

ISSN 1996-0948
ISSN 2949-561X (Online)

**ПРИКЛАДНАЯ
ФИЗИКА**

**APPLIED
PHYSICS**

4` 26



Прикладная физика®
№ 4, 2026

Журнал основан в 1994 году

Научно-технический рецензируемый журнал предназначен для публикации статей о последних достижениях в области физики, имеющих перспективу прикладного (технического и научного) применения.

Периодичность – 6 номеров в год.

Учредитель и издатель:

Государственный научный центр
Российской Федерации
АО «НПО «ОРИОН»
111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9

Журнал включен в Единый государственный перечень научных изданий – Белый список, индексируется в базах данных РИНЦ, SCOPUS, входит в базы данных Chemical Abstracts (CA), Russian Science Citation Index (RSCI), Directory of Open Access Journals (DOAJ), Directory of Open Access Scholarly Resources (ROAD), Google Scholar.

Главный редактор:

Бурлаков Игорь Дмитриевич,
доктор технических наук, профессор,
Государственный научный центр Российской
Федерации АО «НПО «ОРИОН»

Адрес редакции:

111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9,
АО «НПО «Орион».
Телефон: 8(499) 374-82-40
E-mail: advance@orion-ir.ru
Internet: theappliedphysics.ru

Журнал зарегистрирован Федеральной службой
по надзору в сфере связи, информационных
технологий и массовых коммуникаций
(Роскомнадзор)
ПИ № ФС 77-73641 от 21.09.2018

Applied Physics
2026, No. 4

The journal was founded in 1994

The scientific and technical peer-reviewed journal is intended for the publication of articles on the latest achievements in the field of physics with prospects for advancements (technical and scientific) applications.

The periodicity is 6 issues per year.

Founder and publisher:

Research, Development and Production Center
ORION, Joint-Stock Company – Russian Federation
State Science Center
(RD&P Center ORION, JSC)
9, Kosinskaya st., Moscow, 111538 Russia

The journal is included in the Unified State List of Scientific Publications. The Journal is included in Scientific Electronic Library eLIBRARY.RU, SCOPUS, Chemical Abstracts (CA), Russian Science Citation Index (RSCI), Directory of Open Access Journals (DOAJ), Directory of Open Access Scholarly Resources (ROAD), Google Scholar.

Editor-in-Chief:

Igor Burlakov,
Dr. Sci. (Eng.), Professor,
Research, Development and Production Center
ORION, Joint-Stock Company – Russian Federation
State Science Center

Editorial office address:

9, Kosinskaya st., Moscow, 111538, Russia,
RD&P Center ORION, JSC.
Phone: 8(499) 374-82-40
E-mail: advance@orion-ir.ru
Internet: theappliedphysics.ru

The registration PI No. FS 77-73641
was issued in September 21, 2018
by the Federal Service for Supervision
of Communications, Information Technology,
and Mass Media of Russia

Редакционная коллегия

Андреев Степан Николаевич	д.ф.-м.н., Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия
Болтарь Константин Олегович	д.ф.-м.н., профессор, ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», Москва, Россия
Василяк Леонид Михайлович	д.ф.-м.н., профессор (зам. гл. ред.), Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, Москва, Россия
Гусейн-заде Намик Гусейнович	д.ф.-м.н., профессор, Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия
Иванов Вячеслав Алексеевич	к.ф.-м.н., доцент, Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия
Иванов Виктор Владимирович	д.ф.-м.н., профессор, член-корреспондент РАН, Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия
Конов Виталий Иванович	д.ф.-м.н., академик РАН, Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия
Климанов Евгений Алексеевич	д.т.н., профессор, ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», Москва, Россия
Лебедев Юрий Анатольевич	д.ф.-м.н., Институт нефтехимического синтеза Российской академии наук, Москва, Россия
Лямшев Михаил Леонидович	к.ф.-м.н., Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия
Майоров Сергей Алексеевич	д.ф.-м.н., Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, Москва, Россия
Мирошникова Ирина Николаевна	д.т.н., профессор, НИУ «МЭИ», Москва, Россия
Никитов Сергей Аполлонович	д.ф.-м.н., академик РАН, профессор, Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук, Москва, Россия
Пономаренко Владимир Павлович	д.ф.-м.н., профессор, ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», Москва, Россия
Попов Сергей Викторович	д.т.н., Холдинг «Швабе», Москва, Россия
Старцев Вадим Валерьевич	к.т.н., АО «НИИ «Полюс» им. М. Ф. Стельмаха», Москва, Россия
Холоднов Вячеслав Александрович	д.ф.-м.н., профессор, Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук, Москва, Россия
Хомич Владислав Юрьевич	д.ф.-м.н., академик РАН, Институт электрофизики и электроэнергетики Российской академии наук, Москва, Россия
Яковлева Наталья Ивановна	д.т.н., ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», Москва, Россия
Ямщиков Владимир Александрович	д.т.н., член-корреспондент РАН, Институт электрофизики и электроэнергетики Российской академии наук, Москва, Россия

Editorial Board

Andreev Stepan	Dr. Sci. (Phys.-Math.), Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow Region, Russia
Boltar Konstantin	Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, RD&P Center ORION, JSC, Moscow, Russia
Gusein-zade Namik	Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
Ivanov Victor	Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Corresponding Member of the Russian Academy of Sciences, Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow Region, Russia
Ivanov Vyacheslav	PhD (Phys.-Math.), Associate Professor, Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
Kholodnov Vyacheslav	Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Kotelnikov Institute of RadioEngineering and Electronics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
Khomich Vladislav	Dr. Sci. (Phys.-Math.), Academician of the Russian Academy of Sciences, Branch of Federal State Budgetary Scientific Institution for Electrophysics and Electric Power of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
Klimanov Evgeniy	Dr. Sci. (Eng.), Professor, RD&P Center ORION, JSC, Moscow, Russia
Konov Vitaly	Dr. Sci. (Phys.-Math.), Academician of the Russian Academy of Sciences, Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
Lebedev Yuri	Dr. Sci. (Phys.-Math.), A. V. Topchiev Institute of Petrochemical Synthesis of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
Lyamshev Michael	PhD (Phys.-Math.), Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
Mayorov Sergei	Dr. Sci. (Phys.-Math.), Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
Miroshnikova Irina	Dr. Sci. (Eng.), Professor, National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Moscow, Russia
Nikitov Sergei	Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Academician of the Russian Academy of Sciences, Kotelnikov Institute of RadioEngineering and Electronics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
Ponomarenko Vladimir	Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, RD&P Center ORION, JSC, Moscow, Russia
Popov Sergey	Dr. Sci. (Eng.), Shvabe Holding, Moscow, Russia
Startsev Vadim	PhD (Eng.), POLYUS Research Institute of M.F. Stelmakh Joint Stock Company, Moscow, Russia
Vasilyak Leonid	Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor (<i>Deputy Editor-in-Chief</i>), Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
Yakovleva Natalia	Dr. Sci. (Eng.), RD&P Center ORION, JSC, Moscow, Russia
Yamshchikov Vladimir	Dr. Sci. (Eng.), Corresponding Member of the Russian Academy of Sciences, Branch of Federal State Budgetary Scientific Institution for Electrophysics and Electric Power of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

ПРИКЛАДНАЯ ФИЗИКА®

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

2026, № 4

Основан в 1994 г.

Москва

СОДЕРЖАНИЕ

ФОТОЭЛЕКТРОНИКА

- Исследование температурных зависимостей вольтамперных характеристик фотодиодов CdHgTe, изготовленных на подложках GaAs, Si и CdZnTe**
Маслюков Е. А., Болтарь К. О. 7
- Влияние режимов синтеза на характеристики микрорезонаторов германия-кремния на толстом оксидном слое кремния**
Кукенов О., Дирко В. В., Лозовой К. А., Майер К., Ворсин О., Смородин К., Катренко В., Шабанов Г., Коротаев А. Г., Коханенко А. П. 13
- Моделирование влияния напряжённого барьерного слоя InAlSb на селективный транспорт носителей в пВн-гетероструктуре InSb/InAlSb/InSbn**
Савин К. А., Кривобок В. С., Николаев С. Н. 19

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ПЛАЗМЕННЫЕ МЕТОДЫ

- Эффективность генерации электронного пучка в высоковольтном аномальном тлеющем разряде постоянного тока в гелии, неоне и аргоне**
Бохан П. А., Гугин П. П., Лаврухин М. А., Закревский Д. Э., Шевченко Г. В. 25
- Получение периодического распределения пузырьков газа и развитие электрического разряда в воде**
Панов В. А., Савельев А. С., Куликов Ю. М. 33
- Процессы осаждения покрытий в газовом и вакуумном режимах работы планарной магнетронной распылительной системы**
Шандриков М. В., Окс Е. М., Черкасов А. А. 40
- Влияние условий формирования пленок системы W-C при магнетронном распылении вольфрама с введением летучих углеводородов в плазменный разряд**
Кононов М. А., Савранский В. В. 46
- Особенности динамики электрической дуги переменного тока и ее параметры в плазмотроне с воздушным дутьем**
Сафронов А. А., Дудник Ю. Д., Васильев М. И., Ширяев В. Н., Васильева О. Б., Никонов А. В., Наконечный Г. В. 53

ФИЗИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ

- Влияние условий проволоочной резки и селективного травления на структурное совершенство пластин-подложек CdZnTe 211(B)**
Малахин Г. П., Кондрахин А. С., Трофимов А. А., Царегородцев Д. О., Гришечкин М. Б., Андреева М. Ю., Кобыш А. Н., Будаев В. В., Михайлова Ю. С. 60

Моделирование параметров режима многопроволочной резки, обеспечивающего высокое качество поверхности пластин InSb (100) <i>Нестюркин М. С., Подгорный Д. А., Молодцова Е. В., Комаровский Н. Ю.</i>	68
Гибридные структуры интегральной фотоники для направленных микроисточников света на основе диэлектрических волноводов и фотолюминесцентных органических микрокристаллов <i>Новиков В. Б., Батуев И. О., Майдыковский А. И., Мурзина Т. В.</i>	77
Определение и сравнение содержания водорода в промышленных графитовых материалах <i>Пахомов Е. П., Петровский В. П.</i>	83
Деградация оптических свойств микропорошка ZnO, модифицированного наночастицами SiO₂ при последовательном облучении электронами, протонами и квантами солнечного спектра <i>Михайлов М. М., Каранский В. В.</i>	88

ЭЛЕКТРОННЫЕ, ИОННЫЕ И ЛАЗЕРНЫЕ ПУЧКИ

Скорость осаждения и температура подложки при нанесении кремний-углеродных покрытий электронно-лучевым испарением карбида кремния <i>Бурдовицин В. А., Нгон А Кики Л. Ж., Окс Е. М., Суховольский Ф. А.</i>	93
---	----

ФИЗИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА И ЕЁ ЭЛЕМЕНТЫ

Определение оптимального объема синтетических данных для обучения нейросетей детектирования объектов (на примере YOLOv8) <i>Берилло А. А.</i>	98
Определение продольных и поперечных перемещений охлаждаемого пальца микрокриогенной системы <i>Лобачев Е. П., Некрасов Г. И., Бабенко Д. Д., Семенченко Н. А., Полесский А. В., Банников М. В., Сорокин М. С.</i>	103

ИНФОРМАЦИЯ

Правила для авторов	108
----------------------------	-----

APPLIED PHYSICS [in Russian]

THE SCIENTIFIC AND TECHNICAL JOURNAL

2026, No. 4

Founded in 1994

Moscow

CONTENTS

PHOTOELECTRONICS

Researches of temperature dependencies in volt-ampere characteristics of CdHgTe photodiode grown on GaAs, Si, and CdZnTe substrates

Masliukov E. A. and Boltar K. O.

7

The influence of growth modes on the characteristics of germanium-silicon microresonators on a thick silicon oxide layer

Kukenov O., Dirko V. V., Lozovoy K. A., Maier X., Vorsin O., Smorodin K., Katrenko V., Shabanov G., Korotaev A. G., and Kokhanenko A. P.

13

Influence of a strained InAlSb barrier on electron and hole transport in an InSb-based barrier-diode heterostructure

Savin K. A., Krivobok V. S., and Nikolaev S. N.

19

PLASMA PHYSICS AND PLASMA METHODS

Electron beam generation efficiency in a high-voltage abnormal DC glow discharge in helium, neon, and argon

Bokhan P. A., Gugin P. P., Lavrukhin M. A., Zakrevsky D. E., and Shevchenko G. V.

25

Gas bubbles chain in water and development of pulse electric discharge

Panov V. A., Saveliev A. S., and Kulikov Yu. M.

33

Coating deposition processes in the gas and vacuum modes of a planar magnetron sputtering system

Shandrikov M. V., Oks E. M., and Cherkasov A. A.

40

The influence of conditions of formation of films of the W-C system during magnetron sputtering of tungsten with the introduction of volatile hydrocarbons into the plasma discharge region

Kononov M. A. and Savransky V. V.

46

Features of the dynamics of an alternating current electric arc and its parameters in an air-blown plasma torch

Safronov A. A., Dudnik Yu. D., Vasilyev M. I., Shiryayev V. N., Vasilieva O. B., Nikonov A. V., and Nakonechnyi G. V.

53

PHYSICAL SCIENCE OF MATERIALS

The influence of wire cutting and selective etching conditions on the structural perfection of CdZnTe 211(B) substrate wafers

Malakhin G. P., Kondrakhin A. S., Trofimov A. A., Tsaregorodtsev D. O., Grishechkin M. B., Andreeva M. Yu., Kobyshev A. N., Budaev V. V., and Mihajlova Yu. S.

60

Modeling the parameters of the multi-wire cutting mode, ensuring high surface quality of InSb (100) wafers	
<i>Nestyurkin M. S., Podgorny D. A., Molodtsova E. V., and Komarovskiy N. Y.</i>	68
Hybrid structures of integrated photonics for directional micro-light sources based on dielectric waveguides and photoluminescent organic microcrystals	
<i>Novikov V. B., Batuev I. O., Maydykovskiy A. I., and Murzina T. V.</i>	77
Determination and comparison of hydrogen content in industrial graphite materials	
<i>Pakhomov E. P. and Petrovskiy V. P.</i>	83
Degradation of the optical properties of ZnO micropowder modified with SiO₂ nanoparticles under sequential irradiation with electrons, protons, and solar spectrum quanta	
<i>Mikhailov M. M. and Karanskiy V. V.</i>	88

ELECTRON, ION AND LASER BEAMS

Deposition rate and substrate temperature during deposition of silicon-carbon coatings by electron beam evaporation of silicon carbide	
<i>Burdovitsin V. A., Ngon A Kiki L. J., Oks E. M., and Sukhovolsky F. A.</i>	93

PHYSICAL EQUIPMENT AND ITS ELEMENTS

Determination of the optimal volume of synthetic data for training object detection neural networks (using YOLOv8 as an example)	
<i>Berillo A. A.</i>	98
Determining of the longitudinal and transverse displacements of a coldfinger in a cryocooler manufactured	
<i>Lobachev E. P., Nekrasov G. I., Babenko D. D., Semenchenko N. A., Polesskii A. V., Bannikov M. V., and Sorokin M. S.</i>	103

INFORMATION

Rules for authors	108
-------------------	-----

УДК 621.383.4/5
EDN: SLQRZVPACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz,
07.57.Kp, 85.60.Dw**Исследование температурных зависимостей вольтамперных характеристик фотодиодов CdHgTe, изготовленных на подложках GaAs, Si и CdZnTe**© Е. А. Маслюков^{1,2*}, К. О. Болтарь^{1,2}¹АО «НПО «Орион», Москва, 111538 Россия²Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Московская обл., Долгопрудный, 141701 Россия

* E-mail: masliukov.ea@phystech.edu

Статья поступила в редакцию 2.07.2026; после доработки 21.07.2026; принята к публикации 06.08.2026
Шифр научной специальности: 1.3.11

Исследованы температурные зависимости вольтамперных характеристик (ВАХ) фотодиодных структур на основе соединений CdHgTe (КРТ). Установлено влияние материала подложки для эпитаксиального роста на механизмы переноса заряда в полупроводниковых структурах. Показано, что КРТ фотодиоды на подложках Si обладают увеличенным током генерации-рекомбинации, по сравнению с фотодиодами, выращенными на подложках CdZnTe (КЦТ) и GaAs.

Ключевые слова: фотодиодная структура, CdHgTe, КРТ, вольтамперная характеристика (ВАХ), темновой ток.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-4-7-12

1. Введение

Изготовление матричных фотоприёмных устройств инфракрасного диапазона спектра с высокой квантовой эффективностью делает необходимым для разработчиков проектирование новых архитектур фоточувствительных элементов (ФЧЭ) на основе твёрдых растворов теллурида кадмия-ртути [1–4].

Анализ ВАХ является мощным инструментом для понимания механизмов темнового тока, оптимизации конструкции приборов и прогнозирования показателей рабочих характеристик [5, 6]. Важной научно-технической задачей является изучение температурной зависимости ВАХ фотодиодов CdHgTe, поскольку рабочая температура криостатирования определяет соотношение различных механизмов переноса носителей заряда и, в конечном счете, предельные характеристики ФПУ.

2. Описание образцов и математической модели

Проведено исследование трёх образцов фотодиодных структур КРТ состава $x = 0,39$ с размером областей p – n -переходов 6×6 мкм и шагом 30 мкм. Матрицы фотодиодов изготавливались в гетероструктурах КРТ, полученных методами молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) на подложках теллурида кадмия-цинка (CdZnTe, КЦТ), кремния (Si) и арсенида галлия (GaAs) (табл. 1).

Таблица 1

Исследуемые образцы

Номер образца	Подложка	Метод эпитаксии
Образец 1	КТЦ	ЖФЭ
Образец 2	Si	МЛЭ
Образец 3	GaAs	МЛЭ

Измерены температурные зависимости темновых вольтамперных характеристик четырех тестовых фотодиодов из каждого образца, ниже представлены результаты измерений.

Экспериментальные данные аппроксимировались моделью тока фотодиода:

$$I = I_{off} + I_{01} \left[\exp \left(\frac{V - (I - I_{off}) R_s}{V_T} \right) - 1 \right] + I_{02} \left[\exp \left(\frac{V - (I - I_{off}) R_s}{2V_T} \right) - 1 \right] + \frac{V - (I - I_{off}) R_s}{R_{sh}},$$

где R_s – последовательное сопротивление, R_{sh} – шунтирующее сопротивление, I_{off} – токовое смещение, I_{01} – диффузионно-дрейфовый темновой ток насыщения в обратной ветви ВАХ фотодиода, I_{02} – генерационно-рекомбинационный темновой ток насыщения в обратной ветви ВАХ фотодиода, V_T – тепловое напряжение на p – n -переходе, $V_T = \frac{kT}{q}$.

Варьируемые параметры модели: I_{01} , I_{02} , R_s , R_{sh} , I_{off} .

Данная модель позволяет разделить вклад диффузионно-дрейфовой и генерационно-рекомбинационной компонент темнового тока и отделить их от вклада последовательного сопротивления подложки и тока утечки через шунтирующее сопротивление. Отсутствие в модели составляющей туннельного тока обусловлено его малым вкладом в темновой ток фотодиодов КРТ состава $x = 0,39$ в исследуемом диапазоне напряжений от -400 мВ до 200 мВ [7].

3. Результаты

Обработка экспериментальных данных согласно токовой модели фотодиода позволила получить температурные зависимости следующих параметров: диффузионно-дрейфового тока насыщения в обратной ветви ВАХ фотодиода (рис. 1), генерационно-рекомбинационного тока насыщения (рис. 2).

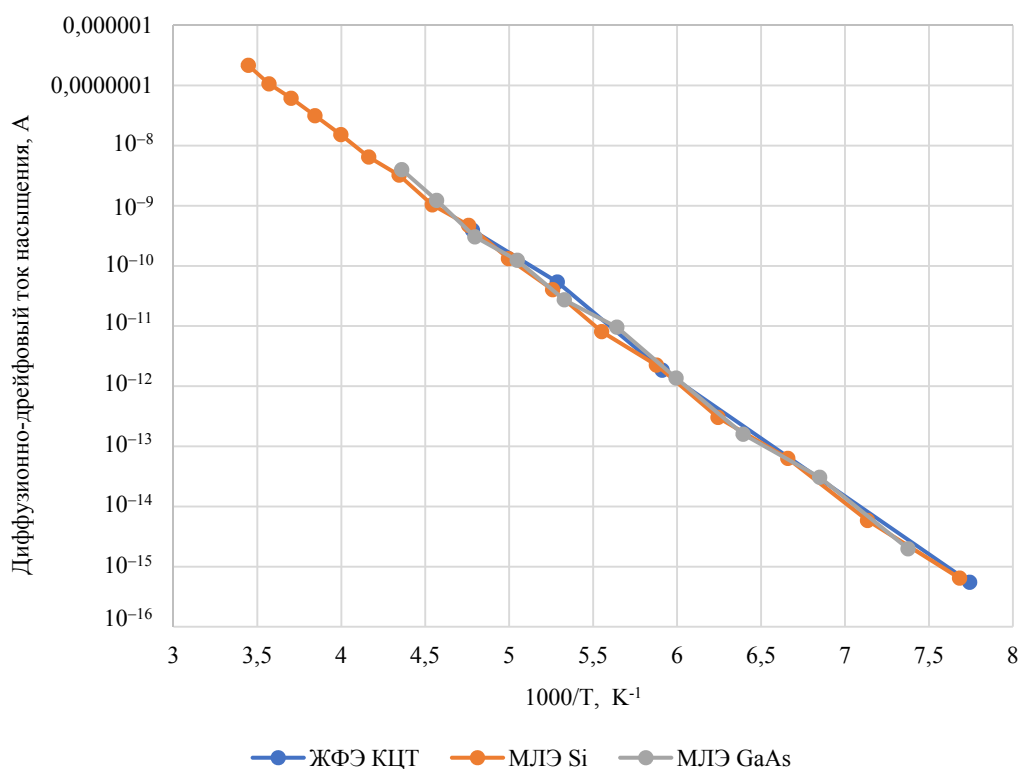


Рис. 1. Температурная зависимость параметра аппроксимации – диффузионно-дрейфового темнового тока насыщения в обратной ветви ВАХ фотодиода (I_{01})

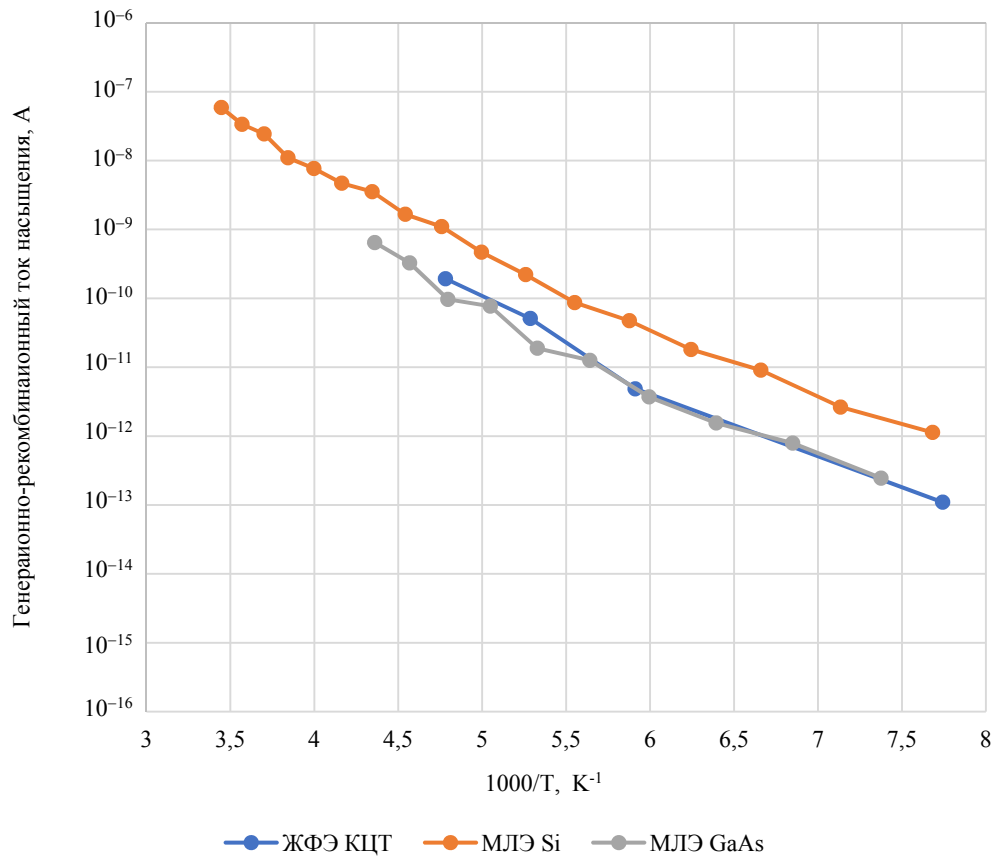


Рис. 2. Температурная зависимость параметра аппроксимации – генерационно-рекомбинационного темнового тока насыщения в обратной ветви ВАХ фотодиода (I_{02})

Согласно классической монографии Зи [8] справедливы следующие оценки температурных зависимостей темнового тока:

$$I_{01} \sim q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} * \frac{n_i^2}{N_d} \sim T^{3+\frac{\gamma}{2}} \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right), \quad (1)$$

где D_p – коэффициент диффузии дырок, τ_p – время жизни дырок, n_i – собственная концентрация носителей заряда, N_d – концентрация доноров в n -области, E_g – ширина запрещённой зоны, γ – постоянная, определяемая температурной зависимостью $\frac{D_p}{\tau_p} \sim T^\gamma$;

$$I_{02} \sim \frac{qn_i W}{\tau_e} \sim n_i \sim T^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right), \quad (2)$$

где W – ширина обеднённого слоя, τ_e – эффективное время жизни носителей заряда.

Как видно из рис. 1 для всех трёх образцов диффузионно-дрейфовая компонента тем-

нового тока обладает одинаковой экспоненциальной температурной зависимостью. Такой результат ожидаемо вытекает из формулы (1), поскольку экспоненциальная часть формулы вносит больший вклад, чем степенная, а ширина запрещённой зоны образцов совпадает.

Генерационно-рекомбинационная компонента темнового тока для всех образцов также имеет температурную зависимость, близкую к экспоненциальной, однако у образца 2 параметр I_{02} на порядок больше, чем у остальных образцов.

Согласно теории Шокли–Рида–Холла (ШРХ) увеличенный ток генерации-рекомбинации фотодиодов на подложке кремния может быть обусловлен большим количеством глубоких центров генерации-рекомбинации в середине запрещённой зоны из-за худшего структурного совершенства кристаллической решётки гетероструктур КРТ, выращенных на кремниевой подложке с большим рассогласованием постоянных кристаллических решёток. Рассогласование решёток и разница пространственных групп подложки и КРТ приводит к росту плотности дислокаций в эпитаксиаль-

ных слоях, которые служат центрами рекомбинации ШРХ. Характерные параметры кристаллических решеток, используемых в исследовании материалов, представлены в таблице 2.

Полный темновой ток насыщения в обратной ветви ВАХ, за вычетом вклада последовательного и шунтирующего сопротивлений, можно вычислить как сумму указанных выше токовых компонент

$$I_0 = I_{01} + I_{02}.$$

При рассмотрении зависимости I_0 от температуры (рис. 3.) можно заметить, что для рабочей температуры $T = 170$ К ($5,88$ 1/мК) темновой ток образца 2 (ГЭС КРТ на Si) больше на порядок темнового тока образцов 1 (ГЭС КРТ на CdZnTe) и 3 (ГЭС КРТ на GaAs). Для достижения такого же темнового тока, что у фотодиодов на подложках GaAs и CdZnTe, фотодиод на подложке кремния нужно охладить на 23 К ниже по сравнению с образцами фотодиодов 1 и 3.

Таблица 2

Параметры используемых в исследовании материалов

	Постоянная решётки	Тип решётки	Пространственная группа	Плотность дислокаций в КРТ
Si	5,431	алмазоподобная кубическая	Fd-3m	10^6 – 10^7
GaAs	5,653	цинковая обманка	F-43m	10^5 – 10^6
КТЦ	6,46–6,48	цинковая обманка	F-43m	10^4 – 10^5
КРТ	6,461–6,482	цинковая обманка	F-43m	–

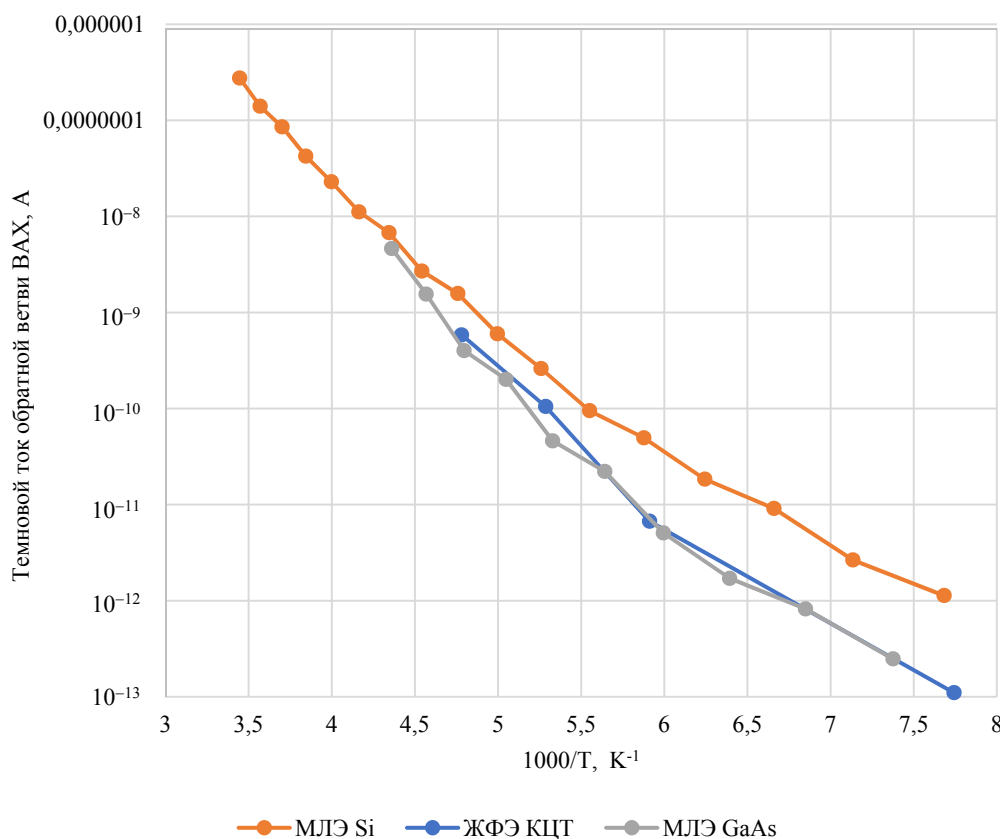


Рис. 3. Зависимость суммарного темнового тока I_0 от температуры для фотодиодных структур, изготовленных в гетероструктурах КРТ, выращенных на подложках Si, CdZnTe, и GaAs

4. Выводы

В диапазоне температур от 130 К до 290 К у фотодиодов КРТ на подложке Si ток насыщения генерации-рекомбинации и темновой ток при рабочем напряжении смещения на порядок выше по сравнению с фотодиодами на подложках GaAs и КЦТ. Таким образом, при рабочем напряжении обратного смещения для достижения того же значения темнового тока, что и у образцов 1 и 3, образец 2 необходимо охладить на 23 К ниже по сравнению с остальными образцами.

Сопоставляя представленные данные с известными параметрами кристаллических решёток исследуемых материалов, можно предположить, что природа различий заключена в наличии различной плотности дислокаций в материале КРТ, выращенного на согласованной по кристаллической структуре подложке CdZnTe и на альтернативных подложках Si и GaAs.

Данный вывод находит свое подтверждение в качественном анализе шунтирующего сопротивления, который показывает боль-

ший ток утечки у фотодиодов КРТ на подложках Si по сравнению с фотодиодами на подложках КЦТ и GaAs.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Boltar K. O., Burlakov I. D., Soliakov V. N., et al. Multi-row Focal Plane Array: Useful model. RU 122800 U1. 2012.
2. Rogalski A., Martyniuk P., Kopytko M. / Rep. Prog. Phys. 2016. Vol. 79. P. 046501, (1–42).
3. Lutz H., Breiter R., Eich D., Figgemeier H., Fries P., Rutzinger S., Wendler J. / Infrared Technology and Applications XLII, edited by Bjørn F. Andresen, Gabor F. Fulop, Charles M. Hanson, Paul R. Norton / Proc. of SPIE. 2016. Vol. 9819. P. 98191Y (1–18).
4. William L. A. Planar Double-Layer Heterojunction HgCdTe Photodiodes And Methods For Fabricating Same. Patent US 5,189,297. 1998.
5. Ferron A., Rothman J., Gravrand O. / Journal of Electronic Materials. 2013. Vol. 42. Iss. 11. P. 3303–3308.
6. Kopytko M., Rogalski A. / Sensors & Actuators: A. Physical. 2022. Vol. 339. P. 113511 (1–8).
7. Филиппов С. Н., Болтарь К. О. / Труды МФТИ. 2010. Т. 2. № 1(5). С. 52–66.
8. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов: в 2-х кн. / пер. с англ. В. А. Гергеля и др.; под ред. Р. А. Сурица. Кн. 1. – М.: Мир, 1984.

PACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz, 07.57.Kp, 85.60.Dw

Researches of temperature dependencies in volt-ampere characteristics of CdHgTe photodiode grown on GaAs, Si, and CdZnTe substrates

E. A. Masliukov^{1,2*} and K. O. Boltar^{1,2}

¹ RD&P Center ORION, JSC, Moscow, 111538 Russia

* E-mail: masliukov.ea@phystech.edu

² Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow Region, 141701 Russia

Received 2.07.2026; revised 21.07.2026; accepted 06.08.2026

The temperature dependences of CdHgTe photodiode current-voltage characteristics have been investigated. The influence of the substrate for epitaxy on the charge transfer mechanisms in semiconductor structures has been identified and studied. It has been revealed that CdHgTe photodiodes on Si substrates have an increased generation-recombination current compared to photodiodes grown on CdZnTe and GaAs substrates.

Keywords: photodiode structure, CdHgTe, volt-ampere characteristic (VAX), dark current.

REFERENCES

1. Boltar K. O., Burlakov I. D., Soliakov V. N., et al. Multi-row Focal Plane Array: Useful model. RU 122800 U1. 2012.

2. Rogalski A., Martyniuk P., and Kopytko M., Rep. Prog. Phys. **79**, 046501 (1–42) (2016).
3. Lutz H., Breiter R., Eich D., Figgemeier H., Fries P., Rutzinger S., and Wendler J. Infrared Technology and Applications XLII, edited by Bjørn F. Andresen, Gabor F. Fulop, Charles M. Hanson, Paul R. Norton. Proc. of SPIE **9819**, 98191Y (1–18) (2016).
4. William L. A. Planar Double-Layer Heterojunction CdHgTe Photodiodes And Methods For Fabricating Same: Patent US 5,189,297. 1998.
5. Ferron A., Rothman J., and Gravrand O., Journal of Electronic Materials **42** (11), 3303–3308 (2013).
6. Kopytko M. and Rogalski A., Sensors & Actuators: A. Physical **339**, 113511 (1–8) (2022).
7. Filippov S. N. and Boltar K. O., Proceedings of the Moscow Institute of Physics and Technology **2** (1(5)), 52–66 (2010).
8. Sze S. M. Physics of Semiconductor Devices: In 2 Books. Translated from English by V. A. Gergel et al.; Edited by R. A. Suris. Book 1. Moscow: Mir, 1984.

Об авторах

Маслюков Евгений Анатольевич, инженер, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9); Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, г. Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., д. 9).

Болтарь Константин Олегович, д.ф.-м.н., директор по прикладным разработкам, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9); Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, г. Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., д. 9). E-mail: boltarko@yandex.ru
SPIN-код: 9249-2720, AuthorID: 171355

УДК 539.231:535.215
EDN: ОРНАХО

PACS: 85.60.Gz; 68.65.Hb; 81.10.Aj

Влияние режимов синтеза на характеристики микрорезонаторов германия-кремния на толстом оксидном слое кремния

© О. Кукунов, В. В. Дирко, К. А. Лозовой*, К. Майер, О. Ворсин, К. Смородин,
В. Катренко, Г. Шабанов, А. Г. Коротаев, А. П. Коханенко

Томский государственный университет, г. Томск, 634050 Россия

* E-mail: lozovoymailbox@mail.ru

Статья поступила в редакцию 12.05.2026; после доработки 29.05.2026; принята к публикации 06.08.2026

Шифр научной специальности: 1.3.11

Определены зависимости структурных параметров германиевых микрорезонаторов, сформированных на окисленной кремниевой поверхности (средний размер островков, распределение размеров островков, отношение высоты островков к их диаметру и поверхностная плотность островков), от условий отжига после роста. Исследованы оптические характеристики полученных гетероструктур с микрорезонаторами. Продемонстрирована потенциальная возможность их использования в качестве поглощающих структур, а также антиотражающих покрытий для определенных длин волн. Предложены методы управления геометрическими и оптическими характеристиками ансамблей микрорезонаторов путем изменения параметров их эпитаксиального синтеза.

Ключевые слова: микрорезонаторы, кремний, германий, молекулярно-лучевая эпитаксия, атомно-силовая микроскопия, спектры пропускания, спектры отражения.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-4-13-18

Введение

Микрорезонаторы (резонаторы Ми) способны локализовать и усиливать электромагнитное поле на определенных резонансных длинах волн. При интеграции с квантовыми точками такие структуры обеспечивают существенное усиление оптического отклика, что повышает эффективность регистрации слабых сигналов в фоточувствительных устройствах [1, 2].

Важным фактором, определяющим функциональные возможности микрорезонаторов, являются их антиотражающие свойства, которые позволяют повысить эффективность и чувствительность оптоэлектронных приборов при их интеграции в активные структуры. Размещение микрорезонаторов на поверхности приводит к значительному снижению коэффициента отражения в опреде-

ленных спектральных диапазонах, которые задаются их геометрическими параметрами. Этот эффект обусловлен возникновением рассеяния Ми при взаимодействии электромагнитного излучения с неоднородностями поверхности, характерные размеры которых сопоставимы с длиной волны падающего излучения [3].

В результате рассеяния Ми характер отражения излучения от поверхности изменяется: вместо преимущественно зеркального отражения возникает диффузное рассеяние, при котором часть падающего излучения перераспределяется по различным направлениям. При этом значительная доля энергии распространяется вдоль поверхности структуры, что способствует более эффективному вводу излучения в материал. Такой механизм приводит к увеличению пропускания и снижению отражательных потерь в широком спектральном диапазоне [1].

Молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) позволяет получать чистые наноструктуры с минимальным количеством дефектов [4]. Дифракция быстрых отраженных электронов (ДБОЭ) используется для анализа морфологии поверхности образца [5]. ДБОЭ позволяет контролировать морфологию поверхности в процессе роста с точностью менее одного монослоя (МС) [6]. Контроль эпитаксиальных процессов за счет изменения температуры и скорости осаждения, использования специальных подложек позволяет создавать самоорганизующиеся структуры с необходимыми параметрами и желаемыми свойствами [7]. В последнее время особое внимание уделяется разработке и эпитаксиальному созданию фоточувствительных элементов [8, 9] на основе германий-кремниевых микрорезонаторов, включая создание на их основе антиотражающих покрытий [10, 11].

Методы

В настоящей работе микрорезонаторы германия создавались на окисленной поверхности кремния методом молекулярно-лучевой эпитаксии с последующим отжигом в условиях сверхвысокого вакуума. В качестве подложек при осаждении германия использовались пластины Si(001). Экспериментальные исследования проводились на установке МЛЭ «Катунь-100». После предэпитаксиальной подготовки пластины Si(001) на нее магнетронным способом наносился толстый оксидный слой SiO₂ (около 100 нм). Затем на окисленную подложку наносился твердый раствор GeSi различной толщины с процентным содержанием Ge 30 %. Скорость осаждения определялась методом дифракции быстрых отраженных электронов по осцилляциям интенсивности при осаждении материалов на подложку Si(001) без оксидного слоя. Осаждение происходило при температуре 400 °С для исключения сегрегации Ge и создания равномерного слоя. После осаждения слоев германия и кремния проводился отжиг полученных структур при температуре 800 °С и различных длительностях отжига.

Контроль состояния поверхности в процессе роста осуществлялся с помощью метода дифракции быстрых отраженных электронов. После синтеза морфология поверхности исследовалась методом атомно-силовой микро-

скопии. Оптические характеристики полученных структур исследовались методом оптической спектрометрии на диффузное отражение с помощью спектрофотометра Shimadzu UV-3600 Plus. Проводилось сравнение измеренных спектров с расчетными, полученными в среде Lumerical методом конечных разностей во временной области.

Результаты

Судя по данным ДБОЭ-исследований, проводимых в процессе всего эксперимента, пленка GeSi до отжига имеет аморфную структуру, о чем свидетельствует наличие двух широких размытых диффузных гало. Во время отжига структура становится поликристаллической: на ДБОЭ-картинах формируются кольца Дебая – Шеррера. По завершении отжига на картине дополнительно возникают рефлексы, соответствующие дифракции на просвет от периодической структуры.

В результате отжига структур с осажденным слоем твердого раствора кремния-германия на окисленной поверхности кремния происходило формирование ансамбля наноструктур с характерными размерами 150–250 нм и высотой 100–250 нм. На рисунке 1 приводится СЭМ-изображение образца с толщиной осажденного слоя твердого раствора (эффективной толщиной 33 нм), подвергнутого отжигу при температуре 800 °С в течение 1 часа. Анализ изображения позволяет оценить поверхностную плотность ($\sim 1 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$) и распределение островков по размерам. Средний размер островков при данных условиях отжига составил 200 нм.

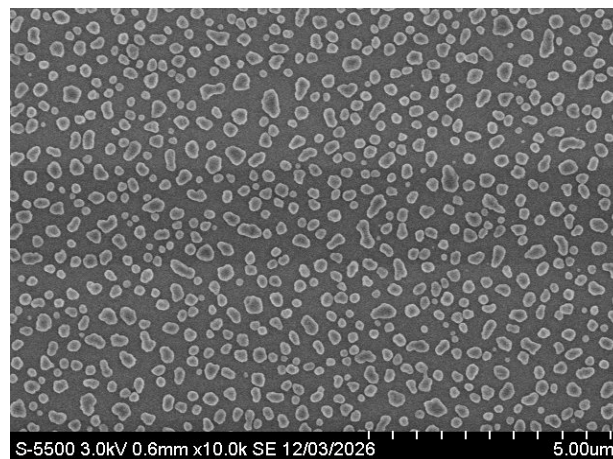


Рис. 1. СЭМ-изображение образца с микрорезонаторами германия-кремния (эффективной толщиной 33 нм) на магнетронном оксиде кремния

Для более подробного изучения геометрических характеристик полученных наноструктур (в том числе их высоты) образцы были исследованы методом атомно-силовой микроскопии в полуконтактном режиме с помощью кантилевера с радиусом закругления 2 нм. Исследование морфологических характеристик сформированных микрорезонаторов методом атомно-силовой микроскопии позволило определить распределения по высоте и диаметру основания, а также оценить их поверхностную плотность. На рисунке 2 приведены зависимости среднего диаметра основания (d) и отношения высоты к диаметру (h/d) от толщины осажденного слоя кремния-германия для образцов с отжигом при 800 °С в течение 1 часа.

В соответствии с рисунком 2 с увеличением эффективной толщины осажденного твердого раствора размер островков увеличи-

вается. Диаметр островков d возрастает практически линейно, в то время как отношение высоты к диаметру h/d растет нелинейно, постепенно приближаясь к единице.

Эксперименты по изменению параметров послеростового отжига показали, что увеличение температуры или длительности отжига приводит к увеличению диаметра и уменьшению параметра h/d .

Для изучения оптического отклика структур были зарегистрированы спектры пропускания и диффузного отражения в широком спектральном диапазоне. В качестве иллюстрации на рисунке 3 представлены спектры диффузного отражения двух образцов со средними размерами островков 150 и 200 нм. Наблюдается явно резонансный характер спектров отражения таких наноструктур, а также существенная зависимость вида спектра от размеров микрорезонаторов.

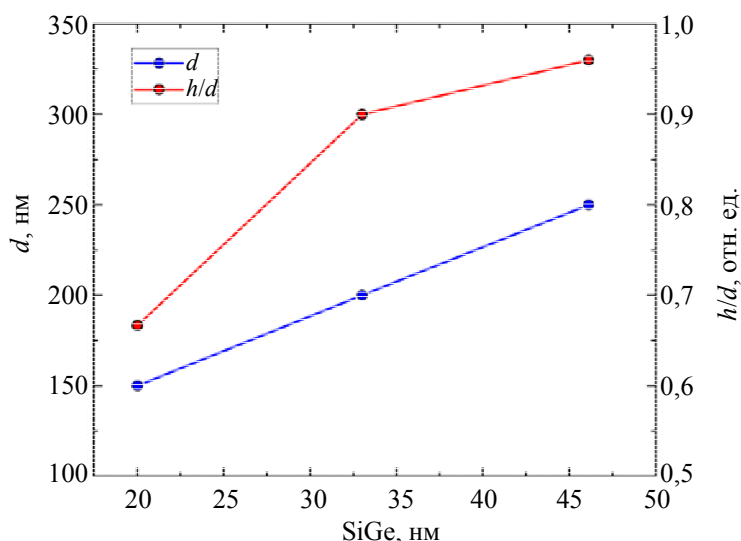


Рис. 2. Зависимость диаметра основания d (синяя кривая) и отношения высоты к диаметру основания h/d (красная кривая) от толщины осажденного твердого раствора кремния-германия

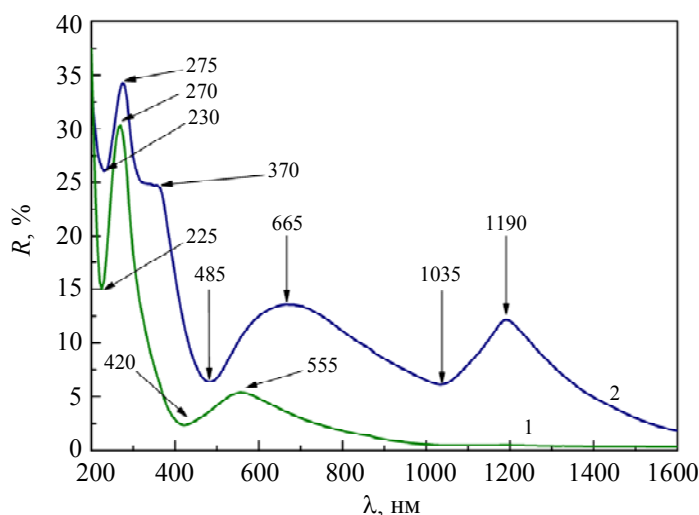


Рис. 3. Экспериментальные спектры диффузного отражения структур с микрорезонаторами кремния-германия на толстом слое оксида кремния средним размером 150 нм (кривая 1) и 200 нм (кривая 2)

В спектрах отражения наблюдаются чередующиеся максимумы и минимумы, обусловленные возбуждением резонансов Ми в наноструктурах. При этом для исходной поверхности кремния вклад диффузного отражения пренебрежимо мал, поскольку отражение носит преимущественно зеркальный характер. Вне резонансных областей спектры пропускания структур с микрорезонаторами практически совпадают с пропусканием исходной кремниевой подложки.

Результаты численного моделирования оптических характеристик слоев с микрорезонаторами

диаметром 150 и 200 нм и значениями отношения $h/d = 1$ представлены на рисунке 4. В расчетных спектрах более отчетливо проявляются особенности, связанные с размерными резонансами. Показано, что увеличение диаметра островков приводит к появлению дополнительных резонансных экстремумов на спектрах отражения. Тем не менее, расчетные данные дают пока лишь предварительную информацию о реальных спектрах, так как они не учитывают большого разброса островков по размерам, неизбежно существующего в выращенных образцах.

