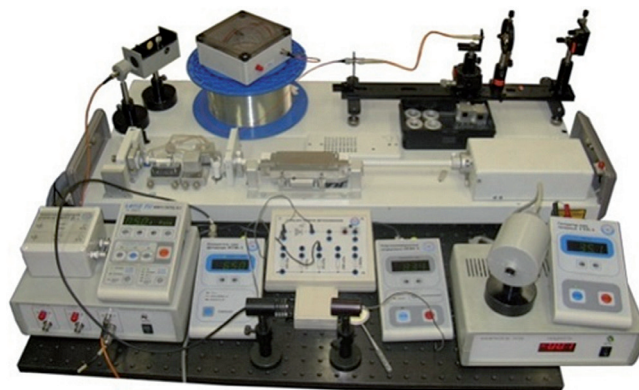


Рис. 11. Оборудование комплекса по волоконной оптике
Fig. 11. Equipment for practical works in fiber optics

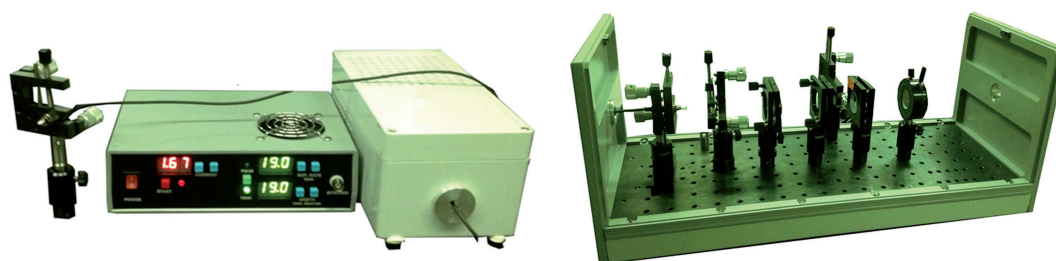


Рис. 12. Лазер с диодной накачкой
Fig. 12. Diode-pumped laser

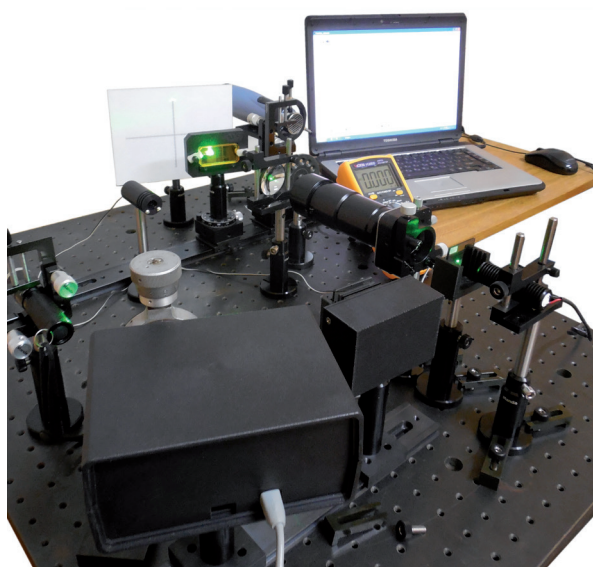


Рис. 13. Лазерно-оптический комплекс для подготовки специалистов в области микро- и нанофотоники
Fig. 13. Optical laser system used for training in the field of micro- and nanophotonics

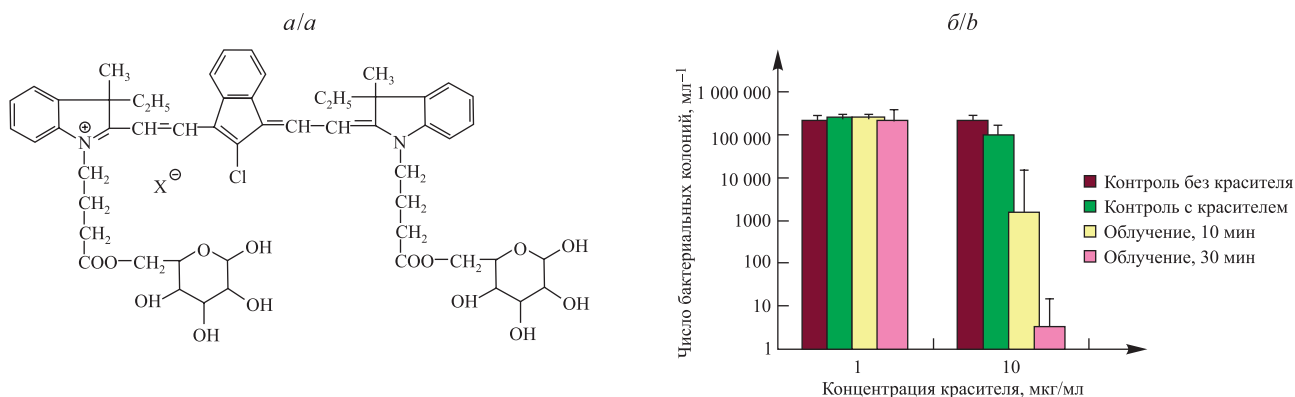


Рис. 14. Структурная формула (а) и результаты биологических испытаний (б) фотоактивируемого противомикробного препарата

Fig. 14. The structural formula (a) and the results of biological tests (b) with the use of a photoactivated antimicrobial agent

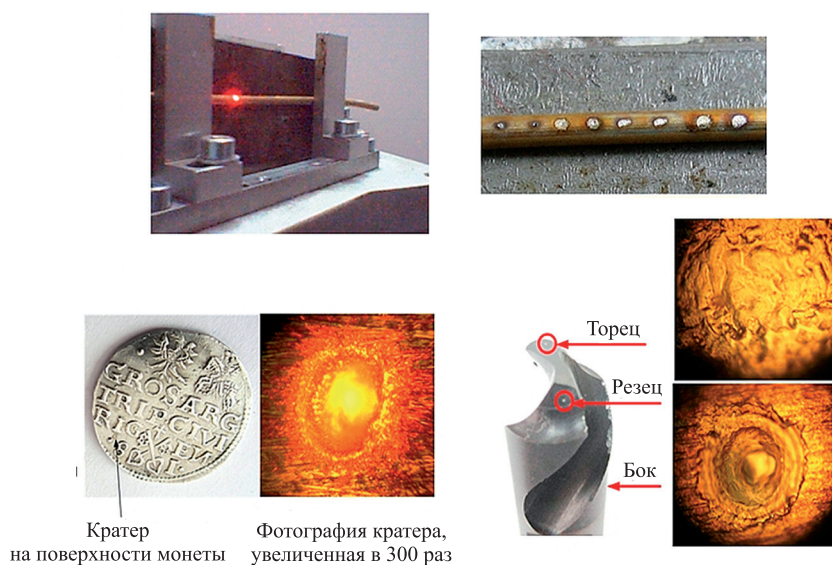


Рис. 15. Технология послойного анализа защитных и функциональных покрытий с субмикронным разрешением

Fig. 15. Technology of a layer-by-layer analysis of protective and functional coatings at the submicron-range resolution

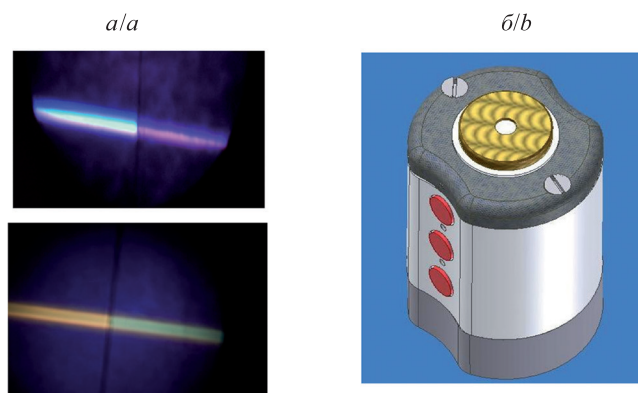


Рис. 16. Разделение цвета люминесцентного свечения отдельных участков волокна (а); малогабаритный поляризационный микроскоп (б)

Fig. 16. Color selection of luminescence emission at the particular sections of a fiber (a); small-size polarization microscope (b)

Учебно-исследовательский модульный комплекс на основе лазера с диодной накачкой

Учебно-исследовательский комплекс (рис. 12) разработан в рамках ГНТП «Эталоны и научные приборы» (Е. А. Мельникова, А. Л. Толстик, И. В. Сташкевич, И. Н. Агишев). Он обеспечивает выполнение ряда лабораторных работ по изучению особенностей диодной накачки твердотельного лазера, получению режимов свободной генерации, пассивной модуляции добротности и внутрирезонаторной генерации второй гармоники. Параметры генерации разработанного лазера позволяют использовать его при проведении научных исследований в области лазерной физики и нелинейной оптики [21].

Научно-учебный лазерно-оптический комплекс для подготовки специалистов в области микро- и нанофотоники

Комплекс разработан в соответствии с ГНТП «Эталоны и научные приборы» (А. Л. Толстик, Е. А. Мельникова, В. В. Могильный, А. В. Трофимова, А. И. Станкевич, И. Н. Агишев) и рассчитан на студентов и магистрантов классических и технических университетов. Лазерно-оптический комплекс (рис. 13) позволяет осуществить формирование и исследование дифракционных и волноводных микроструктур и демонстрирует возможности использования лазерно-оптических и голографических методов при создании наноструктурированных материалов [22]. Предназначен для обучения студентов и магистрантов, специализирующихся в области микрооптики и нанофотоники.

Фотосенсибилизатор нового поколения для фотодинамической терапии онкозаболеваний

Сотрудниками кафедры лазерной физики и спектроскопии и лаборатории спектроскопии НИИ ПФП имени А. Н. Севченко БГУ совместно с сотрудниками РНПЦ онкологии и медицинской радиологии имени Н. Н. Александрова и Института биоорганической химии НАН Беларуси ведутся работы по созданию фотосенсибилизатора нового поколения для фотодинамической терапии онкозаболеваний. Препарат представляет собой трикарбоцианиновый краситель, химически связанный с полиэтиленгликолем [23; 24]. Наиболее эффективная его длинноволновая полоса поглощения (734 нм) расположена в области терапевтического окна [25; 26], что обеспечивает возможность лечения более глубоко расположенных опухолей по сравнению с применяемыми в настоящее время препаратами. Использование нового типа фотосенсибилизатора и переход в связи с этим к источникам возбуждения с длинами волн 667; 740; 750 и 780 нм позволили примерно в 10 раз улучшить обнаружительную способность и диагностировать области локализации опухолей на большей глубине (~20–30 мм). Некоторые характеристики фотосенсибилизатора:

Время максимального накопления в опухоли	60–120 мин
Индекс контрастности накопления (опухоль/здоровая ткань)	5–7
Концентрация 50 % выживаемости LD ₅₀	110–200 мг/кг
Терапевтическая концентрация в опытах <i>in vivo</i>	5–10 мг/кг
Глубина некрозов в опытах <i>in vivo</i>	20–30 мм
Излеченность в опытах <i>in vivo</i>	100 %

Основными разработчиками являются Е. С. Воропай, М. П. Самцов, А. П. Луговский, А. А. Луговский, Л. С. Ляшенко и соавторы патентов [24; 25]. В 2014 г. за разработку сенсибилизатора нового поколения на конкурсе лучших инновационных проектов и лучших научно-технических разработок года в Санкт-Петербурге получен диплом I степени с вручением золотой медали.

Фотоактивируемые антимикробные препараты

В основе лечения множества инфекционных болезней лежит использование антибиотиков. После изобретения последних особенно опасным стало появление сопротивляемости широкого диапазона болезнетворных организмов лекарственным средствам, что приводит к росту инфекционных заболеваний, которые в прошлом были тривиальны для лечения. Кроме того, локализованные инфекции не следует лечить препаратами, влияющими на весь организм, если существует эффективная альтернатива. Проблема резистентности микроорганизмов к противомикробным лекарствам становится все более значимой как в клиническом, так и в экспериментальном плане.

Основной особенностью фотоактивируемой антибактериальной терапии является то, что при применении препарата, обладающего определенной антимикробной активностью, его эффективность значительно возрастает при воздействии светового излучения. В результате такого воздействия один и тот же терапевтический эффект обеспечивается при использовании значительно меньшей концентрации лекарственного средства. В последнее время на кафедре лазерной физики и спектроскопии совместно с лабораторией спектроскопии НИИ ПФП имени А. Н. Севченко БГУ ведется разработка препарата, активация которого может обеспечиваться излучением, приходящимся на область максимальной прозрачности биотканей, поскольку в этом случае есть возможность воздействовать на очаги инфекции, расположенные в глубине биоткани [27; 28].

Проведено изучение противомикробной активности симметричных трикарбоцианиновых красителей, содержащих в качестве гетероциклических концевых групп 2-хинолино-, 4-хинолино- и индолининовые циклы как в отношении тест-микробов, так и в отношении клинических изолятов. Было установлено, что исследуемые соединения (структурная формула одного из них приведена на рис. 14, а) являются эффективными препаратами для фотоактивируемой антибактериальной терапии. Синтезированное соединение характеризуется высокой растворимостью в водной и водно-спиртовой среде, выраженной антистафилококковой и противогрибковой активностью при воздействии лазерного излучения ближнего инфракрасного диапазона, и перспективно для применения в фотоактивируемой антимикробной терапии.

Экспериментальные данные биологических испытаний представлены на рис. 14, б. Видно, что при концентрации 10 мкг/мл при облучении в течение 30 мин обеспечивается практически полное подавление бактериальных колоний (их число уменьшается в $2 \cdot 10^4$ раз).

Работа выполнена сотрудниками кафедры лазерной физики и спектроскопии и лаборатории спектроскопии НИИ ПФП имени А. Н. Севченко БГУ совместно с сотрудниками РНПЦ эпидемиологии и микробиологии – соавторами патентов [28; 29].

В 2017 г. за созданный фотоактивируемый антибактериальный препарат на конкурсе лучших инновационных проектов и лучших научно-технических разработок года в Санкт-Петербурге получен диплом II степени с вручением серебряной медали.

Технология послойного анализа защитных и функциональных покрытий с субмикронным разрешением методом двухимпульсной лазерной атомно-эмиссионной спектроскопии на основе лазерного двухимпульсного спектрометра LSS-1 (ЛОТИС ТИИ)

Разработана технология лазерного микроанализа функциональных и защитных покрытий с субмикронным разрешением (А. П. Зажогин, К. Ф. Ермалицкая, Е. С. Воропай) (рис. 15). Вариацией плотности мощности посредством дефокусировки обеспечивается изменение толщины слоя [30; 31].

Основные параметры: толщина анализируемого слоя 0,3–3,0 мкм; диаметр кратера на поверхности 50–200 мкм; чувствительность анализа до 10^{-4} ; время анализа менее 1 мин; размер шага 10–15 нм. Важной особенностью является отсутствие необходимости пробоподготовки.

Технология производства защитных средств для документной бумаги

Разработано и создано защитное средство высокого уровня для ценных бумаг на основе нового поколения криптометок – люминесцентных волокон с существенно усложненными характеристиками люминесцентного свечения, воспроизведение (подделка) которых представляется затруднительным и маловероятным (Е. С. Воропай, И. М. Гулис, И. Г. Гулис, А. И. Серафимович).

Продукция представляет собой указанные волокна, предназначенные для внедрения по обычной технологии в бумажную массу. Они позволяют получить уверенно обнаруживаемое разделение цвета люминесцентного свечения отдельных участков волокна (рис. 16, а) при визуальном наблюдении в разработанном малогабаритном поляризационном микроскопе (рис. 16, б) с полем зрения, разделенным на участки, отвечающие различным ориентациям электрического вектора пропускаемого излучения (поляризационное цветоразделение).

На технологию защиты получен евразийский патент [32]. Выпуск люминесцентных волокон с поляризационно-контролируемым чередованием цвета свечения организован на базе ПО «Химволокно» (г. Светлогорск). Бумага документная с криптометками изготавливается на УП «Бумажная фабрика» Гознака, объем выпуска 1500 т в год.

На конкурсе лучших инновационных проектов и лучших научно-технических разработок 2016 г. в Санкт-Петербурге получен диплом I степени с вручением золотой медали.

Библиографические ссылки

1. Воропай ЕС, Самцов МП, Каплевский КН, Радько АЕ, Шевченко АК. Импульсный спектрофлуориметр наносекундного диапазона. *Вестник БГУ. Серия 1, Физика. Математика. Информатика*. 2002;3:7–13.
2. Воропай ЕС, Ермалицкий ФА, Каплевский КН, Радько АЕ. Компактный электронный блок для одноквантовых измерений кинетики свечений в диапазоне 0,1 нс – 100 мкс. *Приборы и техника эксперимента*. 2016;4:156–157. DOI: 10.7868/S0032816216040157.
3. Воропай ЕС, Дмитриев СМ, Ермалицкий ФА. Интенсивная субнаносекундная газоразрядная лампа для флуорометрии. *Приборы и техника эксперимента*. 1985;3:231.
4. Воропай ЕС, Самцов МП, Радько АЕ, Шевченко КА, Ляшенко ЛС, авторы; Белорусский государственный университет, правообладатель. Устройство для создания импульсов света наносекундной длительности. Беларусь U 2808. 1 марта 2006.
5. Воропай ЕС, редактор. *Спектральные приборы для аналитических применений. Перспективные разработки*. Минск: БГУ; 2005. 196 с.
6. Воропай ЕС, Гулис ИМ, Комяк АИ, Толстик АЛ, Чалей АВ. *Спектроскопия и лазерная физика в БГУ. Кафедре лазерной физики и спектроскопии 60 лет*. Минск: БГУ; 2013. 232 с.
7. Воропай ЕС, Гулис ИМ, Купреев АГ, Костюкевич АГ. Перспективные оптические схемы гиперспектрометров и мульти-объектных спектрометров. В: *Приборостроение-2010. Материалы III Международной научно-технической конференции; 10–12 ноября 2010 г.; Минск, Беларусь*. Минск: БНТУ; 2010. с. 46–47.
8. Воропай ЕС, Гулис ИМ, Купреев АГ, Каплевский КН, Костюкевич АГ, Радько АЕ и др. Мультиобъектный спектрометр с микрозеркальной матрицей. *Журнал прикладной спектроскопии*. 2010;77(2):305–312.
9. Воропай ЕС, Гулис ИМ, Купреев АГ. Метод коррекции астигматизма в спектральных приборах с помощью наклонной плоскопараллельной пластинки. *Вестник БГУ. Серия 1, Физика. Математика. Информатика*. 2007;3:12–18.
10. Воропай ЕС, Гулис ИМ, Купреев АГ, авторы; Белорусский государственный университет, правообладатель. Спектрометр с коррекцией астигматизма. Беларусь 13450. 26 апреля 2010.
11. Воропай ЕС, Гулис ИМ, Купреев АГ. Коррекция астигматизма светосильного дисперсионного спектрометра. *Журнал прикладной спектроскопии*. 2008;75(1):143–148.
12. Воропай ЕС, Каплевский КН, Самцов МП, Гулис ИМ, Серафимович АИ, Шевченко КА и др. Лазерный видео-микроспектрометрический комплекс для анализа характеристик пространственно сложных объектов. В: *Приборостроение-2013. Материалы VI Международной научно-технической конференции; 20–22 ноября 2013 г.; Минск, Беларусь*. Минск: БНТУ; 2013. с. 61–63.
13. Танин ЛВ, Моисеенко ПВ, Бобореко АГ, Толстик АЛ, Мельникова ЕА, Василенок ГД и др. Аппаратно-программный комплекс цифровой диагностики для объективной оценки показателей голографических элементов защиты. В: *HOLOEXPO-2009. Сборник трудов VI Международной конференции; 1–2 июля 2009 г.; Киев, Украина*. Киев: [издатель неизвестен]; 2009. с. 6–10.
14. Агишев ИН, Мельникова ЕА, Толстик АЛ. Базовая модель лазера для специального практикума по лазерной физике и нелинейной оптике. В: *Современный физический практикум. Труды VIII Международной учебно-методической конференции; 22–24 июня 2004 г.; Москва, Россия*. Москва: [издатель неизвестен]; 2004. с. 184.
15. Толстик АЛ, Мельникова ЕА, Васильев НН, Агишев ИН. Учебно-научные лабораторные комплексы по лазерной физике. *Вестник БГУ. Серия 1, Физика. Математика. Информатика*. 2013;1:3–10.
16. Мельникова ЕА, Толстик АЛ, Мармыш ДН, Могильный ВВ, Станкевич АИ. Фотополимерные материалы в учебном практикуме по голографии. В: *HOLOEXPO-2009. Сборник трудов VI Международной конференции; 1–2 июля 2009 г.; Киев, Украина*. Киев: [издатель неизвестен]; 2009. с. 188–191.
17. Агишев ИН, Казак АА, Толстик АЛ. Перестраиваемые лазеры на красителях в лабораторном практикуме. В: *Физика в системе современного образования. Материалы XIII Международной конференции; 1–4 июня 2015 г.; Санкт-Петербург, Россия*. Санкт-Петербург: РГПУ имени А. И. Герцена; 2015. с. 33.
18. Казак АА, Толстик АЛ. Перестраиваемые лазеры на основе вынужденного комбинационного рассеяния в лабораторном практикуме. В: *Физика в системе современного образования. Материалы XIII Международной конференции; 1–4 июня 2015 г.; Санкт-Петербург, Россия*. Санкт-Петербург: РГПУ имени А. И. Герцена; 2015. с. 98.
19. Толстик АЛ, Агишев ИН, Мельникова ЕА. Лабораторный комплекс по лазерной физике и волоконной оптике. В: *Физика в системе современного образования. Материалы IX Международной конференции; 4–8 июня 2007 г.; Санкт-Петербург, Россия*. Санкт-Петербург: РГПУ имени А. И. Герцена; 2007. Том 1. с. 146–149.
20. Tolstik AL, Melnikova EA, Vasilenak ND, Agishev IN. Laboratory works to study fiberoptic communication and processing systems. *Photonics, Devices and Systems III*. 2006;6180:2G-1–2G-5.
21. Мельникова ЕА, Назаров СА, Толстик АЛ. Твердотельный Nd : YAG лазер с диодной накачкой в специальном физическом практикуме. В: *Современные информационные технологии в системе научного и учебного эксперимента: опыт, проблемы, перспективы. Материалы III Международной научно-методической конференции; 14–15 мая 2015 г.; Гродно, Беларусь*. Гродно: ГрГУ; 2015. с. 9092.
22. Агишев ИН, Мельникова ЕА, Толстик АЛ. Научно-учебный лазерно-оптический комплекс для подготовки специалистов в области микро- и нанофотоники. В: *Физика в системе современного образования. Материалы XIV Международной научной конференции; 17–22 сентября 2017 г.; Ростов-на-Дону, Россия*. Ростов-на-Дону: ДГТУ; 2017. с. 40–43.
23. Воропай ЕС, Самцов МП, Мельников ДГ, Ляшенко ЛС, Луговский АА, Истомин ЮП. Спектрально-люминесцентные свойства индотрикарбоцианинового красителя в биотканях. *Журнал прикладной спектроскопии*. 2010;77(3):438–444.
24. Самцов МП, Луговский АП, Воропай ЕС, Петров ПТ, Луговский АА, Демид ДИ, Ляшенко ЛС, Александрова ЕН, Истомин ЮП, авторы; Белорусский государственный университет, правообладатель. Фотосенсибилизатор для фотодинамической терапии злокачественных опухолей. Беларусь 15767. 30 декабря 2012.
25. Самцов МП, Луговский АП, Луговский АА, Петров ПТ, Воропай ЕС, Истомин ЮП, Каплевский КН, Демид ДИ, Тарасов ДС, авторы; Белорусский государственный университет, НИУ «Институт прикладных физических проблем имени А. Н. Севченко» Белорусского государственного университета, правообладатели. Модифицированный полиэтиленгликолем водорастворимый фотосенсибилизатор для фотодинамической терапии злокачественных опухолей. Беларусь 21252. 30 августа 2017.

26. Воропай ЕС, Самцов МП, Петров ПТ. Перспективные фотосенсибилизаторы для фотодинамической лазерной терапии. *ARS MEDICA*. 2012;11(66):89–93.
27. Lugovski A, Samtsov M, Kaplevsky K, Petrov P, Voropay E, Tarasau D, et al. Istomin Novel indotricarbocyanine dyes covalently bonded to polyethylene glycol for theranostics. *Journal of Photochemistry and Photobiology A*. 2016;316:31–36.
28. Титов ЛП, Ермакова ТС, Самцов МП, Луговский АП, Мельников ДГ, Луговский АА, Воропай ЕС, Ляшенко ЛС, авторы; государственное учреждение «Республиканский научно-практический центр эпидемиологии и микробиологии», Белорусский государственный университет, правообладатели. Активируемое инфракрасным светом средство подавления стафилококковой и грибковой активности. Беларусь 15152. 30 декабря 2011.
29. Самцов МП, Луговский АП, Луговский АА, Ляшенко ЛС, Воропай ЕС, Ермакова ТС, Титов ЛП, авторы; Белорусский государственный университет, правообладатель. Водорастворимый цианиновый краситель в качестве фотоактивного анти-микробного препарата. Беларусь 18028. 30 июня 2011.
30. Ласковнев АП (редактор), Иванов ЮФ, Петрикова ЕА, Коваль НН, Углов ВВ, Черенда НН и др. *Модификация структуры и свойств эвтектического ситумина электронно-ионно-плазменной обработкой*. Минск: Беларуская навука; 2013. 287 с.
31. Воропай ЕС, Ермалицкая КФ, Зажогин АП. Двухимпульсная лазерная атомно-эмиссионная спектрометрия бронзовых сплавов и покрытий. *Журнал прикладной спектроскопии*. 2010;77(2):165–172.
32. Воропай ЕС, Гулис ИМ, Гулис ИГ, Серафимович АИ, Гореленко АЯ, Плискин СП, Корочкин ЛС, Губарева ЕГ, авторы; республиканское научно-техническое унитарное предприятие «Криптотех» Департамента государственных знаков Министерства финансов Республики Беларусь (РУП «Криптотех» Гознака), Белорусский государственный университет, правообладатели. Способ защиты и идентификации документов. Евразийский патент 200700864. 2 апреля 2007.

References

1. Voropay ES, Samtsov MP, Kaplevskii KN, Rad'ko AE, Shevchenko AK. Nanosecond-range pulsed spectrofluorimeter. *Vestnik BGU. Seriya 1, Fizika. Matematika. Informatika*. 2002;3:7–13. Russian.
2. Voropay ES, Ermalitsky FA, Kaplevskii KN, Rad'ko AE. Kompaktnyi elektronnyi blok dlya odnokvantovykh izmerenii kinetiki svechenii v diapazone 0.1 ns – 100 mks [The compact electronic block for single-quantum measurements of luminescence kinetics in the range 0.1 ns – 100 μs]. *Pribory i tekhnika eksperimenta* [Instruments and experimental techniques]. 2016;4:156–157. Russian. DOI: 10.7868/S0032816216040157.
3. Voropay ES, Dmitriev SM, Ermalitsky FA. Intensivnaya subnanosekundnaya gazoraznaya lampa dlya fluorometrii [High-intensity subnanosecond discharge lamp for fluorometry]. *Pribory i tekhnika eksperimenta* [Instruments and experimental techniques]. 1985;3:231. Russian.
4. Voropay ES, Samtsov MP, Rad'ko AE, Shevchenko KA, Lyashenko LS, authors; Belarusian State University, assignee. The device to generate nanosecond light pulses. Belarus U 2808. 2006 March 1. Russian.
5. Voropay ES, editor. *Spektral'nye pribory dlya analiticheskikh primenenii. Perspektivnye razrabotki* [Spectral devices for analytical applications. Advanced developments]. Minsk: BSU; 2005. 196 p. Russian.
6. Voropay ES, Gulis IM, Komyak AI, Tolstik AL, Chalei AV. *Spektroskopiya i lazernaya fizika v BGU. Kafedre lazernoi fiziki i spektroskopii 60 let* [Spectroscopy and laser physics at BSU. The 60th anniversary of the laser physics and spectroscopy department]. Minsk: BSU; 2013. 232 p. Russian.
7. Voropay ES, Gulis IM, Kupreev AG, Kostyukevich AG. Perspektivnye opticheskie skhemy giperspektrometrov i mul'tiob'ektnykh spektrometrov [Advanced optical schemes of hyperspectrometers and multiobject spectrometers]. In: *Priboostroenie-2010. Materialy III Mezhdunarodnoi nauchno-tekhnicheskoi konferentsii; 10–12 noyabrya 2010 g.; Minsk, Belarus'* [Instrument making-2010. Proceedings of the III International science and technology conference; 2010 November 10–12; Minsk, Belarus]. Minsk: BNTU; 2010. p. 46–47. Russian.
8. Voropay ES, Gulis IM, Kupreev AG, Kaplevskii KN, Kostyukevich AG, Rad'ko AE, et al. Multiobject spectrometer with the micromirror matrix. *Journal of Applied Spectroscopy*. 2010;77(2):305–312. Russian.
9. Voropay ES, Gulis IM, Kupreev AG. The astigmatism correction method in spectral devices using a tilted plane-parallel plate. *Vestnik BGU. Seriya 1, Fizika. Matematika. Informatika*. 2007;3:12–18. Russian.
10. Voropay ES, Gulis IM, Kupreev AG, authors; Belarusian State University, assignee. The spectrometer with astigmatism correction. Belarus 13450. 2010 April 26. Russian.
11. Voropay ES, Gulis IM, Kupreev AG. Astigmatism correction of a high-transmission dispersive spectrometer. *Journal of Applied Spectroscopy*. 2008;75(1):143–148. Russian.
12. Voropay ES, Kaplevskii KN, Samtsov MP, Gulis IM, Serafimovich AI, Shevchenko KA, et al. Lazernyi video-mikrospektrometricheskii kompleks dlya analiza kharakteristik prostranstvenno slozhnykh ob'ektov [Laser video spectrometric system to analyze the characteristics of spatially complex objects]. In: *Priboostroenie-2013. Materialy VI Mezhdunarodnoi nauchno-tekhnicheskoi konferentsii; 20–22 noyabrya 2013 g.; Minsk, Belarus'* [Instrument making-2013. Proceedings of the VI International science and technology conference; 2013 November 20–22; Minsk, Belarus]. Minsk: BNTU; 2013. p. 61–63. Russian.
13. Tanin LV, Moiseenko PV, Boboreko AG, Tolstik AL, Melnikova EA, Vasilenak HD, et al. Apparato-programmnyi kompleks tsifrovoy diagnostiki dlya ob'ektivnoi otsenki pokazatelei golograficheskikh elementov zashchity [Hardware and software for digital diagnostics of the objective estimates of holographic protection elements]. In: *HOLOEXPO-2009. Sbornik trudov VI Mezhdunarodnoi konferentsii; 1–2 iyulya 2009 g.; Kiev, Ukraina* [HOLOEXPO-2009. Collection of materials VI International conference; 2009 July 1–2; Kiev, Ukraine]. Kiev: [publish unknown]; 2009. p. 6–10. Russian.
14. Agishev IN, Melnikova EA, Tolstik AL. Bazovaya model' lazera dlya spetsial'nogo praktikuma po lazernoi fizike i nelineinoy optike [The basic model of a laser for specialized laboratory works in laser physics and nonlinear optics]. In: *Sovremennyyi fizicheskii praktikum. Trudy VIII Mezhdunarodnoi uchebno-metodicheskoi konferentsii; 22–24 iyunya 2004 g.; Moskva, Rossiya* [Current state of physical practical works. Collected papers of the VIII International practical and methodological conference; 2004 June 22–24; Moscow, Russia]. Moscow: [publish unknown]; 2004. p. 184. Russian.
15. Tolstik AL, Melnikova EA, Vasiliev NN, Agishev IN. Laboratory systems in laser physics for educational and research applications. *Vestnik BGU. Seriya 1, Fizika. Matematika. Informatika*. 2013;1:3–10. Russian.

16. Melnikova EA, Tolstik AL, Marmysh DN, Mahilny UV, Stankevich AI. Fotopolimernye materialy v uchebnom praktikume po golografii [Photopolymeric materials used for practical works in holography]. In: *HOLOEXPO-2009. Sbornik trudov VI Mezhdunarodnoi konferentsii; 1–2 iyulya 2009 g.; Kiev, Ukraina* [HOLOEXPO-2009. Collection of materials VI International conference; 2009 July 1–2; Kiev, Ukraine]. Kiev: [publish unknown]; 2009. p. 188–191. Russian.
17. Agishev IN, Kazak AA, Tolstik AL. Perestraivayemye lazery na krasitel'yakh v laboratornom praktikume [Tunable dye lasers for laboratory works]. In: *Fizika v sisteme sovremennogo obrazovaniya. Materialy XIII Mezhdunarodnoi konferentsii; 1–4 iyunya 2015 g.; Sankt-Peterburg, Rossiya* [Physics in a system of modern education. Proceedings of the XIII International conference; 2015 June 1–4; Saint Petersburg, Russia]. Saint Petersburg: A. I. Herzen University; 2015. p. 33. Russian.
18. Kazak AA, Tolstik AL. Perestraivayemye lazery na osnove vynuzhdenogo kombinatsionnogo rasseyaniya v laboratornom praktikume [Tunable lasers based on stimulated Raman scattering for laboratory works]. In: *Fizika v sisteme sovremennogo obrazovaniya. Materialy XIII Mezhdunarodnoi konferentsii; 1–4 iyunya 2015 g.; Sankt-Peterburg, Rossiya* [Physics in a system of modern education. Proceedings of the XIII International conference; 2015 June 1–4; Saint Petersburg, Russia]. Saint Petersburg: A. I. Herzen University; 2015. p. 98. Russian.
19. Tolstik AL, Agishev IN, Melnikova EA. Laboratornyi kompleks po lazernoi fizike i volokonnoi optike [Laboratory complex in laser physics and fiber optics]. In: *Fizika v sisteme sovremennogo obrazovaniya. Materialy IX Mezhdunarodnoi konferentsii; 4–8 iyunya 2007 g.; Sankt-Peterburg, Rossiya* [Physics in a system of modern education. Proceedings of the IX International conference; 2007 June 4–8; Saint Petersburg, Russia]. Saint Petersburg: A. I. Herzen University; 2007. Volume 1. p. 146–149. Russian.
20. Tolstik AL, Melnikova EA, Vasilenak HD, Agishev IN. Laboratory works to study fiberoptic communication and processing systems. *Photonics, Devices and Systems III*. 2006;6180:2G-1–2G-5.
21. Melnikova EA, Nazarov SA, Tolstik AL. Tverdotel'nyi Nd : YAG lazer s diodnoi nakachkoi v spetsial'nom fizicheskom praktikume [Solid-state diode-pumped Nd : YAG laser for specialized practical works in physics]. In: *Sovremennye informatsionnye tekhnologii v sisteme nauchnogo i uchebnogo eksperimenta: opyt, problemy, perspektivy. Materialy III Mezhdunarodnoi nauchno-metodicheskoi konferentsii; 14–15 maya 2015 g.; Grodno, Belarus* [Modern information technologies in a system of research and educational experiments: experience, problems, prospects. Proceedings of the III International scientific and methodological conference; 2015 May 14–15; Grodno, Belarus]. Grodno: Grodno University; 2015. p. 9092. Russian.
22. Agishev IN, Melnikova EA, Tolstik AL. Nauchno-uchebnyi lazerno-opticheskii kompleks dlya podgotovki spetsialistov v oblasti mikro- i nanofotoniki [Optical laser complex for research and educational applications in the field of micro- and nanophotonics]. In: *Fizika v sisteme sovremennogo obrazovaniya. Materialy XIV Mezhdunarodnoi nauchnoi konferentsii; 17–22 sentyabrya 2017 g.; Rostov-na-Donu, Rossiya* [Physics in a system of modern education. Papers of the XIV International scientific conference; 2017 September 17–22; Rostov-on-Don, Russia]. Rostov-on-Don: DSTU; 2017. p. 40–43. Russian.
23. Voropay ES, Samtsov MP, Melnikov DG, Lyashenko LS, Lugovsky AA, Istomin YuP. Spectral and luminescent properties of indotricarbocyanine dye in biotissues. *Journal of Applied Spectroscopy*. 2010;77(3):438–444. Russian.
24. Samtsov MP, Lugovsky AP, Voropay ES, Petrov PT, Lugovsky AA, Demid DI, Lyashenko LS, Aleksandrova EN, Istomin YuP, authors; Belarusian State University, assignee. The photosensitizer for photodynamic therapy of malignant tumors. Belarus 15767. 2012 December 30. Russian.
25. Samtsov MP, Lugovsky AP, Lugovsky AA, Petrov PT, Voropay ES, Istomin YuP, Kaplevskii KN, Demid DI, Tarasov DS, authors; Belarusian State University, A. N. Sevchenko Institute of Applied Physical Problems of the Belarusian State University, assignees. The polyethylene glycol modified water-soluble photosensitizer for photodynamic therapy of malignant tumors. Belarus 21252. 2017 August 30. Russian.
26. Voropay ES, Samtsov MP, Petrov PT. Perspektivnye fotosensibilizatory dlya fotodinamicheskoi lazernoi terapii [Promising photosensitizers for photodynamic laser therapy]. *ARS MEDICA*. 2012;11(66):89–93. Russian.
27. Lugovski A, Samtsov M, Kaplevsky K, Petrov P, Voropay E, Tarasau D, et al. Istomin Novel indotricarbocyanine dyes covalently bonded to polyethylene glycol for theranostics. *Journal of Photochemistry and Photobiology A*. 2016;316:31–36.
28. Titov LP, Ermakova TS, Samtsov MP, Lugovsky AP, Melnikov DG, Lugovsky AA, Voropay ES, Lyashenko LS, authors; The Republican Research and Practical Center for Epidemiology and Microbiology, Belarusian State University, assignees. The red light activated agent to suppress staphylococcus and fungal activity. Belarus 15152. 2011 December 30. Russian.
29. Samtsov MP, Lugovsky AP, Lugovsky AA, Lyashenko LS, Voropay ES, Ermakova TS, Titov LP, authors; Belarusian State University, assignee. The water-soluble cyanine dye as a photoactive antimicrobial agent. Belarus 18028. 2011 June 30. Russian.
30. Laskovnev AP (editor), Ivanov YuF, Petrikova EA, Koval NN, Uglov VV, Cherenda NN, et al. *Modifikatsiya struktury i svoystv evtekticheskogo silumina elektronno-ionno-plazmennoi obrabotkoi* [Modification of the structure and properties of eutectic silumin by electron and ion plasma treatment]. Minsk: Belaruskaya navuka; 2013. 287 p. Russian.
31. Voropay ES, Ermalitskaya KF, Zajogin AP. Double-pulse laser atomic-emission spectrometry of bronze alloys and coatings. *Journal of Applied Spectroscopy*. 2010;77(2):165–172. Russian.
32. Voropay ES, Gulis IM, Gulis IG, Serafimovich AI, Gorelenko AY, Pliska SP, Korochkin LS, Gubareva EG, authors; RUE «Cryptotech» of Goznak, Belarusian State University, assignees. The method to protect and identify documents. The Eurasian patent 200700864. 2007 April 2. Russian.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ

SPECTRAL DEVICES

УДК 528.8

ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ СКАНИРУЮЩЕГО СОЛНЕЧНОГО СПЕКТРОПОЛЯРИМЕТРА

А. О. МАТИНОВ¹⁾, Л. В. КАТКОВСКИЙ¹⁾, В. В. СТАНЧИК¹⁾, Б. И. БЕЛЯЕВ¹⁾

¹⁾Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко БГУ,
ул. Курчатова, 7, 220108, г. Минск, Беларусь

Представлен разработанный и созданный в НИИПФП имени А. Н. Севченко БГУ сканирующий солнечный спектрополяриметр. Описываются программно-технические решения, используемые в аппаратно-программной разработке. Приводится методика измерения рассеянного в атмосфере солнечного излучения и методика восстановления из данных измерений атмосферных параметров. По результатам проведенных измерений рассчитаны поляризационные характеристики рассеянного солнечного излучения и параметры атмосферы.

Ключевые слова: спектр; атмосферные параметры; спектрополяриметр; поляризация; решение обратной задачи.

Образец цитирования:

Матинов АО, Катковский ЛВ, Станчик ВВ, Беляев БИ. Исследование атмосферы с помощью сканирующего солнечного спектрополяриметра. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2018;3:20–30.

For citation:

Martinov AO, Katkouski LV, Stanchick VV, Beliaev BI. Investigation of the atmosphere with a scanning solar spectropolarimeter. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2018;3:20–30. Russian.

Авторы:

Антон Олегович Мартинов – научный сотрудник.
Леонид Владимирович Катковский – доктор физико-математических наук, доцент; заведующий лабораторией дистанционной фотометрии.
Валерий Валерьевич Станчик – инженер-программист.
Борис Илларионович Беляев – доктор физико-математических наук, профессор; заведующий отделом аэрокосмических исследований.

Authors:

Anton O. Martinov, researcher.
antonmartinov@gmail.com
Leand V. Katkouski, doctor of science (physics and mathematics), docent; head of the laboratory of remote photometry.
remsens@mail.ru
Valery V. Stanchick, software engineer.
remsens@mail.ru
Boris I. Beliaev, doctor of science (physics and mathematics), full professor; head of the department of aerospace research.
remsens@mail.ru

INVESTIGATION OF THE ATMOSPHERE WITH A SCANNING SOLAR SPECTROPOLARIMETER

A. O. MARTINOV^a, L. V. KATKOUSKI^a, V. V. STANCHICK^a, B. I. BELIAEV^a

*^aA. N. Sevchenko Institute of Applied Physical Problems, Belarusian State University,
7 Kurčatava Street, Minsk 220108, Belarus*

Corresponding author: A. O. Martinov (antonmartenov@gmail.com)

The article presents the scanning solar spectropolarimeter developed and created in the Institute of Applied Physical Problems of BSU. Software and hardware solutions used in hardware and software development are described. A technique for measuring solar radiation scattered in the atmosphere and a method for reconstructing atmospheric parameters from measurements are presented. Based on the results of the measurements, the polarization characteristics of the scattered solar radiation and the parameters of the atmosphere are calculated.

Key words: spectrum; atmospheric parameters; spectropolarimeter; polarization; solution of the inverse problem.

Введение

Измерение спектров отражения излучения природными и искусственными объектами – важная задача, поскольку их спектральные отражательные характеристики являются ключевыми при полетных калибровках многоспектральных бортовых сенсоров, интерпретации космических изображений, разработке и валидации новых методов решения тематических задач. В отделе аэрокосмических исследований НИИПФП имени А. Н. Севченко БГУ по программе Союзного государства «Мониторинг-СГ» разработан и создан аппаратно-программный комплекс (АПК) «Калибровка». Спектральная аппаратура АПК предназначена для использования на подспутниковых полигонах при проведении полетных калибровок спутниковых съемочных систем, а также при испытаниях и поверке новой техники дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ), математическом планировании экспериментов ДЗЗ, при верификации и повышении надежности дешифрирования данных ДЗЗ путем интеграции данных космического, авиационного и наземного сегментов. АПК «Калибровка» объединяет в своем составе пять спектральных приборов и использует новые способы спектрометрии, касающиеся, в частности, комплексования спектрорадиометров различных спектральных диапазонов, видеопривязки и регистрации изображений спектрометрируемого объекта с пространственной привязкой поля зрения спектрорадиометра к изображению, географическую привязку объектов, одновременную съемку спектров отражения подстилающей поверхности и освещающего излучения, регистрацию спектрально-угловых зависимостей рассеянного в атмосфере излучения Солнца [1].

В ДЗЗ и при полетных калибровках важную роль играет атмосферная коррекция космических изображений и спектральных данных, требующая определения оптических параметров атмосферы на момент съемки. Для нахождения атмосферных параметров в состав АПК «Калибровка» входит сканирующий солнечный спектрополяриметр ССП-600. В работе представлена методика измерения рассеянного в атмосфере излучения и методика восстановления атмосферных параметров. На основе проведенных экспериментальных измерений рассчитаны атмосферные параметры и поляризационные характеристики рассеянного солнечного излучения.

Сканирующий солнечный спектрополяриметр ССП-600

ССП-600 предназначен для определения характеристик атмосферного аэрозоля на основании регистрации данных прямого и рассеянного под различными углами (в альмукантарате и в плоскости солнечного вертикала) солнечного излучения в диапазоне 350–950 нм [2]. На рис. 1 представлен внешний вид ССП-600.

В составе ССП-600 можно выделить два основных модуля: спектрополяриметр и автоматическую поворотную платформу на основе универсальной монтажки Synta Sky-Watcher AllView Highlight SynScan GOTO (Китай).

Спектрополяриметр ССП-600 включает в себя полихроматор с приемником излучения на ПЗС-линейке с 3648 элементами. Перед проекционным объективом размещена бленда, уменьшающая уровень паразитной засветки. Прибор снабжен визиром для ручного наведения поля зрения на соответствующие участки неба и поляроидом.

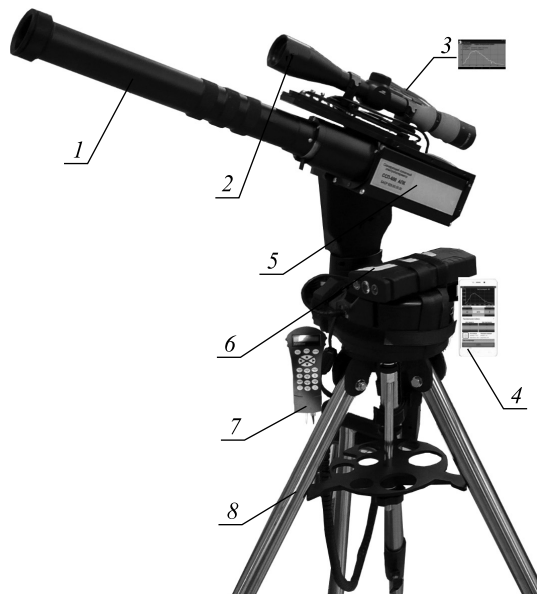


Рис. 1. ССП-600 на поворотной платформе:
1 – бленда с поляроидом; 2 – визир оптический; 3 – смартфон для управления ССП-600;
4 – смартфон для управления монтировкой; 5 – спектрополяриметр ССП-600;
6 – аккумулятор; 7 – пульт управления монтировкой; 8 – монтировка

Fig. 1. SSP-600 on the turntable:
1 – lens hood with a polaroid; 2 – optical viewfinder; 3 – smartphone for controlling SSP-600;
4 – smartphone for controlling the mount; 5 – SSP-600; 6 – battery;
7 – control panel of the mount; 8 – mount

Автоматическая поворотная платформа позволяет с точностью до 5 угловых минут направить ССП-600 на любую точку неба. С помощью разработанного программного обеспечения (ПО) можно заранее подготовить маршрут обхода небесной полусферы и выполнять в автоматическом режиме съемку спектров в заданных точках. Платформа управляется с помощью смартфона, который связан по беспроводному интерфейсу со смартфоном для управления спектрополяриметром. Питание платформы обеспечивается внешним аккумулятором.

Технические характеристики ССП-600:

Спектральный диапазон	350–950 нм
Спектральное разрешение	1,2–2,0 нм
Приемник излучения	ПЗС-линейка фирмы <i>Toshiba TCD1304DG</i>
Число элементов приемника излучения	3648
Диспергирующий элемент	Вогнутая голографическая дифракционная решетка
Число штрихов	315 штр./мм
Проекционный объектив	МС Гелиос-44-3М
Фокусное расстояние	58 мм
Угол поля зрения	4°
Точность позиционирования	До 5 угловых секунд
Тип привода	Сервоприводы постоянного тока по обеим осям
Встроенные датчики	Датчики положения по обеим осям
Источник питания	8–15 В постоянного тока или 10 батареек типа АА

Спектрополяриметр и поворотная платформа ССП-600 могут принимать управляющие команды по интерфейсу USB. Для организации управления этими устройствами и их совместного использования применяются смартфоны с операционной системой Android. Каждое из устройств подключено к смартфону по USB-интерфейсу, а смартфоны, в свою очередь, соединены друг с другом по беспроводному интерфейсу Bluetooth (рис. 2).

Управление платформой и ССП-600 осуществляется с помощью ПО, которое сводит к минимуму работу оператора. В ПО реализованы методики проведения основных атмосферных измерений, ускоряющие процесс спектрометрирования. Интерфейс программы, установленной на смартфон, позволяет задавать экспозицию (автоматически или вручную), количество спектров в серии, положение поляроида и выбирать режим съемки (рис. 3, а).

В режиме произвольной съемки задаются азимутальный и вертикальный углы для установки оптической оси ССП-600 с помощью поворотной платформы при измерении спектра (рис. 3, б).

Два других режима позволяют сканировать горизонтальную и вертикальную плоскости (альмукантат и солнечный вертикал) и получать набор спектров во всех точках небесной полусферы, определяемых заданным шагом по углу. Так как в большинстве методик измерений рассеянного в атмосфере излучения необходимо знать высоту Солнца над горизонтом, то в ПО имеется возможность сохранить это значение.