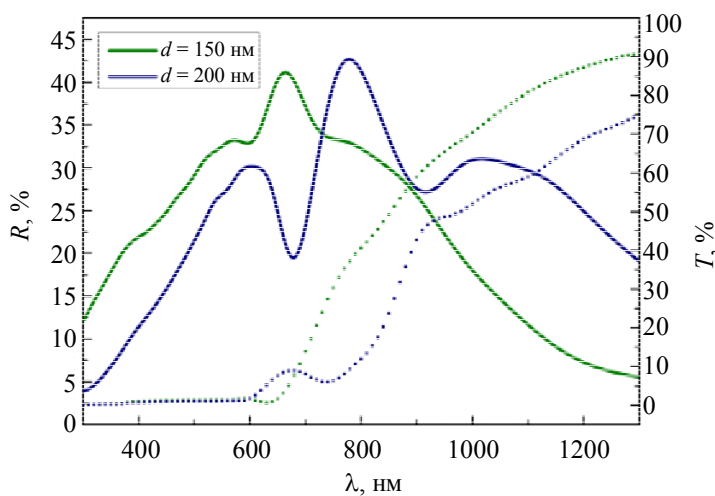


Рис. 4. Расчетные спектры отражения (сплошные линии) и пропускания (пунктирные линии) слоя с микрорезонаторами диаметром 150 и 200 нм

Сопоставление экспериментальных и расчетных данных (рисунки 3 и 4) демонстрирует качественное согласие наличия экстремумов интенсивности только в узком диапазоне длин волн 550–650 нм. Наблюдаемые различия в абсолютных значениях коэффициентов отражения и пропускания, а также в количестве и ширине резонансных пиков обусловлены неизбежным разбросом размеров сформированных островков, приводящим к сглаживанию спектральных особенностей.

Измерения спектров отражения, выполненные при различных углах падения и регистрации излучения, не выявили существенной угловой зависимости интенсивности. Это указывает на преимущественно диффузный характер отражения в структурах с GeSi-микрорезонаторами на окисленной поверхности кремния. Анализ образцов с различными значениями h/d показывает, что уменьшение отражения и повышение пропускания достигаются при увеличении отношения высоты

микрорезонаторов к диаметру их основания. Это связано с улучшением условий для одновременного проявления электрического и магнитного резонанса в таких структурах [11].

Заключение

В результате исследования определены зависимости структурных параметров формируемых микрорезонаторов германия на толстом слое оксида кремния (среднего размера островков, распределения островков по размерам, отношения высоты к диаметру островка, поверхностной плотности островков) от режимов послеростового отжига. Определены оптические характеристики полученных гетероструктур с микрорезонаторами. Показана перспективность их применения не только в качестве поглощающих структур, но и в качестве антиотражающих покрытий для определенных длин волн. Предложены пути управ-

ления геометрическими и оптическими характеристиками ансамбля микрорезонаторов за счет изменения параметров их эпитаксиального синтеза.

*Исследование выполнено за счет гранта
Российского научного фонда № 25-12-20004,
<https://rscf.ru/project/25-12-20004/>
и Администрации Томской области.*

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kuznetsov A. I., Miroshnichenko A. E., Brongersma M. L., et al. / Science. 2016. Vol. 354. № 6314. P. aag2472.
2. Войцеховский А. В., Коханенко А. П., Лозовой К. А. и др. / Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 3. С. 338–343.
3. Aladim A. K., Aouassa M., Bouabdellaoui M. et al. / Journal of Alloys and Compounds. 2025. Vol. 1042. P. 184169.
4. Dirko V. V., Lozovoy K. A., Kokhanenko A. P., Voitsekhovskii A. V. / Physical Chemistry Chemical Physics. 2020. Vol. 22. P. 19318–19325.
5. Hafez M. A., Zayed M. K., Elsayed-Ali H. E. / Micron. 2022. Vol. 159. P. 103286.
6. Dirko V. V., Lozovoy K. A., Kokhanenko A. P., Voitsekhovskii A. V. / Nanotechnology. 2022. Vol. 33. № 11. P. 115603 (1–8).
7. Shklyayev A. A., Latyshev A. V. / Scientific Reports. 2020. Vol. 10. P. 13759.
8. Ma T., Xue N., Muhammad A., et al. / Micromachines. 2024. Vol. 15. P. 1249.
9. Mitchell C. J., Hu T., Sun S., et al. / APL Photonics. 2024. Vol. 9. P. 080901.
10. Aouassa M., Bouabdellaoui M., Pessoa W. B., et al. / Journal of Materials Science: Materials in Electronics. 2025. Vol. 36. P. 394.
11. Shklyayev A. A., Utkin D. E., Tsarev A. V., et al. / Vacuum. 2025. Vol. 233. P. 113976.

PACS: 85.60.Gz; 68.65.Hb; 81.10.Aj

The influence of growth modes on the characteristics of germanium-silicon microresonators on a thick silicon oxide layer

O. Kukenov, V. V. Dirko, K. A. Lozovoy*, X. Maier, O. Vorsin, K. Smorodin, V. Katrenko, G. Shabanov, A. G. Korotaev, and A. P. Kokhanenko

Tomsk State University, Tomsk, 634050 Russia

**E-mail: lozovoymailbox@mail.ru*

Received 12.05.2026; revised 29.05.2026; accepted 06.08.2026

In this study dependences of the structural parameters of germanium microresonators formed on an oxidized silicon surface (average island size, island size distribution, island height-to-diameter ratio, and island surface density) on post-growth annealing conditions were determined. Optical characteristics of the resulting heterostructures with microresonators were investigated. Their potential for use as absorbing structures as well as antireflection coatings for certain wavelengths was demonstrated. Methods for controlling the geometric and optical characteristics of microresonator ensembles by varying the parameters of their epitaxial synthesis were proposed.

Keywords: microresonators, silicon, germanium, molecular beam epitaxy, atomic force microscopy, transmission spectra, reflectance spectra.

REFERENCES

1. Kuznetsov A. I., Miroshnichenko A. E., Brongersma M. L., et al., Science **354** (6314), aag2472 (2016).
2. Voitsekhovsky A. V., Kokhanenko A. P., Lozovoy K. A., et al., Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics), **1** (3), 338–343 (2013) [in Russian].

3. Aladim A. K., Aouassa M., Bouabdellaoui M. et al., *Journal of Alloys and Compounds* **1042**, 184169 (2025).
4. Dirko V. V., Lozovoy K. A., Kokhanenko A. P., and Voitsekhovskii A. V., *Physical Chemistry Chemical Physics* **22**, 19318–19325 (2020).
5. Hafez M. A., Zayed M. K., and Elsayed-Ali H. E., *Micron* **159**, 103286 (2022).
6. Dirko V. V., Lozovoy K. A., Kokhanenko A. P., and Voitsekhovskii A. V., *Nanotechnology* **33** (11), 115603 (1–8) (2022).
7. Shklyayev A. A. and Latyshev A. V., *Scientific Reports* **10**, 13759 (2020).
8. Ma T., Xue N., Muhammad A., et al., *Micromachines* **15**, 1249 (2024).
9. Mitchell C. J., Hu T., Sun S., et al., *APL Photo-nics*. **9**, 080901 (2024).
10. Aouassa M., Bouabdellaoui M., Pessoa W. B., et al., *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*. **36**, 394 (2025).
11. Shklyayev A. A., Utkin D. E., Tsarev A. V., et al., *Vacuum* **233**, 113976 (2025).

Об авторах

Кукенов Олжас, аспирант, Томский государственный университет (634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, д. 36). E-mail: okukenov@mail.ru ORCID: 0000-0002-8189-3749

Дирко Владимир Владиславович, аспирант, Томский государственный университет (634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, д. 36). E-mail: vovenmir@gmail.com ORCID: 0009-0008-8052-3253

Лозовой Кирилл Александрович, к.ф.-м.н., доцент, Томский государственный университет (634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, д. 36). E-mail: lozovoymailbox@mail.ru, ORCID: 0000-0002-4029-8353

Майер Ксения, магистрант, Томский государственный университет (634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, д. 36). E-mail: kseniamayer955@gmail.com

Ворсин Олег, магистрант, Томский государственный университет (634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, д. 36). E-mail: janekroll2018@gmail.com

Смородин Константин, магистрант, Томский государственный университет (634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, д. 36). E-mail: Smorodinkosta232@gmail.com

Катренко Владислав, студент, Томский государственный университет (634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, д. 36). E-mail: vladislav.katrenko_2005@mail.ru

Шабанов Генрих, студент, Томский государственный университет (634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, д. 36). E-mail: altx65@gmail.com

Коротаев Александр Григорьевич, к.ф.-м.н., декан, Томский государственный университет (634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, д. 36). E-mail: kor@mail.tsu.ru

Коханенко Андрей Павлович, д.ф.-м.н., профессор, Томский государственный университет (634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, д. 36). E-mail: kokh@mail.tsu.ru, ORCID: 0000-0002-7091-3011

УДК 538.915
EDN: JSKIXR

PACS: 73.40.Kp

Моделирование влияния напряжённого барьерного слоя InAlSb на селективный транспорт носителей в nBn-гетероструктуре InSb/InAlSb/InSbn

© К. А. Савин*, В. С. Кривобок, С. Н. Николаев

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, 119991 Россия

* E-mail: savinkonstantin93@gmail.com

Статья поступила в редакцию 20.05.2026; после доработки 3.06.2026; принята к публикации 06.08.2026

Проведено моделирование nBn-гетероструктуры InSb/InAlSb предназначенной в инфракрасных фотоприемных устройствах среднего спектрального диапазона. Исследовано влияние параметров напряжённого барьерного слоя InAlSb на зонный профиль структуры и транспорт носителей заряда. Основное внимание уделено обеспечению селективного подавления электронного тока при сохранении эффективной дырочной проводимости, что является ключевым условием снижения темнового тока и повышения рабочей температуры фотоприемников. Моделирование выполнено в программной среде COMSOL Multiphysics. Проанализированы различные варианты дизайна барьерного слоя и определены конфигурации, обеспечивающие наиболее благоприятное соотношение барьерных свойств для основных и неосновных носителей заряда. Полученные результаты могут быть использованы при проектировании InSb-фотоприемников на основе nBn-архитектуры для среднего инфракрасного диапазона.

Ключевые слова: ИК фотодетектор, InSb, моделирование, COMSOL Multiphysics, молекулярно-пучковая эпитаксия, барьерно-диодные гетероструктуры.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-4-19-24

Введение

Инфракрасные (ИК) матричные фотоприемные устройства являются базовым элементом современных систем тепловизионного наблюдения и регистрации теплового излучения [1]. Повышение требований к их чувствительности, быстродействию и энергоэффективности делает актуальной разработку новых материалов и приборных архитектур для среднего инфракрасного диапазона.

Одним из наиболее распространенных материалов для создания фотоприемников среднего ИК-диапазона является антимонид индия – узкозонный полупроводник группы A_3B_5 с шириной запрещенной зоны около 0,23 эВ при 80 К [2]. InSb остается одним из

наиболее востребованных материалов для изготовления высокоскоростных фотодетекторов, работающих в диапазоне 3–5 мкм. На его основе созданы крупноформатные фоточувствительные матрицы, а развитие эпитаксиальных технологий, в частности молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), позволило повысить структурное совершенство слоев, снизить уровень фоновых примесей и улучшить однородность материала [3].

Однако эффективная работа InSb-фотоприемников, как правило, требует охлаждения до криогенных температур, поскольку при повышении рабочей температуры резко возрастает темновой ток и ухудшаются основные характеристики приборов [1, 2]. Это приводит к увеличению массы, стоимости и энергопо-

требления аппаратуры. Поэтому актуальным направлением развития ИК фотоприемников на основе InSb является создание приборов с использованием барьерно-диодных гетероструктур (nBn) [4]. Селективный барьер, блокирующий ток основных носителей заряда (электронов), позволяет понижать темновой ток, не препятствуя свободному перемещению фотогенерированных дырок в валентной зоне. Таким образом, обеспечивается повышение рабочей температуры без существенного ухудшения показателей характеристик.

Наиболее распространённым материалом для барьерного слоя структур на основе InSb является InAlSb [5]. Прежде всего это обусловлено удачным сочетанием хорошего согласования по параметру решетки и широкой запрещенной зоны, позволяющей формировать высокий потенциальный барьер для электронов. Это позволяет эффективно локализовать электроны в InSb, уменьшать их утечку и подавлять паразитные токи, что особенно важно для высокочувствительных и высокоскоростных приборов. Кроме того, InAlSb обеспечивает сравнительно высокое качество гетерограницы и даёт возможность гибко управлять зонной структурой за счёт изменения состава. Исследование его характеристик принципиально важно, поскольку именно свойства барьера – такие, как ширина запрещённой зоны и высота смещения зон, во многом определяют рабочие характеристики устройства. При этом напряжённые барьерные слои InAlSb, несмотря на их практическую значимость для управления зонным профилем и транспортными свойствами гетероструктуры, в настоящее время изучены слабо. В связи с этим представляет интерес анализ именно напряжённых барьеров и оценка их влияния на электронный и дырочный транспорт в структурах типа nBn .

Настоящая работа посвящена моделированию гетероструктуры InSb/InAlSb типа nBn с использованием программного пакета COMSOL Multiphysics. В работе рассмотрены различные варианты дизайна барьерного слоя InAlSb, и проанализировано их влияние на транспорт основных и неосновных носителей заряда. Особое внимание уделено выбору такой конфигурации барьера, которая обеспечивает эффективное подавление электронного

транспорта при сохранении беспрепятственного прохождения дырок. Полученные результаты позволяют определить оптимальный дизайн барьерного слоя для применения в фотоприемных структурах среднего ИК-диапазона.

Зонная структура и деформационные сдвиги энергетических уровней в InSb и InAlSb

Барьерно-диодные структуры, исследуемые в настоящей работе, традиционно получают с помощью МЛЭ. Обусловлено это необходимостью прецизионного контроля параметров гетероэпитаксиального роста, определяющих зонную диаграмму и транспортные свойства структуры. Метод МЛЭ обеспечивает высокую точность задания толщин слоев, состава твердых растворов и профиля легирования, а также формирование резких и морфологически совершенных гетерограниц. Это особенно важно для узкозонных систем InSb/InAlSb, в которых даже незначительные отклонения состава, толщины барьерных слоев или степени межфазного размытия приводят к заметному изменению высоты потенциальных барьеров, положения краев зон и условий переноса носителей. Дополнительным преимуществом МЛЭ является возможность управляемого роста напряженных и псевдоморфных слоев с пониженной плотностью структурных дефектов, что принципиально важно для реализации расчетного энергетического профиля nBn -структур и воспроизводимости их электрофизических и фотоэлектрических характеристик.

При этом достаточно тонкие слои InAlSb, выращенные на InSb, формируются в псевдоморфном состоянии, то есть сохраняют когерентное сопряжение с подложкой без образования релаксационных дефектов. Это обусловлено малым рассогласованием параметров решетки и подтверждается совокупностью структурных данных, полученных как в рамках настоящего направления исследований нашей научной группы в работе [6] для слоя $\text{In}_{0.8}\text{Al}_{0.2}\text{Sb}$ толщиной 70 нм, так и независимыми коллективами в работах [5] для градиентного слоя $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{Sb}$ (x постепенно увеличивался от 0,15 до 0,35) толщиной 50 нм.

Установление псевдоморфного характера роста принципиально важно, поскольку именно в этом случае реализуется упругое напряженное состояние барьерного слоя, определяющее модификацию зонной структуры и энергетического профиля гетеросистемы.

Далее в работе рассматриваются только заведомо псевдоморфные барьерные слои InAlSb, для которых когерентный характер роста обеспечивается либо уменьшением содержания алюминия, а следовательно, снижением рассогласования параметров решётки с InSb, либо уменьшением толщины слоя. Такое ограничение позволяет анализировать гетероструктуры в рамках модели полностью упруго-напряжённого барьера без учёта релаксации и связанных с ней дефектов.

Для псевдоморфного слоя InAlSb на InSb выполняется условие равенства параметров решётки ($a_{\parallel} = a_{sub}$). Здесь $a_{\parallel}$ – параметр решётки в плоскости интерфейса. Тогда продольная деформация слоя определяется выражением

$$\varepsilon_{\parallel} = (a_{\parallel} - a_{layer}) / a_{layer},$$

где a_{layer} – параметр решётки ненапряжённого слоя, а поперечная деформация, в рамках линейной теории упругости для кубических кристаллов [7], имеет вид

$$\varepsilon_{\perp} = -2(C_{12} / C_{11}) \cdot \varepsilon_{\parallel},$$

где C_{11} и C_{12} – упругие постоянные материала слоя. Значения констант, используемые в настоящей работе, здесь и далее приводятся по данным источника [8]. Для описания упругих свойств твёрдого раствора $In_{1-x}Al_xSb$ упругие постоянные C_{11} и C_{12} могут быть оценены по правилу Вегарда:

$$C_{11}(In_{1-x}Al_xSb) = (1-x) \cdot C_{11}(InSb) + x \cdot C_{11}(AlSb),$$

$$C_{12}(In_{1-x}Al_xSb) = (1-x) \cdot C_{12}(InSb) + x \cdot C_{12}(AlSb).$$

Наличие псевдоморфной деформации существенно влияет на электронную структуру $In_{1-x}Al_xSb$. В частности, деформация приводит к изменению ширины запрещённой зо-

ны, расщеплению состояний тяжёлых и лёгких дырок, а также к изменению эффективных масс носителей заряда и, соответственно, их подвижности.

Гидростатическая компонента деформации определяется как след тензора деформации:

$$\varepsilon_h = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz} = 2\varepsilon_{\parallel} + \varepsilon_{\perp}.$$

В свою очередь биаксиальная сдвиговая компонента деформации, ответственная за снятие вырождения валентной зоны, задаётся выражением:

$$\varepsilon_b = \varepsilon_{\perp} - \varepsilon_{\parallel}.$$

Для расчёта деформационных сдвигов краёв зон используются потенциалы деформации a_c , a_v и b :

$$\Delta E_c = a_c \cdot \varepsilon_h,$$

$$\Delta E_v(hh) = a_v \cdot \varepsilon_h - b \cdot \varepsilon_b,$$

$$\Delta E_v(lh) = a_v \cdot \varepsilon_h + b \cdot \varepsilon_b.$$

Для твёрдого раствора $In_{1-x}Al_xSb$ значения потенциалов деформации определялись в линейном приближении по составу:

$$a_c(In_{1-x}Al_xSb) = (1-x) \cdot a_c(InSb) + x \cdot a_c(AlSb),$$

$$a_v(In_{1-x}Al_xSb) = (1-x) \cdot a_v(InSb) + x \cdot a_v(AlSb),$$

$$b(In_{1-x}Al_xSb) = (1-x) \cdot b(InSb) + x \cdot b(AlSb).$$

Абсолютное положение краев зоны проводимости и валентной зоны материалов относительно вакуума определяется их сродством к электрону χ и величиной запрещённой зоны E_g . При температуре 300 К для бинарного соединения InSb сродство к электрону составляет $\chi(InSb) = 4,59$ эВ при ширине запрещённой зоны $E_g = 0,17$ эВ. Для AlSb электронное сродство равно $\chi(AlSb) = 3,6$ эВ при фундаментальной запрещённой зоне $E_g(X) = 1,62$ эВ. Однако для твёрдого раствора $In_{1-x}Al_xSb$ необходимо учитывать, что при увеличении содержания Al, приблизительно начиная с $x \approx 0,45$, происходит переход от прямозонной структуры к непрямозонной. Поэтому при анализе зонной схемы следует отдельно рассматривать зависимости $E_g(\Gamma)$ и $E_g(X)$: при малых x минимум зоны проводимости расположен в точке Γ , тогда как при

больших x – в точке X . Поскольку ширина запрещённой зоны AlSb в Γ -долине составляет около 2,3 эВ, для оценки положения уровня зоны проводимости в точке Γ можно принять $\chi \approx 2,92$ эВ.

Для твёрдого раствора $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{Sb}$ зависимость χ от состава в первом приближении может быть описана законом Вегарда:

$$\chi(\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{Sb}) = (1-x) \cdot \chi(\text{InSb}) + x \cdot \chi(\text{AlSb}).$$

Влияние деформации на сродство к электрону обусловлено деформационным сдвигом зоны проводимости. При растягивающей деформации дно зоны проводимости смещается вниз по энергии, что приводит к увеличению сродства к электрону на величину $\Delta E_c = a_c \cdot \varepsilon_h$.

На основе предложенной модели были построены энергетические диаграммы $n\text{Вп}$ -структур $\text{InSb}/\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{Sb}$, состоящих из поглощающего слоя InSb толщиной 1 мкм, двух контактных слоев InSb толщиной по 200 нм и барьерного слоя InAlSb (см. рис. 1). Толщину барьерного слоя определяли в зависимости от содержания Al из условия сохранения псев-

доморфного состояния. Концентрация легирующей примеси (n -тип) составляла 10^{16} см^{-3} в чувствительном слое, $2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ – в верхнем контактном слое, $4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ – в нижнем контактном слое и 10^{14} см^{-3} – в барьерном слое. Температура задавалась равной 150 К.

На рисунке 1 можно видеть, что для всех рассмотренных структур барьер проявляется прежде всего как скачок в зоне проводимости. При увеличении содержания Al от $x = 0,1$ до $x = 0,4$ высота электронного барьера последовательно возрастает. В отличие от зоны проводимости разрыв валентной зоны изменяется немонотонно и имеет существенно меньшую величину. Для структур с $x = 0,1$ и $x = 0,2$ наблюдается формирование потенциальной ямы для дырок. При $x = 0,3$ величина ΔE_v близка к нулю, тогда как при $x = 0,4$ возникает небольшой барьер для дырок. Немонотонный характер зависимости ΔE_v (на вставке к рис. 1) обусловлен конкуренцией двух факторов: увеличением разрыва валентной зоны при росте содержания Al в барьерном слое и вкладом биаксиальной сдвиговой компоненты деформации, приводящей к снятию вырождения валентной зоны.

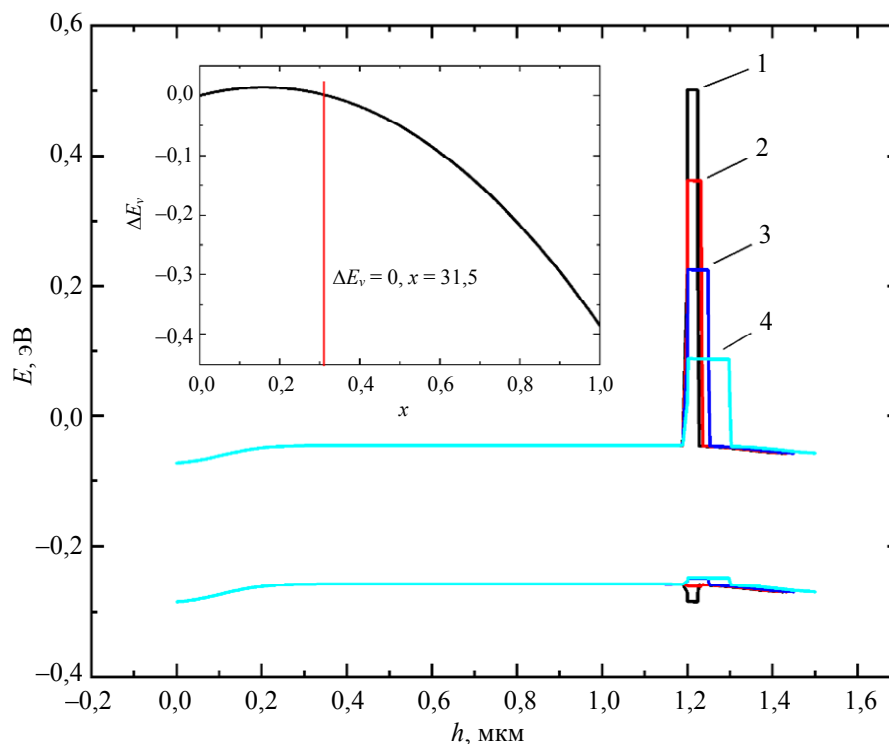


Рис. 1. Энергетические диаграммы $n\text{Вп}$ -структур $\text{InSb}/\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{Sb}$ с различными барьерными слоями: 1 – $x = 0,4$, $h = 25$ нм; 2 – $x = 0,3$, $h = 33$ нм; 3 – $x = 0,2$, $h = 50$ нм; 4 – $x = 0,1$, $h = 100$ нм. На вставке – аналитически рассчитанная зависимость разрыва валентной зоны напряженного $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{Sb}$ от содержания Al

Для всех исследованных *nVn*-гетероструктур $\text{InSb}/\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{Sb}$ были рассчитаны температурные зависимости электронного и дырочного токов в пересчёте на пиксель размером $15 \times 15 \text{ мкм}^2$. Результаты моделирования представлены на рисунке 2 для структур с различным составом и толщиной барьерного слоя. Из рисунка следует, что электронный ток монотонно возрастает с температурой для всех рассмотренных структур, однако его величина существенно зависит от параметров барьерного слоя. С увеличением содержания Al в барьере электронный ток снижается на несколько порядков величины во всём исследованном температурном диапазоне. Это указывает на усиление барьерного подавления транспорта основных носителей при увеличении высоты барьера, связанной с ростом x в слое $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{Sb}$.

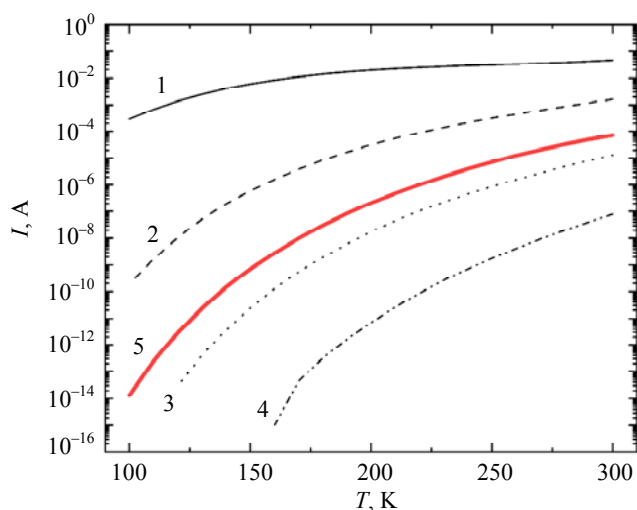


Рис. 2. Температурные зависимости электронного (черным) тока *nVn*-структур $\text{InSb}/\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{Sb}$ с различными барьерными слоями: 1 – $x = 0,1$, $h = 100 \text{ нм}$; 2 – $x = 0,2$, $h = 50 \text{ нм}$; 3 – $x = 0,3$, $h = 33 \text{ нм}$; 4 – $x = 0,4$, $h = 25 \text{ нм}$, а также общая красная кривая 5 для дырочного тока всех структур

В то же время дырочный ток для всех структур практически совпадает, образуя единую температурную зависимость. Такая слабая чувствительность дырочного тока к изменению параметров барьерного слоя свидетельствует о том, что перенос неосновных носителей в исследуемых *nVn*-структурах сохраняется практически неизменным при

варьировании состава и толщины барьера. При этом для структур с $x = 0,3$ и $0,4$ наблюдается переход к режиму $I_e < I_h$, что можно рассматривать как признак достижения эффективной электрон-блокирующей конфигурации, наиболее благоприятной для практической реализации *nVn*-приборов.

Выводы

В работе исследовано влияние упругой деформации на энергетический спектр гетероструктур $\text{InSb}/\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{Sb}$, и установлена её роль в формировании разрывов зон на гетерогранице. Показано, что изменение состава барьерного слоя приводит к существенной перестройке зонной диаграммы, и определено значение содержания Al, при котором разрыв валентной зоны ΔE_v исчезает. Проведённое моделирование токовых характеристик показало, что использование метастабильного барьерного слоя с $x = 0,3\text{--}0,4$ позволяет эффективно подавить разрыв валентной зоны, ограничить транспорт основных носителей заряда и реализовать режим, в котором темновой ток определяется преимущественно вкладом тяжёлых дырок. Полученные результаты подтверждают перспективность применения метастабильных барьеров $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{Sb}$ повышенного состава Al для оптимизации *nVn*-структур на основе InSb и снижения вклада электронной компоненты в темновой ток.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rogalski A. / Prog. Quantum Electron. 2003. Vol. 27. № 2–3. P. 59–210.
2. Rogalski A., Martyniuk P., Kopytko M. / Rep. Prog. Phys. 2016. Vol. 79. P. 046501.
3. Chyi J.-I., Kalem S. / Appl. Phys. Lett. 1988. Vol. 53. № 12. P. 1092–1094.
4. Maimon S., Wicks G. W. / Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 89. № 15. P. 151109.
5. Evirgen A. et al. / Electron. Lett. 2014. Vol. 50. № 20. P. 1472–1473.
6. Савин К. А. и др. / Прикладная физика. 2024. № 4. P. 53–56.
7. Bir G. L., Pikus G. Symmetry and Strain-Induced Effects in Semiconductors. – New York: Wiley, 1974.
8. Vurgaftman I., Meyer J. R., Ram-Mohan L. G. / J. Appl. Phys. 2001. Vol. 89. № 11. P. 5815–5875.

Influence of a strained InAlSb barrier on electron and hole transport in an InSb-based barrier-diode heterostructure

K. A. Savin*, V. S. Krivobok, and S. N. Nikolaev

P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia

*E-mail: savinkonstantin93@gmail.com

Received 20.05.2026; revised 3.06.2026; accepted 06.08.2026

This study presents a simulation of an InSb/InAlSb nBn heterostructure intended for use in mid-wave infrared photodetectors. The influence of the parameters of a strained InAlSb barrier layer on the band profile of the structure and on charge carrier transport is investigated. Particular attention is paid to achieving selective suppression of electron current while maintaining efficient hole transport, which is a key requirement for reducing dark current and increasing the operating temperature of photodetectors. The simulations were performed using the COMSOL Multiphysics software environment. Various barrier-layer designs were analyzed, and the configurations providing the most favorable balance of barrier properties for majority and minority charge carriers were identified. The obtained results can be used in the design of InSb photodetectors based on the nBn architecture for the mid-wave infrared range.

Keywords: IR photodetector, InSb, simulation, COMSOL Multiphysics, molecular beam epitaxy, barrier-diode heterostructures.

REFERENCES

1. Rogalski A., Prog. Quantum Electron **27** (2–3), 59–210 (2003).
2. Rogalski A., Martyniuk P., and Kopytko M., Rep. Prog. Phys. **79**, 046501 (2016).
3. Chyi J.-I. and Kalem S., Appl. Phys. Lett. **53** (12), 1092–1094 (1988).
4. Maimon S. and Wicks G. W., Appl. Phys. Lett. **89** (15), 151109 (2006).
5. Evirgen A. et al., Electron. Lett. **50** (20), 1472–1473 (2014).
6. Savin K. A. et al., Applied Physics, № 4, 53–56 (2024) [in Russian].
7. Bir G. L. and Pikus G. Symmetry and Strain-Induced Effects in Semiconductors. New York: Wiley, 1974.
8. Vurgaftman I., Meyer J. R., and Ram-Mohan L. G., J. Appl. Phys. **89** (11), 5815–5875 (2001).

Об авторах

Савин Константин Антонович, к.ф.-м.н., научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (Россия, 119991, Москва, Ленинский пр., 53). E-mail: savinkonstantin93@gmail.com SPIN-код: 9596-3586, AuthorID: 820563, ORCID 0000-0002-5674-9577, Scopus Author ID 57209027082

Кривобок Владимир Святославович, д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (Россия, 119991, Москва, Ленинский пр., 53). E-mail: kolob7040@gmail.com AuthorID: 135304, ORCID 0000-0001-8846-3891, Scopus Author ID 8604415500

Николаев Сергей Николаевич, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (Россия, 119991, Москва, Ленинский пр., 53). E-mail: nikolaev-s@yandex.ru SPIN-код: 6963-3322, AuthorID: 880828, ORCID 0000-0001-6739-7338, Scopus Author ID 16425853400

УДК 533.9.01.
EDN: BCTQVG

PACS: 52.80.Hc; 41.75.Fr; 52.20.-j; 52.25.Jm

Эффективность генерации электронного пучка в высоковольтном аномальном тлеющем разряде постоянного тока в гелии, неоне и аргоне© П. А. Бохан¹, П. П. Гугин¹, М. А. Лаврухин¹, Д. Э. Закревский^{1,2}, Г. В. Шевченко^{1,2*}¹ Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск, 630090 Россия

*E-mail: shevchenko@isp.nsc.ru

² Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, 630073 Россия

Статья поступила в редакцию 15.05.2026; после доработки 1.06.2026; принята к публикации 06.08.2026

Шифр научной специальности: 1.3.5

Проведено сравнительное исследование вольт-амперных характеристик (ВАХ) и энергетической эффективности генерации электронного пучка в высоковольтном аномальном тлеющем разряде постоянного тока в гелии, неоне и аргоне при напряжениях выше 1000 В. Показано, что в сверхчистых условиях и при тщательном обезгаживании материала катода ВАХ приобретают немонотонный вид, а общая эффективность генерации электронного пучка достигает ~80 % в гелии, ~90 % в неоне и 40 % в аргоне. Полученные результаты открывают перспективы повышения эффективности генерации электронного пучка в существующих высоковольтных разрядных генераторах для применения в плазменных технологиях.

Ключевые слова: газовый разряд, гелий, неон, аргон, электронный пучок, эффективность.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-4-25-32

Введение

Газоразрядные генераторы электронных пучков (ЭП) представляют интерес как компактные источники потоков быстрых электронов, формируемых непосредственно в газовой среде за счёт ускорения заряженных частиц в сильных электрических полях [1–3], показывающие что генерация ЭП непосредственно в газовой среде является перспективным направлением развития электронно-пучковых и плазменных технологий, поскольку позволяет отказаться от систем дифференциальной откачки и фольговых окон, характерных для вакуумных ускорителей. При этом рассмотрение как импульсных, так и стационарных генераторов, основанных на различных типах газового разряда, указывает на актуальность сравнительного исследования механизмов формирования пучка, его энергетической эффективности и рабочих диапазонов давления

для разрядов разного вида. Для простейшего представителя видов разряда – аномального тлеющего разряда (АТР) постоянного тока в инертных газах характерна монотонно возрастающая вольт-амперная характеристика [4–6]. В работах [7, 8] показано, что в высоковольтном АТР в гелии при давлениях 2–10 Торр в условиях минимизации контролируемых и неконтролируемых примесей рабочей среды и материала катода наблюдается ВАХ, в которых при увеличении давления появляются участки с отрицательным дифференциальным сопротивлением, при этом общая эффективность генерации электронного пучка (ЭП) достигает ~80 % [7].

Понимание особенностей и процессов, протекающих в таких, достаточно простых типах разрядов, актуально для разработки плазменных технологий. ВАХ АТР в значительной степени зависят от реализованных экспериментальных условий [8]. В неконтро-

лируемых условиях газовой среды, содержащей молекулярные компоненты, при недостаточно очищенной поверхности катода ВАХ имеют типичный классический монотонно возрастающий вид. В чистых условиях и при тщательной обезгаживании материала катода ВАХ приобретают S образный вид (в координатах напряжение U – ток I). Загрязнения поверхности катода и наличие молекулярных компонент в газовой среде приводят к изменению роли, состава и энергии бомбардирующих холодный катод частиц. При условии зависимости эмиссионных свойств катода от модификации эмитирующего слоя за счёт имплантации в поверхность рабочих частиц функциональные параметры АТР (разрядные напряжение, ток и характер его протекания, эффективность генерации ЭП) будут определяться чистотой рабочей среды и состоянием эмитирующей поверхности.

Представляется интерес исследование особенностей высоковольтного АТР в других инертных газах. Целью настоящей работы являлось сравнительное исследование ВАХ и энергетической эффективности генерации ЭП в АТР в гелии, неоне и аргоне в режиме постоянного тока при повышенных (более 1000 В) напряжениях в условиях минимизации контролируемых и неконтролируемых примесей рабочей среды и материала катода.

Экспериментальная установка

Исследования разряда проводились в разрядной ячейке с плоскими полированными электродами: катодом из реакционно-спечённого карбида кремния и титановым анодом. Межэлектродное расстояние составляло 3 см. Electrodes были разделены стеклянным цилиндром, а также многослойным изолятором из керамических пластин Al_2O_3 , размещённых вблизи катода. Внутренние диаметры отверстий в пластинах составляли 1,6 и 2,3 см, что ограничивало площадь активной разрядной зоны величиной 2 см^2 . Температура ячейки контролировалась в ходе эксперимента и поддерживалась на уровне $T \leq 50^\circ\text{C}$ за счёт использования охлаждающих элементов – радиаторов и кулеров.

Эксперименты проводились в режиме прокачки рабочего газа, который подавался

через охлаждаемую жидким азотом угольную ловушку со скоростью ~ 100 мл/мин. Использовались инертные газы с объёмной долей не менее: гелий He – 99,9999 %, неон Ne – 99,999 %, аргон Ar – 99,998 %. Чистота рабочего газа оценивалась по отношению светимостей молекулярных полос водорода, азота и кислорода и по масс-спектроскопическим измерениям при помощи масс-спектрометра SRS RGA 200. Давление газов измерялось емкостным датчиком Thyracont VCC200MA4 с точностью $\pm 0,25$ %. Использовался источник постоянного тока с регулируемым напряжением $U = 0\text{--}4000$ В и балластным сопротивлением $R = 20\text{--}600$ кОм.

Перед каждым циклом измерений параметров разряда проводилось обезгаживание ячейки. Подробно процедура рассмотрена в [9]. Изменения ВАХ в процессе обезгаживания ячейки и кондиционирования катода характеризовались постепенным уменьшением разрядного тока. Критерием достижения рабочего режима являлось постоянство и стабильная воспроизводимость параметров ВАХ в течение всех циклов и времени измерений. В настоящей работе после ~ 50 часов ВАХ принимали установившийся характер.

Энергетическая эффективность генерации электронного пучка η есть доля мощности разряда, переданная быстрой электронной компоненте, включая энергию электронов, достигших анода η_{col} и энергию, потерянную ими в газе при возбуждении, ионизации и упругих столкновениях η_{ds} . Измерение η осуществлялось калориметрическим методом и определялась как отношение мощности пучка быстрых электронов к полной мощности, затрачиваемой на поддержание разряда: $\eta = \eta_{\text{ds}} + \eta_{\text{col}}$; $\eta_{\text{ds}} = P_{\text{ds}}/P$ и $\eta_{\text{col}} = P_{\text{col}}/P$, где P_{ds} – мощность, рассеиваемая в разрядном промежутке, P_{col} – мощность, выделяющаяся на аноде, а $P = U \times I$ – полная мощность разряда, где U – напряжение разряда, а I – ток разряда.

Методика определения η_{ds} и η_{col} основывалась на предварительной калибровке [7, 10]. Для этого в отсутствие разряда измерялись зависимости установившегося приращения температуры ΔT на внешней стенке ячейки и на аноде-коллекторе от мощности, подаваемой на встроенные омические нагреватели. В ходе эксперимента регистрировались значения ΔT в соответствующих зонах, после чего

по калибровочным зависимостям восстанавливались величины P_{ds} и P_{col} . На основании полученных значений рассчитывались эффективности η_{ds} , η_{col} и полная эффективность генерации электронного пучка η .

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 в качестве примера представлено семейство вольт-амперных характеристик АТР в координатах $I-U$ в гелии при давлении $p_{He} = 0,9$ и 10 Торр, неоне $p_{Ne} = 0,5$ и 2 Торр и аргона $p_{Ar} = 0,5$ и 0,8 Торр, измеренные после выполнении процедуры обезгаживания ячейки и тренировки катода.

Экспериментальные результаты продемонстрировали:

в гелии с ростом давления зависимости $I(U)$ изменяют свой характер и при $p_{He} \geq 4,3$ Торр они «ломаются» – перестают быть монотонно возрастающими. При увеличении напряжения появляются участки уменьшения тока, причём величина этого падения возрастает с увеличением давления газа, достигая максимума для наибольшего давления. Например, для ВАХ при $p_{He} = 10$ Торр можно проследить три участка:

- рост I с увеличением напряжения до $U \approx 400-500$ В;
- уменьшение I при увеличении напряжения до $U \approx 1100-1400$ В;
- повторный рост I с увеличением напряжения.

В [11] экспериментально было показано, что в высоковольтном разряде в гелии, в котором генерируются электронные пучки с $\sim$ кэВ энергиями, ВАХ имеют вид $j \sim p^x U_c^y$ с показателями степени $x = 2$; $y = 3$; где j – плотность тока; U_c – катодное падение потенциала, которое в условиях высоких значений U_c практически равно приложенному к разрядному промежутку напряжению U . Динамика изменения параметров x и y позволяет проследить трансформацию ВАХ при изменении разрядных условий. В настоящей работе в разряде постоянного тока в гелии показатель степени ‘ y ’ изменяется на всей области ВАХ:

- для всех давлений $y > 3$ при $U < 300$ В;
- при $U \approx 750-900$ В достигает своего минимума со значением $y \approx 1$ при $p_{He} \approx \approx 0,9$ Торр;
- становится отрицательным $y \approx -0,3$ при $p_{He} \approx 10$ Торр и увеличивается, например при $U \approx 2100$ В ‘ y ’ $\approx 1,8$ и 1 при $p_{He} \approx 0,9$ и 10 Торр, соответственно.

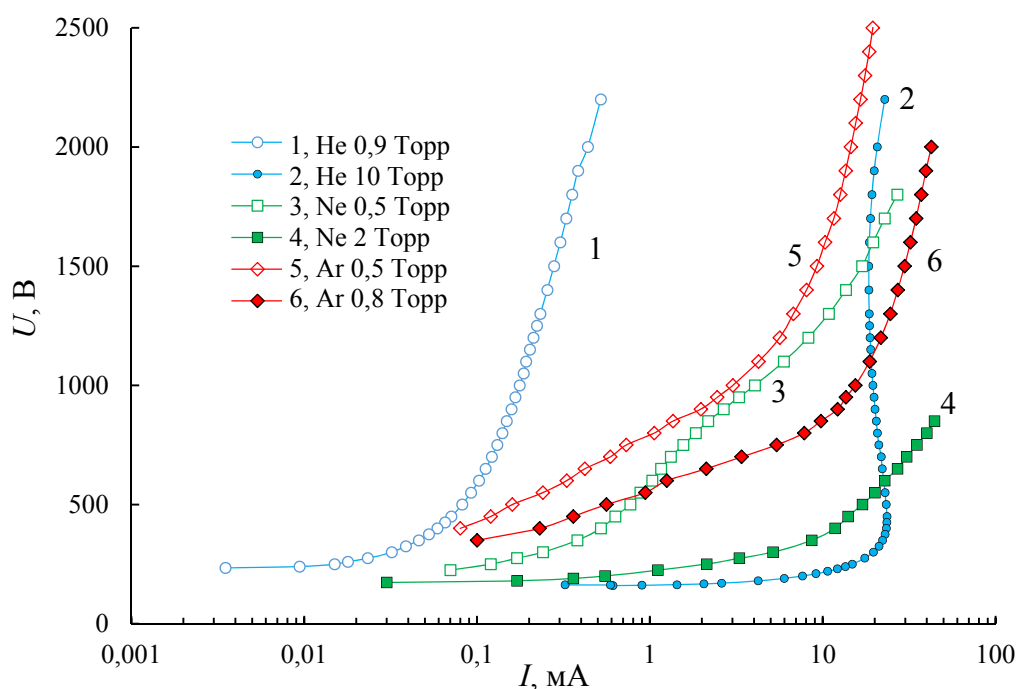


Рис. 1. Зависимость разрядного тока I от напряжения U при разных давлениях рабочего газа p : He, $p_{He} = 0,9$ (1), 10 Торр (2); Ne, $p_{Ne} = 0,5$ (3), 2 Торр (4); Ar, $p_{Ar} = 0,5$ (5), 0,8 Торр (6)

В неоне изменения ВАХ при горении разряда в чистых условиях менее выражены. С уменьшением давления газа наблюдается трансформация ВАХ, но в исследуемом диапазоне давления участки с отрицательной дифференциальной проводимостью не были получены. До напряжений $U \approx 300$ В показатель степени ' y ' > 3 , при $U \approx 500$ – 600 В минимальное значение ' y ' $\approx 1,5$ – $1,8$; при дальнейшем росте U наблюдается его увеличение. Это, аналогично со случаем в гелии, может свидетельствовать о смене механизма эмиссии электронов [9]. При $p_{\text{Ne}} = 0,5$ Торр зависимость $y(U)$ имеет более сложный вид: при $U \approx 1000$ В достигается максимальное значение ' y ' ≈ 4 , а при дальнейшем увеличении U параметр ' y ' уменьшается. Ранее такое поведение зависимости $y(U)$ наблюдалось в «открытом» разряде в гелии [9].

В аргоне трансформация ВАХ не наблюдалась, минимальное значение ' y ' достигнуто не было. При $U > 300$ В значения ' y ' близки для всех исследованных давлений и уменьшаются от ' y ' ≈ 5 при $U \approx 300$ – 600 В до ' y ' $\approx 1,3$ при $U \approx 1500$ – 2800 В.

На рис. 2а–в представлены результаты измерения долей энергии, рассеянных в разрядном промежутке η_{ds} , на аноде – коллекторе η_{col} и их суммарная эффективность η в гелии ($p_{\text{He}} = 4,7$ и $10,2$ Торр), неоне ($p_{\text{Ne}} = 0,5$ и $1,5$ Торр) и аргоне ($p_{\text{Ar}} = 0,35$ и 1 Торр). Общей тенденцией является увеличение эффективности генерации быстрых электронов с ростом U для всех исследуемых газов и давлений. При этом характер влияния давления различен (рис. 2в): в гелии с увеличением p_{He} эффективность растёт как $\eta \sim p_{\text{He}}$, в неоне эта зависимость выражена слабо, а в аргоне наблюдается обратная зависимость – $\eta \sim 1/p_{\text{Ar}}$. При $U \approx 3000$ В максимальная эффективность реализуется в неоне $\eta \approx 90$ %, в гелии она составляет $\eta \approx 80$ %, в аргоне не превышает $\eta \approx 40$ % при давлениях гелия, неона и аргона $10,2$, $0,5$ и $0,35$ Торр, соответственно. Зависимости доли энергии пучка, выделяющейся на аноде – коллекторе $\eta_{col}(U)$ имеют однотипный характер. С увеличением напряжения η_{col} монотонно возрастает. Максимальные значения реализуются в ряду $\text{Ar} \rightarrow \text{Ne} \rightarrow \text{He}$, при этом с увеличением давления для каждого

из газов η_{col} уменьшается. Более сложный характер имеют зависимости доли энергии, выделяющейся в разрядном промежутке $\eta_{ds}(U)$. В диапазоне напряжений $U = 1000$ – 3500 В для аргона наблюдается монотонный слабый рост, для неона – резкое возрастание при $U = 1000$ – 1500 В с последующим насыщением при $U \geq 1500$ – 2000 В, в гелии эта зависимость имеет экстремальный характер с максимумом в области $U \approx 1000$ – 1500 В.

Хорошо видно, что вклады величин η_{ds} и η_{col} в полную эффективность генерации электронного пучка η существенно различаются в зависимости от рода газа. Например, в гелии при $p_{\text{He}} = 4,7$ Торр и $U = 2100$ В суммарная эффективность генерации $\eta \approx 66$ % формируется как $\eta_{col} \approx 50$ % и $\eta_{ds} \approx 16$ %. В свою очередь, для неона при том же напряжении $U = 2000$ В и $p_{\text{Ne}} = 1,5$ Торр наблюдается $\eta \approx 71$ %, $\eta_{ds} \approx 43$ % и $\eta_{col} \approx 28$ %, а для аргона при $p_{\text{Ar}} = 0,75$ Торр и том же напряжении $\eta \approx 31$ %, $\eta_{ds} \approx 23$ % и $\eta_{col} \approx 8$ %.

Эффективность η связана с суммарным коэффициентом эмиссии $\langle \gamma \rangle$ соотношением $\eta = \langle \gamma \rangle / (\langle \gamma \rangle + 1)$ [12]. В настоящее время практически отсутствуют надежные данные по $\langle \gamma \rangle$ в чистых условиях. Для сравнения можно использовать результаты [13], в которой получена величина $\langle \gamma \rangle \approx 0,98$ в гелии при $U = 4000$ В, обусловленной в основном эмиссией под действием быстрых атомов. В наших условиях $\langle \gamma \rangle \approx 2$ при $U = 2000$ В, что свидетельствует о значительном вкладе фотоэмиссии в ток электронов с катода. Можно оценить величину эффективности генерации электронного пучка исходя из доли потерь энергии в разрядной зоне. В высоковольтном АТР основная часть приложенного напряжения сосредоточена в катодном слое. В квазинейтральной области за катодным падением электрическое поле значительно меньше, поэтому вклад низкоэнергетической электронной компоненты в прямое энерговыделение пренебрежительно мал. При напряжении на катоде U максимальная энергия убегающих электронов может достигнуть $E \approx eU$. Доля энергии, теряемой такими электронами в области за катодным падением потенциала, составляет $\sim (\eta_{ds} \cdot E)$. Доля энергии η_{ex} электронного пучка, затрачиваемой на возбуждение

резонансных состояний атома рабочего газа без учета рекомбинационного заселения, имеет значения $\eta_{ex} \approx 0,3-0,4$ [14–16]. С учетом геометрического фактора $R_s \approx 0,112$, характеризующего перехват излучения, на катод попадает количество фотонов: $N_{ph} \approx eU \cdot \eta_{ex} \cdot \eta_{ds} \cdot R_s / h\nu$, где $h\nu = 19,8$; 16,7 и

11,6 эВ – энергия резонансных фотонов в гелии, неоне, аргоне, соответственно. Следовательно, количество генерируемых фотоэлектронов N_e , рожденных благодаря излучению из разрядного промежутка:

$$N_e \approx eU \cdot \eta_{ex} \cdot \eta_{ds} \cdot \gamma_{ph} \cdot R_s / h\nu. \quad (1)$$

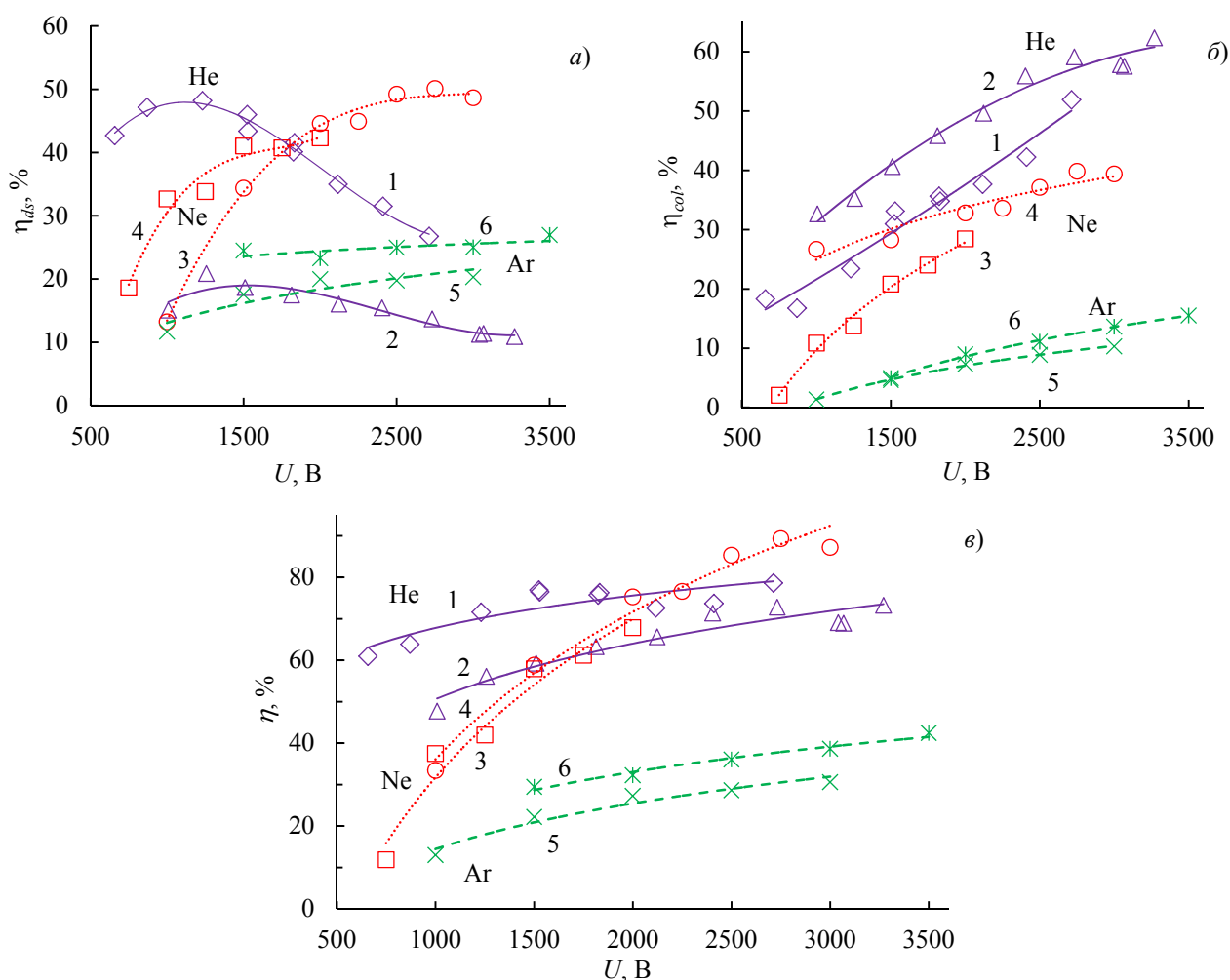


Рис. 2. Сравнение зависимостей долей энергии, теряемых в разрядном промежутке $\eta_{ds}(U)$ – (а), на коллекторе $\eta_{col}(U)$ – (б) и их суммы $\eta(U)$ – (в) от напряжения U при разных давлениях рабочего газа p в He ($p_{He} = 10,2$ (1), 4,7 (2) Торр), Ne ($p_{Ne} = 1,5$ (3), 0,5 (4) Торр) и Ar ($p_{Ar} = 1$ (5), 0,35 (6) Торр)

Расчет по формуле (1) показывает, что в He, Ne, Ar при $U = 2000$ В при $p_{He} = 10$ Торр, $p_{Ne} = 1$ Торр и $p_{Ar} = 0,75$ Торр и величинах коэффициента фотоэмиссии $\gamma_{ph} \approx 0,3$; 0,28 и 0,15 [17, 18] количество фотоэлектронов, рожденных на один первичный быстрый электрон $N_e \sim 0,505$; 0,50 и 0,196, соответственно. В предположении, что при $U \geq 2000$ В пучок формируется преимущественно за счёт фотоэмиссии,

то расчётная эффективность генерации электронного пучка составила бы $\eta \approx 50,5$; 50 и 19,6 %, соответственно. Из полученных оценок видно, что расчётные значения меньше экспериментально полученных ($\eta \approx 72,6$; 75,5 и 30,6 %). Это говорит о том, что в реальных условиях АТР вклад фотоэмиссии является существенным, но не единственным источником генерации электронов. Дополнительный

вклад могут вносить иные каналы вторичной электронной эмиссии (прежде всего потенциальной под действием ионов и метастабильных атомов). Отметим, что геометрический фактор R_s не учитывает неравномерное возбуждение вдоль разрядного промежутка, а η_{ex} в предлагаемой оценке не зависит от энергии электронов и принимается постоянной.

Заключение

Таким образом, в работе проведено сравнительное исследование аномального тлеющего разряда в инертных газах (He, Ne, Ar) при напряжениях свыше 1000 В в условиях высокой чистоты газовой среды и материала катода. Показано, что максимальная эффективность генерации ЭП в исследованных условиях достигается в гелии $\eta \approx 80\%$, неоне $\eta \approx 90\%$ и аргоне $\eta \approx 40\%$ при немонотонной форме ВАХ. Оценки η в предположении работы в условиях модификации катода рабочим газом демонстрируют, что основным механизмом поддержания разряда является фотоэмиссия, а разряд в таких условиях характеризуется высокой энергетической эффективностью электронного пучка. Дальнейшее развитие направления этой работы предполагает исследование АТР в диапазоне напряжений > 4 кВ для получения пучков с энергиями порядка $\sim$ кэВ и теоретическое исследование механизмов эмиссии электронов.

*Исследование выполнялось при поддержке
Российского Научного Фонда,
грант № 24-19-00037. Часть работы была
выполнена в рамках государственного задания
FWGW-2025-0019.*

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гришиков А. А., Воробьев М. С., Дорошкевич С. Ю., Коваль Н. Н. / Приборы и техника эксперимента. 2025. № 2. С. 4–25. <https://doi.org/10.31857/S0032816225020012>
2. Kozyrev A., Tarasenko V. / Plasma. 2024. Vol. 7. P. 201–232. <https://doi.org/10.3390/plasma7010013>
3. Головин А. И., Шлойдо А. И. / Успехи прикладной физики. 2016. Т. 4. № 5. С. 439–448.
4. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Т. 1. – М.; Л.: Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1952.
5. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. – Долгопрудный: Интеллект, 2009.
6. Lieberman M. A., Lichtenberg A. J. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing. – Wiley-Interscience, 2005.
7. Бохан П. А., Гугин П. П., Закревский Д. Э., Шевченко Г. В. / Письма в ЖТФ. 2024. Т. 50. № 22. С. 3–6. <https://doi.org/10.61011/PJTF.2024.22.59126.20045>
8. Бохан П. А., Гугин П. П., Закревский Д. Э., Лаврухин М. А. / Физика плазмы. 2019. Т. 45. № 11. С. 1022–1040. <https://doi.org/10.1134/S0367292119100019>
9. Bokhan P. A., Gugin P. P., Lavrukhin M. A., Kim V. A., Shevchenko G. V., Zakrevsky D. E. / Plasma Sources Sci. Technol. 2022. Vol. 31. № 12. P. 125009. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/acaac6>
10. Rocca J. J., Meyer J. D., Farrell M. R., Collins G. J. / J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56. № 3. P. 790–797. <https://doi.org/10.1063/1.334008>
11. Клименко К. А., Королев Ю. Д. / ЖТФ. 1990. Т. 60. № 9. С. 138–142.
12. Завьялов М. А., Крейнделъ Ю. Е., Новиков А. А. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. – М.: Энергоатомиздат, 1989.
13. Hartmann P., Matsuo H., Ohtsuka Y., Fukao M., Kando M., Donkó Z. / Jpn. J. Appl. Phys. 2003. Vol. 42. № 6R. P. 3633–3640. <https://doi.org/10.1143/JJAP.42.3633>
14. Алхазов Г. Д. / ЖТФ. 1971. Т. 41. № 12. С. 2513–2519.
15. Сыцько Ю. И., Яковленко С. И. / Физика плазмы. 1976. Т. 2. № 1. С. 63–71.
16. Platzman R. L. / Int. J. Appl. Radiat. Isot. 1961. Vol. 10. № 2–3. P. 116–127. [https://doi.org/10.1016/0020-708X\(61\)90108-9](https://doi.org/10.1016/0020-708X(61)90108-9)
17. Bokhan P. A., Zakrevsky D. E. / Phys. Rev. E. 2013. Vol. 88. № 1. P. 013105. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.88.013105>
18. Бохан П. А., Закревский Д. Э. / ЖТФ. 2007. Т. 77. № 1. С. 109–116.

Electron beam generation efficiency in a high-voltage abnormal DC glow discharge in helium, neon, and argon

P. A. Bokhan¹, P. P. Gugin¹, M. A. Lavrukhin¹, D. E. Zakrevsky^{1,2},
and G. V. Shevchenko^{1,2*}

¹ Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
Novosibirsk, 630090 Russia

* E-mail: shevchenko@isp.nsc.ru

² Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, 630073 Russia

Received 15.05.2026; revised 1.06.2026; accepted 06.08.2026

The aim of this work was to carry out a comparative study of the current-voltage characteristics and the energy efficiency of electron beam generation in a high-voltage abnormal DC glow discharge in helium, neon, and argon at voltages above 1000 V. It is shown that, under ultra-clean conditions and with thorough degassing of the cathode material, the current-voltage characteristics acquire a nonmonotonic form, while the total efficiency of electron beam generation reaches approximately 80 % in helium, approximately 90 % in neon, and 40 % in argon. The results of this work open up prospects for increasing the efficiency of electron beam generation in existing high-voltage discharge generators for applications in plasma technologies.

Keywords: gas discharge, helium, neon, argon, electron beam, efficiency.

REFERENCES

1. Grishkov A. A., Vorob'ev M. S., Doroshkevich S. Yu., and Koval N. N., Instruments and Experimental Techniques **68** (4), 187–205 (2025). <https://doi.org/10.1134/S0020441225700320>
2. Kozyrev A. and Tarasenko V., Plasma **7** (1), 201–232 (2024). <https://doi.org/10.3390/plasma7010013>
3. Golovin A. I. and Shloido A. I., Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics **4** (5), 439–448 (2016) [in Russian].
4. Granovskii V. L. Electric Current in Gas. Vol. 1. Moscow–Leningrad: State Publishing House of Technical and Theoretical Literature, 1952 [in Russian].
5. Raizer Yu. P. Gas Discharge Physics. Dolgoprudny: Intellect, 2009 [in Russian].
6. Lieberman M. A. and Lichtenberg A. J. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing. Wiley-Interscience, 2005.
7. Bokhan P. A., Gugin P. P., Zakrevsky D. E., and Shevchenko G. V., Technical Physics Letters **50** (11), 55–58 (2024). <https://doi.org/10.61011/TPL.2024.11.59668.20045>
8. Bokhan P. A., Gugin P. P., Zakrevsky D. E., and Lavrukhin M. A., Plasma Physics Reports **45**, 1035–1052 (2019). <https://doi.org/10.1134/S1063780X19100015>
9. Bokhan P. A., Gugin P. P., Lavrukhin M. A., Kim V. A., Shevchenko G. V., and Zakrevsky D. E., Plasma Sources Sci. Technol. **31** (12), 125009 (2022). <https://doi.org/10.1088/1361-6595/acaac6>
10. Rocca J. J., Meyer J. D., Farrell M. R., and Collins G. J., J. Appl. Phys. **56** (3), 790–797 (1984). <https://doi.org/10.1063/1.334008>
11. Klimenko K. A. and Korolev Yu. D., Sov. Phys. Tech. Phys. **35** (9), 1084–1086 (1990).
12. Zav'yalov M. A., Kreindel Yu. E., and Novikov A. A. Plasma Processes in Technological Electron Guns. Moscow: Energoatomizdat, 1989 [in Russian].
13. Hartmann P., Matsuo H., Ohtsuka Y., Fukao M., Kando M., and Donkó Z., Jpn. J. Appl. Phys. **42** (6R), 3633–3640 (2003). <https://doi.org/10.1143/JJAP.42.3633>
14. Alkhazov G. D., Sov. Phys. Tech. Phys. **16** (9), 1995 (1972).
15. Syts'ko Yu. I. and Yakovlenko S. I., Fiz. Plazmy **2** (1), 63–71 (1976) [in Russian].

16. Platzman R. L., Int. J. Appl. Radiat. Isot. **10** (2–3), 116–127 (1961).
[https://doi.org/10.1016/0020-708X\(61\)90108-9](https://doi.org/10.1016/0020-708X(61)90108-9)
17. Bokhan P. A. and Zakrevsky D. E., Phys. Rev. E **88** (1), 013105 (2013).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.88.013105>
18. Bokhan P. A. and Zakrevsky D. E., Technical Physics **52**, 104–112 (2007).
<https://doi.org/10.1134/S1063784207010185>

Об авторах

Бохан Петр Артемович, д.ф.-м.н., Институт физики полупроводников СО РАН (630090, Россия, г. Новосибирск, пр. академика Лаврентьева, 13). E-mail: bokhan@isp.nsc.ru SPIN-код: 2695-2543, AuthorID: 608175, ORCID: 0000-0003-2320-8317

Гугин Павел Павлович, к.ф.-м.н., Институт физики полупроводников СО РАН (630090, Россия, г. Новосибирск, пр. академика Лаврентьева, 13). E-mail: gugin@isp.nsc.ru SPIN-код: 2691-5880, AuthorID: 724925, ORCID: 0000-0002-4431-471X

Лаврухин Максим Александрович, Институт физики полупроводников СО РАН (630090, Россия, г. Новосибирск, пр. академика Лаврентьева, 13). E-mail: lavrukhin@isp.nsc.ru SPIN-код: 2262-5122, AuthorID: 725193, ORCID: 0000-0002-9153-9436

Закревский Дмитрий Эдуардович, д.ф.-м.н., Институт физики полупроводников СО РАН (630090, Россия, г. Новосибирск, пр. академика Лаврентьева, 13); Новосибирский государственный технический университет (630073, Россия, г. Новосибирск, пр. К. Маркса, 20). E-mail: zakrdm@isp.nsc.ru SPIN-код: 1754-5506, AuthorID: 18987, ORCID: 0000-0002-6386-6683

Шевченко Глеб Владиславович, Институт физики полупроводников СО РАН (630090, Россия, г. Новосибирск, пр. академика Лаврентьева, 13); Новосибирский государственный технический университет (630073, Россия, г. Новосибирск, пр. К. Маркса, 20). E-mail: shevchenko@isp.nsc.ru SPIN-код: 4637-1090, AuthorID: 1265709, ORCID: 0000-0002-4055-0336

УДК 537.52
EDN: ASUTAS

PACS: 52.80.Wq

**Получение периодического распределения пузырьков газа
и развитие электрического разряда в воде**

© В. А. Панов*, А. С. Савельев, Ю. М. Куликов

Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Россия

* E-mail: panovvladislav@gmail.com

Статья поступила в редакцию 23.04.2026; после доработки 20.05.2026; принята к публикации 06.08.2026

Исследовано развитие электрического разряда в жидкости в присутствии распределенной газовой фазы. Показано, что процесс протекает иначе, чем в однофазной среде, вследствие более быстрых ионизационных процессов в газе. Установлено, что усиление электрического поля на полюсах приводит к увеличению числа пузырьков, вовлеченных в развитие разряда, и к эффективному расширению области ионизации. Однако численное моделирование объединения таких центров ионизации через жидкость в единый разрядный канал затруднено из-за многомасштабности вовлеченных в расчет процессов. Предложен новый способ генерации упорядоченных цепочек газовых пузырьков в воде на основе импульсного электролиза воды, и исследуется их влияние на развитие электрического разряда.

Ключевые слова: электролиз, пузырьки, цепочки, вода, электрический разряд.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-4-33-39

Введение

Наличие газовой (паровой) фазы в жидкости играет большую роль в инициировании и развитии электрического разряда в жидкости, т. к. прямая ионизация в жидком состоянии теоретически возможна при высоких напряженностях поля и коротких временах его нарастания [1], однако экспериментальная реализация таких условий и регистрация ионизации в жидком состоянии до сих пор остается весьма сложной задачей [2]. Модельное представление о распространении стримера в жидких углеводородах предложено в работах Г. В. Найдиса [3, 4]. Гораздо чаще инициированию разряда предшествует этап образования в жидкости области пониженной плотности, в которой развиваются ионизационные процессы. В зависимости от условий к образованию такой области в основном приводят электрогидродинамическое течение [5–8] или вскипание [9], декомпрессия (резкое снижение давления) [10], ультразвуковое воздействие [11].

Электрогидродинамическое течение, возникающее в жидкости под действием электрического поля, может приводить к разрыву сплошности и образованию парогазового пузырька в области сильной неоднородности поля [5, 6], которая реализуется, например, вблизи острия высоковольтного электрода [7]. Такой процесс происходит на наносекундных масштабах времени.

Образование парогазовой области через вскипание характерно для более низких напряжений и длительных фронтов его нарастания [9]. Область пониженной плотности образуется там, где протекает наибольший ток, затем происходит ионизация и появление плазменного канала, который прорастает в жидкости через испарение и ионизацию.

Нередко мелкие и крупные пузыри могут уже присутствовать в жидкости до подачи напряжения. Такой класс задач – с заранее существующими пузырьками – получил отдельное развитие. Наиболее значимый вклад в расчетно-теоретические исследования сделан

в работах Н. Ю. Бабаевой и Г. В. Найдиса с соавторами [12–15], в которых исследованы случаи как одиночных пузырьков, так и случаи их упорядоченных одномерных цепочек и двумерных сеток. Показано развитие стримера внутри пузырька, а также его влияние на иницирование разрядов в соседних пузырьках (своеобразный эффект «цепной реакции»). Экспериментальная проверка результатов, полученных для упорядоченных массивов пузырьков, на сегодняшний день осложняется отсутствием способа их получения. Пробой одиночных или пары пузырьков активно исследуется [16–19], однако постановка несколько отличается от расчетной – пузырьки, как правило, контактируют с электродом и между собой для их фиксации в пространстве. Отдельно стоит упомянуть эксперимент, в котором одиночный пузырек удерживался неподвижным в объеме жидкости с помощью сфокусированного ультразвукового излучения [20].

В настоящей работе предлагается и исследуется способ получения цепочек пузырьков с помощью импульсного электролиза. Варьируя параметрами процесса электролиза можно добиться хорошей стабильности диаметра пузырьков и пространственного периода их следования. Для наиболее успешного режима зарегистрированы теневые кинограммы развития электрического пробоя промежутка в воде с распределенными парогазовыми пузырьками.

Экспериментальная установка

Для исследования электрического пробоя в воде в присутствии пузырьков газа использовалась экспериментальная установка, схематически представленная на рисунке 1. Схема состоит из системы создания пузырьков в области между электродами, систему подачи высокого напряжения между электродами, систему оптической диагностики и измерения электрических параметров процесса.

Эксперименты проводились в диэлектрической емкости объемом 0,2 л, заполненной водой, с прозрачными стенками (материал – плексиглас). Для обеспечения электрического пробоя воды в области между электродами используются высоковольтный электрод $E1$ шарообразной формы (диаметр 3 мм) и заземленный электрод $E2$ в форме диска диаметром

20 мм и высотой 5 мм. Заземленный электрод имеет центральное сквозное отверстие диаметром 2 мм, предназначенное для прохождения пузырьков в область электрического пробоя. Высокое положительное напряжение ($+HV$) с батареи конденсаторов C общей емкостью 1 мкФ, заряжаемой через балластный резистор R_b , подавалось на электрод $E1$ с помощью полупроводникового ключа S типа «полумост».

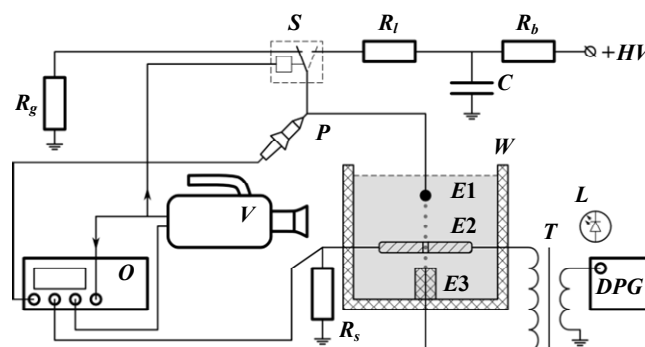


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Для создания пузырьков в области между электродами $E1$ и $E2$ используется дополнительный (низковольтный) электрод $E3$, расположенный под заземленным электродом $E2$. При подаче импульсов напряжения между низковольтным электродом $E2$ и заземленным электродом $E3$ происходил электролиз воды с образованием газовых пузырьков. Диаметр электрода $E3$ составляет 0,15 мм, сам электрод запаян в диэлектрическую оболочку, что обеспечивает крайне низкое значение площади контакта электрода с жидкостью и высокую локальную плотность тока в этом месте. В конечном счете, это приводит к тому, что появление пузырьков газа оказывается локализованным – вблизи среза электрода $E3$. После отрыва пузырька от поверхности вследствие действия сил плавучести он движется вертикально вверх через отверстие в заземленном электроде. Открытие ключа S осуществлялось по сигналу с видеокамеры V , использовавшейся для визуализации процесса пробоя. Ток разряда ограничивался с помощью нагрузочного резистора R_l . Резистор R_g использовался для ограничения тока через ключ в режиме коммутации «на землю».

Взаимное расположение электродов обеспечивает отсутствие электрического пробоя между электродами $E1$ и $E3$, однако при

подаче высокого потенциала на электрод $E1$ напряжение на $E3$ все еще может возрасти до значения в несколько сотен вольт, что может вывести из строя низковольтную часть установки, предназначенной для электролиза. Для того, чтобы этого избежать, эта часть схемы гальванически развязана от объема жидкости с помощью импульсного трансформатора T . Возбуждение первичной обмотки трансформатора T осуществляется с помощью программируемого цифрового генератора (DPG), у которого реализована возможность регулирования амплитуды генерируемых импульсов. Генератор работал в режиме генерации импульсов высокой частоты со скважностью, близкой к 0,5, в количестве n импульсов и с пропусками импульсов в количестве m . Перед подачей высокого напряжения в рабочую емкость экспериментально подбирались числа n , m , амплитуда импульсов, чтобы добиться требуемой частоты создания пузырьков, их размера. Полярность электрода $E3$ была положительная.

Для визуализации процесса и для определения пути следования электрической дуги использовался теневой метод, реализованный с применением светодиода L , скоростной видеокамеры V с микроскопом в качестве объектива, обеспечивающего пространственное разрешение 10 мкм/пиксель. Свет, излучаемый светодиодом коллимировался собирающей линзой в область между электродами $E1$ и $E2$, затем попадал в микроскоп видеокамеры. Регистрация теневой картины процесса началась после нажатия кнопки видеокамеры, а ее скорость записи составляла 140 000 к/с, экспозиция 0,3 мкс. Момент нажатия кнопки определялся оператором: когда в области между электродами $E1$ и $E2$ было достаточное количество пузырьков подходящего размера.

Для регистрации электрических параметров процесса использовались четырехканальный цифровой запоминающий осциллограф O (2 ГГц, 10 ГВыборок/с), высоковольтный пробник P , подключенный к высоковольтному электроду P , резистивный шунт R_s сопротивлением 25 Ом. Сигнал запуска видеокамеры одновременно подавался на осциллограф и на ключ S , которые обеспечивали начало их работы. На другой канал осциллографа дополнительно подавались сигналы начала экспозиции видеокамеры для того,

чтобы соотнести видимую картину разряда с электрическими параметрами цепи в это время. На остальные два канала осциллографа подавались сигналы пробника P и напряжение на шунте R_s для измерения напряжения на высоковольтном электроде $E1$ и тока в цепи, соответственно.

Результаты и обсуждение

На первом этапе исследования производился поиск режима электролиза, который обеспечивал бы стабильное образование и отрыв пузырьков. На рисунке 2 представлена фотография цепочки пузырьков с диаметром около 50 мкм, количество пузырьков в видимой области равно 11. Пространственный период следования около 300 мкм.

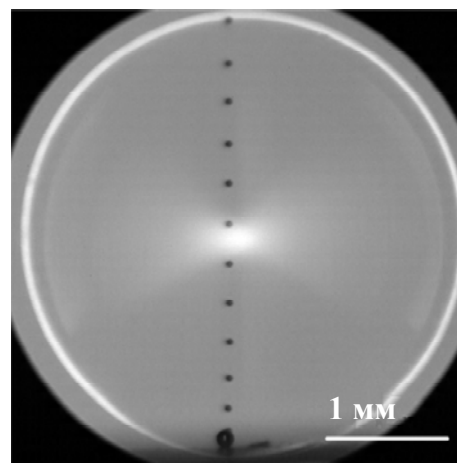


Рис. 2. Пример цепочки пузырьков, генерируемой с помощью электролиза в импульсно-периодическом режиме

Данный режим можно считать наилучшим, т. к. сочетает в себе относительно большой диаметр и отсутствие дополнительных паразитных центров образования пузырьков. Основная сложность достижения рабочего режима состоит в удовлетворении двум противоположно направленным требованиям: с одной стороны, для генерации пузырьков с размером в доли миллиметра и их цепочек необходимо увеличение тока, а с другой стороны – увеличение тока приводит к спонтанному появлению дополнительных центров генерации пузырьков на поверхности электрода $E3$, которые порождают дополнительные цепочки пузырьков меньшего диаметра (около 10 мкм). При этом постоянное протекание тока

даже небольшой амплитуды приводит к хаотичной генерации и отрыву пузырьков. Для того, чтобы преодолеть описанные трудности в работе вводится импульсно периодический режим напряжения на электроде $E3$. Предложенная форма напряжения – n импульсов с длительностью около 500 нс и периодом около 1 мкс, за которыми следует m импульсов-пропусков (напряжение равно нулю) – решает поставленную задачу. Высокая частота (около 1 МГц) в паре со скважностью около 50 % обеспечивают, по-видимому, импульсный режим образования газа, при котором каждая новая его порция успевает объединиться с растущим пузырем. Увеличение скважности снижает интенсивность газообразования, что приводит к большим периодам отрыва пузырей и большим расстояниям между соседними пузырьками в образующейся цепочке. Уменьшение скважности – напротив, приводит к появлению дополнительных центров газообразования и формированию нежелательных боковых цепочек. В предложенном способе отрыв пузырьков после их роста определяется наличием m импульсов-пропусков в сигнале напряжения. Ключевым, по-видимому, здесь оказывается влияние течений, возникающих под действием электрического поля вблизи поверхности электрода $E3$. Данное течение хорошо заметно глазу при наблюдении за мелкими пузырьками, оставшимися вблизи электрода после завершения предшествующего эксперимента. Подача новой серии импульсов приводит к тому, что на поверхности электрода формируется пузырек, а жидкость вокруг них устремляется к электроду, смывая тем самым пузырек с поверхности и обеспечивая его отрыв. Это обстоятельство является положительным и важным, т. к. в отсутствие вынуждающей силы отрыв пузырька от поверхности и преодоление сил поверхностного натяжения за счет сил плаву-

чести происходит при значительно больших диаметрах (порядка 1 мм). Суммарное время импульсов ($n + m$) по порядку величины совпадает с периодом отрыва пузырьков от поверхности, что позволяет предположить основную роль описанного выше механизма в отрыве пузырьков от электрода.

Следует отметить, что, несмотря на обнаруженные параметры управления процессом образования пузырьков, добиться цепочек пузырьков с диаметром порядка 1 мм на сегодняшний день не удастся. Быстрый рост крупных пузырьков при увеличении напряжения сопровождается появлением побочных центров газообразования и боковых цепочек мелких пузырьков. Медленный же рост крупных пузырей возможен, однако большое время роста приводит к очень большим расстояниям между пузырьками, при которых они уже не являются цепочкой и не могут служить для целей исследования их взаимного влияния при развитии электрического пробоя.

Несмотря на довольно высокую стабильность генерации цепочки пузырьков, часто наблюдается параллельный рост одного более крупного пузырька (см. рис. 2, на поверхности электрода), который в течение 5–10 секунд растет, а затем отрывается. Способов борьбы с этим эффектом пока не найдено, и это ограничивает сверху расстояние, на котором может размещаться высоковольтный электрод, т. к. после отрыва большой пузырь всплывает с большей скоростью и нарушает структуру цепочки, полученной до его отрыва. В текущей реализации это расстояние оказалось меньше, чем высота размещения высоковольтного электрода, выбранная из соображений безопасности низковольтной (электролизной) части электрической схемы. По этой причине цепочка пузырьков, по которой развивается электрический разряд (рис. 3), оказывается деформированной.

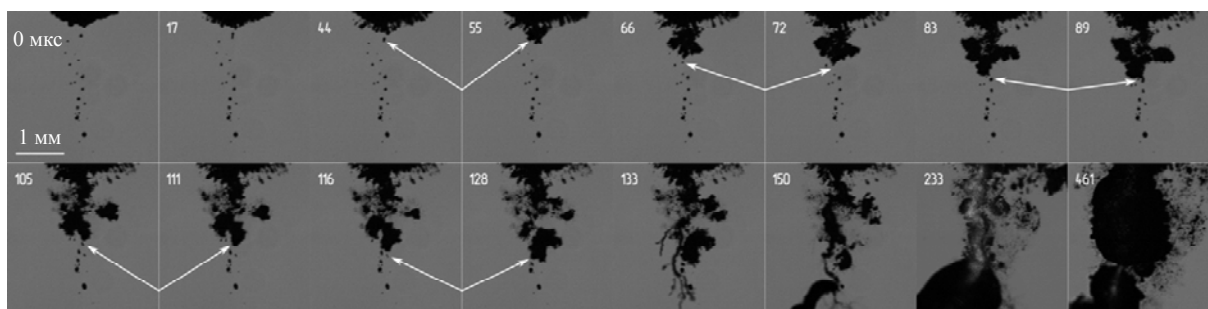


Рис. 3. Кинограммы развития электрического разряда в воде, направляемого цепочкой пузырьков

На рисунке 3 представлена кинограмма развития импульсного электрического разряда в воде с электропроводностью 45 мкСм/см в присутствии фрагмента цепочки пузырьков. Величина приложенного напряжения 10 кВ. У верхней границы рисунка видна небольшая часть скругленного анода, основная часть видимой области занята цепочкой пузырьков, катод находится за пределами снимка, под нижней границей. Соответствующие осциллограммы напряжения и тока на разрядном промежутке представлены на рисунке 4. Сразу после подачи напряжения начинается деформация электролизных пузырьков, прилипших к поверхности высоковольтного электрода $E1$ при всплытии. Размер вдоль поля увеличивается, поперек поля — уменьшается. Затем внутри одного из них происходит инициирование разрядного канала (44 мкс), который начинает прорасти вниз по направлению к заземленному электроду $E2$. Сравнивая последовательные кадры кинограммы (44 и 55 мкс, 66 и 72 мкс, и т. д.), с высокой долей уверенности можно говорить о вовлечении пузырьков цепочки (отмеченных стрелками) в процесс продвижения разрядного канала. К моменту времени 133 мкс канал оказывается достаточно близко к области неоднородного поля, связанного с наличием кромки центрального отверстия в электроде $E2$, и относительно медленный рост сменяется кратковременным и быстрым удлинением канала. На осциллограммах это сопровождается кратковременным всплеском тока до 0,5 А и провалом напряжения до 4 кВ. Окончательное замыкание промежутка происходит к 233 мкс и разряд переходит в дуговую стадию с током около 1,5 А, после чего высоковольтный ключ размыкается по истечении времени длительности импульса 500 мкс.

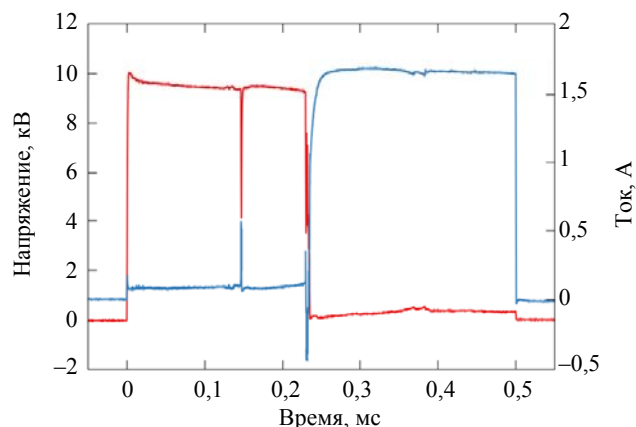


Рис. 4. Осциллограммы напряжения и тока на разрядном промежутке, соответствующие пробою на рис. 3

Выводы

Предложенный способ получения цепочек одиночных пузырьков субмиллиметрового диаметра с помощью импульсно-периодического электролиза в воде показал свою пригодность и перспективность в задачах исследования развития электрического разряда в двухфазных средах. К преимуществам относятся хорошая повторяемость диаметра пузырьков в цепочке и расстояния между соседними пузырьками, возможность влияния на эти величины через электрические параметры процесса электролиза и устанавливать их требуемое соотношение.

К недостаткам следует отнести сложность настройки и сильное влияние разряда на процесс электролиза при низкой электропроводности воды (около 5 мкСм/см) — после каждой подачи высокого напряжения процесс электролиза прекращается на некоторое время (минуты), что объясняется дефицитом ионов после протекания разрядного тока. Увеличе-

ние диаметра пузырьков затруднительно при сохранении периода их следования в цепочке, т. к. интенсификация процесса газообразования приводит к появлению нескольких центров роста, каждый из которых может начать генерировать собственную цепочку мелких пузырьков вместо генерации одного большого пузырька. Следствием неустойчивости процесса при большей производительности является периодическое появление и отрыв более крупных пузырьков, движение которых нарушает структуру цепочки. По этой причине инициирование разрядного процесса на больших расстояниях от точки генерации в хорошо структурированной цепочке пока затруднительно.

В наиболее успешной текущей постановке разряд был инициирован по цепочке из пузырьков диаметром 50–100 мкм с периодом следования около 200 мкм. Зафиксировано следование головной части разрядного канала за распределением пузырьков в межэлектродном промежутке.

Дальнейшие исследования будут направлены на устранение вышеперечисленных недостатков и визуализацию ионизационных процессов внутри пузырьков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ушаков В. Я., Климкин В. Ф., Коробейников С. М., Лопатин В. В. Пробой жидкостей при импульсном напряжении. – Томск: Изд-во НТЛ, 2005.
2. Starikovskiy A., Yang Y., Cho Y. I., Fridman A. / Plasma Sources Sci. Technol. 2011. Vol. 20. № 2. P. 024003.
3. Liu Q., Wang Z. D. / IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. 2015. Vol. 22. № 6. P. 3228–3236.

4. Naidis G. V. / J. Phys. D: Appl. Phys. 2016. Vol. 49. № 23. P. 235208.
5. Tereshonok D. V., Babaeva N. Yu., Naidis G. V., Smirnov B. M. / J. Phys. D: Appl. Phys. 2016. Vol. 49. № 50. P. 505501.
6. Tereshonok D. V., Babaeva N. Yu., Naidis G. V., Panov V. A., Smirnov B. M., Son E. E. / Plasma Sources Sci. Technol. 2018. Vol. 27. № 4. P. 045005.
7. Marinov I., Guaitella O., Rousseau A., Starikovskaia S. M. / Plasma Sources Sci. Technol. 2013. Vol. 22. № 4. P. 042001.
8. Shneider M. N., Pekker M. / Phys. Rev. E. 2013. Vol. 87. № 4. P. 043004.
9. Panov V. A., Vasilyak L. M., Vetchinin S. P., Pecherkin V. Ya., Son E. E. / J. Phys. D: Appl. Phys. 2016. Vol. 49. № 38. P. 385202.
10. Panov V. A., Vasilyak L. M., Vetchinin S. P., Pecherkin V. Ya., Son E. E. / Plasma Sources Sci. Technol. 2019. Vol. 28. № 8. P. 085019.
11. Панов В. А., Печеркин В. Я., Василяк Л. М., Куликов Ю. М., Савельев А. С., Филаткин А. А. / Прикладная физика. 2022. № 6. С. 29–34.
12. Babaeva N. Yu., Kushner M. J. / Plasma Sources Sci. Technol. 2009. Vol. 18. № 3. P. 035010.
13. Babaeva N. Yu., Tereshonok D. V., Naidis G. V. / J. Phys. D: Appl. Phys. 2015. Vol. 48. № 35. P. 355201.
14. Бабаева Н. Ю., Бери Р. С., Хайдус Г. В., Смирнов Б. М., Сон Э. Е., Терешонок Д. В. / Теплофизика высоких температур. 2016. Т. 54. № 5. С. 792–816.
15. Babaeva N. Yu., Naidis G. V., Tereshonok D. V., Smirnov B. M. / J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. Vol. 50. № 36. P. 364001.
16. Коробейников С. М., Мелехов А. В., Бесов А. С. / Теплофизика высоких температур. 2002. Т. 40. № 5. С. 706–713.
17. Sommers B. S., Foster J. E., Babaeva N. Yu., Kushner M. J. / J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. Vol. 44. № 8. P. 082001.
18. Hamdan A., Cha M. S. / IEEE Trans. Plasma Sci. 2016. Vol. 44. № 12. P. 2988–2994.
19. Wang K., Bhuiyan S. I., Baky M. A. H., Kraus J., Campbell C., Tang X., Jemison H., Staack D. / Plasma Sources Sci. Technol. 2021. Vol. 30. № 5. P. 055013.
20. Sommers B. S., Foster J. E. / Plasma Sources Sci. Technol. 2014. Vol. 23. № 1. P. 015020.

PACS: 52.80.Wq

Gas bubbles chain in water and development of pulse electric discharge

V. A. Panov*, A. S. Saveliev, and Yu. M. Kulikov

Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412 Russia

*E-mail: panovvladislav@gmail.com

Received 23.04.2026; revised 20.05.2026; accepted 06.08.2026

The development of an electric discharge in a liquid in the presence of a distributed gas phase can proceed differently than in a single-phase medium due to faster ionization processes in the

gas. It was studied broadly in the numerical experiments by N. Yu. Babaeva and G. V. Naidis. They studied ionization within periodically distributed bubbles – two-dimensional arrays and one-dimensional chains. It was found the increase of electric field at the poles leads to increasing number of bubbles involved in the discharge development and it leads to expansion of the ionization region. However, numerical observation of a single discharge channel emerged from such ionized bubbles is currently impossible due to the multi-scale nature of the processes involved in the calculations. This work proposes a new method for generating ordered chains of gas bubbles in water. It is based on pulsed water electrolysis. Finally, effect of bubbles chain on the development of an electric discharge is examined.

Keywords: electrolysis, bubbles, chains, water, electric discharge.

REFERENCES

1. Ushakov V. Ya., Klimkin V. F., Korobeinikov S. M., and Lopatin V. V. Breakdown of Liquids at pulse Voltage. NTL, Tomsk, 2005 [in Russian].
2. Starikovskiy A., Yang Y., Cho Y. I., and Fridman A., Plasma Sources Sci. Technol. **20** (2), 024003 (2011).
3. Liu Q. and Wang Z. D., IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. **22** (6), 3228–3236 (2015).
4. Naidis G. V., J. Phys. D: Appl. Phys. **49** (23), 235208 (2016).
5. Tereshonok D. V., Babaeva N. Yu., Naidis G. V., and Smirnov B. M., J. Phys. D: Appl. Phys. **49** (50), 505501 (2016).
6. Tereshonok D. V., Babaeva N. Yu., Naidis G. V., Panov V. A., Smirnov B. M., and Son E. E., Plasma Sources Sci. Technol. **27** (4), 045005 (2018).
7. Marinov I., Guaitella O., Rousseau A., and Starikovskaia S. M., Plasma Sources Sci. Technol. **22** (4), 042001 (2013).
8. Shneider M. N. and Pekker M., Phys. Rev. E **87** (4), 043004 (2013).
9. Panov V. A., Vasilyak L. M., Vetchinin S. P., Pecherkin V. Ya., and Son E. E., J. Phys. D: Appl. Phys. **49** (38), 385202 (2016).
10. Panov V. A., Vasilyak L. M., Vetchinin S. P., Pecherkin V. Ya., and Son E. E., Plasma Sources Sci. Technol. **28** (8), 085019 (2019).
11. Panov V. A., Pecherkin V. Ya., Vasilyak L. M., Kulikov Yu. M., Saveliev A. S., and Filatkin A. A., Applied Physics 6 № 6, 29–34 (2022) [in Russian].
12. Babaeva N. Yu. and Kushner M. J., Plasma Sources Sci. Technol. **18** (3), 035010 (2009).
13. Babaeva N. Yu., Tereshonok D. V., and Naidis G. V., J. Phys. D: Appl. Phys. **48** (35), 355201 (2015).
14. Babaeva N. Yu., Berry R. S., Naidis G. V., Smirnov B. M., Son E. E., and Tereshonok D. V., High Temp. **54** (5), 745–766 (2016).
15. Babaeva N. Yu., Naidis G. V., Tereshonok D. V., and Smirnov B. M., J. Phys. D: Appl. Phys. **50** (36), 364001 (2017).
16. Korobeinikov S. M., Melekhov A. V., and Besov A. S., High Temp. **40** (5), 652–659 (2002).
17. Sommers B. S., Foster J. E., Babaeva N. Yu., and Kushner M. J., J. Phys. D: Appl. Phys. **44** (8), 082001 (2011).
18. Hamdan A. and Cha M. S., IEEE Trans. Plasma Sci. **44** (12), 2988–2994 (2016).
19. Wang K., Bhuiyan S. I., Baky M. A. H., Kraus J., Campbell C., Tang X., Jemison H., and Staack D., Plasma Sources Sci. Technol. **30** (5), 055013 (2021).
20. Sommers B. S. and Foster J. E., Plasma Sources Sci. Technol. **23** (1), 015020 (2014).

Об авторах

Панов Владислав Александрович, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур РАН (125412, Россия, Москва, ул. Ижорская, д. 13, стр. 2). E-mail: panovvladislav@gmail.com SPIN-код: 5821-2776, AuthorID: 755538

Савельев Андрей Сергеевич, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур РАН (125412, Россия, Москва, ул. Ижорская, д. 13, стр. 2). E-mail: fisteh@mail.ru SPIN-код: 6888-7369, AuthorID: 866343

Куликов Юрий Матвеевич, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур РАН (125412, Россия, Москва, ул. Ижорская, д. 13, стр. 2). E-mail: kulikov-yurii@yandex.ru SPIN-код: 7719-8459, AuthorID: 1130937

УДК 537.525
EDN: THAGKS

PACS: 52.80.Hc

Процессы осаждения покрытий в газовом и вакуумном режимах работы планарной магнетронной распылительной системы

© М. В. Шандриков, Е. М. Окс, А. А. Черкасов *

*Институт сильноточной электроники Сибирского отделения Российской академии наук,
г. Томск, 634055 Россия*** E-mail: cherkasov.a@hcei.ru**Статья поступила в редакцию 11.03.2026; после редактирования 24.03.2026; принята к публикации 06.08.2026
Шифр научной специальности: 1.3.5*

Представлены результаты сравнительного исследования процесса осаждения покрытий в газовом и вакуумном режимах функционирования планарной магнетронной распылительной системы. В качестве модельного материала распыляемого катода-мишени использовалась медь. Показано, что в вакуумном режиме обеспечиваются более высокие скорости осаждения покрытий, улучшаются их адгезионные свойства и снижается шероховатость.

Ключевые слова: магнетронная распылительная система, самораспыление, плазма, вакуумный (безгазовый) режим, магнетронный разряд.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-4-40-45

Введение

С момента своего появления в середине 1970-х годов [1] планарные магнетронные распылительные системы (МРС) активно развиваются и совершенствуются. Это развитие обусловлено постоянно растущими требованиями к качеству покрытий и производительности оборудования. Снижение рабочего давления магнетронных распылительных систем является одним из основных направлений исследований, поскольку позволяет уменьшить количество транспортных потерь распылённых атомов и тем самым увеличить энергетическую эффективность процесса осаждения, а также повысить энергетическое воздействие на подложку в процессе осаждения покрытия. Предельным случаем снижения рабочего давления является вакуумный или безгазовый режим МРС, при котором магнетронный разряд поддерживается в т. н. режиме самораспыления [2]. В отличие от известных безгазовых МРС с жидкофазным катодом [3, 4] в вакуумном магнетроне температура распы-

ляемого катода мишени оказывается намного ниже пороговых значений температуры испарения или сублимации материала катода [5]. От магнетронов с термическим испарением вакуумный режим МРС с «холодной» мишенью выгодно отличается более высокими значениями направленной энергии распылённых атомов (более 10 эВ против 0,1 эВ) [6], а также повышенной степенью ионизации атомов распыляемой мишени. При этом скорость осаждения покрытий в вакуумном режиме МРС сопоставима с вакуумно-дуговым методом, но вместе с тем не требует фильтрации генерируемого потока от микрокапельной фракции.