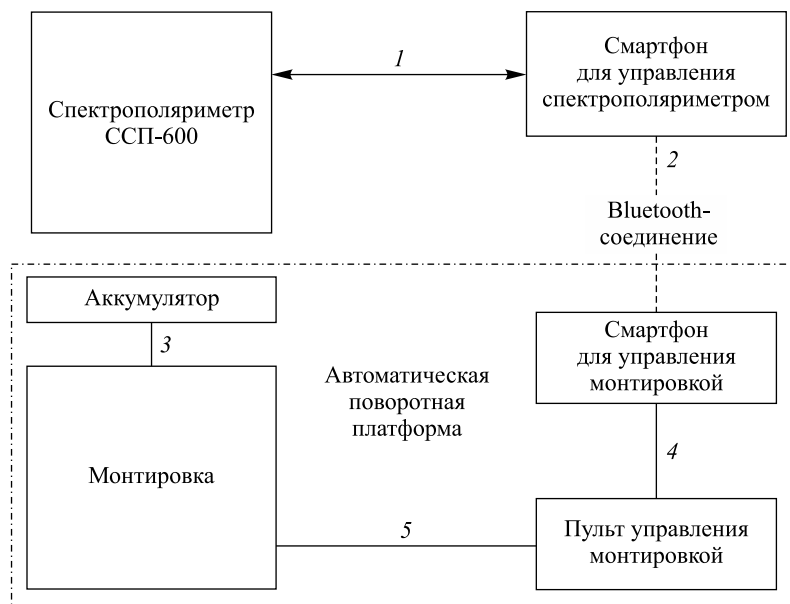


Рис. 2. Электрическая блок-схема соединения ССП-600 с монтировкой и управляющими смартфонами: 1 – OTG-кабель для подключения смартфона к спектрополяриметру ССП-600; 2 – Bluetooth-соединение между смартфоном ССП-600 и смартфоном для управления монтировкой; 3 – кабель питания монтировки со штырьковыми разъемами (DJK 10A); 4 – набор кабелей, соединенных между собой последовательно, включающий в себя: штатный кабель монтировки с разъемом DB-9 (розетка), кабель-адаптер (USB-RS 232) с разъемами USB типа A (вилка), DB-9 (вилка); 5 – кабель для соединения монтировки и пульта управления

Fig. 2. Electrical block diagram of the connection SSP-600 with the mount and control smartphones: 1 – OTG cable for connecting the smartphone to the SSP-600; 2 – Bluetooth connection between the smartphone SSP-600 and a smartphone for controlling the mount; 3 – power cable mounts with pin connectors (DJK 10A); 4 – a line representing a set of cables connected in series, which includes: a standard cable for mounting with a DB-9 connector (socket), an adapter cable (USB-RS 232) with USB connectors type A plug, DB-9 (fork); 5 – a cable for connecting the mount and the control panel

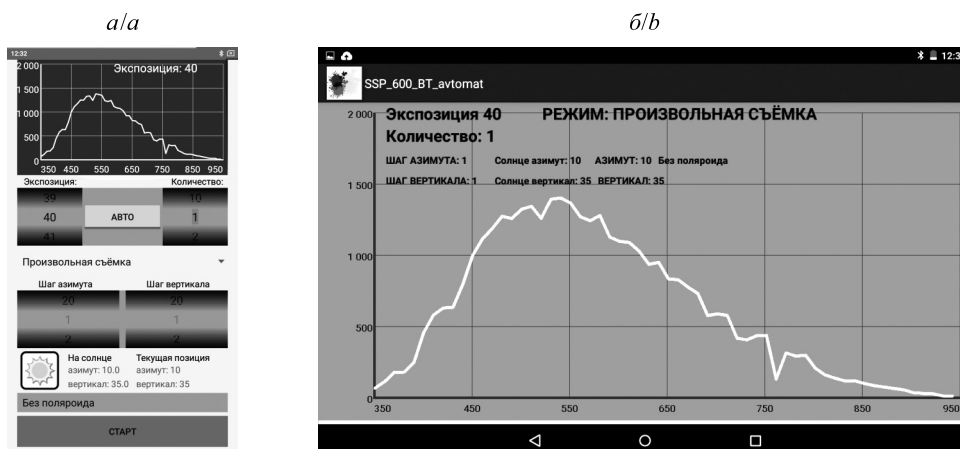


Рис. 3. Главные окна ПО, установленного на смартфон, соединенный с поворотной платформой (а) или со спектрополяриметром ССП-600 (б)

Fig. 3. The main windows of the software installed on: a smartphone connected to a turntable (a), a smartphone connected to the SSP-600 (b)

Во время съемки серии спектров по Bluetooth-каналу отправляется команда на смартфон, соединенный со спектрополяриметром ССП-600. Производится съемка в соответствии с переданными параметрами. Снятые спектры сохраняются в текстовом виде вместе с xml-файлом, содержащим все параметры и условия съемки, относящиеся к спектру. На экран двух смартфонов постоянно в режиме реального времени выводятся спектры, регистрируемые солнечным спектрополяриметром.

Методика получения атмосферных параметров

Построение той или иной оптической модели атмосферы является необходимым этапом при решении обратной задачи. Анализ проведенных многочисленных расчетов спектральной плотности энергетической яркости (СПЭЯ) излучения для различных углов Солнца и наблюдения показал, что спектры как уходящего, так и нисходящего излучения слабо зависят от вертикальных профилей оптических параметров атмосферы и могут быть достаточно точно описаны с использованием интегральных (в некотором смысле эффективных) по толщине атмосферы значений параметров, существенных с точки зрения теории переноса излучения. Таковыми параметрами являются (в дополнение к угловым переменным, описывающим геометрию задачи): спектральные оптические толщины атмосферы (по молекулярному рассеянию и аэрозольному ослаблению); параметр индикатрисы рассеяния (средний косинус); альbedo однократного рассеяния; спектральное альbedo поверхности; интегральное (в столбе атмосферы) содержание водяного пара, кислорода и озона. Причем наиболее чувствителен спектр нисходящего излучения к изменениям среднего косинуса индикатрисы, оптической толщины аэрозоля и альbedo однократного рассеяния.

Предлагаемая ниже аналитическая аппроксимация СПЭЯ нисходящего излучения в атмосфере обеспечивает расчет значений СПЭЯ на основе простой модели безоблачной атмосферы по аналитическим формулам, которые используются затем для решения обратной задачи. Указанная аппроксимация построена аналогично предложенной ранее аппроксимации СПЭЯ для восходящего излучения [3], которая успешно используется для атмосферной коррекции гиперспектральных данных.

Для СПЭЯ на нижней границе атмосферы $B^\downarrow(\mu, \mu_0, \varphi)$ (с учетом взаимодействия излучения с поверхностью) можно записать следующее выражение (вводим зависимость СПЭЯ от длины волны) [4; 5]:

$$B^\downarrow(\lambda, \mu, \mu_0, \varphi) = T_g(\lambda) \left[B_{\text{атм}}^\downarrow(\lambda, \mu, \mu_0, \varphi) + \frac{S_\lambda \mu_0 \rho_\lambda T_{1\lambda} (1 - T_{2\lambda})}{(1 - r_\lambda \rho_\lambda)} \right], \quad (1)$$

где μ – косинус зенитного угла наблюдения; μ_0 – косинус зенитного угла Солнца; φ – азимутальный угол направления распространения излучения относительно плоскости солнечного вертикала; $B_{\text{атм}}^\downarrow(\lambda, \mu, \mu_0, \varphi)$ – яркость атмосферной дымки (часть излучения, не взаимодействующая с поверхностью); $S_\lambda = \frac{E_{0\lambda}}{\pi}$ – яркость солнечного излучения на верхней границе атмосферы, $E_{0\lambda}$ – спектральная солнечная постоянная (освещенность на верхней границе атмосферы площадки, перпендикулярной солнечным лучам); ρ_λ – спектральное альbedo подстилающей поверхности, отражение считается лагранжевским; $T_{1\lambda}$ – суммарное (прямое плюс диффузное, без учета полос поглощения газовых составляющих атмосферы) пропускание атмосферы от Солнца к поверхности Земли; $T_{2\lambda}$ – суммарное (прямое плюс диффузное, без учета полос поглощения газовых составляющих атмосферы) пропускание атмосферы от поверхности Земли до верхней границы атмосферы; r_λ – сферическое альbedo аэрозольной атмосферы.

В формуле (1) учет поглощения излучения в полосах основных газовых составляющих атмосферы (водяного пара, озона и кислорода) осуществляется фильтровым способом, т. е. общее выражение для СПЭЯ $B^\downarrow(\lambda, \mu, \mu_0, \varphi)$, записанное без учета поглощения газовыми компонентами атмосферы, умножается на произведение пропусканий трех газовых компонент:

$$T_g(\lambda) = T_\lambda(\text{H}_2\text{O}) T_\lambda(\text{O}_2) T_\lambda(\text{O}_3).$$

Для учета пропускания в полосах поглощения указанных газов были рассчитаны пропускания атмосферы для стандартных значений поглощающих масс каждой газовой компоненты со спектральным разрешением 2 нм при расположении Солнца в зените, при наблюдении также в зенит и при среднем альbedo поверхности 0,2 (рис. 4).

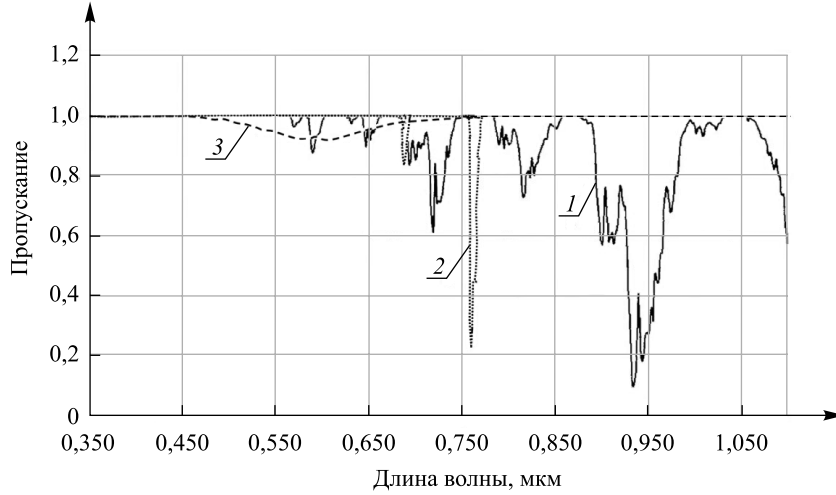


Рис. 4. Спектральные пропускания водяного пара (кривая 1), молекулярного кислорода (кривая 2) и озона (кривая 3)

Fig. 4. Spectral transmissions of water vapor (curve 1), molecular oxygen (curve 2) and ozone (curve 3)

При определении пропускания с поглощающей массой, отличающейся в m раз от стандартной, и других углов Солнца и наблюдения необходимо воспользоваться следующим выражением для каждого из газов:

$$T_g(\lambda) = [T_g^0(\lambda)]^{m\left(\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu}\right)},$$

где $T_g^0(\lambda)$ – стандартное пропускание газа при указанных выше условиях.

Для функций полного пропускания (без учета поглощений в полосах газов) $T_{1\lambda}$ и $T_{2\lambda}$ вниз и вверх соответственно, а также сферического альбеда аэрозольной атмосферы предлагается использовать достаточно точные аналитические аппроксимации из работы [4], которые получены для следующих значений параметров (здесь и далее g – средний косинус индикатрисы рассеяния; τ_λ – полная спектральная оптическая толщина атмосферы): $0 < g < 0,9$; $0,2 < \mu < 1,0$; $0 < \tau_\lambda < 2$ с максимальной погрешностью около 8 % для $g \in [0; 0,9]$, $\tau_\lambda \in [0; 2]$, $\mu \in [0,2; 1,0]$ и погрешностью менее 4 % для $\tau_\lambda \leq 1,6$, $g \leq 0,8$ и $\mu \in [0,2; 1,0]$.

Спектральную яркость атмосферной дымки $B_{\text{атм}}^\downarrow(\lambda, \mu, \mu_0, \varphi)$ в (1) предлагается рассчитывать по следующей аппроксимационной формуле:

$$B_{\text{атм}}^\downarrow(\lambda, \mu, \mu_0, \varphi) = B_{1\text{атм}}^\downarrow(\lambda, \mu, \mu_0, \varphi) \left[1 + q(\omega_\lambda \tau_\lambda(\lambda))^p \right], \quad (2)$$

где учет многократного рассеяния в нисходящее излучение атмосферной дымки осуществляется в виде поправки к однократному; q, p – неизвестные константы (подгоночные параметры модели); $B_{1\text{атм}}^\downarrow(\lambda, \mu, \mu_0, \varphi)$ – СПЭЯ дымки в приближении однократного рассеяния (в следующих формулах сами μ и μ_0 везде положительны, знак учтен явно):

$$B_{1\text{атм}}^\downarrow(\lambda, \mu, \mu_0, \varphi) = \frac{S_\lambda \mu_0 \omega_\lambda}{4} x(\gamma_0) \frac{\exp(-\tau_\lambda/\mu) - \exp(-\tau_\lambda/\mu_0)}{\mu - \mu_0}, \quad \mu \neq \mu_0,$$

$$B_{1\text{атм}}^\downarrow(\lambda, \mu_0, \mu_0, \varphi) = \frac{S_\lambda \omega_\lambda \tau_\lambda}{4\mu_0} x(\gamma_0) \exp(-\tau_\lambda/\mu_0), \quad \mu = \mu_0,$$

$$x(\gamma_0) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g\gamma_0)^{3/2}},$$

$$\gamma_0 = \mu\mu_0 + \sqrt{(1 - \mu^2)(1 - \mu_0^2)} \cos \varphi.$$

Полная вертикальная оптическая толщина на длине волны λ без учета оптической толщины по газовому поглощению:

$$\tau_{\lambda} = \tau_m + \tau_a + \tau_e,$$

где τ_m – оптическая толщина по молекулярному (рэлеевскому) рассеянию; τ_a – оптическая толщина по аэрозольному рассеянию; τ_e – оптическая толщина по аэрозольному поглощению. Альбе́до однократного рассеяния (вероятность выживания кванта) вычисляется через введенные оптические толщины:

$$\omega_{\lambda} = \frac{\tau_m + \tau_a}{\tau_m + \tau_a + \tau_e}.$$

Спектральные оптические толщины атмосферы аппроксимируются в рамках используемой модели степенными функциями:

$$\begin{cases} \tau_m = \tau_{m0} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^4, \\ \tau_a = \tau_{a0} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^{\beta}, \quad 0 < \beta \leq 4, \quad \tau_e = \text{const}, \end{cases}$$

где τ_{m0} , τ_{a0} – значения соответствующих оптических толщин на опорной длине волны λ_0 .

Приближение (2) предложено и исследовано в работе [5] для суммарного излучения атмосферы, мы же используем это приближение только для вклада атмосферной дымки (случай $\rho_{\lambda} = 0$). Константы q и p в (2) являются неизвестными (подгоночными параметрами модели). Учет вклада атмосферной дымки в однократном приближении, как показывают расчеты, совершенно неудовлетворителен даже для очень чистой атмосферы, тогда как представление (2) обеспечивает высокую точность.

При моделировании спектра СПЭЯ нисходящего излучения используются *известные измеренные величины*:

- 1) зенитный угол Солнца;
- 2) зенитный угол съемки;
- 3) азимутальный угол съемки относительно плоскости солнечного вертикала;
- 4) измеренная спектрополяриметром СПЭЯ;
- 5) размерная функция яркости Солнца на верхней границе атмосферы;
- 6) функция пропускания кислорода;
- 7) функция пропускания озона;
- 8) функция пропускания водяного пара,

а также *неизвестные параметры атмосферы*:

- 1) альбе́до ρ подстилающей поверхности (среднее по спектру);
- 2) показатель β степенной зависимости аэрозольной оптической толщины по рассеянию от длины волны (параметр Ангстрема);
- 3) оптическая толщина τ_e по поглощению аэрозоля (константа);
- 4) оптическая толщина τ_{a0} по рассеянию аэрозоля на опорной длине волны 0,55 мкм;
- 5) средний косинус g индикатрисы рассеяния;
- 6) отличие поглощающей массы от стандартной (m раз);
- 7) первый подгоночный параметр p ;
- 8) второй подгоночный параметр q .

Для определения неизвестных параметров применяется алгоритм Левенберга – Марквардта решения обратной задачи методом наименьших квадратов. С его помощью находится такой набор атмосферных параметров, который минимизирует отклонение смоделированного спектра от измеренного. Алгоритм позволяет задавать ограничения вида $l_i \leq x_i \leq u_i$, где x_i – значение i -го параметра; l_i и u_i – минимальное и максимальное возможные значения, которые задаются исходя из физического смысла параметра.

Результаты восстановления атмосферных параметров

Для получения атмосферных данных проводились измерения спектров атмосферы по следующей схеме. В безоблачный день ССП-600, установленный на крыше здания на высоте 30 м над уровнем земли, регистрировал спектры с шагом 5° по углу в альмукантарате Солнца и 2° в плоскости солнечного вертикала по описанной выше методике (рис. 5). В итоге были получены спектральные данные в 162 точках.

Разработано ПО, которое позволяет подготовить набор данных для анализа и выполнить алгоритм нахождения атмосферных параметров. При этом для формирования анализируемой далее выборки данные считываются в формате, в котором сохраняются спектры и сопутствующая информация. Снятые спектры загружаются в программу вместе с характеризующими направления съемки углами. Можно отобразить в виде графиков каждый из загруженных спектров и при необходимости (например, зашкаливающие значения в части спектра) исключить из выборки недостоверные.

Процедура определения атмосферных параметров предполагает нахождение таковых для каждого измерения с помощью подгонки аналитической аппроксимации спектра к измеренному (рис. 6) методом Левенберга – Марквардта. Незначительные расхождения экспериментального и теоретического спектров на рис. 6 объясняются разными спектральными разрешениями. Небольшие максимумы по обе стороны полосы поглощения кислорода (762 нм) обусловлены погрешностями прибора.

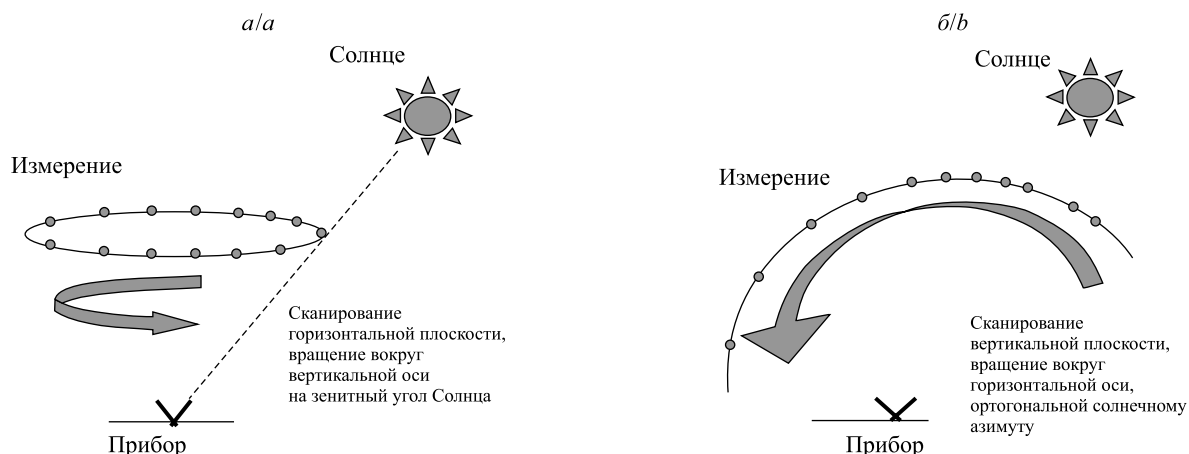


Рис. 5. Схема измерений ССП-600:
в альмукантате Солнца (а); в плоскости солнечного вертикала (б)

Fig. 5. Measurement Scheme of SSP-600:
in the Sun's almucantarate (a); in the plane of the solar vertical (b)

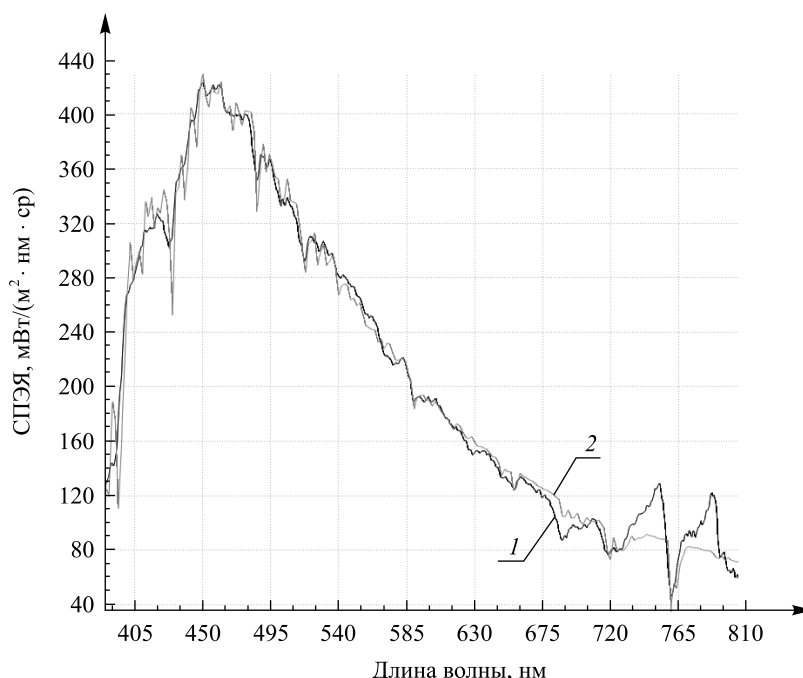


Рис. 6. Измеренная СПЭЯ рассеянного в атмосфере солнечного излучения (кривая 1)
и аналитическая аппроксимация спектра (кривая 2)

Fig. 6. The measured spectral density of energy brightness of the solar radiation scattered
in the atmosphere (curve 1) and the analytic approximation of the spectrum (curve 2)

В результате анализа набора найденных параметров (устранение выбросов и усреднение оставшихся значений атмосферных параметров) были определены следующие значения параметров атмосферы: $\beta = 3,608\,67$; $\rho = 0,866\,991$; $\tau_{a0} = 0,424\,449$; $\tau_e = 0,005$; $g = 0,428\,715$; $m = 0,189\,117$; $q = 6,020\,09$; $p = 0,740\,876$. Полученные величины соответствуют типичным параметрам городской (замутненной) атмосферы. Несколько завышенное значение среднего по подстилающей поверхности и спектру альбедо ($\rho = 0,866\,991$) может объясняться наличием большого количества относительно ярких поверхностей городской среды (крыши, дороги и пр.).

По рассчитанной оптической толщине можно сделать оценку концентрации частиц аэрозоля различных радиусов. Согласно [6] данная концентрация для частиц радиусом $0,1\text{ мкм}$ в 2 раза выше, а радиусом $0,2\text{ мкм}$ – в 4,5 раза выше, чем в чистой атмосфере.

Результаты угловых измерений спектров излучения с поляризационным фильтром

ССП-600 позволяет измерять СПЭЯ рассеянного в атмосфере излучения с учетом его поляризации. Был проведен эксперимент, заключающийся в одновременных измерениях СПЭЯ в одних и тех же точках небесной полусферы при разных положениях плоскости пропускания поляризационного фильтра.

При обработке поляризационных измерений использовались формулы (см. ниже) для выражения первых трех параметров Стокса, а также интенсивности, степени и азимута линейной поляризации через интенсивности излучения I_α , соответствующие трем положениям плоскости пропускания поляроида (эллиптической поляризацией в атмосфере можно пренебречь). Значения I_α были получены на длине волны 440 нм .

Параметры Стокса (первые три):

$$L = I_0 + I_{90}, \quad U = 2I_{45} - I_0 - I_{90}, \quad Q = I_0 - I_{90};$$

степень линейной поляризации:

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{L};$$

азимут поляризации:

$$\varphi = \frac{1}{2} \arctg \frac{U}{Q}.$$

Результаты вычислений интенсивности и параметров поляризации излучения представлены на рис. 7–9.

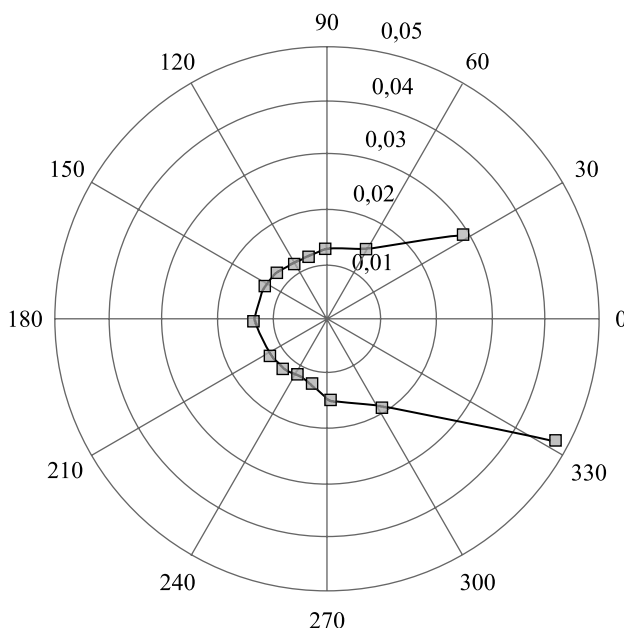


Рис. 7. Интенсивность излучения в альмукантарате Солнца (угол 0 соответствует направлению на Солнце)

Fig. 7. Intensity of the radiation in the Sun's almucantarate (angle 0 corresponds to the direction of the Sun)

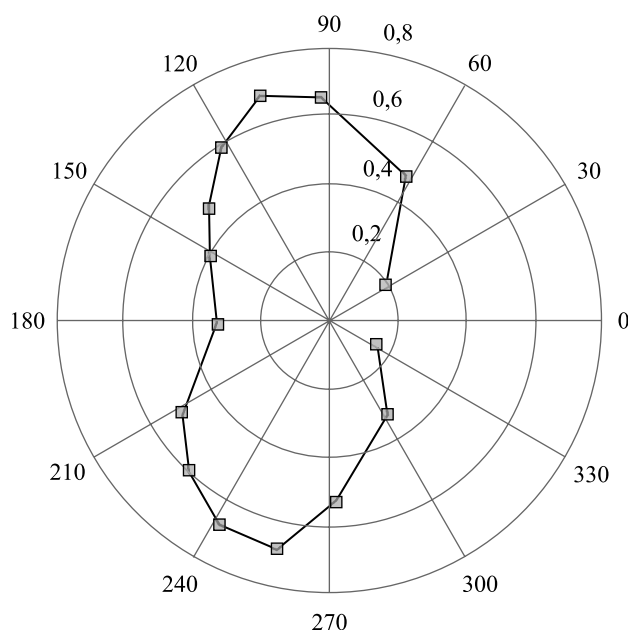


Рис. 8. Угловая зависимость степени линейной поляризации в альмукантарате Солнца (угол 0 соответствует направлению на Солнце)
Fig. 8. Angular dependence of the degree of linear polarization in the Sun's almukantarate (angle 0 corresponds to the direction of the Sun)

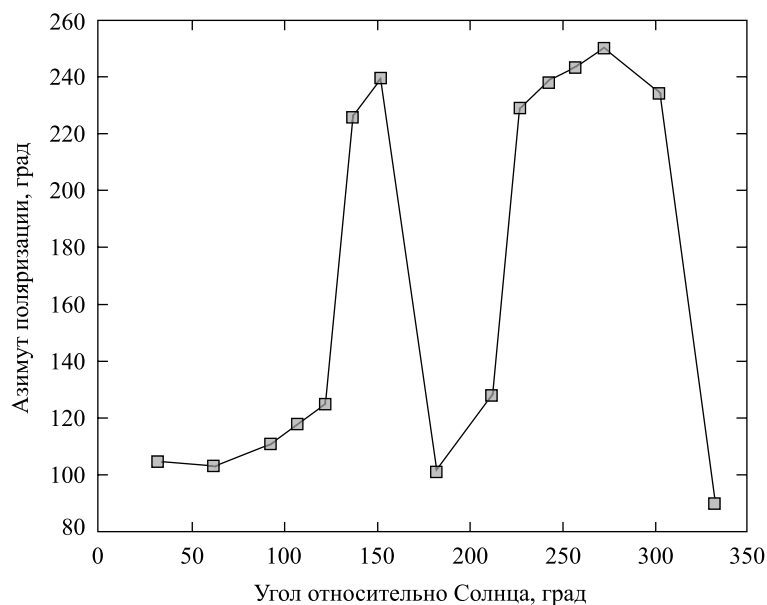


Рис. 9. Угол азимута поляризации в альмукантарате Солнца относительно направления на Солнце
Fig. 9. The angle of polarization azimuth in the Sun's almukantarate relative to the direction to the Sun

Анализируя угловую зависимость степени линейной поляризации (см. рис. 8), можно сделать вывод о наличии частиц аэрозоля над местом измерения, так как заметно смещение максимумов «лепестков» от положений 90° и 270° , что соответствовало бы «чистой» рэлеевской атмосфере.

Заклучение

Разработаны сканирующий солнечный спектрополяриметр ССП-600 и ПО системы управления. Проведены спектральные измерения по предложенной методике в Минске, получен набор данных для дальнейшего анализа. Решая обратную задачу алгоритмом Левенберга – Марквардта для каждого спектра с помощью ПО, были определены оптические атмосферные параметры. Также рассчитаны поляризационные характеристики рассеянного солнечного излучения. По результатам проведенных измерений можно судить о наличии существенного количества аэрозольных частиц над Минском. Полученные оптические атмосферные параметры и поляризационные характеристики представляют интерес для решения задачи определения состава и концентрации аэрозоля и будут использованы в дальнейших исследованиях.

Библиографические ссылки

1. Беляев БИ, Катковский ЛВ, Сосенко ВА, Беляев ЮВ. Наземные и полетные калибровки авиакосмической аппаратуры дистанционного зондирования Земли. *Наука и инновации*. 2016;4:21–26.
2. Martenov A, Katkouski L, Stanchick V. High resolution solar spectropolarimeter SSP-600 for determination of radiation parameters. In: *Open Readings 2017. Proceedings of International conference. 2017 March 14–17; Vilnius, Lithuania*. Vilnius: Vilnius University; 2017. p. 221.
3. Катковский ЛВ. Параметризация уходящего излучения для быстрой атмосферной коррекции гиперспектральных изображений. *Оптика атмосферы и океана*. 2016;29(9):778–784. DOI: 10.15372/AOO20160909.
4. Kokhanovsky AA, Mayer B, Rozanov VV. A parametrization of the diffuse transmittance and reflectance for aerosol remote sensing problems. *Atmospheric Research*. 2005;73:37–43. DOI: 10.1016/j.atmosres.2004.07.004.
5. Васильев АВ, Кузнецов АД, Мельникова ИН. Аппроксимация многократно рассеянного солнечного излучения в рамках приближения однократного рассеяния. В: *Международный симпозиум «Атмосферная радиация и динамика». Тезисы; 23–26 июня 2015 г.; Санкт-Петербург, Россия*. Санкт-Петербург: Санкт-Петербургский государственный университет; 2015. с. 131.
6. Queface AJ, Stuart JP, Annegarn HJ, Holben BN, Uthui RJ. Retrieval of aerosol optical thickness and size distribution from the CIMEL Sun photometer over Inhaca Island, Mozambique. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. 2003;108(D13):45. DOI: 10.1029/2002JD002374.

References

1. Belyaev BI, Katkovskii LV, Sosenko VA, Belyaev YuV. Nazemnye i poletnye kalibrovki aviakosmicheskoi apparatury distantionnogo zondirovaniya Zemli [Land and flight calibrations of aerospace equipment for Earth remote sensing]. *Nauka i innovatsii*. 2016;4:21–26. Russian.
2. Martenov A, Katkouski L, Stanchick V. High resolution solar spectropolarimeter SSP-600 for determination of radiation parameters. In: *Open Readings 2017. Proceedings of International conference. 2017 March 14–17; Vilnius, Lithuania*. Vilnius: Vilnius University; 2017. p. 221.
3. Katkovskii LV. Parametrizatsiya ukhodyashchego izlucheniya dlya bystroj atmosfernoi korrektsii giperspektral'nykh izobrazhenii [Parametrization of outgoing radiation for fast atmospheric correction of hyperspectral images]. *Optika atmosfery i okeana*. 2016;29(9):778–784. Russian. DOI: 10.15372/AOO20160909.
4. Kokhanovsky AA, Mayer B, Rozanov VV. A parametrization of the diffuse transmittance and reflectance for aerosol remote sensing problems. *Atmospheric Research*. 2005;73:37–43. DOI: 10.1016/j.atmosres.2004.07.004.
5. Vasil'ev AV, Kuznetsov AD, Melnikova IN. Approximation of multiply scattered solar radiation in the framework of a single scattering. In: *International Symposium «Atmospheric Radiation and Dynamics». Theses; 2015 June 23–26; Saint Petersburg, Russia*. Saint Petersburg: Saint Petersburg State University; 2015. p. 131. Russian.
6. Queface AJ, Stuart JP, Annegarn HJ, Holben BN, Uthui RJ. Retrieval of aerosol optical thickness and size distribution from the CIMEL Sun photometer over Inhaca Island, Mozambique. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. 2003;108(D13):45. DOI: 10.1029/2002JD002374.

Статья поступила в редколлегию 23.04.2018.
Received by editorial board 23.04.2018.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ОБРАЗЕЦ ШИРОКОЗАХВАТНОГО ОПТОЭЛЕКТРОННОГО СКАНЕРА С СИСТЕМОЙ РЕГИСТРАЦИИ, ХРАНЕНИЯ И ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

**М. Н. КОВАЛЕНКО¹⁾, А. А. МИНЬКО¹⁾,
Я. И. ДИДКОВСКИЙ¹⁾, М. Р. ПОСЛЕДОВИЧ¹⁾, С. Н. ШАРАШКИН¹⁾**

¹⁾Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь

Представлен ряд наиболее значимых научных результатов, полученных на кафедре физической оптики и прикладной информатики при выполнении заданий по программам Союзного государства «Космос-НТ» и «Мониторинг-СГ». В рамках последней создан экспериментальный образец оптоэлектронного сканера с системой регистрации, хранения и обработки данных в составе многоспектрального инфракрасного радиометра. Анализируется структура указанного образца и технические характеристики его составных частей: аппаратуры управления фотоприемным устройством, специализированного видеопроцессора, блока синхронизации, блока углового сканирования и калибратора инфракрасного фотоприемника.

Ключевые слова: экспериментальный образец; фотоприемное устройство; оптоэлектронный сканер; видеопроцессор; калибратор инфракрасного фотоприемника.

Образец цитирования:

Коваленко МН, Минько АА, Дидковский ЯИ, Последович МР, Шарашкин СН. Экспериментальный образец широкозахватного оптоэлектронного сканера с системой регистрации, хранения и обработки данных. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2018;3:31–37.

For citation:

Kovalenko MN, Minko AA, Didkovsky YI, Pasliadovich MR, Sharashkin SN. Prototype of a wide-angle optoelectronic scanner with a system for data recording, storage, and processing. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2018;3: 31–37. Russian.

Авторы:

Максим Николаевич Коваленко – заведующий научно-исследовательской лабораторией спектроскопических систем кафедры физической оптики и прикладной информатики физического факультета.

Анатолий Антонович Минько – доктор физико-математических наук, профессор; заведующий кафедрой физической оптики и прикладной информатики физического факультета.

Ярослав Иванович Дидковский – старший научный сотрудник научно-исследовательской лаборатории спектроскопических систем кафедры физической оптики и прикладной информатики физического факультета.

Михаил Романович Последович – кандидат физико-математических наук, доцент; ведущий инженер кафедры физической оптики и прикладной информатики физического факультета.

Сергей Николаевич Шарашкин – старший научный сотрудник научно-исследовательской лаборатории спектроскопических систем кафедры физической оптики и прикладной информатики физического факультета.

Authors:

Maksim N. Kovalenko, head of the research and development laboratory of spectroscopic systems, department of physical optics and applied informatics, faculty of physics.

kovalenkom@bsu.by

Anatoli A. Minko, doctor of science (physics and mathematics), full professor; head of the department of physical optics and applied informatics, faculty of physics.

minko@bsu.by

Yaroslav I. Didkovsky, senior researcher of the research and development laboratory of spectroscopic systems, department of physical optics and applied informatics, faculty of physics.

yaroslav-didkovskij@yandex.ru

Mikhail R. Pasliadovich, PhD (physics and mathematics), docent; leading engineer at the department of physical optics and applied informatics, faculty of physics.

posledov@bsu.by

Sergei N. Sharashkin, senior researcher of the research and development laboratory of spectroscopic systems, department of physical optics and applied informatics, faculty of physics.

sharashkin@bsu.by

PROTOTYPE OF A WIDE-ANGLE OPTOELECTRONIC SCANNER WITH A SYSTEM FOR DATA RECORDING, STORAGE, AND PROCESSING

*M. N. KOVALENKO^a, A. A. MINKO^a, Y. I. DIDKOVSKY^a,
M. R. PASLIADOVICH^a, S. N. SHARASHKIN^a*

^aBelarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus

Corresponding author: A. A. Minko (minko@bsu.by)

Most significant scientific results obtained at the department of physical optics and applied informatics in this field within the scope of the Union State Research Programs «Kosmos-ST» and «Monitoring-US» are presented. The goal of the Monitoring-US Project was the development and manufacturing of a prototype of the optoelectronic scanner with a system for data recording, storage, and processing as a part of a multispectral infrared radiometer. The structure of the developed prototype is analyzed; the technical characteristics of its components such as the control equipment of photo-detector device, specialized video processor, synchronization unit, angular scanning unit, and infrared photodetector calibrator are given.

Key words: prototype; photodetector device; optoelectronic scanner; video processor; infrared photodetector calibrator.

Введение

Научные исследования по созданию антенн космических аппаратов начались в Белорусском государственном университете в 1970-х гг. под руководством ректора БГУ академика А. Н. Севченко и проректора по научной работе Л. В. Володько.

В области разработки аппаратуры и методов дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ) из космоса исследования начаты в 1985 г., возглавляемые ректором БГУ академиком Л. И. Киселевским и в ту пору кандидатом физико-математических наук Б. И. Беляевым (ныне – доктор физико-математических наук, профессор).

На кафедре физической оптики¹ работы по созданию аппаратуры для зондирования Земли в инфракрасном (ИК) диапазоне ведутся с 2003 г. (А. А. Минько, М. Н. Коваленко) по программам Союзного государства «Космос-СТ», «Космос-НТ» [1; 2] и «Мониторинг-СТ» [3].

Мониторинг окружающей среды и чрезвычайных ситуаций невозможен без привлечения данных наблюдения Земли из космоса. В настоящее время для съемок из космоса наиболее часто используются многоспектральные оптико-механические системы (сканеры), установленные на искусственных спутниках Земли различного назначения. При помощи таких систем формируются изображения, состоящие из множества отдельных, последовательно получаемых элементов. Термин «сканирование» обозначает развертку изображения при помощи сканирующего элемента (качающегося или вращающегося зеркала), поэлементно просматривающего местность поперек движения носителя и посылающего лучистый поток в объектив и далее на точечный датчик, преобразующий световой сигнал в электрический. Сканерные изображения можно получить во всех спектральных диапазонах, но особенно эффективными являются видимый и ИК-диапазон [4; 5].

В данной работе рассматриваются вопросы разработки спектральной аппаратуры для ДЗЗ в ИК-области спектра. Эффективность аэрокосмической ИК-съемки обусловлена устойчивыми индикационными свойствами температурного поля многих объектов и явлений на земной поверхности, которые не обнаруживаются другими дистанционными методами. Важным достоинством ИК-съемки является возможность получать информацию как в дневное, так и в ночное время.

Структурная схема экспериментального образца широкозахватного оптоэлектронного сканера с системой регистрации, хранения и обработки данных

Нами был разработан и изготовлен экспериментальный образец (ЭО) широкозахватного оптоэлектронного сканера с системой регистрации, хранения и обработки данных в составе многоспектрального ИК-радиометра для спутников ДЗЗ. Работа проводилась совместно с ФГУП «ЦНИИМаш», где был

¹Кафедра физической оптики создана в сентябре 1953 г. Возглавил кафедру А. Н. Севченко и руководил ею до 1978 г. Позже кафедру возглавляли: М. Р. Последович (1978–1979), А. М. Бельский (1979–1981), И. П. Зятьков (1981–1993). С 1993 г. кафедрой физической оптики (с 1 сентября 2017 г. – кафедра физической оптики и прикладной информатики) руководит А. А. Минько.

получен многоэлементный многоспектральный ИК-фотоприемник и оптическая система формирования изображения, а также с Государственным оптическим институтом имени С. И. Вавилова, где проводятся работы по созданию многоэлементного матричного многоспектрального ИК-фотоприемника и ИК-телескопа.

ЭО широкозахватного оптоэлектронного сканера с системой регистрации, хранения и обработки данных включает: аппаратуру управления фотоприемным устройством (ФПУ), специализированный видеопроцессор (СВ) для ФПУ, блок синхронизации, блок углового сканирования, калибратор ИК-фотоприемника с электронно-механическим приводом. Схема подключения составных частей приведена на рис. 1.



Рис. 1. Подключение составных частей ЭО широкозахватного оптоэлектронного сканера
Fig. 1. Connection of the components of the prototype of a wide-angle optoelectronic scanner

Аппаратура управления ФПУ предназначена для регистрации изображения с четырех либо шести матричных ИК-фотоприемников. Она также позволяет контролировать их основные электрические параметры и измерять рабочие напряжения и температуру. С помощью системы формируются все постоянные и импульсные напряжения управления мультиплексором фотоприемников. Постоянные напряжения регулируются с помощью 12-разрядных цифроаналоговых преобразователей (ЦАП). Выходной сигнал фотоприемника поступает на 16-разрядный аналого-цифровой преобразователь (АЦП) блока, преобразуется в цифровую форму и передается в компьютер, где происходит измерение его параметров.

Входящий в систему контроллер формирования синхросигналов и видео ЦАП обеспечивает создание композитного видеосигнала для просмотра изображения с ИК-фотоприемника на телевизионном мониторе.

Аппаратура управления ФПУ состоит из электронных блоков с интерфейсом LVDS для скоростной передачи данных видеопроцессору, формирования управляющих сигналов в соответствии с циклограммой работы радиометров и считывания данных от 16-разрядных АЦП. На рис. 2 показаны соединения отдельных блоков между собой и с фотоприемниками.



Рис. 2. Структурная схема аппаратуры управления ФПУ
Fig. 2. Block diagram for the photodetector control unit

Питание аппаратуры осуществляется от компьютера по интерфейсным кабелям USB или LVDS.
Основные технические характеристики аппаратуры управления ФПУ:

Число выходных каналов постоянных регулируемых напряжений	24
Число выходных каналов импульсных регулируемых напряжений	15
Диапазон регулировки постоянных напряжений	0–5 В
Погрешность установки постоянных и импульсных напряжений	±1 %
Число входных каналов АЦП	24
Амплитуда входного напряжения блока АЦП	5 В
Число разрядов АЦП	16
Цена младшего разряда АЦП	0,5 мВ
Число входных информационных каналов TTL	2
Число выходных информационных каналов TTL	2

Число LVDS-интерфейсов 240 Мб/с	1
Число USB-интерфейсов	1
Число RS422-интерфейсов	1

СВ предназначен для регистрации изображений с четырех либо шести матричных ИК-фотоприемников с записью на накопитель полученных данных. Он также позволяет устанавливать параметры регистрации ИК-изображений, длительность сеанса записи, основные электрические параметры ИК-фотоприемников и измерять рабочие напряжения и температуру фотоприемников, поскольку соединен посредством интерфейса USB с аппаратурой управления ФПУ. СВ может использоваться в стендах выходного и входного контроля фотоприемников при их производстве и проведении испытаний.

Видеопроцессор обеспечивает вывод видеосигнала каждого фотоприемного модуля на стандартный монитор (дисплей), предварительную обработку зарегистрированных данных и формирование массивов данных в соответствии с топологией размещения чувствительных элементов, запись и вычитание темнового сигнала, коррекцию чувствительности и хранение.

В процессе регистрации сигнала с ФПУ видеопроцессор сохраняет в память информацию объемом до 4 Гб для последующей обработки и воспроизведения управляющим компьютером. СВ обеспечивает синхронизацию процесса считывания данных со всех ФПУ как под программным управлением, так и по поступлению внешнего синхросигнала. Период поступления синхросигнала составляет не менее 2 мс и задается с точностью до $\pm 1\%$.

Видеопроцессор состоит из следующих электронных компонентов (рис. 3): блока центрального процессора PC104+, твердотельного SATA-диска, модуля памяти кадров, модуля цифровой обработки видеопотока реального времени, блока питания.

Модуль цифровой обработки видеопотока реального времени предназначен для высокоскоростного (до 240 Мб/с) обмена данными с компьютером и модулем фотоприемников. Он обеспечивает передачу и прием 32-разрядных данных в компьютер по шине PCI 33/66 МГц. Модуль соединяется с компьютером через интерфейс PC104+. Структурная схема модуля приведена на рис. 4.

Интерфейс, буферное ОЗУ данных, ОЗУ коэффициентов коррекции и темнового тока фотоприемника, а также интерфейс к фотоприемнику реализованы в программируемой ПЛИС. PCI-интерфейс выполнен в виде ядра на языке VHDL. LVDS-интерфейс к модулю фотоприемника изготовлен на базе схемы сериализатора-десериализатора DS92LV18.

Модуль содержит 32 цифровых канала ввода-вывода, снабженных буферными усилителями, обеспечивающими его защиту при подключении к внешним устройствам.

В модуле с исполнением PC104+ дополнительно содержится ЦАП AD5328 с 8 аналоговыми выходами. Значение выходных напряжений задается с помощью управляющей программы компьютера. Кроме ЦАП, модуль с исполнением PC104+ содержит 16-разрядный АЦП AD7686 с цепями смещения для подключения датчиков температуры, встраиваемых в фотоприемник или систему.

Управляющая программа обеспечивает регулирование вышеперечисленных устройств, а также вывод в реальном масштабе времени выходного сигнала с фотоприемника на экран монитора.

СВ для фотоприемного устройства работает только с аппаратурой управления ФПУ и подключается с помощью интерфейсных кабелей LVDS (типа IEEE1394) и USB.

Основные технические характеристики СВ:

Число одновременно обслуживаемых фотоприемных устройств	4/6
Максимальная частота приема данных с ФПУ	30 МГц
Интерфейс видеоданных с аппаратурой управления ФПУ	LVDS
Управляющий интерфейс с аппаратурой управления ФПУ	RS422/USB
Интерфейс электронного ключа	USB
Буферная память темнового сигнала видеопроцессора	1 Мб
Буферная память коэффициентов коррекции сигнала видеопроцессора	1 Мб

Разработанный СВ обеспечивает электропитание аппаратуры управления ФПУ, установку необходимых режимов питания фотоприемника, измерение и запоминание массивов соответствующих выходных данных. Он содержит DSP-блоки для коррекции видеопотока со всех фотоприемных модулей в реальном времени.

Для регистрации изображения участка земной поверхности с помощью оптоэлектронного сканера в составе многоспектрального ИК-радиометра необходимо синхронизировать поток данных от ИК-фотоприемников с положением сканера и углом поворота сканирующего зеркала. Эту задачу решает

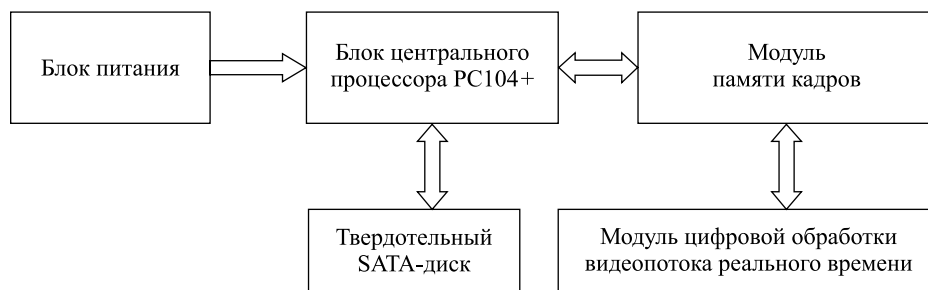


Рис. 3. Структурная схема СВ

Fig. 3. Block diagram of a specialized video processor

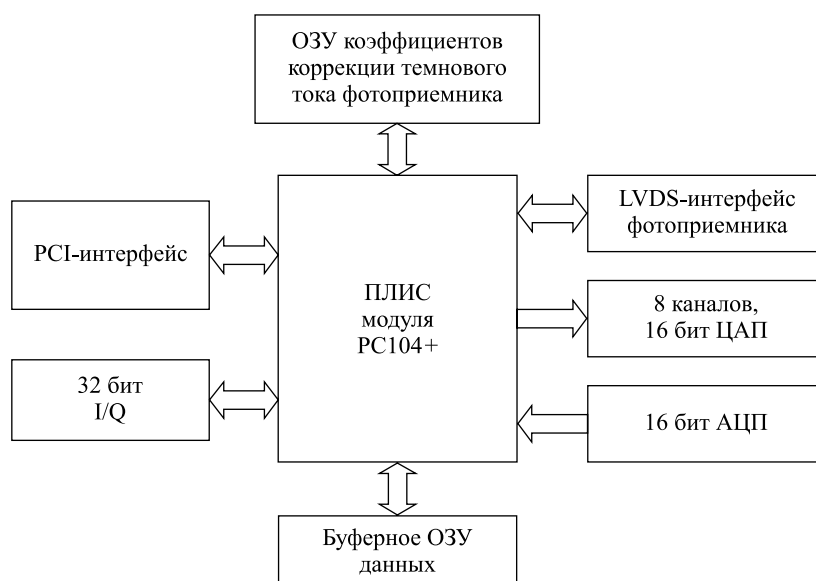


Рис. 4. Структурная схема модуля цифровой обработки видеопотока реального времени

Fig. 4. Block diagram of the digital processing module for real-time video stream

блок синхронизации, который конструктивно состоит из платы спутниковой навигации NV08C-CSM-BRD, оптоэлектронного датчика положения сканирующего зеркала и интерфейсных кабелей. Специализированная подпрограмма обеспечивает синхронизацию потока данных от ИК-фотоприемников с метками времени, полученными от блока синхронизации.

Плата спутниковой навигации обеспечивает определение положения (позиционирование) сканера с помощью спутников GLONASS и GPS и выработку импульсов, синхронизованных с часами спутников. Оптоэлектронный датчик положения сканирующего зеркала служит для калибровки данного положения в реперной точке.

ЭО широкозахватного оптоэлектронного сканера с системой регистрации, хранения и обработки данных в составе многоспектрального ИК-радиометра для спутников ДЗЗ представляет собой устройство для получения изображения объектов в тепловом диапазоне (тепловизор).

Чтобы иметь информацию о температуре наблюдаемых объектов, необходимо откалибровать приемник ИК-изображения как минимум по трем источникам излучения разной температуры. После калибровки тепловизор предоставляет не только визуальную, но и цифровую информацию о температуре объектов в каждой точке изображения. Такой тепловизор называется ИК-радиометром.

Абсолютно черное тело – главный источник калибровки для средне- и длинноволновых ИК-полос (от 3,5 до 14,4 мкм) – следует спроектировать так, чтобы получилась практически неотражающая поверхность, точно сохраняющая свою температуру и позволяющая определить температуру фотона с помощью ИК-радиометра по зрачку черного тела.

Автономный ИК-радиометр (управляемый дистанционно) должен иметь собственный встроенный калибратор, который генерирует тепловой поток от излучателя с его программно задаваемой температурой, что обеспечивает радиометрическую, спектральную и пространственную калибровку ИК-фотоприемника радиометра. В нашем случае эталонным излучателем служит нагреваемая пластина – модель абсолютно черного тела.

В БГУ разработан и изготовлен источник ИК-излучения – калибратор, который настраивается на заданную температуру в диапазоне 30–90 °С с точностью до $\pm 0,01$ °С. В состав калибратора включен прецизионный датчик температуры на термометре сопротивления ТМ293-02, контроллер PID-регулятора на процессоре C8051F350, содержащий в составе 24-разрядный сигма-дельта АЦП, ШИМ-регулятор мощности нагревательного элемента черного тела, разработанного в Государственном оптическом институте имени С. И. Вавилова специально для использования в бортовых системах калибровки. Температура калибратора задается программно.

Конструкция черного тела – калибратора позволяет измерять температуру с помощью термометра сопротивления. Сопротивление нагревателя 0,6–0,7 Ом при нормальных атмосферных условиях. Максимально допустимый длительный режим эксплуатации 180 °С (кратковременно допустимо 200 °С). При 180 °С питание калибратора составляет приблизительно 3,5 В постоянного напряжения при токе 4 А. Для более быстрого нагрева до необходимой рабочей температуры проводились испытания с подачей напряжения 7–8 В при токе 8–9 А на короткое время.

Калибратор закрепляется на вращающемся диске с дополнительно установленным на нем зеркалом и широкоапертурной диафрагмой и размещается между оптической системой радиометра и ИК-фотоприемником. Таким образом, имеется возможность задать температуру калибровки, ввести калибратор в оптический путь радиометра, открыть последний для наблюдения объектов через оптическую систему или закрыть ИК-фотоприемник глухим зеркалом для фиксации собственных тепловых шумов приемника.

Заключение

В разработанной и созданной аппаратуре применены электронные блоки обработки видеосигнала, включая коррекцию на темновые шумы и спектральную чувствительность фотоприемника. Эти блоки выполняют математические процедуры без привлечения процессоров, что обеспечивает более эффективное быстроедействие и минимальное использование ресурсов бортовой электроники по сравнению с существующими в настоящее время системами. Применение аппаратной записи видеосигнала в память бортового компьютера также приводит к экономии его ресурсов, при этом не используется режим прямого доступа (DMA) в память контроллера бортовой вычислительной системы.

Для всех блоков и ЭО оптоэлектронного сканера выполнены лабораторно-отладочные испытания в БГУ и НИИ ПФП имени А. Н. Севченко БГУ на стенде «Камелия» (рис. 5).

Разработаны программа и методика испытаний. Все блоки и системы ЭО широкозахватного оптоэлектронного сканера прошли метрологическую аттестацию в РУП «БелГИМ» (свидетельство о метрологической аттестации 01 № 10-50). В 2017 г. проведена апробация ЭО в ФГУП «ЦНИИМаш» (г. Королёв, Россия) (рис. 6), которая показала возможность использования данной аппаратуры для создания прототипа спутника ДЗЗ в ИК-диапазоне.

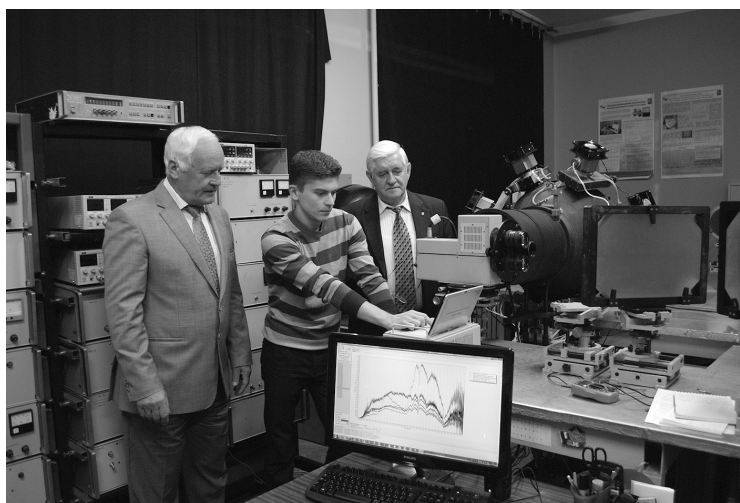


Рис. 5. Испытания блоков ЭО-сканера на комплексе «Камелия».

Аспирант Ю. А. Крот с научными руководителями
Б. И. Беляевым (слева) и А. А. Минько (справа)

Fig. 5. Tests of blocks of the scanner prototype on the «Camellia» complex.

Graduate student Yu. A. Krot with his research supervisors
B. I. Belyaev (left) and A. A. Minko (right)

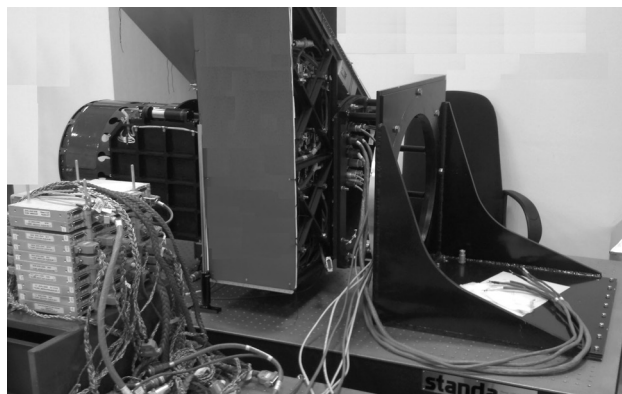


Рис. 6. ЭО оптоэлектронного сканера в составе ИК-радиометра на апробации в ФГУП «ЦНИИМаш» (г. Королёв, Россия)

Fig. 6. Testing of the prototype of an optoelectronic scanner as a part of the TsNIIMash IR radiometer FSUE (Korolev, Russia)

Испытания доказывают уникальность полученного ЭО широкозахватного оптоэлектронного сканера многоспектрального ИК-радиометра с системой регистрации, хранения и обработки данных для спутников ДЗЗ и целесообразность его использования при создании аппаратуры ДЗЗ в России и Беларуси.

Представленная аппаратура универсальна и может использоваться с фотоприемными устройствами различного формата и спектрального диапазона.

Библиографические ссылки

1. Коваленко МН, Минько АА, Понарядов ВВ, Последович МР, Шарашкин СН. Экспериментальный образец бортовой аппаратуры синтеза и предварительной обработки изображений ИК-диапазона. *Пятый Белорусский космический конгресс: материалы конгресса в 2 томах*. Минск: ОИПИ НАН Беларуси; 2011. Том 1. с. 312–314.
2. Коваленко МН, Минько АА, Понарядов ВВ, Последович МР, Шарашкин СН. Малогабаритный экспериментальный образец бортовой аппаратуры синтеза и предварительной обработки изображений высокого разрешения. *Пятый Белорусский космический конгресс: материалы конгресса в 2 томах*. Минск: ОИПИ НАН Беларуси; 2011. Том 1. с. 315–317.
3. Минько АА, Дидковский ЯИ, Коваленко МН, Последович МР, Шарашкин СН. Экспериментальный образец широкозахватного оптоэлектронного сканера с системой регистрации, хранения и обработки данных в составе многоспектрального ИК-радиометра для спутников дистанционного зондирования Земли. *Материалы VII Белорусского космического конгресса. 24–26 октября 2017 г.; Минск, Беларусь. Том 1*. Минск: ОИПИ НАН Беларуси; 2017. с. 252–258.
4. Беляев БИ, Крот ЮА, Минько АА. Приборы и методы зондирования Земли с космических аппаратов. *Физическая оптика в БГУ. Кафедре физической оптики 60 лет*. Минск: БГУ; 2013. с. 142–146.
5. Коваленко МН, Минько АА, Последович МР, Шарашкин СН. Экспериментальный образец бортовой аппаратуры синтеза и предварительной обработки изображений ИК-диапазона. *Физическая оптика в БГУ. Кафедре физической оптики 60 лет*. Минск: БГУ; 2013. с. 147–154.

References

1. Kovalenko MN, Min'ko AA, Ponaryadov VV, Posledovich MR, Sharashkin SN. Eksperimental'nyi obrazets bortovoi apparatury sinteza i predvaritel'noi obrabotki izobrazhenii IK diapazona [Prototype of satellite-borne equipment for synthesis and preprocessing of IR images]. *Pyaty Belorusskii kosmicheskii kongress: congress proceedings in 2 volumes*. Minsk: United Institute of Informatics Problems of the National Academy of Sciences of Belarus; 2011. Volume 1. p. 312–314. Russian.
2. Kovalenko MN, Min'ko AA, Ponaryadov VV, Posledovich MR, Sharashkin SN. Malogabaritnyi eksperimental'nyi obrazets bortovoi apparatury sinteza i predvaritel'noi obrabotki izobrazhenii vysokogo razresheniya [Compact experimental specimen of satellite equipment for synthesis and preprocessing of high-resolution images]. *Pyaty Belorusskii kosmicheskii kongress: congress proceedings in 2 volumes*. Minsk: United Institute of Informatics Problems of the National Academy of Sciences of Belarus; 2011. Volume 1. p. 315–317. Russian.
3. Min'ko AA, Didkovskii YaI, Kovalenko MN, Posledovich MR, Sharashkin SN. Eksperimental'nyi obrazets shirokoxvatnogo optoelektronnogo skanera s sistemoi registratsii, khraneniya i obrabotki dannykh v sostave mnogosppektral'nogo IK-radiometra dlya sputnikov distantsionnogo zondirovaniya Zemli. *Materialy VII Belorusskogo kosmicheskogo kongressa. 24–26 oktyabrya 2017 g.; Minsk, Belarus'. Volume 1* [Prototype of a wide-angle optoelectronic scanner with a data recording, storage, and processing system as a part of the multispectral IR radiometer for satellite long-range probing of the Earth. Proceedings of the VII Belarusian Space Congress. 2017 October 24–26; Minsk, Belarus. Volume 1]. Minsk: United Institute of Informatics Problems of the National Academy of Sciences of Belarus; 2017. p. 252–258. Russian.
4. Belyaev BI, Krot YuA, Min'ko AA. Pribory i metody zondirovaniya Zemli s kosmicheskikh apparatov [Devices and methods for the Earth probing from spacecraft]. *Fizicheskaya optika v BGU. Kafedre fizicheskoi optiki 60 let*. Minsk: BSU; 2013. p. 142–146. Russian.
5. Kovalenko MN, Min'ko AA, Posledovich MR, Sharashkin SN. Eksperimental'nyi obrazets bortovoi apparatury sinteza i predvaritel'noi obrabotki izobrazhenii IK-diapazona [Prototype of satellite-borne equipment for synthesis and preprocessing of IR images]. *Fizicheskaya optika v BGU. Kafedre fizicheskoi optiki 60 let*. Minsk: BSU; 2013. p. 147–154. Russian.

УДК 533.9.082.5;543.423;621.373.826

ОСОБЕННОСТИ МОРФОСТРУКТУРЫ И ЛОКАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КАЛЬЦИЯ В ВЫСОХШИХ КАПЛЯХ ПЛАЗМЫ КРОВИ У БОЛЬНЫХ С ОПУХОЛЬЮ ГОЛОВНОГО МОЗГА

Г. Т. МАСЛОВА¹⁾, Ж. И. БУЛОЙЧИК¹⁾, А. П. ЗАЖОГИН¹⁾,
А. С. МАВРИЧЕВ²⁾, Л. А. ДЕРЖАВЕЦ²⁾, А. С. ТРУБЕЦКАЯ¹⁾, А. В. ТИТОВА¹⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь

²⁾Республиканский научно-практический центр онкологии и медицинской радиологии
им. Н. Н. Александрова, 223040, агрогородок Лесной, Минский р-н, Беларусь

Изучены морфология и локальное пространственное распределение кальция по объему высохших капель плазмы крови больных с опухолью головного мозга. В анализируемых фациях выявлены структурные особенности для пациентов с опухолью головного мозга различной степени, а также с метастазами в головном мозге.

Образец цитирования:

Маслова ГТ, Булойчик ЖИ, Зажогин АП, Мавричев АС, Державец ЛА, Трубецкая АС, Титова АВ. Особенности морфоструктуры и локального распределения кальция в высохших каплях плазмы крови у больных с опухолью головного мозга. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2018;3:38–45.

For citation:

Maslova GT, Bulovichik JI, Zajogin AP, Mavrichev AS, Derzhavets LA, Trubetskaya AS, Titova AV. Features of the morpho-structure and of the local calcium distribution in dried blood drops of the patients with brain tumors. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2018;3:38–45. Russian.

Авторы:

Галина Трофимовна Маслова – кандидат биологических наук; доцент кафедры физиологии человека и животных биологического факультета.

Жанна Игнатьевна Булойчик – кандидат химических наук; старший научный сотрудник кафедры физической оптики и прикладной информатики физического факультета.

Анатолий Павлович Зажогин – доктор физико-математических наук, профессор; профессор кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета.

Анатолий Сергеевич Мавричев – доктор медицинских наук; заместитель директора по лечебной работе.

Лилия Александровна Державец – кандидат биологических наук; заведующий клинико-диагностической лабораторией.

Антонина Сергеевна Трубецкая – студентка биологического факультета. Научный руководитель – Г. Т. Маслова.

Анастасия Владимировна Титова – студентка биологического факультета. Научный руководитель – Г. Т. Маслова.

Authors:

Galina T. Maslova, PhD (biology); associate professor at the department of human and animal physiology, faculty of biology.

qhalina.maslova@mail.ru

Janne I. Bulovichik, PhD (chemistry); senior researcher at the department of physical optics and applied informatics, faculty of physics.

zajogin_an@mail.ru

Anatoli P. Zajogin, doctor of science (physics and mathematics), full professor; professor at the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics.

zajogin_an@mail.ru

Anatoli S. Mavrichev, doctor of science (medicine); deputy director for clinical practice.

qhalina.maslova@mail.ru

Liliya A. Derzhavets, PhD (biology); head of the clinical diagnostic laboratory.

qhalina.maslova@mail.ru

Antonina S. Trubetskaya, student at the faculty of biology.

qhalina.maslova@mail.ru

Anastasija V. Titova, student at the faculty of biology.

qhalina.maslova@mail.ru

Оценены возможности использования структурообразования высохшей капли и локального пространственного распределения кальция в качестве дополнительной информации при постановке и уточнении диагноза. Разработанные методики позволяют контролировать назначенное лечение и уточнять динамику развития патологии.

Ключевые слова: атомно-эмиссионный спектральный анализ; плазма крови; биологическая жидкость; морфология капли; лазерная атомно-эмиссионная спектрометрия; пространственное распределение кальция; послойный анализ.

FEATURES OF THE MORPHOSTRUCTURE AND OF THE LOCAL CALCIUM DISTRIBUTION IN DRIED BLOOD DROPS OF THE PATIENTS WITH BRAIN TUMORS

G. T. MASLOVA^a, J. I. BULOICHIK^a, A. P. ZAJOGIN^a, A. S. MAVRICHEV^b,
L. A. DERZHAVETS^b, A. S. TRUBETSKAYA^a, A. V. TITOVA^a

^aBelarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus

^bRepublican Research-Practical Center of Oncology and Medical Radiology named after N. N. Alexandrov,
Liasny 223040, Minsk region, Belarus

Corresponding author: A. P. Zajogin (zajogin_an@mail.ru)

The morphology of dried blood plasma drops of the patients with brain tumors of different grades and the local spatial distribution of calcium by volume in the facies analyzed has been studied. The structural peculiarities of dried blood drops from the patients with brain tumors of different grades and with metastatic brain tumors have been revealed. The possibility to use the features of the dried drop structural formation and of the local spatial calcium distribution as an additional source of information for diagnosis making and elucidation has been estimated. The proposed methods enable one to control the course of treatment and to check up the dynamics of the developing pathology.

Key words: biological fluid; drop morphology; laser atomic-emission spectrometry; double laser pulses; spatial distribution; layer-by-layer analysis; calcium.

Введение

В последние годы обозначился заметный рост заболеваний центральной нервной системы (ЦНС), в том числе опухолей головного мозга (ОГМ). Первичные опухоли ЦНС составляют 1,4 % всех злокачественных опухолей и 2,4 % онкологической летальности.

ОГМ встречаются практически в любом возрасте. Наибольшая доля заболевших приходится на возраст от 40 до 69 лет. Если средняя выживаемость больных с анапластическими астроцитомами составляет около двух лет, то ситуация у пациентов с глиобластомами значительно хуже. Так, по оценкам разных авторов, средняя продолжительность жизни больных этой группы редко превышает 12 месяцев [1].

Метастатическое поражение головного мозга (МППГМ), как финальная стадия развития общего опухолевого процесса, возникает у 25–50 % всех онкобольных и ассоциируется с плохим прогнозом течения заболевания. Больные с МППГМ представляют собой один из самых тяжелых контингентов в системе онкологической службы. Статистические сведения о частоте метастатических ОГМ противоречивы и отличаются широким диапазоном, составляя, по данным крупных неврологических и нейрохирургических клиник, от 20 до 50 % общего числа всех ОГМ [2].

Известно, что биологическая жидкость (БЖ) играет роль функционального системообразующего фактора, связывая пространственно-временные структуры внутренней среды организма. Последняя реагирует на изменение пространственного порядка своих химических связей. Любое изменение физико-химического состояния внутренней среды организма находит свое отражение в специфическом изменении формообразования ее структур.

Механизмам и моделям дегидратационной самоорганизации БЖ посвящено большое количество работ [3]. Морфология твердой фазы используется как метод диагностики в медицине. Подробно изучаются физические основы структурной эволюции высыхающей капли БЖ и факторы, влияющие на ее морфогенез.

Анализ формы образующихся структур применяют для определения патологических отклонений в системе и устойчивости физиологических процессов, поскольку структура БЖ дает сжатую информацию о состоянии организма. Особенности такового сказываются на процессе кристаллизации веществ,

содержащихся в БЖ, и проявляются в появлении на изображении фации (высохшая капля) характерных структур. В отличие от здорового человека, который обладает компенсаторно-адаптационными возможностями и сбалансированностью метаболических реакций в организме, для людей с патологией характерен иррадиальный тип структуропостроения.

В ряде работ на основе тщательного анализа высохшей капли БЖ пациентов показаны особенности системной организации БЖ, выделены характерные структуры, которые могут не только служить маркерами уже проявившегося заболевания, но и свидетельствовать о самой начальной его форме, когда симптомы еще практически отсутствуют. В последнее время разрабатываются алгоритмы распознавания конкретных видов маркеров, соответствующих физиологическому (нормальному) и патологическому состоянию организма, изучается их эффективность [4; 5].

Важны исследования, способствующие диагностированию и лечению больных с ОГМ по особенностям морфологической картины фации. В механизме патогенеза раковых новообразований главнейшим звеном следует считать нарушение порядка самоорганизации белка на клеточном уровне. В клинической практике используют около двух десятков онкомаркеров, обладающих достаточной диагностической значимостью. В то же время не известно ни одного онкомаркера, соответствующего идеальным параметрам. Для получения однозначного результата требуется тщательное сравнение многочисленных показателей. Поэтому поиски всестороннего подхода к диагностике ОГМ продолжаются.

В работах [6; 7] проведен сравнительный анализ уровня нейроспецифических белков и показана возможность их использования в качестве дополнительного биохимического критерия поражения головного мозга. Уделяется внимание особым изменениям в морфологической структуре фаций сыворотки крови больных с метастазами, что дополняет число маркеров патологических процессов различного типа [8; 9].

Ранее нами было показано, что изучение динамики структурирования БЖ и пространственного распределения жизненно необходимых элементов в высохшей капле плазмы крови дает возможность уточнять диагноз, оценивать результаты лечения пациентов с онкопатологией [10]. С этой же целью продолжены исследования структурирования высохших капель плазмы крови пациентов с ОГМ. Проведена количественная оценка локального пространственного распределения кальция в фации.

Методика исследований

Для изучения морфологии и пространственного распределения кальция в высохшей капле плазмы крови (10 мкл) наносили на обезжиренную пластинку из оргстекла, высушивали при комнатной температуре в открытой системе в течение 90–100 мин. Диаметр фации равен примерно 6 мм.

Снимки высохших капель плазмы крови регистрировали, используя оптический микроскоп Webbers (Китай), совмещенный с цифровой камерой (отраженный свет), и микроскоп Биолам (Россия) со светодиодной подсветкой (на пропускание) и веб-камерой. Оба микроскопа имеют видеонасадки, работающие с компьютером по порту USB-2.

Локальное пространственное распределение кальция по поверхности и слоям высохшей капли оценивали, используя лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1 (СП «ЛОТИС ТИИ», Беларусь). Лазерное излучение фокусируется на образец с помощью ахроматического конденсора с фокусным расстоянием 104 мм. Размер пятна фокусировки примерно 50 мкм. Все эксперименты проводили в воздухе при нормальном атмосферном давлении. Анализировали суммарные результаты действия 5 последовательных сдвоенных лазерных импульсов. Энергия лазерного излучения составляла 34 мДж (первый и второй импульсы соответственно), временной интервал между сдвоенными импульсами 8 мкс. Абляция осуществлялась через 0,6 мм. Размер точки повреждения 0,10–0,15 мм. По диаметру пробы анализ проводили в 12 точках поверхности.

Результаты исследований и их обсуждение

Изучена морфология высохших капель плазмы крови более 40 пациентов с ОГМ различной степени и с разным характером патологии. В качестве примера на рис. 1 приведена морфология центральной части высохшей через 90 мин капли плазмы крови 8 пациентов с ОГМ, а также с опухолями других органов и метастазами в головном мозге (увеличение – 120 раз). Диагноз пациентов 1 и 2 – диффузная астроцитома, степень патологии G II. У пациенток 3 и 4 – МПГМ вследствие онкопатологии других органов: 3 – рак молочной железы, 4 – карцинома яичников. Степень патологии пациентов 5–7 G IV; диагноз: 5 – пинеобластома, 6 – глиобластома, 7 – опухоль глубоких отделов верхнего полушария головного мозга (эмбриональная опухоль зрительного бугра). У пациента 8 – глиальная опухоль с поражением базовых ядер (новообразование в области левого таламуса, боковых и третьего желудочков головного мозга).

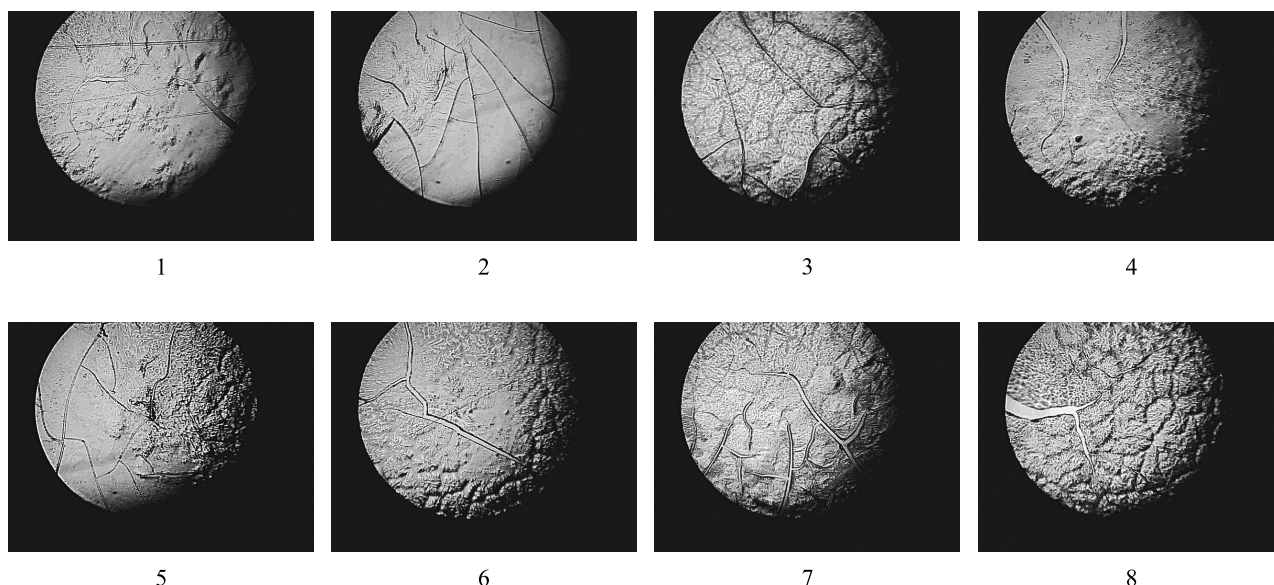


Рис. 1. Высохшие капли плазмы крови пациентов 1–8
Fig. 1. Dried blood drops of the patients 1–8

Из рис. 1 видно, что при патологических состояниях организма характерны существенные изменения морфологической структуры фации. Проявляются нарушения в виде потери симметрии расположения основных элементов фации (конкреций, отдельностей, морщин, трещин и т. д.) [3–5]. Идентифицируются различные типы фаций, кроме радиального нормотипа.

У пациентов 1 и 2 высохшие капли плазмы крови наименее всего подвержены объемной структурной деформации: их поверхность относительно гладкая, но с аномальным расположением трещин. Согласно имеющейся классификации для таких больных характерен частично-радиальный и иррадиальный тип фации [9]. Присутствуют трехлучевые трещины (маркер застойных явлений в организме), небольшие жгуты (признак гипоксии головного мозга) и бляшки (интоксикация организма) [4].

Структура остальных приведенных высохших капель во многом схожа. Исключительно у больных с глубокой патологией (пациенты 5–7) обильно присутствуют в фации морщины (складчатость), хаотично разбросанные широкие жгутовые трещины, множество бляшек.

Морфотип фаций пациентов 3 и 4 с метастатическими ОГМ также характеризуется наличием стойких патологических структур, в частности языков Арнольда и ковров Серпинского, которые встречаются в группе больных с метастазами и считаются маркерами воспалительных процессов [8]. Присутствуют токсические бляшки и морщины.

Для морфоструктуры центральной части капли пациента 8 с обширным новообразованием в головном мозге характерна общая равномерная морщинистость с аномально широкой гребешковой трещиной. Такой морфотип, вероятнее всего, характеризует системную патологию организма.

Наряду с анализом морфоструктуры высыхающей на твердой подложке капли плазмы крови для конкретизации патологии обследованных больных дополнительным источником информации может служить оценка локального пространственного распределения кальция в высохшей капле БЖ. Этот элемент является одним из жизненно необходимых для человека, преимущественно его ионы связываются с белками и влияют на процесс структурирования [10].

Количественную оценку локального пространственного распределения кальция по поверхности и объему всей высохшей капли проводили с помощью лазерного многоканального атомно-эмиссионного спектрометра LSS-1. Полученные интенсивности линий кальция в спектрах анализируемых высушенных капель плазмы крови приведены на рис. 2.

Для здорового человека характерно уже хорошо изученное равномерное распределение кальция по поверхности высохшей капли с максимальной концентрацией в краевом белковом валике благодаря равномерной диффузии раствора к краям в процессе испарения. При патологии изменение связывающей способности альбумина приводит к аномальной коагуляции белка и увеличению концентрации кальция в более глубоких слоях.

Локальное пространственное распределение кальция имеет минимальное отклонение от нормы у первых трех пациентов. Основное содержание кальция приходится на два верхних слоя с максимальной концентрацией в краевом белковом валике, что характеризует наименьшую степень патологии.

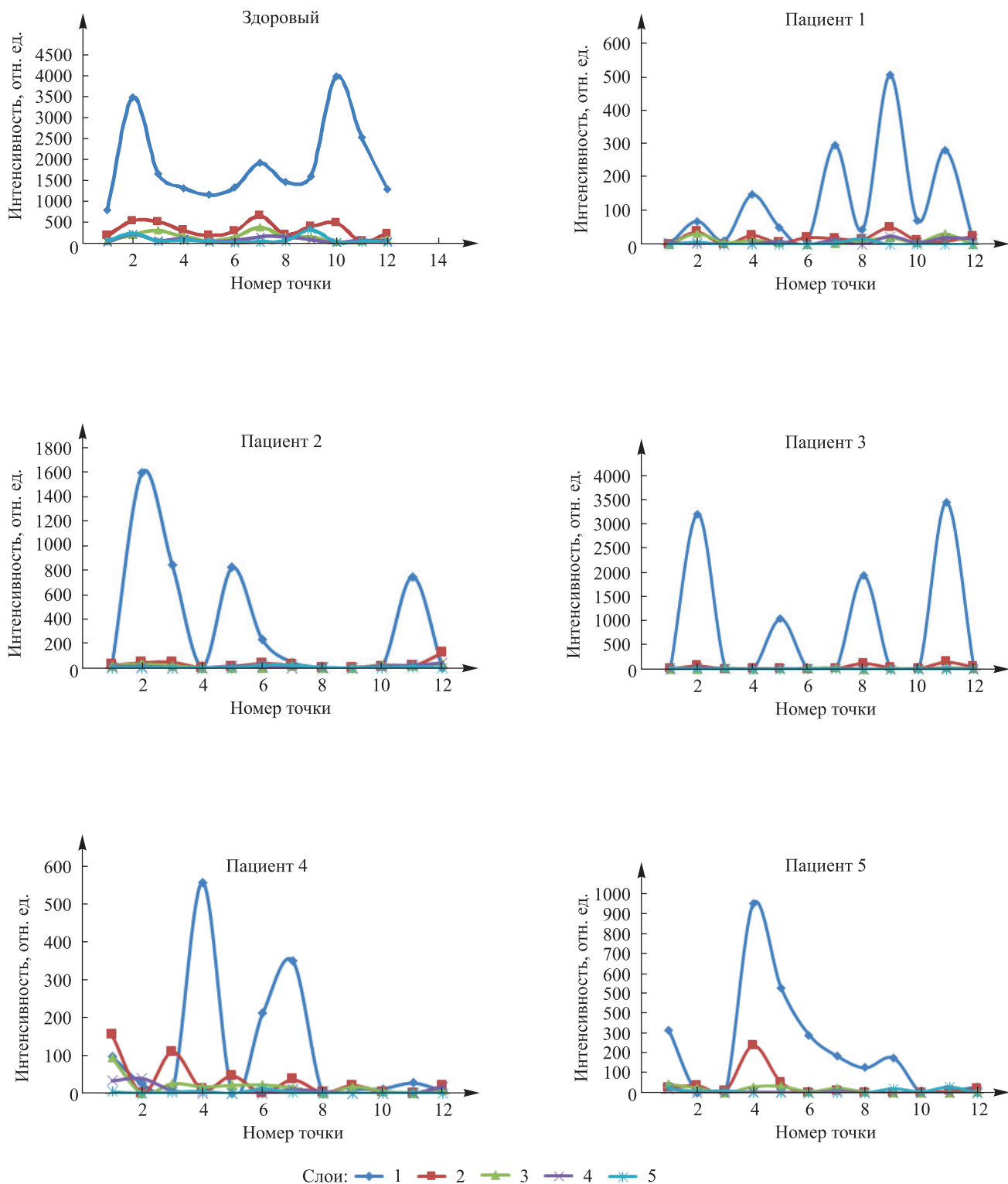


Рис. 2. Интенсивность линии CaII (393,366 нм) в атомно-эмиссионных спектрах фаций плазмы крови здорового человека и пациентов 1–5 (начало)

Fig. 2. The CaII (393.366 nm) line intensities in atomic-emission spectra of the dried blood plasma drops for a healthy person and affected 1–5 (beginning)

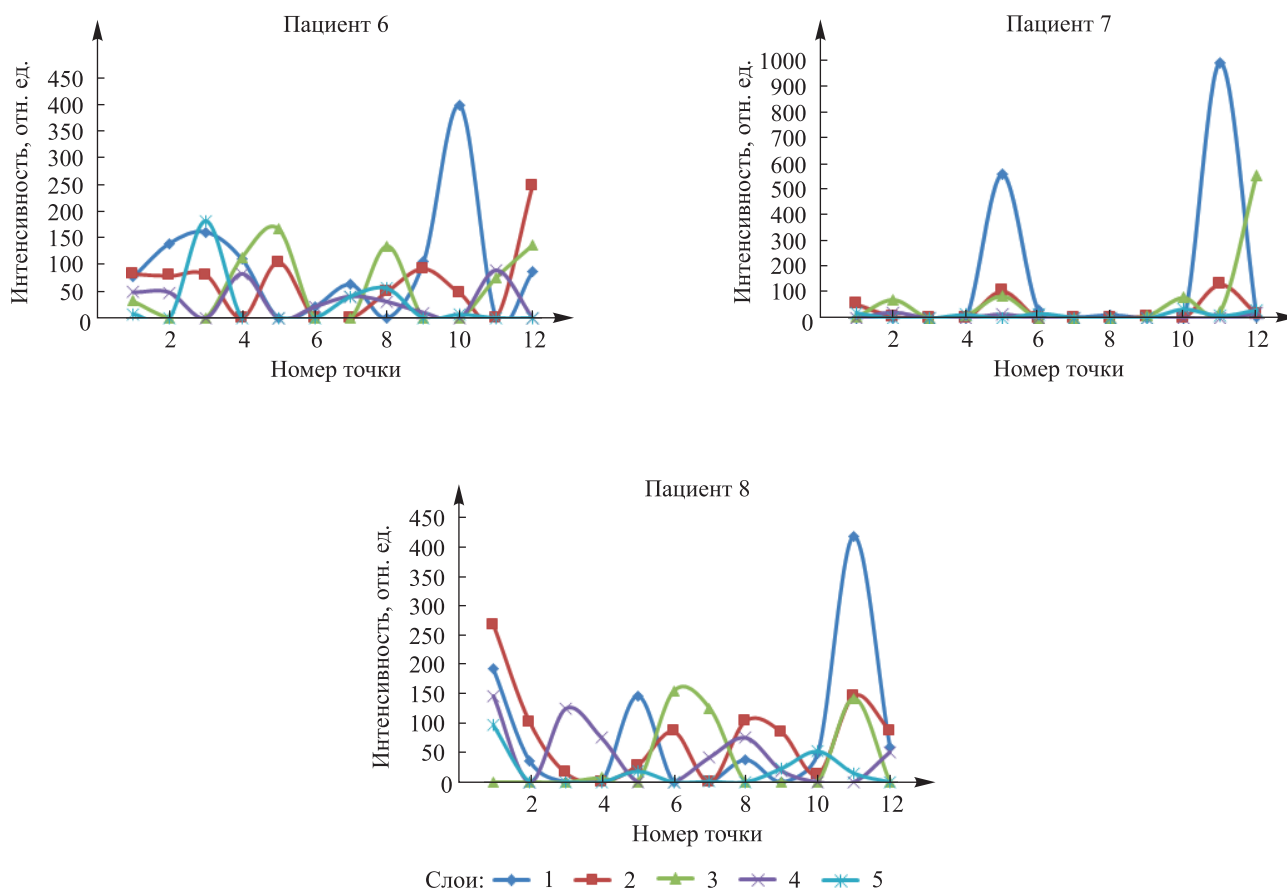


Рис. 2. Интенсивность линии CaII (393,366 нм) в атомно-эмиссионных спектрах фаций плазмы крови пациентов 6–8 (окончание)

Fig. 2. The CaII (393.366 nm) line intensities in atomic-emission spectra of the dried blood plasma drops for affected 6–8 (ending)

Больные 3 и 4 имели опухоли других органов и метастазы в головном мозге. У пациентки 3 обнаружены одиночные метастазы, у пациентки 4 метастазами поражены оба полушария головного мозга. Пространственное распределение кальция в высохших каплях плазмы крови этих больных бессистемно, при этом у пациентки 4 найдено повышенное содержание кальция уже во втором слое.

Присутствие кальция в более глубоких слоях высохшей капли характерно и для анализируемых капель пациентов 5–7 (G IV). Аномальная коагуляция белка в 4-м и 5-м слоях и связанная с этим повышенная концентрация кальция в глубоких слоях вызывает опасения.

Полученные результаты хорошо согласуются с найденными новыми маркерами ОГМ, чувствительность которых определяется именно повышенным содержанием кальцийсвязывающих нейроспецифических белков S-100 в сыворотке крови больных с ОГМ [6; 11]. В частности, в работе [6] проведен сравнительный анализ уровней нейроспецифических белков S-100 в сыворотке крови у больных с первичными и метастатическими ОГМ, а также у пациентов с неврологическими заболеваниями неопухолевой этиологии и практически здоровых людей. Наиболее выраженные изменения для данного белка отмечены в группе больных с первичными злокачественными ОГМ, где средний уровень S-100 в 3 раза превышал значение контроля. При этом наиболее высокие уровни белка были характерны для глиобластом с высокой степенью (III–IV) злокачественности.

Что касается пациента 8 с обширным поражением головного мозга на момент обследования, то у него прослеживается и также вызывает опасения аномальная коагуляция белков в глубоких слоях фации (4-й и 5-й слои).

Анализируя приведенные результаты, можно отметить некоторые общие закономерности структурообразования фаций больных с ОГМ, выраженные в иррадиальном морфотипе фации. Что касается пациентов, находящихся в критическом состоянии, то структурирование высохшей капли плазмы крови этих больных, во-первых, характеризуется присутствием ярко выраженной морщинистости

поверхности фации, наличием обильного числа бляшек и широких жгутовых трещин. Во-вторых, общее содержание кальция в фации низкое, а относительная концентрация его более высокая в глубоких слоях.

Отметим, что после операции результаты биохимического анализа крови, как правило, улучшаются только у пациентов с легкой степенью патологии, у пациентов с глубокой патологией (G IV) изменения такого анализа крайне редки.

Заключение

Таким образом, выполненные исследования предлагают доступные, оперативные методики оценки структурирования и полуколичественного определения эссенциальных элементов в высохшей капле. Морфологическая картина, определение метаболитов в плазме крови путем оценки локального пространственного распределения кальция в фации являются дополнительным качественным материалом для установления взаимосвязей компонентов анализируемой БЖ и показывают возможность проведения постоянного мониторинга процессов, происходящих в организме. Полученная оперативная информация позволяет уточнить диагноз и скорректировать лечение. Всесторонняя аналитическая информация при обсуждении диагноза способствует более глубокому пониманию характера протекания патологических процессов и более успешному лечению ОГМ.

Библиографические ссылки

1. Корытова ЛИ, Жабина РМ, Маслюкова ЕА, Мешечкин АВ. Комбинированное лечение опухолей головного мозга различного генеза. *Паллиативная медицина и реабилитация*. 2010;4:49–54.
2. Григоров СВ, Сидоренко ЮС, Шелякина ТВ, Кириченко ЮГ, Винидченко МА, Атамачиди ДП и др. Статистическая оценка метастатического поражения ЦНС (десятилетний период наблюдения). *Вопросы онкологии*. 2005;1:19–20.
3. Яхно ТА, Яхно ВГ. Основы структурной эволюции высыхающих капель биологических жидкостей. *Журнал технической физики*. 2009;79(8):133–141.
4. Крашенинников ВР, Трубникова ЛИ, Албутова МЛ, Копылова АС, Тарасова АВ. Обнаружение и распознавание маркеров на изображениях фаций биологических жидкостей при ранней медицинской диагностике. *Наукоемкие технологии*. 2013;14(5):36–41.
5. Крашенинников ВР, Трубникова ЛИ, Копылова АС, Албутова МЛ, Тарасова АВ. Сегментация фрагмента изображения фации биологической жидкости. *Ульяновский медико-биологический журнал*. 2014;2:62–66.
6. Любимова НВ, Тимофеев ЮС, Кушлинский НЕ. Нейроспецифические белки в сыворотке крови у больных с опухолями головного мозга и неврологическими заболеваниями неопухолевой этиологии. *Медико-биологические и социально-психологические проблемы безопасности в чрезвычайных ситуациях*. 2016;3:90–95.
7. Дербенева ОА. Клиническая значимость протеина S-100 как маркера острого церебрального повреждения. *Медицина и образование в Сибири*. 2013;33(2).
8. Шихлярова АИ, Непомнящая ЕМ, Машурова СА, Протасова ТП, Куркина ТА. Морфологические особенности твердотельных пленок сыворотки крови у больных с метастазами сарком мягких тканей. *Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований*. 2013;7:62–65.
9. Машурова СА, Кечеджиева СМ, Салатов РН, Шихлярова АИ, Аушева ТВ. Некоторые особенности системной самоорганизации сыворотки крови у больных с опухолями мягких тканей и молочной железы с отдаленными метастазами. *Известия высших учебных заведений. Северо-Кавказский регион. Естественные науки*. 2011;4:117–121.
10. Савков АВ, Сергей АМ, Булойчик ЖИ, Маслова ГТ, Мавричев АС, Державец ЛА. Использование морфоструктурного анализа и лазерной атомно-эмиссионной спектроскопии высохших капель плазмы крови для диагностики рака простаты. *Вестник БГУ. Серия 1, Физика. Математика. Информатика*. 2016;3:51–62.

References

1. Korytova LI, Zhabina RM, Maslyukova EA, Meshechkin AV. Kombinirovannoe lechenie opukholei golovnogo mozga razlichnogo genеза [Combined treatment of the different-genesis brain tumors]. *Palliativnaya meditsina i rehabilitatsiya*. 2010;4:49–54. Russian.
2. Grigorov SV, Sidorenko YuS, Shelyakina TV, Kirichenko YuG, Vinidchenko MA, Atmachidi DP, et al. Statistical estimate of the C.N.S. metastatic affection (ten year observation period) [Statistical estimate of the C.N.S. metastatic affection (ten year observation period)]. *Problems in oncology*. 2005;1:19–20. Russian.
3. Yakhno TA, Yakhno VG. Osnovy strukturnoi evolyutsii vysykhayushchikh kapel' biologicheskikh zhidkostei [Theory of the structural evolution of drying biological fluid drops]. *Journal of Applied Physics*. 2009;79(8):133–141. Russian.
4. Krashenninnikov VR, Trubnikova LI, Albutova ML, Kopylova AS, Tarasova AV. Obnaruzhenie i raspoznavanie markerov na izobrazheniyakh fatsii biologicheskikh zhidkostei pri rannei meditsinskoi diagnostike [Detection and recognition of the markers in images of the facies of biological fluids for early medicinal diagnosis]. *Naukoemkie tekhnologii*. 2013;14(5):36–41. Russian.
5. Krashenninnikov VR, Trubnikov LI, Kopylova AS, Albutova ML, Tarasova AV. The segmentation of fragment facie of biological fluid image. *Ulyanovsk Medico-Biological Journal*. 2014;2:62–66. Russian.

6. Lyubimova NV, Timofeev YuS, Kushlinsky NE. Nejrospecificheskie belki v syvorotke krovi u bol'nyh s opuholjami golovnogo mozga i nevrologicheskimi zabolevanijami neopuholevoj jetiologii [Neurospecific proteins in blood serum of the patients with brain tumors and with neurological diseases of nonneoplastic etiology]. *Medico-Biological and Socio-Psychological Problems of Safety in Emergency Situations*. 2016;3:90–95. Russian.
7. Derbeneva OA. Klinicheskaya znachimost' proteina S-100 kak markera ostrogo tserebral'nogo povrezhdeniya [Clinical significance of S-100 protein as a marker of acute brain damages]. *Meditsina i obrazovanie v Sibiri [Journal of Siberian Medical Sciences]*. 2013;33(2). Russian.
8. Shikhliarova AI, Nepomnyashaya EM, Mashurova SA, Protasova TP, Kurkina TA. The morphological features of the solid-state film of the blood serum in the soft tissues sarcoma metastases patients. *Mezhdunarodnyi zhurnal prikladnykh i fundamental'nykh issledovaniy*. 2013;7:62–65. Russian.
9. Mashurova SA, Kechedzhieva SM, Salatov RN, Shikhlyarova AI, Ausheva TV. Nekotorye osobennosti sistemnoi samoorganizatsii syvorotki krovi u bol'nykh s opukholyami myagkikh tkanei i molochnoi zhelezy s otдалennymi metastazami [Some features of the systemic blood serum self-organization for the patients suffering from soft-tissue and mammary gland tumors with distant metastases]. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Severo-Kavkazskii region. Estestvennye nauki*. 2011;4:117–121. Russian.
10. Savkov AV, Sergei AM, Bulovichik II, Maslova GT, Mavrichiev AS, Derzhavets LA. The use of morphostructural analysis and laser atomic-emission spectrometry of the dried blood plasma drops for diagnosis of prostate carcinoma. *Vestnik BGU. Seriya 1, Fizika. Matematika. Informatika*. 2016;3:51–62. Russian.

Статья поступила в редколлегию 16.04.2018.
Received by editorial board 16.04.2018.

ФИЗИКА

КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

CONDENSED STATE PHYSICS

УДК 537.622

МАГНИТНАЯ МИКРОСТРУКТУРА И МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ В ДИСКЕ КОРБИНО С МАГНИТНЫМ УПОРЯДОЧЕНИЕМ

В. И. ГОЛОВЧУК¹⁾, М. Г. ЛУКАШЕВИЧ¹⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь

Приводятся результаты исследования морфологии поверхности, магнитной микроструктуры и влияния доменных стенок на поперечный магниторезистивный эффект в диске Корбино с магнитным упорядочением. Диск Корбино изготовлен из тонкой пленки пермаллоя, полученной на ситалловой подложке методом ионно-лучевого распыления. Показано, что независимо от угла φ между направлением магнитного поля и плоскостью диска магнитосопротивление отрицательно и в зависимости от величины φ в интервале полей $B = 0,2\text{--}8,0$ мТл имеет резкий пик, обусловленный движением доменных стенок только при перемагничивании образца. Положение пика, его амплитуда и полуширина зависят от ориентации магнитное поле – плоскость диска. При взаимно перпендикулярной ориентации поле – плоскость обнаружено изменение знака магнитосопротивления в пике на положительный из-за перестройки доменных стенок блоховского типа, а в области технического насыщения намагниченности – изменение наклона магнитопольевой зависимости анизотропного магнитосопротивления, обусловленное дополнительным вкладом положительной лоренцевской компоненты.

Ключевые слова: пермаллой; подложка; пленка; шероховатость; магнитная микроструктура; диск Корбино; магнитосопротивление.

Образец цитирования:

Головчук ВИ, Лукашевич МГ. Магнитная микроструктура и магниторезистивный эффект в диске Корбино с магнитным упорядочением. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2018;3:46–53.

For citation:

Halauchuk VI, Lukashevich MG. Magnetic microstructure and magnetoresistive effect in Corbino's disk with magnetic ordering. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2018; 3:46–53. Russian.

Авторы:

Виктория Ивановна Головчук – студентка физического факультета. Научный руководитель – М. Г. Лукашевич.

Михаил Григорьевич Лукашевич – доктор физико-математических наук, профессор; профессор кафедры физики полупроводников и нанoeлектроники физического факультета.

Authors:

Victoryia I. Halauchuk, student at the faculty of physics. golovchuk95@mail.ru

Michail G. Lukashevich, doctor of science (physics and mathematics), full professor; professor at the department of semiconductors and nanoelectronic, faculty of physics. lukashevich@bsu.by

MAGNETIC MICROSTRUCTURE AND MAGNETORESISTIVE EFFECT IN CORBINO'S DISK WITH MAGNETIC ORDERING

V. I. HALAUCHUK^a, M. G. LUKASHEVICH^a

^aBelarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus

Corresponding author: M. G. Lukashevich (lukashevich@bsu.by)

The atomic- and magnetic-force microscopy results are presented for the transverse magnetoresistive effect in Corbino's disk with magnetic ordering. The disk was prepared on the setall substrate from permalloy film by means of ion-beam sputtering. It is shown that, independently of the magnetic field-disk plane orientation, magnetoresistance is negative and it reveals a sharp peak for a weak magnetic field in the interval $B = 0.2\text{--}8.0$ mT due to the domain wall motion. A position of the peak, its amplitude and half-width depends significantly on the magnetic field orientation with respect to the disk plane. During the out-of-plane magnetic field measurements changing of a sign of magnetoresistance within the peak and also changes in a slope of magnetoresistance due to the Lorentzian positive magnetoresistance contribution were observed.

Key words: permalloy; substrate; film; roughness; magnetic microstructure; Corbino disk; magnetoresistance.

Введение

В последние десятилетия не ослабевает интерес к изучению корреляции магнитных и гальвано-магнитных характеристик твердотельных сред с магнитным упорядочением и разными механизмами переноса заряда при проявлении классических и квантовых размерных эффектов. В первую очередь это обусловлено возможностью быстрого и эффективного их применения при разработке гальвано-магнитных датчиков широкого спектра применения в миниатюрном исполнении. Экспериментальные исследования в основном фокусируются на изучении этих явлений в тонко- и многослойных структурах, нанопроволоках и ансамблях магнитных наночастиц [1; 2]. Другим направлением исследований является выделение доли вклада рассеяния доменными стенками в величину кинетических коэффициентов и установление влияния вида и размера доменов и их стенок на протекание процессов переноса при намагничивании таких сред [3–11]. Поскольку смещение доменных стенок в магнитном поле приводит к большим изменениям сопротивления, чем вращение намагниченности, можно ожидать использование этого эффекта в приборах спинтроники. В настоящее время в различных средах наблюдалось как уменьшение [3; 4], так и увеличение [4; 5] сопротивления таких сред при наличии доменных стенок [6; 9]. Это может быть связано с трудностями интерпретации изображений магнитной силовой микроскопии при характеристизации магнитной микроструктуры, а также со слабым контролем формирования и управления динамикой перестройки доменных стенок или с движением носителей относительно стенок.

Одним из эффективных способов выделения влияния доменных стенок на величину магнитосопротивления (МС) и вид его магнитолевой зависимости может быть изучение МС в диске Корбино с магнитным упорядочением. При этом в случаях параллельной и взаимно перпендикулярной ориентации поле – плоскость диска можно ожидать разной величины как анизотропного [12], так и лоренцевского МС [10; 12], а также эффекта, обусловленного движением доменных стенок и гистерезисных явлений [6–9]. Цель работы – исследование особенностей гистерезиса МС при перемагничивании диска Корбино малой толщины с магнитным упорядочением при разных углах между плоскостью диска и направлением поля.

Методика эксперимента

Тонкие магнитоупорядоченные пленки пермаллоя ($\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$) были получены методом ионно-лучевого распыления мишени на ситалловую диэлектрическую подложку во внешнем магнитном поле $B = 0,01$ Тл. Толщина пленок d варьировалась в пределах 80–280 нм. Образцы в виде диска диаметром 5 мм изготавливались методом фотолитографии и травления. Омические контакты в центре диска и по периферической окружности формировались нанесением на поверхность пленки легкоплавкого припоя, к которому припаивались медные проволоочки.

Морфология поверхности пленок исследовалась методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) при комнатной температуре в полуконтактном резонансном режиме на частоте 145 кГц прибором

Solver P47HT-МДТ. Использовались кантилеверы серии NSG01 с радиусом закругления 10 нм. Величина шероховатости поверхности определялась как среднее арифметическое значение высоты микронеровностей, вычисленной от средней линии профиля (по модулю) в пределах заданной длины по проведенным не менее 5 раз измерениям на одном образце диаметром 5 мм. В качестве зондовых датчиков для исследования магнитной структуры использовались стандартные магнитные датчики для полуконтактных методов измерения (кантилеверы серии MFM0) с резонансной частотой 63 кГц. Толщина покрытия CoCr 40 нм, радиус закругления зонда 40 нм.

Поперечный магниторезистивный эффект измерялся в режиме генератора тока при комнатной температуре и сканировании магнитного поля в двух направлениях при разных углах ϕ между направлением поля и плоскостью диска в катушке Гельмгольца и электромагните с индукцией до 15 мТл и 1,5 Тл соответственно. Погрешность измерения индукции магнитного поля не превышала 1,5 %, установки угла $\pm 15^\circ$, разброс экспериментальных точек измеренного МС в худшем случае не превышал 10 %.

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 показаны трехмерные АСМ-изображения поверхности ситалловой подложки (а), выращенной на ней пленки пермаллоя толщиной 80 нм (б) и двумерное изображение магнитной микроструктуры пленки пермаллоя.

Шероховатость R_a использованных для нанесения пленок ситалловых подложек не превышала 11,40 нм, а шероховатость выращенных на них пленок разных размеров изменялась в интервале 16,70–22,73 нм. На поверхности пленок наблюдались одиночные пики высотой до 120 нм (рис. 1, б), число которых на площади 100 мкм² не превышало 16. Таким образом, морфология поверхности тонких (до 280 нм) пленок пермаллоя, полученных ионным распылением на ситалловой подложке, в целом повторяет морфологию подложки и средняя шероховатость пленок варьируется в интервале 16,70–22,73 нм.