Проведенные нами ранее исследования [6] были ориентированы преимущественно на сравнение параметров магнетронного разряда и разрядной плазмы в газовом и вакуумном режимах функционирования. Целью данной работы являлось сравнение процессов осаждения и ряда параметров покрытий в этих режимах при фиксированном значении тока разряда.

Методика и техника эксперимента

Магнетрон с катодом-мишенью прямого водяного охлаждения [6] располагался на вакуумной камере длиной 60 см и диаметром 40 см (рис. 1). В качестве модельного материала катода-мишени магнетрона использовалась медь. Диаметр мишени 2 составлял 100 мм. Анод 3 магнетрона соединялся с заземленными стенками вакуумной камеры. Арочное магнитное поле магнетрона обеспечивалось набором NdFeB магнитов 1. Корпус магнетрона и вакуумная камера были выполнены из нержавеющей немагнитной стали. Откачка вакуумной камеры до остаточного давления уровня 2×10^{-5} Торр осуществлялась турбомолекулярным насосом производительностью 500 л/с. Для электрического питания магнетронного разряда использовался специализированный блок питания APEL-M-20DC-1000SS (ООО «Прикладная электроника»).

В газовом режиме МРС в качестве рабочего газа использовался аргон. Рабочее давление составляло 3×10^{-3} Торр. Для реализации вакуумного режима магнетрона первоначальное инициирование осуществлялось в присутствии рабочего газа при давлении 3×10^{-3} Торр, после чего ток магнетронного разряда устанавливался на уровне 10 А и напуск рабочего газа в камеру перекрывался механическим клапаном, установленным непосредственно на вакуумной камере. При этом давление в вакуумной камере снижалось до значений, близких к остаточному давлению (2×10^{-5} Торр).

В режиме осаждения № 1 для измерения аксиального и радиального распределения скорости осаждения покрытий использовался подвижный держатель с линейкой образцов 4, позволяющий менять расстояние до мишени от 20 до 50 см. Образцы размером 3×3 см² располагались на радиальном расстоянии R от оси разрядной системы, равным от 0 до 20 см с шагом 5 см. В качестве образцов использовались подложки из кремния и стекла. Толщина стеклянных образцов выбиралась не менее 4 мм, что обеспечивало достаточную прочность подложки для измерения адгезии покрытий методом отрыва приклеенной контактной площадки.

Перед помещением в вакуум образцы подвергались очистке в ультра-звуковой ванне

в спирте и дистиллированной воде при температуре 60 °С продолжительностью 60 мин. Непосредственно в вакуумной камере перед процессом осаждения образцы подвергались дополнительной ионной очистке и активации поверхности с помощью генератора плазмы с инжекцией электронов [8]. Плотность ионного тока в области подложки составляла $0,5 \div 1$ мА/см² при отрицательном потенциале самосмещения подложки порядка 20÷30 В. Длительность стадии ионной обработки составляла 15 мин. После этого образцы закрывались заслонкой, зажигался магнетронный разряд, выставлялись параметры осаждения, заслонка открывалась и начинался процесс магнетронного осаждения. После процесса осаждения образцы выдерживались в вакууме не менее 60 мин.

Эксперименты по осаждению за счет обратного рассеяния распыленных атомов [9] проводились в трех режимах. Для режима осаждения № 2 стеклянный образец 6 размером 3×3 см² располагался за экраном 5 размером 5×5 см² на расстоянии 10 см от мишени магнетрона. Аналогичный эксперимент для режима № 3 проводился на расстоянии 35 см. В режиме осаждения № 4 образец располагался в трубе с внутренним диаметром 7 см на глубине 5 см от торца, при этом труба была развернута на 90 градусов относительно оси магнетрона.

Измерение адгезии покрытий проводилось методом отрыва по нормали к поверхности образца на так называемой машине Себастьяна, представляющей собой рычаг второго рода. Площадь контактной площадки составляла 0,2 см². В случае, если отрыв покрытия происходил не по всей поверхности контактной площадки, производился пересчет площади поверхности на фактическую. Площадь стеклянных образцов обеспечивала возможность проведения многократных измерений адгезии на одном образце для набора статистики. Предельная прочность эпоксидного клея составляла 150 кг/см².

Для измерения скорости осаждения покрытий использовался оптический профилометр на основе интерферометра Линника (ЛОМО МИИ-4). Для исследования поверхностной морфологии напыляемых покрытий использовался атомно-силовой микроскоп

Solver P47 (NT–MDT, Россия) с использованием CSG01 кантиливера в контактном сканирующем режиме. Измерение шероховатости проводилось для трех размеров площадок: $1 \times 1 \text{ мкм}^2$, $5 \times 5 \text{ мкм}^2$, $15 \times 15 \text{ мкм}^2$. Последующая обработка изображений осуществлялась с использованием программных пакетов Image Analysis 2.0 (NT–MDT) и Gwyddion.

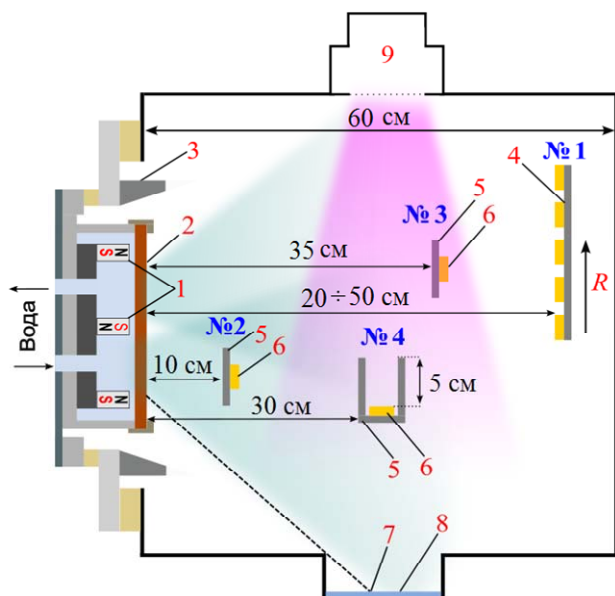


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:
1 – магнитная система планарного магнетрона;
2 – мишень магнетрона (катод); 3 – анод магнетрона;
4 – подложкодержатель с образцами для прямого
осаждения; 5 – экраны; 6 – образцы для обратного
и углового рассеяния; 7 – граница запыления
смотрового окна в вакуумном режиме; 8 – смотровое
окно; 9 – генератор газоразрядной плазмы
с инжекцией электронов

Результаты экспериментов и их обсуждение

На рис. 2 представлены радиальные распределения скорости осаждения для двух значений расстояния до подложки. На расстояниях порядка двух диаметров мишени (20 см) скорость осаждения в газовом и вакуумном режимах осаждения сравнима (рис. 2а). Разница в скорости осаждения в вакуумном и газовом режимах начинает проявляться при увеличении расстояния. На расстоянии 50 см скорость осаждения в вакуумном режиме превышает аналогичные значения в газовом режиме осаждения в 1,2–1,6 раза (рис. 2б).

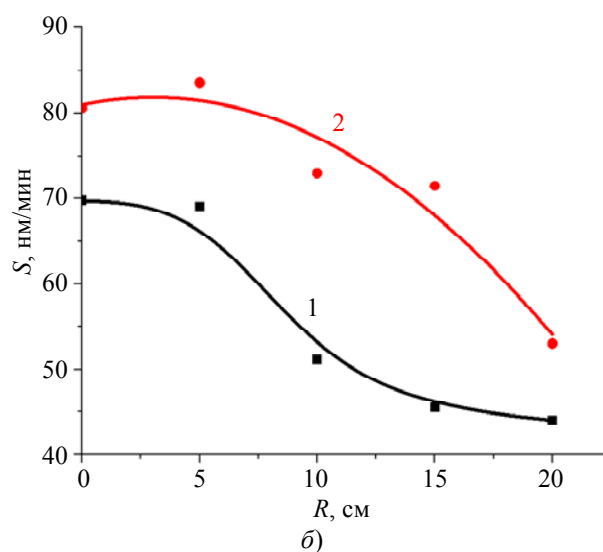
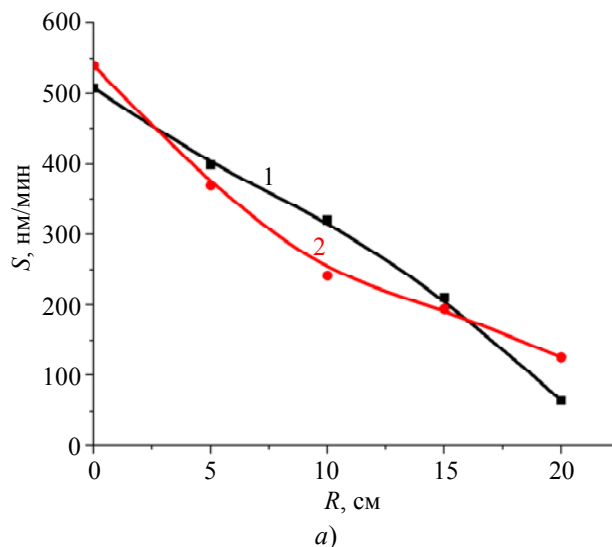


Рис. 2. Радиальные распределения скорости осаждения в зависимости от расстояния до мишени 20 см (а) и 50 см (б) в газовом (1) и вакуумном (2) режимах магнетрона. Ток магнетрона 10 А

Простые оценки показывают, что длина свободного пробега распыленного атома в газовом режиме не превышает 1 см. Таким образом, даже для режима осаждения № 2 (10 см от мишени) распыленный атом металла может испытать несколько столкновений с атомами рабочего газа с изменением первоначального вектора скорости. Этот вывод подтверждается результатами экспериментов по осаждению покрытия на тыльную сторону образца. Небольшая ($< 100 \text{ нм}$) толщина осажденного слоя не позволила корректно провести измерения с использованием микроинтерферометра МИИ-4, однако визуально запыление образцов в газовом режиме было кратно выше (рис. 3) как в режиме № 2, так и в режиме № 3.

Аналогичный эффект был получен для режима осаждения № 4 в боковом направлении под углом 90 градусов относительно оси разрядной системы.

Режим баллистического осаждения проявлялся в вакуумном режиме магнетрона частичным запылением смотрового окна с характерной четкой границей 7 (см. рис. 1), определяемой выступающим углом фланца вакуумной камеры на пути распространения распыленных атомов меди. Часть смотрового окна 8, расположенная в области тени выступающего угла вакуумной камеры, оставалась практически незапыленной даже при непрерывном функционировании магнетрона в течение нескольких часов. При этом в первые несколько минут работы магнетрона на смотровом окне наблюдалось две характерные границы области осаждения. Прямые линии, проведенные от данных границ покрытия через выступающий угол вакуумной камеры, проходят через дальний и ближний участки рейстрекка магнетрона. Расстояние от указанных участков рейстрекка границы пленки на поверхности смотрового окна составляло

50 см. Формирование четкой границы 7 (рис. 4б) осаждаемого покрытия в вакуумном режиме указывает на практически бесстолкновительный характер движения распыленных атомов на указанных расстояниях. В газовом режиме магнетрона запыление смотрового окна происходило однородно по всей поверхности, что может объясняться рассеянием потока распыленных атомов на столкновениях с атомами рабочего газа (рис. 4а).

Результаты измерения адгезии покрытий показывают, что для всех исследованных значений расстояния от магнетрона, адгезия покрытий, полученных в вакуумном режиме, выше, чем для покрытий, полученных в газовом режиме осаждения (табл. 1). С увеличением расстояния от мишени магнетрона отношение значений адгезии в вакуумном и газовом режимах увеличивается от 1,2 (на расстоянии 20 см) до 1,9 (на расстоянии 50 см). Снижение адгезии покрытий может быть связано с потерей направленной энергии распыленных атомов в пространстве дрейфа на столкновениях с атомами рабочего газа в газовом режиме.

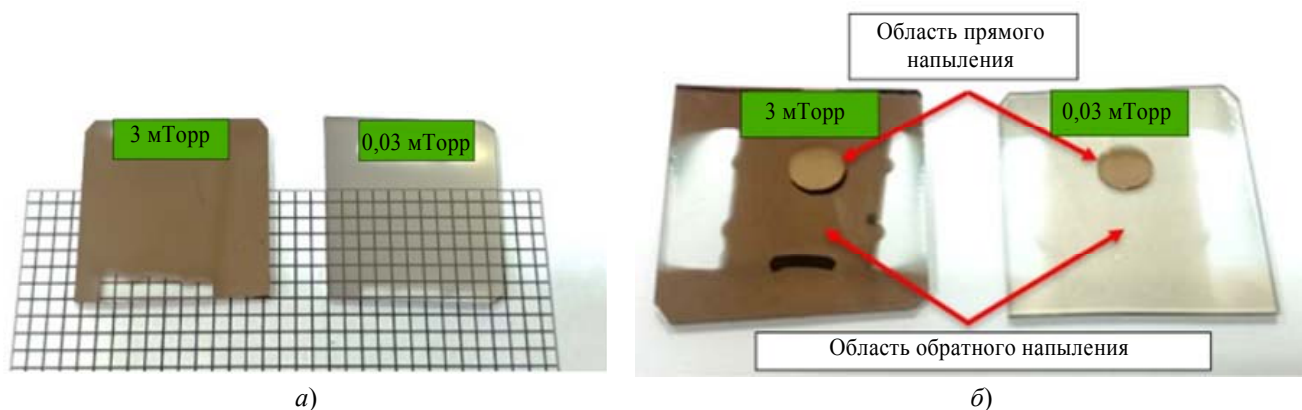


Рис. 3. Фотографии стеклянных образцов после осаждения в газовом и вакуумных режимах магнетрона: а) $L = 10$ см; б) $L = 35$ см

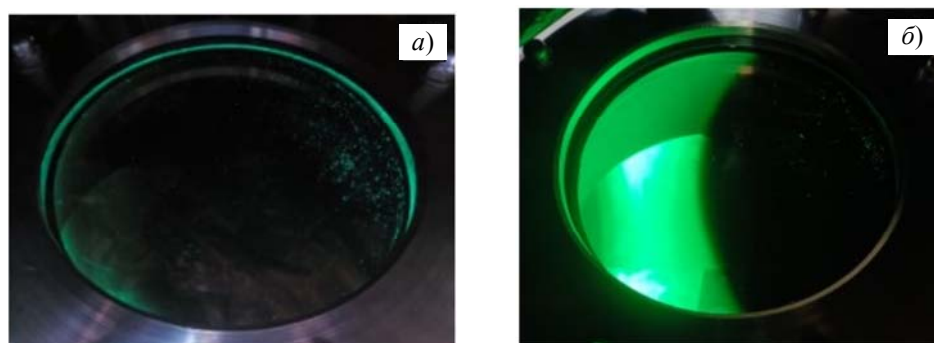


Рис. 4. Фотографии запыления смотрового окна после 30 мин функционирования магнетронного разряда в газовом (а) и вакуумном (б) режимах. Ток разряда 10 А

Таблица

Результаты измерений адгезии медных покрытий для газового и вакуумного режимов осаждения в зависимости от расстояния до магнетрона

Расстояние от мишени до подложки	20 см		30 см		40 см		50 см	
	Газ. режим	Вак. режим	Газ. режим	Вак. режим	Газ. режим	Вак. режим	Газ. режим	Вак. режим
Адгезия покрытий, кг·с/см ²	37	46	39	47	45	61	21	40

Для покрытий, полученных в вакуумном режиме характерны более низкие (в среднем в 1,5–2 раза) значения средней и среднеквадратичной шероховатости покрытия R_{mean} и R_{rms} , которые составляли 9 и 2,8 нм, соответственно. Это коррелирует с результатами, полученными ранее, при снижении рабочего давления в процессе магнетронного осаждения и может быть связано с большей энергией поступающих на подложку атомов и, как следствие, большей подвижностью и более плотной упаковкой атомов [10].

Заключение

Результаты сравнительных исследований процесса осаждения покрытий в газовом и вакуумном режимах функционирования планарной магнетронной распылительной системы с модельным материалом катода – медью показали, что в вакуумном режиме обеспечиваются более высокие скорости осаждения покрытий, улучшаются их адгезионные свойства и снижается шероховатость поверхности. Достигнутые параметры обусловлены баллистическим (бесстолкновительным) характером движения распыленных атомов мишени в области от катода магнетрона до напыляемой подложки. Следствием этого являются слабые эффекты бокового и обратного рассеяния распыленных атомов, что повышает эффективность процесса осаждения покрытий в вакуумном режиме магнетрона с использованием коллиматоров. Полученные результаты однозначно свидетельствуют о привлекательности

использования вакуумного режима МРС в технологии создания металлических покрытий.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект 24-19-00031).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chapin J. S. / Research Development. 1974. № 25. P. 37–40.
2. Posadowski W. / Surface and Coatings Technology. 1991. Vol. 49. № 1-3. P. 290–292.
3. Блейхер Г. А., Кривобоков В. П., Юрьева А. В. / Журнал технической физики. 2015. Т. 85. № 12. С. 56–62.
4. Tumarkin A. V., Kaziev A. V., Kharkov M. M., Kolodko D. V., Ilychev I. V., Khodachenko V. G. / Surface and Coatings Technology. 2016. № 293. P. 42–47.
5. Shandrikov M. V., Azhgikhin M. I., Bugaev A. S., Cherkasov A. A., Moskvina P. V., Oks E. M., Yushkov G. Y. / Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2024. Vol. 88. № Suppl. 4. P. S574–S579.
6. Depla D., Mahieu S., Greene J. E. Handbook of deposition technologies for films and coatings. – N.Y. William Andrew Publishing, 2010. P. 253–296.
7. Shandrikov M. V., Cherkasov A. A., Oks E. M., Zolotukhin D. B. / Vacuum. 2025. P. 114656.
8. Vizir A. V., Shandrikov M. V., Yushkov G. Y., Oks E. M. / Review of Scientific Instruments. 2010. Vol. 81. № 2. P. 02B307.
9. Volpyas V. A. / Physics Letters A. 2014. Vol. 378. № 43. P. 3182–3184.
10. Шандриков М. В., Черкасов А. А. / Прикладная физика. 2023. № 1. С. 15.

Coating deposition processes in the gas and vacuum modes of a planar magnetron sputtering system

M. V. Shandrikov, E. M. Oks, and A. A. Cherkasov*

Institute of High Current Electronics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Tomsk, 634055 Russia

**E-mail: cherkasov.a@hcei.ru*

Received 11.03.2026; revised 24.03.2026; accepted 06.08.2026

The results of comparative studies of the deposition of coatings in the gas and vacuum modes of operation of a planar magnetron sputtering system are presented. Copper was used as the model material of the sputtered target cathode. It is shown that higher deposition rates of coatings are achieved in the vacuum mode, their adhesive properties are improved and their roughness is reduced.

Keywords: magnetron sputtering system, self-sputtering, plasma, vacuum (gassless) mode, magnetron discharge.

REFERENCES

1. Chapin J. S., Research Development, № 25, 37–40 (1974).
2. Posadowski W., Surface and Coatings Technology **49** (1-3), 290–292 (1991).
3. Bleykher G. A., Krivobokov V. P., and Yuryeva A. V., Technical Physics **85** (12), 56–62 (2015).
4. Tumarkin A. V., Kaziev A. V., Kharkov M. M., Kolodko D. V., Ilychev I. V., and Khodachenko V. G., Surface and Coatings Technology **293**, 42–47 (2016).
5. Shandrikov M. V., Azhgikhin M. I., Bugaev A. S., Cherkasov A. A., Moskvina P. V., Oks E. M., and Yushkov G. Y., Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics **88** (4), S574–S579 (2024).
6. Depla D., Mahieu S., and Greene J. E. Handbook of deposition technologies for films and coatings: N.Y., William Andrew Publishing, 2010, pp. 253–296.
7. Shandrikov M. V., Cherkasov A. A., Oks E. M., and Zolotukhin D. B., Vacuum **114656** (2025).
8. Vizir A. V., Shandrikov M. V., Yushkov G. Y., and Oks E. M., Review of Scientific Instruments **81** (2), 02B307 (2010).
9. Volpyas V. A., Physics Letters A **378** (43), 3182–3184 (2014).
10. Shandrikov M. V. and Cherkasov A. A., Applied Physics, № 1, 15 (2023) [in Russian].

Об авторах

Шандриков Максим Валентинович, к.т.н., старший научный сотрудник, Институт сильноточной электроники СО РАН (634055, Россия, г. Томск, пр. Академический, 2/3). E-mail: shandrikov@hcei.ru SPIN-код: 2853-7737, AuthorID: 161950, ORCID ID: 0000-0002-0844-0356, Scopus Author ID: 6506983874

Окс Ефим Михайлович, д.т.н., заведующий лабораторией, Институт сильноточной электроники СО РАН (634055, Россия, г. Томск, пр. Академический, 2/3). E-mail: oks@hcei.ru SPIN-код: 6422-5057, AuthorID: 18767, ORCID ID: 0000-0002-9323-0686, Scopus Author ID: 15019732300

Черкасов Александр Алексеевич, младший научный сотрудник, Институт сильноточной электроники СО РАН (634055, Россия, г. Томск, пр. Академический, 2/3). E-mail: cherkasov.a@hcei.ru SPIN-код: 5285-4980, AuthorID: 1178261, ORCID ID: 0000-0002-2429-4969, Scopus Author ID: 57463526300

УДК 533.924
EDN: SRRHKM

PACS: 52.77.Dq, 84.40.Fe

**Влияние условий формирования пленок системы W-C
при магнетронном распылении вольфрама с введением летучих
углеводородов в плазменный разряд**

© М. А. Кононов, В. В. Савранский

*Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, 119991 Россия**Статья поступила в редакцию 18.05.2026; после доработки 8.06.2026; принята к публикации 06.08.2026**Шифр научной специальности: 1.3.19.*

Представлены результаты экспериментального исследования формирования соединений WC в процессе магнетронного распыления вольфрама в среде углеводородов на поверхности стеклянной подложки. Установлено, что режим работы магнетрона влияет на формирование и структуру поверхности растущей пленки. В области напряжений, приложенных к вольфрамовой мишени, в плазме разряда происходит полная диссоциация всех используемых углеводородов. Свободный углерод растворяется в растущей пленке вольфрама. При относительно низких напряжениях на магнетроне в системе W-C формируются в основном две фазы – α -WC и W_2C , с преобладанием WC. Повышение напряжения на магнетроне увеличивает скорость распыления и долю W_2C . В работе приведена оценка изменения микроструктуры поверхности пленок WC и W_2C методом атомно-силовой микроскопии – АСМ. Показана перспективность данного метода для получения соединений тугоплавких металлов с углеродом.

Ключевые слова: магнетронное распыление, вольфрам, графит, модификация поверхности, плазмохимический синтез.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-4-46-52

Введение

Карбиды тугоплавких металлов уже давно нашли широкое применение в современной технике. Одним из важнейших материалов этой серии является карбид вольфрама WC. В настоящее время с развитием технологий область применения карбида вольфрама постоянно расширяется. Современные достижения в материаловедении позволяют модифицировать свойства WC и W_2C , добавляя, при необходимости, в их состав разные легирующие добавки. Такие добавки позволяют получать новые свойства хорошо изученных соединений вольфрама с уникальными свойствами – такими, как повышенная термостойкость или устойчивость к коррозии. Подобные

модификации находят применение в самых различных отраслях промышленности, включая медицинские инструменты, авиационную и космическую технику. Карбид вольфрама в чистом виде или в смеси с W_2C и с добавками никеля или кобальта позволяет обеспечить максимальную долговечность поверхностям, покрытым такими материалами. Наряду с этим карбид вольфрама активно используется в электронике, где применяются его проводящие свойства и термостойкость. Применяются такие соединения в различных электронных компонентах в качестве подложки для создания полупроводниковых устройств. В криогенной технике в качестве чувствительных элементов используются вольфрамовые и вольфрам-углеродные термоэлектрические

элементы для сверхчувствительных термометров.

С каждым годом исследования и разработки в этой области становятся все более актуальными. Для нанесения выше перечисленных покрытий используются различные методы синтеза. Вакуумные процессы – такие, как комбинация импульсной лазерной абляции и магнетронное распыление [1], комбинация реактивного ВЧ магнетронного распыления с имплантацией ионов из плазменного источника [2], распыление с помощью магнетронного дугового источника [3] или совместное распыление мишеней WC и C в атмосфере аргона (Ar) [4]. Среди этих методов особый интерес представляет гибридная технология PECVD («плазменно-усиленное химическое осаждение из газовой фазы»), PVD («физическое осаждение из газовой фазы»), включающая одновременное распыление вольфрамовой мишени в реактивной углеводородной атмосфере – такой, как C_2H_2 [3, 5], CH_4 [6] или C_6H_6 [7, 8]. Несомненно, особый интерес представляет диссоциация органических молекул в плазме, приводящая к включению наночастиц WC в гидрированную углеродную матрицу WC/C:H. Эти результаты в сочетании с атомно-силовой микроскопией позволяют описать поверхность напыленной пленки как совокупность кристаллитов W_xC_{1-y} , соответствующих совокупности мелких нанозерен W_2C и WC_{1-x} , разбавленных в гидрированной углеродной матрице. При этом соотношение между твердой кристаллизованной фазой WC и более мягкой гидрированной углеродной матрицей уменьшается при увеличении потока углеводородов. В данной работе авторы получали пленки карбида вольфрама, распыляя магнетронным способом чистую вольфрамовую мишень в среде углеводородов и рабочего газа аргона Ar при комнатной температуре при различных режимах работы магнетрона. Авторы применяли подобные методы получения различных соединений металла с углеродом. В работах [9–13] были использованы, например, составные мишени меди и твердого графита. Однако коэффициенты распыления меди (2,4 – в аргоне) и графита (0,12 – в аргоне) при энергиях ионов Ar^+ ~ 500 эВ сильно разнятся, поэтому очень сложно подобрать подходящий режим для ра-

боты магнетрона. При распылении вольфрамовой мишени эта разница заметно меньше (0,6 – в аргоне), но все равно процесс роста пленки WC плохо управляем. По этой причине был выбран способ введения смеси легко испаряющихся углеводородов в область плазменного разряда. В этой области, как известно из литературы, должен происходить плазмохимический пиролиз, то есть процесс разложения органических соединений, осуществляемый в низкотемпературной плазме со средними энергиями молекул порядка 0,1–50 эВ [14–18]. Рост пленок WC в нашем случае проходил при низких температурах подложки (~ 100 °C). Подвижность атомов осаждаемого вещества при таких температурах мала, рост кристаллов заторможен. Образующаяся мелкокристаллическая структура наблюдалась нами в атомно-силовом микроскопе (АСМ).

Методика эксперимента

Покрытия из WC были сформированы на подложках из стекла с помощью реактивного магнетронного распыления вольфрамовой мишени в плазме $Ar + C + H$. В качестве источника углерода использовался Нефрас марки БР-1. Нефрас представляет собой смесь парафиновых и нафтеновых углеводородов.

В экспериментах в качестве мишени использована пластинка вольфрама с содержанием 99,93 масс. % основного элемента диаметром 70 мм и толщиной 2 мм. На магнетрон подавалось постоянное напряжение от –600 В до –1400 В в зависимости от эксперимента. При магнетронном распылении в качестве плазмообразующего газа использован аргон. Эксперименты проводились при постоянном давлении аргона и углеродосодержащего компонента в соотношении 1:1. Каждый газ подавался через отдельный натекаль, после чего газы смешивались и попадали в зону плазмы в виде смеси. Давление смеси газов в вакуумной камере поддерживалось на постоянном уровне и составляло ~ 10^{-3} Торр. Таким образом реализовывался процесс реактивного осаждения атомов на поверхности подложки. В результате в среде реактивного газа в плазме на поверхности подложки формируется необходимое соединение. Скорость распыления мишени

зависела от подаваемого на нее напряжения. В эксперименте на первом этапе при трех разных напряжениях (560 В, 900 В, 1400 В) распылялась чистая вольфрамовая мишень. Так, при напряжении 560–600 В скорость осаждения составляла ~ 1 нм/с, а при напряжении 880–900 В – $\sim 2,6$ – $2,7$ нм/с, при 1400 В скорость напыления составляла 10–12 нм/с [19–21]. Для процесса реактивного напыления в среде аргона и углерода при тех же напряжениях скорости напыления меняются. В области низких напряжений на магнетроне рост пленки WC происходит как на поверхности подложки, так и на поверхности вольфрамовой мишени. Поэтому при низких напряжениях скорости распыления мишени меньше, так как происходит распыление уже сформировавшейся на поверхности W мишени фазы WC, где конкурируют скорости образования фазы WC и скорости ее распыления [22–24]. Такое состояние наблюдается частично и для

средних значений применяемого напряжения. Только при напряжении 1400 В скорость роста пленки WC сравнима со скоростью роста W пленки. Структурные и электрофизические параметры пленок, нанесенных при обычных режимах напыления, в общем случае аналогичны структурам массивных образцов. Характерной особенностью пленок WC является наличие минимума удельного сопротивления у пленок стехиометрического состава. Оно соответствует для вольфрама $0,56$ мкОм·см и для карбида вольфрама $0,19$ мкОм·см при условии хорошей откачки вакуумной камеры до величин остаточного давления $\sim 5 \times 10^{-6}$ Торр, и дальнейшее снижение окислительных компонентов остаточной атмосферы – дегазацией. Морфология поверхности пленок исследовалась методом атомно-силовой микроскопии. На рисунке 1 представлены АСМ – изображения поверхности вольфрамовой пленки при разных скоростях напыления.

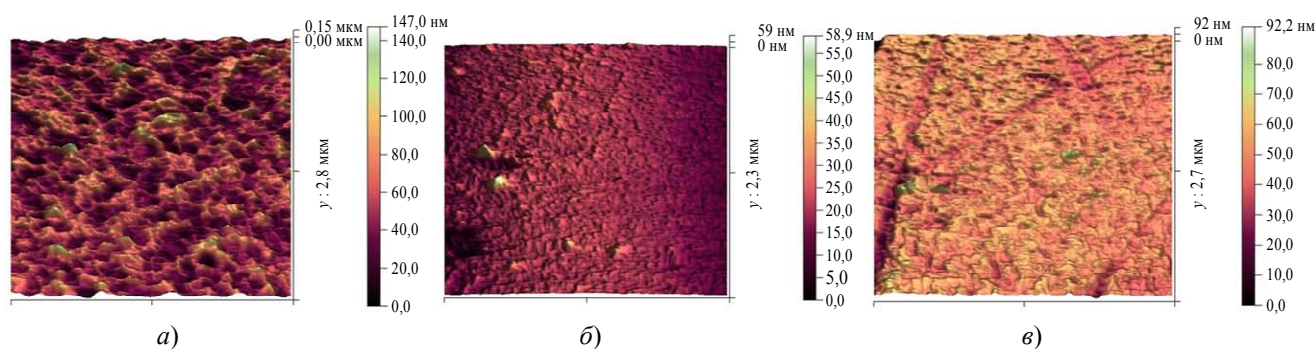


Рис. 1. АСМ – изображение поверхности пленки при распылении вольфрамовой мишени при различных скоростях напыления. Напряжение на W мишени: а) – 600 В; б) – 900 В; в) – 1400 В

На изображениях видно, что с увеличением скорости напыления поверхность вольфрама становится более однородной. Поверхности пленок плотные, без крупных частиц, пустот или расслоений, что указывает на хорошую адгезию, хотя сжимающее напряжение в вольфрамовой пленке увеличивается с толщиной. При больших скоростях осаждения на поверхности пленки появляются микротрещины и при толщинах ~ 1 мкм и выше увеличивается содержание других фаз, что приводит к росту механических напряжений из-за несоизмеримости параметров элементарных ячеек различных фаз.

Увеличение механических напряжений приводит к росту удельного сопротивления пленок вольфрама и более, чем на порядок, пре-

вышает сопротивление объемного материала. Сформированные пленки на полученных образцах более однородны и содержат в основном α -фазу – это приводит к уменьшению удельного сопротивления. На рисунке 2 показаны поверхности, где сформированы пленки карбида вольфрама. Согласно литературным данным [1–5], образование WC происходит на поверхности вольфрама во время роста пленки. Атомы углерода, адсорбированные на поверхности и не прореагировавшие с вольфрамом, диффундируют внутрь, в результате образуются кристаллы W_2C . С увеличением скорости напыления и, как следствие, локального нагрева поверхности образца диффузия C в W ускоряется, содержание WC уменьшается, и W_2C становится доминирующим карбидным

соединением. При низких скоростях напыления формируется более упорядоченная, но более шероховатая поверхность. При увеличении скорости напыления шероховатость заметно убывает – это, вероятно, происходит в связи с недостатком времени для формирования кристаллов WC больших размеров.

Предполагается, что при данных режимах напыления содержание чистой α -фазы вольфрама на поверхности и внутри пленки минимально, металлический вольфрам в приповерхностной области полностью прореагировал с углеродом, что подтверждается литературными данными [6–8].

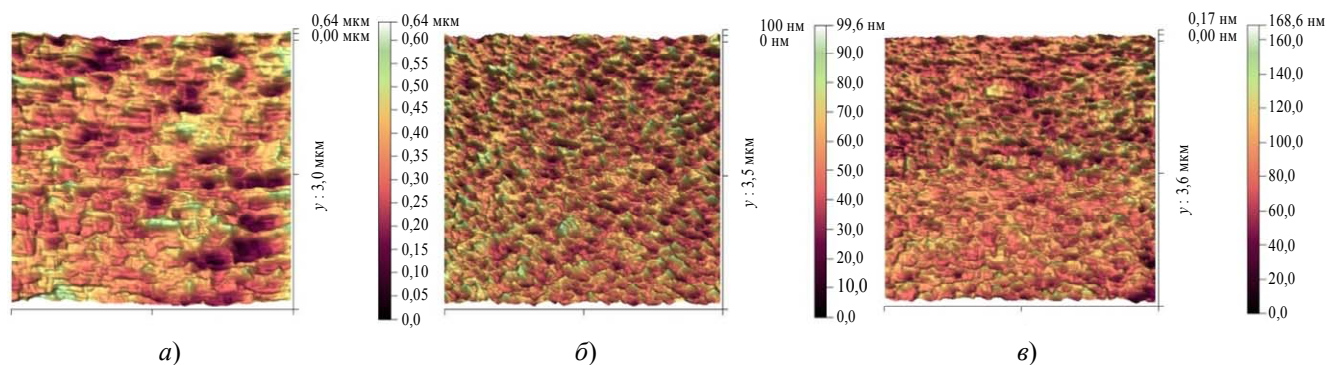


Рис. 2. АСМ – изображение поверхности пленки при распылении вольфрамовой мишени в среде углеводородов при различных скоростях напыления. Напряжение на W мишени: а) – 600 В; б) – 900 В; в) – 1400 В

Результаты и обсуждение

Исследование структуры пленок проводилось с использованием сканирующего зондового микроскопа Solver P47-PRO компании NT-MDT. С помощью атомно-силовой микроскопии изучена морфология поверхности вольфрам графитовых пленок состава WC и W₂C при отсутствии углеводородов при их получении. На основании данных атомно-силовой микроскопии и графиков распределения частиц по размерам проведена оценка характерных особенностей рельефа поверхности

WC и W₂C в зависимости от скорости напыления по ключевым статистическим параметрам – таким, как средняя шероховатость, среднеквадратичная шероховатость, высота от пика до впадины и асимметрия. Результаты этих исследований показывают на явное различие в характеристиках поверхности между пленками W и WC.

На рис. 3 приведен график распределения высот на поверхности вольфрама, то есть зависимость числа кристаллитов от их размеров на единице поверхности.

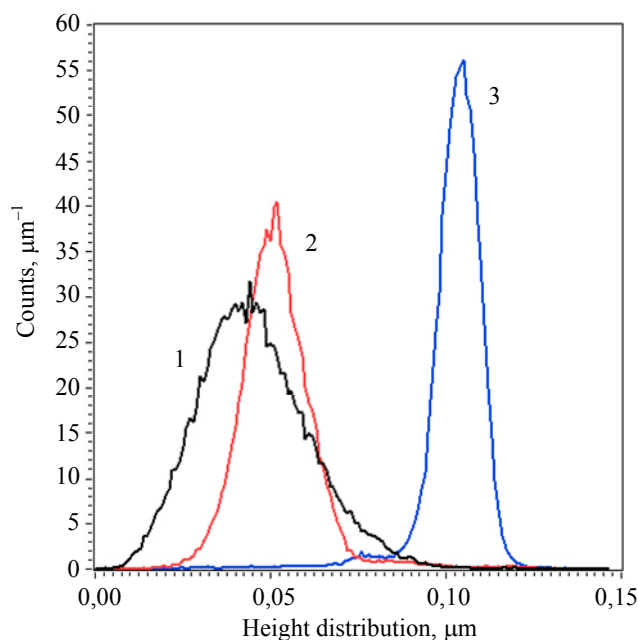


Рис. 3. Распределение высот кристаллитов на поверхности пленок вольфрама при трех скоростях напыления: 1 – низкая; 2 – средняя; 3 – высокая

Пленки W после напыления имели относительно гладкую и однородную поверхность с колебаниями высоты от 40 до 120 нм. На приведенном графике ширина пика 1 указывает на несколько большую шероховатость поверхности, чем на двух остальных. Ширина второго пика указывает на оптимальную и гладкую поверхность. Пик 3 сдвинут сильно вправо, так как на поверхности имеются микротрещины, влияющие на параметр средней шероховатости – высота от пика до впадины, что указывает на более сложную морфологию поверхности. С другой стороны, пленки WC продемонстрировали значительно более высокую неоднородность поверхности (рис. 4). Различия в высоте имеют значения от 100 до 500 нм. Более широкое и симметричное распределение графиков подтвердило увеличение количество фазы W_2C на поверхности растущей пленки. Изменение морфологии поверхностей, вызванных ростом пленки WC, показало, что углерод изменяет структуру зерен и увеличивает неоднородность поверхности для всех скоростей напыления.

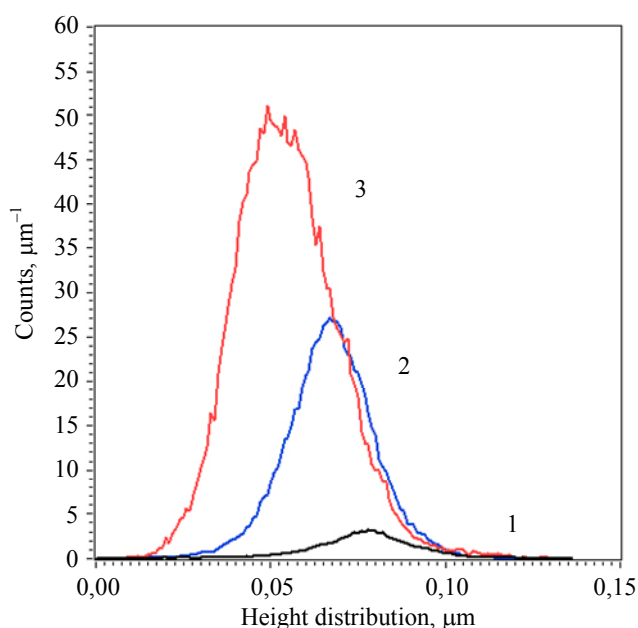


Рис. 4. Распределение высот кристаллитов на поверхности пленок карбида вольфрама при трех скоростях напыления: 1 – низкая; 2 – средняя; 3 – высокая

Эти значения дополнительно показывают различия в симметрии и текстуре поверхности. Пленки WC демонстрировали более выраженные поверхностные дефекты. Для пленок W характерны сбалансированные пики и

впадины, тогда как для WC преобладают впадины.

Эти результаты показывают, что добавление углерода увеличивает площадь поверхности и рельеф структуры пленок WC, что делает их потенциально более подходящими для применений, требующих высокой реакционной способности поверхностно-активных веществ, например, в газочувствительных материалах или каталитических процессах.

Выводы

Таким образом, в работе предложен и реализован способ получения тонких поликристаллических пленок WC с помощью введения в область плазмы и вблизи подложки углеводородов с малыми энергиями пиролиза. Апробация способа проведена на пленках толщиной 0,5 мкм. Результаты обработки 3d изображений, полученных на АСМ, подтверждают возможность получения поликристаллических пленок WC или WC + W_2C в пропорции 50:50 в зависимости от требований эксперимента указанным методом. Показана возможность управления фазовым составом «вольфрам–углерод» путем изменения напряжения разряда при неизменной силе постоянного тока. Дальнейшее развитие данного метода позволяет перейти к исследованию и изготовлению монокристаллических пленок меньших толщин, а также металл-углеродных пленок других тугоплавких металлов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Voevodin A. A., O'Neill J. P., Zabinski J. S. / *Thin Solid Films*. 1999. Vol. 342. P. 194. [https://doi.org/10.1016/S0040-6090\(98\)01456-4](https://doi.org/10.1016/S0040-6090(98)01456-4)
2. Baba K., Hatada R. / *Surf. Coat. Technol.* 2003. Vol. 287. P. 169–170. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2005.02.182>
3. Precht W., Czyzniewski A. / *Surf. Coat. Technol.* 2003. Vol. 979. P. 174–175. [https://doi.org/10.1016/S0257-8972\(03\)00586-3](https://doi.org/10.1016/S0257-8972(03)00586-3)
4. Abad M. D., Muñoz-Márquez M. A., Mrabet S. El., Justo A., Sánchez-López J. C. / *Surf. Coat. Technol.* 2010. Vol. 204. P. 3490. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2010.04.019>
5. Strondl C., Carvalho N. M., De Hosson J. T. M., Krug T. G. / *Surf. Coat. Technol.* 2005. Vol. 200. P. 1142. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2005.02.182>
6. Rincon C., Romero J., Esteve J., Martinez E., Lousa A. / *Surf. Coat. Technol.* 2003. Vol. 386. P. 163–164. [https://doi.org/10.1016/S0257-8972\(02\)00635-7](https://doi.org/10.1016/S0257-8972(02)00635-7)

7. Radic N., Grzeta B., Milat O., Ivkov J., Stubicar M. / Thin Solid Films. 1998. Vol. 192. P. 320. [https://doi.org/10.1016/S0040-6090\(97\)00758-X](https://doi.org/10.1016/S0040-6090(97)00758-X)
8. Dubcek P., Radic N., Milat O., Bernstorff S. / Surf. Coat. Technol. 2002. Vol. 218. P. 151–152. [https://doi.org/10.1016/S0257-8972\(01\)01560-2](https://doi.org/10.1016/S0257-8972(01)01560-2)
9. Абрамов Д. В., Аракелян С. М., Климовский И. И., Кононов М. А., Кучерик А. О., Прокошев В. Г., Савранский В. В. / Краткие сообщения по физике ФИАН. 2006. № 10. С. 28–36.
10. Валянский С. И., Виноградов С. В., Кононов М. А., Кононов В. М., Растопов С. Ф. / Прикладная физика. 2016. № 1. С. 49–52.
11. Валянский С. И., Кононов В. М., Кононов М. А. / Успехи прикладной физики. 2019. Т. 7. № 5. С. 502–507.
12. Виноградов С. В., Кононов М. А., Кононов В. М. / Прикладная физика. 2015. № 3. С. 40–42.
13. Валянский С. И., Виноградов С. В., Кононов М. А., Кононов В. М. / Успехи прикладной физики. 2016. Т. 4. № 3. С. 301–306.
14. Fincke J. R. / Ind. Eng. Chem. Res. 2002. Vol. 41. P. 1425–1435. <https://doi.org/10.1021/ie010722e>
15. Appel J. / Combust. Flame. 2000. Vol. 121. P. 122–136. [https://doi.org/10.1016/S0010-2180\(99\)00135-2](https://doi.org/10.1016/S0010-2180(99)00135-2)
16. Hidaka Y. / Combust. Flame. 1999. Vol. 118. P. 340–358. <https://doi.org/10.5281/zenodo.8039031>
17. Olsvik O. / Chem. Eng. Technol. 1995. Vol. 18. P. 349–358. <https://doi.org/10.1002/ceat.270180510>
18. Chen C.-J. / Can. J. Chem. 1975. Vol. 53. P. 3580–3590. <https://doi.org/10.1139/v75-516>
19. Кононов М. А., Растопов С. Ф. / Прикладная физика. 2022. № 1. С. 70–74. <https://doi.org/10.51368/1996-0948-2022-1-70-74>
20. Кононов М. А., Растопов С. Ф. / Прикладная физика. 2023. № 6. С. 66–71. <https://doi.org/10.51368/1996-0948-2023-6-66-71>
21. Виноградов С. В., Кононов М. А., Кононов В. М., Савранский В. В., Тишков В. В. / Прикладная физика. 2017. № 4. С. 5–9.
22. Сейдман Л. А. / Электронная промышленность. 1984. № 4. С. 15–20.
23. Сейдман Л. А. / Электронная техника. 1984. № 2. С. 44–47.
24. Сейдман Л. А. / Электронная техника. 1984. № 2. С. 68–75.

PACS: 52.77.Dq, 84.40.Fe

The influence of conditions of formation of films of the W-C system during magnetron sputtering of tungsten with the introduction of volatile hydrocarbons into the plasma discharge region

M. A. Kononov* and V. V. Savransky

Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia

*E-mail: mike@kapella.gpi.ru

Received 18.05.2026; revised 8.06.2026; accepted 06.08.2026

This paper presents experimental studies on the formation of a WC compound during magnetron sputtering of tungsten in a hydrocarbon environment on the surface of a glass substrate. It has been established that different magnetron operating modes affect the formation and surface structure of the growing film. In the range of voltages applied to the tungsten target, all hydrocarbons used in the experiment completely dissociate in the discharge plasma. Free carbon dissolves in the growing tungsten film, and at relatively low magnetron voltages, two chemical compounds are mainly formed in the W-C system: α -WC and W_2C , with WC predominating. As the magnetron voltage increases, the sputtering rate increases, and the proportion of W_2C increases. In this paper, changes in the surface microstructure of WC and W_2C films are assessed using atomic force microscopy (AFM). The potential of this method for producing compounds of refractory metals with carbon is demonstrated.

Keywords: magnetron sputtering, tungsten, graphite, surface modification, plasma-chemical synthesis.