На двумерном изображении магнитного силового микроскопа этой же пленки отчетливо наблюдается хорошо выраженная квазисферическая доменная структура с антиколлинеарными направлениями

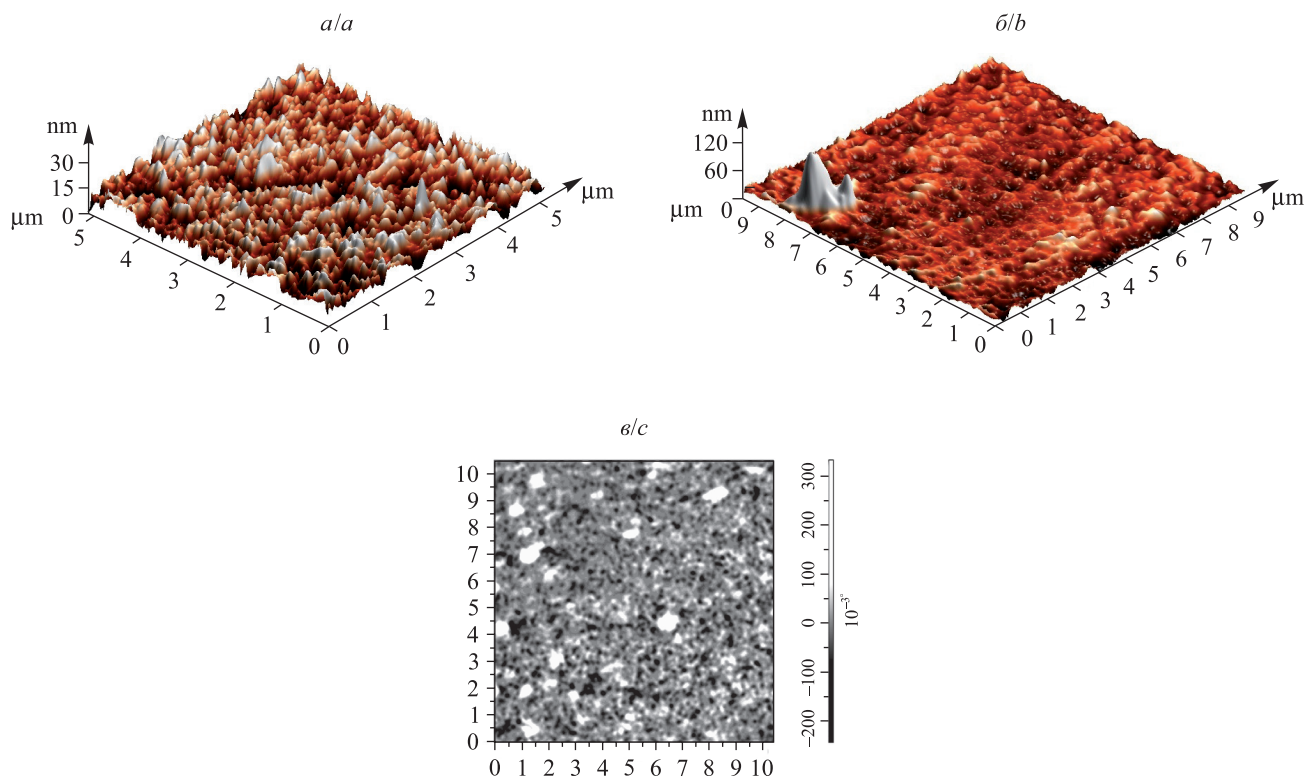


Рис. 1. Трехмерное АСМ-изображение поверхности ситалловой подложки (а), выращенной на ней пленки пермаллоя (б) и магнитная микроструктура этой же пленки (в)

Fig. 1. Three-dimensional AFM image of the surface of the sitall substrate (a) and permalloy film grown on it (b), the magnetic microstructure of the same film (c)

намагниченности перпендикулярно плоскости пленки – темные и светлые области, которые разделены областями с серым фоном, представляющими собой доменные стенки. Оценка размера доменов и стенок показала, что они изменяются от 0,1 до порядка 0,6 мкм. На разных участках пленки можно выделить начало формирования коротких доменов полоскового типа с перпендикулярной магнитной анизотропией длиной до 1 мкм, окруженных квазинепрерывным состоянием с противоположной намагниченностью. Отметим, что достаточно большая площадь серого контраста может свидетельствовать о не слишком большой перпендикулярной магнитной анизотропии пленок в исходном магнитном состоянии диска Корбино.

На рис. 2 показаны петли гистерезиса МС пермаллового диска Корбино толщиной 120 нм, измеренные при параллельной ($\varphi = 0^\circ$) и перпендикулярной ($\varphi = 90^\circ$) ориентациях поле – плоскость диска. Стрелками указано направление изменения поля. В обоих случаях, как в области слабых полей, меньших поля технического насыщения намагниченности пермаллоя ($B < 0,5$ Тл), так и в более сильных, знак эффекта отрицателен. В слабом поле при этих φ величина МС не сильно отличается, в то время как в сильном при $B > 1$ Тл и $\varphi = 90^\circ$ оно почти в 3 раза больше, а в области насыщения намагниченности ($B > 0,5$ Тл) магнитолевая зависимость МС близка к линейной только при $\varphi = 0^\circ$, а при $\varphi = 90^\circ$ и $B = 0,75$ Тл в МС отчетливо проявляется тенденция к насыщению.

Рассмотрим особенности МС в диске Корбино с магнитным упорядочением на основе феноменологической теории АМС магнитоупорядоченной среды [14], согласно которой в случае параллельной ориентации протекающего тока и намагниченности образца его сопротивление больше и увеличивается в магнитном поле, в то время как при взаимно перпендикулярной ориентации оно меньше и уменьшается в магнитном поле.

Характерной особенностью протекания тока в диске Корбино является его растекание от центрального электрода к периферическому, при котором в магнитном поле выделение продольного МС в «чистом» виде невозможно при любом φ . При этом, когда $\varphi = 0^\circ$, т. е. когда магнитное поле параллельно плоскости диска, только одна компонента протекающего в плоскости диска тока перпендикулярна намагниченности, в то время как при $\varphi = 90^\circ$ все компоненты тока перпендикулярны намагниченности насыщения, что и приводит к значительно большей величине измеряемого при $\varphi = 90^\circ$ отрицательного МС. Изменение наклона магнитолевой зависимости при $B > 0,75$ Тл (рис. 2, кривая 2) обусловлено дополнительным вкладом появляющейся в сильном поле компоненты положительного лоренцевского МС. Величина лоренцевского МС в такой геометрии измерений является наибольшей [13], так как линии тока в магнитном поле приобретают вид логарифмических спиралей, а отсутствие ЭДС Холла не компенсирует действие силы Лоренца на движущиеся электроны.

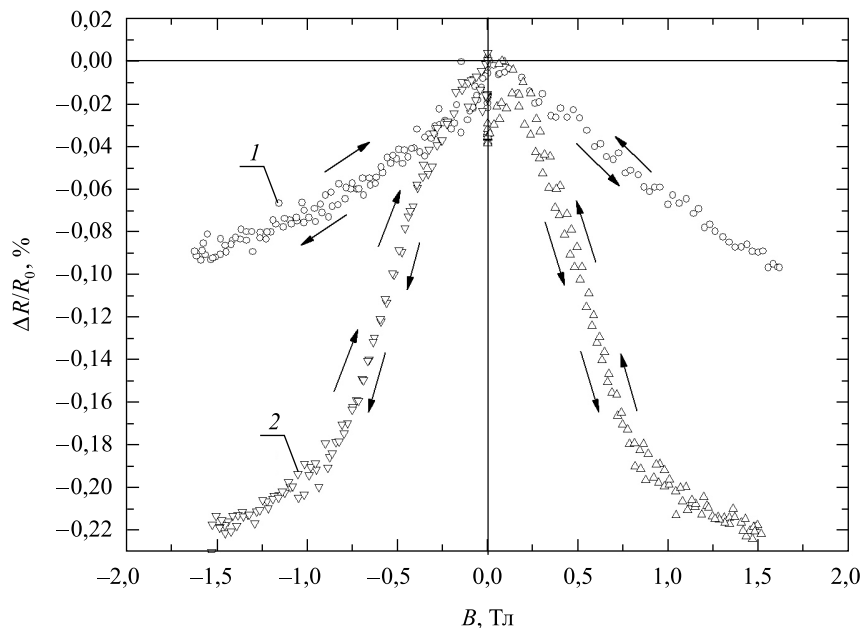


Рис. 2. Гистерезис МС пермаллового диска Корбино при параллельной (кривая 1) и перпендикулярной (кривая 2) ориентациях поле – плоскость диска

Fig. 2. Hysteresis of the magnetoresistance of the permalloy disk Corbino's with a parallel (curve 1) and perpendicular (curve 2) field – disk plane orientations

Отметим также наличие на рис. 2 резкого и узкого пика отрицательного МС в области очень слабых ($B \sim 1$ мТл) полей, достигающего по величине до 0,5 % (показан на рис. 3 при разных значениях φ). Положение пика, его амплитуда и полуширина зависят от величины φ , а при $\varphi = 90^\circ$ наблюдается инверсия знака МС на положительный (см. рис. 3, в). При этом в области положительного МС полуширина пика значительно больше, на нем отчетливо проявляется колебательный характер изменения сопротивления образца в этой области магнитного поля, обусловленный перестройкой доменной структуры при перемагничивании. Следует подчеркнуть, что при уменьшении магнитного поля до нуля и повторном его увеличении в том же направлении пик МС не наблюдается. Отмеченные выше факты позволяют утверждать, что наблюдаемое в виде пика резкое изменение сопротивления пермаллового диска Корбино вызывается рассеянием электронов движущимися при перемагничивании доменными стенками, обычно проявляющимся в эффекте Баркгаузена.

Положение пика и его полуширина показывают, что наиболее легкая перестройка доменной структуры происходит при малых углах. Это согласуется с величиной размагничивающего фактора, который для аксиальной оси диска вследствие его малой толщины много больше, чем для радиального направления в плоскости диска.

Как и следовало ожидать из-за анизотропии формы, перемагничивание диска в направлении, перпендикулярном его плоскости, происходит в значительно большем поле, а резкая перестройка доменной структуры при этом приводит к изменению знака МС на положительный (см. рис. 3, в) и колебательному

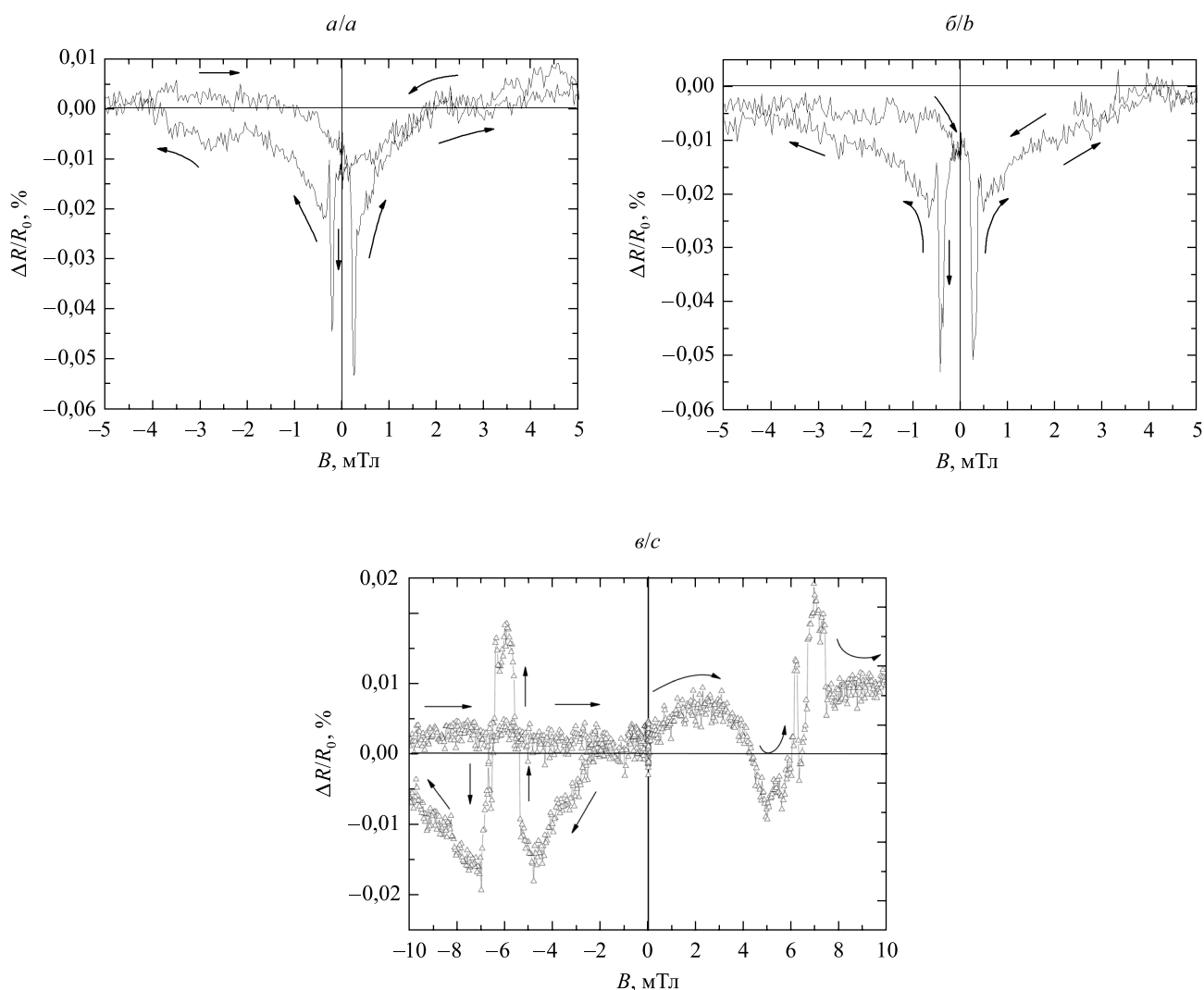


Рис. 3. Петля гистерезиса МС в пермалловом диске Корбино при разных углах между направлением магнитного поля и плоскостью диска: а – 0° ; б – 45° ; в – 90°

Fig. 3. The magnetoresistance hysteresis loop in the permalloy disk of Corbino at different angles between the direction of the magnetic field and the plane of the disk: а – 0° ; б – 45° ; в – 90°

характеру его величины. Можно отметить, что такое изменение знака магниторезистивного эффекта наблюдалось ранее при низких температурах в бислойных структурах сверхпроводник – ферромагнетик при смене типа магнитной структуры в ферромагнетике [15].

Известно, что в магнитных пленках толщиной меньше 20–30 нм устойчивой является граница Нееля, а при большей – Блоха [16]. Вместе с тем в пленках промежуточной толщины в интервале 30–120 нм часто наблюдается чередование элементов блоховских и неелевских границ, так называемых границ с перевязками. Анализ показывает, что только при наличии стенок Блоха, в которых изменение направления намагниченности в стенке перпендикулярно плоскости намагниченных доменов, при $\varphi = 90^\circ$ возможно состояние, когда это направление параллельно протекающему току, что и приводит к смене знака МС. Более того, такое состояние неустойчиво и проявляется в виде колебаний, так как при дальнейшем увеличении поля намагниченность насыщения ориентируется перпендикулярно плоскости диска, т. е. перпендикулярно протекающему току.

Угловая зависимость положения пика МС в магнитоупорядоченном диске Корбино при увеличении магнитного поля в направлениях, условно обозначенных B_+ и B_- , показана на рис. 4. Можно видеть рост величины магнитного поля положения пика в интервале углов $0-90^\circ$ при B_+ и его более резкое уменьшение для $90-180^\circ$, а также аналогичные противоположные изменения при увеличении магнитного поля в направлении B_- .

Разный вид угловой зависимости положения пика при противоположных направлениях поля обусловлен тем, что проекция намагниченности диска на направление магнитного поля (например, B_- при $0^\circ < \varphi < 90^\circ$ совпадает с направлением поля, т. е. намагниченность большей части доменов направлена так же, как и поле B_- , а при B_+ – антиколлинеарна ему, что и приводит к несколько большей величине поля наблюдения пика при разных направлениях. Поворот диска на угол $\varphi > 90^\circ$, например в поле B_+ , приводит к изменению направления проекции намагниченности на противоположное и, следовательно, к более быстрому уменьшению поля наблюдения пика в интервале углов $90-180^\circ$.

Угловая зависимость МС в области технического насыщения намагниченности для двух ориентаций поля при $B = 1$ Тл показана на рис. 5. Независимо от направления магнитного поля величины МС при φ , равном 0° , 180° и 360° , а также 90° и 270° , достаточно хорошо совпадают. Это свидетельствует о том, что вклад дополнительной лоренцевской компоненты МС, которая при $\varphi = 90^\circ$ и $\varphi = 270^\circ$ может быть разной из-за неодинаковости рассеяния носителей свободной поверхностью и поверхностью пленки на подложке, незначителен. Это согласуется с длиной свободного пробега электронов в пермаллоев, которая для разных направлений спина электрона не превышает 1 нм.

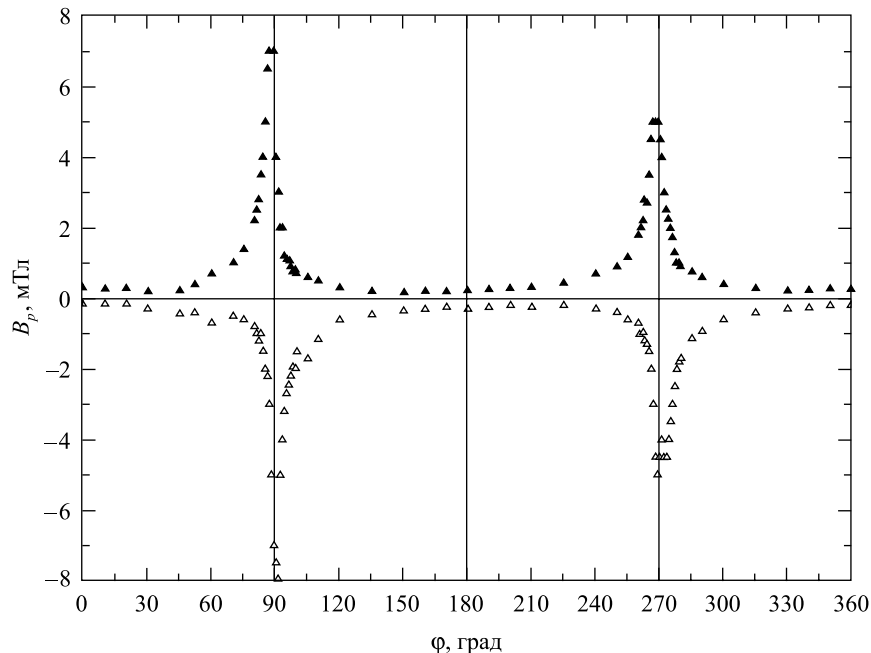


Рис. 4. Угловая зависимость положения пика МС пермаллового диска Корбино при увеличении поля в направлении B_+ и B_-

Fig. 4. Angular dependence of the peak position of the MC of the permalloy disk of Corbino with increasing field in the direction B_+ and B_-

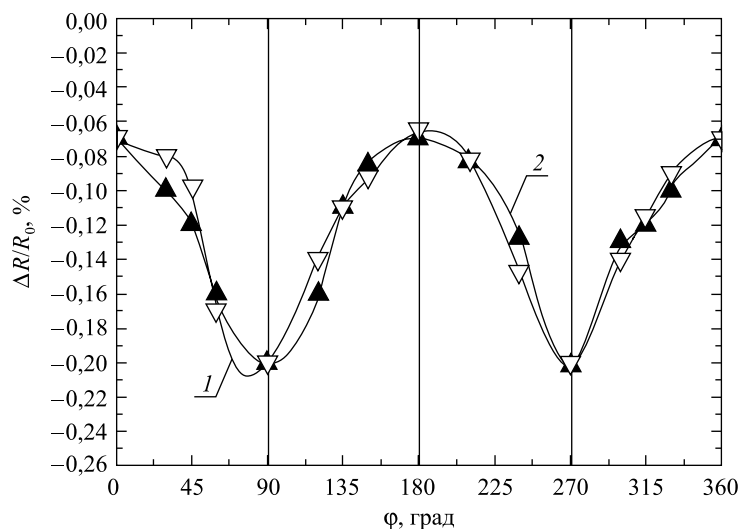


Рис. 5. Угловая зависимость МС пермаллового диска Корбино в магнитном поле $B = 1$ Тл при увеличении магнитного поля в направлении B_+ (кривая 1) и B_- (кривая 2)

Fig. 5. Angular dependence of the magnetoresistance of the permalloy disk of Corbino in a magnetic field $B = 1$ T with an increase in the magnetic field in the direction B_+ (curve 1) and B_- (curve 2)

Величина МС диска Корбино с магнитным упорядочением в области пика может определяться не только величиной анизотропии сопротивления магнитоупорядоченной среды, но и типом и числом пересекаемых носителями при движении от центрального контакта к периферическому доменных стенок, а также зависеть от угла пересечения стенки. Из рис. 4 следует, что в тонкопленочном диске Корбино наиболее легкая перестройка доменной структуры, приводящая к резкому изменению сопротивления образца в магнитном поле, наблюдается при малых углах отклонения поля от плоскости диска.

Закключение

Наличие магнитного упорядочения в диске Корбино из тонкой пленки пермаллоя приводит к отрицательному магниторезистивному эффекту независимо от ориентации направления магнитное поле – плоскость диска и колебанию величины МС в виде резкого пика в интервале полей $B = 0,2\text{--}8,0$ мТл только при перемагничивании диска. Установлено, что отрицательное МС, обусловленное анизотропией сопротивления магнитоупорядоченной среды, больше при взаимно перпендикулярной ориентации магнитное поле – плоскость диска, так как в этом случае все компоненты тока в плоскости диска перпендикулярны намагниченности насыщения. В области технического насыщения намагниченности анизотропное МС при $\varphi = 90^\circ$ показывает тенденцию к насыщению из-за дополнительного вклада положительной лоренцевской компоненты. Положение пика МС, обусловленного перестройкой доменной структуры, его полуширина и амплитуда зависят от угла между плоскостью диска и направлением магнитного поля. При взаимно перпендикулярной ориентации магнитное поле – плоскость диска обнаружена инверсия знака магниторезистивного эффекта в пике с отрицательного на положительный, обусловленная перестройкой доменных стенок блоховского типа.

Библиографические ссылки

1. McGuire TR, Potter RI. Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys. *IEEE Transactions on Magnetics*. 1975; 11(4):1018–1038. DOI: 10.1109/TMAG.1975.1058782.
2. Battle X, Labarta A. Finite size effects in fine particles: magnetic and transport properties. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2002;35(6):R15–R42. DOI: 10.1088/0022-3727/35/6/201.
3. Lyadov NM, Bazarov VV, Vagizov FG, Faizrahmanov IA. Structural and magnetic studies of thin Fe57 films formed by ion beam assisted deposition. *Applied Surface Science*. 2016;378:114–119. DOI: 10.1016/j.apsusc.2016.03.193.
4. Ruediger U, Yu J, Zhang S, Kent AD, Parkin SSP. Negative domain wall contribution to the resistivity of microfabricated Fe wires. *Physical Review Letters*. 1998;80(25):5639–5642. DOI: 10.1103/PhysRevLett.80.5639.
5. Ravelosona D, Cebollada A, Briones F, Diaz-Paniagua C, Hidalgo MA, Batallan F. Domain-wall scattering in epitaxial FePd ordered alloy films with perpendicular magnetic anisotropy. *Physical Review B*. 1999;59(6):4322–4326. DOI: 10.1103/PhysRevB.59.4322.

6. Gregg JF, Allen W, Ounadjela K, Viret M, Hehn M, Thompson SM, et al. Giant magnetoresistive effects in a single element magnetic thin film. *Physical Review Letters*. 1996;77(8):1580–1583. DOI: 10.1103/PhysRevLett.77.1580.
7. Rudiger U, Yu J, Thomas L, Parkin SSP, Kent AD. Magnetoresistance, micromagnetism, and domain-wall scattering in epitaxial hep Co films. *Physical Review B*. 1999;59(18):11914–11918. DOI: 10.1103/PhysRevB.59.11914.
8. Sofin RGS, Arora SK, Shvets IV. Positive antiphase boundary domain wall magnetoresistance in Fe_3O_4 (110) heteroepitaxial films. *Physical Review B*. 2011;83(13):134436–134436-9. DOI: 10.1103/PhysRevB.83.134436.
9. Xu YB, Vaz CAF, Hirohata A, Leung HT, Yao CC, Bland JAC, et al. Magnetoresistance of a domain wall at a submicron junction. *Physical Review B*. 2000;61(22):14901–14904. DOI: 10.1103/PhysRevB.61.R14901.
10. Ebels U, Radulescu A, Henry Y, Piroux L, Ounadjela K. Spin accumulation and domain wall magnetoresistance in 35 nm Co wires. *Physical Review Letters*. 2000;84(5):983–986. DOI: 10.1103/PhysRevLett.84.983.
11. Corte-León H, Nabaei V, Manzin A, Fletcher J, Krzysteczko P, Schumacher HW, et al. Anisotropic magnetoresistance state space of permalloy nanowires with domain wall pinning geometry. *Scientific Reports*. 2014;4:1–10. DOI: 10.1038/srep06045.
12. Campbell IA, Fert A. Transport Properties of Ferromagnets. In: Wohlfarth EP, editor. *Ferromagnetic Materials*. Amsterdam, New York, Oxford: Noath-Holland Publishing Company; 1982. p. 747–805.
13. Lippman HJ, Kurt F. Der geometrieinflus auf den transversalen magnetischen widerstandseffekt bei rechteckformigen halbleiterplatten. *Zeitschrift für Naturforschung*. 1958;13a(6):462–474.
14. Birss RR. The saturation magnetostriction of polycrystals. *Proceeding of the Royal Society A*. 1960;75:8–16.
15. Русанов АЮ, Голикова ТЕ, Егоров СВ. Изменение знака магниторезистивного эффекта в бислойных структурах сверхпроводник/ферромагнетик при смене типа доменной структуры в ферромагнетике. *Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики*. 2008;87(3):204.
16. Казаков ВГ. Тонкие магнитные пленки. *Соросовский образовательный журнал*. 1997;1:107–114.

References

1. McGuire TR, Potter RI. Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys. *IEEE Transactions on Magnetics*. 1975;11(4):1018–1038. DOI: 10.1109/TMAG.1975.1058782.
2. Battle X, Labarta A. Finite size effects in fine particles: magnetic and transport properties. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2002;35(6):R15–R42. DOI: 10.1088/0022-3727/35/6/201.
3. Lyadov NM, Bazarov VV, Vagizov FG, Faizrahmanov IA. Structural and magnetic studies of thin Fe_{57} films formed by ion beam assisted deposition. *Applied Surface Science*. 2016;378:114–119. DOI: 10.1016/j.apsusc.2016.03.193.
4. Ruediger U, Yu J, Zhang S, Kent AD, Parkin SSP. Negative domain wall contribution to the resistivity of microfabricated Fe wires. *Physical Review Letters*. 1998;80(25):5639–5642. DOI: 10.1103/PhysRevLett.80.5639.
5. Ravelosona D, Cebollada A, Briones F, Diaz-Paniagua C, Hidalgo MA, Batallan F. Domain-wall scattering in epitaxial FePd ordered alloy films with perpendicular magnetic anisotropy. *Physical Review B*. 1999;59(6):4322–4326. DOI: 10.1103/PhysRevB.59.4322.
6. Gregg JF, Allen W, Ounadjela K, Viret M, Hehn M, Thompson SM, et al. Giant magnetoresistive effects in a single element magnetic thin film. *Physical Review Letters*. 1996;77(8):1580–1583. DOI: 10.1103/PhysRevLett.77.1580.
7. Rudiger U, Yu J, Thomas L, Parkin SSP, Kent AD. Magnetoresistance, micromagnetism, and domain-wall scattering in epitaxial hep Co films. *Physical Review B*. 1999;59(18):11914–11918. DOI: 10.1103/PhysRevB.59.11914.
8. Sofin RGS, Arora SK, Shvets IV. Positive antiphase boundary domain wall magnetoresistance in Fe_3O_4 (110) heteroepitaxial films. *Physical Review B*. 2011;83(13):134436–134436-9. DOI: 10.1103/PhysRevB.83.134436.
9. Xu YB, Vaz CAF, Hirohata A, Leung HT, Yao CC, Bland JAC, et al. Magnetoresistance of a domain wall at a submicron junction. *Physical Review B*. 2000;61(22):14901–14904. DOI: 10.1103/PhysRevB.61.R14901.
10. Ebels U, Radulescu A, Henry Y, Piroux L, Ounadjela K. Spin accumulation and domain wall magnetoresistance in 35 nm Co wires. *Physical Review Letters*. 2000;84(5):983–986. DOI: 10.1103/PhysRevLett.84.983.
11. Corte-León H, Nabaei V, Manzin A, Fletcher J, Krzysteczko P, Schumacher HW, et al. Anisotropic magnetoresistance state space of permalloy nanowires with domain wall pinning geometry. *Scientific Reports*. 2014;4:1–10. DOI: 10.1038/srep06045.
12. Campbell IA, Fert A. Transport Properties of Ferromagnets. In: Wohlfarth EP, editor. *Ferromagnetic Materials*. Amsterdam, New York, Oxford: Noath-Holland Publishing Company; 1982. p. 747–805.
13. Lippman HJ, Kurt F. Der geometrieinflus auf den transversalen magnetischen widerstandseffekt bei rechteckformigen halbleiterplatten. *Zeitschrift für Naturforschung*. 1958;13a(6):462–474.
14. Birss RR. The saturation magnetostriction of polycrystals. *Proceeding of the Royal Society A*. 1960;75:8–16.
15. Rusanov AY, Golikova TE, Egorov SV. Change in the sign of the magnetoresistive effect in bilayer structures of a superconductor/ferromagnet upon a change in the type of domain structure in a ferromagnet. *JETP Letters*. 2008;87(3):204. Russian.
16. Kazakov VG. Thin magnetic films. *Soros Educational Journal*. 1997;1:107–114. Russian.

Статья поступила в редколлегию 25.05.2018.
Received by editorial board 25.05.2018.

УДК 539.25;538.91;538.97

СТРУКТУРА, ФОТО- И ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ДИОКСИДА КРЕМНИЯ, ИМПЛАНТИРОВАННОГО ВЫСОКИМИ ДОЗАМИ ИОНОВ ОЛОВА

И. А. РОМАНОВ¹⁾, М. А. МОХОВИКОВ²⁾, Ф. Ф. КОМАРОВ²⁾,
О. В. МИЛЬЧАНИН²⁾, И. Н. ПАРХОМЕНКО¹⁾, Л. А. ВЛАСУКОВА¹⁾,
Э. ВЕНДЛЕР³⁾, А. В. МУДРЫЙ⁴⁾, В. Д. ЖИВУЛЬКО⁴⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь

²⁾Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко БГУ,
ул. Курчатова, 7, 220108, г. Минск, Беларусь

³⁾Йенский университет им. Ф. Шиллера, пл. Макс-Виен, 1, 07743, г. Йена, Германия

⁴⁾Научно-практический центр материаловедения НАН Беларуси,
ул. П. Бровки, 19, 220072, г. Минск, Беларусь

Образцы SiO₂/Si имплантировались ионами олова с энергией 200 и 80 кэВ дозами $5 \cdot 10^{16}$ и $1 \cdot 10^{17}$ см⁻² с последующим отжигом при 800 и 900 °С в течение 60 мин на воздухе. Структурные и излучательные свойства сформированных композитов (SiO₂ + нанокластеры на основе Sn) изучались методами резерфордского обратного рассеяния, просвечивающей электронной микроскопии в технике *cross-section*, фото- и электролюминесценции.

Образец цитирования:

Романов ИА, Моховиков МА, Комаров ФФ, Мильчанин ОВ, Пархоменко ИН, Власукова ЛА, Вендлер Э, Мудрый АВ, Живулько ВД. Структура, фото- и электролюминесценция диоксида кремния, имплантированного высокими дозами ионов олова. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2018;3:54–64.

For citation:

Romanov IA, Makhavikou MA, Komarov FF, Milchanin OV, Parkhomenko IN, Vlasukova LA, Wendler E, Mudryi AV, Zhi-vulko VD. Structure, photo- and electroluminescence of silicon dioxide implanted with high fluensies of tin ions. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2018;3:54–64. Russian.

Авторы:

Иван Александрович Романов – аспирант кафедры физической электроники и нанотехнологий факультета радиопизики и компьютерных технологий. Научный руководитель – Ф. Ф. Комаров.

Максим Александрович Моховиков – младший научный сотрудник лаборатории элионики.

Фадей Фадеевич Комаров – член-корреспондент НАН Беларуси, доктор физико-математических наук, профессор; заведующий лабораторией элионики.

Олег Владимирович Мильчанин – старший научный сотрудник лаборатории элионики.

Ирина Николаевна Пархоменко – кандидат физико-математических наук; старший научный сотрудник научно-исследовательской лаборатории материалов и приборных структур микро- и нанoeлектроники.

Людмила Александровна Власукова – кандидат физико-математических наук; заведующий научно-исследовательской лабораторией материалов и приборных структур микро- и нанoeлектроники.

Эльке Вендлер – кандидат физических наук; профессор факультета физики и астрономии Института физики твердого тела.

Александр Викторович Мудрый – кандидат физико-математических наук; главный научный сотрудник.

Вадим Дмитриевич Живулько – младший научный сотрудник.

Authors:

Ivan A. Romanov, postgraduate student at the department of physical electronics and nanotechnology, faculty of radiophysics and computer technologies.

romivan@bsu.by

Maxim A. Makhavikou, junior researcher at the elionics laboratory.

m.mohovikov@gmail.com

Fadei F. Komarov, corresponding member of National Academy of Sciences of Belarus, doctor of science (physics and mathematics), full professor; head of the elionics laboratory.

komarovf@bsu.by

Oleg V. Milchanin, senior researcher at the elionics laboratory.

milchanin@tut.by

Irina N. Parkhomenko, PhD (physics and mathematics); senior researcher at the research and development laboratory of materials and device structures for micro- and nanoelectronics.

parhomir@yandex.by

Liudmila A. Vlasukova, PhD (physics and mathematics); head of the research and development laboratory of materials and device structures for micro- and nanoelectronics.

vlasukova@bsu.by

Elke Wendler, PhD (physics); professor at the faculty of physics and astronomy, Institute of Solid State Physics.

elke.wendler@uni-jena.de

Alexander V. Mudryi, PhD (physics and mathematics); chief researcher.

mudryi@iftip.bas-net.by

Vadim D. Zhi-vulko, junior researcher.

mudryi@iftip.bas-net.by

В оксидной матрице сразу после имплантации формируется слой нанокластеров β -Sn. Термообработка в окисляющей атмосфере приводит к структурной перестройке имплантированных слоев – деформации изначально гладкой поверхности оксидной пленки и формированию в приповерхностной области дендритов, предположительно связанных с образованием фазы SnO_2 . Для образцов $\text{SiO}_2<\text{Sn}>/\text{Si}$ после отжига наблюдается интенсивная фотолюминесценция в фиолетовой области спектра ($\sim 3,1$ эВ), а также интенсивная электролюминесценция при плотности тока через структуру более 2 mA/cm^2 . Корреляция спектров фото- и электролюминесценции позволяет сделать вывод о том, что и фото-, и электролюминесценция пленки SiO_2 , обогащенной оловом, обусловлены одними и теми же центрами свечения. Обсуждается природа наблюдаемого свечения.

Ключевые слова: пленки SiO_2 ; высокодозная имплантация Sn^+ ; отжиг на воздухе; нанокластеры; фото- и электролюминесценция.

Благодарность. Авторы благодарят Белорусский республиканский фонд фундаментальных исследований (грант № Ф17М-053) за частичную финансовую поддержку.

STRUCTURE, PHOTO- AND ELECTROLUMINESCENCE OF SILICON DIOXIDE IMPLANTED WITH HIGH FLUENCIES OF TIN IONS

*I. A. ROMANOV^a, M. A. MAKHAVIKOU^b, F. F. KOMAROV^b,
O. V. MILCHANIN^b, I. N. PARKHOMENKO^a, L. A. VLASUKOVA^a,
E. WENDLER^c, A. V. MUDRYI^d, V. D. ZHIVULKO^d*

^aBelarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus

^bA. N. Sevchenko Institute of Applied Physical Problems, Belarusian State University,
7 Kurčatava Street, Minsk 220108, Belarus

^cFriedrich-Schiller-Universität Jena, 1 Max-Wien-Platz, Jena 07743, Germany

^dScientific and Practical Material Research Center, National Academy of Sciences of Belarus,
19 P. Broŭki Street, Minsk 220072, Belarus

Corresponding author: I. A. Romanov (romivan@bsu.by)

Samples of SiO_2/Si have been implanted with tin ions (200 and 80 keV, $5 \cdot 10^{16}$ and $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$) at room temperature and afterwards annealed at 800 and 900 °C for 60 min in air ambient. The structural and light emission properties of ($\text{SiO}_2 + \text{Sn}$ -based nanoclusters) composites have been studied using Rutherford backscattering spectroscopy, transmission electron microscopy in *cross-section* geometry, photo- and electroluminescence. For the as-implanted samples it has been shown the formation of metal β -Sn nanoclusters layer in oxide matrix. The heat treatment in oxidation ambient results in structural transformation of implanted layers. The initially flat surface of the sample becomes irregular (wave-like) and dendrites are formed in subsurface region of oxide film. The appearance of dendrites is most probably due to the SnO_2 phase formation. Strong «violet» photo- and electroluminescence (~ 3.1 eV) is observed for $\text{SiO}_2<\text{Sn}>/\text{Si}$ sample after annealing. One could conclude from photo- and electroluminescence spectra correlation that the emission centers are the same for the both cases. The nature of the observed emission is discussed.

Key words: SiO_2 films; high-fluence Sn^+ implantation; annealing in air; nanoclusters; photo- and electroluminescence.

Acknowledgements. This research was partly supported by Belarusian Republican Foundation for Fundamental Research (grant No. Ф17М-053).

Введение

Для обогащенных оловом пленок SiO_2 характерна интенсивная фотолюминесценция (ФЛ) в синей, фиолетовой и ультрафиолетовой областях спектра. Это делает их перспективными материалами для оптоэлектроники. Для формирования пленок SiO_2 с нанокластерами олова (Sn) или диоксида олова (SnO_2) применяют распыление из двух источников [1], золь-гель метод [2; 3], импульсное лазерное осаждение [4], термическое испарение [5]. Одним из наиболее удобных и эффективных методов создания нанокластеров в кристаллических и аморфных материалах является ионная имплантация. В работах [6–11] представлены результаты использования данного метода для создания наночастиц Sn или SnO_2 , диспергированных в матрице аморфного диоксида кремния. Термообработка пленки SiO_2 , имплантированной ионами Sn, может приводить к образованию различных фаз на основе Sn. Так, после отжига в вакууме или азоте при температурах 600–1100 °C в матрице SiO_2 формируются преципитаты металлического β -Sn или наночастицы SnO_x [8; 9], а также преципитаты типа *ядро* (Sn)/*оболочка* (SnO_{2-x}) [8]. После отжига

в окисляющей атмосфере (на воздухе или в чистом кислороде) при температурах 400–1000 °C наблюдается формирование наночастиц SnO_2 [10; 12]. Природа свечения диоксида кремния, обогащенного оловом, до сих пор не выяснена. Авторы работы [6] считают преобладающим механизмом свечения рекомбинацию через излучательные центры, связанные с нейтральными кислородными вакансиями ($\equiv\text{Sn}-\text{Si}\equiv$ или $\equiv\text{Sn}-\text{Sn}\equiv$). Последние создаются в матрице SiO_2 в результате ионной имплантации. Предполагается, что такие излучательные центры локализованы вблизи нанокластеров Sn. В то же время формирование маленьких (3–4 нм) аморфных кластеров SnO_{2-x} или оболочек из SnO_{2-x} вокруг больших кластеров Sn при термообработке в вакууме или в азоте может препятствовать образованию кислородных вакансий и, следовательно, заметно снижать интенсивность ФЛ [8; 9].

При отжиге в окисляющей атмосфере в обогащенной оловом матрице SiO_2 формируется фаза SnO_2 . В спектрах ФЛ тонких нанокристаллических пленок [13; 14] или наночастиц SnO_2 [15] регистрируется широкая полоса с максимумом при 390 нм. Такая же интенсивная фиолетовая полоса при 388 нм наблюдается в спектрах ФЛ пластинок плавленого кварца, имплантированных ионами Sn^+ и отожженных в чистом кислороде при 800 °C в течение часа [10]. Авторы [10] связали наблюдаемую эмиссию с формированием в отожженных образцах нанокристаллов SnO_2 . Превращение нанокристаллов $\beta\text{-Sn}$ в преципитаты SnO_2 при отжиге подтверждалось данными рентгеновской дифракции и просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения.

В настоящее время уже опубликован ряд работ по исследованию структуры и светоизлучающих свойств системы (SiO_2 + нанокластеры на основе Sn). Но, учитывая вероятность формирования нескольких фаз на основе олова и наличие по крайней мере двух альтернативных механизмов свечения данного нанокompозита, для создания эффективного светоизлучающего материала на основе $\text{SiO}_2<\text{Sn}>$ необходимо проводить дальнейшие исследования в этом направлении.

В большинстве публикаций изучение световой эмиссии слоев $\text{SiO}_2<\text{Sn}>$ ограничивается исследованием ФЛ. Однако для использования в интегральных схемах следует добиться свечения светоизлучающего материала под действием приложенного электрического поля, т. е. электролюминесценции (ЭЛ). Сведений об ЭЛ системы (SiO_2 + нанокластеры на основе Sn) в литературе очень мало. Известны работы группы Л. Реболе и др. (см., например, [1]). Поиск факторов, обеспечивающих эффективную ЭЛ, является важнейшей задачей при разработке светоизлучающих материалов на кремнии. Для демонстрации ЭЛ необходимо создать диодную структуру на основе исследуемого слоя, причем верхний проводящий контакт в идеальном случае должен быть прозрачным, чтобы возбуждаемое излучение можно было регистрировать фотоприемником. Использование тестовых приборных структур с контактными площадками из проводящего материала типа оксида индия-олова (ИТО) или тонких слоев поликристаллического кремния позволяет, наряду с регистрацией спектров ЭЛ, проводить измерения вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик, а также определять напряжения пробоя. Другой метод регистрации спектров ЭЛ заключается в использовании электролита в качестве прозрачного электрода. Преимуществом данного метода при разработке новых светоизлучающих материалов является возможность стабильного возбуждения ЭЛ благодаря высокой прозрачности электролита в широком спектральном диапазоне.

В данной работе приводятся результаты изучения структурных и светоизлучающих свойств композитов (SiO_2 + нанокластеры на основе Sn), созданных методом высокотоковой имплантации ионов Sn^+ в структуру SiO_2/Si с последующим окислением на воздухе. Цель – установить корреляцию между концентрационными профилями внедренной примеси, распределением преципитатов на основе Sn в слоях SiO_2 и фотолюминесценцией композитов, а также получить ЭЛ слоев $\text{SiO}_2<\text{Sn}>$.

Методика эксперимента

Из термически окисленных кремниевых пластин вырезались исходные для имплантации ионов олова образцы SiO_2/Si размером $2 \times 2 \text{ см}^2$, из имплантированных структур – образцы меньшего размера ($1 \times 1 \text{ см}^2$) для термообработок и дальнейших исследований. Было проведено два эксперимента по имплантации ионов олова в SiO_2 . В первом эксперименте толщина слоя SiO_2 , измеренная методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), составляла 600 нм. Этот набор образцов имплантировался ионами Sn^+ с энергией 200 кэВ дозами $5 \cdot 10^{16}$ и $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Как показали результаты компьютерного моделирования (SRIM), имплантация в данном режиме должна привести к распределению концентрации Sn по глубине имплантированного слоя в виде гауссиан с максимальной концентрацией около 11 ат. % (для дозы $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) и около 22 ат. % (для $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$) на глубине 100 нм в оксидной матрице. Затем часть образцов отжигалась при 800 или 900 °C в течение 60 мин в воздушной среде. В дальнейшем образцы, имплантированные в этом режиме, использовались для структурных исследований и изучения ФЛ.

Поскольку центры свечения в диоксиде кремния возбуждаются электронами, ускоренными в сильных электрических полях (5–15 МВ/см), для получения ЭЛ имплантированных образцов $\text{SiO}_2(600 \text{ нм})/\text{Si}$ потребовалось бы подавать на тестовые структуры очень высокие напряжения. Поэтому при изучении ЭЛ в качестве исходных образцов для имплантации олова использовались структуры SiO_2/Si с меньшей толщиной оксидного слоя (117 нм по данным эллипсометрии). Энергия и доза ионов Sn^+ в этом случае были 80 кэВ и $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ соответственно. При этом по данным компьютерного моделирования максимальная концентрация Sn в SiO_2 должна составлять примерно 25 ат. %. Это близко к максимальному значению 22 ат. % для образцов из первой группы, имплантированных Sn^+ (200 кэВ дозой $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$). В обоих случаях имплантация проводилась при комнатной температуре.

Концентрационные профили внедренной примеси в имплантированных и отожженных образцах анализировались методом резерфордского обратного рассеяния при энергии ионов He^+ 1,5 МэВ. Структурно-фазовые превращения изучались методом ПЭМ в технике *cross-section* на микроскопе Hitachi H-800 (Япония) с ускоряющим напряжением 200 кэВ. Спектры ФЛ записывались в интервале энергий 1,77–3,54 эВ на дифракционном монохроматоре с фокусным расстоянием 0,6 м при комнатной температуре. Для возбуждения ФЛ использовался He—Cd-лазер ($\lambda = 325 \text{ нм}$).

Один из образцов, имплантированных дозой $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, после отжига при 900 °С был дополнительно обработан в 4 % водном растворе фтористо-водородной кислоты (HF) при комнатной температуре. Часть образца во время травления была защищена от воздействия травителя. Толщина удаленного во время химической обработки слоя SiO_2 оценивалась путем сравнения цвета оксидной пленки на защищенном и незащищенном участках образца. Как известно, толщину прозрачной диэлектрической пленки можно оценить, сравнивая ее цвет с таблицами цветности [16]. Даже незначительные изменения толщины (~30 нм) приводят к изменению цвета пленки SiO_2 .

Регистрация спектров ЭЛ тестовой структуры $\text{SiO}_2<\text{Sn}>/\text{Si}$ проводилась в системе электролит – диэлектрик – полупроводник при комнатной температуре. В качестве электролита использовался 1 моль/л водный раствор Na_2SO_4 , регистрация спектров ЭЛ проводилась в гальваностатическом режиме. Для записи спектра применялся дифракционный монохроматор S100 (SOLAR) с кремниевой ПЗС-линейкой. Поскольку работа выхода для ИТО составляет ~4,5 эВ [17], а потенциал ионизации многих находящихся в воде ионов превышает 6 эВ, величина потенциального барьера на границе электролит/ SiO_2 может оказаться значительно выше, чем в случае использования контакта ИТО. Применение электролита позволяет расширить область исследуемых полей, ограниченную обычно пробоем диэлектрика при инжекции электронов из металлического контакта.

Результаты и их обсуждение

Состав и структура композитов (SiO_2 + нанокластеры на основе Sn)

Микрофотографии нанокластеров Sn в образцах после имплантации и после отжига представлены на рис. 1–3. На каждом показан концентрационный профиль внедренной примеси. Для образца, имплантированного дозой $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (см. рис. 1, а), на глубинах 40–180 нм наблюдается слой преципитатов со средним размером частиц ~5 нм. Образец характеризуется гауссоподобным профилем концентрации.

У имплантированного дозой $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ (см. рис. 1, б) образца область преципитатов расположена ближе к поверхности и состоит из двух слоев. Первый слой из относительно крупных (5–20 нм) кластеров высокой плотности простирается от поверхности до глубины 100 нм. Второй слой мелких кластеров (2–3 нм) находится на глубинах 130–180 нм. Максимум концентрации олова для дозы $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ также сдвинут к поверхности. Поскольку даже для такой высокой дозы заметной потери олова в сравнении с расчетным значением не обнаружено, этот эффект можно объяснить радиационно усиленной диффузией во время имплантации. Нужно отметить уширение концентрационного профиля вглубь оксида до ~200 нм. В работе [10] представлены сходные результаты исследований методом ПЭМ образцов кварцевого стекла, имплантированных высокой дозой ионов Sn. По данным [10], в приповерхностной области имплантированных образцов наблюдался слой из кластеров со средним размером ~9 нм, ниже находился слой более мелких включений. Кластеры в приповерхностной области были идентифицированы методом рентгеновской дифракции как включения металлического $\beta\text{-Sn}$. С учетом этого можно заключить, что включения темного контраста на ПЭМ-микрофотографиях имплантированных образцов (см. рис. 1, а, б) представляют собой преципитаты металлического $\beta\text{-Sn}$.

Термообработка при 800 °С (см. рис. 2, а, б) приводит к перераспределению внедренной примеси и, соответственно, к структурной перестройке имплантированного диоксида кремния.

В образце, имплантированном меньшей дозой (см. рис. 2, а), после отжига формируются два слоя крупных (20–25 нм) преципитатов на глубинах ~40 и ~100 нм. На концентрационных профилях примеси наблюдаются два пика (8 и 12 ат. % на глубинах ~40 и ~95 нм соответственно). На поверхности

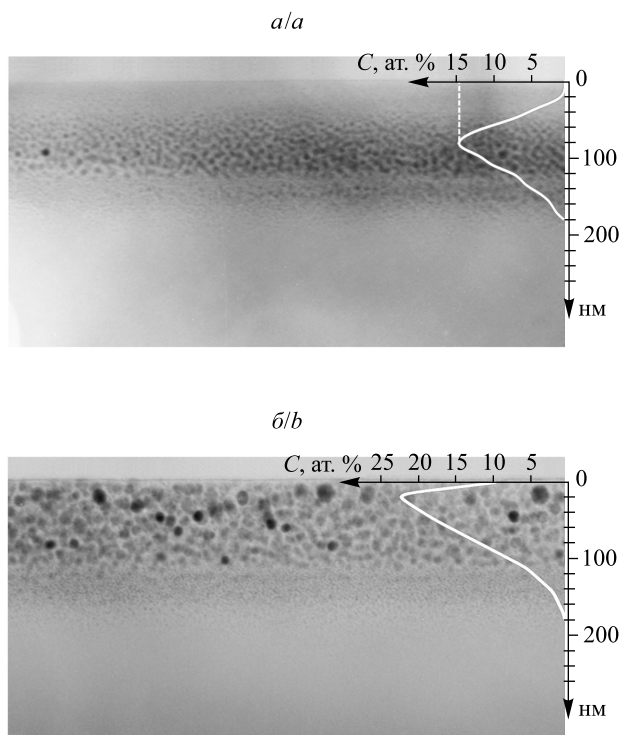


Рис. 1. ПЭМ-микрофотографии образцов $\text{SiO}_2(600 \text{ нм})/\text{Si}$, имплантированных Sn^+ (200 кэВ, $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (а) и $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ (б)). В правом верхнем углу – концентрационные профили Sn

Fig. 1. XTEM images of $\text{SiO}_2(600 \text{ nm})/\text{Si}$ samples implanted with 200 keV Sn^+ to fluencies of $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (a) and $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ (b). In the right of each XTEM image, the depth distribution of Sn is shown as detected by RBS

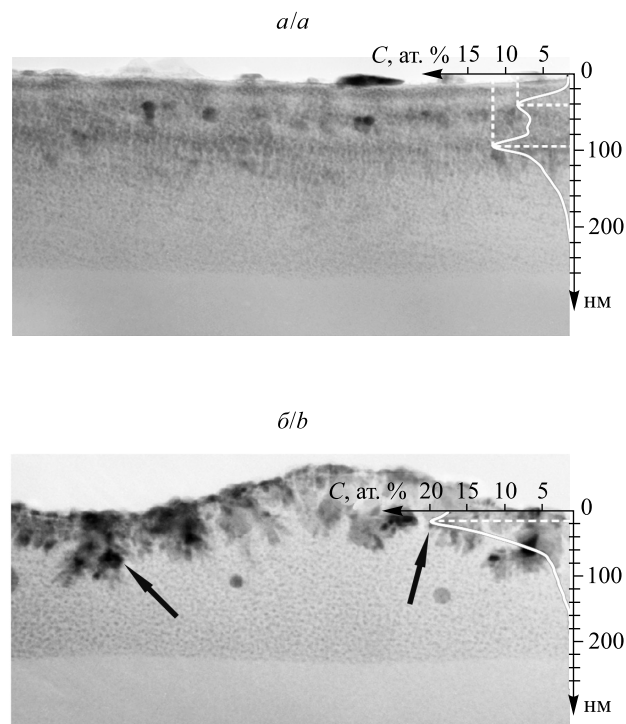


Рис. 2. ПЭМ-микрофотографии образцов $\text{SiO}_2(600 \text{ нм})/\text{Si}$, имплантированных Sn^+ (200 кэВ, $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (а) и $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ (б)) и отожженных при 800 °С.

В правом верхнем углу – концентрационные профили Sn

Fig. 2. XTEM images of $\text{SiO}_2(600 \text{ nm})/\text{Si}$ samples implanted with 200 keV Sn^+ to fluencies of $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (a) and $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ (b) and annealed for 60 min at 800 °C.

In the right of each XTEM image, the depth distribution of Sn is shown as detected by RBS

видны темные частицы $\beta\text{-Sn}$, которые, по-видимому, образуются в результате «выдавливания» олова на поверхность из оксидной пленки. В случае дозы $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ (см. рис. 2, б) термообработка приводит к кардинальному изменению глубинного распределения примеси и наночастиц, а также к изменению морфологии поверхности. В результате миграции к поверхности во время отжига в приповерхностном слое толщиной примерно 20 нм концентрация Sn достигает 18–20 ат. %. На ПЭМ-микрофотографии данного образца видно, что накопление Sn под поверхностью приводит к «распуханию» и, соответственно, к сильной деформации приповерхностной области: прежде гладкая поверхность становится волнообразной, причем разброс по высоте неровностей достигает 50 нм. В приповерхностной области формируются дендриты из слившихся наночастиц серого контраста, иногда с включениями темного контраста (показаны стрелками на рис. 2, б). Дендриты вытянутой формы ориентированы перпендикулярно поверхности и простираются вглубь образца до ~100 нм. Под ними на глубинах 100–260 нм расположен слой мелких (2–4 нм) преципитатов.

Чтобы объяснить возникновение дендритов, рассмотрим структурные перестройки под действием повышенных температур в обогащенной оловом матрице SiO_2 . Система $\text{SnO}-\text{SiO}_2$ изучалась в работах [18; 19], где отмечена чрезвычайно высокая (до 70 об. %) растворимость оксида олова (SnO) в матрице SiO_2 . Однако SnO является метастабильным и разлагается на $\beta\text{-Sn}$ и SnO_2 при температуре выше 550 °С. При этом может образовываться и метастабильный силикат SiSnO_3 . В свою очередь, SiSnO_3 при температуре выше 700 °С разлагается с образованием $\beta\text{-Sn}$, SnO_2 и SiO_2 . Растворимость диоксида олова в SiO_2 незначительна. Так, в кварце растворяется только 0,2–2,0 об. % SnO_2 [19]. Низкая растворимость SnO_2 связана с различной длиной связей олова и кремния с кислородом в SiO_2 . К тому же четырехвалентное олово (Sn^{4+}) образует с атомами кислорода структуру в виде 6-координационной полигранной ячейки (на основе асимметричного блока SnO_4^{6-}), тем самым нарушая трехмерную тетраэдрическую структуру ячеек сетки SiO_2 [19]. Учитывая вышеизложенное, можно заключить, что в нашем

эксперименте появление дендритов в приповерхностной области отожженных образцов, скорее всего, связано с формированием фазы SnO_2 . По данным [10], в слое SiO_2 после высокодозной имплантации Sn^+ и отжига в кислороде (800°C , 60 мин) также формируются дендриты в приповерхностной области и даже тонкий (~ 8 нм) сплошной слой SnO_2 на поверхности. Вдобавок по всему имплантированному слою SiO_2 образуются кластеры с муаровым контрастом, идентифицированные методом рентгеновской дифракции как нанокристаллы SnO_2 .

В нашем эксперименте повышение температуры отжига до 900°C приводит к значительным изменениям концентрационных профилей Sn в образце, имплантированном дозой $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (см. рис. 3, а).

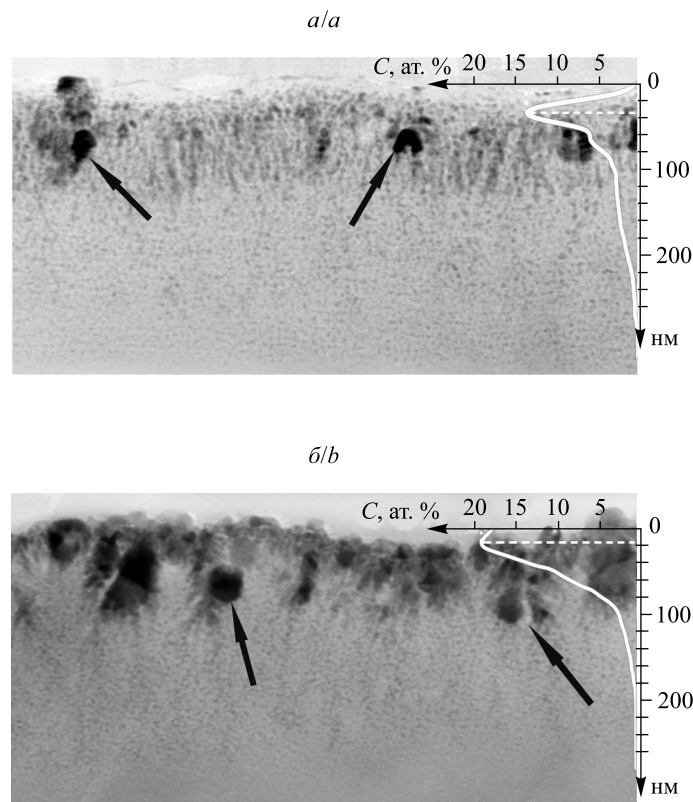


Рис. 3. ПЭМ-микрофотографии образцов $\text{SiO}_2(600 \text{ нм})/\text{Si}$, имплантированных Sn^+ (200 кэВ , $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (а) и $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ (б)) и отожженных при 900°C . В правом верхнем углу – концентрационные профили Sn

Fig. 3. XTEM images of $\text{SiO}_2(600 \text{ nm})/\text{Si}$ samples implanted with 200 keV Sn^+ to a fluence of $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (a) and $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ (b) and annealed in air atmosphere for 60 min at 900°C . In the right of each XTEM image, the depth distribution of Sn is shown as detected by RBS. The braces are there to guide the eyes

Концентрация олова в приповерхностном максимуме на глубине ~ 40 нм возрастает до 11 ат. %, а второй максимум примеси на глубине 100 нм трансформируется в диффузионный «хвост», простирающийся вглубь до 300 нм. Концентрация олова в этой области не превышает 5 ат. %. Как видно из соответствующих ПЭМ-микрофотографий, после отжига при 900°C в приповерхностной области формируется плотный слой преципитатов с вкрапленными крупными темными частицами (показаны стрелками на рис. 3, а). Толщина слоя составляет ~ 120 нм. Для образца, имплантированного дозой $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ и отожженного при 900°C , заметных изменений концентрационного профиля и структуры в сравнении с образцом, имплантированным той же дозой и отожженным при 800°C , не обнаружено (см. рис. 3, б). Следует отметить интересную особенность образцов, имплантированных обеими дозами и отожженных при 900°C : однородное распределение нанокластеров размером несколько нанометров в области глубин 100–300 нм (см. рис. 3, а и б), в которой концентрация Sn менее 5 ат. %. Вероятно, когда концентрация примеси низка, диффузия атомов Sn к границе SiO_2/Si начинает преобладать над преципитацией Sn. Поэтому мелкие Sn-содержащие кластеры могут формироваться в более глубоких областях матрицы SiO_2 , чем можно было бы ожидать из анализа концентрационных профилей Sn

образцов сразу после имплантации. О таком же распределении кластеров по оксидному слою сообщается в работе [8], посвященной процессам преципитации примеси в матрице SiO_2 со сравнительно низкой концентрацией внедренных атомов Sn. Образцы $\text{SiO}_2(180 \text{ нм})/\text{Si}$ имплантировались ионами олова (200 кэВ , $1,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$), при этом формировался гауссоподобный концентрационный профиль Sn с максимальной концентрацией около 3 ат. % на глубине 90 нм в оксиде. По данным ПЭМ, после отжига при 900°C в вакууме формировались нанокластеры Sn со средним размером 2,2 нм, однородно распределенные по всему объему матрицы SiO_2 . Авторы [8] пришли к выводу о том, что такое распределение связано с отсутствием центров преципитации, приводящим к диффузии Sn к поверхности и границе SiO_2/Si и, соответственно, к «размытию» исходного гауссоподобного концентрационного профиля.

Фотолюминесценция композитов (SiO_2 + нанокластеры на основе Sn)

Спектры ФЛ образцов после имплантации и после отжига представлены на рис. 4. Во всех доминирует полоса сложной формы в диапазоне 2,0–3,5 эВ. Спектры неотожженных образцов характеризуются слабой эмиссией с максимумом в голубой области (2,9 эВ). Интенсивность ФЛ существенно возрастает после термообработки. Спектры ФЛ отожженных образцов можно разложить на три гауссианы. Максимум наиболее узкой и интенсивной полосы локализован при $\sim 3,1$ эВ. Интенсивность фиолетовой полосы возрастает с увеличением дозы имплантации и температуры отжига, а ее ширина уменьшается с увеличением дозы. Положение и ширина на полувысоте максимума (FWHM) второй и третьей гауссиан в спектральном интервале 1,8–2,9 эВ зависят от дозы ионов и температуры отжига. Сложная форма спектров ФЛ связана, вероятно, с наличием нескольких типов излучательных центров. Наиболее интересна природа узкой фиолетовой полосы ($\sim 3,1$ эВ). Как упоминалось выше, появление интенсивной полосы ФЛ в области 3,18–2,97 эВ характерно как для массивного, так и для наноструктурированного SnO_2 [1; 6; 10; 20; 21]. Ширина запрещенной зоны объемного SnO_2 составляет 3,6 эВ, боровский радиус экситона диоксида олова, равный 2,7 нм, существенно меньше размеров преципитатов в нашем эксперименте. Следовательно, проявление квантового эффекта в спектрах ФЛ маловероятно. В то же время энергия лазера, использованного для возбуждения ФЛ (3,8 эВ), достаточна для возбуждения краевой эмиссии SnO_2 .

Необходимо также учитывать высокий уровень концентрации кислородных вакансий, характерный для SnO_2 . Этот дефект (кислородная вакансия) наиболее характерен для наноструктурированного диоксида олова и фактически определяет его электрические (n -тип проводимости) и оптические свойства. Кислородные вакансии в SnO_2 образуют донорный уровень ниже края зоны проводимости [10]. Свечение композитов SnO_2 , соответствующее полосе с максимумом при $\sim 3,1$ эВ, можно приписать краевой эмиссии SnO_2 [1; 21], а также объяснить рекомбинацией электронов, локализованных на кислородных вакансиях, с дырками из валентной зоны [10; 20]. Как показано в работе [22], высокая концентрация

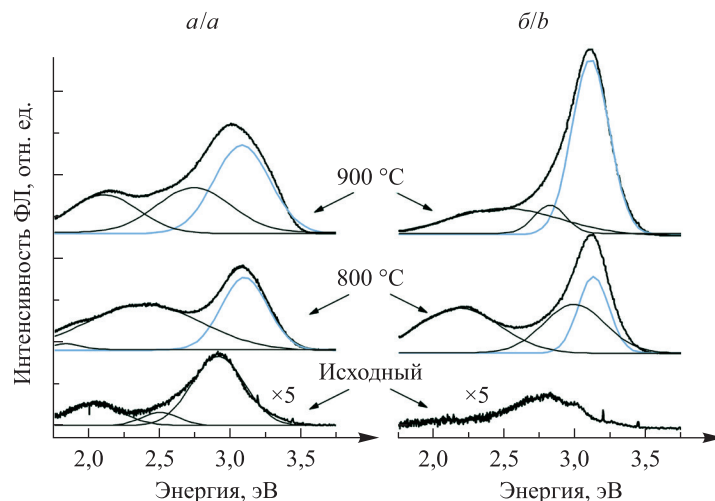


Рис. 4. Спектры ФЛ образцов $\text{SiO}_2(600 \text{ нм})/\text{Si}$, имплантированных Sn^+ с энергией 200 кэВ дозами $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (а) и $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ (б) и отожженных при 800 и 900 $^\circ\text{C}$ в течение 60 мин

Fig. 4. PL spectra of the of $\text{SiO}_2(600 \text{ nm})/\text{Si}$ samples implanted with 200 keV Sn^+ to a fluence of $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (a) and $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ (b) and annealed for 60 min at 800 and 900 $^\circ\text{C}$

кислородных вакансий – характерная особенность наносфер Sn, покрытых оболочками из SnO_2 . Учитывая это, наблюдаемую в нашем эксперименте интенсивную люминесценцию при $\sim 3,1$ эВ можно связать с наличием преципитатов SnO_2 и (или) оболочек SnO_2 , окружающих нанокластеры Sn.

Однако возможно другое объяснение происхождения фиолетовой полосы. Свечение в данной спектральной области может быть обусловлено молекулоподобными центрами [1; 6–8], соответствующими связанным с Sn дефектам дефицита кислорода в самой матрице SiO_2 . Обычно узкая интенсивная полоса излучения от этих центров регистрируется при возбуждении фотонами с энергией ~ 5 эВ (248 нм) и выше [9]. В таком случае возбуждение обсуждаемых центров рекомбинации происходит через разрешенный электронный переход из основного состояния S_0 в состояние S_1 (~ 5 эВ). Энергия возбуждающего люминесценцию лазера в нашем эксперименте ниже (3,8 эВ). Поэтому возбуждение связанных с Sn центров дефицита кислорода осуществляется посредством запрещенного электронного перехода из основного состояния S_0 в триплетное состояние T_1 ($\sim 3,7$ эВ). После безызлучательной релаксации происходит обратный переход из состояния T_1 в основное состояние S_0 с испусканием фотона с энергией 3,2 эВ. Поскольку переход между триплетным и синглетным состоянием является спин-запрещенным, интенсивность такой эмиссии слабее [1]. Однако замещение одного или двух атомов Si в нейтральной кислородной вакансии более тяжелой изоэлектронной примесью, такой как Sn, приведет к увеличению спин-орбитального спаривания и, следовательно, к возрастанию вероятности перехода $T_1 \rightarrow S_0$ и интенсивности соответствующей полосы ФЛ. Следовательно, узкую фиолетовую полосу ФЛ можно связать с наличием в матрице SiO_2 дефектов дефицита кислорода типа $\equiv\text{Sn}-\text{Si}\equiv$, $\equiv\text{Sn}-\text{Sn}\equiv$. Наблюдаемый сдвиг максимума ФЛ к 3,1 эВ от ожидаемой величины 3,2 эВ можно объяснить ограничениями регистрации ФЛ в нашем эксперименте.

Таким образом, полоса при 3,1 эВ может быть обусловлена наличием фазы SnO_2 (в форме отдельных кластеров или оболочек кластеров Sn) или же связанным с Sn центром дефицита кислорода в матрице SiO_2 (атомы Sn, растворенные в SiO_2). Для получения дополнительной информации проведен эксперимент по травлению образца, имплантированного дозой $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ и прошедшего термообработку при 900 °С, с целью удалить приповерхностный слой толщиной около 50 нм. Как показывают данные ПЭМ, во время термообработки формирование фазы SnO_2 за счет диффузии кислорода из воздуха в имплантированный оловом слой SiO_2 происходит преимущественно в приповерхностной области. Поэтому количество атомов Sn, не затраченных на образование фазы SnO_2 , а остающихся растворенными в матрице SiO_2 , в этой зоне должно быть ниже, чем в более глубоких областях оксидной пленки. Удаление тонкого верхнего слоя с высоким содержанием SnO_2 должно привести к уменьшению интенсивности фиолетовой полосы, если она связана с фазой SnO_2 . С другой стороны, если эта эмиссия обусловлена дефектами дефицита кислорода, связанными с Sn, интенсивность ФЛ заметно не уменьшится. Спектры ФЛ образца без травления и образца со снятым верхним слоем приведены на рис. 5.

Как видно из рис. 5, обработка в травителе приводит к уменьшению интенсивности полосы при 3,1 эВ. Это позволяет предположить, что ее происхождение, скорее всего, связано с образованием фазы SnO_2 , а не с дефектами дефицита кислорода в SiO_2 . Одновременно можно видеть возрастание интенсивности свечения в спектральном диапазоне 1,8–2,9 эВ. Свечение в этом диапазоне можно приписать дефектам

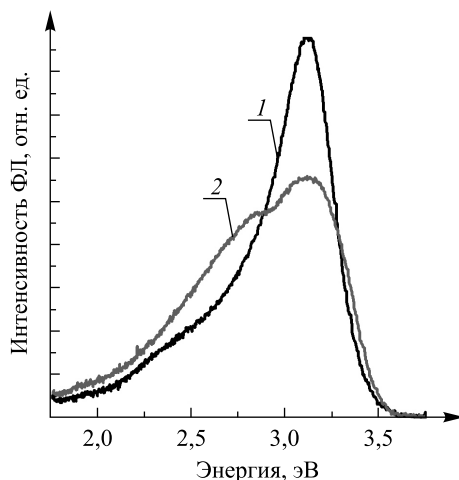


Рис. 5. Спектры ФЛ пленки SiO_2 , имплантированной ионами Sn^+ ($1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$) и отожженной при 900 °С, до (1) и после (2) травливания верхнего слоя

Fig. 5. PL spectra of the SiO_2 samples implanted with Sn^+ ion ($1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$) and annealed at 900 °С, before (1) and after (2) etching of upper layer

как в SnO_2 (межузельные атомы Sn и O, оборванные связи или кислородные вакансии) [1; 5; 20; 21], так и в матрице SiO_2 [20], а также образованию фазы SnO_x [23]. Можно предположить, что вклад дефектов матрицы SiO_2 и фазы SnO_x в свечение выше в более глубоких областях оксидной пленки, так как в них концентрация внедренных атомов Sn и атомов O, диффундировавших из воздуха, ниже. Интересно отметить, что для двух доз соотношение интенсивности свечения в области 1,8–2,9 эВ и интенсивности свечения при 3,1 эВ уменьшается при возрастании температуры отжига от 800 до 900 °C. В работе [20], посвященной композитам аэрогелей SnO_2 – SiO_2 , описано похожее свойство: возрастание отношения интенсивности свечения в УФ-диапазоне к интенсивности свечения в видимом диапазоне с ростом температуры отжига. Это приписывалось модификации структуры композитов SnO_2 – SiO_2 во время отжига. В частности, с ростом температуры термообработки увеличивается степень кристалличности наночастиц оксида олова, а концентрация дефектов уменьшается. Подробный эффект имеет место у наших образцов.

Еще одно наблюдение дополнительно подтверждает формирование фазы SnO_2 . Ранее было установлено, что скорость травления в 4 % растворе HF пленок SiO_2 , термически выращенных на Si, составляет примерно 18 нм/мин [24]. Следовательно, можно ожидать, что толщина слоя SiO_2 , удаленного в течение 3 мин травления, будет около 50 нм. Это, в свою очередь, должно привести к изменению цвета оксидной пленки на протравленном участке поверхности образца. Однако изменение цвета пленки отмечено только после дополнительного четырехкратного повторения 3-минутной обработки в 4 % растворе HF (общая продолжительность травления 15 мин). Известно, что пленки SnO_2 практически не растворяются в растворах HF (см., например, [25]). Низкая скорость травления дополнительно подтверждает наличие плохо растворимой фазы SnO_2 в приповерхностном слое нашего образца.

Электролюминесценция композитов (SiO_2 + нанокластеры на основе Sn)

Для получения ЭЛ были изготовлены структуры $\text{ITO}/\text{SiO}_2<\text{Sn}>/\text{Si}$. Однако зарегистрировать ЭЛ в этом случае не удалось из-за пробоя диэлектрического слоя при относительно низкой напряженности поля в диэлектрике ~ 3 МВ/см. В системе электролит – диэлектрик – полупроводник наблюдалась интенсивная ЭЛ структуры $\text{SiO}_2<\text{Sn}>/\text{Si}$ при плотностях тока, протекающего через структуру, выше 2 мА/см^2 . При этом в процессе записи спектра увеличивалось напряжение от 50 до 60 В. Рост напряженности поля при постоянной плотности тока обусловлен экранирующим действием отрицательного заряда в оксиде, накапливающегося в результате захвата инжектированных электронов на ловушки [26]. При дальнейшем пропускании тока через образец напряжение на структуре возрастало до 110 В, после чего наступала деградация имплантированного оксида, сопровождавшаяся уменьшением интенсивности ЭЛ и падением напряжения на структуре. Средняя напряженность электрического поля в слое SiO_2 составляла 4–9 МВ/см.

На рис. 6 показан спектр ЭЛ, зарегистрированный при плотности тока через образец 3 мА/см^2 . Он представляет собой широкую полосу в спектральном диапазоне 2,0–4,0 эВ с максимумом при $\sim 3,1$ эВ.

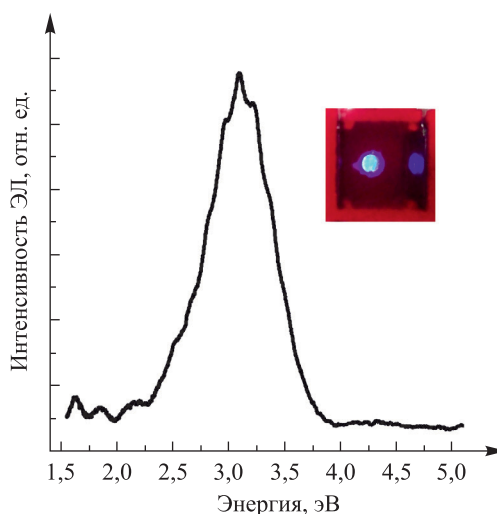


Рис. 6. Спектр ЭЛ образца $\text{SiO}_2(117 \text{ нм})/\text{Si}$, имплантированного Sn^+ (80 кэВ, $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) и прогретого на воздухе (900 °C, 60 мин). На вставке – свечение образца при подаче напряжения 60 В

Fig. 6. EL spectrum of the sample $\text{SiO}_2(117 \text{ nm})/\text{Si}$ implanted with Sn^+ (80 keV, $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) and annealed in air (900 °C, 60 min). The inset shows the corresponding picture of the sample's glowing

Сопоставление ФЛ и ЭЛ имплантированных оловом образцов, отожженных при 900 °С в течение 60 мин (см. рис. 5, 6), показало их сходство: в обоих случаях в спектрах доминирует широкая полоса с максимумом при ~3,1 эВ. Следует отметить большую протяженность данной полосы в коротковолновую область в спектре ЭЛ в сравнении с ФЛ. Это может быть связано с различием энергии возбуждения. Спектр ФЛ возбуждался лазером с энергией 3,8 эВ, а средняя энергия электронов в системе электролит – диэлектрик – полупроводник может значительно превышать величину 4 эВ [27]. Поскольку существует хорошая корреляция между спектрами ФЛ и ЭЛ, можно предположить, что ЭЛ пленки SiO₂, обогащенной примесью олова, обусловлена теми же центрами свечения, что и ФЛ.

Заключение

Изучены структурные и излучающие свойства композитов (SiO₂ + нанокластеры на основе Sn), созданных высокодозной имплантацией ионов Sn⁺ в структуру SiO₂/Si с последующей термообработкой на воздухе. Показано, что сразу после имплантации в оксидной пленке формируется слой нанокластеров β-Sn размерами 2–10 нм, толщина которого составляет ~180 нм. Термообработка приводит к структурным перестройкам в имплантированных слоях в результате диффузии внедренной примеси к поверхности и вглубь оксидной матрицы и окисления нанокластеров β-Sn. Для образца, имплантированного дозой $1 \cdot 10^{17}$ см⁻² и прогретого при 800 °С, накопление примеси в тонком приповерхностном слое приводит к набуханию и деформации изначально гладкой поверхности оксидной пленки. При этом в приповерхностной области формируются дендриты, предположительно связанные с образованием фазы SnO₂. Для образцов, отожженных при 900 °С, под слоем дендритов на глубинах 100–300 нм наблюдается область мелких кластеров размерами несколько нанометров. Этот диапазон глубин обеднен примесью олова в сравнении с приповерхностным слоем (концентрация Sn < 5 ат. %).

Спектры ФЛ образцов сразу после имплантации характеризуются полосой низкой интенсивности с максимумом при 2,9 эВ. Термообработка в окисляющей среде приводит к существенному (на порядок) возрастанию интенсивности свечения образцов в фиолетовой области (~3,1 эВ). Сделан вывод о том, что свечение обусловлено формированием фазы SnO₂ (в форме отдельных кластеров или оболочек преципитатов Sn) в приповерхностной области оксидной пленки. Зарегистрирована интенсивная ЭЛ структуры SiO₂<Sn>/Si в фиолетовой области спектра при плотностях тока, протекающего через структуру, свыше 2 мА/см². Корреляция между спектрами ФЛ и ЭЛ позволяет предположить, что ЭЛ пленки SiO₂, обогащенной примесью олова, обусловлена теми же центрами свечения, что и ФЛ.

Библиографические ссылки / References

1. Huang Sh, Cho EC, Conibear G, Green M. Structural and photoluminescence properties of superlattice structures consisting of Sn-rich SiO₂ and stoichiometric SiO₂ layers. *Thin Solid Films*. 2011;520:641–645. DOI: 10.1016/j.tsf.2011.08.027.
2. Chiodini N, Paleari A, DiMartino D, Spinolo G. SnO₂ nanocrystals in SiO₂: A wide-band-gap quantum-dot system. *Applied Physics Letters*. 2002;81(9):1702–1704. DOI: 10.1063/1.1503154.
3. Brovelli S, Chiodini N, Lorenzi R, Lauria A, Romagnoli M, Paleari A. Fully inorganic oxide-in-oxide ultraviolet nanocrystal light emitting devices. *Nature Communications*. 2012;3:690(9). DOI: 10.1038/ncomms1683.
4. Park JJ, Kim KK, Roy M, Panks SM. Characterization of SnO₂ thin films grown by pulsed laser deposition under transverse magnetic field. *Rapid Communication in Photoscience*. 2015;4(3):50–53. DOI: 10.5857/RCP.2015.4.3.50.
5. Kim HW, Kim NH, Myung JH, Shim SH. Characteristics of SnO₂ fishbone-like nanostructures prepared by the thermal evaporation. *Physica Status Solidi A*. 2005;202(9):1758–1762. DOI: 10.1002/pssa.200520031.
6. Rebohle L, von Borany J, Fröb H, Skorupa W. Blue photo- and electroluminescence of silicon dioxide layers ion-implanted with group IV elements. *Applied Physics B*. 2000;71(2):131–151. DOI: 10.1007/PL00006966.
7. Spiga S, Mantovan R, Fanciuli M, Ferretti N, Boscherini F, d'Acapito F, et al. Local structure of Sn implanted in thin SiO₂ films. *Physical Review B*. 2003;68(20):205419(10). DOI: 10.1103/PhysRevB.68.205419.
8. Lopes JMJ, Zawislak FC, Fichtner PFP. Effect of annealing atmosphere on the structure and luminescence of Sn-implanted SiO₂ layers. *Applied Physics Letters*. 2005;86(2):023101(1–3). DOI: 10.1063/1.1849855.
9. Lopes JMJ, Kremer F, Fichtner PFP, Zawislak FC. Correlation between structural evolution and photoluminescence of Sn nanoclusters in SiO₂ layers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*. 2006;242(1–2):157–160. DOI: 10.1016/j.nimb.2005.08.013.
10. Tagliente MA, Bello V, Pellegrini G, Mattei G, Mazzoldi P, Massaro M. SnO₂ nanoparticles embedded in silica by ion implantation followed by thermal oxidation. *Journal of Applied Physics*. 2009;106(10):104304(5). DOI: 10.1063/1.3257157.
11. Zatepin DA, Zatepin AF, Boukhvalov DW, Kurmaev EZ, Gavrilov NV. Sn-loss effect in a Sn-implanted a-SiO₂ host-matrix after thermal annealing: A combined XPS, PL, and DFT study. *Applied Surface Science*. 2016;367:320–326. DOI: 10.1016/j.apsusc.2016.01.126.
12. Kuiri PK, Lenka HP, Ghatak J, Sahn G, Jaseph B, Mahapatra DP. Formation and growth of SnO₂ nanoparticles in silica glass by Sn implantation and annealing. *Journal Applied Physics*. 2007;102(2):024315(5). DOI: 10.1063/1.2761778.
13. Kim TW, Lee DU, Yoon YS. Microstructural, electrical, and optical properties of SnO₂ nanocrystalline thin films grown on InP(100) substrates for applications as gas sensor devices. *Journal of Applied Physics*. 2000;88(6):3759–3761. DOI: 10.1063/1.1288021.

14. Jeong J, Choi SP, Chang CI, Shin DC, Park JS, Lee B-T, et al. Photoluminescence properties of SnO₂ thin films grown by thermal CVD. *Solid State Commun.* 2003;127(9–10):595–597. DOI: 10.1016/S0038-1098(03)00614-8.
15. Liu LZ, Wu XL, Xu JQ, Li TH, Shen JC, Chu PK. Oxygen-vacancy and depth-dependent violet double-peak luminescence from ultrathin cuboid SnO₂ nanocrystals. *Applied Physics Letters.* 2012;100(12):121903(4). DOI: 10.1063/1.3696044.
16. Henrie J, Kellis S, Schultz SM, Hawkins A. Electronic color charts for dielectric films on silicon. *Optics Express.* 2004;12(7):1464–1469. DOI: 10.1364/OPEX.12.001464.
17. Park Y, Choong V, Gao Y, Hsieh BR, Tang CW. Work function of indium tin oxide transparent conductor measured by photoelectron spectroscopy. *Applied Physics Letters.* 1996;68(19):2699–2701. DOI: 10.1063/1.116313.
18. Karim MM, Holland D. Physical Properties of Glasses in the System SnO–SiO₂. *Physics and Chemistry of Glasses.* 1995;36(5):206–210.
19. Volf MB. *Chemical Approach to Glass.* Oxford: Elsevier; 1984.
20. Wei T-Y, Lu S-Y, Chang Y-C. Rich photoluminescence of SnO₂–SiO₂ composite aerogels prepared with a co-fed precursor sol-gel process. *Journal Chinese Institute of Chemical Engineers.* 2007;38(5–6):477–481. DOI: 10.1016/j.jcice.2007.05.002.
21. Chen R, Xing GZ, Gao J, Zhang Z, Wu T, Sun HD. Characteristics of ultraviolet photoluminescence from high quality tin oxide nanowires. *Applied Physics Letters.* 2009;95(6):061908(3). DOI: 10.1063/1.3205122.
22. Li Sh, Zhong Xi, Song Y, Shen X, Sun J, Song Y, et al. Controlled hybridization of Sn–SnO₂ nanoparticles via simple-programmed microfluidic processes for tunable ultraviolet and blue emissions. *Journal of Materials Chemistry C.* 2014;2(36):7687–7694. DOI: 10.1039/C4TC00842A.
23. An HH, Lee SJ, Baek SH, Han WB, Kim YH, Yoon CS, et al. Effect of plasma etching on photoluminescence of SnO_x/Sn nanoparticles deposited on DOPC lipid membrane. *Journal of Colloid and Interface Science.* 2012;368(1):257–262. DOI: 10.1016/j.jcis.2011.11.076.
24. Vlasukova LA, Komarov FF, Yuvchenko VN, Kislitsin S. Threshold and criterion for ion track etching in SiO₂ layers grown on Si. *Vacuum.* 2014;105:107–110. DOI: 10.1016/j.vacuum.2014.01.005.
25. Morosanu CE. *Thin Films by Chemical Vapour Deposition.* New York: Elsevier; 1990.
26. DiMaria DJ, Stasiak JW. Trap creation in silicon dioxide produced by hot electrons. *Journal of Applied Physics.* 1989;65(6):2342–2356. DOI: 10.1063/1.342824.
27. Baraban AP, Egorov DV, Askinazi AY, Mieloglyadova LV. Electroluminescence of Si–SiO₂–Si₃N₄ structures. *Technical Physics Letters.* 2015;28(12):978–980. DOI: 10.1134/1.1535507.

Статья поступила в редколлегию 14.05.2018.
Received by editorial board 14.05.2018.

ФИЗИКА

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

PHYSICS

OF ELECTROMAGNETIC PHENOMENA

УДК 537.9

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ОДНОСТЕННОЙ УГЛЕРОДНОЙ НАНОТРУБКЕ С НИЗКОПРОВОДЯЩИМ ВКЛЮЧЕНИЕМ

А. В. МЕЛЬНИКОВ¹⁾, М. В. ШУБА^{1), 2)}

¹⁾Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220030, г. Минск, Беларусь

²⁾Томский государственный университет, пр. Ленина, 36, 634050, г. Томск, Россия

Сформулирована и решена аналитически задача рассеяния электромагнитного излучения одностенной углеродной нанотрубкой с узкими участками низкой проводимости. Краевая электродинамическая задача формулируется через граничные условия для электрических и магнитных полей на поверхности трубки и на бесконечности. Эта задача сводится к решению уравнения Леонтовича – Левина для тока на однородных участках углеродной нанотрубки, которое дополняется граничными условиями для токов на концах трубки и условием неразрывности тока в местах расположения участков низкой проводимости. Приближенное аналитическое решение для плотности тока на однородных участках одностенной углеродной нанотрубки представляется в виде суммы двух поверхностных волн, распространяющихся в противоположных направлениях, а также компоненты тока, индуцированного внешним полем. Проведенное сравнение результатов аналитического решения с результатами численного решения методом, представленным ранее, показало, что аналитическое решение позволяет достаточно точно моделировать резонансное рассеяние электромагнитного излучения на углеродной нанотрубке с участками низкой проводимости в широком частотном диапазоне.

Ключевые слова: углеродная нанотрубка; мезоскопическое включение; рассеяние излучения; квантовый транспорт; уравнение Халлена; уравнение Леонтовича – Левина; поляризуемость.

Благодарность. Результаты исследования получены при поддержке проекта Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований № Ф18КОР-002 и программы повышения конкурентоспособности Томского государственного университета.

Образец цитирования:

Мельников АВ, Шуба МВ. Аналитическое решение задачи рассеяния электромагнитной волны на металлической одностенной углеродной нанотрубке с низкопроводящим включением. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2018;3:65–73.

For citation:

Melnikau AV, Shuba MV. Analytical solution for electromagnetic wave scattering by metallic single-walled carbon nanotube with low-conductive insertion. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2018;3:65–73. Russian.

Авторы:

Александр Владимирович Мельников – младший научный сотрудник лаборатории нанoeлектромагнетизма.

Михаил Владимирович Шуба – кандидат физико-математических наук; ведущий научный сотрудник лаборатории нанoeлектромагнетизма¹⁾; старший научный сотрудник лаборатории терагерцовых исследований²⁾.

Authors:

Aliaksandr V. Melnikau, junior researcher at the laboratory of nanoelectromagnetism.

alexander.melnikov.v@gmail.com

Mikhail V. Shuba, PhD (physics and mathematics); leading researcher at the laboratory of nanoelectromagnetism^a; senior researcher at the laboratory of terahertz research^b.

mikhail.shuba@gmail.com

ANALYTICAL SOLUTION FOR ELECTROMAGNETIC WAVE SCATTERING BY METALLIC SINGLE-WALLED CARBON NANOTUBE WITH LOW-CONDUCTIVE INSERTION

A. V. MELNIKAU^a, M. V. SHUBA^{a, b}

^aResearch Institute for Nuclear Problems, Belarusian State University,
11 Babrujskaja Street, Minsk 220030, Belarus

^bTomsk State University, 36 Lenin Avenue, Tomsk 634050, Russia

Corresponding author: A. V. Melnikau (alexander.melnikov.v@gmail.com)

The problem of electromagnetic wave scattering by single-walled carbon nanotube (CNT) with low-conductive sections (LCS) has been formulated and solved. Boundary-value problem is formulated through effective impedance boundary conditions for electric and magnetic fields on the CNT's surface and on infinity. Boundary-value problem is reduced to a solution of Leontovich – Levin equation for the current on uniform regions of CNT; it is supplemented by edge conditions for the current on CNT ends and the continuity condition for the current through the LCS. Approximate analytical solution for the current density in uniform regions of CNT is represented as the sum of (i) two terms corresponding to the propagation of surface waves in opposite directions and (ii) the current component induced by an external field. The comparison between results of obtained analytical solution and numerical solution presented has been carried out. The comparison shows that analytical solution allows one to simulate electromagnetic wave resonant scattering by CNT with LCS with sufficiently high accuracy.

Key words: carbon nanotubes; mesoscopic insertion; electromagnetic wave scattering; quantum transport; Hallen equation; Leontovich – Levin equation; polarizability.

Acknowledgements. This research has been partly supported by Belarusian Republican Foundation for Fundamental Research under project No. Ф18КОР-002 and Tomsk State University Competitiveness Improvement Program.

1. Введение

Уникальные электронные свойства и вытянутая форма обуславливают эффективное взаимодействие углеродных нанотрубок (УНТ) с падающим электромагнитным излучением [1] и, таким образом, открывают перспективы их использования в качестве элементов интегральных микросхем и электромагнитных устройств, таких как линии электропередачи [2; 3], интерконнекторы [4] и наномантенны [5–7]. Композитные материалы с малой долей УНТ демонстрируют хорошую эффективность экранировки в гигагерцовом [8] и терагерцовом частотных диапазонах [9]. Благодаря высокой кинетической индуктивности одностенной УНТ (ОУНТ) поверхностная волна в ней распространяется с сильным замедлением [2; 3]. Возбуждение стоячей поверхностной волны под действием падающей плоской электромагнитной волны приводит к возникновению антенных (или локализованных плазмонных) резонансов в спектре поляризуемости [5] и сечения поглощения [10] одиночных ОУНТ конечной длины.

Задача рассеяния электромагнитного излучения решалась для различных типов УНТ, включая ОУНТ [5; 10], многостенные УНТ [11; 12] и пучки из ОУНТ [13]. При этом численным методом находилось решение интегрального уравнения Халлена для индуцированного тока на поверхности УНТ конечной длины в широком частотном диапазоне: от радиочастотного до ультрафиолетового [5; 10–14]. Кроме того, для тока на поверхности ОУНТ было получено приближенное аналитическое решение уравнения Леонтовича – Левина [5]. Недавно была сформулирована и численно решена задача рассеяния на ОУНТ со встроенными мезоскопическими структурами [14]. При этом совместно применены метод интегральных уравнений классической электродинамики и формализм квантового транспорта для встроенной мезоскопической структуры.

Цель настоящей работы – формулировка электромагнитной задачи рассеяния и получение ее приближенного аналитического решения для ОУНТ с узкими участками низкой проводимости (УНП), роль которых могут выполнять мезоскопические структуры, дефекты и т. д. Аналитическое решение позволяет выявить физический механизм взаимодействия электромагнитного излучения с ОУНТ конечной длины при наличии в ней УНП.

2. Формулировка и численное решение краевой электродинамической задачи для ОУНТ с УНП

Рассмотрим металлическую ОУНТ длиной L и радиусом R , ориентированную параллельно оси z цилиндрической системы координат и лежащую в пределах $z \in [0, L]$. Трубка находится в свободном пространстве. На УНТ падает плоская электромагнитная волна с круговой частотой ω и длиной волны в свободном пространстве λ . Частота падающей волны лежит много ниже области межзонных переходов в УНТ ($\omega \leq 2\pi \cdot 10$ ТГц). Так как $R \ll \lambda$, будем полагать, что z -компонента напряженности падающего поля на поверхности ОУНТ зависит только от координаты z : $E_z^{\text{вн}}(z, t) = E_z^0(z) \exp(-i\omega t)$, где $E_z^0(z)$ – амплитуда поля на оси УНТ. При этом в трубке возбуждается аксиальный полярно-симметричный ток плотностью $\mathbf{j}(\mathbf{r}) = j(z)\mathbf{e}_z$, где $\mathbf{e}_z$ – единичный вектор, направленный вдоль оси УНТ [5]. Другие полярно-несимметричные компоненты тока не возбуждаются, так как для этого необходимы межзонные переходы электронов, которые имеют место в оптической области частот.

Проводимость металлических УНТ малого диаметра ($R < 2$ нм) будем описывать законом Друде [2]:

$$\sigma_{\text{УНТ}}(\omega) = \frac{2ie^2 v_F}{\pi^2 \hbar R (\omega + i\nu)},$$

где v_F – скорость Ферми для УНТ, $v_F \approx 10^6$ м/с; ν – электронная частота релаксации: $\nu = \tau^{-1}$, τ – время электронной релаксации.

Пусть на участке УНТ $z \in \left(r - \frac{\Delta}{2}, r + \frac{\Delta}{2}\right)$, $0 < r < L$, расположен потенциальный барьер шириной Δ для движения электронов вдоль оси z . Далее будем называть этот барьер мезоскопическим включением.

Рассмотрим участок трубки с размерами $z \in \left(r - \frac{d}{2}, r + \frac{d}{2}\right)$ такой, что $\lambda_{\text{с.п}} \gg d \gg \Delta$, где $\lambda_{\text{с.п}}$ – длина свободного пробега электронов в УНТ. Данное условие соответствует условию упругого рассеяния электронов на барьере. Этот участок далее будем называть УНП. Величина d определяется длиной экранировки Томаса – Ферми в УНТ λ_s [14; 15], значения которой сравнимы с радиусом УНТ [16]. Поэтому имеет смысл определить длину последней в диапазоне $d \in (\Delta + 4R, \Delta + 10R)$ [14]. Для применения методов классической электродинамики, следуя работе [14], будем моделировать рассматриваемый УНП цилиндрической поверхностью радиусом R с эффективной удельной поверхностной проводимостью

$$\sigma_{\text{УНП}} = \frac{G_d d}{2\pi R},$$

где G_d – проводимость УНП, которая вычисляется с помощью методов квантового транспорта и вызывает падение напряжения на УНП V_d и суммарный ток I_d , текущий через УНП, по линейному закону [15; 17]:

$$I_d = G_d(\omega) V_d. \quad (1)$$

Следуя [14], положим, что в рассматриваемом частотном диапазоне проводимость УНП $G_d(\omega)$ является чисто действительной и равной проводимости УНП на нулевой частоте, т. е. $G_d(\omega) = G_d(0)$.

В постановку задачи также входят граничные условия для непрерывности тангенциальных составляющих электрического поля и разрывности полярной компоненты магнитного поля на поверхности УНТ [5], условие излучения на бесконечности и граничные условия для токов, соответствующие конечной плотности зарядов носителей на концах трубки:

$$j(0) = 0, \quad j(L) = 0. \quad (2)$$

Как показано в [14], сформулированная выше краевая задача рассеяния может быть сведена к интегральному уравнению Халлена относительно поверхностной плотности индуцированного тока в УНТ с мезоскопическим включением, выполняющим роль УНП:

$$\int_0^L \left[\frac{1}{\sigma(z')} e^{ik|z-z'|} + \frac{Rk}{2\pi\epsilon_0\omega} \int_0^{2\pi} G(R, \phi, z-z') d\phi \right] j(z') dz' = \Phi(z), \quad (3)$$

где $\sigma(z)$ – эффективная аксиальная поверхностная проводимость УНТ:

$$\sigma(z) = \begin{cases} \sigma_{\text{УНТ}}, & z \in \left(0, r - \frac{d}{2}\right) \cup \left(r + \frac{d}{2}, L\right), \\ \sigma_{\text{УНП}}, & z \in \left(r - \frac{d}{2}, r + \frac{d}{2}\right), \end{cases} \quad (4)$$

$k = \frac{\omega}{c}$ – волновой вектор в свободном пространстве; c – скорость света в вакууме; $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м;
 $G(R, \varphi, z - z')$ – функция Грина для УНТ в свободном пространстве:

$$G(R, \varphi, z - z') = -\frac{\exp\left[ik\sqrt{(z - z')^2 + \left(2R \sin \frac{\varphi}{2}\right)^2}\right]}{\sqrt{(z - z')^2 + \left(2R \sin \frac{\varphi}{2}\right)^2}}, \quad (5)$$

$$\Phi(z) = \int_0^L E_z^0(z) e^{ik|z - z'|} dz' + Ce^{ikz} + De^{-ikz}, \text{ } C \text{ и } D \text{ – неизвестные константы.}$$

Численное решение уравнения (3) с учетом (4) через квадратуры дает строгое решение задачи рассеяния для УНТ с УНП. В следующем разделе предлагается приближенное аналитическое решение этой задачи.

3. Аналитическое решение краевой электродинамической задачи для ОУНТ с УНП

Рассмотрим интегро-дифференциальное уравнение Леонтовича – Левина в нулевом приближении для осевого тока в ОУНТ, находящейся во внешнем поле с продольной компонентой напряженности $E_{0z}(z)$ [5]:

$$\frac{\partial^2 j^{(0)}(z)}{\partial z^2} + \left(k^2 - \frac{2\epsilon_0 i \omega}{\sigma_{\text{УНТ}} R X}\right) j^{(0)} = -\frac{2\epsilon_0 i \omega}{R X} E_{0z}(z), \quad (6)$$

где $X = -2K_0(\sqrt{\kappa^2 - k^2} R) I_0(\sqrt{\kappa^2 - k^2} R)$; K_0 и I_0 – модифицированные функции Бесселя; κ – волновое число поверхностной волны, которая распространяется вдоль УНТ и описывается дисперсионным соотношением

$$\kappa^2 = k^2 + \frac{i\omega\epsilon_0}{R\sigma_{\text{УНТ}} K_0(\sqrt{\kappa^2 - k^2} R) I_0(\sqrt{\kappa^2 - k^2} R)}.$$

Дифференциальное уравнение (6) записывается и решается в отдельности для каждого однородного участка ОУНТ. Для случая расположения в УНТ одного УНП уравнение (6) записывается на однородных участках трубки следующим образом:

$$\frac{\partial^2 j(z)}{\partial z^2} + \left(k^2 - \frac{2\epsilon_0 i \omega}{\sigma_{\text{УНТ}} R X}\right) j(z) = -\frac{2\epsilon_0 i \omega}{R X} E_{0z}(z), \quad z \in \left[0, r - \frac{d}{2}\right] \cup \left[r + \frac{d}{2}, L\right]. \quad (7)$$

Общее решение уравнения (7) имеет вид

$$\begin{cases} j_1(z) = A_1 e^{i\kappa z} + B_1 e^{-i\kappa z} + J_{01}(z), & z \in \left[0, r - \frac{d}{2}\right], \\ j_2(z) = A_2 e^{i\kappa\left(z - r - \frac{d}{2}\right)} + B_2 e^{-i\kappa\left(z - r - \frac{d}{2}\right)} + J_{02}(z), & z \in \left[r + \frac{d}{2}, L\right], \end{cases} \quad (8)$$

где

$$J_{01}(z) = \frac{\sigma_{\text{УНТ}}(\kappa^2 - k^2)}{2i\kappa} \int_0^{r-d/2} E_{0z}(z') \text{Exp}[i\kappa|z - z'|] dz',$$

$$J_{02}(z) = \frac{\sigma_{\text{УНТ}}(\kappa^2 - k^2)}{2i\kappa} \int_{r+d/2}^L E_{0z}(z') \text{Exp}[i\kappa|z - z'|] dz',$$

A_1, A_2, B_1, B_2 – неизвестные коэффициенты, определяемые из граничных условий (2) и условий непрерывности тока на УНП:

$$j_1\left(r - \frac{d}{2}\right) = j_2\left(r + \frac{d}{2}\right) = j_d, \quad (9)$$

где $j_d = \frac{I_d}{2\pi R}$ – плотность текущего через УНП тока, которая полагается полярно-симметричной, однородной и постоянной на УНП [14], т. е. $j(z) = j_d, z \in \left[r - \frac{d}{2}, r + \frac{d}{2}\right]$.

Чтобы найти j_d , воспользуемся выражением (1). Для этого падение напряжения на УНП выразим через осевую компоненту поля на поверхности ОУНТ:

$$V_d = \int_{r-d/2}^{r+d/2} [E_{0z}(z) + E_z^p(z)] dz = V_0 + \int_{r-d/2}^{r+d/2} E_z^p(R, z) dz, \quad (10)$$

где $V_0 = \int_{r-d/2}^{r+d/2} E_{0z}(z) dz$ определяет вклад внешнего поля. Второе слагаемое в квазистатическом приближении представляет влияние рассеянных полей $E_z^p(R, z)$, которые будем выражать через электрический потенциал Герца $\Pi^e = \Pi^e \mathbf{e}_z$, индуцированный током $j(z)$:

$$E_z^p(R, z) = \frac{\partial^2}{\partial z^2} \Pi^e(R, z), \quad (11)$$

где

$$\Pi^e(R, z) = \frac{iR}{4\pi\epsilon_0\omega} \int_0^L \int_0^{2\pi} j(z') G(R, \varphi, z - z') d\varphi dz'. \quad (12)$$

Подстановка (11) в (10) дает

$$V_d = V_0 + \frac{\partial \Pi^e}{\partial z} \Big|_{z=r+d/2} - \frac{\partial \Pi^e}{\partial z} \Big|_{z=r-d/2}. \quad (13)$$

Упрощенное выражение для потенциала Герца может быть получено с помощью формализма, который использовался для вывода уравнения Леонтовича – Левина [5] (см. приложение):

$$\Pi^e(R, z) \approx \frac{iRX}{2\epsilon_0\omega} j(z). \quad (14)$$

Подставляя (14) в (13) и учитывая (1) и соотношение $I_d = 2\pi R j_d$, получаем выражение, которое определяет плотность текущего через УНП тока:

$$\frac{2\pi R j_d}{G_d} = V_0 + \frac{iRX}{2\epsilon_0\omega} \left(\frac{\partial j_2(z)}{\partial z} \Big|_{z=r+d/2+0} - \frac{\partial j_1(z)}{\partial z} \Big|_{z=r-d/2-0} \right). \quad (15)$$

Уравнение (15) – главный результат настоящей работы, оно вместе с (9) является граничным условием для тока через УНП. Таким образом, краевая задача для УНТ может быть сформулирована через уравнение (7), справедливое на однородных участках УНТ, и граничные условия для тока (2), (9) и (15).