REFERENCES

1. Voevodin A. A., O'Neill J. P., and Zabinski J. S., Thin Solid Films **342**, 194 (1999). [https://doi.org/10.1016/S0040-6090\(98\)01456-4](https://doi.org/10.1016/S0040-6090(98)01456-4)

2. Baba K. and Hatada R., *Surf. Coat. Technol.* **287**, 169–170 (2003). <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2005.02.182>
3. Precht W. and Czyzniewski A., *Surf. Coat. Technol.* **979**, 174–175 (2003). [https://doi.org/10.1016/S0257-8972\(03\)00586-3](https://doi.org/10.1016/S0257-8972(03)00586-3)
4. Abad M. D., Muñoz-Márquez M. A., Mrabet S. El., Justo A., and Sánchez-López J. C., *Surf. Coat. Technol.* **204**, 3490 (2010). <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2010.04.019>
5. Strondl C., Carvalho N. M., De Hosson J. T. M., and Krug T. G., *Surf. Coat. Technol.* **200**, 1142 (2005). <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2005.02.182>
6. Rincon C., Romero J., Esteve J., Martinez E., and Lousa A., *Surf. Coat. Technol.* **386**, 163–164 (2003). [https://doi.org/10.1016/S0257-8972\(02\)00635-7](https://doi.org/10.1016/S0257-8972(02)00635-7)
7. Radic N., Grzeta B., Milat O., Ivkov J., and Stubicar M., *Thin Solid Films* **192**, 320 (1998). [https://doi.org/10.1016/S0040-6090\(97\)00758-X](https://doi.org/10.1016/S0040-6090(97)00758-X)
8. Dubcek P., Radic N., Milat O., and Bernstorff S., *Surf. Coat. Technol.* **218**, 151–152 (2002). [https://doi.org/10.1016/S0257-8972\(01\)01560-2](https://doi.org/10.1016/S0257-8972(01)01560-2)
9. Abramov D. V., Arakelian S. M., Klimovsky I. I., Kononov M. A., Kucherik A. O., Prokoshev V. G., and Savransky V. V., *Brief Communications on Physics of the Lebedev Physical Institute*, № 10, 28–36 (2006).
10. Valyansky S. I., Vinogradov S. V., Kononov M. A., Kononov V. M., and Rastopov S. F., *Applied Physics*, № 1, 49–52 (2016) [in Russian].
11. Valyansky S. I., Kononov V. M., and Kononov M. A., *Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics)* **7** (5), 502–507 (2019) [in Russian].
12. Vinogradov S. V., Kononov M. A., and Kononov V. M., *Applied Physics*, № 3, 40–42 (2015) [in Russian].
13. Valyansky S. I., Vinogradov S. V., Kononov M. A., and Kononov V. M., *Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics)* **4** (3), 301–306 (2016) [in Russian].
14. Fincke J. R., *Ind. Eng. Chem. Res.* **41**, 1425–1435 (2002). <https://doi.org/10.1021/ie010722e>
15. Appel J., *Combust. Flame* **121**, 122–136 (2000). [https://doi.org/10.1016/S0010-2180\(99\)00135-2](https://doi.org/10.1016/S0010-2180(99)00135-2)
16. Hidaka Y., *Combust. Flame* **118**, 340–358 (1999). <https://doi.org/10.5281/zenodo.8039031>
17. Olsvik O., *Chem. Eng. Technol.* **18**, 349–358 (1995). <https://doi.org/10.1002/ceat.270180510>
18. Chen C.-J., *Can. J. Chem.* **53**, 3580–3590 (1975). <https://doi.org/10.1139/v75-516>
19. Kononov M. A. and Rastopov S. F., *Applied Physics*, № 1, 70–74 (2022) [in Russian]. <https://doi.org/10.51368/1996-0948-2022-1-70-74>
20. Kononov M. A. and Rastopov S. F., *Applied Physics*, № 6, 66–71 (2023). <https://doi.org/10.51368/1996-0948-2023-6-66-71>
21. Vinogradov S. V., Kononov M. A., Kononov V. M., Savransky V. V., and Tishkov V. V., *Applied Physics*, № 4, 5–9 (2017) [in Russian].
22. Seidman L. A., *Electronic Industry*, № 4, 15–20 (1984).
23. Seidman L. A., *Electronic Engineering*, № 2, 44–47 (1984).
24. Seidman L. A., *Electronic Engineering*, № 2, 68–75 (1984).

Об авторах

Кононов Михаил Анатольевич, к.ф.-м.н., доцент, старший научный сотрудник, Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН (119991, Россия, Москва, ул. Вавилова, 38). E-mail: mike@kapella.gpi.ru SPIN-код: 8607-2597, AuthorID: 30241, ResearcherID: I-2413-2018, Scopus Author ID: 7004098676

Савранский Валерий Васильевич, к.ф.-м.н., доцент, заведующий лабораторией ОЛФ, Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН (119991, Россия, Москва, ул. Вавилова, 38). E-mail: savr@nsc.gpi.ru SPIN-код: 3017-0185, AuthorID: 18563, ResearcherID: K-6388-2018

УДК 533.9.07
EDN: UKGQMA

PACS: 52.75.Hn

**Особенности динамики электрической дуги переменного тока
и ее параметры в плазмотроне с воздушным дутьем**© А. А. Сафронов, Ю. Д. Дудник*, М. И. Васильев, В. Н. Ширяев, О. Б. Васильева,
А. В. Никонов, Г. В. Наконечный

ФГБУН Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, Санкт-Петербург, 191181 Россия

*E-mail: julia_dudnik-s@mail.ru

Статья поступила в редакцию 21.07.2026; после доработки 31.07.2026; принята к публикации 06.08.2026

Шифр научной специальности: 1.3.13

Представлены результаты экспериментального исследования однофазного плазмотрона с кольцевыми электродами, функционирующего в диапазоне мощности до 10 кВт. Эксперименты проводились при варьировании массового расхода плазмообразующего газа (воздуха) в диапазоне до 3,2 г/с. Методика включала синхронную регистрацию осциллограмм тока и напряжения на дуговом разряде совместно с высокоскоростной видеосъемкой электрической дуги. На основании полученных данных был определен характер привязки дуги и проведен комплексный анализ ее временных и пространственных характеристик. Оценка температуры плазмы осуществлялась методом оптической эмиссионной спектроскопии по относительной интенсивности линий меди Си I. Расчеты позволили установить, что температура в зоне дугового разряда достигает значений порядка ~ 7000 К.

Ключевые слова: плазмотрон, переменный ток, воздух, температура плазмы.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-4-53-59

Введение

Интенсивное внедрение плазмотронов в современные промышленные технологии диктует необходимость углубленного изучения фундаментальных механизмов, лежащих в основе возникновения и поддержания стабильности дугового разряда. Для адекватного воспроизведения сложной пространственно-временной динамики горения дуги, что особенно критично в условиях быстро протекающих и нестационарных процессов, осуществлялась запись динамики движения дуг и их привязок с использованием современных высокоскоростных цифровых камер, обладающих высоким пространственным и временным разрешением. Этот подход позволяет получать исчерпывающие сведения о морфологии разряда, детально фиксируя мгновен-

ные трансформации его структуры и позволяя проследить траектории движения с высокой точностью. Данный метод комплексного исследования находит подтверждение в работах по изучению зоны привязки дуги к аноду [1, 2], где скоростная съемка выступает ключевым инструментом диагностики, а также в исследованиях прототипов технологических установок синтеза в открытой воздушной среде, демонстрирующих схожие подходы к фиксации электрофизических параметров [3, 4]. Методология анализа базировалась на сопоставлении данных видеорегистрации с измеренными значениями электрических характеристик дугового разряда – осциллограммами мгновенных значений токов и напряжений.

В качестве теоретической основы для анализа собранных данных применяется математический аппарат спектрального анализа,

базирующийся на преобразовании Фурье. Преобразование Фурье позволяет представить сложный сигнал в виде набора гармонических колебаний, что делает возможным идентификацию доминирующих частот. Такой подход позволяет перейти от анализа временных параметров сигнала к исследованию его частотного состава. Анализируя интенсивность излучения плазмы, возможно выявить связь между пространственно-временными изменениями яркости свечения и динамикой формирования электрической дуги.

Интеграция этих двух подходов – прямой визуализации и спектрального анализа – создает основу для разработки нового диагностического протокола. Он позволяет сопоставлять мощность дуги, вычисленную по осциллограммам тока и напряжения на дуге с ее интегральной светимостью, полученной из оптических измерений при различных геометриях видеосъемки.

Целью настоящей работы является комплексное экспериментальное исследование динамики развития дугового разряда на воздухе в плазмотроне переменного тока однокорпусного исполнения.

Экспериментальная установка и методы измерений

Исследования проводились на экспериментальной установке, схематично представленной на рисунке 1. Данная работа является продолжением многолетних исследований авторского коллектива в области проектирования и создания генераторов низкотемпературной плазмы [5]. Установка включает в себя плазмотрон переменного тока [6], источник питания, состоящий из силового трансформатора тип ОС-100/6, измерительной системы. Плазмотрон соединен с системой подачи плазмообразующего газа (смеси газов), охлаждающей жидкости и оборудован блоком регулирования и измерения их расходов. В отличие от предшествующих прототипов представленная модификация отличается оптимизированной геометрией межэлектродного промежутка и использованием схемы газодинамической стабилизации, содержащей три контура подачи газа для более эффективного удержания столба дуги.

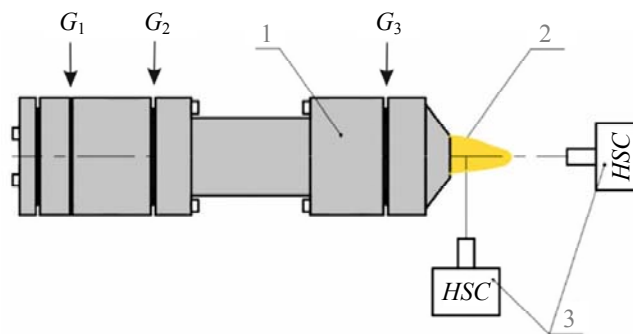


Рис. 1. Схематическое изображение плазмотрона и метода наблюдения с помощью скоростной фото- и видеосъемки: 1 – плазмотрон переменного тока; 2 – плазменный факел; 3 – высокоскоростная камера

Управление источником питания плазмотрона осуществлялось промышленным микроконтроллером Advantech, обеспечивающим мониторинг осциллограмм тока и напряжения, фиксируемых датчиками. Система подачи воздуха включала коллекторную стойку с регуляторами давления для индивидуальной настройки подачи газа в каждый контур.

Методика диагностики включала одновременную регистрацию электрических параметров (осциллограмм тока и напряжения) и оптическую диагностику динамики разряда. Запись электрических параметров дуги синхронизировалась со скоростной видеосъемкой работы плазмотрона на воздухе (зазоры электродов $D_1 = 1,9$ мм, $D_2 = 2,5$ мм) при помощи камеры Citius imaging High Speed Video Camera.

Камера позиционировалась в двух плоскостях (рис. 1): фронтально для фиксации разряда внутри камеры и перпендикулярно оси для съемки плазменного факела на срезе выхода. Съемка велась с частотой 4000 кадров/с с высоким разрешением с сохранением данных на ПК. Данный метод регистрации позволил определить место привязки дуги и провести детальный анализ временных и пространственных характеристик дугового разряда по временным зависимостям интенсивности излучения плазмы. Возможность дистанционного управления камерой обеспечила мониторинг процесса записи в реальном времени.

Экспериментально установлено, что исследуемый тип плазмотрона обеспечивает устойчивое горение дуги и бесперебойное инициирование дугового разряда в пределах заданных расходов рабочего газа. Анализ полученных данных позволил получить элек-

трические и энергетические характеристики установки в широком диапазоне режимных параметров. Динамика горения дуги характеризуется соответствующими осциллограммами [6]. Также была рассчитана мощность, вычисленная как произведение мгновенных значений тока и напряжения, которая зависела от массового расхода воздуха и возрастала равномерно прямолинейно, в диапазоне 6,6–7,1 кВт для расходов 2,5–3,2 г/с.

Результаты и обсуждения

Излучение дугового разряда в воздушной атмосфере при нормальном давлении носит преимущественно непрерывный характер, что обусловлено высокой температурой плазмы дуги (6000–10000 К) и доминированием тормозного и рекомбинационного механизмов. На этот континуум, аппроксимируемый функцией Планка, накладываются эмиссионные линии и полосы атомов и молекул, вклад которых в общую энергию излучения не превышает 30 %. Анализ энергетического баланса излучения [7, 8] показывает, что непрерывный (фоновый) спектр является доминирующим компонентом, в то время как вклад линейчатополосатого спектра оценивается в 10–30 % от общей излучаемой энергии. Распределение энергии в оптическом диапазоне при напряжении 4 кВ характеризуется преобладанием видимого излучения, на долю которого приходится до 69 % от общей энергии оптического спектра. Энергия, излучаемая в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне, составляет ~ 30 %, тогда как инфракрасное (ИК) излучение вносит незначительный вклад ~ 1 %.

Визуализация и диагностика динамики плазмы дуги осуществлялись методом высокоскоростной видеосъемки. Использовалась камера, у которой чувствительность фотоприемной матрицы находилась в спектральном диапазоне 300–1050 нм, что позволило регистрировать интенсивность излучения плазмы и отражать колебания столба дуги, гашение/перезапуск, флуктуации температуры и форму дуги. Запись велась с частотой 4000 fps, что при периоде сетевого напряжения 20 мс (50 Гц) дает разрешение по времени 250 мкс на кадр, т. е. 80 кадров за период. Эти визуальные изменения связаны с изменениями в

токе и тепловой мощности и, поэтому, можно предположить, что, в первом приближении, они отражают эволюцию энергии плазмы электрической дуги.

В ходе высокоскоростной видеосъемки процесса разряда в плазмотроне были получены видеофайлы формата .avi с разрешением 320×306 пикселей. Для анализа данных проводилась предварительная фильтрация, после которой вычислялась суммарная яркость всех пикселей в каждом кадре. Это позволило сформировать временную зависимость интенсивности свечения плазмы.

На рисунке 2 представлены полученные покадровые изображения при различных давлениях воздуха в системе: $P_1 = 0,4$ атм, $P_2 = 0,8$ атм и $P_3 = 1,0$ атм, соответствующих контурам подачи плазмообразующего газа воздуха, которые на рисунке 1 обозначены как G_1 , G_2 , G_3 . По горизонтальной оси (абсцисс) отложен номер кадра, что эквивалентно времени с шагом 250 мкс.

Как можно заметить из рисунка 2 наблюдается постепенное увеличение интенсивности излучения вплоть до 421 кадра и далее уменьшение до 436. Далее на рисунке 2 – второй полупериод (10–20 мс), во время которого наблюдается аналогичный характер зависимости интенсивности излучения. Интересно отметить характерное закручивание дуги против часовой стрелки от привязки к корпусу плазмотрона. Как видно из рисунка 2 начиная с 408 кадра и до 432 включительно привязка дуги (белая точка в низу кадра) неподвижна. Однако для второго полупериода наблюдается другой характер поведения дуги, которая достаточно интенсивно вращается, а привязка аксиально перемещается – кадры с 448 до потухания дуги на 481 кадре.

Для различия в поведении привязки электрической дуги на разных полупериодах питающего напряжения плазмотрона можно предложить следующее объяснение. Электроды кольцевидной формы, используемые в данном устройстве, характеризуются осевой симметрией. Вследствие этого, положение электродов, соответствующих аноду и катоду относительно плоскости выходного сопла меняется *vice versa* каждый полупериод. Это приводит к изменению направления зажигания дуги и, соответственно, направлению электрического тока в ней. Очевидно, направ-

ление потока воздуха остается постоянным, но в одном полупериоде этот поток совпадает с потоком электронов от катода (отрицательно-го электрода) к аноду (положительному электроду), а в другом при смене полярности противоположен. Это служит причиной в разнице поведения привязки дуги и её вращения,

наблюдаемых в различных полупериодах работы плазмотрона. Вместе с тем такая конструкция плазмотрона обладает преимуществом перед другими устройствами, поскольку обеспечивает надежное удержание дуги на поверхности кольцевых электродов, предотвращая износ кромок электродов.

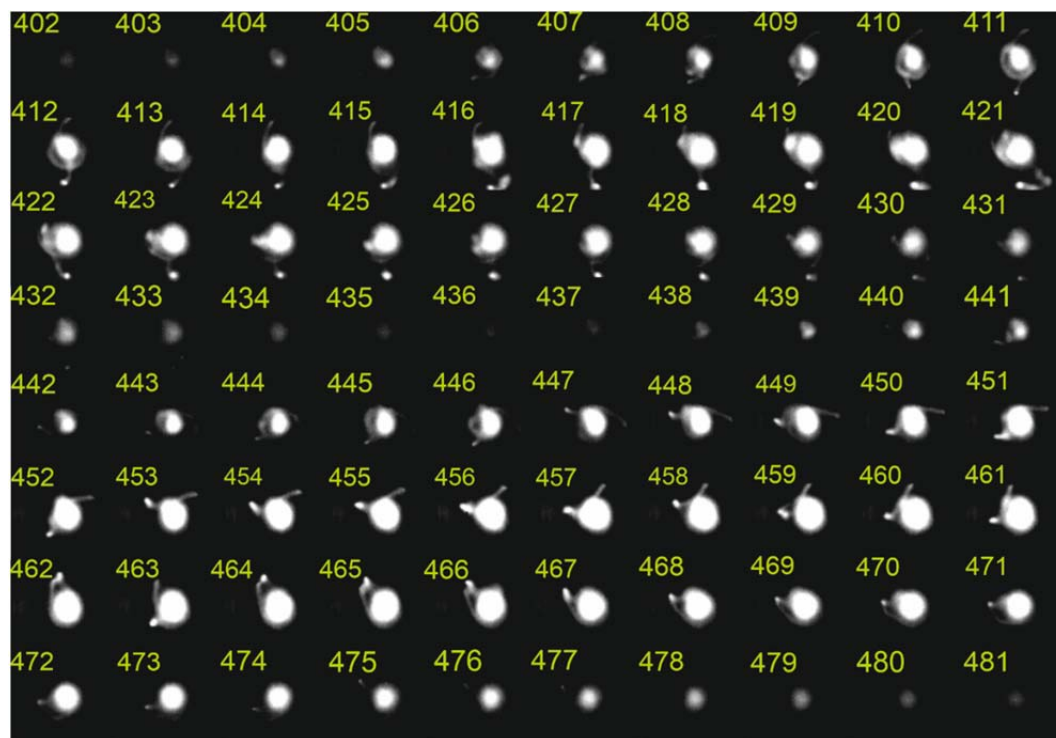


Рис. 2. Покадровые изображения плазменного факела за оба полупериода: кадры 402–441 – первый полупериод (положительный); кадры 442–481 второй полупериод (отрицательный)

На рисунке 3 представлены частотно-временные характеристики плазмы дуги, полученные по интенсивности излучения с помощью скоростной видеокамеры.

На верхней части рисунка 3 можно отметить различие в интенсивности излучения в полупериодах из-за изменения направления зажигания дуги, т. е. направления электрического тока. Соответственно, на нижней части рисунка 3 присутствует частота 50 Гц отображающая разницу полупериодов. Наличие доминирующей частоты 100 Гц подтверждает работу плазмотрона в каждом полупериоде. Все измеренные и обработанные временные сигналы показали хорошую корреляцию с электрической мощностью разряда.

Спектры излучения в диапазоне 495–630 нм струи плазмы на срезе выхода плаз-

мотрона были получены при помощи спектрофотометра Andor Shamrock 303i с использованием программного обеспечения Andor Solis. Была использована дифракционная решетка 600 штрихов/мм с длиной волны блеска 500 нм. Ширина щели составляла 20 мкм. По соотношениям интенсивностей пар линий излучения Cu I 510,554 нм переход $3d^9 4s^2 \rightarrow 3d^{10} 4p$ и 521,82 нм $3d^{10} 4p \rightarrow 3d^{10} 4d$ статистические веса $g = 4$ и $g = 6$, соответственно; 515,323 нм переход $3d^{10} 4p \rightarrow 3d^{10} 4d$ и 578,213 нм $3d^9 4s^2 \rightarrow 3d^{10} 4p$, статистические веса $g = 4$ и $g = 4$, соответственно, была определена температура плазмы дуги, которая составила ~ 7000 К. На рисунке 4 показан спектр излучения струи плазмы при расходе воздуха 2,52 г/с.

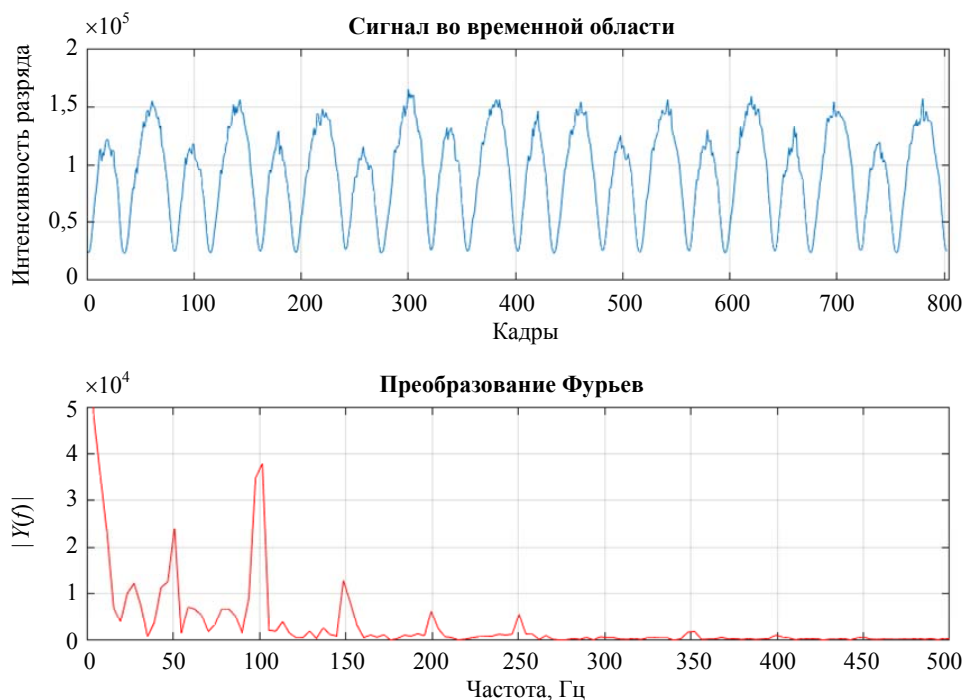


Рис. 3. Характеристики плазмы дуги: сверху – интенсивность излучения от времени за 10 полных периодов частоты 50 Гц (250 мкс на кадр); внизу – частотная характеристика

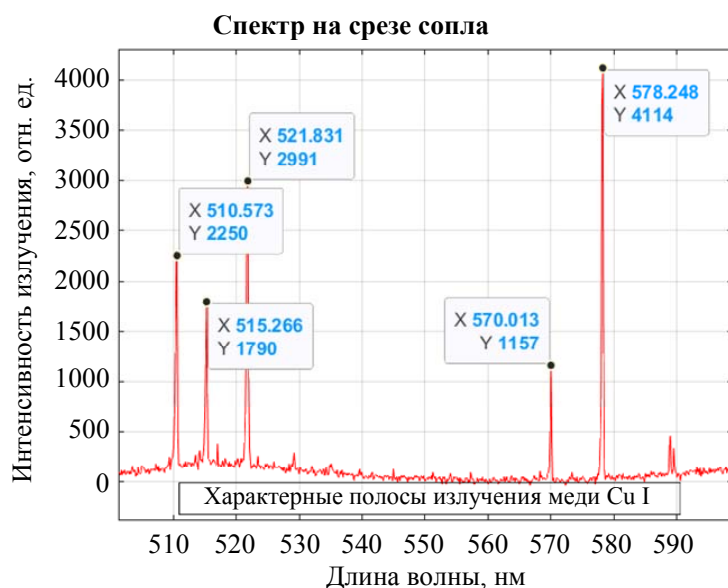


Рис. 4. Спектр излучения струи плазмы при расходе воздуха 2,52 г/с

Закключение

В работе проведено исследование процессов развития разряда в плазматроне при двух различных положениях высокоскоростной камеры. Отмечено характерное закручивание дуги против часовой стрелки от привязки к корпусу плазматрона, при этом привязка дуги неподвижна. Однако для второго полу- периода наблюдается другой характер пове-

дения дуги, при котором привязка аксиально перемещается. В ходе анализа результатов измерений были рассмотрены динамические характеристики, связанные с изменениями процесса горения дуги во времени, величина мощности дуги рассчитывалась как произведения мгновенных значений тока и напряжения. Температура плазмы дуги, которая составила ~ 7000 К, была определена по спектрам излучения линий меди Cu I.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ondrac P., Maslani A., Hrabovsky M. / Plasma Physics and Technology. 2016. Vol. 3. № 1. P. 1–4.
2. Lech M., Węgierek P., Ty mińska-Wójcik P. / Energies. 2025. Vol. 18. № 21. P. 5769.
<https://doi.org/10.3390/en18215769>
3. Meshcheryakov V. N., Pikalov V. V., Evseev A. M., Danilova O. V., Ambrosimov S. K. / Proceedings 2019 1st International Conference on Control Systems, Mathematical Modelling, Automation and Energy Efficiency, SUMMA 2019. – Lipetsk, 2019. P. 669–672.
4. Губин В. Е., Лавренчук А. А., Сперанский М. Ю., Пак А. Я. / Энергетические установки и технологии. 2022. Т. 8. № 4. С. 27–31.
5. Сафронов А. А., Кузнецов В. Е., Дудник Ю. Д., Ширяев В. Н., Васильева О. Б. / ЗАВАЛИШИНСКИЕ ЧТЕНИЯ 23. Сб. докл. XVIII Межд. Конф. по электро-механике и робототехнике. – Санкт-Петербург, 2023. С. 391–395.
6. Сафронов А. А., Дудник Ю. Д., Васильев М. И., Ширяев В. Н., Васильева О. Б., Никонов А. В., Наконечный Г. В. / Прикладная физика. 2026. № 1. С. 59–65.
7. Nagi Ł., Koziół M., Zygarlicki J. / Energies. 2020. Vol. 13. № 19. P. 5137.
8. Nagi Ł., Koziół M., Zygarlicki J. / Energies. 2020. Vol. 13. № 7. P. 1676.

PACS: 52.75.Hn

Features of the dynamics of an alternating current electric arc and its parameters in an air-blown plasma torch

A. A. Safronov, Yu. D. Dudnik, M. I. Vasilyev, V. N. Shiryayev, O. B. Vasilieva,
A. V. Nikonov, and G. V. Nakonechnyi

*Institute for Electrophysics and Electric Power of Russian Academy of Sciences,
St. Petersburg, 191181 Russia
* E-mail: julia_dudnik-s@mail.ru*

Received 21.07.2026; revised 31.07.2026; accepted 06.08.2026

The paper deals with the results of an experimental study of a single-phase plasma torch with ring electrodes operating in the power range of up to 10 kW. The experiments were conducted with varying plasma gas (air) mass flow rates up to 3,2 g/s. The study methodology included synchronous recording of arc discharge current and voltage waveforms, coupled with high-speed video recording of the electric arc. Based on the obtained data, the arc attachment character was determined and a comprehensive analysis of its temporal and spatial characteristics was conducted. Plasma temperature was estimated using optical emission spectroscopy based on the relative intensity of copper Cu I lines. Calculations revealed that the temperature in the arc discharge zone reaches values of approximately 7000 K.

Keywords: plasma torch, alternating current, air, plasma temperature.

REFERENCES

1. Ondrac P., Maslani A., and Hrabovsky M., Plasma Physics and Technology **3** (1), 1–4 (2016).
2. Lech M., Węgierek P., and Ty mińska-Wójcik P., Energies **18** (21), 5769 (2025).
3. Meshcheryakov V. N., Pikalov V. V., Evseev A. M., Danilova O. V., and Ambrosimov S. K. Proceedings 2019 1st Int. Conf. on Control Systems, Mathematical Modelling, Automation and Energy Efficiency, SUMMA 2019. Lipetsk, 2019, pp. 669–672.
4. Gubin V. E., Lavrenchuk A. A., Speransky M. Yu., and Pak A. Ya., Power plants and technologies **8** (4), 27–31 (2022) [in Russian].
5. Safronov A. A., Kuzhnetsov V. E., Dudnik Yu. D., Shiryayev V. N., and Vasilieva O. B. Zavalishenskie chteniya 23. Collection of reports of the XVIII Int. Conf. on Electromechanics and Robotics. Sankt-Petersburg, 2023, pp. 391–395 [in Russian].
6. Safronov A. A., Dudnik Yu. D., Vasilyev M. I., Shiryayev V. N., Vasilieva O. B., Nikonov A. V., and Nakonechnyi G. V., Applied Physics, № 1, 49–54 (2026).
7. Nagi Ł., Koziół M., and Zygarlicki J., Energies **13** (19), 5137 (2020).
8. Nagi Ł., Koziół M., and Zygarlicki J., Energies **13** (7), 1676 (2020).

Об авторах

Сафронов Алексей Анатольевич, д.т.н., член-корреспондент РАН, заведующий отделением, ФГБУН Институт электрофизики и электроэнергетики РАН (191181, Россия, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., д. 18). E-mail: 9932553@mail.ru SPIN-код: 5771-1927, AuthorID: 37228, Scopus ID: 7101711564

Дудник Юлия Дмитриевна, к.т.н., старший научный сотрудник, ФГБУН Институт электрофизики и электроэнергетики РАН (191181, Россия, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., д. 18). E-mail: julia_dudnik-s@mail.ru SPIN-код: 7170-7912, AuthorID: 670805, ORCID ID: 0000-0002-0640-9419, Scopus ID: 5719415463

Васильев Михаил Иванович, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, ФГБУН Институт электрофизики и электроэнергетики РАН (191181, Россия, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., д. 18). E-mail: milavas@mail.ru SPIN-код: 6836-0810, AuthorID: 162131

Ширяев Василий Николаевич, старший научный сотрудник, ФГБУН Институт электрофизики и электроэнергетики РАН (191181, Россия, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., д. 18). E-mail: shiryaev_vasily@mail.ru SPIN-код: 6728-5133, AuthorID: 37225, Scopus ID: 7004970484

Васильева Ольга Борисовна, научный сотрудник, ФГБУН Институт электрофизики и электроэнергетики РАН (191181, Россия, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., д. 18). E-mail: vasilieva_olg@mail.ru SPIN-код: 7691-1515, AuthorID: 161866, ORCID ID: 0000-0003-1095-7677, Scopus ID: 56803683100

Никонов Алексей Валерьевич, научный сотрудник, ФГБУН Институт электрофизики и электроэнергетики РАН (191181, Россия, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., д. 18). E-mail: nikonav@mail.ru SPIN-код: 8215-1982, AuthorID: 161871, ORCID ID: 0000-0003-1471-2327, Scopus ID: 57193909837

Наконечный Геннадий Валерьевич, научный сотрудник, ФГБУН Институт электрофизики и электроэнергетики РАН (191181, Россия, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., д. 18). E-mail: ghennady@mail.ru SPIN-код: 6708-9658, AuthorID: 161870, Scopus ID: 57198769946

УДК 621.315.592
EDN: RXYAKE

PACS: 81.65.Cf, 81.40.Pq

Влияние условий проволочной резки и селективного травления на структурное совершенство пластин-подложек CdZnTe 211(B)© Г. П. Малахин¹, А. С. Кондрахин^{1*}, А. А. Трофимов^{1,2}, Д. О. Царегородцев¹,
М. Б. Гришечкин³, М. Ю. Андреева³, А. Н. Кобыш², В. В. Будаев^{1,2}, Ю. С. Михайлова^{1,4}¹ АО «НПО «Орион», Москва, 111538 Россия

* E-mail: konsa01@gmail.com

² МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, 119454 Россия³ АО «Гиредмет», Москва, 111524 Россия⁴ РХТУ им. Д.И. Менделеева, Москва, 125047 Россия*Статья поступила в редакцию 9.06.2026; после доработки 29.06.2026; принята к публикации 06.08.2026*

Исследован процесс резки алмазированной проволокой крупноблочных слитков CdZnTe (КЦТ) на пластины. Определены оптимальные технологические режимы, позволяющие увеличить выход пластин из одного слитка до 30 % по сравнению с методом резки диском. Показано, что применение селективного травления после резки обеспечивает визуализацию дислокационной картины и служит надежным методом отбраковки подложечного материала на начальных этапах технологического маршрута.

Ключевые слова: кадмий-цинк-теллур (CdZnTe), полупроводниковый слиток, резка алмазированной проволокой, селективное травление.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-4-60-67

Твердый раствор кадмий-цинк-теллур (CdZnTe, КЦТ) является одним из наиболее востребованных материалов в современной микроэлектронике. Приборные пластины на его основе используются в производстве матричных фотоприемных устройств (МФПУ) ИК диапазона в качестве подложечного материала для эпитаксиальных структур кадмий-ртуть-теллур (HgCdTe, КРТ), а также в детекторах рентгеновского диапазона [1, 2]. Главным недостатком данного материала является его высокая стоимость и малые объемы производства ввиду особенностей выращиваемых слитков КЦТ – таких, как блочность, наличие дислокаций и других структурных несовершенств, а также трудоемкая технология обработки с невысоким выходом годных вследствие малой твердости и высокой хрупкости материала [3]. Увеличение выхода годных на всех этапах производства пластин-

подложек CdZnTe является актуальной задачей, направленной на повышение доступности ИК приборов на основе гетероструктур HgCdTe/CdZnTe.

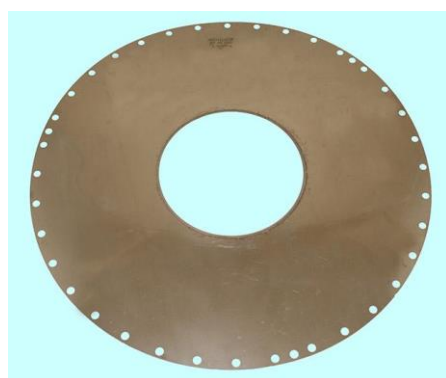
Одной из базовых технологических операций является резка крупноблочного слитка КЦТ на пластины. Наличие структурных особенностей выращиваемых слитков не позволяет производить резку параллельно их основанию как в случае с другими полупроводниковыми материалами, что накладывает ограничения на используемые технологические методы [4]. Наиболее отработанным и часто применяемым для разделения слитков КЦТ на пластины остается резка диском с алмазной внутренней режущей кромкой (АВРК). Режущий инструмент — это металлический диск с центральным отверстием, на кромку которого нанесен абразивный материал на основе алмаза (рис. 1а). Специальным образом закрепленный в барабане и, вращаясь со ско-

ростью 3000–5000 об/мин, такой диск АВРК разрезает слиток со средней скоростью 40–50 мм/мин (рис. 1б). После отрезания очередной пластины механизм возвращает слиток в исходное положение, перемещает его на определенный шаг, и цикл повторяется.

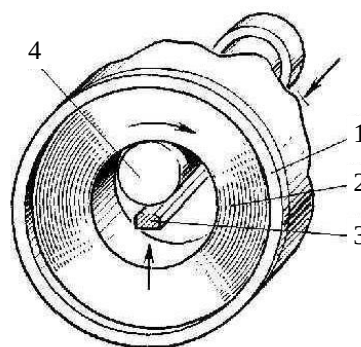
При резке диском АВРК крупноблочного слитка CdZnTe толщина отрезанной пластины-заготовки составляет около 2000 мкм, что обусловлено хрупкостью материала КЦТ. При снижении толщины отрезаемой пластины возрастает риск механического разрушения, что происходит, вероятно, вследствие микробития диска АВРК при резке. После отрезания пластин от слитка методом дисковой резки на поверхности виден характерный рельеф с «закругленной» морфологией (рис. 2а), а глубина нарушенного приповерхностного

слоя с учетом физико-механических особенностей материала КЦТ составляет около 100 мкм с каждой стороны отрезанной пластины [5]. Исследование типичного профиля поверхности пластины КЦТ, отрезанной с помощью диска АВРК, показывает перепад высот на уровне 25–35 мкм (рис. 2б).

С учетом глубины нарушенного слоя после такой резки на дальнейших технологических операциях от пластины заготовки удаляется с обеих сторон суммарно с обеих сторон не менее 300 мкм. На последующих операциях шлифования/полирования толщина пластины уменьшается до необходимых 900 ± 100 мкм. Таким образом, потери материала только на последующих операциях после резки диском АВРК составляют более половины отрезаемой толщины пластины.



а)

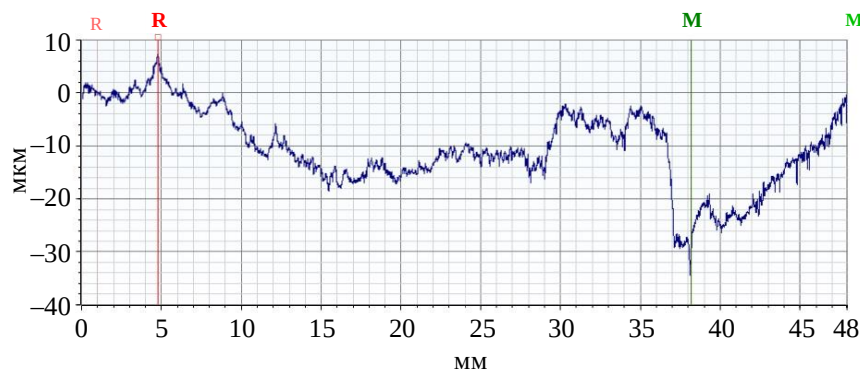


б)

Рис. 1. Диск с алмазной внутренней режущей кромкой и отверстиями по периметру для закрепления (а) и схема резки слитка (б), где 1 – цилиндрический барабан; 2 – диск АВРК; 3 – оправка – держатель; 4 – слиток



а)



б)

Рис. 2. Поверхность пластины CdZnTe после резки диском АВРК: а) – внешний вид пластины; б) – измерение профиля поверхности с помощью контактного профилометра

Следующим поколением в ряду методов резки полупроводниковых слитков на пластины-заготовки является метод проволоочной резки (алмазированной проволокой или с применением дополнительной подачи абразивного материала в зону реза). Основные преимущества такого метода (рис. 3) заключаются в применении проволоки сравнительно меньшего диаметра, чем толщина кромки диска АВРК, что позволяет снизить ширину пропила и, следовательно, потери материала при резке. Также естественное демпфирование за счет гибкости проволоки уменьшает термодинамические нагрузки, что в результате снижает толщину нарушенного слоя, позволяя отрезать пластины меньшей толщины, тем самым увеличивая количество получаемых пластин из одного слитка.

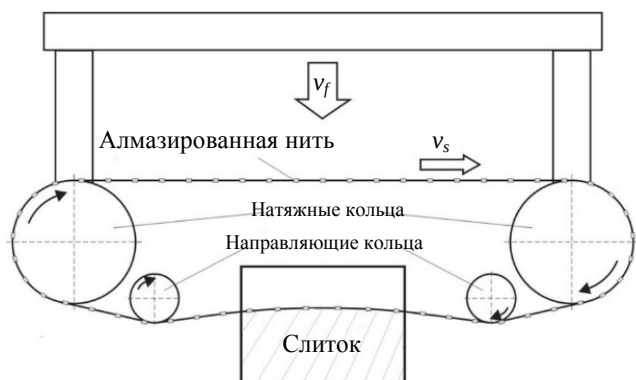
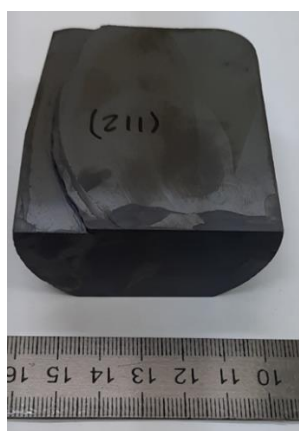


Рис. 3. Принципиальная схема установки проволоочной резки

Однако для получения вышеописанных преимуществ метода резки алмазированной проволокой необходимо определить оптимальные условия технологического процесса (к примеру: скорость подачи слитка, скорость вращения барабана с проволокой, подача охлаждающей жидкости и пр.) с учетом механических и структурных особенностей разрезаемого полупроводникового материала.

Кроме того, одним из аспектов, влияющих на производительность процесса, является закрепление слитка на координатном столике установки. Критериями выбора материала для крепления являются быстрое отвердевание и легкость отклеивания от пластины/слитка, а также удержание формы в процессе резки из-за мелких вибраций и постоянного потока воды.

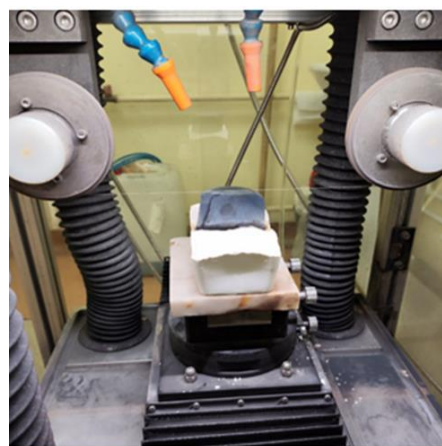
В результате исследований и анализа применения различных удерживающих материалов определены следующие – гипс для создания формы и фиксации образца на координатном столике установки резки и цианоакрилатный клей, наносимый в местах контакта полупроводникового слитка и гипса. Данная комбинация материалов выдерживает воздействие воды как в виде потока, так и при погружении. Это позволило устойчиво закреплять образец на координатном столике установки резки и контролируемо проводить процессы разделения слитка на пластины (рис. 4).



а)



б)



в)

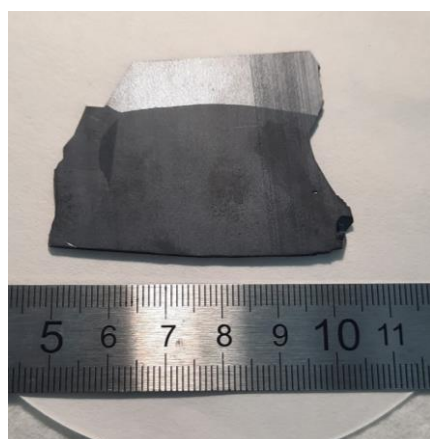
Рис. 4. Крупноблочный слиток CdZnTe: а) – ориентированный в направлении (211); б) – в специальной удерживающей форме; в) – закрепленный на координатном столике установки резки и готовый к разделению на пластины

Применение резки алмазированной проволокой крупноблочного слитка КЦТ позволило снизить толщину отрезаемых пластин вплоть до 1400 мкм без потери механической прочности (рис. 5). Пригодность таких пластин для дальнейших операций шлифования/полирования подтверждена на последующих технологических этапах обработки.

Морфология поверхности пластин КЦТ, отрезанных методом резки алмазированной проволокой, была также исследована методом

контактной профилометрии (рис. 6). Перепад высот составляет менее 20 мкм, что не превышает аналогичный параметр для пластин, отрезанных диском АВРК.

Для оценки глубины приповерхностного нарушенного слоя на пластине КЦТ после резки алмазированной проволокой с применением различных технологических приемов в ходе оптимизации режимов резки проведено исследование боковой грани скола пластины методом сканирующей электронной микроскопии (рис. 7).



а)



б)

Рис. 5. Пластина CdZnTe, отрезанная методом резки алмазированной проволокой:
а) – внешний вид пластины; б) – измерение толщины с помощью цифрового микрометра

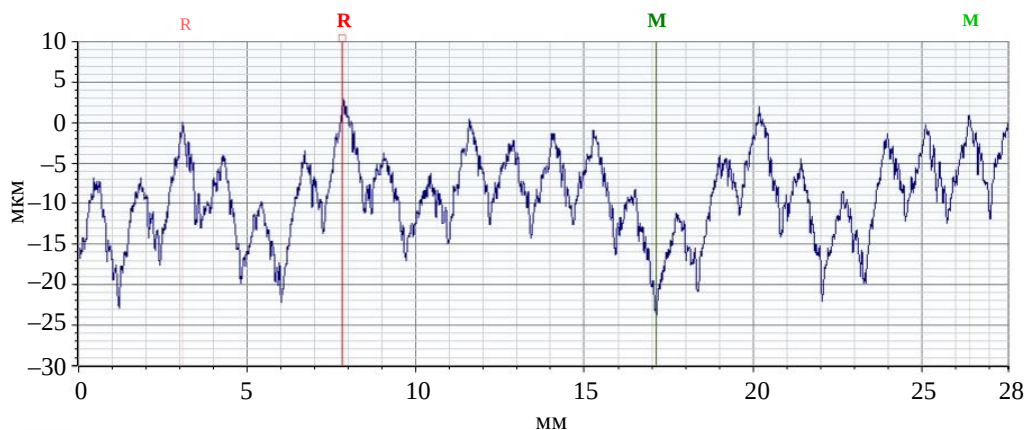


Рис. 6. Профиль поверхности пластины, отрезанной с использованием алмазированной проволоки

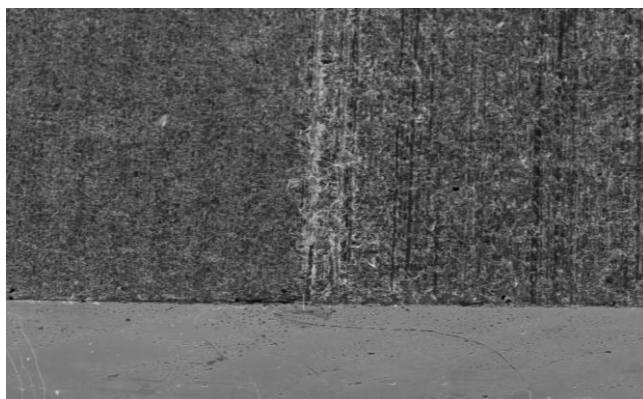
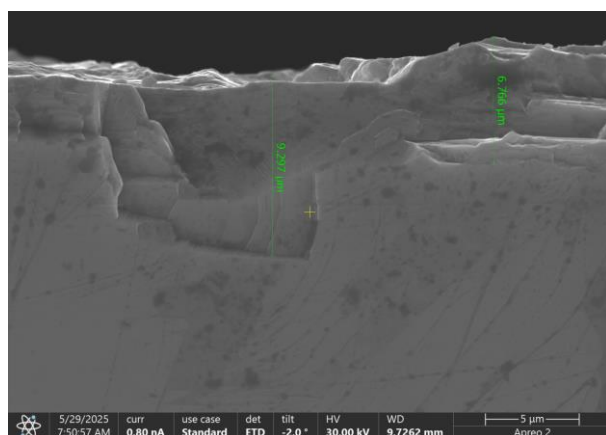


Рис. 7. Общий вид исследуемого фрагмента пластины под углом 40°

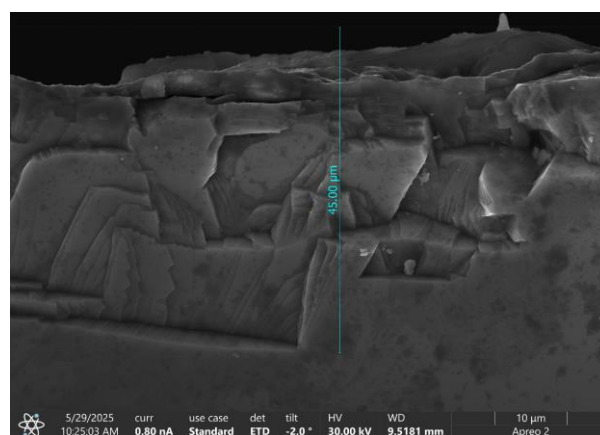
На рис. 7 отчетливо заметна граница раздела участков резки в более оптимальном (слева) и неоптимальном (справа) режиме.

При более детальном рассмотрении приповерхностного повреждённого участка глубина нарушенного слоя определена на уровне

10–15 мкм при оптимальном режиме резки (рис. 8а) и на уровне около 40–50 мкм при неоптимальном режиме (рис. 8б), что подтверждает важность правильного подбора технологических параметров при проведении данной операции.



а)



б)

Рис. 8. Исследование глубины приповерхностного нарушенного слоя пластины КЦТ после резки алмазированной проволокой: а) – участок с оптимальным режимом резки; б) – участок с неоптимальным режимом резки

Таким образом, исследование возможностей применения для разделения крупноблочного слитка КЦТ методом резки алмазированной проволокой и определение условий технологических процессов в ходе исследований позволило снизить как толщину отрезаемых пластин, так и перепад высот профиля пластины и глубину получаемого при этом нарушенного приповерхностного слоя, что в совокупности в сравнении с методом резки диском АВРК снижает общие потери материала и повышает выход годных пластин на этом этапе.

Далее отрезанные пластины проходят исследование дефектной структуры, в ходе которого определяются монокристаллическая область, блочность и/или двойникование на площади пластины, выявляется сторона А/В, а также проводится подсчет плотности дислокаций. Особенности рассматриваемого материала являются выраженная мягкость, низкое критическое напряжение сдвига и небольшая энергия дефектов упаковки, из-за чего во время кристаллизации в процессе роста слитков происходит относительно простая генерация дислокаций [6]. Дислокации в кристаллической решетке материала имеют прямое влияние на качество выращиваемых на

нем эпитаксиальных структур, и если дефекты, полученные при механической обработке на этапах резки и шлифования, могут быть минимизированы на последующих этапах полирования, то ростовые дефекты распространяются на всей глубине материала. Обнаружение несоответствия пластины структурным требованиям на данном этапе производства позволяет осуществить ее своевременную отбраковку, не допуская заведомо непригодные образцы на проведение трудоемких процессов последующей механической и химико-механической обработки, а также эпитаксиального роста, тем самым уменьшая издержки и увеличивая процент выхода годных устройств [7].

Одним из оптимальных методов выявления дислокационной картины в подложках является селективное химическое травление. Кроме дислокаций данная методика позволяет визуализировать двойники и блочную структуру, тем самым помогая выделить монокристаллическую область, а также определить полярность сторон пластины, что немаловажно для проведения будущих ростовых процессов. При разработке селективного травления необходимо учитывать анизотропию свойств кристалла, поэтому травитель подбирается с

учетом кристаллографической ориентации исследуемых пластин. Для выделения дислокационной картины и определения стороны на пластинах ориентации 211(В) использовался раствор Эверсона [8]. Перед проведением процесса селективного травления требуется удаление нарушенного слоя, образовавшегося после разделения слитка на пластины, что достигается проведением химико-механического полирования пластины с обеих сторон.