После подстановки (8) в (2), (9) и (15) получаем систему линейных уравнений относительно амплитуд поверхностных волн A_1, A_2, B_1, B_2 и амплитуды плотности тока j_d , текущего через УНП:

$$\left\{ \begin{array}{l} A_1 + B_1 = -J_{01}(0), \\ A_1 e^{i\kappa(r-d/2)} + B_1 e^{-i\kappa(r-d/2)} - j_d = -J_{01}\left(r - \frac{d}{2}\right), \\ \frac{2\pi R j_d}{G_d} = -\frac{iRX}{2\varepsilon_0\omega} \left(A_1 \cdot i\kappa \cdot e^{i\kappa(r-d/2)} - B_1 \cdot i\kappa \cdot e^{-i\kappa(r-d/2)} + \frac{\partial J_{01}(z)}{\partial z} \Big|_{z=r-d/2} \right) + \\ + \frac{iRX}{2\varepsilon_0\omega} \left(A_2 \cdot i\kappa - B_2 \cdot i\kappa + \frac{\partial J_{02}(z)}{\partial z} \Big|_{z=r+d/2} \right) + V_0, \\ A_2 + B_2 - j_d = -J_{02}\left(r + \frac{d}{2}\right), \\ A_2 e^{i\kappa(L-r-d/2)} + B_2 e^{-i\kappa(L-r-d/2)} = -J_{02}(L). \end{array} \right. \quad (16)$$

Решение системы (16) с учетом (8) позволяет определить аксиальную плотность тока, индуцируемую на УНТ внешним полем. Отметим, что рассмотренная здесь краевая задача рассеяния очевидным образом может быть легко обобщена на случай УНТ с более чем одним УНП.

В длинноволновом пределе ($\lambda \gg L$) УНТ характеризуется поляризуемостью, которая может быть найдена следующим образом [5]:

$$\alpha_{zz} = \frac{2\pi i R}{\omega E_z^0} \int_0^L j(z) dz.$$

Далее для описания проводимости УНП будем использовать параметр

$$N_\sigma = \frac{\sigma_{\text{УНТ}}(0)}{\sigma_{\text{УНП}}},$$

показывающий, во сколько раз эффективная проводимость УНП меньше статической проводимости УНТ.

4. Сравнение приближенного аналитического и строгого численного решения задачи рассеяния для ОУНТ с УНП

На рис. 1 приведены спектры поляризуемости ОУНТ с одним УНП, полученные с помощью численного (см. разд. 2) и аналитического (см. разд. 3) решений краевой электродинамической задачи для УНТ при $d = 10$ нм, $L = 2$ мкм, $r = 1$ мкм, $R = 0,34$ нм, $\tau = 50$ фс, $N_\sigma = 500$.

В спектре мнимой части поляризуемости имеются два отдельных пика. Пик на частоте 2,5 ТГц возникает вследствие резонанса поверхностных волн, возбуждаемых независимо в каждом из однородных участков ОУНТ, расположенных справа и слева от УНП. Пик на частоте 100 ГГц образуется из-за процесса переноса зарядов через УНП и разграничивает частотный диапазон, в котором наблюдается эффективный перенос заряда через УНП ($f < 100$ ГГц), и частотный диапазон, в котором перенос заряда через УНП происходит неэффективно ($f > 100$ ГГц).

Из сравнения кривых, представленных на рис. 1, видно, что аналитическое решение на качественном и количественном уровне согласуется с численным решением в диапазоне частот выше 10 ГГц. На более низких частотах наблюдаются значительные расхождения в $\text{Im}[\alpha]$, найденной аналитически и численно. Амплитуды и частоты пиков в спектрах $\text{Im}[\alpha]$ несколько отличаются для результатов, полученных численно и аналитически. Эти отличия связаны с тем, что аналитическое решение базируется на решении для поверхностной волны бесконечно длинной трубки. Параметры этой волны в некоторой степени отличаются для бесконечно длинной и конечной УНТ. Кроме того, при аналитическом решении задачи рассеяния электромагнитное взаимодействие между отдельными частями трубки через рассеянные поля учтено приближенно.

Далее выясним, как отличаются распределения плотности зарядов вдоль УНТ, полученные с помощью численного и аналитического решений для режимов эффективного (частота 10 ГГц) и малоэффективного (частота 1 ТГц) переноса заряда через УНП (рис. 2).

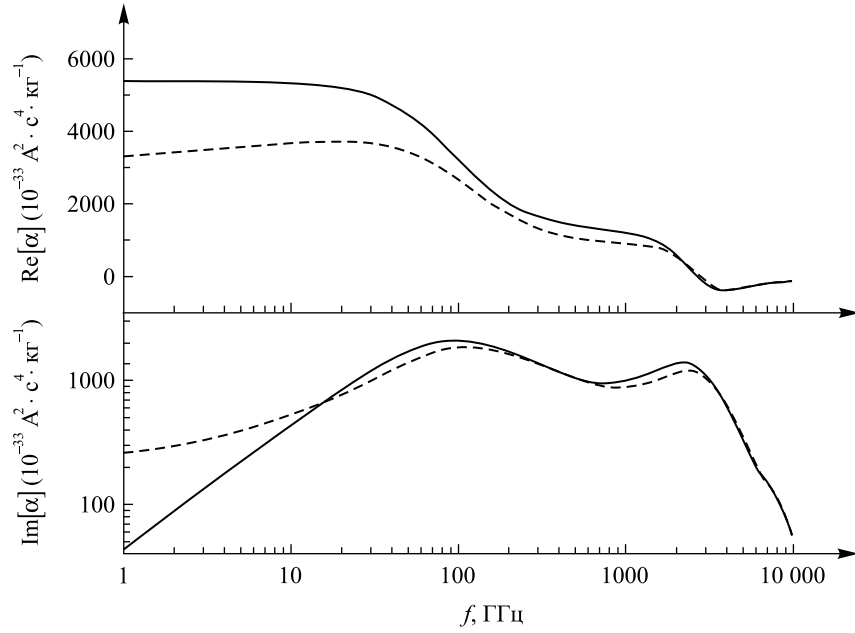


Рис. 1. Спектры поляризуемости ОУНТ, полученные из численного (сплошная линия) и аналитического решений (пунктир) задачи рассеяния

Fig. 1. Polarizability spectra for SWCNT obtained using numerical (solid line) and analytical solutions (dotted line) of the scattering problem

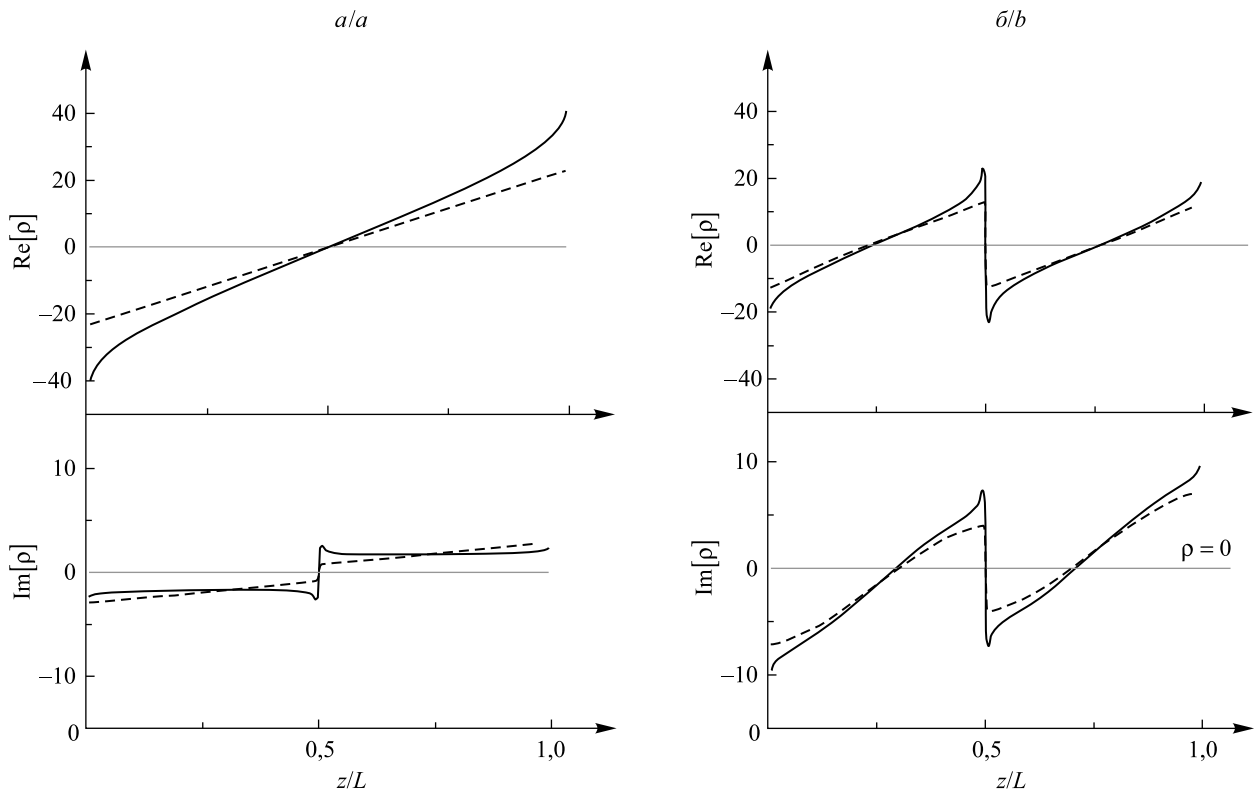


Рис. 2. Распределения плотностей зарядов вдоль ОУНТ с УНП, рассчитанные приближенным аналитическим (пунктир) и строгим численным (сплошная линия) методами на частотах: a – 10 ГГц; b – 1 ТГц

Fig. 2. Charge density distribution along CNT with LCS calculated with approximate analytical (dotted line) and strict numerical (solid line) approaches at frequencies: a – 10 GHz; b – 1 THz

Из рис. 2 видно, что на рассматриваемых частотах $\text{Re}[\rho] > \text{Im}[\rho]$. На частоте 10 ГГц влияние УНП на возбуждаемый ток в УНТ мало, так что имеет место процесс поляризации УНТ во внешнем поле, обусловленный эффектами конечной длины [5]. На частоте 1 ТГц, где УНП препятствует перетеканию заряда, наблюдается практически независимая поляризация однородных участков УНТ, расположенных слева и справа от УНП.

Следует отметить качественное согласие между строгим численным подходом и приближенным аналитическим решением. Последнее указывает на аналогию с возникновением вынужденных колебаний, демонстрируя, что достаточно сложное распределение заряда и токов по всей длине УНТ может быть описано тремя слагаемыми, два из которых имеют смысл распространяющихся в противоположных направлениях поверхностных волн (аналог собственных колебаний колебательной системы), а третье есть результат взаимодействия с внешним полем (аналог вынуждающей силы). Причем «источниками» поверхностных волн в УНТ являются как ее концы, так и участки низкой проводимости. Третье слагаемое возникает также в задаче взаимодействия плоской волны с бесконечно длинной нанотрубкой – ситуация, когда поверхностные волны не могут возбуждаться [18].

5. Заключение

Краевая электродинамическая задача для УНТ с УНП, находящейся во внешнем электромагнитном поле, сведена к решению уравнения Леонтовича – Левина для плотности тока на однородных участках УНТ с граничными условиями на концах трубки и в местах расположения УНП. Указанное уравнение решается в нулевом приближении, которое игнорирует характер распределения плотности тока по всей УНТ. Аналитическое решение представляется в виде двух слагаемых, соответствующих распространению собственных поверхностных волн в противоположных направлениях, и слагаемого, связанного с падающим полем. Из решения видно, что источниками возбуждения поверхностных волн в трубке служат ее концы, а также узкие области низкой проводимости. Благодаря им энергия падающей плоской волны преобразуется в энергию поверхностных волн. Полученное приближенное аналитическое решение позволяет найти распределение токов и зарядов вдоль УНТ, а также ее поляризуемость в широком частотном диапазоне. Удовлетворительное совпадение этих параметров с таковыми, полученными строгим численным решением, указывает на эффективность предложенного аналитического подхода в области высоких частот. На низких частотах аналитическое решение задачи значительно отличается от численного решения, что связано с приближенным характером первого.

Представленное аналитическое решение задачи рассеяния позволяет проследить физическую картину возбуждения и распространения поверхностных волн в УНТ с низкопроводящими включениями.

Приложение

Упрощенное выражение для потенциала Герца может быть получено с помощью формализма, который использовался для вывода уравнения Леонтовича – Левина [5]. Функцию Грина в свободном пространстве для УНТ (5) переписываем в виде

$$G(R, \varphi, z - z') = \frac{\exp(ikr)}{r},$$

где $r = \sqrt{(z - z')^2 + \xi^2}$ и $\xi = 2R \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)$. Запишем следующий интеграл:

$$T(z, \varphi) = \int_0^L \frac{j(z')}{r} \exp(ikr) dz',$$

который с учетом (2) преобразуется к виду [5]:

$$T(z, \varphi) = -2j(z) \ln(q\xi) + V[z, j(z)], \quad (17)$$

где q – произвольная константа и

$$V[z, j(z)] = \int_0^L \ln(2q|z - z'|) \exp(ik|z - z'|) \cdot \left[\frac{z - z'}{|z - z'|} \frac{\partial j(z')}{\partial z'} - ikj(z') \right] dz'.$$

В выражении (17) пренебрежем вкладом слагаемого $V[z, j(z)]$ аналогично, как при записи уравнения Леонтовича – Левина в нулевом приближении (6).

Подставляя интеграл (17) в выражение для потенциала Герца (12) и интегрируя по φ , получаем $\Pi^e(R, z) \approx \frac{iRX}{2\epsilon_0\omega} j(z)$ – упрощенное выражение для потенциала Герца рассеянного поля на поверхности УНТ.

Библиографические ссылки / References

1. Reich S, Thomsen C, Maultzsch J. *Carbon Nanotubes: Basic Concepts and Physical Properties*. Wiley; 2004.
2. Slepyan GY, Maksimenko SA, Lakhtakia A, Yevtushenko O, Gusakov AV. Electrodynamics of carbon nanotubes: Dynamic conductivity, impedance boundary conditions, and surface wave propagation. *Physical Review B*. 1999;60(24):17136–17149. DOI: 10.1103/PhysRevB.60.17136.
3. Burke PJ. Luttinger liquid theory as a model of the gigahertz electrical properties of carbon nanotubes. *IEEE Transactions on Nanotechnology*. 2002;99(3):129–144. DOI: 10.1109/TNANO.2002.806823.
4. Maffucci A, Miano G, Villone F. A New Circuit Model for Carbon Nanotube Interconnects With Diameter-Dependent Parameters. *IEEE Transactions on Nanotechnology*. 2009;8(3):345–354. DOI: 10.1109/TNANO.2008.2010545.
5. Slepyan GYa, Shuba MV, Maksimenko SA, Lakhtakia A. Theory of optical scattering by achiral carbon nanotubes and their potential as optical nanoantennas. *Physical Review B*. 2006;73:195416. DOI: 10.1103/PhysRevB.73.195416.
6. Hanson G. Fundamental transmitting properties of carbon nanotube antennas. *IEEE Transactions on Antennas Propagation*. 2005;53(11):3426–3435. DOI: 10.1109/TAP.2005.858865.
7. Burke PJ, Shengdong Li, Zhen Yu. Quantitative theory of nanowire and nanotube antenna performance. *IEEE Transactions on Nanotechnology*. 2006;5(4):314–334. DOI: 10.1109/TNANO.2006.877430.
8. Kuzhir P, Paddubskaya A, Bychanok D, Nemilentsau A, Shuba M, Plusch A, et al. Microwave probing of nanocarbon based epoxy resin composite films: Toward electromagnetic shielding. *Thin Solid Films*. 2011;519(12):4114–4118. DOI: 10.1016/j.tsf.2011.01.198.
9. Seo MA, Yim JH, Ahn YH, Rotermund F, Kim DS, Lee S, et al. Terahertz electromagnetic interference shielding using single-walled carbon nanotube flexible films. *Applied Physics Letters*. 2008;93:231905. DOI: 10.1063/1.3046126.
10. Shuba MV, Maksimenko SA, Slepyan GYa. Absorption cross-section and near-field enhancement in finite-length carbon nanotubes in the terahertz-to-optical range. *Journal of Computational and Theoretical Nanoscience*. 2009;6(9):2016–2023. DOI: 10.1166/jctn.2009.1258.
11. Shuba MV, Slepyan GYa, Maksimenko SA, Thomsen C, Lakhtakia A. Theory of multiwall carbon nanotubes as waveguides and antennas in the infrared and the visible regimes. *Physical Review B*. 2009;79:155403. DOI: 10.1103/PhysRevB.79.155403.
12. Shuba MV, Melnikov AV, Paddubskaya AV, Kuzhir PP, Maksimenko SA, Thomsen C. The role of finite size effects in the microwave and sub-terahertz electromagnetic response of multiwall carbon nanotube based composite: theory and interpretation of experiment. *Physical Review B*. 2013;88:045436 (8p). DOI: 10.1103/PhysRevB.88.045436.
13. Shuba MV, Maksimenko SA, Lakhtakia A. Electromagnetic wave propagation in an almost circular bundle of closely packed metallic carbon nanotubes. *Physical Review B*. 2007;76:155407. DOI: 10.1103/PhysRevB.76.155407.
14. Shuba MV, Melnikov AV, Kuzhir PP, Maksimenko SA, Slepyan GY, Boag A. Integral equation technique for scatters with mesoscopic insertions: Application to a carbon nanotube. *Physical Review B*. 2017;96:205414. DOI: 10.1103/PhysRevB.96.205414.
15. Kamenev A, Kohn W. Landauer conductance without two chemical potentials. *Physical Review B*. 2001;63:155304. DOI: 10.1103/PhysRevB.63.155304.
16. Odintsov AA, Tokura Y. Contact phenomena in carbon nanotubes. *Physica B*. 2000;284–288(2):1752–1753. DOI: 10.1016/S0921-4526(99)02920-8.
17. Pedersen MH, Büttiker M. Scattering theory of photon-assisted electron transport. *Physical Review B*. 1998;58:12993–13006. DOI: 10.1103/PhysRevB.58.12993.
18. Berres JA, Hanson GW. Multiwall Carbon Nanotubes at RF-THz Frequencies: Scattering, Shielding, Effective Conductivity, and Power Dissipation. *IEEE Transactions on Antennas Propagation*. 2011;59(8):3098–3103. DOI: 10.1109/TAP.2011.2158951.

Статья поступила в редколлегию 29.06.2018.
Received by editorial board 29.06.2018.

УДК 530.145.1,535.14

О СХОДИМОСТИ ИТЕРАЦИОННОЙ СХЕМЫ ОПЕРАТОРНОГО МЕТОДА ДЛЯ ОПИСАНИЯ СОБСТВЕННЫХ СОСТОЯНИЙ КВАНТОВОЙ МОДЕЛИ РАБИ

А. В. ЛЕОНОВ¹⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь

Рассматривается вопрос о скорости сходимости итерационной схемы операторного метода для собственных состояний квантовой модели Раби при различных способах выбора свободного параметра, который играет важную роль для решения этой задачи вне рамок приближения вращающейся волны. Проведено сравнение двух методов получения уравнений для вычисления указанного параметра: 1) из условия обращения в нуль ближайшего к диагональному нетривиального матричного элемента гамильтониана модели; 2) из условия совпадения свободного параметра с константой связи двухуровневой системы с внешним квантовым полем (использовалось в предыдущих работах). Показано, что первый способ обеспечивает максимальную (и при этом равномерную по константе связи) скорость сходимости метода и практически не зависит от значения константы связи модели, в то время как второй способ позволяет получить лучшее качественное и количественное поведение ее нулевого приближения, но проигрывает в скорости сходимости метода, которая при слабом значении константы связи носит сильно осциллирующий характер. Полученные результаты могут представлять интерес при описании двухфотонной и асимметричной квантовых моделей Раби, а также при исследовании поведения атомных систем в сильном резонансном поле.

Ключевые слова: модель Раби; операторный метод; двухуровневая система; квантовое поле; резонанс.

Благодарность. Автор выражает признательность И. Д. Феранчуку и О. Д. Скоромнику за плодотворные обсуждения и ценные указания при исследовании рассматриваемой задачи.

Образец цитирования:

Леонов АВ. О сходимости итерационной схемы операторного метода для описания собственных состояний квантовой модели Раби. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2018;3:74–80.

For citation:

Leonau AU. Investigating the convergence of the iteration scheme of operator method for description of eigenstates of the quantum Rabi model. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2018;3:74–80. Russian.

Автор:

Александр Владимирович Леонов – кандидат физико-математических наук, доцент; доцент кафедры теоретической физики и астрофизики физического факультета.

Author:

Aliaksandr U. Leonau, PhD (physics and mathematics), docent; associate professor at the department of theoretical physics and astrophysics, faculty of physics.
leonov.bsu@gmail.com

INVESTIGATING THE CONVERGENCE OF THE ITERATION SCHEME OF OPERATOR METHOD FOR DESCRIPTION OF EIGENSTATES OF THE QUANTUM RABI MODEL

A. U. LEONAU^a

^aBelarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus

In the present paper we investigate the rate of convergence of the iteration scheme of the operator method in respect of calculating the eigenstates of the quantum Rabi model with different values of the free parameter which plays an important role when treating the problem beyond the rotating wave approximation. The two ways of selecting equations for the aforementioned parameter are analyzed: 1) the one which is based on putting to zero the nearest diagonal non-trivial matrix element of the Hamiltonian of the model; 2) the one when the value of the free parameter coincides with the value of the coupling constant between the two-level system and external quantum field that was used in our previous papers. It is shown that the first way of selection leads to the maximal (and uniform in respect of the coupling constant) rate of convergence that has almost no dependence on the coupling constant of the model, whereas the second way allows one to obtain both better qualitative and quantitative behavior of its zeroth order approximation however reducing the rate of convergence of the method that is of oscillatory character in case of small coupling constants. The obtained results could be useful for description of the double-photon and asymmetric Rabi models as well as for investigation of atomic systems in the strong external fields.

Key words: Rabi model; operator method; two-level system; quantum field; resonance.

Acknowledgements. The author would like to thank I. D. Feranchuk and O. D. Skoromnik for the fruitful discussions and valuable comments regarding the present research.

Введение

Операторный метод (ОМ) [1] является одним из эффективных подходов к решению стационарного уравнения Шрёдингера: собственные состояния квантовой системы могут быть определены с любой заданной точностью при произвольных значениях параметров исходного гамильтониана. Этот метод был успешно апробирован как на хорошо изученных примерах [2–8], так и при исследовании других нетривиальных квантовых систем [9–12]. В частности, в рамках ОМ было проведено эффективное качественное и количественное исследование квантовой модели Раби (КМР) [13; 14] во всем диапазоне изменения ее параметров [9; 10]. При этом собственные векторы КМР были разложены по полному базисному набору, зависящему от произвольного (свободного) параметра, характеризующего сдвиг положения равновесия осцилляторов поля вследствие взаимодействия, а для достижения любой заданной точности при вычислении энергий системы была построена итерационная схема ОМ [1; 9]. Однако вопрос о выборе наиболее эффективного способа определения свободного параметра для КМР оставался открытым.

Недавно в работе [8] было показано, что наибольшая точность нулевого приближения ОМ для класса РТ-симметричных квантовых систем может быть достигнута путем выбора произвольного параметра ОМ из условия, чтобы ближайшие к диагональным матричные элементы оператора Гамильтона, рассчитанные в полном базисе, зависящем от этого параметра, обращались в нуль. Поэтому представляет интерес рассмотреть данный подход в применении к КМР, а также исследовать скорость сходимости итерационной схемы ОМ при таком выборе.

Итерационная схема операторного метода для квантовой модели Раби

Задача на собственные значения и собственные функции КМР имеет следующий вид [9]:

$$\hat{H} |\Psi_{np}\rangle = E_{np} |\Psi_{np}\rangle, \quad \hat{P} |\Psi_{np}\rangle = p |\Psi_{np}\rangle, \quad (1)$$

$$\hat{H} = \frac{\Delta}{2} \hat{\sigma}_3 + \hat{a}^\dagger \hat{a} + f \hat{\sigma}_1 (\hat{a} + \hat{a}^\dagger), \quad \hat{P} = \hat{\sigma}_3 e^{i\pi \hat{a}^\dagger \hat{a}}, \quad (2)$$

где $\hat{H}$ – оператор Гамильтона КМР; $\hat{P}$ – оператор комбинированной четности, который является интегралом движения КМР с собственными значениями $p = \pm 1$; Δ – энергетический зазор между уровнями двухуровневой системы (ДУС); $\hat{\sigma}_1, \hat{\sigma}_3$ – матрицы Паули; $\hat{a}^\dagger$ и $\hat{a}$ – операторы рождения и уничтожения

квантов одномодового поля соответственно; f – константа взаимодействия ДУС с полем. Здесь и далее использована система единиц $\hbar = c = 1$, а также произведена нормировка всех энергетических величин на частоту одномодового квантового поля ($\Omega = 1$).

Для решения системы уравнений (1) оказывается удобным совершить поворот ДУС вокруг оси y на угол $\frac{\pi}{2}$ – при этом происходит преобразование $\hat{\sigma}_3 \rightarrow \hat{\sigma}_1$; $\hat{\sigma}_1 \rightarrow -\hat{\sigma}_3$, так что входящие в (2) операторы принимают вид

$$\hat{H} = \frac{\Delta}{2} \hat{\sigma}_1 + \hat{a}^+ \hat{a} - f \hat{\sigma}_3 (\hat{a} + \hat{a}^+), \quad \hat{P} = \hat{\sigma}_1 e^{i\pi \hat{a}^+ \hat{a}}.$$

Записывая собственный вектор КМР в виде спинора, компонентами которого являются некоторые полевые функции

$$|\Psi_{np}\rangle = \begin{pmatrix} |\xi_{np}\rangle \\ |\eta_{np}\rangle \end{pmatrix}, \quad (3)$$

и подставляя выражение (3) в уравнения (1) с операторами (2), получим следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\Delta}{2} |\eta_{np}\rangle + (\hat{a}^+ \hat{a} - f(\hat{a} + \hat{a}^+) - E_{np}) |\xi_{np}\rangle = 0, \\ \frac{\Delta}{2} |\xi_{np}\rangle + (\hat{a}^+ \hat{a} + f(\hat{a} + \hat{a}^+) - E_{np}) |\eta_{np}\rangle = 0. \end{cases} \quad (4)$$

Уравнение на собственные значения и собственные функции оператора комбинированной четности позволяет связать между собой полевые функции:

$$|\eta_{np}\rangle = p e^{i\pi \hat{a}^+ \hat{a}} |\xi_{np}\rangle$$

и, таким образом, замкнуть выражения (4) на одну общую полевую функцию:

$$\left(\frac{\Delta}{2} p e^{i\pi \hat{a}^+ \hat{a}} + \hat{a}^+ \hat{a} - f(\hat{a} + \hat{a}^+) - E_{np} \right) |\xi_{np}\rangle = 0. \quad (5)$$

Если ввести обозначение

$$\hat{H}' = \frac{\Delta}{2} p e^{i\pi \hat{a}^+ \hat{a}} + \hat{a}^+ \hat{a} - f(\hat{a} + \hat{a}^+), \quad (6)$$

то исходная задача сводится к задаче на собственные состояния эффективного гамильтониана $\hat{H}'$, которую и будем решать в рамках ОМ.

Для решения уравнения (5) разложим собственный вектор $|\xi_{np}\rangle$ по полному базисному набору, зависящему от произвольного параметра [9]:

$$|\xi_{np}\rangle = |n, u\rangle + \sum_{k \neq n} C_k^{np} |k, u\rangle, \quad (7)$$

где u – параметр, характеризующий сдвиг положения равновесия осцилляторов поля, которому соответствует следующее унитарное преобразование [9]:

$$|k, u\rangle = e^{-u(\hat{a} - \hat{a}^+)} |k\rangle. \quad (8)$$

Отметим также, что в (7) использована специальная форма нормировки исходного вектора $\langle \xi_{np} | n, u \rangle = 1$.

Вычислим матричные элементы гамильтониана (6) в базисе (8) [9]:

$$\begin{aligned} H_{nk}(u) &= \langle n, u | \hat{H}' | k, u \rangle = \\ &= \frac{\Delta}{2} p S_{nk}(u) + \delta_{nk} (n + u^2 - 2uf) + (u - f) (\sqrt{k} \delta_{n, k-1} + \sqrt{k+1} \delta_{n, k+1}), \end{aligned} \quad (9)$$

где $S_{nk}(u)$ – матричные элементы оператора $e^{i\pi \hat{a}^+ \hat{a}}$:

$$S_{nk}(u) = \begin{cases} (-1)^n e^{-2u^2} \sqrt{\frac{k!}{n!}} (2u)^{n-k} L_k^{n-k}(4u^2), & n \geq k, \\ S_{kn}(u), & n < k, \end{cases}$$

где $L_k^{n-k}(x)$ – обобщенные полиномы Лагерра.

Следуя общему алгоритму ОМ, получим итерационную схему, которая позволяет вычислить энергию системы и коэффициенты разложения из (7) с любой заданной наперед точностью:

$$E_{np}(i+1) = H_{nn} + \sum_{k \neq n} C_k^{np}(i) H_{nk}, \quad (10)$$

$$C_k^{np}(i+1) = [E_{np}(i) - H_{kk}]^{-1} \left[H_{kn} + \sum_{l \neq n \neq k} C_l^{np}(i) H_{kl} \right], \quad (11)$$

где i – номер итерации. При этом в качестве нулевого приближения ($i = 0$) для итерационной схемы выбираются условия:

$$E_{np}(0) = H_{nn}, \quad C_k^{np}(0) = 0.$$

По определению точные собственные значения задачи (1) не зависят от выбора произвольного параметра u , который фактически определяет представление для собственных векторов системы. В то же время скорость сходимости итерационной схемы (10), (11) может сильно зависеть от этого выбора. Поэтому рассмотрим данный вопрос более подробно.

Алгоритм вычисления свободного параметра

В работах [9; 10] в качестве произвольного параметра использовалось значение $u = f$. Это было обусловлено заметным упрощением явного вида итерационной схемы – занулением некоторых членов в недиагональных матричных элементах (9) оператора Гамильтона (6). При этом нулевое приближение содержало все качественные особенности КМР и позволяло довольно точно вычислять ее энергию. Однако при малых значениях константы связи сходимость итерационной схемы носила сильно осциллирующий характер, что обуславливало необходимость вычисления достаточно большого количества итераций для достижения требуемой точности.

Рассмотрим альтернативный способ определения свободного параметра – по аналогии с [8] будем находить его из условия зануления ближайшего к диагональному нетривиального матричного элемента. Как было показано в [9], ближайшим связанным матричным элементам в базисе (8) соответствуют состояния n и $n + q$ ($q = p(-1)^n$). Таким образом, необходимое условие записывается в виде

$$H_{n, n+q} = \frac{\Delta}{2} p S_{n, n+q}(u) + (u - f) \sqrt{n + \frac{(1+q)}{2}} = 0. \quad (12)$$

С точки зрения численного расчета и однозначности получаемого значения выражение (12) удобнее переписать так:

$$\frac{\Delta}{2} p S_{n, n+q}(u) = -(u - f) \sqrt{n + \frac{(1+q)}{2}}. \quad (13)$$

Графическое решение уравнения (13) относительно свободного параметра u , соответствующее различным значениям константы связи ДУС с полем как для низко-, так и для высоковозбужденных состояний КМР, представлено на рис. 1, из которого видно, что при фиксированном наборе параметров n , p , Δ с увеличением константы связи f происходит движение свободного параметра по кривой, пропорциональной осциллирующему матричному элементу $S_{n, n+q}(u)$.

На рис. 2 изображена зависимость собственного значения энергии КМР как функции номера итерации для обоих способов выбора свободного параметра. Как видно из рис. 2, а, при слабой связи ДУС с полем ($f = 0,01$) новый способ выбора свободного параметра позволяет добиться требуемой точности уже к 10-й итерации, в то время как при $u = f$ итерационная схема сходится достаточно медленно ($i \sim 100$). При увеличении константы связи скорость сходимости итерационной схемы при выборе свободного параметра из условия (13) остается примерно постоянной ($i \sim 10$), а для случая $u = f$ она начинает возрастать ($i \sim 25$ для $f = 0,05$; см. рис. 2, б), достигая такого же значения при константе связи $f \geq 0,1$ (см. рис. 2, в).

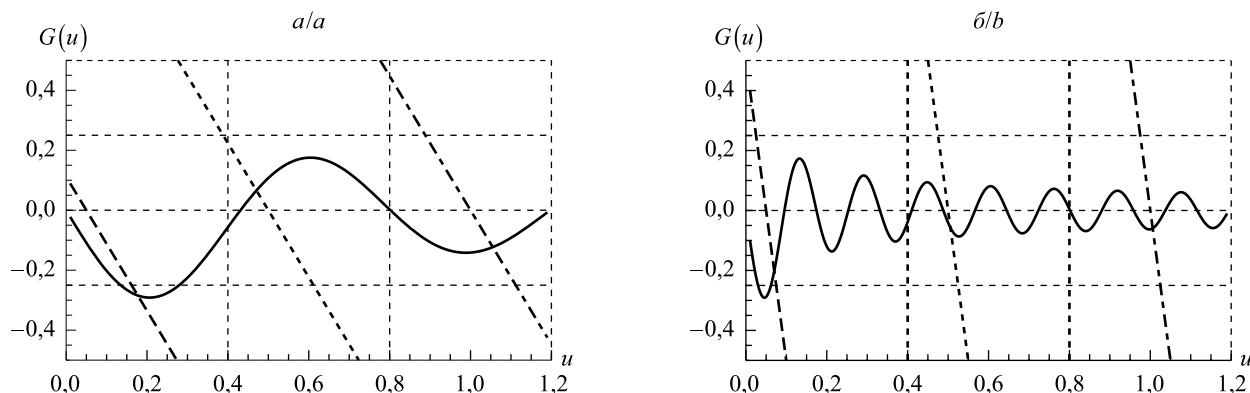


Рис. 1. Графическое решение уравнения (13) при $p = +1$, $\Delta = 1,0$ и $n = 5$ (а), $n = 100$ (б).

Сплошной линией изображена функция из левой части уравнения, штриховой, пунктирной и штрихпунктирной линиями – функция из правой части уравнения при $f = 0,05$, $f = 0,5$ и $f = 1,0$ соответственно

Fig. 1. Graphical solution of the equation (13) for $p = +1$, $\Delta = 1.0$ and $n = 5$ (a), $n = 100$ (b).

The solid line shows the function from the left side of the equation, whereas dashed, dotted and dot-dash lines show the function from the right side of the equation for $f = 0.05$, $f = 0.5$ and $f = 1.0$ correspondingly

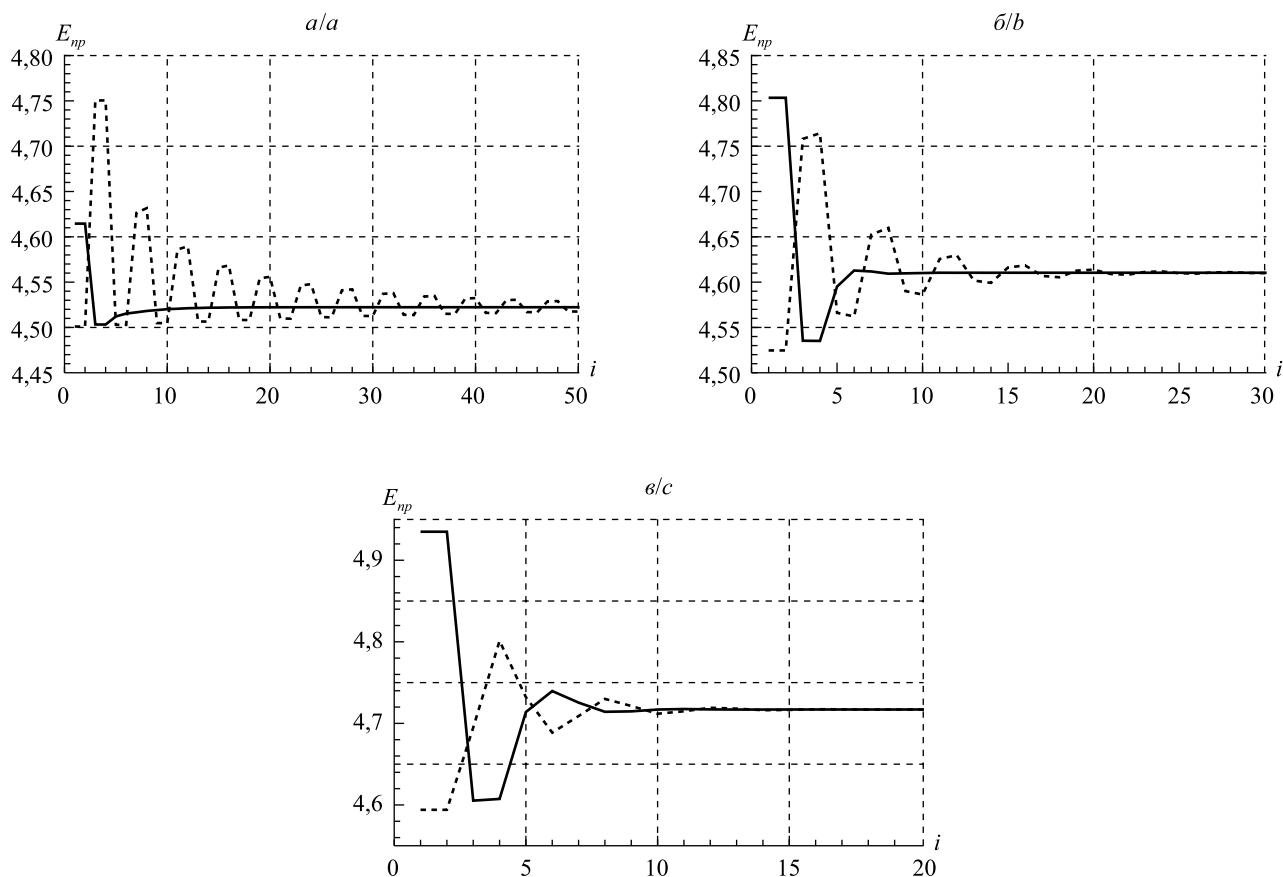


Рис. 2. Зависимость энергии КМР от номера итерации при $n = 5$, $p = +1$, $\Delta = 1,0$ и $f = 0,01$ (а), $f = 0,05$ (б), $f = 0,1$ (в). Сплошной линии соответствует итерационная схема с параметром, определяемым из условия (13), штриховой линии – итерационная схема с параметром $u = f$

Fig. 2. Dependence of the energy of the Rabi model for $n = 5$, $p = +1$, $\Delta = 1.0$ and $f = 0.01$ (a), $f = 0.05$ (b), $f = 0.1$ (c) on the iteration number: solid line corresponds to the iteration scheme with the parameter given by condition (13), dashed line corresponds to the iteration scheme with the parameter $u = f$

На рис. 3 приведено сравнение точного численного решения при $n = 5, p = \pm 1, \Delta = 1,0$ с нулевым приближением ОМ для обоих способов определения свободного параметра как функции константы связи. Необходимо отметить, что нулевое приближение при выборе $u = f$ более точно повторяет качественные особенности численного решения. Некоторое отклонение нулевого приближения при выборе параметра u из условия (13) может быть обусловлено тем, что на отдельных участках тангенс угла наклона прямой из правой части выражения (13) становится сравнимым с тангенсом угла наклона касательной к осциллирующей части. Поэтому в таких местах возможно более резкое изменение свободного параметра при равномерном изменении константы связи. Тем не менее уже после первой итерации происходит полное восстановление качественного и количественного поведения, что можно видеть на рис. 4.

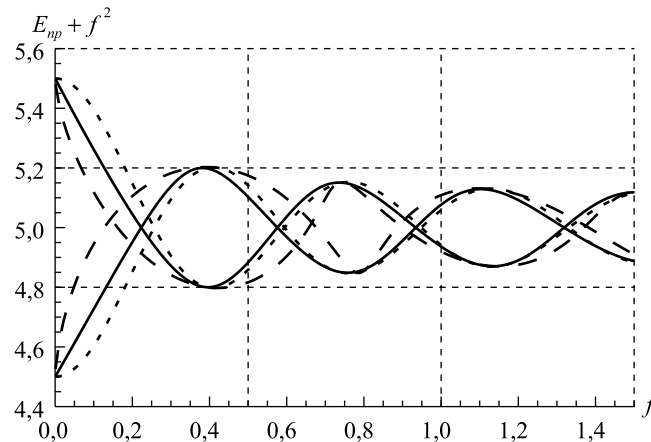


Рис. 3. Зависимость энергии КМР при $n = 5, p = \pm 1, \Delta = 1,0$ от константы связи: сплошной линии соответствует точное численное решение, штриховой – нулевое приближение ОМ при выборе u из условия (13), пунктирной – нулевое приближение ОМ при $u = f$

Fig. 3. Dependence of the energy of the Rabi model for $n = 5, p = \pm 1, \Delta = 1.0$ on the coupling constant: the solid line corresponds to the exact numerical solution, dashed line – to zeroth order approximation of OM with u given by condition (13), dot-dash line – to zeroth order approximation of OM with $u = f$

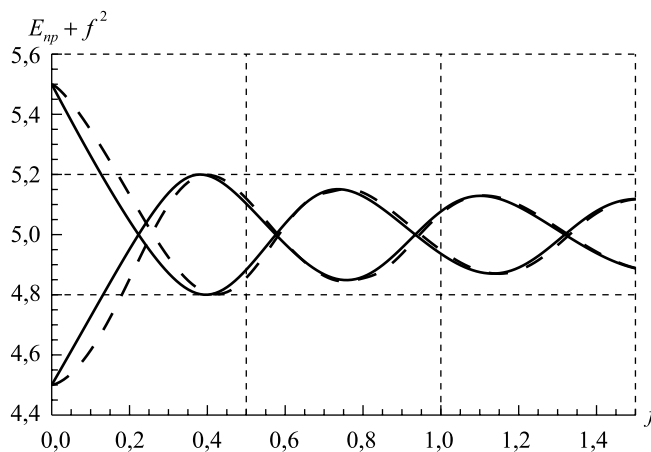


Рис. 4. Зависимость энергии КМР при $n = 5, p = \pm 1, \Delta = 1,0$ от константы связи: сплошной линии соответствует точное численное решение, штриховой – значение энергии после первой итерации при выборе u из условия (13)

Fig. 4. Dependence of the energy of the Rabi model for $n = 5, p = \pm 1, \Delta = 1.0$ on the coupling constant: the solid line corresponds to the exact numerical solution, dashed line – to energy value after the first iteration with u given by (13)

Заключение

Рассмотрен вопрос о сходимости итерационной схемы ОМ для КМР при различных способах выбора свободного параметра. Показано, что значение последнего, определяемое из условия зануления ближайшего к диагональному нетривиального матричного элемента гамильтониана, при слабых константах связи ДУС с полем приводит к значительному увеличению скорости сходимости итерационной

схемы ОМ по сравнению с итерационной схемой для $u = f$. В то же время нулевое приближение ОМ с параметром $u = f$ качественно лучше повторяет поведение численного решения. Тем не менее уже в первой итерации ОМ при выборе параметра из условия (13) происходит восстановление качественного и в значительной степени количественного поведения собственных значений энергии КМР.

Предложенный метод оптимального выбора параметра для численного решения уравнения Шрёдингера для КМР представляет большой интерес при исследовании поведения атомных систем в сильном резонансном поле [15; 16] и для других приложений ОМ.

Библиографические ссылки / References

1. Feranchuk I, Ivanov A, Le V-H, Ulyanenko A. *Non-perturbative description of quantum systems*. Heidelberg: Springer; 2015.
2. Feranchuk ID, Komarov LI. The operator method of the approximate description of the quantum and classical systems. *Journal of Physics A: Mathematical and General*. 1984;17(16):3111–3133. DOI: 10.1088/0305-4470/17/16/014.
3. Feranchuk ID, Hai LX. Analytical estimation of the energies and widths of the Rydberg states of a hydrogen atom in an electric field. *Physics Letters A*. 1989;137:385–388. DOI: 10.1016/0375-9601(89)90910-9.
4. Feranchuk ID, Komarov LI, Nichipor IV, Ulyanenko AP. Operator method in the problem of quantum anharmonic oscillator. *Annals of Physics*. 1995;238(2):370–440. DOI: 10.1006/aphy.1995.1025.
5. Fernandez FM, Castro EA. An analytic approximate expression for eigenvalues of the bounded quartic oscillator. *Physics Letters A*. 1982;88(1):4–6. DOI: 10.1016/0375-9601(82)90409-1.
6. Fernandez FM, Castro EA. Comment on the operator method and perturbational solution of the Schrödinger equation. *Physics Letters A*. 1982;91(7):339–340. DOI: 10.1016/0375-9601(82)90427-3.
7. Fernandez FM, Meson AM, Castro EA. Convergent perturbation series for coupled oscillators. *Physics Letters A*. 1985;112(3–4):107–110. DOI: 10.1016/0375-9601(85)90667-X.
8. Skoromnik OD, Feranchuk ID. Analytic approximation for eigenvalues of a class of PT-symmetric Hamiltonians. *Physical Review A*. 2017;96:052102. DOI: 10.1103/PhysRevA.96.052102.
9. Feranchuk ID, Komarov LI, Ulyanenko AP. Two-level system in a one-mode quantum field: numerical solution on the basis of the operator method. *Journal of Physics A: Mathematical and General*. 1996;29:4035–4047. DOI: 10.1088/0305-4470/29/14/026.
10. Feranchuk ID, Leonov AV. Strong field effects in the evolution of a two-level system. *Physics Letters A*. 2011;375(3):385–389. DOI: 10.1016/j.physleta.2010.11.009.
11. Feranchuk ID, Leonov AV, Eskandari MM. Spontaneous emission in a quantum system driven by a resonant field beyond the rotating wave approximation. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. 2017;50:105501. DOI: 10.1088/1361-6455/aa68c5.
12. Skoromnik OD, Feranchuk ID, Leonov AV, Keitel CH. Analytic model of a multi-electron atom. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. 2017;50:245007. DOI: 10.1088/1361-6455/aa92e6.
13. Rabi II. Space Quantization in a Gyration Magnetic Field. *Physical Review*. 1937;51:652–654. DOI: 10.1103/PhysRev.51.652.
14. Feranchuk ID, Leonov AV, Skoromnik OD. Physical background for parameters of the quantum Rabi model. *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical*. 2016;49:454001. DOI: 10.1088/1751-8113/49/45/454001.
15. Zhang Y-Y, Chen X-Y. Analytical solutions by squeezing to the anisotropic Rabi model in the nonperturbative deep-strong-coupling regime. *Physical Review A*. 2017;96:063821. DOI: 10.1103/PhysRevA.96.063821.
16. Saiko AP, Markevich SA, Fedaruk R. Emission Spectrum of a Qubit under Its Deep Strong Driving in the High-Frequency Dispersive Regime. *JETP Letters*. 2018;107(2):129–133. DOI: 10.1134/S0021364018020030.

Статья поступила в редколлегию 12.07.2018.
Received by editorial board 12.07.2018.

УДК 533.9.082.5;621.373.826;621.793.79

ПРОЦЕССЫ ОБРАЗОВАНИЯ НИТРИДА АЛЮМИНИЯ В ПЛАЗМЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ РАСФОКУСИРОВАННЫХ СДВОЕННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА АЛЮМИНИЙ В АТМОСФЕРЕ ВОЗДУХА

Х. БАЗЗАЛ¹⁾, В. В. ЛЫЧКОВСКИЙ¹⁾, А. П. ЗАЖОГИН¹⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь

Для определения условий оптимального влияния расфокусировки излучения сдвоенных лазерных импульсов на целенаправленное формирование компонентного и зарядового состава приповерхностной лазерной плазмы проведены исследования ее методом лазерной искровой спектроскопии. Изучены процессы образования нитрида алюминия при воздействии расфокусированных одиночных и сдвоенных лазерных импульсов на алюминиевый сплав Д16Т в атмосфере воздуха. Показана роль первого импульса в увеличении доли как ионов алюминия различной зарядности в приповерхностной лазерной плазме в режимах абляции поверхности алюминиевых сплавов расфокусированными сдвоенными лазерными импульсами, так и нанокластеров AlN при последовательном воздействии серии сдвоенных импульсов на мишень. Установлены условия влияния параметров лазера и процессов на поверхности и в плазме на формирование определенного ионного и молекулярного состава плазмы при воздействии одиночных и сдвоенных лазерных импульсов.

Ключевые слова: AlN; импульсное лазерное напыление; приповерхностная лазерная плазма; лазерная искровая спектроскопия; многозарядные ионы; одиночные и сдвоенные лазерные импульсы.

Образец цитирования:

Баззал Х, Лычковский ВВ, Зажогин АП. Процессы образования нитрида алюминия в плазме при воздействии расфокусированных сдвоенных лазерных импульсов на алюминий в атмосфере воздуха. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2018;3:81–90.

For citation:

Bazzal Kh, Lychkovskii VV, Zajogin AP. Processes of forming of aluminum nitride in plasma by action of defocused double laser beams upon aluminum in air atmosphere. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2018;3:81–90. Russian.

Авторы:

Ходор Баззал – аспирант кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета. Научный руководитель – А. П. Зажогин.

Вячеслав Валерьевич Лычковский – магистрант кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета. Научный руководитель – А. П. Зажогин.

Анатолий Павлович Зажогин – доктор физико-математических наук, профессор; профессор кафедры лазерной физики и спектроскопии физического факультета.