После селективного травления на пластине визуально проявляется своеобразный рисунок, по которому возможно определение полярности (стороны А/В) монокристаллической области, блоков и двойников (рис. 9). Сторона А приобретает матово-темную окраску вследствие обогащения кадмием (Cd), а сторона В имеет металлический блеск благодаря теллуру (Te).



Рис. 9. Внешний вид пластины CdZnTe 211(В) после селективного травления. Контуром выделена монокристаллическая область на стороне В участка отрезанной пластины

После селективного травления методом оптической микроскопии проводится анализ поверхности пластины в выделенной области на стороне В с целью определения плотности дислокаций. Дислокационные ямки имеют асимметричную форму с четко выраженной остроконечной вершиной (рис. 10), обусловленной отклонением плоскости рассматриваемой кристаллографической ориентации (211) от базовой (111) на $19,5^\circ$, что приводит к анизотропии проекции ямки на поверхность. Ямки, имеющие округлые или неправильные очер-

тания без выраженной вершины, имеют не связанную с дислокациями природу возникновения (например, являются преципитатами теллура или следствием механической обработки), не учитываются при подсчете и при большом влиянии на общую картину могут быть изучены отдельно.



Рис. 10. Типичный вид дислокационной картины монокристаллической области пластины CdZnTe 211(В) после селективного травления

Чтобы корректно оценить значение плотности дислокаций измерение проводится по нескольким равноудаленным полям с последующим вычислением среднего значения. Оптимальное количество полей выбирается в зависимости от размера выделенной области. Краевая зона шириной 2–3 мм исключается из рассмотрения, так как плотность дефектов в ней систематически повышена из-за контакта расплава со стенками тигля в процессе роста кристалла, а периферийные участки подложки, как правило, не используются для формирования активных элементов при изготовлении МФПУ.

Критерием классификации пригодности для эпитаксиального роста HgCdTe при создании приборов ИК-диапазона является значение не более $3 \times 10^4 \text{ см}^{-2}$ [9, 10]. В ходе исследования был проведен расчет плотности дислокаций на пластинах-подложках, отрезанных рассмотренным в работе методом. Установлено, что образцы соответствуют данному критерию, в результате чего сделан вывод об их пригодности для проведения последующих технологических операций.

Закключение

Таким образом, применение рассмотренных технологических решений оптимизирует технологический процесс производства пластин CdZnTe (211)В. Разделение крупноблочных слитков КЦТ на пластины при помощи метода резки алмазированной проволокой по сравнению с методом резки с использованием диска АВРК позволяет при сохранении целостности пластин отрезать более тонкие (1400 мкм против 2000 мкм) пластины-заготовки с меньшей глубиной нарушенного слоя, что способствует увеличению количества пластин, получаемых из одного слитка, вплоть до 30 %, а также снижает время последующей обработки.

Селективное травление для выявления пространственной неоднородности распределения дефектов с последующим расчетом плотности дислокаций дает возможность оценить пригодность пластины для дальнейших операций эпитаксиального роста, способствуя ранней отбраковке непригодных образцов, что создаёт основу для воспроизводимой входной аттестации подложек.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кульчицкий Н. А., Наумов А., Старцев В. / Электроника: Наука. Технология. Бизнес. 2020. № 6. С. 114.
2. Rogalski A. Infrared Detectors. – USA: CRC Press, 2019.
3. Кульчицкий Н. А., Мельников А. А. / Нано- и микросистемная техника. 2011. № 6. С. 9–16.
4. Ergunt Y., Kabukcuoglu M. P., Balbasi O. B., Yasar B., Kalay Y. E., Parlak M., Turan R. / RAP Conference Proceeding. 2019. Vol. 4. P. 167–171. ISSN 2466-4626 (online).
5. Смирнова Н. А. Разработка технологии изготовления подложек CdZnTe для выращивания гетероструктур CdHgTe/CdZnTe методом жидкофазной эпитаксии: дисс. канд. техн. наук. – М.: ФГУП «Гиредмед», 2007.
6. Попович В. Д. и др. / Физика твердого тела. 2010. Т. 52. Вып. 12. С. 2312–2318.
7. Stolyarova S. et al. / J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. Vol. 41. P. 065402.
8. Everson W. J., Ard C. K., Sepich J. L. / Journal of Electronic Material. 1995. Vol. 24. № 5. P. 505–510.
9. Madni I. Characterization of MBE-grown HgCdTe and related II-VI materials for next generation infrared detectors: Thesis for the degree Doctor of Science. – University of Western Australia, 2017.
10. Capper P. Mercury Cadmium Telluride. Growth, properties and applications. – UK: Wiley, 2011.

PACS: 81.65.Cf, 81.40.Pq

The influence of wire cutting and selective etching conditions on the structural perfection of CdZnTe 211(B) substrate wafers

G. P. Malakhin¹, A. S. Kondrakhin^{1*}, A. A. Trofimov^{1,2}, D. O. Tsaregorodtsev¹,
M. B. Grishechkin³, M. Yu. Andreeva³, A. N. Kobysh², V. V. Budaev^{1,2},
and Yu. S. Mihajlova^{1,4}

RD&P Center ORION, JSC, Moscow, 111538 Russia

* E-mail: konsa01@gmail.com

² MIREA – Russian Technological University, Moscow, 119454 Russia

³ Giredmet, JSC, Moscow, 111524 Russia

⁴ Mendeleev University of Chemical Technology, Moscow, 125047 Russia

Received 9.06.2026; revised 29.06.2026; accepted 06.08.2025

The slicing of CdZnTe ingots using diamond wire cutting was investigated. Optimal process conditions were determined, enabling an increase of up to 30 % in the number of wafers obtained from a single ingot compared to the diamond saw cutting method. It is shown that the use of selective etching after slicing allows for the visualization of the dislocation pattern and serves as a reliable method for rejecting substrate material at the early stages of the manufacturing process.

Keywords: cadmium-zinc-telluride (CdZnTe), semiconductor ingot, diamond wire cutting, selective etching.

REFERENCES

1. Kul'chickij N. A., Naumov A., and Starcev V., *Elektronika: Nauka. Tekhnologiya. Biznes*, № 6, 114 (2020) [in Russian].
2. Rogalski A. *Infrared Detectors*. USA, CRC Press, 2019.
3. Kul'chickij N. A. and Mel'nikov A. A., *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*, № 6, 9–16 (2011) [in Russian].
4. Ergunt Y., Kabukcuoglu M. P., Balbasi O. B., Yasar B., Kalay Y. E., Parlak M., and Turan R., *RAP Conference Proceeding* **4**, 167–171 (2019), ISSN 2466-4626 (online).
5. Smirnova N. A. *Razrabotka tekhnologii izgotovleniya podlozhek CdZnTe dlya vyrashchivaniya geterostruktur CdHgTe/CdZnTe metodom zhidkofaznoj epitaksii: diss. kand. tekhn. nauk. M., FGUP «Giredmed», 2007* [in Russian].
6. Popovich V. D. et al., *Fizika tverdogo tela* **52** (12), 2312–2318 (2010) [in Russian].
7. Stolyarova S. et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41**, 065402 (2008).
8. Everson W. J., Ard C. K., and Sepich J. L., *Journal of Electronic Material* **24** (5), 505–510 (1995).
9. Madni I. *Characterization of MBE-grown HgCdTe and related II-VI materials for next generation infrared detectors: Thesis for the degree Doctor of Science. University of Western Australia, 2017.*
10. Capper P. *Mercury Cadmium Telluride. Growth, properties and applications*. UK, Wiley, 2011.

Об авторах

Малахин Глеб Павлович, инженер, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). E-mail: malaxin2000@mail.ru

Кондрахин Александр Сергеевич, инженер, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). E-mail: konsa01@gmail.com SPIN-код: 6397-8641, AuthorID: 1302571

Трофимов Александр Александрович, к.т.н., доцент, начальник отдела развития материалов, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9); МИРЭА – Российский технологический университет (РТУ МИРЭА) (119454, Россия, Москва, просп. Вернадского, 78). E-mail: aa-trofimov@yandex.ru SPIN-код: 3716-5536, AuthorID: 818356

Царегородцев Денис Олегович, ведущий инженер, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). E-mail: Deniss.Tsaregorodtsev@yandex.ru

Гришечкин Михаил Борисович, научный сотрудник. РХТУ им. Д.И. Менделеева (125047, Россия, Москва, Миусская площадь, 9, с. 1). E-mail: grimb@mail.ru SPIN-код: 6453-5409, AuthorID: 647814

Андреева Мария Юрьевна, РХТУ им. Д.И. Менделеева (125047, Россия, Москва, Миусская площадь, 9, с. 1). E-mail: mayandreeva@rosatom.ru

Кобыш Алина Николаевна, к.т.н., заведующая кафедрой оптико-электронных приборов и систем, МИРЭА – Российский технологический университет (РТУ МИРЭА) (119454, Россия, Москва, просп. Вернадского, 78). E-mail: ank-78@mail.ru SPIN-код: 8836-0683, AuthorID: 514026

Будаев В. В., стажер, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9); студент, МИРЭА – Российский технологический университет (РТУ МИРЭА) (119454, Россия, Москва, просп. Вернадского, 78). E-mail: budaev421@gmail.com

Михайлова Ю. С., стажер, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9); студент, РХТУ им. Д.И. Менделеева (125047, Россия, Москва, Миусская площадь, 9, с. 1). E-mail: juliamihailova@list.ru

УДК 621.315.592

PACS: 81.10-h

EDN: OZGTGX

Моделирование параметров режима многопроволочной резки, обеспечивающего высокое качество поверхности пластин InSb (100)© М. С. Нестюркин^{1,2*}, Д. А. Подгорный², Е. В. Молодцова¹, Н. Ю. Комаровский^{1,2}¹АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет» им. Н. П. Сажина», Москва, 111524 Россия

* E-mail: mnestyurkin@mail.ru

²НИТУ «МИСИС», Москва, 119049 Россия

Статья поступила в редакцию 13.03.2026; после доработки 27.04.2026; принята к публикации 06.08.2026

Шифр научной специальности: 2.2.2; 2.2.3

Изучался вопрос расчёта условий проволочной резки и определения лимитирующих параметров для движения рабочего стола как одного из факторов, влияющих на параметры поверхности – такие, как прогиб пластины (BOW) и коробление пластины (WARP). Экспериментальная работа проводилась с определением необходимых для сегментирования участков поперечного среза монокристалла InSb, для каждого из которых был проведен расчёт скорости резки. Показано практическое подтверждение теоретических расчётов с эффективным изменением параметров поверхности.

Ключевые слова: $A^{III}B^V$, InSb, проволочная резка, оптическая профилометрия, параметры проволочной резки, расчёт скорости рабочего стола.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-4-68-76

Введение

Соединения $A^{III}B^V$ в настоящее время являются основным материалом для изготовления матричных фотоприёмных устройств (МФПУ) [1], которые создаются по технологии эпитаксиального роста слоёв, что требует высокого качества поверхности подложек. Получение пластин $A^{III}B^V$ класса «epi-ready» – одна из основных задач для развития микроэлектроники [2]. Технология получения МФПУ (матричных фотоприёмных устройств) состоит из множества этапов, одним из которых является механическая обработка монокристаллов, включающая в себя такие основные переделы, как разделение монокристаллов на пластины, их последующая шлифовка и процессы химико-механической полировки. Поэтому повышение качества используемых пластин требует оптимизации режимов обработки на каждом этапе их изготовления. Раз-

деление монокристаллов на пластины происходит посредством проволочной резки. Этому процессу уделяют незначительное внимание, но он имеет существенное влияние на поверхностные параметры прогиба пластины (BOW) и коробления пластины (WARP) уже готовых «epi-ready» пластин. Данный технологический передел во многом определяет качество будущей продукции. Это является причиной, по которой многопроволочная резка требует дополнительного анализа её влияния на качественные характеристики пластин.

В предыдущей работе [3] были выявлены основные параметры поверхности пластины, которые для готовой продукции во многом закладываются на этапе многопроволочной резки (прогиб пластины (BOW) и коробление пластины (WARP)). Эти параметры имеют свойство как увеличиваться, так и уменьшаться в зависимости от заданных характеристик процесса обработки. Для выявления

степени значимости параметров поверхности были отобраны пластины после резки, шлифовки и полировки, а также отслежена тенденция к их изменению с каждым технологическим процессом.

Главной особенностью в обработке InSb является то, что эти монокристаллы имеют значительные напряжения в объёме монокристаллического материала. При механической обработке InSb возникает нарушенный слой – больший, чем в Si и GaAs. Это требует удаления значительного слоя в процессе шлифовки и последующей полировке. «Щадящие» режимы резки позволят уменьшить структурно нарушенный поверхностный слой, что приведет к экономии материала при получении «Epi-ready» пластин.

Основная технология механической обработки InSb подразумевает использование многопроволочной резки с постоянной скоростью подачи рабочего стола, но из анализа статьи [4] возникает предположение, что с изменением ширины реза образца изменяется как биение проволоки, так и значение величины силы воздействия проволоки на образец, равномерное распределение которой по отношению к увеличению или уменьшению ширины разрезаемого образца положительно скажется на параметрах поверхности. Данное предполо-

жение возникает из-за утверждений в статье о том, что шероховатость поверхности пластины, нарезанной проволочной резкой, обычно неоднородна, что может создавать проблемы при последующей шлифовке и полировке. Также параметрические исследования, приведенные в статье [4] показывают, что вибрационное смещение проволоки уменьшается с увеличением расстояния контакта проволоки с разрезаемым кристаллом.

Эксперимент

В работе [5] предложена модель, в которую были внесены некоторые поправки с учетом условий резки InSb. Во время резки на кристалл InSb воздействует проволока, имеющая натяжение T (рис. 1). Во время процесса она отклоняется на определенный угол α и прикладывает к образцу суммарную силу $F_{\text{сумм}}$. По направлению (Y) сила действия $F_{\text{сумм}}$ равна силе противодействия $F_{\text{сумм}}^K$, поскольку сила, с которой проволока действует на кристалл InSb равна силе, с которой кристалл действует на проволоку [6]. Таким образом:

$$F_{\text{сумм}}^K = F_{\text{сумм}} = 2T \sin \alpha. \quad (1)$$

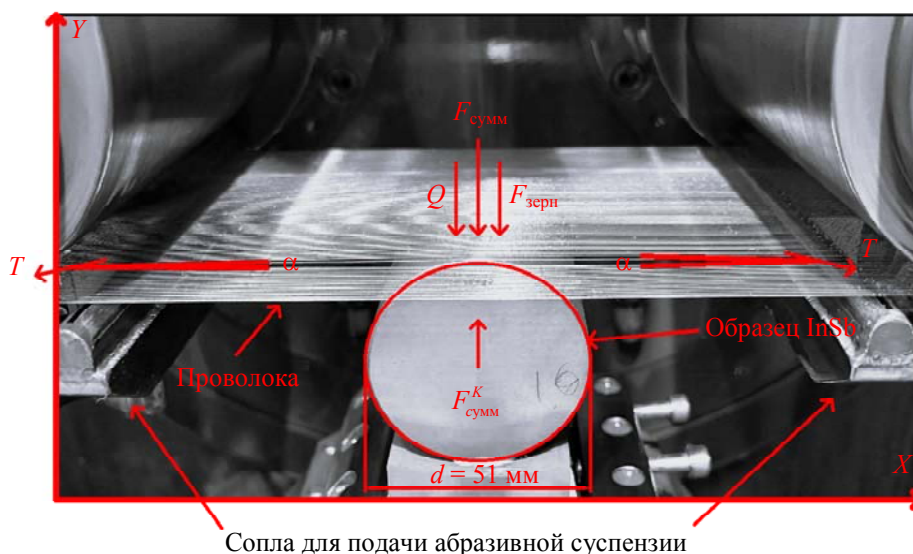


Рис. 1. Общий вид разрезаемого образца InSb

Сила воздействия проволоки на кристалл $F_{\text{сумм}}^K$ не прикладывается к кристаллу точечно,

а распределена на всю ширину реза – L' . Обозначим данное распределение как – Q . Таким образом, получим выражение:

$$Q = \frac{F_{\text{сумм}}}{L'} = \frac{2T \sin \alpha}{L'}. \quad (2)$$

Кроме того, существует сила, которая прикладывается к каждому абразивному зерну, которое попадает в зону резки. Данная сила может быть рассчитана, если разделить общую приложенную силу $F_{\text{сумм}}$ на количество абразивных зерен в зоне реза. Для расчёта количества абразивных частиц (N) необходимо ширину реза кристалла InSb (L') разделить на расстояние между абразивными частицами ($L_{\text{част}}$).

$$N = L' / L_{\text{част}}. \quad (3)$$

Силу, приложенную к одному абразивному зерну, $F_{\text{зерн}}$ получим путем деления общей приложенной силы $F_{\text{сумм}}$ на количество абразивных зерен (N), находящихся на всей длине реза:

$$F_{\text{зерн}} = \frac{F_{\text{сумм}}}{N} = \frac{2T \sin \alpha}{L_{\text{част}}} \times L'. \quad (4)$$

Картина приложенных сил ($F_{\text{сумм}}^K$, $F_{\text{сумм}}$, $F_{\text{зерн}}$) в реальном процессе (рис. 1) также представлена в виде векторного изображения на рисунке 2.

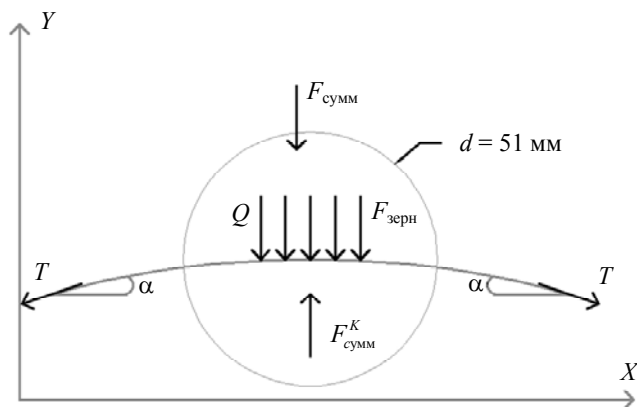


Рис. 2. Векторное представление сил, действующих при проволочной резке на разрезаемый образец InSb

В круглой форме сечения монокристалла InSb ширина реза L' не постоянна и изменяет-

ся по мере прорезания кристалла. Подаваемый поток суспензии в зону резки имеет постоянное значение, следовательно, в область проволочной резки попадает одинаковое число абразивных частиц, а значит, расстояние между абразивными частицами $L_{\text{част}}$ можно принять за неизменяющуюся величину (const). В таком случае распределение общей силы, действующей на кристалл $F_{\text{сумм}}$ зависит от ширины реза монокристалла InSb. При условии того, что стандартная скорость резки (скорость подачи рабочего стола $V_{\text{ст}}$) постоянна и равна 8 мм/ч, получим, что из-за непостоянной ширины реза монокристалла InSb круглой формы сечения сила воздействия проволоки на монокристалл также непостоянна, что приводит к образованию качественных различий в топологии поверхности резанной пластины (рис. 3а). Данные различия проявляются в виде 5 областей неоднородности поверхности резанной пластины InSb при измерении её топологии с помощью комплекса оптической профилометрии Microprof (рис. 4). Данный комплекс позволяет получать картины поверхности пластины и измерять её поверхностные характеристики (разнотолщинность пластины (TTV), прогиб пластины (BOW), коробление пластины (WARP), величина отклонения от базовой плоскости (TIR) и т. д.).

Для уравнивания силы воздействия проволоки на монокристалл и нивелирования данных 5 областей предлагается сделать резку блочной, рассчитав и задав для каждого из блоков свою скорость резки. Для этого произведено деление сечения кристалла InSb диаметром 51 мм на 20 блоков. Таким образом, высота каждого блока составит 2,55 мм (рис. 3б).

Каждый из блоков имеет ограниченную его сектором ширину реза, находящуюся сверху и снизу блока. Ширина реза для начала каждого из блоков указана в таблице 1. При анализе топологии поверхности пластины после резки было получено, что на пластине InSb диаметром 51 мм 5 участков неоднородности совпадают с номерами секторов, представленных в таблице (табл. 2).

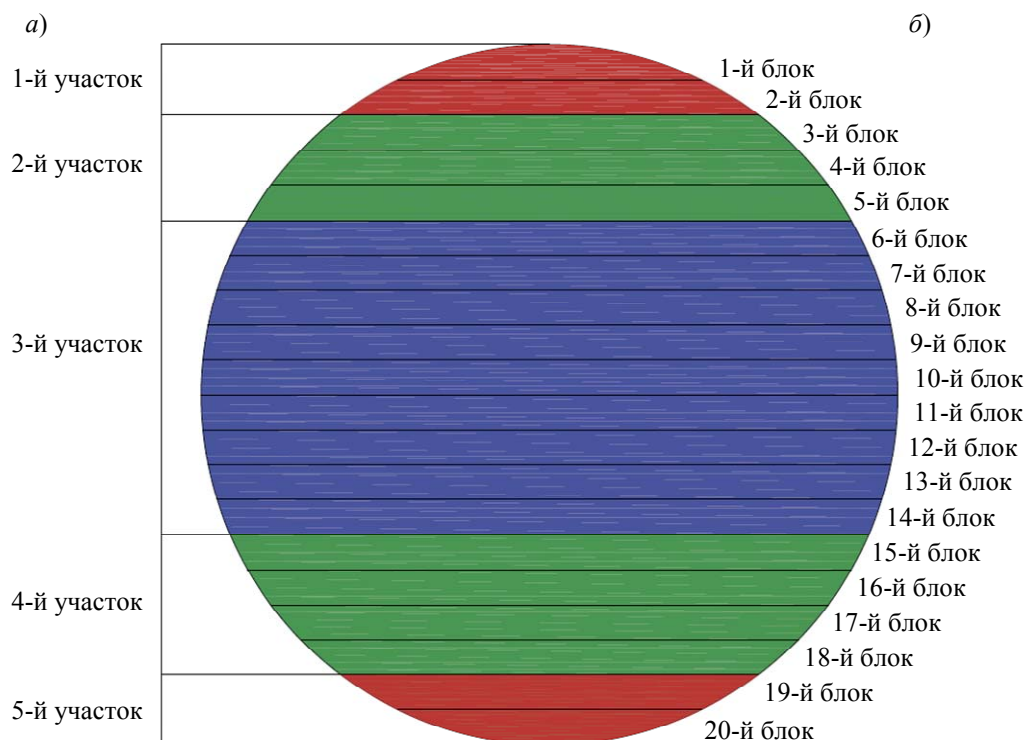


Рис. 3. Схематическое представление отрезаемой пластины InSb 2'' с разбивкой:
а) на участки неоднородности, полученные в результате измерения поверхности
отрезанной пластины с помощью оптической профилометрии,
отрезаемой с постоянной скоростью резки $V_{cm} = 8$ мм/ч;
б) на 20 блоков, для каждого из которых необходимо рассчитать своё значение ширины
и скорости резки. Высота каждого блока: 2,55 мм

Таблица 1

Основные переменные при проведении расчёта и их значение

$V_{ст} = 8$ мм/ч	– стандартная постоянная скорость подачи рабочего стола (мм/ч)
$V_{бл}$	– скорость резки, рассчитанная для каждого из 20-ти блоков (мм/ч). Для блоков № 1, 20 скорость резки принимается равной 8 мм/ч
T	– значение натяжения проволоки (Н)
α	– угол прогиба проволоки (градусы)
$F_{сумм}$	– суммарная сила, которую прикладывает проволока к разрезаемому образцу (Н)
$F_{сумм}^K$	– сила, с которой кристалл действует на проволоку (Н)
L'	– ширина реза монокристалла (общая ширина контакта между проволокой и кристаллом InSb) (мм)
Q	– распределение силы воздействия проволоки на кристалл на единицу ширины реза (Н/мм)
$F_{зерн}$	– сила, прикладываемая к одному абразивному зерну (Н)
N	– количество абразивных частиц (шт.)
$L_{част}$	– расстояние между абразивными частицами (мм)
n	– порядковый номер блока, в расчётной формуле n изменяется последовательно от 1 до 18
l_n	– n -значение ширины начала блока
k	– коэффициент соотношения среднего значения ширины n блока к среднему значению ширины $n + 1$ блока

Таблица 2
Результаты измерения ширины начала
каждого блока

№ участка неоднородности	№ блока резки (n)	Ширина начала блока (l_n) (мм)
1	1	0,00
1	2	22,23
2	3	30,60
2	4	36,42
2	5	40,80
3	6	44,17
3	7	46,74
3	8	48,65
3	9	49,97
3	10	50,74
3	11	51,00
3	12	50,74
3	13	49,97
3	14	48,65
4	15	46,74
4	16	44,17
4	17	40,80
4	18	36,42
5	19	30,60
5	20	22,23

Для каждого блока необходимо определить параметры процесса резки, а именно ско-

рости подачи рабочего стола для равномерного распределения суммарной силы $F_{\text{сумм}}$, которую прикладывает проволока к разрезаемому монокристаллу InSb. Это можно сделать, определив среднее значение ширины реза для каждого блока, затем, рассчитав коэффициент соотношения среднего значения ширины блока n к среднему значению ширины блока $n + 1$, для того, чтобы определить соотношение блоков друг к другу. Затем значение данного коэффициента необходимо поочередно умножить на каждое последовательное значение скорости стола. Тогда $V_{\text{бл}}$ будет определяться как:

$$V_{\text{бл}} = V_{\text{бл-1}} \times \frac{\frac{(l_n + l_{n+1})}{2}}{\frac{(l_{n+1} + l_{n+2})}{2}}, \quad (5)$$

где n принимает величину от 1 до 18, а $V_{\text{бл-1}}$ начинается с 8 мм/ч для первого значения расчёта. Данный параметр выбран как начальное значение скорости подачи стола, поскольку является постоянным для скорости резки (скорости подачи рабочего стола) в первоначальном процессе, с которым сравнивается процесс, изменённый на основании расчётов (табл. 3).

Таблица 3
Расчёт скорости резки для каждого блока в процессе, изменённом на основании расчётов

№ блока резки (n)	Ширина начала блока (l_n) (мм)	Среднее значение ширины реза для каждого блока (мм)	Коэффициент k	Рассчитанная скорость резки для каждого блока $V_{\text{бл}}$ (мм/ч)
1	0,00	11,12	1,00	8,00
2	22,23	26,42	0,79	7,98
3	30,60	33,51	0,87	6,31
4	36,42	38,61	0,91	5,47
5	40,80	42,48	0,93	4,97
6	44,17	45,45	0,95	4,65
7	46,74	47,70	0,97	4,43
8	48,65	49,31	0,98	4,29
9	49,97	50,36	0,99	4,20
10	50,74	50,87	1,00	4,15
11	51,00	50,87	1,01	4,15
12	50,74	50,36	1,02	4,20
13	49,97	49,31	1,03	4,29
14	48,65	47,70	1,05	4,43
15	46,74	45,45	1,07	4,65
16	44,17	42,48	1,10	4,97
17	40,80	38,61	1,15	5,47
18	36,42	33,51	1,27	6,31

Окончание табл. 3

№ блока резки (n)	Ширина начала блока (l_n) (мм)	Среднее значение ширины реза для каждого блока (мм)	Коэффициент k	Рассчитанная скорость резки для каждого блока $V_{\text{бл}}$ (мм/ч)
19	30,60	26,42	1,27	7,98
20	22,23	11,12	1,00	8,00

Примечание: k – коэффициент соотношения среднего значения ширины блока n к среднему значению ширины блока $n + 1$, где n – порядковый номер блока. Коэффициент $k = 1$ для блоков № 1, 20 т. к. для них изначально принимается скорость резки = 8 мм/ч. Для блока № 10 коэффициент $k = 1$, поскольку соотношение среднего значения ширины реза для блока № 10 к блоку № 11 равно 1. Коэффициент k имеет увеличивающееся до 1 значение от блока № 2 до блока № 10, так как ширина блока n по отношению к блоку $n + 1$ меньше и последовательно увеличивается в указанном диапазоне. Коэффициент k имеет значение больше 1 с блока № 11 до блока № 19, поскольку ширина блока n по отношению к блоку $n + 1$ больше и последовательно уменьшается в указанном диапазоне.

Результаты и их обсуждение

Для проведения эксперимента применяли станок проволоочной резки Takatori, использующий в качестве режущего инструмента свободный абразив (абразивная суспензия, состоящая из масла и порошка карбида кремния SiC). Были проведены 2 процесса проволоочной резки монокристаллов InSb, выращенных методом Чохральского при одинаковых технологических параметрах, диаметром 51 мм: первый с постоянной скоростью резки [7] (скорость подачи рабочего стола $V_{\text{ст}} = 8$ мм/ч),

а второй – со скоростью резки, рассчитанной для каждого блока монокристалла InSb ($V_{\text{бл}}$) (табл. 3). После первого процесса резки было получено 50 пластин, после второго процесса – 47. Толщина отрезаемой пластины составила ≈ 1 мм. После резки каждого из экспериментальных образцов была проведена съёмка топографии поверхности [8] всех пластин InSb. Разброс поверхностных параметров измеренных пластин находился в диапазоне 3–5 %. На рисунке 4 представлена типичная картина съёмки поверхности образцов для каждого из проведенных процессов.

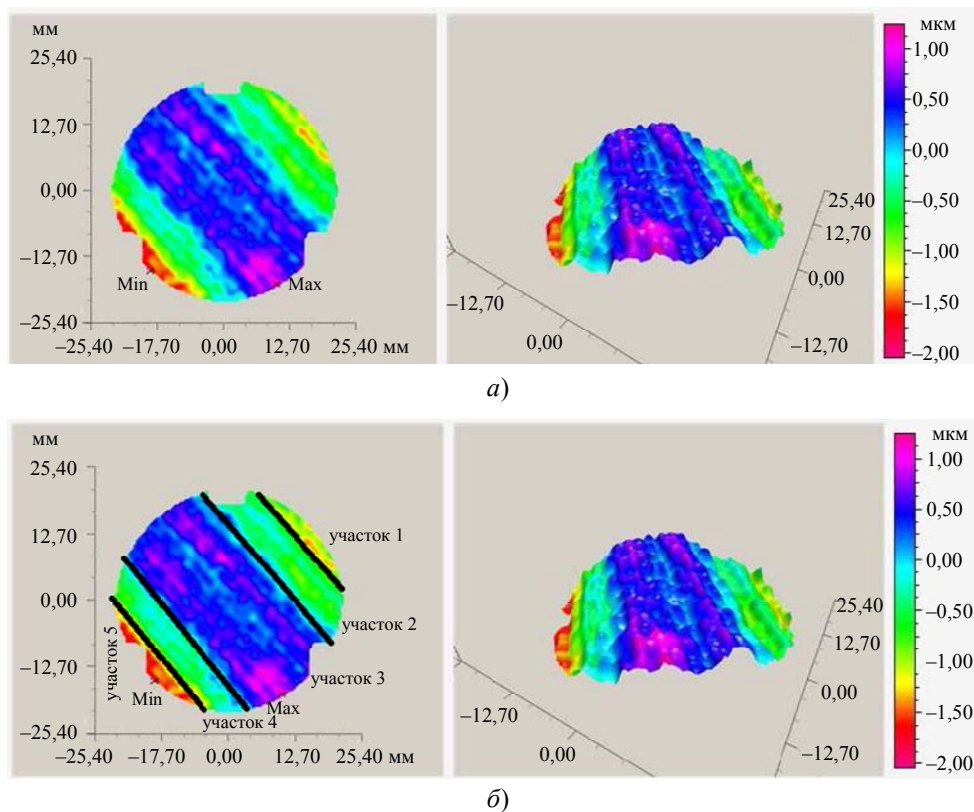


Рис. 4. Картина топографии поверхности пластины InSb, порезанной с постоянной скоростью резки $V_{\text{ст}} = 8$ мм/ч: а) исходная съёмка топографии поверхности; б) схематичное представление разбивки пластины на секторы с отличающимся качеством поверхности

На данной картине виден отчётливый прогиб пластины. По топографии поверхности пластину можно разделить на 5 участков неоднородности, границы которых обозначены на рисунке разными цветами. Границы участков были измерены и хорошо совпадают с предложенными на рисунке 3 схемой.

Рассчитанные скорости проволочной резки (табл. 3) были внесены в программу процесса резки для каждого из 20-ти блоков, после этого проведен процесс резки монокри-

сталла InSb с последующим снятием топографии поверхности полученной пластины. Результат данного измерения представлен на рисунке 5.

На данной топографической картине прогиб пластины выражен неявно. По топографии отчётливо видимых 5 областей неоднородности, по сравнению с представленными на рисунке 4, не выявлено. Измерения поверхностных параметров [9] для обоих процессов резки представлены в таблице 4.

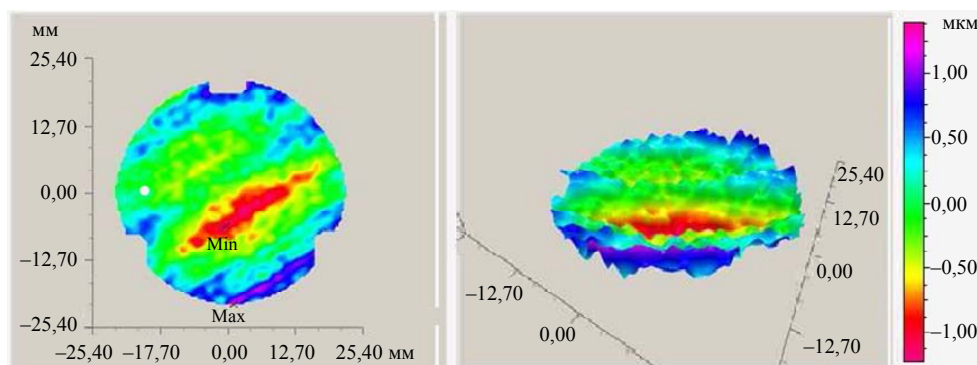


Рис. 5. Картина топографии поверхности пластины InSb, порезанной с расчётной переменной скорости резки

Таблица 4

Измерение поверхностных параметров [10] для процесса резки, проведенного с постоянной скоростью $V_{ст} = 8$ мм/ч, и для процесса резки, проведенного с расчётной для каждого из 20-ти блоков скоростью резки

	Величина измерения параметров поверхности (мкм)				
	TTV	TIR	FPD	WARP	BOW
InSb с постоянной скоростью $V_{ст} = 8$ мм/ч	3,189	2,196	1,409	3,284	0,85
InSb с расчётной скоростью	2,942	2,618	1,378	2,605	0,642

Сокращения в таблице обозначают: разнотолщинность пластины (TTV), прогиб пластины (BOW), коробление пластины (WARP), величина отклонения от базовой плоскости (TIR), максимальное расстояние от поверхности до базовой плоскости (FPD). Значения измеренных параметров приведены в мкм.

По результатам измерения параметров поверхности (табл. 4) видно, что переход от постоянной скорости резки к делению процесса проволочной резки на 20 блоков и последующему расчёту скоростей резки для каждого из них дает изменение поверхностных параметров. По значимости полученные поверхностные параметры можно разделить на более приоритетные и менее приоритетные. Приоритетность параметров была получена в результате выявления тех значений, которые можно существенно изменить на последующих операциях обработки (шлифовки и полировки), и тех, которые закладываются на опе-

рации проволочной резки и на последующих этапах изготовления изменяются незначительно. Так, к приоритетным параметрам относятся прогиб пластины (BOW) и коробление пластины (WARP). В результате эксперимента параметр прогиб пластины (BOW) уменьшился на 25 %; параметр коробление пластины (WARP) уменьшился на 21 %. При этом изменение остальных параметров составило: разнотолщинность пластины (TTV): –8 % – величина отклонения от базовой плоскости (TIR): +19 % – максимальное расстояние от поверхности до базовой плоскости (FPD): –2 %.

Выводы

1. Установлена положительная динамика изменения поверхностных параметров разрезаемой пластины. Показано, что с изменением ширины реза образца изменяется величина силы воздействия проволоки на образец. Определено, что равномерное распределение силы воздействия проволоки на образец по отношению к увеличению или уменьшению ширины разрезаемого образца положительно сказывается на параметрах поверхности, что подтверждается как расчётной, так и практической составляющей работы.

2. Положительная динамика изменения параметров поверхности пластины заключается в основном в существенном изменении прогиба пластины (BOW) и коробления пластины (WARP). Изменение параметров разнотолщинность пластины (TTV) и максимальное расстояние от поверхности до базовой плоскости (FPD) незначительно. Увеличение параметра величина отклонения от базовой плоскости (TIR) также можно назвать незначительным, поскольку существует возможность корректировать его на последующих этапах механической обработки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гринченко Л. Я., Пономаренко В. П., Филачев А. М. / Прикладная физика. 2009. № 2. С. 57–64.
2. Козлов Р. Ю. и др. / Материалы XXVII Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. – Москва, АО «НПО «Орион», 2024. С. 204–206. <https://doi.org/10.51368/978-5-94836-696-8-2024-204>.
3. Нестюркин М. С. и др. / Сборник тезисов конференции «микроэлектроника 2024». 2024. С. 921.
4. Hu L., Kao I. / Journal of Sound and Vibration. 2005. Vol. 283. P. 589–620.
5. Egemen T. / Gazi University Journal of Science GU J Sci. 2011. Vol. 24 (2). P. 291–297.
6. Kao Imin, Chung Chunhui / Wafer Manufacturing: Generalized Processes and Flow. 2021. <https://doi.org/10.1002/9781118696224.ch2>.
7. Подгорный Д. А., Нестюркин М. С. и др. / Материалы электронной техники. 2023. № 26 (2). С. 101–109. <https://doi.org/10.17073/1609-3577-2023-2-101-109>. EDN: PMDJIV.
8. Тихонов Д. А., Нестюркин М. С. и др. / Наноиндустрия. 2025. С. 594–597. ISSN: 1993-8578. eISSN: 2687-0282
9. ASTM Standard F1530 2002 Standard test method for measuring flatness, thickness, and thickness variation on silicon wafers by automated noncontact scanning (withdrawn 2003) ASTM International, West Conshohocken, PA. www.astm.org.
10. ASTM Standard F1390 2002 Standard test method for measuring warp on silicon wafers by automated noncontact scanning (withdrawn 2003) ASTM International, West Conshohocken, PA. www.astm.org.

PACS: 81.10-h

Modeling the parameters of the multi-wire cutting mode, ensuring high surface quality of InSb (100) wafers

M. S. Nestyurkin^{1,2*}, D. A. Podgorny², E. V. Molodtsova¹, and N. Y. Komarovskiy^{1,2}

¹ Sazhin Giredmet JSC, Moscow, 111524 Russia

* E-mail: mnestyurkin@mail.ru

² University of Science and Technology MISIS, Moscow, 119049 Russia

Received 13.03.2026; revised 27.04.2026; accepted 06.08.2026

The surface preparation processes for InSb plates of the "Epi-ready" class include a number of machining processes that significantly affect the quality of the final products. One of these processes is wire cutting of single crystals. In this study, the issue of calculating the conditions of wire cutting and determining the limiting parameters for the movement of the desktop, as one of the factors affecting the BOW and WARP plates, was studied. The experimental work was carried out to determine the cross-sectional sections of the InSb single crystal required for

segmentation, and the cutting speed was calculated for each of them. The practical confirmation of theoretical calculations with an effective change in surface parameters is shown.

Keywords: $A^{III}B^V$, InSb, wire cutting, optical profilometry, wire cutting parameters, calculation of worktable speed.

REFERENCES

1. Grinchenko L. Ya., Ponomarenko V. P., and Filachev A. M., Applied Physics, № 2, 57–64 (2009) [in Russian].
2. Kozlov R. Yu. et al. Proceedings of the XXVII Scientific and Technical International Conference on Photovoltaics and Night Vision Devices. Moscow: NPO Orion Joint Stock Company, 2024, pp. 204–206. <https://doi.org/10.51368/978-5-94836-696-8-2024-204>.
3. Nestyurkin M. S. et al. Collection of abstracts of the conference "Microelectronics 2024". 2024, p. 921.
4. Hu L. and Kao I., Journal of Sound and Vibration **283**, 589–620 (2005).
5. Egemen T., Gazi University Scientific Journal GU J Sci. **24** (2), 291–297 (2011).
6. Kao Yiming and Chung Chunhui. Waffle production: general processes and technological scheme. 2021. <https://doi.org/10.1002/9781118696224.ch2>.
7. Podgorny D. A., Nestyurkin M. S. et al., Materials of electronic technology, № 26 (2), 101–109 (2023). <https://doi.org/10.17073/1609-3577-2023-2-101-109>. EDN: PMDJIV.
8. Tikhonov D. A., Nestyurkin M. S. et al., Nanotechnology, 594–597 (2025). ISSN: 1993-8578. eISSN: 2687-0282
9. ASTM F1530 2002 standard, Standard Test Method for measuring flatness, thickness and thickness variation of silicon wafers using automatic contactless scanning (withdrawn in 2003) ASTM International, West Conshohocken, Pennsylvania. www.astm.org.
10. ASTM F1390 2002 Standard, a standard test method for measuring Deformation of silicon wafers using Automatic Contactless Scanning (withdrawn in 2003) by ASTM International, West Conshohocken, Pennsylvania. www.astm.org.

Об авторах

Нестюркин Михаил Сергеевич, руководитель направления лаборатории низкотемпературных полупроводниковых соединений группы $A^{III}B^V$, АО Гиредмет» (111524, Россия, Москва, ул. Электродная, д. 2, стр. 1); аспирант кафедры материаловедения полупроводников и диэлектриков НИТУ «МИСИС» (119049, Россия, Москва, Ленинский просп., д. 4, стр. 1). E-mail: mnestyurkin@mail.ru SPIN-код: 1217-6079, AuthorID: 1341074, ORCID: 0000-0001-6735-5058

Подгорный Дмитрий Андреевич, к.ф.-м.н., заместитель директора института новых материалов и нанотехнологий, доцент кафедры материаловедения полупроводников и диэлектриков НИТУ «МИСИС» (119049, Россия, Москва, Ленинский просп., д. 4, стр. 1). E-mail: m2314956@edu.misis.ru SPIN-код: 8678-9585, РИНЦ AuthorID: 32809, ORCID: 0000-0002-8237-0608, Web of Science ResearcherID: M-9747-2018, Scopus AuthorID: 6507870934

Молодцова Елена Владимировна, к.т.н., ведущий научный сотрудник лаборатории низкотемпературных полупроводниковых соединений группы $A^{III}B^V$, АО Гиредмет» (111524, Россия, Москва, ул. Электродная, д. 2, стр. 1).

Комаровский Никита Юрьевич, руководитель направления лаборатории высокотемпературных полупроводниковых соединений $A^{III}B^V$, АО «Гиредмет» (111524, Россия, Москва, ул. Электродная, д. 2, стр. 1); Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС» (119049, Россия, Москва, Ленинский просп., д. 4, стр. 1). E-mail: nickkomarovskiy@mail.ru, NYKomarovskiy@rosatom.ru SPIN-код: 9642-8920, <https://orcid.org/0000-0002-7869-7886>, Scopus Author ID 58510893300, Web of Science Researcher ID NRX-9045-2025

УДК 53
EDN: VNAOQK

PACS: 42.25.Bs

Гибридные структуры интегральной фотоники для направленных микроисточников света на основе диэлектрических волноводов и фотолюминесцентных органических микрокристаллов

© В. Б. Новиков, И. О. Батуев, А. И. Майдыковский, Т. В. Мурзина*

МГУ имени М. В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, 119991 Россия

* E-mail: murzina@mail.ru

Статья поступила в редакцию 9.04.2026; после доработки 20.05.2026; принята к публикации 06.08.2026
Шифр научной специальности: 1.3.11

Предложен подход к созданию активных структур, позволяющих реализовать направленные микроисточники света за счет сочетания в них (а) волновода с адаптером ввода/вывода излучения изготовленного методом двухфотонной лазерной печати, и (б) излучающего микрокристалла из органического красителя. Показано, что предложенное устройство обеспечивает как возбуждение фотолюминесценции (ФЛ) кристалла излучением, заводимым через волноводную структуру, так и вывод излучения ФЛ кристалла через волновод и адаптер. Эти возможности сохраняются и применительно к резонансным модам Фабри-Перо, возбуждение которых продемонстрировано для случая кристаллов органических красителей, близких по форме к параллелепипеду.

Ключевые слова: фотоника, двухфотонная лазерная печать, органические микрокристаллы.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-4-77-82

Введение

Тенденция к миниатюризации элементов фотоники и фотонных интегральных схем стимулирует поиск новых подходов к их изготовлению и тестированию. В этом аспекте большой интерес представляет метод двухфотонной лазерной печати (ДФЛП), или прямая лазерная печать (direct laser writing), позволяющий изготавливать как планарные, так и трехмерные диэлектрические структуры произвольной формы и, более того, не требующие использования литографических шаблонов [1, 2]. При этом пространственное разрешение ДФЛП может достигать всего нескольких сотен нанометров. Как было отмечено в обзоре [3], к преимуществам ДФЛП относятся относительная простота реализации, отсутствие требования вакуумных условий, возможность изготовления структур в одном цикле (не поэтапно), а главное – печать в трех измерениях объектов произвольной формы. Последнее из

названных отличительных свойств метода ДФЛП позволяет, в частности, (а) печатать трехмерные адаптеры ввода-вывода, позволяющие осуществлять ввод и вывод оптического излучения в направлении нормали к планарной фотонной структуре; а также (б) изготавливать «подвешенные» структуры, расположенные над подложкой [4, 5]. Наконец, на этапе подготовки полимерной композиции для печати возможно вводить в нее различные функциональные добавки – такие, как растворы красителей, фотолюминесцирующие соединения, суспензии наночастиц [6, 7] и проч., в результате формируя качественно новые свойства материалов. Так, в работе [8] реализован однофотонный источник света на основе резонатора Фабри-Перо с наноалмазами; структура изготовлена методом ДФЛП.

Несмотря на то, что технология ДФЛП нуждается в дальнейшем совершенствовании и развитии, уже сейчас можно предложить новые методы для реализации активных

устройств фотоники, одно из которых рассмотрено в данной работе. Он основан на совмещении в одной планарной структуре источника фотолюминесценции (ФЛ) – микрокристалла из органического красителя и системы заведения – вывода излучения в виде адаптера с волноводом, изготовленных методом ДФЛП. Представленные результаты демонстрируют, что размещение ФЛ-микрокристалла на волноводной структуре позволяет реализовать локализованный эффективный источник широкополосной ФЛ в составе планарной фотонной схемы и, наоборот, выводить излучения ФЛ из микрокристалла непосредственно в волновод при сохранении резонансной части спектра. Предложенный подход перспективен для тестирования и генерации микрорезонаторов без использования прецизионных устройств ввода и вывода излучения, требуемых для обеспечения оптической связи устройств.

Экспериментальная часть

Для исследования была изготовлена серия коротких волноводов с адаптером вертикального ввода/вывода излучения; при этом был использован метод ДФЛП, подробно описанный в [9]. Печать проводилась с использованием излучения фемтосекундного лазера с центральной длиной волны 780 нм и длительностью импульса 380 фс; диаметр вокселя при

печати составил приблизительно 0,4 мкм при его высоте менее 0,8 мкм. Материалом для ДФЛП служил гибридный негативный фоторезист OrmoComp, в качестве подложки использованы пластины кристаллического фторида магния.