Authors:

Khoder Bazzal, postgraduate student at the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics.
bazzal_khoder_88@hotmail.com

Vyacheslav V. Lychkovski, master's degree student at the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics.
turmanar@tut.by

Anatoli P. Zajogin, doctor of science (physics and mathematics), full professor; professor at the department of laser physics and spectroscopy, faculty of physics.
zajogin_an@mail.ru

PROCESSES OF FORMING OF ALUMINUM NITRIDE IN PLASMA BY ACTION OF DEFOCUSED DOBLE LASER BEAMS UPON ALUMINUM IN AIR ATMOSPHERE

Kh. BAZZAL^a, V. V. LYCHKOVSKII^a, A. P. ZAJOGIN^a

^aBelarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus

Corresponding author: A. P. Zajogin (zajogin_an@mail.ru)

In order to determine optimal conditions of influence of defocusing of emission of double laser impulses aimed on forming required both component and charge composition of surface laser plasma a researches using laser spark spectrometry method were conducted. Processes of forming aluminum nitride by action of single and double defocused laser impulses on D16T in air atmosphere were studied. Role of first impulse on possibility of increase percentage both of aluminum ions of different charges in surface plasma during surface ablation mode of aluminum alloys by defocused double laser impulses, and nanoclusters of AlN by consistent action of series of double impulses on sample were shown. Conditions of influence of laser parameters and processes on sample surface and in plasma itself on forming of certain ion and molecule composition of plasma during action of single and double impulses.

Key words: AlN; pulsed laser deposition; surface laser plasma; laser spark spectrometry; multiply charged ions; double laser pulses.

Введение

Благодаря своим уникальным свойствам нитриды металлов третьей группы очень перспективны для создания на их основе электронных, оптоэлектронных и акустоэлектронных приборов. Ширина запрещенной зоны этих полупроводниковых материалов в два-пять раз больше, чем у традиционных материалов (кремния и арсенида галлия). Кроме того, у них выше напряжение пробоя и теплопроводность. Уникальный комплекс физико-химических свойств указанных материалов позволяет существенно улучшить технические характеристики современных приборов: повысить эффективность светодиодов и лазеров и расширить спектр их излучения в фиолетово-голубую и ближнюю УФ-область спектра, многократно увеличить допустимую мощность полевых транзисторов и интегральных схем (ИС) на их основе при сохранении быстродействия [1; 2].

Одним из нитридов металлов, перспективных и применяемых в микроэлектронике и оптоэлектронике, является нитрид алюминия AlN, а также керамические материалы на его основе. Нитрид алюминия AlN имеет высокую теплопроводность, сравнимую с таковой меди и серебра (до $260 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$), при высоких значениях электрического сопротивления (до $10^{14} \text{ Ом} \cdot \text{см}$) и ширине запрещенной зоны 6,2 эВ и т. д. Следует отметить, что одна из кристаллических фаз нитрида алюминия имеет прямозонную характеристику, что позволяет использовать ее для приборов, излучающих в области глубокого ультрафиолета [2].

В настоящее время попытки получить AlN, непосредственно воздействуя одиночными лазерными импульсами на поверхность алюминия в атмосфере чистого азота, не увенчались успехом. Установлено, что для образования AlN в виде порошков или в составе тонких пленок и покрытий необходимо применять методы лазерного воздействия на Al в атмосфере активированного азота под давлением.

Наиболее разработанными и изученными методами активации молекулы азота являются нагревание, ионизирующее излучение, действие катализаторов, электроразряд, а также сочетание этих методов. При тепловой активации молекулярного азота – нагревании до 3000°C – степень диссоциации достигает 0,1 %. Другие методы активации также малоэффективны – КПД процесса не превышает 1–2 % [1; 2].

Анализ и целенаправленное изменение компонентного, зарядового и энергетического распределения состава лазерного факела возможны на основе дополнительного лазерного воздействия на первичную плазму. При использовании схем и методов двухимпульсного лазерного излучения при различных углах падения на мишень и плазму можно одновременно проводить высокочувствительный спектральный анализ, контроль концентрации возбужденных и заряженных частиц плазмы и управление составом плазмы, направляемой на подложку.

Цель работы – показать возможность и определить условия получения методом абляции сериями сдвоенных лазерных импульсов алюминиевых мишеней в воздушной атмосфере нанокластеров AlN для использования в технологиях образования нанокристаллов и напыления тонких пленок.

Методика эксперимента

Для исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1 (Беларусь). Лазер может работать с частотой повторения импульсов до 10 Гц на длине волны 1064 нм. Длительность импульсов ≈ 15 нс. Временной сдвиг между сдвоенными импульсами может изменяться от 0 до 100 мкс с шагом 1 мкс. Лазерное излучение фокусируется на образец с помощью ахроматического конденсора с фокусным расстоянием 104 мм. Размер сфокусированной точки примерно 50 мкм.

Динамика образования AlN изучена по эмиссионной полосе с длиной волны 508,0 нм в спектрах этой молекулы при воздействии серии одиночных и сдвоенных лазерных импульсов на мишень из алюминиевого сплава Д16Т в атмосфере воздуха.

Результаты исследований и их обсуждение

При проведении экспериментальных исследований установлено, что наибольшая интенсивность полос наблюдается для интервала между импульсами 6–12 мкс. С использованием интервала 10 мкс изучен процесс образования нанокластеров AlN и ионов AlIII, NII от энергии одиночных и сдвоенных лазерных импульсов в зависимости от расфокусировки их и числа импульсов (рис. 1).

Как следует из полученных данных, процесс образования нанокластеров AlN с ростом энергии до 40 мДж увеличивается, а затем несколько уменьшается, в то же время зависимость от расфокусировки (плотности мощности) неоднозначна. При сопоставлении графиков на рис. 1 видна хорошая корреляция между возрастанием интенсивности полосы AlN и существенным уменьшением интенсивности линии AlIII (452,92 нм).

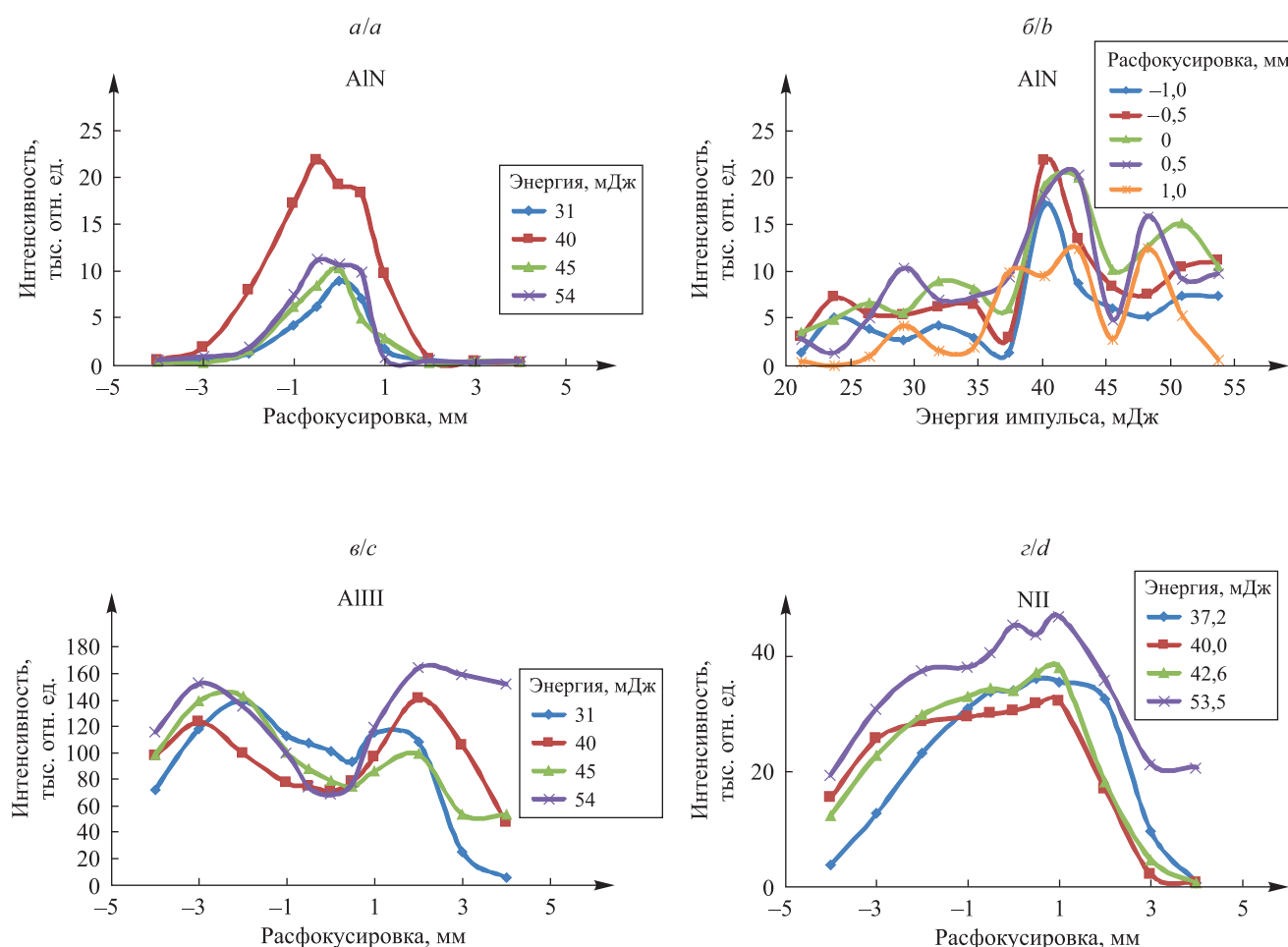


Рис. 1. Зависимость интенсивности полосы AlN (508,0 нм) от расфокусировки (а)

и энергии импульсов (б); зависимость от расфокусировки
интенсивности линий AlIII (452,92 нм) (в) и NII (399,5 нм) (г)

Fig. 1. Intensity dependence line of AlN (508,0 nm): а – on defocusing; б – on impulse energy;
с – intensity dependence of AlIII (452,92 nm) lines; d – intensity dependence of NII (399,5 nm) lines
(in frame – energy, mJ (a, c, d), and defocusing, mm (b))

Наблюдается очень сильная зависимость скорости образования нитрида алюминия от количества последовательных сдвоенных импульсов. Исследования показали, что указанная скорость в значительной степени зависит не только от числа последовательных сдвоенных импульсов, но и от количества сконденсированных веществ, образующихся в результате воздействия на мишень первого импульса. Также установлено, что процесс плазмообразования в воздушной среде существенно усложняется из-за явления последействия, практически неизбежного при формировании глубоких отверстий последовательностью сдвоенных импульсов, что вызывает накопление аблированных микро-, наночастиц и кластеров в атмосфере образующихся полостей. Низкопороговый оптический пробой воздуха приводит к появлению одновременно двух разнесенных в пространстве плазменных образований. Первое – обычный факел лазерной плазмы, второе – плазменно-пылевое облако. Появление этой плазменно-пылевой области, отстоящей на определенное расстояние от поверхности, приводит к дополнительной экранировке и, что более важно, созданию высокотемпературного плазменного облака высокого давления, разлетающегося преимущественно по направлению отверстия. Это последействие и обуславливает, по-видимому, увеличение скорости образования нитрида алюминия.

Для лучшего понимания скрытых механизмов процессов, происходящих как на поверхности, так и в приповерхностной плазме, изучена динамика изменения атомного и ионного состава приповерхностной плазмы при воздействии серий одиночных лазерных импульсов.

На рис. 2 приведены зависимости интенсивности линий AlII (394,3 нм), AlIII (452,92 нм) и NII (399,5 нм) в спектрах от расфокусировки и энергии импульсов.

Следует отметить, что образование AlN и радикалов AlO в плазме при воздействии одиночных лазерных импульсов практически незаметно. Интенсивность полосы AlN изменяется очень мало, что свидетельствует о почти полном отсутствии процесса формирования AlN в приповерхностной лазерной плазме даже при большом содержании ионов активированного азота.

Полученные результаты рассмотрим для трех резко различающихся областей энергий (см. рис. 2), влияющих на величины средней скорости абляции, – малой (до 30 мДж), средней (30–60 мДж) и большой (свыше 60 мДж).

Для малых энергий импульсов используем модель плавления-вымывания [3]. При достижении температуры плавления образуется область расплава. В отсутствие возмущений граница расплава будет распространяться в глубь вещества со скоростью [3]

$$v_{\text{пл}} = \frac{Aq_0}{\rho L_{\text{пл}} + \rho c T_{\text{пл}}},$$

где A – поглощательная способность материала; q_0 – плотность мощности падающего излучения, Вт · см⁻²; ρ – плотность, 10³ кг/м³; $L_{\text{пл}}$ – скрытая теплота плавления, 10⁶ Дж/кг; c – теплоемкость, Дж/(кг · К)⁻¹; $T_{\text{пл}}$ – температура плавления металла, К.

Минимальную плотность мощности лазерного излучения $q_{\text{мин}}$, необходимую для реализации режима удаления металла в результате плавления, можно рассчитать по формуле [4]

$$q_{\text{мин}} = 0,5 \frac{k T_{\text{пл}} \pi^{0,5}}{A \alpha^{0,5} \tau^{0,5}},$$

где k – теплопроводность, Вт/(м · К)⁻¹; α – температуропроводность, м² · с⁻¹; τ – длительность воздействия, с.

Основные теплофизические и оптические параметры металлов, входящих в состав алюминиевого сплава Д16Т и необходимые для расчетов, приведены в [4; 5].

Примерные расчетные пороговые плотности мощности для начала плавления металлов при импульсном лазерном воздействии представлены в табл. 1.

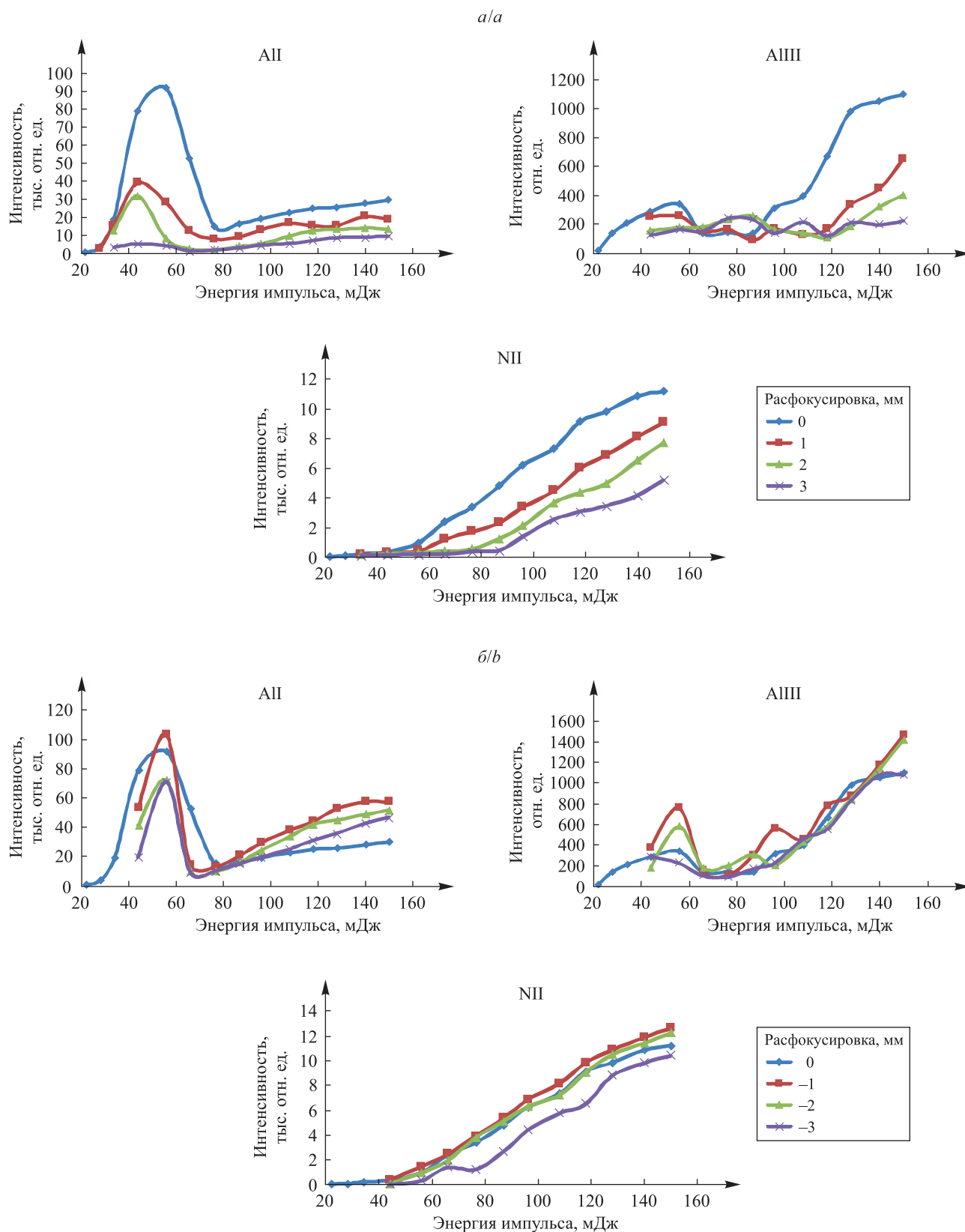
Таблица 1

Примерные пороговые плотности мощности q
для начала плавления металлов, входящих в состав сплава Д16Т, Вт · см⁻²

Table 1

Approximate threshold power densities q
for start of melting metals alloy D16T consist from, W · cm⁻²

Металл	Al	Cu	Fe	Mg
Коэффициент поглощения A	0,09	0,1	0,15	0,37
$q_{\text{пл}}$	$1,6 \cdot 10^8$	$3,3 \cdot 10^8$	$3,6 \cdot 10^7$	$9,6 \cdot 10^7$



Время плавления поверхности образца можно оценить из выражения

$$t_{\text{пл}} \leq \frac{\alpha \rho^2 (cT_{\text{пл}} + L_{\text{пл}})}{Aq}.$$

Когда расплав непрерывно удаляется, например давлением газа, скорость фронта плавления равна $v_{\text{пл}}$ и толщина удаляемого слоя составляет $\Delta h(t) = v_{\text{пл}} t$.

Если расплав принудительно не удаляется, то его температура растет и достигает температуры кипения $T_{\text{кип}}$. Это сопровождается возникновением волны испарения, движущейся со скоростью

$$v_{\text{исп}} = \frac{Aq_0}{\rho L_{\text{исп}} + \rho c T_{\text{исп}}}, \quad (1)$$

где $L_{\text{исп}}$ – скрытая теплота испарения, 10^6 Дж · кг⁻¹. При достижении критической плотности мощности возникает эффект выдавливания жидкой фазы давлением паров и скорость сверления возрастает от значения $v_{\text{пл}}$ до значения $v_{\text{исп}}$.

Этой модели на рис. 2 соответствует энергия чуть ниже 30 мДж. При такой энергии импульсов не образуется плотной плазмы, экранирующей мишень. При энергии импульсов чуть выше 30 мДж начинается образование более плотной плазмы, которая несколько уменьшает среднюю скорость пробивки. Об этом, в частности, свидетельствуют данные рис. 2: в спектрах появляется линия, принадлежащая иону азота NII.

Аналогично может быть оценена критическая плотность потока q_2 , требуемая для достижения на поверхности материала температуры кипения $T_{\text{кип}}$ [3].

Полученные результаты рассмотрим в рамках модели поверхностного испарения металла, полагая, что практически вся энергия расходуется на абляцию вещества, а затраты на нагревание, плавление и теплопроводность незначительны. При малых плотностях потока излучения первое слагаемое, стоящее в знаменателе формулы (1), является основным (т. е. нет зависимости $v_{\text{исп}}$ от кинетики испарения). В таком приближении толщина h испаренного слоя при импульсном воздействии с заданной плотностью мощности q зависит от длительности воздействия τ [6]. Ее легко оценить, считая, что вся подведенная к материалу мощность идет на испарение вещества:

$$h = v_{\text{исп}} \tau \frac{Aq\tau}{\rho L_{\text{исп}}}.$$

Теоретические оценки h для энергий 15–20 мДж и диаметра отверстия канала 150 мкм дают значения примерно 8–11 мкм (рис. 3), которые несколько меньше экспериментальных. Это свидетельствует о том, что часть вещества удаляется за счет выдавливания расплава.

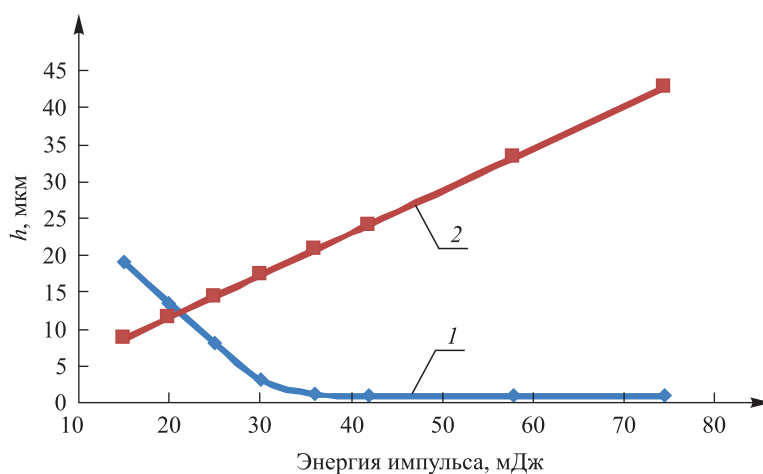


Рис. 3. Зависимость средней толщины испаренного слоя h за импульс при абляции образца дюралюминия Д16Т от энергии для времени задержки между первым и вторым импульсами: 1 – 0 мкс; 2 – теоретические значения

Fig. 3. Dependence of the average thickness of the vaporized layer h on the pulse upon ablation of the duralumin D16T sample from the energy for the delay time between the first and second pulses: 1 – 0 mks; 2 – theoretical values

В режиме интенсивного испарения почти вся энергия лазерного импульса расходуется на удаление металла из облучаемой зоны. Температура поверхности в этом случае достигает $(2-3)T_{\text{кип}}$ [7] ($T_{\text{кип}}$ – температура кипения материала при нормальных условиях). Минимальную плотность мощности лазерного излучения $q_{\text{мин}}$, необходимую для реализации режима интенсивного испарения металла, можно рассчитать по формуле [6]

$$q_{\text{мин}} = \frac{0,5kT_{\text{исп}}\pi^{0,5}}{A\alpha^{0,5}\tau^{0,5}},$$

где $T_{\text{исп}}$ – температура испарения материала, К.

Здесь следует отметить, что в случае нагрева материала до температуры плавления наибольшее влияние на результаты решения уравнения теплопроводности оказывает зависимость оптических постоянных среды от температуры, которая достаточно хорошо описывается линейным законом

$$A(T) = a_0 + bT,$$

где $a_0 = \frac{0,75v_F}{c}$, v_F – скорость электрона на поверхности Ферми, c – скорость света; $b = \frac{\Omega_{\text{пл}}}{2\pi\sigma_0}$,

$\Omega_{\text{пл}} = \sqrt{\frac{ne^2}{m\epsilon_0}}$ – плазменная частота, n , e , m – концентрация, заряд и масса электрона соответственно,

σ_0 – статистическая электропроводность, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость. Это соответствует температурному диапазону до достижения точки плавления на поверхности материала.

Учет температурной зависимости поглощательной способности металла приводит к заметному отличию в плотностях лазерных потоков, необходимых для достижения максимальной температуры поверхности к концу действия импульса.

С ростом температуры поверхности значение коэффициента поглощения увеличивается и составляет для металлов 0,25–0,4 при температуре 500 °С и длине волны излучения 1,06 нм, что дает возможность нагревать их поверхность с возрастающей скоростью.

Примерные пороговые плотности мощности для начала испарения материалов при импульсном воздействии представлены в табл. 2.

Таблица 2

**Примерные пороговые плотности мощности q
для начала испарения металлов, входящих в состав сплава, Вт · см⁻²**

Table 2

**Approximate threshold power densities q
for start of evaporating metals given alloy consist from, W · cm⁻²**

Коэффициент поглощения A	Al	Cu	Fe	Mg
Из табл. 1	$4,7 \cdot 10^8$	$6,9 \cdot 10^8$	$6,3 \cdot 10^7$	$9,6 \cdot 10^7$
0,25	$2,5 \cdot 10^8$	$3,4 \cdot 10^8$	$3,6 \cdot 10^7$	$4,8 \cdot 10^7$

Из сопоставления полученных расчетных пороговых плотностей мощности и используемых в экспериментальных исследованиях (см. рис. 1) видно, что экспериментальные условия полностью удовлетворяют испарительному режиму работы.

Оценка критической интенсивности q_3 , начиная с которой в балансе тепла превалирует процесс развитого испарения, может быть выполнена исходя из того, что во время поверхностного нагрева в глубину материала распространяется тепловая волна и фронт поверхности испарения. Если интенсивность мала, то скорость тепловой волны v_t существенно выше скорости фронта испарения $v_{\text{исп}}$. При увеличении интенсивности скорость фронта испарения растет и при некотором значении q_3 сравнивается со скоростью нагрева. Это равенство можно использовать для оценки q_3 . Поскольку $v_t \approx \sqrt{\frac{\alpha}{t}}$, $v_{\text{исп}} \approx \frac{Aq}{\rho L_{\text{исп}}}$, то

$$q_3 = \frac{\rho L_{\text{исп}}}{A} \sqrt{\frac{\alpha}{t}}.$$

Критическая плотность q_3 тем выше, чем больше удельная теплота испарения вещества $L_{\text{исп}}$ и коэффициент температуропроводности α и меньше длительность импульса t .

Для определения максимально возможного объема материала $V_{\text{исп}}$, испаряемого под действием лазерного импульса, принимаем условие, что часть энергии лазерного импульса $AW_{\text{имп}}$ поглощается материалом и затрачивается на нагрев испаряемого материала до температуры кипения $T_{\text{кип}}$ и на скрытую теплоту испарения. Тогда из закона сохранения энергии следует, что

$$V_{\text{исп}} = \frac{A_{\text{эф}} W_{\text{имп}}}{\rho [c(T_{\text{кип}} - T_0) + L_{\text{исп}}]},$$

где $A_{\text{эф}}$ – эффективный коэффициент поглощения лазерного импульса поверхностью металла; $W_{\text{имп}}$ – суммарная энергия лазерного импульса, Дж; T_0 – температура окружающей среды, К.

В реальных условиях объем испаряемого вещества меньше, чем рассчитанный по формуле, вследствие отвода тепла от облучаемой поверхности в глубь материала за счет теплопроводности.

Как отмечалось ранее, с ростом плотности потока лазерного излучения материал нагревается до все более высоких температур. Экспериментальные исследования показывают, что при заданной форме и длительности лазерного импульса существует достаточно четко определенная критическая плотность потока излучения q , зависящая от теплофизических характеристик облучаемого вещества, начиная с которой происходит его интенсивное испарение. При больших плотностях потока излучения скорость движения фронта испарения не определяется кинетикой фазового перехода, а зависит в основном от скорости подвода энергии к облучаемому веществу. Образующийся при этом пар сильно экранирует облучаемую поверхность, так что главная часть энергии излучения превращается во внутреннюю и кинетическую энергию образующейся и расширяющейся плазмы, и эффективная удельная энергия испарения оказывается значительно выше, чем обычная теплота испарения. Поскольку скорость испарения облучаемого материала сильно зависит от температуры, существует резкая нижняя граница плотности потока излучения q_2 , соответствующая началу испарения.

При $q < q_2$ эффективная удельная энергия разрушения материала велика. С ростом плотности потока излучения она уменьшается и при некотором значении $q = q_3$ достигает своего наименьшего значения. В этом случае устанавливается стационарный режим испарения, т. е. стационарное движение между твердой и газообразной фазами. Внутри промежутка от q_2 до q_3 образуется переходной режим. Естественно, что последний сопровождается перераспределением поглощенной энергии. При неподвижной границе вся поглощенная энергия отводится внутрь материала за счет теплопроводности, а при стационарном движении границы фаз роль теплопроводности становится несущественной, основная часть поглощенной энергии идет на испарение материала. Характеристики процесса испарения облучаемого материала в области действия теплового механизма $q_2 < q < q_3$ можно получить, решая одномерную задачу теплопроводности, в которой полагается, что поглощающий слой бесконечно тонкий.

В предположении стационарности процесса в движущейся системе координат и независимости теплопроводности и теплоемкости материала от температуры скорость движения фазовой границы равна

$$v_{\text{исп}} = \frac{q}{\rho \left(L_{\text{исп}} + \frac{2RT_0}{\mu} \right)}, \quad (2)$$

где R – универсальная газовая постоянная; T_0 – температура поверхности металла, К; μ – молекулярный вес, кг.

При малых плотностях потока излучения первое слагаемое, стоящее в знаменателе формулы (2), является основным (т. е. нет зависимости $v_{\text{исп}}$ от кинетики испарения). Однако с ростом q скорость движения фазовой границы становится все более зависящей от температуры испаряющейся поверхности, причем рост температуры при увеличении q продолжится до тех пор, пока внутренняя энергия пара не достигнет теплоты испарения. Тогда движение фазовой границы будет уже зависеть от газодинамики расширения пара, появится зависимость термодинамических величин от температуры, и для корректного решения такой задачи необходимо учитывать поглощение излучения в паре.

Итак, для получения характерных значений скорости испарения материала необходимо знание зависимости скорости испарения от температуры. В [3] на основании теории абсолютных скоростей реакции получена формула для линейной скорости фронта испарения в виде

$$v_{\text{исп}}(T) = v_{\text{зв}} \left(\frac{3\pi}{4} \right)^{1/3} \exp \left(\frac{-L_{\text{исп}} \mu}{RT} \right), \quad (3)$$

где $v_{\text{зв}}$ – средняя скорость звука.

В формуле (3) не учитывается влияние конденсации на скорость фронта испарения, которое по оценкам, приведенным в [7], дает отношение потока конденсации к полному потоку испаряемого материала порядка 0,18.

В стационарном режиме испарения перенос энергии лазерного импульса к поверхности мишени определяется уже не прямым поглощением лазерного излучения, а другими механизмами, например электронной или радиационной теплопроводностью [8]. В связи с этим следует отметить, что модель поверхностного испарения применима лишь в области температур $T < T_c$, где T_c – критическая температура вещества мишени.

При исследовании лазерной абляции в области температур, близких к критической и выше, следует пользоваться уравнениями газовой динамики [9; 10]. Воздействие лазерного излучения большой интенсивности на поверхность твердого тела в этом случае происходит посредством абляционного процесса, заключающегося в испарении и ионизации поверхностных слоев мишени, образовании плотной плазмы высокого давления и, как следствие, возбуждении гидродинамического движения в неиспаренной части мишени [11]. При этом лазерное моделирование ударного разрушения материала уже не является вполне адекватным, поскольку значительная доля энергии лазерного импульса идет на нагрев плазмы.

В диапазоне плотности мощности воздействующего лазерного излучения $(5-10) \cdot 10^8 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ окружающий мишень воздух настолько нагревается, что сам начинает поглощать падающее излучение и процесс образования плазмы перебрасывается из паров мишени в воздух. Воздушная плазма начинает экранировать мишень от падающего лазерного излучения. Вследствие этого энерговклад в мишень и эрозионную плазму становится менее эффективным, что ограничивает возможности лазерной обработки и лазерного спектрального анализа материалов.

Рассмотрим, как будет протекать начальный этап взаимодействия лазерного излучения с веществом при превышении порога плазмообразования q_4 . Оптическая толщина образующегося при $q > q_4$ плазменного слоя будет возрастать до тех пор, пока в плазме не станет поглощаться заметная часть лазерного излучения. При достаточной плотности потока последнего этот процесс не зависит от того, было ли твердое тело сильно или слабо поглощающим. В случае слабо поглощающего материала происходит быстрая ионизация атомов облучаемого вещества и коэффициент поглощения резко возрастает.

Характерное значение поглощенной плотности потока излучения, соответствующее формированию слоя плазмы, экранирующего мишень от лазерного излучения, может быть установлено с помощью измерения удельного импульса отдачи. Для металлов это значение лежит в интервале $(5-7) \cdot 10^8 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$.

В диапазоне энергии импульсов более 50 мДж воздух, окружающий мишень, сильно нагревается, так что сам начинает поглощать падающее излучение и процесс образования плазмы перебрасывается из паров мишени в воздух. Происходит пробой воздуха. В результате образования плазмы начинается рост интенсивности ионной линии азота. При дальнейшем увеличении энергии более 55 мДж воздушная плазма начинает экранировать мишень от падающего лазерного излучения. Вследствие этого энерговклад в мишень и эрозионную плазму становится менее эффективным. Интенсивность атомных и ионных линий Al снижается.

На величину абляции и аналитический сигнал значительное влияние оказывает экранировка лазерного импульса плазмой из-за обратного тормозного поглощения и многофотонной ионизации. С другой стороны, поглощение энергии лазерного излучения (область выше 75–80 мДж) плазмой приводит к ее дополнительному прогреву и способно вызвать диссоциацию многоатомных комплексов, испарение капель и конденсированных частиц, что в конечном итоге увеличивает интенсивность эмиссионных линий.

Заключение

Таким образом, выполненные спектроскопические исследования характеристик приповерхностной лазерной плазмы, образуемой вблизи поверхности мишени из алюминия или его сплавов, при воздействии на нее серией последовательных расфокусированных сдвоенных лазерных импульсов с межимпульсным интервалом 5–15 мкс показали возможность контроля и управления характеристиками плазмы, а также возможность получения необходимых концентраций и поступления AlN в плазму. Воздействие серией только одиночных импульсов даже большой энергии не приводит к существенному увеличению поступления в плазму ионов алюминия и азота и тем самым нитридов и субоксидов алюминия соответственно.

Библиографические ссылки

1. Ильин АП, Роот ЛО. К вопросу о механизме высокотемпературного химического связывания азота воздуха. *Вестник науки Сибири. Серия 3, Химия*. 2011;1(1):91–96.
2. Бланк ТВ, Гольдберг ЮА. Полупроводниковые фотоэлектропреобразователи для ультрафиолетовой области спектра. *Обзор. Физика и техника полупроводников*. 2003;37(9):1025–1055.

3. Менушенков АП, Неволин ВН, Петровский ВН. *Физические основы лазерной технологии*. Москва: НИЯУ «МИФИ»; 2010. 212 с.
4. Вейко ВП, Шахно ЕА. *Сборник задач по лазерным технологиям*. Санкт-Петербург: ИТМО; 2007. 67 с.
5. Вейко ВП, Шахно ЕА. *Лазерные технологии в задачах и примерах*. Санкт-Петербург: ИТМО; 2014. 83 с.
6. Гарнов СМ, Климентов ВИ, Конов ТВ, Кононенко СВ, Дасингер Ф. Особенности плазменной экранировки при абляционном формировании глубоких каналов высокоинтенсивным лазерным излучением. *Квантовая электроника*. 1998;25(1):45–48. DOI: 10.1070/QE1998v028n01ABEH001134.
7. Либенсон МН, Яковлев ЕБ, Шандыбина ГД. *Взаимодействие лазерного излучения с веществом (силовая оптика). Часть 2. Лазерный нагрев и разрушение материалов*. Санкт-Петербург: ИТМО; 2014. 190 с.
8. Анисимов СИ, Имас ЯА, Романов ГС, Ходыко ЮВ. *Действия излучения большой мощности на металлы*. Москва: Наука; 1970. 272 с.
9. Афанасьев ЮВ, Гамалий ЕГ, Демченко НН, Розанов ВБ. Физические соотношения в «короне» сферических лазерных мишеней. В: *Труды Физического института имени П. Н. Лебедева*. Москва: Наука; 1982. Том 134. с. 42–49.
10. Mulser P, Bauer D. *High Power Laser-Matter Interaction*. Berlin, Heidelberg: Springer; 2010. 416 p.
11. Анисимов СИ, Лукьянчук БС. Избранные задачи теории лазерной абляции. *Успехи физических наук*. 2002;172(3):301–333. DOI: 10.3367/UFNr.0172.200203b.0301.

References

1. Il'in AP, Root LO. K voprosu o mekhanizme vysokotemperaturnogo khimicheskogo svyazyvaniya azota vozdukh [On the problem of the high-temperature chemical bonding mechanism of nitrogen in the air]. *Vestnik nauki Sibiri. Seriya 3, Khimiya*. 2011; 1(1):91–96. Russian.
2. Blank TV, Goldberg YuA. Ultraviolet semiconductor photoelectroconvertors. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov* [Semiconductors]. 2003;37(9):1025–1055. Russian.
3. Menushenkov AP, Nevolin VN, Petrovskiy VN. *Fizicheskie osnovy lazernoi tekhnologii* [Physical basics of laser]. Moscow: National Research Nuclear University «MEPhI»; 2010. 212 p. Russian.
4. Veiko VP, Shakhno EA. *Sbornik zadach po lazernym tekhnologiyam* [Collection of tasks on laser technology]. Saint Petersburg: ITMO; 2007. 67 p. Russian.
5. Veiko VP, Shakhno EA. *Lazernye tekhnologii v zadachakh i primerakh*. Saint Petersburg: ITMO; 2014. 83 p. Russian.
6. Garnov SM, Klimentov VI, Konov TV, Kononenko SV, Dowsinger F. The features of the plasma shielding on ablative forming of deep channels by high-intensity laser radiation. *Quantum electronics*. 1998;25(1):45–48. Russian. DOI: 10.1070/QE1998v028n01ABEH001134.
7. Libenson MN, Yakovlev EB, Shandybina GD. *Vzaimodeistvie lazernogo izlucheniya s veshchestvom (silovaya optika). Chast' 2. Lazernyi nagrev i razrushenie materialov* [Interaction of laser emission with substance (power optics). Part 2. Laser warming and destruction of material]. Saint Petersburg: ITMO; 2014. 190 p. Russian.
8. Anisimov SI, Imas YA, Romanov GS, Khodyko YV. *Deistviya izlucheniya bol'shoi moshchnosti na metally* [Effect of High-Power Radiation on Metals]. Moscow: Nauka; 1970. 272 p. Russian.
9. Afanasyev UV, Gamaliy EG, Demchenko NN, Rosanov VB. *Fizicheskie sootnosheniya v «korone» sfericheskikh lazernykh mishenei* [Physical ratios in «corona» of spherical laser targets]. In: *Trudy Fizicheskogo Instituta imeni P. N. Lebedeva*. Moscow: Nauka; 1982. Volume 134. p. 42–49. Russian.
10. Mulser P, Bauer D. *High Power Laser-Matter Interaction*. Berlin, Heidelberg: Springer; 2010. 416 p.
11. Anisimov SI, Luk'yanchuk BS. Izbrannye zadachi teorii lazernoi ablyatsii [Selected problems of laser ablation theory]. *Uspekhi fizicheskikh nauk* [Physics Uspekhi]. 2002;172(3):301–333. Russian. DOI: 10.3367/UFNr.0172.200203b.0301.

Статья поступила в редколлегию 01.06.2018.
Received by editorial board 01.06.2018.

НАНОМАТЕРИАЛЫ И НАНОТЕХНОЛОГИИ

NANOMATERIALS AND NANOTECHNOLOGIES

УДК 539.23,537.62

ВЛИЯНИЕ МОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ ПОРИСТЫХ ТЕМПЛАТОВ $\text{TiO}_2//X$ ($X = \text{Si}, \text{Ti}$) НА СТРУКТУРУ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК Co/Pd

ВЭНЬБИНЬ У¹⁾, Ю. В. КАСЮК²⁾, Ю. А. ФЕДОТОВА²⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь

²⁾Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220030, г. Минск, Беларусь

В ходе проведенных исследований многослойные пленки Co/Pd осаждались на пористые темплаты TiO_2 , сформированные на различных подложках – кремниевых пластинах (Si) и титановой фольге (Ti), в целях сохранения в них перпендикулярной магнитной анизотропии, характеризующей соответствующие сплошные пленки. Результаты магнитометрического анализа показывают, что при использовании пластин Si в качестве подложки осажденная на пористые темплаты TiO_2 многослойная пленка обладает выраженной перпендикулярной магнитной анизотропией с относительно высоким параметром остаточной намагниченности ($M_r/M_s = 0,85$), а также

Образец цитирования:

У Вэньбинь, Касюк ЮВ, Федотова ЮА. Влияние морфологии поверхности пористых темплатов $\text{TiO}_2//X$ ($X = \text{Si}, \text{Ti}$) на структуру и магнитные свойства многослойных пленок Co/Pd . *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2018;3:91–101.

For citation:

Wu Wen-Bin, Kasiuk JV, Fedotova JA. Influence of surface morphology of porous templates $\text{TiO}_2//X$ ($X = \text{Si}, \text{Ti}$) on structure and magnetic properties of Co/Pd multilayered films. *Journal of the Belarusian State University. Physics*. 2018;3:91–101. Russian.

Авторы:

Вэньбинь У – аспирант кафедры твердого тела физического факультета. Научный руководитель – Ю. А. Федотова.

Юлия Владимировна Касюк – кандидат физико-математических наук; ведущий научный сотрудник.

Юлия Александровна Федотова – доктор физико-математических наук; заместитель директора.

Authors:

Wen-Bin Wu, postgraduate student at the department of solid state physic, faculty of physics.

wvbnmg@gmail.com

Julia V. Kasiuk, PhD (physics and mathematics); leading researcher.

julia-nechaj@yandex.ru

Julia A. Fedotova, doctor of science (physics and mathematics); deputy director.

julia@hep.by

в два раза большей коэрцитивной силой ($H_C^{\text{hard}} = 176,6$ кА/м) по сравнению со сплошной пленкой того же состава на пластине Si (референтная пленка). Полученные параметры открывают перспективы для применения данных пленок при создании различных спинтронных устройств и сред перпендикулярной магнитной записи.

Ключевые слова: многослойные пленки Co/Pd; пористые темплаты TiO_2 ; перпендикулярная магнитная анизотропия; перемангничивание.

Благодарность. Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф17У-006) и ГПНИ «Физическое материаловедение, новые материалы и технологии» (подпрограмма «Наноматериалы и нанотехнологии», задание 2.44).

INFLUENCE OF SURFACE MORPHOLOGY OF POROUS TEMPLATES $\text{TiO}_2//X$ ($X = \text{Si}, \text{Ti}$) ON STRUCTURE AND MAGNETIC PROPERTIES OF Co/Pd MULTILAYERED FILMS

WEN-BIN WU^a, J. V. KASIUK^b, J. A. FEDOTOVA^b

^aBelarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus

^bResearch Institute for Nuclear Problems, Belarusian State University,

11 Babrujskaja Street, Minsk 220030, Belarus

Corresponding author: J. V. Kasiuk (julia-nechaj@yandex.ru)

In the present research, multilayered Co/Pd films were deposited on the porous TiO_2 templates obtained on different substrates – silicon wafers (Si) and titanium foil (Ti), in order to conserve a high effect of perpendicular magnetic anisotropy characterizing the corresponding continuous films. The results of the magnetometric analysis show that the multilayered films deposited on the porous TiO_2 templates on Si wafers demonstrate good perpendicular magnetic anisotropy with a relatively high remanent magnetization ($M_r/M_s = 0.85$) and twice higher coercive field ($H_C^{\text{hard}} = 176.6$ kA/m) compared to the corresponding continuous film on Si wafer (reference film). The obtained parameters open up the possibility to apply these films for designing various spintronic devices and perpendicular magnetic recording media.

Key words: multilayered Co/Pd films; porous TiO_2 templates; perpendicular magnetic anisotropy; magnetization reversal.

Acknowledgements. The work was financially supported by the Belarusian Republican Foundation for Fundamental Research (grant No. Ф17У-006) and state program «Physical materials science, new materials and technologies», section «Nanomaterials and nanotechnologies», project 2.44.

Введение

Прогресс в развитии информационных технологий и адаптивной магнитной сенсорики требует постоянного повышения плотности записи и хранения информации, а также создания сред с высокой (наноразмерной) чувствительностью к магнитному полю. Оба указанных направления подразумевают использование тонких пленок, проявляющих свойство перпендикулярной магнитной анизотропии (ПМА) [1]. Для решения подобных задач необходимы прогрессивные и недорогие методы получения наноструктурированных материалов значительных площадей с достаточно хорошо воспроизводимыми свойствами. Основной проблемой, ограничивающей развитие данных технологий, является исключительно высокая стоимость и малый практический выход подобных материалов с помощью обычных нанолитографических методов. Кроме того, существует проблема, связанная с термической нестабильностью магнитно-взаимодействующих суперпарамагнитных наноточек (представляющих собой биты информации) [1–3]. В то же время использование наноструктур нового типа – так называемых перколированных перпендикулярных сред (ППС), в которых нанопористые многослойные пленки типа 3d-металла (Pd, Pt) с ПМА, полученные на самоорганизующихся нанопористых темплатах, являются магнитно-взаимодействующими, безусловно, имеет значительный прикладной потенциал [4]. Применительно к ППС наноструктуризация осуществляется путем создания упорядоченных массивов нанопор («антиточек») внутри сплошных пленок с ПМА, в то время как магнитное взаимодействие внутри пленки обеспечивает термическую стабильность их магнитных характеристик.

Магнитная анизотропия подобных нанопористых пленок чрезвычайно чувствительна к морфологическим особенностям темплатов (диаметру пор, расстоянию между порами, шероховатости поверхности), используемых в качестве подложек, особенно на масштабах длин, близких к толщине доменных стенок и длине обменного взаимодействия. В то же время известно очень малое количество работ, посвященных детальному исследованию влияния морфологии пленок на присущее им свойство ПМА [5–8]. В них было показано, что развитая морфология нанопористых пленок (перепады поверхности, чередование своеобразных холмов и впадин на темплате с пористо-ячеистой структурой) и, следовательно, неоднородность толщины пленок, по сравнению с аналогичными сплошными системами, приводят к нарушению свойства ПМА. Это происходит вследствие локального разупорядочения направления оси легкого намагничивания пленок вблизи краев нанопор [9] и формирования других фаз [10].

В соответствии с изложенным выше настоящее исследование направлено на формирование пористых пленок с упорядоченной магнитной структурой, т. е. с преимущественно коллинеарной ориентацией магнитных моментов вдоль нормали пленок. Для этого использовались темплаты TiO_2/Si и TiO_2/Ti со сглаженным рельефом поверхности в целях увеличения вклада плоских участков между порами в наносимых на них пленках. Подобное сглаживание темплатов может быть достигнуто в результате применения специфических режимов их анодирования, синтеза на плоских пластинах кремния, а также ионно-плазменного травления.

Изучение некоторых фундаментальных аспектов перемангничивания, процессов магнитного переключения путем движения доменных стенок либо вращения магнитных моментов с учетом роли морфологии и влияния границ раздела в многослойных пленках, безусловно, необходимо с точки зрения прогнозирования перспективных функциональных свойств рассматриваемых материалов. Помимо этого, практически значимые магнитные характеристики пористых пленок Co/Pd сильно зависят от их структуры на наноуровне. Соответствующие изменения также связаны с особенностями зарождения и роста многослойных пленок на темплатах с развитой морфологией. Все изложенные выше вопросы могут быть изучены путем осаждения многослойных пленок Co/Pd на пористые темплат TiO_2/Ti и TiO_2/Si с существенно различной морфологией поверхности и последующего детального сравнительного анализа их магнитных свойств.

Цель данной работы – изучение магнитного упорядочения и процессов перемангничивания в пористых многослойных пленках Co/Pd , демонстрирующих ПМА, в зависимости от морфологии поверхности используемых для осаждения пористых темплатов TiO_2 .

Методика эксперимента

Для получения нанопористых темплатов TiO_2 проводилось 2-этапное анодирование пленки титана в растворе 0,3 % фторида аммония в этиленгликоле с 2 об. % воды [11–13]. При этом применялись пленки Ti двух типов: фольга Ti толщиной 50 мкм и пленка Ti толщиной 0,4 мкм на пластине Si . Напряжение анодирования возрастало линейно со скоростью 1 В/с от 0 до 45–60 В, после чего сохранялось постоянным. Общее время анодирования не превышало 35 мин. Затем при помощи ионно-плазменного травления аргоном осуществлялись чистка и сглаживание поверхности темплатов. Время травления составляло 45 мин для пористых темплатов TiO_2 на фольге Ti (TiO_2/Ti) и 100 мин для темплатов TiO_2 на пластине Si (TiO_2/Si).

Номинальный химический состав наносимых многослойных пленок определялся последовательностью слоев $\text{Ta}_{5\text{ нм}}/\text{Pd}_{15\text{ нм}}/[\text{Co}_{0,5\text{ нм}}/\text{Pd}_{1,0\text{ нм}}]_{\times 5}/\text{Pd}_{3\text{ нм}}/\text{Ta}_{5\text{ нм}}$ (далее – Co/Pd). Осаждение осуществлялось методом магнетронного распыления в условиях сверхвысокого вакуума (*AJA International, Inc.*, USA) [7] на пористые темплат TiO_2 и плоские кремниевые пластины (Si/SiO_2) для получения референтных пленок того же состава. Защитный слой (Pd/Ta) применялся для предотвращения окисления пленок, тогда как буферный слой (Ta/Pd) использовался для формирования текстуры (111) в пленках [14; 15]. Толщина пленок определялась по времени их осаждения при определенной скорости.

Анализ поверхности пористых темплатов и нанесенных на них пленок проводился методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) на микроскопе HITACHI S-4800 при напряжении 15 кВ. Фазовый состав пленок определялся методом рентгеноструктурного анализа (РСА) на дифрактометре X'Pert Pro X ($\text{CuK}\alpha$, $\lambda = 0,15418$ нм) при напряжении 45 кВ и силе тока 40 мА. Для интерпретации рентгенограмм использовался программный пакет *FullProf* профильного анализа рентгенограмм на основе метода Ритвелда. Магнитные свойства пленок (пористых и сплошных) изучались с помощью АГМ-магнетометра (alternating gradient magnetometer) при комнатной температуре в диапазоне магнитных полей H до 1000 Э. Магнитное поле прикладывалось в направлении, перпендикулярном поверхности пленки.

Результаты и их обсуждение

Морфология темплатов

Для нанесения многослойных пленок Co/Pd использовались темплаты анодированного оксида титана, представляющего систему нанотрубок с толстыми стенками. Морфология поверхности типичных темплатов, исследованная методом СЭМ, приведена на рис. 1, *a* и *б*, для темплатов, сформированных на кремниевой пластине ($\text{TiO}_2//\text{Si}$) и на фольге Ti ($\text{TiO}_2//\text{Ti}$) соответственно. Изображения получены под углом 45° к поверхности темплатов. На рис. 1, *з*, для сравнения представлена поверхность пористого темплата $\text{TiO}_2//\text{Ti}$, которая не подвергалась ионному травлению. На рис. 1, *в*, – схематическое изображение поверхности пористых темплатов (сверху – для темплата $\text{TiO}_2//\text{Si}$, снизу – для $\text{TiO}_2//\text{Ti}$).