Изображение одной из изготовленных структур, полученное в оптическом микроскопе, приведено на рис. 1; на вставке показана трехмерная модель структуры, реализованная при печати. Адаптер ввода/вывода излучения состоял из линзы со сферической поверхностью радиусом 9 мкм, обеспечивающей фокусировку излучения в направлении вдоль нормали к поверхности подложки в волновод длиной около 42 мкм, сечение которого составляло $4 \times 4 \text{ мкм}^2$; плоское основание линзы, наклоненное под углом 48° к плоскости подложки, направляло падающий свет в торец волновода за счет эффекта полного внутреннего отражения. Значение этого угла было выбрано для оптимизации условий заведения сходящегося лазерного пучка в волновод. Благодаря наличию контраста показателей преломления между подложкой (1.38) и полимером (1.51) такой волновод поддерживает многомодовый режим распространения излучения в видимом спектральном диапазоне. Для придания адаптеру большей прочности использовано кольцевое основание, увеличивающее площадь контакта структуры с подложкой.

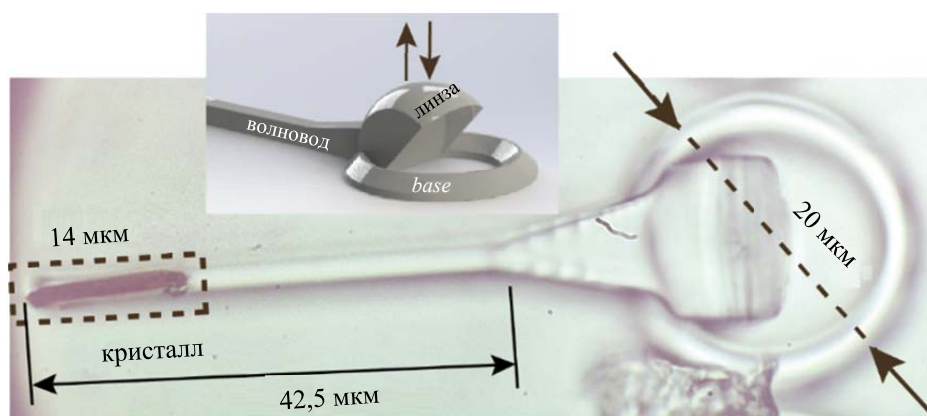


Рис. 1. Изображение в оптическом микроскопе изготовленной структуры волновода с адаптером ввода-вывода излучения. На вставке: модель, использованная при печати методом ДФЛП; стрелками указано направление заведения/выведения излучения

Микрокристаллы из органических красителей DCM или HDMAC были синтезиро-

ваны на отдельных стеклянных подложках методом десублимации из газовой фазы, как

подробно описано в работах [10, 11]. Красители имеют полосу яркой ФЛ в видимом диапазоне спектра. Затем выбранный микрокристалл с помощью химически заточенного оптического волокна [12] был механически отделен от подложки и перемещен в область перед торцом волновода либо на его поверхность. На рис. 1 приведено изображение одной из исследованных структур, в которой микрокристалл красителя HDMAC в виде полоски с размерами $1,2 \times 7 \times 14,2 \text{ мкм}^3$ расположен на конце изготовленного полимерного волновода; его длинная сторона почти параллельна волноводу, а плоскость с хорошей точностью перпендикулярна подложке.

Эксперименты выполнены с использованием метода однофотонно возбуждаемой ФЛ на установке конфокальной микроскопии (см. вставку к рис. 2); в качестве оптической накачки использовалось излучение непрерывного полупроводникового лазера с длиной волны эмиссии 405 нм, сфокусированное объективом Plan Apo 50×/0.55NA в пятно с диаметром около 0,9 мкм. Излучение ФЛ собиралось аналогичным объективом, проходило через систему фильтров, отсекающих излучение накачки, затем сигнал ФЛ от микрокристалла направлялся в спектрометр с субнанометровым спектральным разрешением. Экспериментальная установка позволяла измерять спектры ФЛ в разных точках структуры, пространственно «разводя» области возбуждения и сбора ФЛ сигнала.

Вначале был измерен спектр ФЛ микрокристалла, при этом области облучения и сбора сигнала ФЛ совпадали; соответствующие результаты приведены на рис. 2. Черной кривой показана измеренная спектральная зависимость ФЛ, промодулированная набором резонансных особенностей; спектр микрокристалла за вычетом спектральной зависимости нерезонансной составляющей ФЛ показан фиолетовой линией на рис. 2. На вставке к рисунку показана часть спектра в увеличенном масштабе, приведены длины волн, соответствующие наиболее интенсивным максимумам интенсивности ФЛ, I . Отметим, что в данной схеме эксперимента возбуждению микрорезонаторных мод соответствуют максимумы ФЛ, возникающие из-за рассеяния света на неоднородностях в приповерхност-

ной области структуры. Это относится, в том числе, к модам Фабри-Перо в случае их возбуждения в рассматриваемом микрокристалле; рост интенсивности ФЛ в этом случае является следствием увеличения плотности состояний электромагнитного поля в резонансных условиях [13].

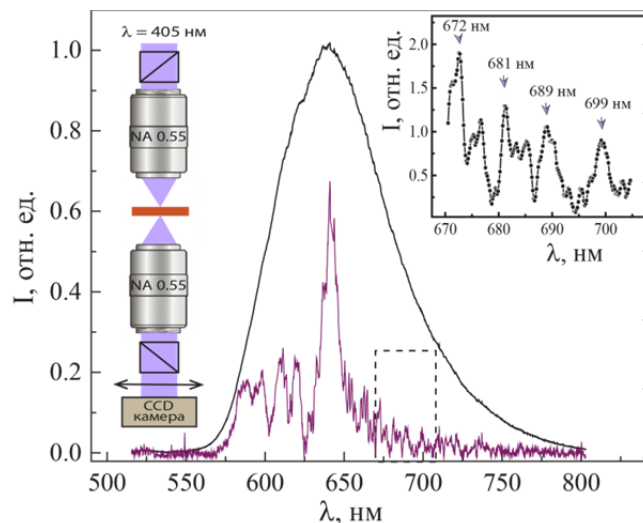


Рис. 2. Спектр интенсивности ФЛ микрокристалла HDMAC, помещенного сверху волновода, измеренный при совмещении областей возбуждения ФЛ и ее регистрации (черная кривая), и выделенный из него спектр микрорезонаторных мод (фиолетовая кривая). На вставке слева – принципиальная схема установки конфокальной оптической микроскопии; справа – спектр выделенных резонансных мод (соответствующая область обведена прямоугольником) в увеличенном масштабе

Для спектра, показанного на вставке к рис. 2, среднее межмодовое расстояние для наиболее выделенных максимумов составляет около 9 нм, что соответствует модам Фабри-Перо, возбуждаемым вдоль длинной стороны микрокристалла ($L = 14,2 \text{ мкм}$) с показателем преломления $n = 1,7$. В этом случае оценки межмодового расстояния для длины волны $\lambda = 670 \text{ нм}$ с использованием выражения $\Delta\lambda \approx \lambda^2 / (2nL)$ дают значение около 9,3 нм, что близко к полученному в эксперименте. С учетом спектральной ширины ФЛ максимумов $\delta\lambda \approx 5 \text{ нм}$ добротность мод $Q = \lambda / \delta\lambda$ составляет около 130. Следует отметить, что сложная структура спектра ФЛ отражает наличие мод Фабри-Перо разных порядков и разных состояний поляризации, а также другие семейства резонаторных мод, которые могут возбуж-

даться вдоль всех трех направлений в микрокристалле с формой параллелепипеда.

На рис. 3 представлены результаты, демонстрирующие способность рассматриваемой структуры выводить излучение ФЛ из микрокристалла, расположенного на торце волновода. В эксперименте лазерный пучок, сфокусированный на микрокристалл, возбуждает в нем ФЛ, при этом регистрируется спектр сигнала на выходе адаптера; в этом случае образец располагался подложкой к лучу накачки, выход адаптера был направлен в сторону собирающего объектива. Форма полученного таким образом спектра интенсивности ФЛ аналогична исходному спектру ФЛ микрокристалла; в то же время параметры выделенных резонансных мод отличаются от представленного на рис. 2, среднее межмодовое расстояние оказалось значительно больше и для наиболее ярко проявленных мод составило около 18 нм (см. вставку к рис. 3). Оценка межмодового расстояния для вертикально ориентированной стороны микрокристалла с $L \approx 7$ мкм для $\lambda = 625$ нм дает значение межмодового расстояния $\approx 16,4$ нм, что близко к экспериментальному значению, при этом добротность $Q \approx 60$. Таким образом, мы предполагаем, что в этом случае наблюдается рассеяние другого вида мод Фабри-Перо – по сравнению с представленными на рис. 2, а именно – осциллирующих вдоль стороны микрокристалла длиной около 7 мкм, расположенной вертикально относительно подложки.

На рис. 3б приведено оптическое изображение структуры при накачке микрокристалла лазерным излучением с $\lambda = 405$ нм, сфокусированным в адаптер, расположенный на рисунке справа (применен отрезающий накачку светофильтр). По ФЛ сигналу подложки (оранжевый цвет) видно относительно небольшое рассеяние света накачки в областях адаптера и сопряжения конусообразной части системы заведения излучения с волноводом, что связано с неоднородностью структуры в этих областях. Наибольшая интенсивность рассеянного излучения наблюдается на выходе из волновода через адаптер. Согласно выполненным расчетам [14] коэффициент пропускания структуры составляет не менее 50 %, тогда как экспериментальное значение пропускания для аналогичной структуры с двумя адаптерами ввода/вывода излучения составило около 14 %.

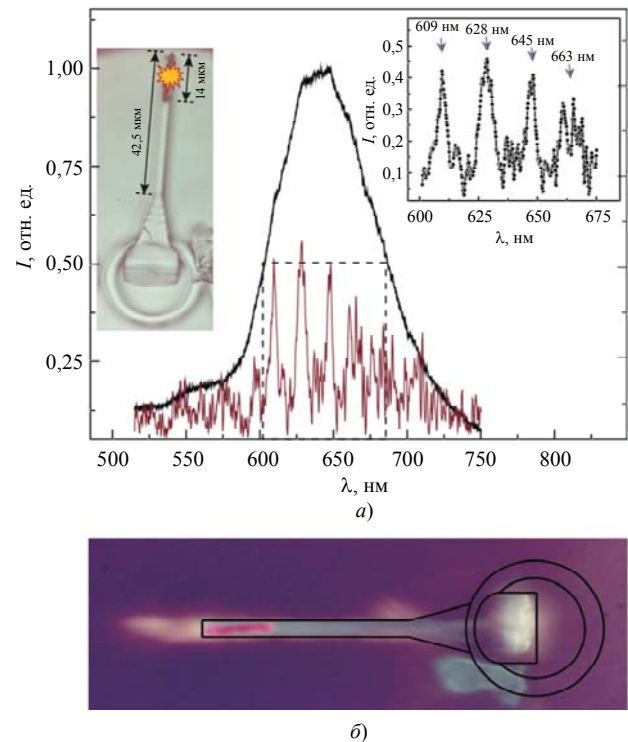


Рис. 3. (а) Спектр излучения (черная кривая) на выходе из адаптера ввода-вывода излучения при возбуждении ФЛ в микрокристалле и выделенный из него спектр мод Фабри-Перо. На вставке справа – в увеличенном масштабе спектр выделенных резонансных мод (соответствующая область обведена прямоугольником). (б) Оптическое изображение структуры при заведении излучения с $\lambda = 405$ нм в адаптер (справа на рисунке)

Наиболее яркое свечение в исследованной структуре соответствует ФЛ микрокристалла красителя, что указывает на его эффективное оптическое возбуждение излучением, распространяющимся через волновод. Для такой геометрии эксперимента спектр ФЛ микрокристалла, зарегистрированный напрямую из области его расположения, аналогичен приведенному на рис. 2. Следует отметить, что при мощности возбуждающего излучения до 0,5 мВт не наблюдалось фотодегradации микрокристалла в течение по крайней мере десятков минут, что соответствует результатам предыдущих исследований [11].

Заключение

Таким образом, в настоящей работе предложен подход к созданию активных фотонных структур, объединяющий потенциал метода двухфотонной лазерной печати для создания полимерных волноводов и устройств ввода и вывода оптического излучения, и

микрорезонаторов с высоким выходом ФЛ. Показана возможность эффективного оптического возбуждения ФЛ микрокристалла красителя (например, HDMAC), расположенного на поверхности волновода, при этом в зависимости от метода регистрации ФЛ отклика наблюдаются разные семейства резонансных мод. А именно, в сигнале ФЛ, рассеянной на микрокристалле, преимущественно детектируются моды Фабри-Перо, распространяющиеся без контакта с волноводом (параллельно подложке), тогда как через волновод эффективно проходит и регистрируется сигнал от мод Фабри-Перо, максимально связанных с полимерной структурой.

Работа выполнена при финансовой поддержке
Российского научного фонда,
грант № 24-42-02009.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zyla G., Farsari M. / *Laser Photonics Rev.* 2024. Vol. 18. P. 2301312 (30).
<https://doi.org/10.1002/lpor.202301312>.
2. Arun Jaiswal, Chandresh Kumar Rastogi, Sweta Rani, Gaurav Pratap Singh, Sumit Saxena, Shobha Shukla / *iScience*. 2023. Vol. 26. P. 106374 (30).
<https://doi.org/10.1016/j.isci.2023.106374>.
3. Kawata S., Sun H. B., Tanaka T., Takada K. / *Nature*. 2001. Vol. 412. P. 697–698.
<https://doi.org/10.1038/35089130>.
4. Serbin J., Egbert A., Ostendorf A., Chichkov B. N., Houbertz R., Domann G., Schulz J., Cronauer C., Fröhlich L., Popall M. / *Opt. Lett.* 2003. Vol. 28. P. 301–303.
5. Flynn C., Cao H., Applegate B. E., Tkaczyk T. S. / *Opt. Express*. 2023. Vol. 31. P. 26323–26334.
<https://doi.org/10.1364/OE.495363>.
6. Peng Y., Jradi S., Yang X., Dupont M., Hamie F., Dinh X. Q., Sun X. W., Xu T., Bachelot R. / *Advanced Materials Technologies*. 2019. Vol. 4. № 2. P. 1800522.
7. Yu Y., Prudnikau A., Lesnyak V., Kirchner R. / *Advanced Materials*. 2023. Vol. 35. № 29. P. 2211702.
<https://doi.org/10.1002/adma.202211702>
8. Майдыковский А. И., Апостолов Д. О., Мамоннов Е. А., Копылов Д. А., Дагесян С. А., Мурзина Т. В. / *Письма в ЖЭТФ*. 2023. Т. 117. Вып. 1. С. 37–42.
<https://doi.org/10.31857/S1234567823010044>
9. Ortiz-Huerta F., Chen L., Taverne M., Had-den J. P., Johnson M., Ho Y. L. D., Rarity J. G. / *Opt. Express*. 2018. Vol. 26. P. 33245–33252.
<https://doi.org/10.1364/oe.26.033245>.
10. Mamonov E. A., Maydykovskiy A. I., Mitetelo N. V., Venkatakrishnarao D., Chandrasekar R., Murzina T. V. / *Laser Phys. Lett.* 2018. Vol. 15. P. 035401(4).
<https://doi.org/10.1088/1612-202X/aa9b23>.
11. Chosenyah M., Swaraj R., Novikov V., Maydykovskiy A., Khapre A., Murzina T., Chandrasekar R. / *J. Am. Chem. Soc.* 2026. Vol. 148. P. 5243–5252.
<https://doi.org/10.1021/jacs.5c17711>
12. Stöckle R., Fokas Ch., Deckert V., Zenobi R., Sick B., Hecht B., Wild U. P. / *Appl. Phys. Lett.* 1999. Vol. 75. P. 160–162/ <https://doi.org/10.1063/1.124305>
13. Purcell E. M. / *Physical Review*. 1946. Vol. 69. P. 681.
14. Мурзина Т. В., Майдыковский А. И., Новиков В. Б., Циняйкин И. И., Смирнов К. А., Батуев И. О. / *Письма в ЖЭТФ*. 2026. Т. 123. Вып. 10. В печати

PACS: 42.25.Bs

Hybrid structures of integrated photonics for directional micro-light sources based on dielectric waveguides and photoluminescent organic microcrystals

V. B. Novikov, I. O. Batuev, A. I. Maydykovskiy, and T. V. Murzina*

Lomonosow Moscow State university, Physics Department, Moscow, 119991 Russia

* E-mail: murzina@mail.ru

Received 9.04.2026; revised 20.04.2026; accepted 06.08.2026

The development of the element base of modern photonics is a relevant and promising area of research. This paper proposes an approach to creating active structures that enable the implementation of directional light microsources by combining a waveguide with an input/output adapter fabricated using two-photon laser printing and an emitting microcrystal made of an organic dye. It is demonstrated that the proposed device enables both the excitation of the crystal's photoluminescence (PL) by radiation coupled through the waveguide structure and, conversely, the extraction of the crystal's PL radiation through the waveguide and adapter. These

capabilities also apply to resonant Fabry-Perot modes, the excitation of which is demonstrated for organic dye crystals with a shape similar to a parallelepiped.

Keywords: photonics, two-photon laser printing, organic microcrystals.

REFERENCES

1. Zyla G. and Farsari M., Laser Photonics Rev. **18**, 2301312 (30) (2024). <https://doi.org/10.1002/lpor.202301312>.
2. Arun Jaiswal, Chandresh Kumar Rastogi, Sweta Rani, Gaurav Pratap Singh, Sumit Saxena, and Shobha Shukla, iScience **26**, 106374 (30) (2023). <https://doi.org/10.1016/j.isci.2023.106374>.
3. Kawata S., Sun H. B., Tanaka T., and Takada K., Nature **412**, 697–698 (2001). <https://doi.org/10.1038/35089130>.
4. Serbin J., Egbert A., Ostendorf A., Chichkov B. N., Houbertz R., Domann G., Schulz J., Cronauer C., Fröhlich L., and Popall M., Opt. Lett. **28**, 301–303 (2023).
5. Flynn C., Cao H., Applegate B. E., and Tkaczyk T. S., Opt. Express **31**, 26323–26334 (2023). <https://doi.org/10.1364/OE.495363>.
6. Peng Y., Jradi S., Yang X., Dupont M., Hamie F., Dinh X. Q., Sun X. W., Xu T., and Bachelot R., Advanced Materials Technologies **4** (2), 1800522 (2019).
7. Yu Y., Prudnikau A., Lesnyak V., and Kirchner R., Advanced Materials **35** (29), 2211702 (2023). <https://doi.org/10.1002/adma.202211702>.
8. Maydykovskiy A. I., Apostolov D. O., Mamonov E. A., Kopylov D. A., Dagesyan S. A., and Murzina T. V., JETP Letters **117** (1), 31–37 (2023). <https://doi.org/10.1134/s0021364022602743>.
9. Ortiz-Huerta F., Chen L., Taverne M., Hadden J. P., Johnson M., Ho Y. L. D., and Rarity J. G., Opt. Express **26**, 33245–33252 (2018). <https://doi.org/10.1364/oe.26.033245>.
10. Mamonov E. A., Maydykovskiy A. I., Mitetelo N. V., Venkatakrishnarao D., Chandrasekar R., and Murzina T. V., Laser Phys. Lett. **15**, 035401(4) (2018). <https://doi.org/10.1088/1612-202X/aa9b23>.
11. Chosenyah M., Swaraj R., Novikov V., Maydykovskiy A., Khapre A., Murzina T., and Chandrasekar R., J. Am. Chem. Soc. **148**, 5243–5252 (2026). <https://doi.org/10.1021/jacs.5c17711>.
12. Stöckle R., Fokas Ch., Deckert V., Zenobi R., Sick B., Hecht B.; and Wild U. P., Appl. Phys. Lett. **75**, 160–162 (1999). <https://doi.org/10.1063/1.124305>.
13. Purcell E. M., Physical Review **69**, 681 (1946).
14. Murzina T. V., Maydykovskiy A. I., Novikov V. B., Tsinyaykin I. I., Smirnov K. A., and Batuev I. O., JETP Letters (2026) in print.

Об авторах

Новиков Владимир Борисович, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, МГУ имени М. В. Ломоносова, Физический факультет (119991, Россия, Москва, Ленинское горы, 1, стр. 62). E-mail: vb.novikov@physics.msu.ru SPIN-код: 5985-8409, AuthorID: 764257

Батуев Илья Олегович, аспирант, МГУ имени М. В. Ломоносова, Физический факультет (119991, Россия, Москва, Ленинское горы, 1, стр. 62). E-mail: batuev.io18@physics.msu.ru

Майдыковский Антон Игоревич, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, МГУ имени М. В. Ломоносова, Физический факультет (119991, Россия, Москва, Ленинское горы, 1, стр. 62). E-mail: anton@shg.ru SPIN-код: 6731-2010, AuthorID: 34191

Мурзина Татьяна Владимировна, д.ф.-м.н., доцент, МГУ имени М. В. Ломоносова, Физический факультет (119991 Россия, Москва, Ленинское горы, 1, стр. 62). E-mail: mur@shg.ru SPIN-код: 2223-6681, AuthorID: 31148

УДК 53.082.6, 53.082.8
EDN: VVUAPO

PACS: 81.05.-u

Определение и сравнение содержания водорода в промышленных графитовых материалах

© Е. П. Пахомов, В. П. Петровский*

*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, 125412 Россия***E-mail: b1p2a3@mail.ru**Статья поступила в редакцию 4.04.2026; после доработки 15.04.2026; принята к публикации 06.08.2026
Шифр научной специальности: 1.3.2*

Изучение содержания водорода в графитовых материалах актуально в связи с его возможным влиянием на физико-механические свойства этих конструкционных материалов, работающих при экстремально высоких температурах. Цель работы – прямое измерение содержания водорода в углеродных материалах (образцы до 1,0 г) и разработка простой методики его определения в промышленных графитовых материалах. Содержание водорода в графите, пиролитическом графите и углерод-углеродном композиционном материале (УУКМ) определено с помощью установки, включающей вакуумную камеру, лазер и осушитель газов (силикагель). Установлено, что материалы содержат 3–5 ат. % (0,3–0,45 мас. %) водорода.

Ключевые слова: водород, графит, лазер, силикагель.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-4-83-87

Введение

Графит и углерод-углеродные композиционные материалы широко используются в составе огнеупорных структур [1, 2], конструкций и деталей, устойчивых к воздействию высокотемпературных газовых [3, 4] и плазменных потоков [5, 6, 7].

Проблема изучения содержания водорода в графитовых материалах актуальна в связи с возможным влиянием водорода на физико-механические свойства таких многофункциональных конструкционных материалов, работающих, как правило, в условиях экстремально высоких температур.

В последние годы наибольшее количество работ, посвященных исследованию влияния водорода на свойства графита, имели сугубо практическую направленность, связанную с применением графита для защиты первой стенки термоядерных реакторов [5–8]. В большинстве исследований обычно предполагается, что процесс взаимодействия атомов водорода с графитом является чисто поверх-

ностным и ограниченным областью температур ниже 1500 К, а возможным содержанием водорода в объеме графитовых материалов чаще всего пренебрегают [5].

Задача данной работы – разработка простой методики определения среднего по объему образца содержания водорода в различных промышленных видах графитовых материалов и сравнение полученных результатов.

На начальном этапе работы для определения содержания водорода использовался анализатор элементного состава CHNS «Eurovector» EA-3000, позволяющий определять содержание в материалах азота, углерода, водорода, азота, серы.

Принцип действия анализатора основан на сжигании навески в несколько миллиграмм анализируемого вещества в чистом кислороде.

Было выполнено три серии измерений. Их результаты приведены в таблице 1. Вероятная погрешность результатов около 0,1–0,2 % по данным разработчика анализатора элементного состава CHNS «Eurovector» EA-3000.

Таблица 1

Содержание водорода (мас. %) в образцах разных графитовых материалов по трем сериям измерений

Материал	1-я серия		2-я серия		3-я серия		Средн.
Графит МПГ-7	0,51	0,58	0,39	0,32	0,39	0,33	0,42
Пиролитический графит	0,37	0,41	0,41	0,35	0,36	0,45	0,39
УУКМ	0,46	0,36	0,57	0,51	0,42	0,45	0,46

Как видно, измерения подтвердили наличие водорода в графитовых материалах и дали его среднее содержание около 0,42 мас. % при разбросе значений около 0,1 %. При этом не выявлено значимого изменения содержания водорода в разных материалах. Недостатком выполненных измерений является малая масса исследуемых материалов (несколько мг), что в условиях их значительной пространственной неоднородности (особенно у УУКМ) может вызывать повышенный разброс результатов.

Полученные данные качественно согласуются с результатами аналогичных измерений, выполненными в НИИГрафит [9], где для материала типа УУКМ после пропиток и карбонизации получено значение 1,1 мас. %, а после высокотемпературной обработки (ВТО) 2500 К – 0,3 мас. %.

Цель настоящей работы – прямое измерение содержания водорода в углеродных материалах с массой образцов до 1,0 грамма.

Методика проведения экспериментов

Определение содержания водорода в графитовых материалах заключается в сжигании образца в атмосфере кислорода с последующим определением количества водяного пара в продуктах сгорания.

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки для измерения содержания водорода в углеродных материалах.

Для поглощения пара воды (осушения образовавшейся после сгорания образца в кислороде газовой смеси) использовался силикагель по ГОСТ 3956-76 в виде гранул диаметром 2–4 мм, предварительно прошедший термообработку при температуре 150–200 °С. Силикагель способен при атмосферном давлении осушать разные газы (воздух, кислород, углекислый газ, азот, водород, аргон и др.). Предварительно было проверено, что 1 г си-

ликагеля способен поглотить до насыщения 50–60 мг пара, что время его насыщения на открытом воздухе с влажностью 40 % составляет 4–6 часов, а также что вся специально введенная в рабочую камеру дополнительная вода (5–15 мг) при воспроизведении рабочего цикла давала соответствующее увеличение массы силикагеля.

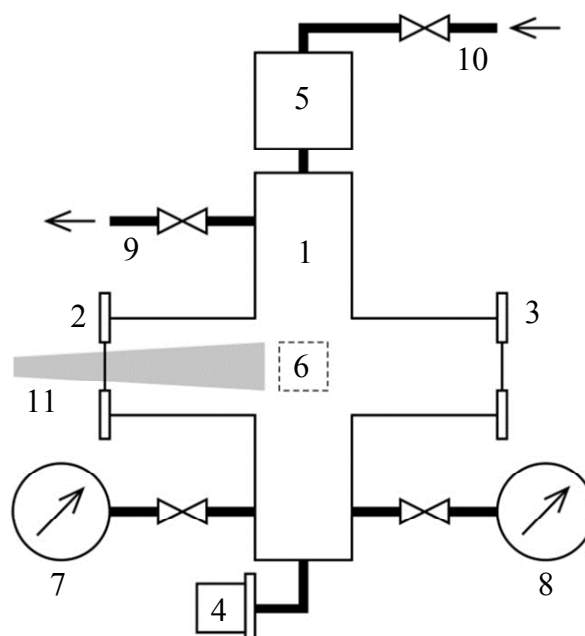


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:
1 – вакуумная камера; 2, 3 – оптические окна;
4 – тубус с фланцем для силикагеля; 5 – тубус с фланцем для навески воды; 6 – образец; 7 – вентиль и манометр; 8 – вентиль и вакуумметр; 9 – вентиль для подключения к насосу; 10 – вентиль для подачи кислорода; 11 – лазерное излучение

Последовательность проведения экспериментальных исследований была следующая.

1. Образец графитового материала размером 40×6×2 мм и весом от 0,3 до 1,0 г устанавливался в вакуумной камере.

2. Вакуумная камера из нержавеющей стали объемом около 250 см³ после вакуумирования заполнялась кислородом до давления 0,3–0,7 МПа.

3. Силикагель массой 1–2 г в виде гранул помещался в мешочек из металлической сетки, который располагался в тубусе (диаметром 30 мм и длиной около 50 мм), пристыкованному к вакуумной камере.

4. Процесс сжигания графитового материала обеспечивался воздействием лазерного излучения мощностью 400 Вт в течение 10 секунд.

5. После сгорания части образца (до выжигания кислорода) проводилось осушение камеры в течение требуемого времени (обычно 12–48 часов), после чего давление в камере снижалось до атмосферного. Для каждого значения давления требуемое время осушения должно определяться экспериментально по обеспечению полного поглощения вводимого дополнительно известного количества воды.

6. Камера открывается, быстро извлекается мешочек с силикагелем.

7. Выполняется взвешивание силикагеля каждую минуту в течение 15–30 минут для максимально точного определения исходной массы силикагеля на момент его извлечения

путем экстраполяции получаемой растущей (из-за поглощения пара из воздуха) зависимости массы от времени пребывания на воздухе на время выемки мешочка.

8. Из камеры извлекается и взвешивается остаток частично сгоревшего образца материала.

В получаемые результаты, как показали прямые контрольные измерения, необходимо вводить поправку на поглощение силикагелем влаги из воздуха за время между его первым взвешиванием и установкой в герметичный объем камеры, а затем между выемкой из герметичного объема и взвешиванием. Это время около одной минуты, за которое силикагель набирает около 1 мг влаги из окружающего воздуха помещения (с относительной влажностью около 40 %).

Характерные величины: сгораемая масса углерода – 0,35–0,45 г, увеличение массы силикагеля – 8–13 мг.

Общий вид установки для измерения водорода в графитовых материалах представлен на рис. 2.



а)



б)



в)

Рис. 2. Установка для измерения водорода в графитовых материалах: а) – исходное состояние; б) – момент лазерного поджига; в) – горение образца

Обсуждение результатов

Полученные результаты представлены в таблице 2.

Видно, что содержание водорода в разных образцах, полученных вырезанием из разных мест одного блока материала, существенно разное.

Таблица 2

Результаты измерений содержания водорода в мас. %

Материал	Образец 1	Образец 2	Образец 3	Образец 4	Образец 5	Среднее
МПГ-7	0,32	0,36	0,26	0,31	–	$0,31 \pm 0,03$
УУКМ	0,36	0,45	0,41	0,38	0,38	$0,4 \pm 0,03$

Эти результаты согласуются с ранее полученными и впервые свидетельствуют о возможно большем содержании водорода в УУКМ, проходящем многократную пропитку пеком с последующими карбонизирующими обжигами и, что особенно важно, многократные высокотемпературные графитизирующие обжиги, которые, видимо, способствуют не удалению водорода из материала, а наоборот – насыщению им.

Масс-спектрометрическое исследования состава графитовых материалов, выполненные авторами [10], по нашему мнению, также свидетельствуют о значительном (около 0,5 мас.%) содержании водорода в графите и его наличие в паре в связанном состоянии (в составе углеводородов).

Существенно, что ни разу не было зафиксировано содержание водорода больше 0,51 мас.%.

Заключение

Таким образом, по данным работы [9], измерениям на «Eurovector» ЕС-3000, данным масс-спектроскопии [10] и результатам, полученным в настоящей работе, промышленные графитовые материалы всегда содержат около 3–5 % ат. (0,3–0,45 мас.%) водорода, что очевидно обусловлено технологией их получения (либо при насыщении пеком, либо в атмосфере водорода при газофазном осаждении).

Освоение оперативного мониторинга содержания водорода в промышленных графитовых материалах открывает возможность комплексного исследования влияния данного элемента на физико-механические характеристики материалов, а также на их поведение при высоких температурах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кащеев И. Д., Земляной К. Г., Устьянцев В. М., Поморцев С. А. / Новые огнеупоры. 2015. № 8. С. 8–13.
2. Колесников С. А., Ким Л. В., Воронцов В. А., Проценко А. К., Чеблакова Е. Г. / Новые огнеупоры. 2017. № 8. С. 45–56.
3. Шишков А. А., Панин С. Д., Румянцев Б. В. Рабочие процессы в ракетных двигателях твердого топлива: справочник. – М.: Машиностроение, 1988.
4. Елисеев Ю. С., Крымов В. В., Колесников С. А., Васильев Ю. Н. Неметаллические композиционные материалы в элементах конструкций и производстве авиационных газотурбинных двигателей: учеб. пособие для вузов. – М.: МВТУ им. Н. Э. Баумана, 2007.
5. Денисов Е. А., Компаниец Т. Н. / Журнал технической физики. 2001. Т. 717. Вып. 2. С. 1118–1116.
6. Нечаев Ю. С., Александрова Н. М., Шурыгина Н. А., Чертаева А. О., Денисов Е. А., Костикова Е. К. / Известия РАН. Серия физическая. 2021. Т. 85. № 7. С. 918–926.
<https://doi.org/10.31857/S0367676521070164>.
7. Беграббекова Л. Б., Пунтакова Н. А., Айрапетова А. А., Грунина А. В., Довганюка С. С., Захарова А. М., Саввина Н. О., Грашин С. А. / Поверхность. рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2023. № 12. С. 101–112.
<https://doi.org/10.31857/S1028096023080058>.
8. Федорович С. Д., Карпов А. В., Бубаев В. П., Грашин С. А., Губкин М. К., Слива А. П., Мартыненко Ю. В., Марченков А. Ю., Лукашевский М. В., Заклецкий З. А., Васильев Г. Б., Рогозин К. А., В. Чан Куанг / Физика плазмы. 2021. Т. 47. Вып. 4. С. 316.
<https://doi.org/10.31857/S0367292121030069>
9. Колесников С. А., Антанович А. А., Максимова Д. С., Чеблакова Е. Г. Изостатические технологии в изготовлении углерод-углеродных композиционных материалов / «НИИ конструкционных материалов на основе графита – 60 лет»: сборник статей. – М.: Научные технологии, 2020. ISBN 978-54443-0220-0.
10. Frolov A., Sheindlin M. / Carbon. 2022. Vol. 196. P. 474–482.
<https://doi.org/10.1016/j.carbon.2022.03.078>

PACS: 81.05.-u

Determination and comparison of hydrogen content in industrial graphite materials

E. P. Pakhomov and V. P. Petrovskiy*

Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412 Russia

*E-mail: b1p2a3@mail.ru

Received 4.04.2026; revised 15.04.2026; accepted 06.08.2026

The study of hydrogen content in graphite materials is relevant due to its potential impact on the physical and mechanical properties of these structural materials operating at extremely

high temperatures. The objective of this study was to directly measure hydrogen content in carbon materials (samples up to 1.0 g) and develop a simple method for its determination in industrial graphite materials. The hydrogen content in graphite, pyrolytic graphite, and carbon-carbon composite material (CCCM) was determined using a setup including a vacuum chamber, laser, and gas dehydrator (silica gel). It was found that the materials contain 3–5 at.% (0.3–0.45 wt.%) hydrogen.

Keywords: hydrogen, graphite, laser, silica gel.

REFERENCES

1. Kashcheev I. D., Zemlyanoi K. G., Ustyantsev V. M., and Pomortsev S. A., New refractories, № 8, 8–13 (2015).
2. Kolesnikov S. A., Kim L. V., Vorontsov V. A., Protsenko A. K., and Cheblakova E. G., New refractories, № 8, 45–56 (2017).
3. Shishkov A. A., Panin S. D., and Rumyantsev B. V. Working Processes in Solid-Fuel Rocket Engines: Handbook. Moscow: Mechanical Engineering, 1988.
4. Yeliseyev Yu. S., Krymov V. V., Kolesnikov S. A., and Vasilyev Yu. N. Nonmetallic composite materials in structural elements and the production of aircraft gas-turbine engines: textbook for universities. Moscow: Bauman Moscow State Technical University, 2007.
5. Denisov E. A. and Kompaniets T. N., Journal of Technical Physics **717** (2), 1118–116 (2001).
6. Nechaev Yu. S., Aleksandrova N. M., Shurygina N. A., Cheretaeva A. O., Denisov E. A., and Kostikova E. K., Izvestiya RAN. Series physical **85** (7), 918–926 (2021). <https://doi.org/10.31857/S0367676521070164>.
7. Begrambekova L. B., Puntakova N. A., Airapetova A. A., Grunina A. V., Dovganyuk S. S., Zakharova A. M., Savvina N. O., and Grashin S. A., Surface. X-ray, synchrotron and neutron studies, № 12, 101–112 (2023). <https://doi.org/10.31857/S1028096023080058>.
8. Fedorovich S. D., Karpov A. V., Bubaev V. P., Grashin S. A., Gubkin M. K., Sliva A. P., Martynenko Yu. V., Marchenkov A. Yu., Lukashevsky M. V., Zakletsky Z. A., Vasiliev G. B., Rogozin K. A., and V. Chan Kuang, Plasma Physics **47** (4), 316 (2021). <https://doi.org/10.31857/S0367292121030069>.
9. Kolesnikov S. A., Antanovich A. A., Maksimova D. S., Cheblyakova E. G. Isostatic Technologies in the Production of Carbon-Carbon Composite Materials. "Research Institute of Graphite-Based Structural Materials – 60 Years". Collection of Articles. Moscow: Scientific Technologies, 2020. ISBN 978-54443-0220-0.
10. Frolov A. and Sheindlin M., Carbon **196**, 474–482 (2022). <https://doi.org/10.1016/j.carbon.2022.03.078>

Об авторах

Пахомов Евгений Пантелеевич, д.т.н., профессор, ведущий научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур РАН (125412, Россия, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2). E-mail: evg-pakhomov@yandex.ru SPIN-код: 9153-6091, AuthorID: 18282

Петровский Виктор Павлович, д.т.н., старший научный сотрудник, заведующий лабораторией, Объединенный институт высоких температур РАН (125412, Россия, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2). E-mail: b1p2a3@mail.ru SPIN-код: 8097-8642, AuthorID: 10769

УДК 537.9; 629.7.023.2; 535.362
EDN: KXSADV

PACS: 78.67.Sc

Деградация оптических свойств микропорошка ZnO, модифицированного наночастицами SiO₂ при последовательном облучении электронами, протонами и квантами солнечного спектра

© М. М. Михайлов, В. В. Каранский*

*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
г. Томск, 634050 Россия*** E-mail: karanskiy2015@mail.ru**Статья поступила в редакцию 17.06.2026; после доработки 30.06.2026; принята к публикации 06.08.2026
Шифр научной специальности: 1.3.5.*

Исследована деградация интегрального коэффициента солнечного излучения Δa_s микропорошка $m\text{ZnO}$, модифицированного наночастицами $n\text{SiO}_2$ ($m\text{ZnO}/n\text{SiO}_2$), при последовательном облучении электронами (e^-) с энергией 30 кэВ, протонами (p^+) с энергией 5 кэВ и квантами солнечного спектра (КСС). Проведены расчеты коэффициента аддитивности (K_{add}) для количественной оценки взаимного влияния различных видов излучений. Установлено, что в зависимости от видов излучений и последовательно-сти облучения K_{add} может быть меньше, равен и больше единицы.

Ключевые слова: оксид цинка, диоксид кремния, модифицирование, облучение, электроны, протоны, кванты солнечного спектра, коэффициент аддитивности.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-4-88-92

Введение

Терморегулирующие покрытия (ТРП) на основе пигментов оксида цинка являются одним из распространенных классов материалов систем терморегулирования КА. Их широкое применение обусловлено сочетанием малого значения интегрального коэффициента поглощения солнечного излучения ($a_s = 0,15\text{--}0,25$) и высокой степени черноты $\varepsilon > 0,85$, обеспечивающим эффективный радиационный теплообмен с окружающей средой [1, 2]. Стабильность этих характеристик на протяжении всего срока активного существования КА является ключевым требованием при проектировании систем терморегулирования [3].

В условиях реального космического полета ТРП подвергаются комплексному воздействию факторов космического пространства. На геостационарной орбите основными дестабилизирующими агентами являются по-

токи электронов и протонов внешнего радиационного пояса Земли с энергией от единиц до сотен кэВ, а также ультрафиолетовое излучение Солнца [4, 5]. На низкой околоземной орбите к перечисленным факторам добавляется воздействие атомарного кислорода. Все эти факторы приводят к росту a_s , что вызывает нагрев поверхности КА и нарушение теплового баланса. Прогнозирование такой деградации – обязательный этап проектирования КА [3].

Модифицирование микропорошка $m\text{ZnO}$ наночастицами $n\text{SiO}_2$ является эффективным способом повышения радиационной стойкости ТРП [6, 7]. Установлено, что осаждение $n\text{SiO}_2$ на поверхность частиц $m\text{ZnO}$ снижает плотность собственных дефектов оксида цинка, являющихся центрами радиационно-индуцированного поглощения, и формируется защитный слой, частично экранирующий корпускулярное излучение [8]. В результате ТРП на основе $m\text{ZnO}/n\text{SiO}_2$ имеет значительно

меньший прирост a_s при электронном и протонном облучении по сравнению с немодифицированным порошком оксида цинка [9, 10].

Однако, при наземном моделировании условий полета традиционно применяется раздельное воздействие факторов, а результирующая деградация оценивается как сумма раздельных вкладов. Такой подход не учитывает возможного взаимного влияния факторов друг на друга. Для количественной оценки отклонения суммарного эффекта от простой аддитивности используется коэффициент аддитивности ($K_{\text{адд}}$).

Целью настоящей работы является исследование $K_{\text{адд}}$ для модифицированных порошков $m\text{ZnO}/n\text{SiO}_2$ при последовательном воздействии электронов, протонов и КСС и установление физических механизмов наблюдаемых эффектов.

Объект исследования и методика эксперимента

Объектом исследования был микропорошок оксида цинка. В качестве модифицирующей добавки использован нанопорошок диоксида кремния. Микропорошок $m\text{ZnO}$ смешивали в соотношении 100:3 с наночастицами $n\text{SiO}_2$.

Для модифицирования $n\text{SiO}_2$ растворяли в дистиллированной воде при наложении ультразвуковых волн, затем добавляли $m\text{ZnO}$ и перемешивали в магнитной мешалке. Смесь сушили, перетирали и прогревали в атмосфере при оптимальной температуре [11].

Интегральный коэффициент поглощения (a_s) рассчитывали по спектрам диффузного отражения согласно уравнению (1) [12–14]:

$$a_s = 1 - R_s = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \rho_{\lambda} \cdot I_{\lambda} \cdot d_{\lambda}}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_{\lambda} \cdot d_{\lambda}}, \quad (1)$$

где R_s – интегральный коэффициент отражения солнечного излучения, I_{λ} – спектр излучения Солнца, $(\lambda_1 - \lambda_2)$ – диапазон длин волн солнечного спектра, используемый для интегрирования, равный 0,2–2,5 мкм.

Изменение коэффициента поглощения a_s рассчитывали по его значениям до и после облучения. Для каждого режима облучения рассчитывали $K_{\text{адд}}$ по уравнению (2) [15, 16]:

$$K_{\text{адд}} = \frac{\sum(\Delta a_{s1} + \Delta a_{s2})}{\Delta a_{s(\text{совм})}}, \quad (2)$$

где $\sum(\Delta a_{s1} + \Delta a_{s2})$ – сумма изменений при раздельном облучении; $\Delta a_{s(\text{совм})}$ – изменение значения при одновременном облучении.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Представленные в таблице 1 экспериментальные значения $K_{\text{адд}}$ для порошка $m\text{ZnO}/n\text{SiO}_2$ при последовательном облучении протонами и КСС: $p^+ \rightarrow \text{КСС}$.

Таблица 1

Значения $K_{\text{адд}}$ порошка $m\text{ZnO}/n\text{SiO}_2$ после облучения протонами и КСС

Последовательное облучение $p^+ \rightarrow \text{КСС}$ (Φp^+ , см^{-2} ; $t_{\text{КСС}}$, ч)					
$\Phi p^+ \rightarrow t_{\text{КСС}}$	$0,63 \times 10^{16}$	$1,08 \times 10^{16}$	$2,09 \times 10^{16}$	3×10^{16}	$4,07 \times 10^{16}$
Δa_s	0,039	0,060	0,084	0,107	0,124
$\Sigma \Delta a_{s(\text{разд})}$	0,028	0,043	0,068	0,093	0,113
$K_{\text{адд}}$	0,71	0,72	0,82	0,87	0,91
$\Phi p^+ \rightarrow t_{\text{КСС}}$	$4,07 \times 10^{16} \rightarrow 2$	$4,07 \times 10^{16} \rightarrow 4$	$4,07 \times 10^{16} \rightarrow 6$	$4,07 \times 10^{16} \rightarrow 8$	-
Δa_s	0,138	0,145	0,152	0,158	-
$\Sigma \Delta a_{s(\text{разд})}$	0,129	0,133	0,138	0,145	
$K_{\text{адд}}$	1,05	1,06	1,07	1,10	

1. Последовательное облучение $p^+ \rightarrow$ КСС проводили в следующем режиме:

– сначала облучали отдельно протонами флюенсом от $0,63 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ до $4,07 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и регистрировали значения Δa_s ;

– затем последовательно после протонов облучали КСС и регистрировали значения Δa_s после каждого периода облучения;

– затем облучали отдельно КСС в течение 2, 4, 6 и 8 ч;

– затем рассчитывали сумму изменений коэффициента поглощения при отдельном облучении протонами и КСС – $\Sigma \Delta a_{s(\text{разд})}$;

– рассчитывали $K_{\text{адд}}$ по значениям $\Sigma \Delta a_{s(\text{разд})}$ и значениям Δa_s при последовательном облучении $\Delta a_{(\text{посл})}$ который имел близкие к единице значения.

2. Последовательное облучение КСС $\rightarrow p^+$ проводили в следующем режиме:

– сначала облучали отдельно КСС в течение 6 ч, получили значение $\Delta a_s = 0,069$;

– затем последовательно облучали протонами флюенсом от $0,52 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ до $3,93 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и получили значения Δa_s от 0,094 до 0,164;

– сумма изменений Δa_s после раздельного облучения в таких же режимах КСС и протонами существенно ниже значений, полученных при последовательном облучении: с увеличением флюенса протонов до $3,93 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ $\Sigma \Delta a_{s(\text{разд})}$ увеличивается с 0,049 до 0,135, однако остается значительно меньше $\Sigma \Delta a_{s(\text{посл})}$.

Вследствие этого $K_{\text{адд}}$ имеет значения 0,8 во всем исследованном диапазоне от $\Phi_1 = 0,52 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ до $\Phi_2 = 3,93 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$, его значения меньше единицы, что указывает на наличие синергетических эффектов.

3. Последовательное облучение $e^- \rightarrow$ КСС проводили в следующем режиме:

– сначала облучали электронами флюенсом $7 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$, получили значение $\Delta a_s = 0,04$;

– затем облучали КСС последовательно после электронов в течение 2 и 4 ч, получили значения Δa_s равные 0,086 и 0,103, соответственно;

– затем облучали КСС отдельно в течение 2 и 4 ч, получили значения Δa_s равные 0,044 и 0,57, соответственно.

Сумма изменений Δa_s при раздельном облучении электронами и КСС составила

0,084 и 0,097, а при последовательном облучении $e^- \rightarrow$ КСС – 0,086 и 0,103, соответственно, и $K_{\text{адд}}$ равен 0,977 и 0,941. Его значения близки к единице, синергетические эффекты отсутствуют и при наземных испытаниях этого пигмента последовательное облучение можно заменять раздельным облучением электронами и КСС.

4. Последовательное облучение КСС $\rightarrow e^-$ проводили в следующем режиме:

– сначала облучали КСС в течение 6 ч, получили значение $\Delta a_s = 0,067$;

– затем последовательно облучали флюенсом электронов 1×10^{16} и $2 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$, получили значения $\Delta a_s = 0,059$ и 0,064, соответственно;

– затем облучали отдельно электронами при таких же значениях флюенса 1×10^{16} и $2 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$, получили значение $\Delta a_s = 0,017$ и 0,024, соответственно.

Сумма изменений Δa_s при раздельном облучении КСС и электронами составила 0,084 и 0,091, и $K_{\text{адд}}$ равен 1,43 и 1,42. Его значения значительно превышают единицу, что указывает на наличие синергетических эффектов при таком последовательном облучении. КСС $\rightarrow e^-$ и при наземных испытаниях этого пигмента последовательное облучение невозможно заменять его раздельным облучением.

Заключение

Исследована деградация интегрального коэффициента поглощения солнечного излучения Δa_s модифицированного наночастицами $n\text{SiO}_2$ микропорошка $m\text{ZnO}$ ($m\text{ZnO}/n\text{SiO}_2$) при последовательном облучении электронами (e^-) с энергией 30 кэВ, протонами (p^+) с энергией 5 кэВ и квантами солнечного спектра (КСС). Проведены расчеты коэффициента аддитивности ($K_{\text{адд}}$) для количественной оценки взаимного влияния этих видов излучений на образование и накопление дефектов и центров поглощения.