Поверхность темплатов, подвергавшихся ионно-плазменному травлению (см. рис. 1, *a* и *б*), является более ровной и гладкой, чем у исходного темплата (см. рис. 1, *з*). Пористая структура наблюдается также для темплата TiO_2 на кремниевой пластине (см. рис. 1, *a*). Тем не менее имеются различия в диаметре пор двух описанных темплатов, который составляет 40–60 нм для темплатов $\text{TiO}_2//\text{Ti}$ и 20–40 нм для темплатов $\text{TiO}_2//\text{Si}$. Эти различия обусловлены, вероятно, значительно отличающимися свойствами материалов Ti и Si, в частности теплопроводностью (150 Вт/(м · К) для кремния и 14–22 Вт/(м · К) для титановой фольги), что обеспечивает лучший отвод тепла в случае кремниевой пластины и, соответственно, меньшую температуру в процессе анодирования. Последнее, в свою очередь, приводит к меньшей скорости ионного травления стенок нанотрубок TiO_2 в темплатах $\text{TiO}_2//\text{Si}$ [11]. Следует отметить, что два типа темплатов обнаруживают существенно различный поверхностный рельеф. Темплат $\text{TiO}_2//\text{Ti}$ характеризуется достаточно гладкими межпоровыми участками и волнистой поверхностью всего темплата (см. рис. 1, *б*). Достаточно гладкие межпоровые области, возможно, обусловлены тем, что все нанотрубки сравнительно изолированы, т. е. между их внешними стенками не возникают сжатие и деформация. Кроме того, между каждыми тремя нанотрубками формируются дополнительные треугольные поры [11; 13] (см. рис. 1, *б*). Волнистая поверхность темплата $\text{TiO}_2//\text{Ti}$ является следствием того, что фольга Ti мягкая и гнущаяся. Треугольные поры, возможно, будут оказывать влияние на упорядочение магнитных моментов в наносимых пленках из-за краевых эффектов [10]. В противоположность этому темплат $\text{TiO}_2//\text{Si}$, обладающий достаточно гомогенным поверхностным рельефом (см. рис. 1, *a*), тем не менее содержит некоторые нежелательные особенности в виде холмов по всей поверхности, которые увеличивают его интегральную поверхностную шероховатость. Эффект образования холмов, возможно, обусловлен тем, что происходят сжатие и деформация на границе соседних нанотрубок.

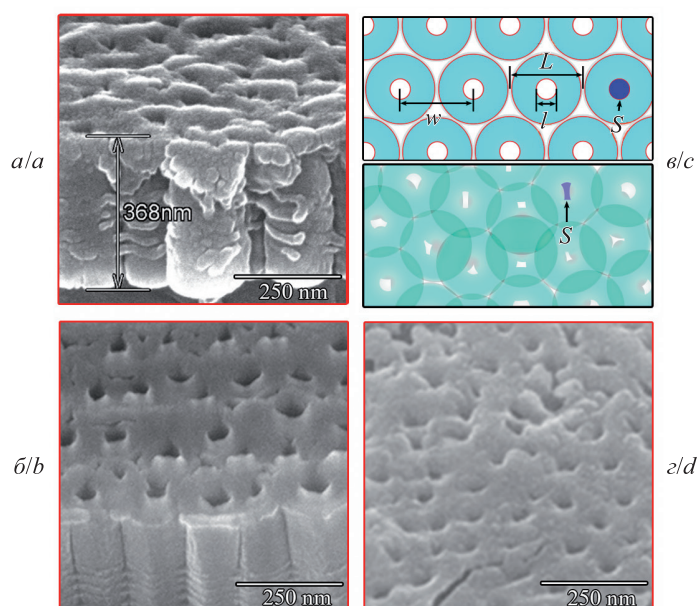


Рис. 1. СЭМ-изображения поверхности пористых темплатов $\text{TiO}_2//\text{Si}$ (*a*) и $\text{TiO}_2//\text{Ti}$ (*б*, *з*), подвергавшихся ионному травлению (*a*, *б*) и без него (*з*), а также схематическое изображение поверхности темплатов (*в*)

Fig. 1. SEM images of the surfaces of porous $\text{TiO}_2//\text{Si}$ (*a*) and $\text{TiO}_2//\text{Ti}$ (*b*, *d*) templates after (*a*, *b*) and before (*d*) ion etching, as well as a schematic representation of the template surfaces (*c*)

На схематическом рис. 1, *в*, более наглядно показано описанное выше. На приведенной схеме: L – внешний диаметр пор; l – их внутренний диаметр; w – расстояние между порами. В результате деформации нанотрубок TiO_2 при сжатии на поверхности темплата могут образовываться выпуклые структуры, обозначенные на схеме как темные области. Они обнаруживаются на изображениях СЭМ в виде холмов на поверхности темплата $\text{TiO}_2//\text{Si}$ (см. рис. 1, *а*). Из-за сжатия существенно меняется величина внешнего L и внутреннего l диаметра пор, вследствие чего уменьшается расстояние между ними (табл. 1).

Таблица 1

Структурные параметры темплатов $\text{TiO}_2//\text{Si}$ и $\text{TiO}_2//\text{Ti}$ (площадь пор S , внутренний диаметр l , межпоровое расстояние w), определенные из соответствующих изображений СЭМ

Table 1

Structural parameters of $\text{TiO}_2//\text{Si}$ and $\text{TiO}_2//\text{Ti}$ templates (pore areas S , inner diameter l , interpore distance w) determined from the corresponding SEM images

Темплат	S , нм ²	l , нм	w , нм
$\text{TiO}_2//\text{Si}$	520 ± 50	26 ± 8	129 ± 36
$\text{TiO}_2//\text{Ti}$	640 ± 30	29 ± 6	152 ± 38

Микроструктура пленок

На рис. 2, *а* и *б*, показаны изображения СЭМ многослойных пленок Co/Pd , осажденных на темплат $\text{TiO}_2//\text{Si}$ и $\text{TiO}_2//\text{Ti}$ соответственно. Изображения поверхности пленок демонстрируют их пористую структуру, которая в целом отражает морфологию исходных темплатов. Из сравнительного анализа рис. 2, *а* и *б*, следует, что пленка, нанесенная на темплат $\text{TiO}_2//\text{Si}$, содержит большее количество поверхностных неоднородностей, характеризующихся перепадами по высоте, что соответствует большему количеству светлых областей на изображении СЭМ, т. е. выпуклых областей на поверхности пленки. Для анализа морфологии поверхности пористых пленок (параметров l и w) использовался графический редактор *ImageJ*. На изображениях СЭМ видно, что форма нанопор не является идеально круглой. В связи с этим наиболее точное значение их среднего диаметра можно получить, рассчитав площадь поверхности пор, а затем вычислив средний размер [16]. Результаты расчетов показаны в табл. 2.

Таблица 2

Структурные параметры пленок Co/Pd на темплатах $\text{TiO}_2//\text{Si}$ и $\text{TiO}_2//\text{Ti}$ (площадь пор S , внутренний диаметр l , межпоровое расстояние w), определенные из соответствующих изображений СЭМ

Table 2

Structural parameters of Co/Pd films on $\text{TiO}_2//\text{Si}$ and $\text{TiO}_2//\text{Ti}$ templates (pore areas S , inner diameter l , interpore distance w) determined from the corresponding SEM images

Темплат	S , нм ²	l , нм	w , нм
$\text{TiO}_2//\text{Si}$	230 ± 40	17 ± 7	129 ± 36
$\text{TiO}_2//\text{Ti}$	330 ± 50	21 ± 8	152 ± 38

На гистограммах (1), (2) рис. 2, *а*, представлены распределения межпорового расстояния w ($\langle w \rangle = 129 \pm 36$ нм), площади пор S ($\langle S \rangle = 230 \pm 40$ нм²) и эквивалентного диаметра пор l ($\langle l \rangle = 17 \pm 7$ нм) для пленки, осажденной на темплат $\text{TiO}_2//\text{Si}$, а на гистограммах (1), (2) рис. 2, *б*, – соответствующие параметры ($\langle w \rangle = 152 \pm 38$ нм, $\langle S \rangle = 330 \pm 50$ нм² и $\langle l \rangle = 21 \pm 8$ нм) для пленки, осажденной на темплат $\text{TiO}_2//\text{Ti}$. Из рассчитанных параметров видно, что площадь пор S и их диаметр l различаются для исходных темплатов и осажденных пленок. Как следует из работ [17; 18], во время напыления пленка частично осаждается на края пор, что уменьшает их диаметр. Так, для пленки, осажденной на темплат $\text{TiO}_2//\text{Ti}$, разница средних площадей пор составляет 310 нм², что соответствует разнице в эквивалентных диаметрах пор для темплата и пленки в пределах 8–10 нм. Степень «закупоривания» пор зависит от условий осаждения и толщины наносимых пленок [10]. Следует отметить, что материал пленок также осаждается по внешним краям нанотрубок. Из изображений СЭМ (см. рис. 2, *б*) видно, что в процессе осаждения пленки треугольные зазоры между внешними диаметрами нанотрубок «запечатываются», как схематически показано на рис. 2, *в*.

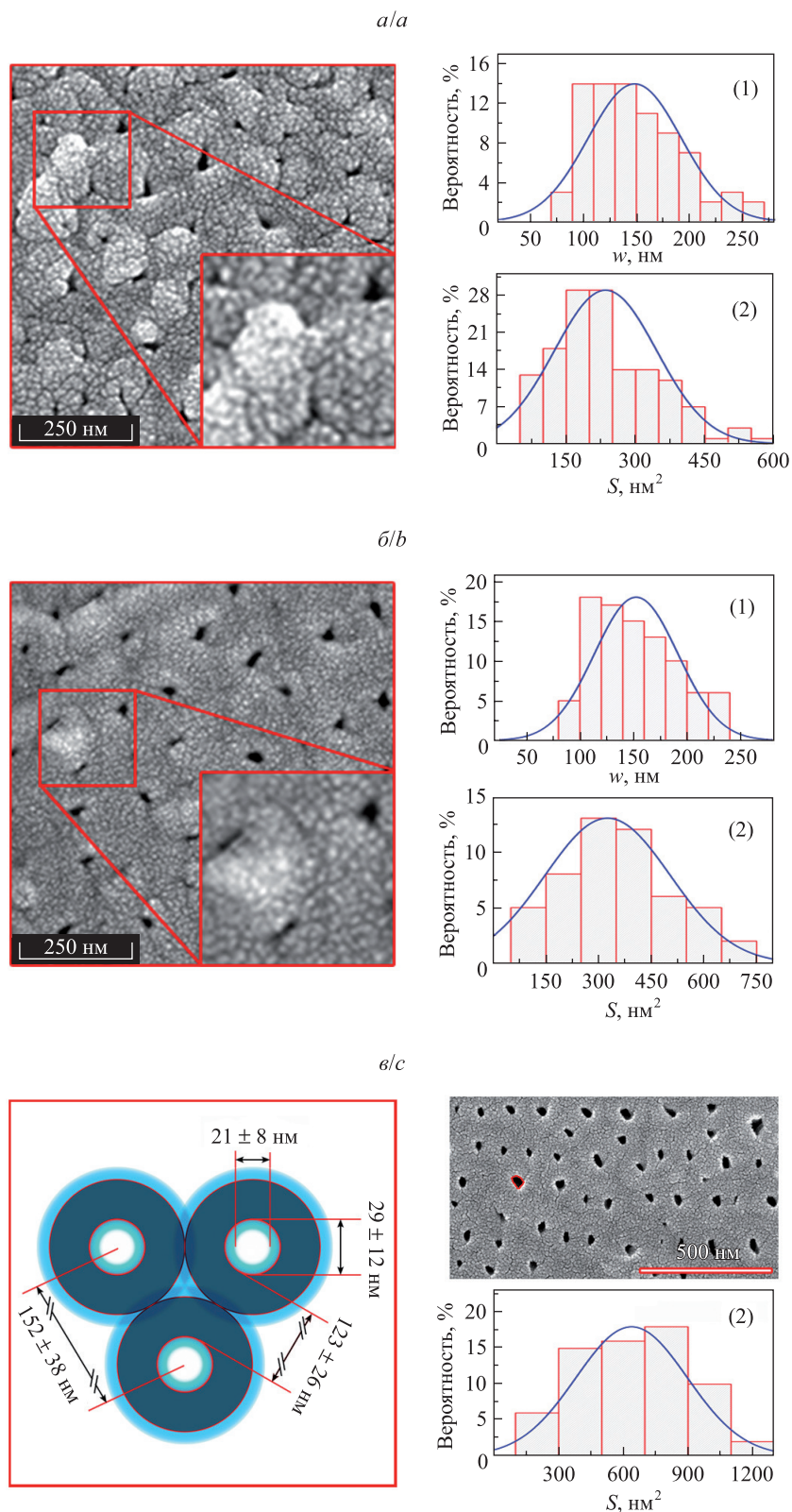


Рис. 2. СЭМ-изображения поверхности пористых пленок Co/Pd на темплатах TiO₂//Si (а), темплатах TiO₂//Ti (б) и самого темплата TiO₂//Ti (в), а также схематическое изображение пор (в) и гистограммы распределения межпорового расстояния w (1) и площади пор S (2)

Fig. 2. SEM images of the surface of Co/Pd porous films on TiO₂//Si (a) and TiO₂//Ti (b) templates as well as initial TiO₂//Ti template with a schematic pore representation (c), and histograms of the distribution of inter-pore distance w (1) and pore areas S (2)

Фазовая структура пленок

На рис. 3 представлены рентгенограммы сплошной и пористых пленок Co/Pd, нанесенных на темплаты TiO₂//Si и TiO₂//Ti. Результаты фазового анализа рентгенограмм показаны также на рис. 3, а, полученные из аппроксимации структурные параметры обнаруженных фаз приведены в табл. 3.

Анализ рентгенограммы сплошной пленки (см. рис. 3, а) показал наличие трех отчетливых, но перекрывающихся дифракционных линий. Пик, соответствующий $2\theta = 40,2^\circ$, характеризует буферный слой Pd с гранецентрированной кубической (ГЦК) решеткой. Дифракционная линия на $2\theta = 40,7^\circ$ соответствует ГЦК-фазе с меньшим параметром решетки $a = 0,3835$ нм (см. табл. 3), описывающей сплав CoPd с соотношением атомов Co и Pd примерно 1,0 : 2,8, т. е. с химическим составом, близким к Co₂₆Pd₇₄. Дифракционная линия, соответствующая $2\theta = 41,5^\circ$, также относится к сплаву CoPd с ГЦК-структурой, однако соотношение атомов Co и Pd близко к 1 : 1 [19]. Наличие двух модификаций сплава CoPd указывает на его негомогенный состав, т. е. содержание Co, вероятно, меняется в многослойной системе с глубиной. Толщина монослоя Co составляет 0,26 нм [20], т. е. (с учетом толщины наносимого слоя кобальта) осаждается всего порядка двух его монослоев, поэтому в процессе осаждения возможно полное смешивание слоя Co со слоем Pd [21]. Дополнительно многослойная пленка Co/Pd демонстрирует пик от Ta, содержащегося в буферном слое, с объемноцентрированной кубической (ОЦК) решеткой, $a = 0,3293$ нм.

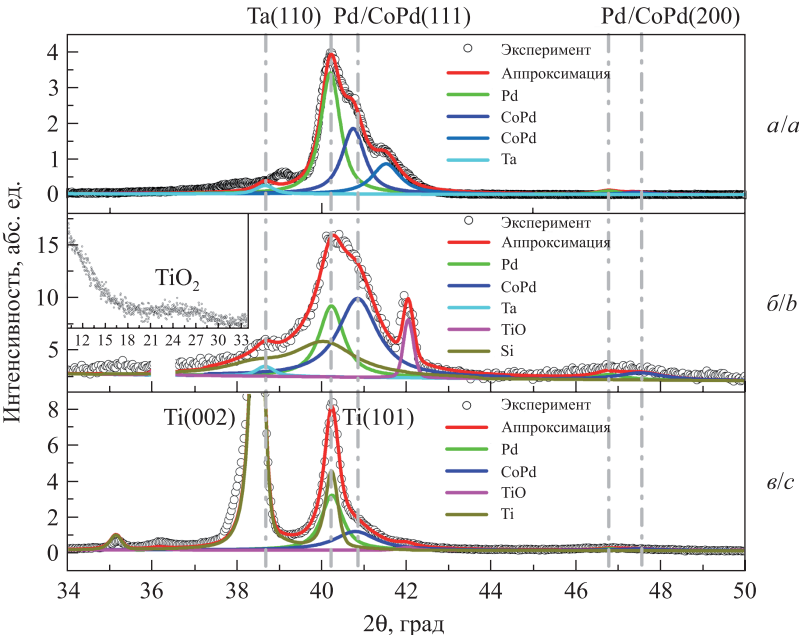


Рис. 3. Экспериментальные и аппроксимированные рентгенограммы пористых пленок Co/Pd на сплошной кремниевой пластине (а), а также темплатах TiO₂//Si (б) и TiO₂//Ti (в) вместе с разложением на фазы

Fig. 3. Experimental and approximated XRD patterns of porous Co/Pd films on a flat silicon wafer (a) as well as TiO₂//Si (b) and TiO₂//Ti (c) templates together with their phase decompositions

Таблица 3

Параметры, описывающие кристаллическую структуру фаз, обнаруженных в пленках Co/Pd методом PCA (a – параметр решетки, $\langle D \rangle$ – средний размер областей когерентного рассеяния)

Table 3

Parameters describing the crystalline structure of the phases detected in Co/Pd films by XRD analysis (a is the lattice parameter, $\langle D \rangle$ is the average size of coherent scattering regions)

Пленка	Подложка	a , нм		$\langle D \rangle$, нм	
		Pd(111)	CoPd(111)	Pd(111)	CoPd(111)
Сплошная	Si/SiO ₂	0,3884 (1)	0,3835 (2)/0,3766 (1)	16,9	13,6/8,6
Пористая	TiO ₂ //Si	0,3882 (1)	0,3826 (1)	12,4	7,5
Пористая	TiO ₂ //Ti	0,3881 (1)	0,3831 (2)	14,6	7,4

На рис. 3, б, представлена рентгенограмма пленки Co/Pd, осажденной на пористый темплат TiO_2/Si . Помимо описанных выше дифракционных линий от структур Pd, CoPd и Ta, данная пленка демонстрирует пики от подложки Si, а также слабый уширенный пик от практически аморфной фазы TiO_2 (вставка к рисунку). Следует отметить, что, в отличие от фазы TiO_2 , находящейся в состоянии, близком к аморфному, на рентгенограмме наблюдаются достаточно узкие пики от кристаллической фазы TiO при $2\theta = 42,0^\circ$, которая может возникать в результате анодирования или ионно-плазменного травления. Анализ фазового состава самой пористой пленки Co/Pd обнаруживает, как и в случае сплошной пленки, дифракционную линию (111) в структуре Pd на $2\theta = 40,2^\circ$ и только одну линию (111) сплава CoPd на $2\theta = 40,8^\circ$, соотношение атомов Co и Pd которого близко к 1,0 : 2,4, подобно рассмотренному в работе [22] сплаву $\text{Co}_{30}\text{Pd}_{70}$. Это отличает данную пористую пленку от сплошного аналога, где наблюдались две дифракционные линии от сплава CoPd с разным соотношением атомов. Вместе с тем следует отметить снижение размера кристаллитов в буферном слое Pd в пористых пленках (см. табл. 3) по сравнению со сплошной. Данный параметр является грубой оценкой толщины соответствующего слоя. Ее снижение одновременно с исчезновением пика от обогащенного кобальтом сплава CoPd свидетельствует о более сильном перемешивании атомов в пористых пленках и гомогенизации фазового состава сплава до стехиометрии Co : Pd ~ 1,0 : 2,4. Очевидно (см. рис. 1, а, и 2, а), поверхность темплата и самой наносимой пленки выглядит довольно сложной, что связано с их относительно высокой шероховатостью, что, в свою очередь, может обусловить более высокую степень перемешивания атомов Co и Pd в процессе осаждения.

На рис. 3, в, показана рентгенограмма пленки Co/Pd, осажденной на пористый темплат TiO_2/Ti . Согласно РСА главными пиками являются дифракционные линии Ti от фольги ($38,4^\circ$ и $40,2^\circ$), выступающей в качестве основания темплата. Кроме того, обнаружено некоторое количество фазы TiO [23] (аморфный TiO₂ не обнаружен). Это может быть связано с более длительным временем очистки поверхности ионной плазмой Ag (100 мин). РСА показал, что химический состав сплава CoPd соответствует Co : Pd ~ 1,0 : 2,6 [19], что близко к составу сплава в пористой пленке на темплате TiO_2/Si . Константы решетки Pd и CoPd, полученные в пористых пленках, согласуются с данными, приведенными в [24]. По формуле Шеррера [25; 26] рассчитан средний размер областей когерентного рассеяния (кристаллитов), обнаруженных в пленках фаз Pd и CoPd в направлении, перпендикулярном поверхности пленки. Результаты расчетов, приведенные в табл. 3, показывают, что для трех типов осаждаемых пленок на подложки Si/SiO₂, TiO₂/Si и TiO₂/Ti размеры кристаллитов Pd и CoPd близки к толщине соответствующих слоев [27].

Магнитные свойства пленок

На рис. 4 представлены кривые намагниченности пленок Co/Pd, осажденных на сплошную кремниевую пластину SiO₂/Si, а также на пористые темплаты TiO₂/Si и TiO₂/Ti. Для сплошной пленки кривая намагниченности $M(H)/M_s$ (нормированная на намагниченность насыщения M_s) вместе с первой производной dM/dH ее нисходящей ветви показана на рис. 4, а. Форма кривой намагниченности данной пленки, характеризующаяся высокой квадратичностью, когда величина M_r/M_s достигает 0,96 (M_r – остаточная намагниченность), указывает на высокий эффект ПМА в сплошной многослойной системе Co/Pd [1]. Максимум зависимости dM/dH соответствует максимальному значению поля переключения. Единственный максимум на данной зависимости свидетельствует об однородном магнитном упорядочении в системе и, следовательно, гомогенном процессе перемагничивания [10]. Поскольку в идеальной сплошной пленке отсутствуют точки зацепления (пиннинга) [28], перемагничивание осуществляется путем движения доменных стенок [15]. Коэрцитивная сила H_c при этом достигает значения ~95,5 кА/м (табл. 4).

Таблица 4

Магнитные параметры многослойных пленок Co/Pd, нанесенных на сплошную кремниевую пластину и пористые темплаты, полученные из анализа кривых намагниченности $M(H)/M_s$ (H_c – коэрцитивная сила ($\Delta H_c = 0,1$ кА/м), M_r/M_s – квадратичность петель гистерезиса, H_a – поле анизотропии, α – угол отклонения магнитных моментов от нормали пленки)

Table 4

Magnetic parameters of Co/Pd multilayered films deposited on continuous Si wafer and porous templates which are obtained from the analysis of their magnetization curves $M(H)/M_s$ (H_c – coercive field ($\Delta H_c = 0.1$ kA/m), M_r/M_s – squareness, H_a – anisotropy field, α – angle characterizing deviation of magnetic moments from the normal of the film)

Пленка	Подложка	H_c , кА/м		n , %		M_r/M_s	H_a , кА/м	α , град
		H_c^{hard}	H_c^{soft}	M^{hard}	M^{soft}			
Сплошная	Si/SiO ₂	95,4	0	100	0	0,96	–	–
Пористая	TiO ₂ /Si	176,6	8,0	86,5	13,5	0,85	222,9	6
Пористая	TiO ₂ /Ti	208,7	8,6	64,5	35,5	0,65	278,6	15

На рис. 4, б, представлена кривая намагниченности пористой пленки Co/Pd, нанесенной на темплат TiO_2/Si , а также производная dM/dH ее нисходящей ветви. Данная кривая намагниченности обладает необычной формой – она демонстрирует ступенчатый характер зависимости [29] с изгибом вблизи нулевого магнитного поля. На соответствующей зависимости dM/dH формируется два пика – положение основного согласуется с коэрцитивной силой кривой намагниченности пленки, а второй локальный максимум можно обнаружить в области нулевого магнитного поля. Эти особенности зависимостей $M(H)/M_s$ и dM/dH указывают на сочетание различных механизмов перемагничивания [10] пористой пленки Co/Pd на темплате TiO_2/Si вследствие присутствия в ней областей с магнитным упорядочением, отличным от упорядочения доминирующей в пленке магнитной фазы, характеризующейся ПМА. Для анализа процессов перемагничивания в данной пленке ее сложная кривая намагниченности $M(H)/M_s$ раскладывалась на составные части, как показано на рис. 4, б. Математическое разделение на две составляющие было произведено с учетом результатов дифференцирования общей кривой намагниченности, т. е. положения максимумов зависимости dM/dH соответствуют коэрцитивной силе двух выделяемых кривых, а интенсивности пиков определяют их относительный вклад [10]. Доминирующий вклад в общую зависимость $M(H)/M_s$ вносит кривая, характеризующая магнито жесткую фазу с высоким эффектом ПМА и значительной коэрцитивной силой H_C^{hard} . Вторая составляющая характеризует магнитомягкую фазу, поскольку ее коэрцитивная сила H_C^{soft} близка к нулю. Общая кривая намагниченности может быть, таким образом, описана следующей зависимостью:

$$M(H)/M_s = nM^{\text{hard}}(H)/M_s^{\text{hard}} + (1-n)M^{\text{soft}}(H)/M_s^{\text{soft}}, \quad (1)$$

где $M^{\text{hard}}(H)/M_s^{\text{hard}}$ – кривая намагниченности магнито жесткой фазы, приведенная к ее намагниченности насыщения; $M^{\text{soft}}(H)/M_s^{\text{soft}}$ – приведенная кривая намагниченности магнитомягкой фазы; n и $(1-n)$ – вклады каждой из описанных магнитных фаз. Из аппроксимации экспериментальной кривой зависимостью (1) следует, что вклад магнито жесткой фазы в общей кривой намагниченности составляет около 86 %, а магнитомягкой фазы – 14 %. Соответствующие значения коэрцитивной силы $H_C^{\text{hard}} = 176,6$ кА/м и $H_C^{\text{soft}} = 8,0$ кА/м. Магнитные параметры, определенные из аппроксимации, для обеих магнитных фаз приведены в табл. 4. Первая из двух указанных магнитных фаз, очевидно, обладает выраженной одноосной (перпендикулярной) магнитной анизотропией. Поскольку изучаемая пленка Co/Pd является пористой, то перемагничивание в ней может быть описано в соответствии с моделью Стонера – Вольфарта (SW) [30–32]. Аппроксимация кривой намагниченности $M^{\text{hard}}(H)/M_s^{\text{hard}}$ в рамках указанной модели также приведена на рис. 4, б. Она позволяет определить отклонение магнитных моментов пленки относительно ее нормали и поле анизотропии H_a , которые составили 6° и 222,9 кА/м соответственно. Полученные параметры подтверждают наличие в пленке высокого эффекта ПМА.

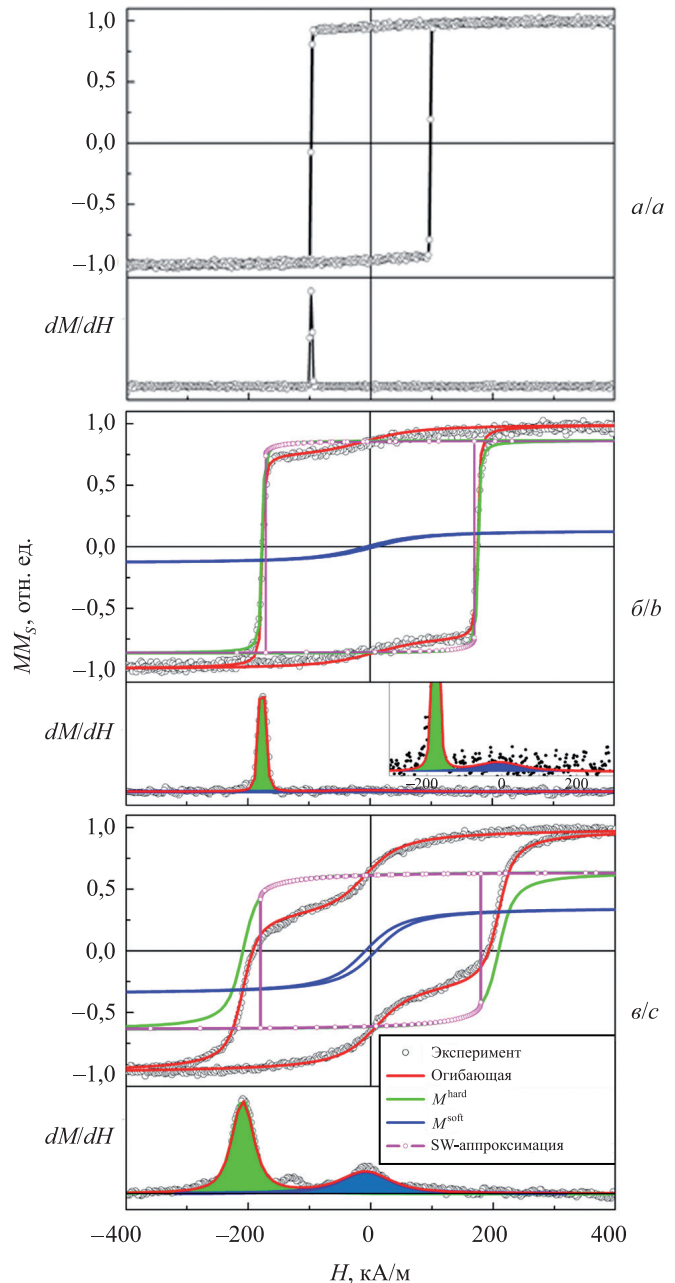


Рис. 4. Кривые намагниченности $M(H)/M_s$ и производных dM/dH для сплошной (а) и пористых (б, в) пленок, нанесенных на темплат TiO_2/Si (б) и TiO_2/Ti (в), с модельным разложением на составляющие

Fig. 4. Magnetization curves $M(H)/M_s$ and their derivatives dM/dH for continuous (a) and porous (b, c) films deposited on TiO_2/Si (b) and TiO_2/Ti (c) templates with model decomposition into components

Вторая составляющая кривой намагниченности, соответствующая магнитомягкой фазе, может быть моделирована функцией Ланжевена. Хорошо известно [6; 10; 33], что по краям пор темплата возникают различные краевые эффекты, влияющие на магнитные свойства наносимой пленки, в частности эффекты пиннинга магнитных моментов на границах пор при перемагничивании пленки, разупорядочение магнитных моментов и т. п. Образование магнитомягкой фазы в пористой пленке, обнаруживаемое магнитометрическими исследованиями, также может быть связано с разупорядочением магнитных моментов по краям внутреннего диаметра пор. Образующая магнитомягкая фаза показана голубым цветом на рис. 2, в. Вследствие небольшого количества данной фазы снижение намагниченности общей зависимости $M(H)/M_s$ вблизи нулевого магнитного поля невелико.

На рис. 4, в, изображена кривая намагничивания $M(H)/M_s$ многослойной пленки Co/Pd, осажденной на пористый темплат $\text{TiO}_2//\text{Ti}$, а также первая производная ее нисходящей ветви dM/dH . Из рисунка очевидна более выраженная ступенчатая форма кривой намагниченности и существенно более интенсивный локальный максимум производной dM/dH вблизи нулевого поля.

Аппроксимация кривой $M(H)/M_s$ зависимостью (1), как описано выше, с разложением на составляющие $M^{\text{hard}}(H)/M_s^{\text{hard}}$ и $M^{\text{soft}}(H)/M_s^{\text{soft}}$ показывает, что вклад магнитомягкой фазы в данной пленке возрастает до $\sim 36\%$ (см. табл. 4). Одновременное увеличение коэрцитивной силы пористой пленки в целом указывает на более выраженный эффект пиннинга в ней, т. е. более выраженный ступенчатый характер зависимости $M(H)/M_s$ также, вероятно, является следствием краевых эффектов в пористой пленке. Как видно из изображения СЭМ на рис. 1, б, между наружными диаметрами нанотрубок имеется дополнительная треугольная пора и, соответственно, дополнительная граница пор, поэтому число магнитомягких областей пленки увеличивается. Кроме того, вследствие большего диаметра пор в темплате $\text{TiO}_2//\text{Ti}$ (см. рис. 1, б, в) возможно попадание некоторого количества магнитного материала внутрь пор, который не будет обладать свойством ПМА [4]. Аппроксимация кривой, соответствующей магнито жесткой фазе, в рамках модели Стонера – Вольфарта (см. рис. 4, в) показала, что отклонение магнитных моментов пленки от нормали составляет 15° , а поле анизотропии $H_a = 278,6$ кА/м.

Выводы

Комплексный анализ морфологии, фазового состава и магнитных свойств тонких многослойных пленок Co/Pd, осажденных на пористые темплаты TiO_2 , позволил установить, что структурно-фазовое и магнитное состояние пористых пленок существенно зависит от морфологии темплата и подложки, используемой для его формирования. Показано, что поверхность пористых темплатов TiO_2 , сформированных на титановой фольге ($\text{TiO}_2//\text{Ti}$), более гладкая, чем у темплатов на кремниевых пластинах ($\text{TiO}_2//\text{Si}$), вследствие более изолированного друг относительно друга расположения нанотрубок TiO_2 , т. е. их меньшего сжатия и деформации. Последнее, однако, приводит к формированию дополнительных пор между внешними диаметрами нанотрубок в темплатах $\text{TiO}_2//\text{Ti}$. Изображения СЭМ показывают, что осажденные на темплаты пленки в целом наследуют морфологию их поверхности. Аппроксимация рентгенограмм пленок Co/Pd обнаружила большую степень смешивания атомов Co и Pd в пористых системах по сравнению со сплошной референтной пленкой. Соотношение атомов Co и Pd в формируемом сплаве CoPd составляет примерно 1,0 : 2,5. Исследуемые сплошные многослойные системы, согласно магнитометрическому анализу, демонстрируют выраженный эффект ПМА, характеризующийся высокой квадратичностью петель гистерезиса ($M_r/M_s \sim 0,96$). Формирование ступеней на соответствующих зависимостях $M(H)/M_s$ пористых пленок Co/Pd свидетельствует о возможном появлении в них магнитомягкой фазы. Данная магнитная фаза, вероятно, образуется на границах пор, где нарушается строгое упорядочение магнитных моментов вдоль нормали пленок. Увеличенный вклад данной фазы в пленке на темплате $\text{TiO}_2//\text{Ti}$ ($\sim 36\%$) обусловлен большим количеством пор в данном темплате и их большим диаметром. Это одновременно усиливает эффект пиннинга при перемагничивании пленок, что повышает коэрцитивную силу H_c , достигающую 208,7 кА/м. Квадратичность петель гистерезиса указывает на сохранение более высокого эффекта ПМА в пористой пленке Co/Pd, осажденной на темплат $\text{TiO}_2//\text{Si}$ ($M_r/M_s \sim 0,85$). В целях дальнейшего увеличения эффекта ПМА в пористых пленках необходимо снижение количества в них магнитомягкой фазы, что может обеспечить хорошие магнитоанізотропные характеристики пленок на темплатах $\text{TiO}_2//\text{Ti}$.

Библиографические ссылки /References

1. Kanchibotla B, Pramanik S, Bandyopadhyay S. Self-assembly of nanostructures using nanoporous alumina templates. In: Lyshchewski SE, editor. *Nano and Molecular Electronics Handbook*. London: Taylor & Francis Group, LLC; 2007.
2. Aoyama T, Okawa S, Hattori K, Hatate H, Wada Y, Uchiyama K, et al. Fabrication and magnetic properties of CoPt perpendicular patterned media. *Journal Magnetism and Magnetic Materials*. 2001;235(1):174–178. DOI: 10.1016/S0304-8853(01)00332-8.

3. Rong CB, Poudyal N, Liu JP. Effect of thermal fluctuations on magnetization reversal of $L1_0$ FePt nanoparticles. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2010;43(49):5001–5009. DOI: 10.1088/0022-3727/43/49/495001.
4. Schulze C, Faustini M, Lee J, Schletter H, Lutz MU, Krone P, et al. Magnetic films on nanoporous templates: a route towards percolated perpendicular media. *Nanotechnology*. 2010;21(49):5701–5709. DOI: 10.1088/0957-4484/21/49/495701.
5. Wiedwald U, Haering F, Nau S, Schulze C, Schletter H, Makarov D, et al. Tuning the properties of magnetic thin films by interaction with periodic nanostructures. *Beilstein Journal of Nanotechnology*. 2012;3:831–842. DOI: 10.3762/bjnano.3.93.
6. Rahman MT, Shams NN, Lai CH, Fidler J, Suess D. Co/Pt perpendicular antidot arrays with engineered feature size and magnetic properties fabricated on anodic aluminum oxide templates. *Physical Review B*. 2010;81(1):4411–4417. DOI: 10.1103/PhysRevB.81.014418.
7. Huang C-C, Yu C-C, Chen S-Y, Yao Y-D, Lai J-Y. Magnetization reversal of Co/Pd multilayers on nanoporous templates. *Nano-scale Research Letters*. 2012;7(41):1–6. DOI: 10.1186/1556-276X-7-41.
8. Oikawa S, Onitsuka T, Takeo A, Takagishi M. Flat Surface Percolated Perpendicular Media With Metal Pinning Sites. *IEEE Transactions on Magnetics*. 2012;48(11):3192–3194. DOI: 10.1109/TMAG.2012.2201924.
9. Rahman MT, Shams NN, Wu Y-C, Lai C-H. Magnetic multilayers on porous anodized alumina for percolated perpendicular media. *Applied Physics Letters*. 2007;91(13):25051–25053. DOI: 10.1063/1.2790788.
10. Perzanowski M, Krupinski M, Zarzycki A, Dziedzic A, Zabala Y, Marszałek M. Exchange Bias in the $[\text{CoO}/\text{Co}/\text{Pd}]_{10}$ Antidot Large Area Arrays. *ACS Applied Materials Interfaces*. 2017;9(38):33250–33256. DOI: 10.1021/acsami.7b07665.
11. Lazarouk SK, Sasinovich DA, Kupreeva OV, Orehovskaia TI, Rochdi N, Arnaud d'Avitaya F, et al. Effect of the electrolyte temperature on the formation and structure of porous anodic titania film. *Thin Solid Films*. 2012;526:41–46. DOI: 10.1016/j.tsf.2012.10.112.
12. Chen B, Beach JA, Maurya D, Moore RB, Priya S. Fabrication of black hierarchical TiO_2 nanostructures with enhanced photocatalytic activity. *RSC Advances*. 2014;4(56):29443–29449. DOI: 10.1039/C4RA04260C.
13. Prakasam HE, Shankar K, Paulose M, Varghese OK, Grimes CA. A New Benchmark for TiO_2 Nanotube Array Growth by Anodization. *The Journal of Physical Chemistry C*. 2007;111(20):7235–7241. DOI: 10.1021/jp070273h.
14. Hellwig O, Hauet T, Thomson T, Dobisz E, Risner-Jamtegaard JD, Yaney D, et al. Coercivity tuning in Co/Pd multilayer based bit patterned media. *Applied Physics Letters*. 2009;95(23):2505–2508. DOI: 10.1063/1.3271679.
15. Nguyen TNA, Fedotova J, Kasiuk J, Bayev V, Kupreeva O, Lazarouk S, et al. Effect of flattened surface morphology of anodized aluminum oxide templates on the magnetic properties of nanoporous Co/Pt and Co/Pd thin multilayered films. *Applied Surface Science*. 2017;427:649–655. DOI: 10.1016/j.apsusc.2017.08.238.
16. Walton WH. Feret's Statistical Diameter as a Measure of Particle Size. *Nature*. 1948;162:329–330. DOI: 10.1038/162329b0.
17. Rahman MT, Dumas RK, Eibagi N, Shams NN, Wu Y-C, Liu K, et al. Controlling magnetization reversal in Co/Pt nanostructures with perpendicular anisotropy. *Applied Physics Letters*. 2009;94(4):2501–2503. DOI: 10.1063/1.3075061.
18. Luo F, Heyderman LJ, Solak HH, Thomson T, Best ME. Nanoscale perpendicular magnetic island arrays fabricated by extreme ultraviolet interference lithography. *Applied Physics Letters*. 2008;92(10):2505–2507. DOI: 10.1063/1.2841821.
19. Matsuo Y. Ordered Alloys in the Cobalt-Palladium System. *Journal of the Physical Society of Japan*. 1972;32(4):972–978. DOI: 10.1143/JPSJ.32.972.
20. Carcia PF. Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co and Pt/Co thin-film layered structures. *Journal of Applied Physics*. 1988;63(10):5066–5073. DOI: 10.1063/1.340404.
21. Kima S-K, Shin S-C. Alloy-like Co environment in Co/Pd multilayer films having perpendicular magnetic anisotropy. *Journal of Applied Physics*. 2001;89(5):3055–3057. DOI: 10.1063/1.1342800.
22. Carrey J, Berkowitz AE, Egelhoff Jr WF, David J Smith. Influence of interface alloying on the magnetic properties of Co/Pd multilayers. *Applied Physics Letters*. 2003;83(25):5259–5261. DOI: 10.1063/1.1635660.
23. Lindahl C, Engqvist H, Xia W. Influence of Surface Treatments on the Bioactivity of Ti. *ISRN Biomaterials*. 2013;2013:1–13. DOI: 10.5402/2013/205601.
24. Maximenko A, Kasiuk JV, Fedotova JA, Marszałek M, Zabala Y, Chojenka J. Magnetic Properties of Co/Pd Multilayered Films on Porous Al_2O_3 Templates with Developed Cell Substructure. *Physics of the Solid State*. 2017;59(9):1762–1770. DOI: 10.1134/S1063783417090189.
25. Cullity BD. *Elements of X-Ray Diffraction*. 2nd edition. Philippines Massachusetts: Addison-Wesley Publishing Company Inc.; 1978.
26. Patterson AL. The Scherrer Formula for X-Ray Particle Size Determination. *Physical Review*. 1939;56(10):978–982. DOI: 10.1103/PhysRev.56.978.
27. Maximenko A, Fedotova J, Marszałek M, Zarzycki A, Zabala Y. Magnetic characteristics of CoPd and FePd antidot arrays on nanoporous Al_2O_3 templates. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2016;400:200–205. DOI: 10.1016/j.jmmm.2015.08.057.
28. Krupinski M, Mitin D, Zarzycki A, Szkudlarek A, Giersig M. Magnetic transition from dot to antidot regime in large area Co/Pd nanopatterned arrays with perpendicular magnetization. *Nanotechnology*. 2017;28(8):5302–5311. DOI: 10.1088/1361-6528/aa5656.
29. Alexandrakis V, Niarchos D, Wolff M, Panagiotopoulos I. Magnetization reversal in CoPt(111) hard/soft bilayers. *Journal of Applied Physics*. 2009;105(6):3901–3906. DOI: 10.1063/1.3093936.
30. Maximenko A, Marszałek M, Fedotova J, Zarzycki A, Zabala Y, Kupreeva O, et al. Structure and magnetic properties of Co/Pd multilayers prepared on porous nanotubular TiO_2 substrate. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2017;434:157–163. DOI: 10.1016/j.jmmm.2017.03.062.
31. Kasiuk JV, Maksimenko AA, Fedotova JA, Marszałek M, Lazarouk SK, Kupreeva OV. Effect of the Morphology on the Mechanisms of the Magnetization Reversal of Multilayered Thin Co/Pd Films. *Physics of the Solid State*. 2016;58(11):2312–2319. DOI: 10.1134/S1063783416110160.
32. Stoner EC, Wohlfarth EP. A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys. *Mathematical Physical and Engineering Sciences*. 1948;240(826):599–642. DOI: 10.1098/rsta.1948.0007.
33. Albrecht M, Hu G, Guhr IL, Ulbrich TC, Boneberg J, Leiderer P, et al. Magnetic multilayers on nanospheres. *Nature Materials*. 2005;4(3):203–206. DOI: 10.1038/nmat1324.

СОДЕРЖАНИЕ

ИСТОРИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ

<i>Воропай Е. С., Гулис И. М., Мельникова Е. А., Толстик А. Л.</i> Разработка лазерно-оптического, спектрального и научно-учебного оборудования, новых материалов и технологий на кафедре лазерной физики и спектроскопии Белорусского государственного университета	4
--	---

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ

<i>Мартинов А. О., Катковский Л. В., Станчик В. В., Беляев Б. И.</i> Исследование атмосферы с помощью сканирующего солнечного спектрополяриметра	20
<i>Коваленко М. Н., Минько А. А., Дидковский Я. И., Последович М. Р., Шарашкин С. Н.</i> Экспериментальный образец широкозахватного оптоэлектронного сканера с системой регистрации, хранения и обработки данных	31

ЭМИССИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

<i>Маслова Г. Т., Булойчик Ж. И., Зажогин А. П., Мавричев А. С., Державец Л. А., Трубецкая А. С., Титова А. В.</i> Особенности морфоструктуры и локального распределения кальция в высохших каплях плазмы крови у больных с опухолью головного мозга	38
--	----

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

<i>Головчук В. И., Лукашевич М. Г.</i> Магнитная микроструктура и магниторезистивный эффект в диске Корбино с магнитным упорядочением	46
<i>Романов И. А., Моховиков М. А., Комаров Ф. Ф., Мильчанин О. В., Пархоменко И. Н., Власукова Л. А., Вендлер Э., Мудрый А. В., Живулько В. Д.</i> Структура, фото- и электролюминесценция диоксида кремния, имплантированного высокими дозами ионов олова	54

ФИЗИКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

<i>Мельников А. В., Шуба М. В.</i> Аналитическое решение задачи рассеяния электромагнитной волны на металлической одностенной углеродной нанотрубке с низкопроводящим включением	65
--	----

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

<i>Леонов А. В.</i> О сходимости итерационной схемы операторного метода для описания собственных состояний квантовой модели Раби	74
--	----

ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

<i>Баззал Х., Лычковский В. В., Зажогин А. П.</i> Процессы образования нитрида алюминия в плазме при воздействии расфокусированных сдвоенных лазерных импульсов на алюминий в атмосфере воздуха	81
---	----

НАНОМАТЕРИАЛЫ И НАНОТЕХНОЛОГИИ

<i>У Вэньбинь, Касюк Ю. В., Федотова Ю. А.</i> Влияние морфологии поверхности пористых темплатов $\text{TiO}_2//X$ ($X = \text{Si}, \text{Ti}$) на структуру и магнитные свойства многослойных пленок Co/Pd	91
--	----

CONTENTS

HISTORICAL MATERIALS

<i>Voropay E. S., Gulis I. M., Melnikova E. A., Tolstik A. L.</i> Designing of optical laser and spectral equipment for research and educational applications, development of new materials and technologies at the laser physics and spectroscopy department of the Belarusian State University	4
--	---

SPECTRAL DEVICES

<i>Martinov A. O., Katkouski L. V., Stanchick V. V., Beliaev B. I.</i> Investigation of the atmosphere with a scanning solar spectropolarimeter	20
<i>Kovalenko M. N., Minko A. A., Didkovsky Y. I., Pasliadovich M. R., Sharashkin S. N.</i> Prototype of a wide-angle optoelectronic scanner with a system for data recording, storage, and processing	31

EMISSION SPECTROSCOPY

<i>Maslova G. T., Bulovich J. I., Zajogin A. P., Mavrichev A. S., Derzhavets L. A., Trubetskaya A. S., Titova A. V.</i> Features of the morphostructure and of the local calcium distribution in dried blood drops of the patients with brain tumors	38
--	----

CONDENSED STATE PHYSICS

<i>Halauchuk V. I., Lukashevich M. G.</i> Magnetic microstructure and magnetoresistive effect in Corbino's disk with magnetic ordering	46
<i>Romanov I. A., Makhavikou M. A., Komarov F. F., Milchanin O. V., Parkhomenko I. N., Vlasukova L. A., Wendler E., Mudryi A. V., Zhivulko V. D.</i> Structure, photo- and electroluminescence of silicon dioxide implanted with high fluencies of tin ions	54

PHYSICS OF ELECTROMAGNETIC PHENOMENA

<i>Melnikau A. V., Shuba M. V.</i> Analytical solution for electromagnetic wave scattering by metallic single-walled carbon nanotube with low-conductive insertion	65
--	----

THEORETICAL PHYSICS

<i>Leonau A. U.</i> Investigating the convergence of the iteration scheme of operator method for description of eigenstates of the quantum Rabi model	74
---	----

LASER TECHNOLOGY

<i>Bazzal Kh., Lychkovskii V. V., Zajogin A. P.</i> Processes of forming of aluminum nitride in plasma by action of defocused double laser beams upon aluminum in air atmosphere	81
--	----

NANOMATERIALS AND NANOTECHNOLOGIES

<i>Wu Wen-Bin, Kasiuk J. V., Fedotova J. A.</i> Influence of surface morphology of porous templates $\text{TiO}_2//X$ ($X = \text{Si}, \text{Ti}$) on structure and magnetic properties of Co/Pd multilayered films	91
---	----

Журнал включен Высшей аттестационной комиссией Республики Беларусь в Перечень научных изданий для опубликования результатов диссертационных исследований по физико-математическим наукам (в области теоретической, экспериментальной и прикладной физики).

Журнал включен в библиографическую базу данных научных публикаций «Российский индекс научного цитирования» (РИНЦ).

**Журнал Белорусского
государственного университета. Физика.
№ 3. 2018**

Учредитель:
Белорусский государственный университет

Юридический адрес: пр. Независимости, 4,
220030, г. Минск.
Почтовый адрес: пр. Независимости, 4,
220030, г. Минск.
Тел. (017) 259-70-74, (017) 259-70-75.
E-mail: jphys@bsu.by

«Журнал Белорусского государственного
университета. Физика» издается с января 1969 г.
До 2017 г. выходил под названием «Вестник БГУ.
Серия 1, Физика. Математика. Информатика»
(ISSN 1561-834X).

Редактор *Т. Р. Джум*
Технический редактор *В. В. Кильдишева*
Корректор *Л. А. Меркуль*

Подписано в печать 31.08.2018.
Тираж 130 экз. Заказ 273.

Республиканское унитарное предприятие
«Информационно-вычислительный центр
Министерства финансов Республики Беларусь».
ЛП № 02330/89 от 03.03.2014.
Ул. Кальварийская, 17, 220004, г. Минск.

© БГУ, 2018

**Journal
of the Belarusian State University. Physics.
No. 3. 2018**

Founder:
Belarusian State University

Registered address: 4 Niezaliežnasci Ave.,
Minsk 220030.
Correspondence address: 4 Niezaliežnasci Ave.,
Minsk 220030.
Tel. (017) 259-70-74, (017) 259-70-75.
E-mail: jphys@bsu.by

«Journal of the Belarusian State University. Physics»
published since January, 1969.
Until 2017 named «Vestnik BGU.
Seriya 1, Fizika. Matematika. Informatika»
(ISSN 1561-834X).

Editor *T. R. Dzhum*
Technical editor *V. V. Kil'disheva*
Proofreader *L. A. Merkul'*

Signed print 31.08.2018.
Edition 130 copies. Order number 273.

Republican Unitary Enterprise
«Informatsionno-vychislitel'nyi tsentr
Ministerstva finansov Respubliki Belarus'».
License for publishing No. 02330/89, 3 March, 2014.
17 Kal'varyjskaja Str., Minsk 220004.

© BSU, 2018