Установлено, что при последовательном и раздельном облучении микропорошка $m\text{ZnO}$, модифицированного наночастицами $n\text{SiO}_2$ – коэффициент аддитивности в двух из четырех режимах последовательного облучения ($p^+ \rightarrow$ КСС и $e^- \rightarrow$ КСС) близок к единице, в режиме КСС $\rightarrow p^+$ он равен 0,8, а в режиме КСС $\rightarrow e^-$ составляет 1,42–1,43.

Для выяснения механизмов протекающих при облучении процессов в порошках необходимы дальнейшие исследования, которые намечено проводить с разложением спектров наведенного поглощения при этих видах и режимах облучения и анализа параметров элементарных полос поглощения. Такие исследования возможно осуществить в единственной в РФ установке «Спектр», позволяющей регистрировать спектры диффузного отражения и спектры наведенного поглощения после каждого периода облучения непосредственно на месте облучения образцов (in situ).

Практическая значимость выполненного исследования заключается в том, что дальнейшее развитие космических исследований связано с разработкой технологий получения материалов для КА, обеспечивающих высокую надежность работы на длительные сроки орбитальных полетов (15–20 лет).

*Работа выполнена при финансовой поддержке
Министерства науки и высшего образования РФ,
Госзадание № FEWM-2026-0010*

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агафонов В. Ф. Деградация оптических свойств пигментов оксида и ортотитаната цинка и изготовление на их основе терморегулирующих покрытий космических аппаратов при облучении протонами: Автореф. дисс. канд. физ.-мат. наук. – М., 1984.
2. Михайлов М. М. Фотостойкость терморегулирующих покрытий космических аппаратов. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2007. ISBN 978-5-7511-1792-4
3. Хасанишин Р. Х., Новиков Л. С. / Физика и химия обработки материалов. 2015. № 5. С. 14–21.

4. Нецименко В. В. Исследование оптических свойств и радиационной стойкости оксидных порошков, модифицированных наночастицами: диссертация д-ра физ.-мат. наук. – Томск: ИФПМ, СО РАН, 2017.

5. Новиков Л. С. Радиационные воздействия на материалы космических аппаратов. – М.: Университетская книга, 2010.

6. Chundong Li, Zhiqiang Liang, Haiying Xiao, Yiyong Wu, Yong Liu / Materials Letters. 2010. Vol. 64. P. 1972–1974.

7. Xian-Qing Zhou, Dong-Dong Zhang, Zakir Hayat / Processes. 2023. Vol. 11 (4). P. 1193.
<https://doi.org/10.3390/pr11041193>.

8. Михайлов М. М., Юрьев С. А., Лапин А. Н., Горончко В. А. / Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2023. № 9. С. 52–57.
<http://doi.org/10.31857/S1028096023090078>.

9. Михайлов М. М., Горончко В. А., Юрьев С. А., Лапин А. Н., Федосов Д. С. / Космические исследования. 2025. Т. 63. № 5. С. 541–550.
<https://doi.org/10.31857/S0023420625050073>.

10. Дудин А. Н., Юрина В. Ю., Нецименко В. В. / Материалы Международной научно-практической конференции «Наука, инновации и технологии: от идей к внедрению», Комсомольск-на-Амуре, 07–11 февраля 2022 года. – Комсомольск-на-Амуре: Комсомольский-на-Амуре государственный университет, 2022. С. 305–308.

11. Дубин А. Н., Нецименко В. В., Лу С. / Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2022. № 4. С. 70–76.

12. Johnson J. A., Cerbus C. A., Haines A. I., Kenny M. T. / AIAA Paper. 2005. P. 1378.

13. ASTM E490 – 00a Standard Solar Constant and Zero Air Mass Solar Spectral Irradiance Tables, 2005.

14. Mikhailov M. M., Sokolovskiy A. N., Yuryev S. A., Karanskiy V. V. / Advances in Space Research. 2020. Vol. 66. Is. 11. P. 2703–2710.

15. Михайлов М. М., Каранский В. В., Лапин А. Н., Юрьев С. А., Горончко В. А. / Прикладная физика. 2024. № 3. С. 63–70.
<https://doi.org/10.51368/1996-0948-2024-3-63-70>.

16. Семкин Н. Д. Испытания материалов и элементов конструкций радиоэлектронных средств космических аппаратов: учеб. пособие. – Самара: Издательство СГАУ, 2010. ISBN 978-5-7883-0758-9.

PACS: 78.67.Sc

Degradation of the optical properties of ZnO micropowder modified with SiO₂ nanoparticles under sequential irradiation with electrons, protons, and solar spectrum quanta

M. M. Mikhailov and V. V. Karanskiy *

Tomsk State University of Control System and Radioelectronics, Tomsk, 634050 Russia

** E-mail: karanskiy2015@mail.ru*

Received 17.06.2026; revised 30.06.2026; accepted 06.08.2026

The degradation of the integrated emissivity coefficient $\Delta\alpha$ of mZnO micropowder modified with nSiO₂ nanoparticles (mZnO/nSiO₂) was studied under sequential irradiation with 30 keV

electrons (e^-), 5 keV protons (p^+), and solar spectrum quanta (SSP). The additivity coefficient (Cadd) was calculated to quantify the mutual influence of different types of radiation. It was found that, depending on the type of radiation and the irradiation sequence, Cadd can be less than, equal to, or greater than unity.

Keywords: zinc oxide, silicon dioxide, modification, irradiation, electrons, protons, solar spectrum quanta, additivity coefficient.

REFERENCES

1. Agafontsev V. F. Degradation of the optical properties of zinc oxide and zinc orthotitanate pigments and the fabrication of spacecraft heat-regulating coatings on their basis under proton irradiation: Abstract of a Cand. Sci. (Phys. and Mathematics) diss. Moscow, 1984.
2. Mikhailov M. M. Photostability of spacecraft heat-regulating coatings. Tomsk: Tomsk University Press, 2007. ISBN 978-5-7511-1792-4.
3. Khasanshin R. Kh. and Novikov L. S., Physics and Chemistry of Materials Processing, № 5, 14–21 (2015).
4. Neshchimenko V. V. Study of Optical Properties and Radiation Resistance of Oxide Powders Modified with Nanoparticles: Dissertation of Doctor of Physical and Mathematical Sciences. Tomsk: Institute of Strength Physics and Materials Science, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 2017.
5. Novikov L. S. Radiation Effects on Spacecraft Materials. Moscow: University Book, 2010.
6. Chundong Li, Zhiqiang Liang, Haiying Xiao, Yiyong Wu, and Yong Liu, Materials Letters **64**, 1972–1974 (2010).
7. Xian-Qing Zhou, Dong-Dong Zhang, and Zakir Hayat, Processes. **11** (4), 1193 (2023). <https://doi.org/10.3390/pr11041193>.
8. Mikhailov M. M., Yuryev S. A., Lapin A. N., and Goronchko V. A., Surface. X-ray, synchrotron and neutron studies, № 9, 52–57 (2023). <https://doi.org/10.31857/S1028096023090078>.
9. Mikhailov M. M., Goronchko V. A., Yuryev S. A., Lapin A. N., and Fedosov D. S., Space Research **63** (5), 541–550 (2025). <https://doi.org/10.31857/S0023420625050073>.
10. Dudin A. N., Yurina V. Yu., and Neshchimenko V. V. From Ideas to Implementation: Proceedings of the International Scientific and Practical Conference “Science, Innovation, and Technology”, Komsomolsk-on-Amur, February 7–11, 2022. Komsomolsk-on-Amur: Komsomolsk-on-Amur State University, 2022, pp. 305–308.
11. Dubin A. N., Neshchimenko V. V., and Li S., Surface. X-ray, Synchrotron, and Neutron Studies, № 4, 70–76 (2022).
12. Johnson J. A., Cerbus C. A., Haines A. I., and Kenny M. T., AIAA Paper, 1378 (2005).
13. ASTM E490 – 00a Standard Solar Constant and Zero Air Mass Solar Spectral Irradiance Tables. 2005.
14. Mikhailov M. M., Sokolovskiy A. N., Yuryev S. A., and Karanskiy V. V., Advances in Space Research **66** (11), 2703–2710 (2020).
15. Mikhailov M. M., Karansky V. V., Lapin A. N., Yuryev S. A., and Goronchko V. A., Applied Physics, № 3, 63–70 (2024) [in Russian]. <https://doi.org/10.51368/1996-0948-2024-3-63-70>.
16. Semkin N. D. Testing of materials and structural elements of spacecraft electronic equipment: [textbook]. Samara: SSAU Publishing House, 2010. ISBN 978-5-7883-0758-9.

Об авторах

Михайлов Михаил Михайлович, д.ф.-м.н.зав. лаб., Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (634050, г. Томск, Россия, пр-т Ленина, 40). E-mail: membrana2010@mail.ru SPIN-код: 8671-5440, AuthorID: 31145

Каранский Вадим Владиславович, аспирант, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (634050, г. Томск, Россия, пр-т Ленина, 40). E-mail: karanskiy2015@mail.ru SPIN-код: 7711-0310, AuthorID: 1066331

УДК 537.563; 537.533.9
EDN: KCXTBH

PACS: 52.50.Dg

Скорость осаждения и температура подложки при нанесении кремний-углеродных покрытий электронно-лучевым испарением карбида кремния

© В. А. Бурдовицин*, Л. Ж. Нгон А Кики, Е. М. Окс, Ф. А. Суховольский

*Томский Государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
Томск, 634050 Россия*** E-mail: burdov@fet.tusur.ru**Статья поступила в редакцию 20.05.2026; после доработки 18.06.2026; принята к публикации 06.08.2026
Шифр научной специальности: 1.3.5*

Кремний-углеродные покрытия приготовлены путем электронно-лучевого испарения карбида кремния. Нагрев подложек происходил за счет теплового излучения мишени. Установлено, что скорость осаждения и температура подложки обратно пропорциональны квадрату расстояния до мишени. Показано, что скорость осаждения однозначно связана с температурой подложки. В отсутствие принудительного охлаждения ограничение скорости осаждения обусловлено тепловыми свойствами материала подложки, что следует учитывать при осаждении покрытия на легкоплавкие материалы.

Ключевые слова: электронно-лучевое испарение карбида кремния, кремний-углеродные покрытия, скорость осаждения, тепловое излучение, температура подложки.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-4-93-97

Введение

Кремний-углеродные пленки, осаждаемые электронно-лучевым испарением, обладают свойствами, достаточными для их применения в качестве защитных и упрочняющих покрытий [1]. Одно из основных достоинств электронно-лучевого испарения заключается в более высокой скорости осаждения по сравнению с плазмохимическим методом [2] и магнетронным распылением [3]. Проблема нагрева подложки всеми видами излучений при магнетронном распылении рассматривалась в работах [4, 5]. В то же время считается [6], что при электронно-лучевом испарении нагрев подложек невелик, что позволяет осаждать покрытия на термочувствительные подложки. Вместе с тем в случае испарения карбида кремния достижение скоростей осаждения порядка 1 мкм/мин и более обеспечивается разо-

гревом мишени до температур, превышающих 2500 К. Это сопровождается интенсивным тепловым излучением, приводящим к заметному нагреву подложек. В случае подложек из легкоплавких материалов, например, алюминия, такой нагрев может привести к фатальным последствиям. Цель настоящей работы – анализ соотношения между скоростью осаждения покрытия и температурой, до которой нагревается подложка.

Техника и методика эксперимента

Для проведения экспериментов по установлению взаимосвязи между температурой подложки и скоростью осаждения покрытия использовалась установка, оснащенная форвакуумным электронным источником с плазменным катодом [7]. В рабочей камере распо-

лагалась оснастка, включающая в себя графитовый тигель с размещенной в нем мишенью, представляющей собой таблетку диаметром 12 мм и толщиной 3 мм, спеченную из порошка карбида кремния с зернистостью F 60 (рис. 1). На общей с тиглем платформе на стальных стойках размещались пять подложек-держателей на разных расстояниях от мишени.

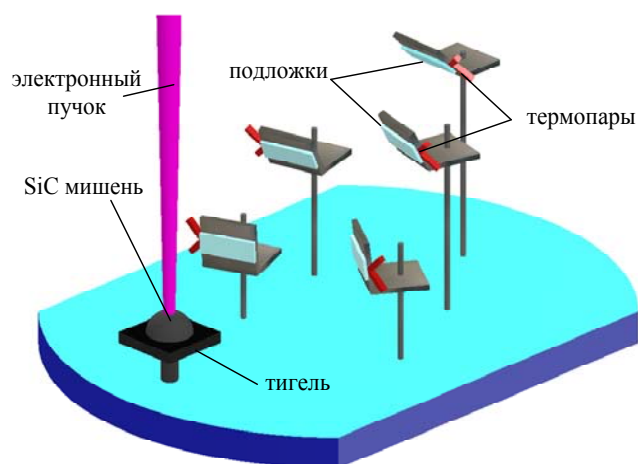


Рис. 1. Схема осаждения кремний-углеродных покрытий

В качестве подложек использовались пластинки из боросиликатного стекла размером $10 \times 20 \times 2$ мм. Телесный угол, в котором находились подложки, не превышал 0,2 стеррад. К каждой подложке подсоединена хромель-

алюмелевая термопара. Осаждение проводили в непрерывном режиме в атмосфере гелия в течение одного часа. Толщину осажденных пленок измеряли с помощью микроинтерферометра МИИ-4.

Результаты измерений

Приведенные на рис. 2 экспериментальные зависимости показывают, что в пределах разброса значений скорость v осаждения и температура T_s подложки изменяются обратно пропорционально квадрату расстояния r от мишени до подложки при постоянной мощности электронного пучка. Причем с повышением мощности электронного пучка для зависимостей v от $(1/r^2)$ наклон возрастает, в то время как для прямых $T_s(1/r^2)$ наклон изменяется слабее. Обращает на себя внимание зависимость скорости осаждения от температуры подложки (рис. 3). Несмотря на то, что измерения выполнены для подложек, расположенных на разных расстояниях от мишени, экспериментальные точки неплохо укладываются в общую кривую. Применительно к легкоплавкому материалу подложки, например, алюминию, эта зависимость означает, что в отсутствие принудительного охлаждения подложки скорость осаждения имеет предел, задаваемый температурой подложки.

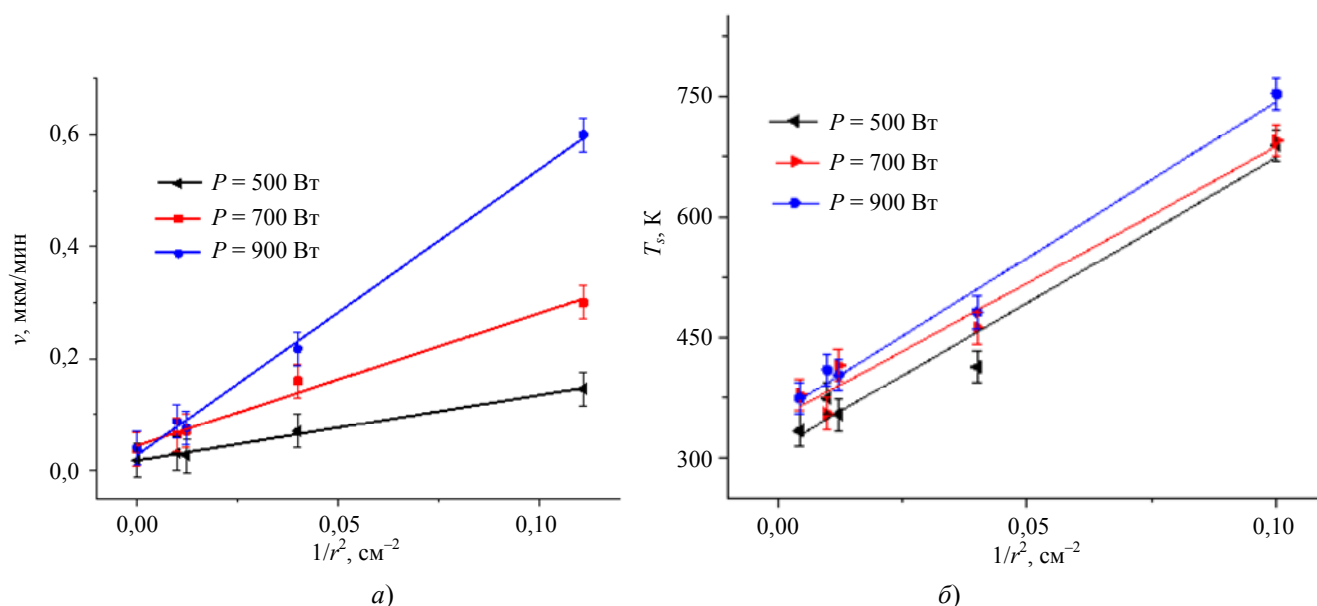


Рис. 2. Скорость v осаждения (а) и температура T_s подложки (б) как функция обратного квадрата расстояния $1/r^2$ для разных мощностей электронного пучка

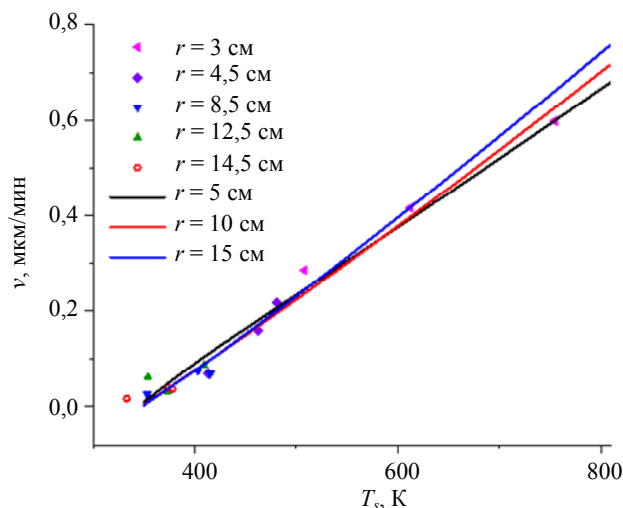


Рис. 3. Экспериментальные (точки) и расчетные (линии) зависимости скорости v осаждения от температуры T_s подложки

Анализ тепловой нагрузки и скорости осаждения

Для объяснения полученных зависимостей примем допущения. Испаренные частицы летят без столкновений с газовыми молекулами и осаждаются на поверхностях, которых достигают. Мишень – абсолютно черное тело. Испарение карбида кремния подчиняется закону Клаузиуса-Клапейрона с поправкой Антуана [8]. Скорость V_{ev} испарения определим как произведение плотности насыщенного пара на среднюю скорость молекулы и площадь испарения S_t :

$$V_{ev} = S_t \sqrt{\frac{kT_t}{m}} \frac{mp_0}{kT_t} \cdot e^{-\frac{\Delta H}{R(T_t+C)}} = S_t \sqrt{\frac{\mu}{RT_t}} p_0 \cdot \exp\left[-\frac{\Delta H}{R(T_t+C)}\right] \quad (1)$$

где T_t – температура мишени; m – масса молекулы SiC; μ и ΔH – молярная масса и теплота испарения карбида кремния; R – газовая постоянная; C – поправка Антуана; p_0 и C – константы, определяемые из сравнения с экспериментом. С учетом допущений, перечисленных выше, для скорости V_{dep} осаждения получаем $V_{dep} = V_{ev}/2\pi r^2$. Температура мишени связана с мощностью P_t , приносимой на мишень электронным пучком $T_t = (P_t/S_t\sigma)^{1/4}$, где σ – постоянная Стефана-Больцмана. Для установления связи между температурой T_s подложки, площадью S_s под-

ложки и температурой T_t мишени требуется привлечь механизм установления теплового баланса подложки. Если потеря энергии подложкой осуществляется за счет теплового излучения, то из уравнения баланса энергий

$$P_t \frac{S_s}{4\pi r^2} = 2S_s\sigma T_s^4, \quad (2)$$

$$\text{следует } T_s = \left(\frac{P_t}{8\pi\sigma r^2}\right)^{1/4}. \quad (3)$$

Т.е. температура T_s подложки зависит от расстояния как $1/r^{1/2}$. Это не соответствует экспериментальной зависимости, приведенной на рис. 2. Иной путь отвода тепла – теплопроводность. При условии, что P_t есть величина порядка одного киловатта, поток P_s тепла на подложку, оцененный из выражения $P_s = \frac{P_t}{4\pi r^2} S_s$, составляет единицы ватт.

При давлении в несколько паскалей теплопроводность газа не может обеспечить такой отвод тепла. Следовательно, основной путь потока тепла – теплопроводность элементов подложкодержателя. Поскольку точные расчеты вряд ли уместны, поток тепла от подложки можно учесть выражением $\alpha(T_s - T_b)$ [4], где T_b – температура платформы, на которой расположен подложкодержатель, а коэффициент α следует определить из сравнения с экспериментом. Для подтверждения возможности отвода тепла от подложки путем теплопроводности могут быть сделаны оценки.

Поток Q тепла через стальной стержень диаметром d и длиной l , на котором размещен подложкодержатель, может быть записан как

$$Q = \frac{\lambda \pi d^2}{4l} (T_s - T_b), \quad (4)$$

где $\lambda = 45$ Вт/м·К – теплопроводность стали. Для $d = 3$ мм, $l = 5$ см, $T_s - T_b = 400$ К получаем $Q = 2,5$ Вт, что согласуется с потоком лучистой энергии на подложку. С учетом принятых допущений уравнение баланса энергий на подложке теперь выглядит как

$$S_t \sigma T_t^4 \frac{S_s}{2\pi r^2} = \alpha (T_s - T_b), \quad (5)$$

т. е. температура подложки обратно пропорциональна квадрату расстояния. Выражения (1) и (5) отражают связь скорости осаждения покрытия и температуры подложки с температурой мишени, а следовательно – и с мощностью электронного пучка. Выражая T_t из (5) и подставляя в (1), а также учитывая связь между скоростями, получаем выражение, удобное для анализа зависимости скорости V_{dep} осаждения от температуры T_s подложки

$$V_{dep} = \frac{A}{r^{9/4}} \frac{1}{(T_s - T_b)^{1/8}} \times \exp \left\{ -\Delta H / R \left[B \sqrt{r} (T_s - T_b)^{1/4} + C \right] \right\}, \quad (6)$$

$$\text{где } A = \frac{S_t}{2\pi\sqrt{B}} p_0 \sqrt{\frac{\mu}{R}}, \quad B = \left(\frac{2\pi\alpha}{\sigma S_t S_s} \right)^{1/4}.$$

На первый взгляд вытекающая из выражения (6) зависимость скорости осаждения от расстояния выглядит как $V_{dep} \sim r^{-9/4}$, т. е. отличается от $V_{dep} \sim r^{-2}$, обнаруженной в эксперименте. Однако следует учесть наличие r в показателе экспоненты (6), согласно которой V_{dep} слабо возрастает с увеличением r . Приведенные в относительных единицах расчетные кривые (рис. 3) удовлетворительно совпадают с экспериментальными точками. Причем кривые, полученные для разных расстояний, незначительно отличаются друг от друга, что

также соответствует результатам эксперимента. Малое изменение наклона прямых на рис. 2б не находит удовлетворительного объяснения в рамках предложенной модели. Можно, однако, заметить, что в одном и том же диапазоне изменений расстояния r скорость V_{dep} осаждения изменяется на порядок, а температура T_s подложки – в два раза.

Заключение

Выполненные измерения и анализ показали, что при осаждении кремний-углеродных покрытий электронно-лучевым испарением карбида кремния нагрев подложек за счет теплового излучения мишени может оказаться значительным. В случае легкоплавкого материала подложки и отсутствия принудительного охлаждения этот нагрев накладывает ограничения на мощность электронного пучка и, следовательно, на скорость осаждения покрытия. Причем, скорость осаждения однозначно определяется температурой подложки. Указанного ограничения следует ожидать при осаждении покрытий из других материалов с высокой температурой испарения.

Работа выполнена при поддержке
Министерства науки и высшего образования
Российской Федерации,
проект № FEWM-2026-0010.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zolotukhin D. B., Kazakov A. V., Oks E. M., Tyunkov A. V., Yushkov Yu. G. / *Ceramics International*. 2022. Vol. 48. P. 13890–13894.
2. Grenadyorov A. S., Oskomov K. V., Solov'ev A. A., Rabotkin S. V. / *Technical Physics*. 2016. Vol. 61. P. 690–695.
3. Najafov B. A., Abasov F. P., Ibragimov R. S., Abdullayev X. Sh. / *J. Nanosci. Res. Rep.* 2021. Vol. 3. P. 1–7.
4. Thornton A. / *Thin Solid Films*. 1978. Vol. 54. P. 23–31.
5. Shapovalov V. I., Sharkovski D. S. / *Materials*. 2024. Vol. 17. P. 3599. <https://doi.org/10.3390/ma17143599>
6. <https://www.nanofab.com.cn/en/insight-2/application/what-is-electron-beam-evaporation-deposition/>
7. Burdovitsin V. A., Bakeev I. Yu., Ngou A. Kiki L. J., Oks E. M., Tyunkov A. V. / *High Temperature Materials and processes*. 2025. Vol. 29. P. 1–7.
8. Reid R., Prausnitz J., Sherwood T. / *The properties of gases and liquids*. – New York: McGraw-Hill. 1977.

Deposition rate and substrate temperature during deposition of silicon-carbon coatings by electron beam evaporation of silicon carbide

V. A. Burdovitsin*, L. J. Ngon A Kiki, E. M. Oks, and F. A. Sukhovolsky

Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, Tomsk, 634050 Russia

* E-mail: burdov@fet.tusur.ru

Received 20.05.2026; revised 00.00.2026; accepted 06.08.2026

Silicon-carbon coatings are prepared by electron beam evaporation of silicon carbide. The heating of the substrates occurred due to the thermal radiation of the target. The deposition rate and the substrate temperature are inversely proportional to the square of the distance to the target. It is shown that the deposition rate is uniquely related to the substrate temperature.

Keywords: Electron beam evaporation of silicon carbide, silicon-carbon coatings, deposition rate, thermal radiation, substrate temperature.

REFERENCES

1. Zolotukhin D. B., Kazakov A. V., Oks E. M., Tyunkov A. V., and Yushkov Yu. G., *Ceramics International* **48**, 13890–13894 (2022).
2. Grenadyorov A. S., Oskomov K. V., Solov'ev A. A., and Rabotkin S. V., *Technical Physics* **61**, 690–695 (2016).
3. Najafov B. A., Abasov F. P., Ibragimov R. S., and Abdullayev X. Sh., *J. Nanosci. Res. Rep.* **3**, 1–7 (2021).
4. Thornton A., *Thin Solid Films* **54**, 23–31 (1978).
5. Shapovalov V. I. and Sharkovski D. S., *Materials* **17**, 3599 (2024). <https://doi.org/10.3390/ma17143599>
6. <https://www.nanofab.com.cn/en/insight-2/application/what-is-electron-beam-evaporation-deposition/>
7. Burdovitsin V. A., Bakeev I. Yu., Ngon A. Kiki L. J., Oks E. M., and Tyunkov A. V., *High Temperature Materials and processes* **29**, 1–7 (2025).
8. Reid R., Prausnitz J., and Sherwood T. *The properties of gases and liquids*. New York: McGraw-Hill, 1977.

Об авторах

Бурдовицин Виктор Алексеевич, д.т.н., профессор, ведущий научный сотрудник, Томский Государственный университет управления и радиоэлектроники (634050, Россия, Томск, проспект Ленина, 40). E-mail: burdov@fet.tusur.ru WOS: B-9924-2014, Scopus: 55912791800, ORCID: 0000-0003-1645-6136, SPIN-код: 5044-2693, AuthorID: 36336

Нгон А Кики Лионель Жозель, аспирант, Томский Государственный университет управления и радиоэлектроники (634050, Россия, Томск, проспект Ленина, 40). E-mail: joelngon52@gmail.com WOS: HRB-7794-2023, Scopus: 58140480800, AuthorID: 1273207, SPIN-код: 2617-5472, ORCID 0009-0001-1397-4846

Окс Ефим Михайлович, д.т.н., профессор, заведующий кафедрой, Томский Государственный университет управления и радиоэлектроники (634050, Россия, Томск, проспект Ленина, 40). E-mail: oks@fet.tusur.ru WOS: A-9409-2014, SCOPUS: 57201868048, ORCID 0000-0002-9323-0686, SPIN-код: 6422-5057, AuthorID: 18767

Суховольский Федор Александрович, студент, Томский Государственный университет управления и радиоэлектроники (634050, Россия, Томск, проспект Ленина, 40). E-mail: spectrumz12@yandex.ru ORCID ID: 0009-0003-7346-0884, Scopus ID: 59458245500

УДК 681.7.068
EDN: JXCXBA

PACS: 42.30.Va, 42.79.Bh, 07.05.Mh

**Определение оптимального объема синтетических данных
для обучения нейросетей детектирования объектов (на примере YOLOv8)**

© А. А. Берилло

АО «НПО «Орион», Москва, 111538 Россия
E-mail: berillo.andrey@yandex.ru*Статья поступила в редакцию 25.06.2026; после доработки 9.07.2026; принята к публикации 06.08.2026
Шифр научной специальности: 2.2.6*

Рассматривается задача определения минимального достаточного объема синтетических данных для обучения нейросетей детектирования объектов в формате YOLO. Предложен подход к генерации размеченных синтетических изображений с использованием разработанного программного модуля Yolo Synthetic Data Generator. Проведено обучение трёх вариантов модели YOLOv8 (nano, small, medium) на датасетах различных размеров (от 100 до 10000 кадров). Оценка качества выполнена на пяти тестовых видеороликах по числу обнаруженных объектов и кадров с детекциями. Показано, что для моделей nano и small оптимальным является датасет объемом ~1000 кадров, для модели medium – ~500 кадров. Дальнейшее увеличение датасета не приводит к значимому росту качества, но увеличивает вычислительные затраты. Полученные результаты могут быть использованы при разработке систем технического зрения, в том числе для автофокусировки на основе ROI.

Ключевые слова: синтетические данные, YOLO, детекция объектов, обучение нейронных сетей, объем датасета, Yolo Synthetic Data Generator, автофокусировка.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-4-98-102

Введение

Современные системы компьютерного зрения всё чаще используют глубокие нейронные сети для детектирования объектов. Одним из ключевых факторов, определяющих качество работы таких систем, является наличие размеченного обучающего датасета. Однако ручная разметка изображений трудоёмка и дорогостояща, особенно для специализированных задач, где объекты могут быть редкими или труднодоступными. Альтернативой выступает использование синтетических данных, генерируемых программными средствами с автоматической аннотацией [1].

Ранее автором была разработана программа Yolo Synthetic Data Generator, позво-

ляющая создавать размеченные синтетические изображения с трёхмерными моделями объектов на статических фонах, с контролируемой рандомизацией положения, поворота, экспозиции и гаммы. Программа зарегистрирована в Реестре программ для ЭВМ (свидетельство № 2026667324). В предыдущей работе [2] рассматривалось применение нейросетевой детекции для выделения области интереса (ROI) при автофокусировке оптико-электронной системы. В настоящей статье ставится задача определить оптимальный объем синтетических данных, необходимый для обучения модели детектирования заданного объекта (губки) на различных фонах, с целью обеспечения высокой точности при минимальных вычислительных затратах.

1. Метод генерации синтетических данных

Программа *Yolo Synthetic Data Generator* реализована на C++14 с использованием графического API Vulkan и библиотек *tinyglTF*, *GLM*, *ImGui*. Она позволяет загружать трёхмерные модели в форматах *glTF/GLB*, накладывать их на фоновые изображения (JPG) с сохранением перспективы и освещения (PBR), а также автоматически формировать аннотации в формате YOLO – нормализованные координаты ограничивающих прямоугольников (bounding boxes).

В процессе генерации датасета предусмотрена рандомизация следующих параметров:

- положение объекта в пределах видимой области сцены;
- поворот вокруг трёх осей (диапазон 360°);
- экспозиция (0,1–10,0) и гамма-коррекция (0,1–4,0).

Для обучения были подготовлены семь датасетов, состоящих из 75 различных фоновых изображений, на каждый из которых генерировалось 100, 500, 1000, 1500, 3000, 5000 или 10000 кадров, соответственно. Таким образом, общий объём каждого датасета составлял 7500, 37500, 75000, 112500, 225000, 375000 и 750000 изображений. Во всех случаях использовалась одна и та же трёхмерная модель объекта – губка (размеры 160×55 мм).

Генерация выполнялась с разрешением 1280×1280 пикселей с последующим приведением к формату, принятому для обучения YOLOv8 (640×640). Аннотации сохранялись в текстовых файлах с нормализованными координатами.

2. Экспериментальная методика

Для обучения выбраны три варианта архитектуры YOLOv8: **nano** (наименьшая, 3,2 млн параметров), **small** (11,2 млн) и **medium** (25,9 млн). Каждая модель обучалась на каждом из семи датасетов с одинаковыми гиперпараметрами: количество эпох – 100, размер батча – 16, оптимизатор – SGD с моментом 0,937, начальная скорость обучения – 0,01 с косинусным затуханием. Обучение про-

водилось на графическом процессоре NVIDIA GeForce RTX 4080 (16 ГБ).

Оценка качества выполнялась на пяти тестовых видеороликах длительностью ~2883 кадра каждый (всего около 14415 кадров). Видеоролики содержали ту же модель губки, размещённую в различных условиях освещения и ракурсах, не совпадающих с обучающими фонами. Для каждой обученной модели на каждом видео вычислялись:

- общее количество обнаруженных объектов (*total_detections*);
- число кадров, в которых было хотя бы одно обнаружение (*det_frames*);
- доля кадров с детекциями относительно общего числа кадров;
- время обработки одного видео (*time_sec*).

В качестве порога уверенности использовалось значение 0,7, а порог IOU при подавлении немаксимумов – 0,35. Все замеры проводились на одном и том же вычислительном устройстве.

3. Результаты и обсуждение

В таблице приведены усреднённые по пяти видеороликам показатели для каждой модели и каждого размера датасета. Для наглядности также представлены данные для видео № 4, на котором были зафиксированы максимальные значения детекций.

Анализ таблицы показывает, что для моделей **nano** и **small** максимальное количество обнаружений достигается при размере датасета **1000 кадров**. При дальнейшем увеличении объёма данных наблюдается снижение числа детекций, что может быть связано с переобучением на синтетических данных или с недостаточной вариативностью фонов. Для модели **medium** пик также приходится на 1000 кадров, однако значения при 500 кадрах близки к максимальным, а при 3000 кадрах наблюдается вторичный подъём (возможно, за счёт случайных факторов). Учитывая, что модель **medium** требует больше вычислительных ресурсов, оптимальным для неё можно считать датасет в 500 кадров, обеспечивающий хорошее качество при меньших затратах на обучение.

Таблица

Средние значения по пяти видео (в скобках – значения для видео № 4)

Размер датасета (кадров)	Модель	Total Detections	Det Frames	Время, с
100	nano	442 (596)	442 (596)	48,6
	small	485 (653)	485 (653)	59,1
	medium	602 (771)	602 (771)	67,5
500	nano	476 (641)	476 (641)	48,3
	small	549 (763)	549 (763)	59,0
	medium	695 (866)	695 (866)	67,4
1000	nano	532 (760)	529 (759)	48,0
	small	561 (793)	560 (793)	58,9
	medium	618 (776)	617 (776)	67,1
1500	nano	511 (644)	506 (643)	47,9
	small	533 (658)	531 (658)	58,8
	medium	626 (744)	624 (744)	67,2
3000	nano	399 (480)	395 (480)	48,1
	small	469 (570)	467 (570)	59,0
	medium	620 (790)	617 (790)	67,2
5000	nano	306 (281)	304 (281)	48,0
	small	395 (460)	393 (460)	58,9
	medium	532 (621)	530 (621)	67,3
10000	nano	358 (441)	355 (441)	48,1
	small	448 (547)	446 (546)	59,2
	medium	550 (584)	548 (584)	66,9

Время обработки одного видео (инференс) практически не зависит от размера датасета и определяется только архитектурой модели: nano – ~48 с, small – ~59 с, medium – ~67 с. Это означает, что при выборе модели следует руководствоваться не только качеством, но и требованиями к быстродействию. Так, модель nano обеспечивает приемлемое качество (760

детекций на видео № 4) при минимальном времени, что делает её предпочтительной для систем реального времени, например, для автофокусировки по ROI.

На рисунке представлена зависимость среднего числа обнаружений от размера датасета для каждой модели.

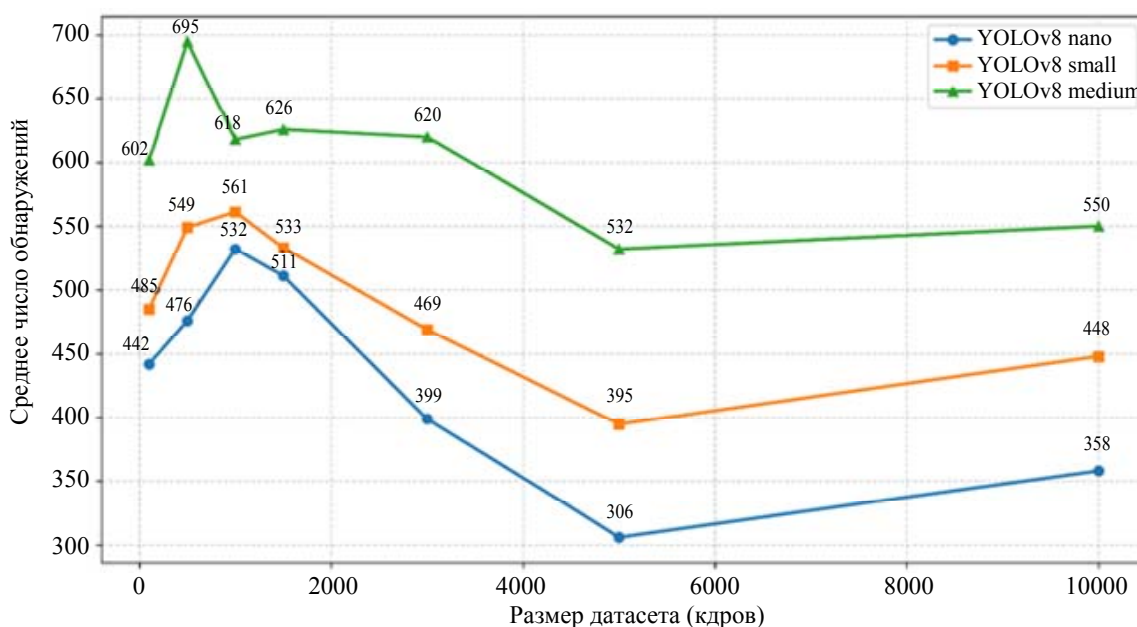


Рис. Зависимость среднего числа обнаружений от объёма датасета (усреднено по пяти видео)

Из рисунка видно, что кривые для всех моделей имеют схожий характер: быстрый рост на начальном участке (до 500–1000 кадров) и последующее насыщение или даже спад. Это подтверждает гипотезу о существовании оптимального объема данных, превышение которого не улучшает, а иногда ухудшает обобщающую способность модели.

Обсуждение

Полученные результаты согласуются с известными работами по использованию синтетических данных [3, 4], где также отмечается, что качество модели перестаёт расти после некоторого порога, а дальнейшее увеличение датасета может приводить к переобучению на артефактах синтеза. В нашем случае спад качества при больших датасетах (3000–10000 кадров) вероятно связан с тем, что модель начинает запоминать специфические особенности фонов и ракурсов, которые не встречаются в тестовых видеороликах, что снижает её способность к обобщению.

Следует отметить, что синтетические данные генерировались с ограниченным разнообразием (75 фонов, один объект). Возможно, при увеличении числа фонов или вариаций объекта оптимальный объем данных мог бы возрасти. Тем не менее, для практических задач, подобных нашей (детекция одного объекта на ограниченном наборе фонов), полученные рекомендации являются обоснованными.

Применение результатов данной работы в системах автофокусировки [2] позволяет сократить время на ручную разметку и ускорить процесс разработки. Используя синтетический датасет объемом 1000 кадров и модель YOLOv8 nano, можно добиться высокой точности обнаружения объекта в реальном времени, что обеспечивает корректное выделение ROI для наведения фокуса.

Заключение

В работе исследовано влияние объема синтетических данных на качество обучения

нейросетей детектирования объектов. На основе экспериментов с моделями YOLOv8 nano, small и medium на датасетах различного размера установлено:

- для моделей nano и small оптимальный размер датасета составляет ~1000 кадров (при 75 фонах), что обеспечивает максимальное число обнаружений на тестовых видео;
- модель medium показывает близкие результаты уже при 500 кадрах, однако её использование оправдано только при необходимости повышенной точности и наличии достаточных вычислительных ресурсов;
- дальнейшее увеличение объема данных (свыше 1000–1500 кадров) не приводит к улучшению качества, а в некоторых случаях ухудшает его, что свидетельствует о переобучении.

Практическая значимость работы заключается в формировании рекомендаций по выбору объема синтетического датасета для задач детекции одного объекта на статических фонах. В сочетании с разработанным генератором синтетических данных это позволяет существенно сократить трудозатраты на подготовку размеченных выборок и ускорить разработку систем технического зрения, включая системы автофокусировки на основе ROI.

Дальнейшие исследования планируется направить на расширение вариативности синтетических данных (увеличение числа фонов, добавление различных объектов, изменение условий освещения) и изучение влияния этих факторов на оптимальный объем датасета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Николенко С. И., Кадури А. А., Архангельская Е. О. Глубокое обучение. – СПб.: Питер, 2018.
2. Берилло А. А. / Прикладная физика. 2026. № 2. С. 82–85.
3. Tremblay J., Prakash A., Acuna D., et al. Training deep networks with synthetic data: Bridging the reality gap by domain randomization / arXiv:1804.06516, 2018.
4. Dwibedi D., Misra I., Hebert M. / ICCV. 2017. P. 1301–1310.
5. Redmon J., Farhadi A. YOLOv3: An incremental improvement / arXiv:1804.02767, 2018.

PACS: 42.30.Va, 42.79.Bh, 07.05.Mh

Determination of the optimal volume of synthetic data for training object detection neural networks (using YOLOv8 as an example)

A. A. Berillo

RD&P Center ORION, JSC, Moscow, 111538 Russia

E-mail: berillo.andrey@yandex.ru

Received 25.06.2026; revised 9.07.2026; accepted 06.08.2026

The problem of determining the minimum sufficient volume of synthetic data for training YOLO-format object detection neural networks is considered. An approach to generating labeled synthetic images using the developed Yolo Synthetic Data Generator software module is proposed. Three variants of the YOLOv8 model (nano, small, medium) were trained on datasets of various sizes (from 100 to 10,000 frames). Quality assessment was performed on five test videos based on the number of detected objects and frames with detections. It is shown that for the nano and small models, a dataset of ~1,000 frames is optimal, while for the medium model, ~500 frames are sufficient. A further increase in the dataset does not lead to a significant improvement in quality but increases computational costs. The obtained results can be used in the development of machine vision systems, including for ROI-based autofocusing.

Keywords: synthetic data, YOLO, object detection, neural network training, dataset size, Yolo Synthetic Data Generator, autofocus.

REFERENCES

1. Nikolenko S. I., Kadurin A. A., and Arkhangelskaya E. O. Deep Learning. St. Petersburg: Piter Publ., 2018 [in Russian].
2. Berillo A. A., Applied Physics, № 2, 82–85 (2026) [in Russian].
3. Tremblay J., Prakash A., Acuna D., et al., Training deep networks with synthetic data: Bridging the reality gap by domain randomization, arXiv:1804.06516, 2018.
4. Dwibedi D., Misra I., and Hebert M., Cut, paste and learn: Surprisingly easy synthesis for instance detection ICCV, 1301–1310 (2017).
5. Redmon J. and Farhadi A., YOLOv3: An incremental improvement, arXiv:1804.02767, 2018.

Об авторе

Берилло Андрей Анатольевич, ведущий инженер-программист, магистр, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). E-mail: berillo.andrey@yandex.ru

УДК 621.56, 621.383.4
EDN: IQSEYX

PACS: 07.20.Mc, 85.60.Gz

Определение продольных и поперечных перемещений охлаждаемого пальца микрокриогенной системы© Е. П. Лобачев, Г. И. Некрасов*, Д. Д. Бабенко, Н. А. Семенченко,
А. В. Полесский, М. В. Банников, М. С. Сорокин

АО «НПО «Орион», Москва, 111538 Россия

* E-mail: gleb.nekrasov.18@mail.ru

Статья поступила в редакцию 9.06.2026; после доработки 24.06.2026; принята к публикации 06.08.2026

Шифр научной специальности: 2.2.6.

Представлены результаты исследований влияния работы интегральной криогенной системы на охлаждаемые ИК-фотоприемные устройства. Показано, что продольные перемещения находятся ниже порога точности измерений, тогда как поперечные зависят от скорости вращения ротора и лежат в диапазоне 4,3–11,9 мкм, что необходимо учитывать при разработке алгоритмов компенсации смещения изображения в процессе эксплуатации МФПУ.

Ключевые слова: газовая криогенная машина, цикл Стирлинга, микрокриогенная система, температура криостатирования.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-4-103-107

Введение

При работе охлаждаемых матричных фотоприемных устройств (далее – МФПУ) важно чтобы влияние от продольных и поперечных перемещений системы охлаждения на изображение было минимально. При этом нет значений напрямую регламентирующих данную величину в нормативных документах в действующих стандартах РФ и СНГ [1].

В западных стандартах также не предусматриваются конкретные значения линейного перемещения, а проводятся испытания устройства в условиях, имитирующих реальную эксплуатацию. Подтверждение работоспособность МФПУ проводится измерением основных фотоэлектрических параметров (ЭШРТ, вольтовая чувствительность, дефектность),

среди которых нет контроля перемещения матрицы [2].

В научной литературе есть работы по определению линейного перемещения МФЧЭ при работе криосистем, в частности – в работах [3, 4]. Описаны методики измерения ориентации матрицы фоточувствительных элементов МФПУ, контроля продольных и поперечных перемещений охлаждаемого пальца микрокриогенной системы (далее – МКС), наклона охлаждаемого пальца МКС.

Метод исследования

Схема установки для измерения линейных перемещений плоскости раstra перемещений приведена на рисунке 1.

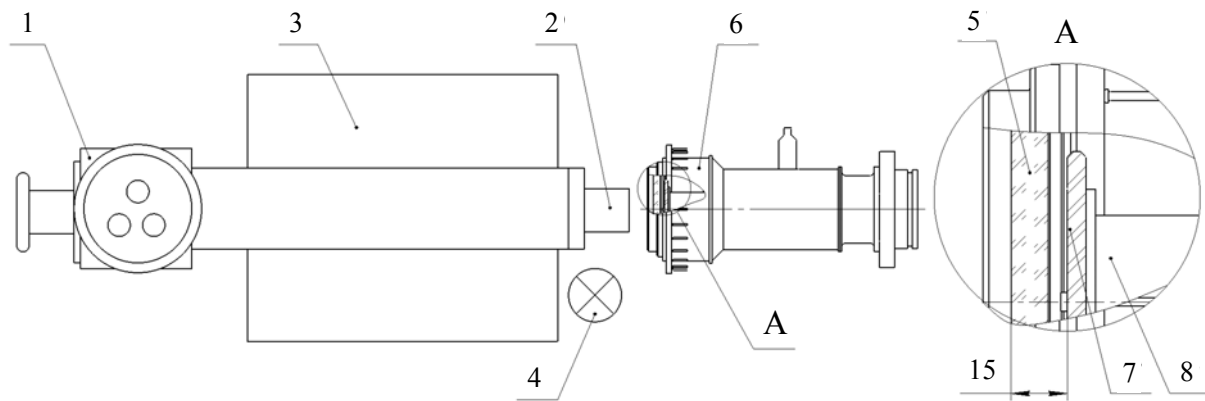


Рис. 1. Схема контроля перемещений фоточувствительного элемента с помощью микроскопа:
 1 – окуляр, 2 – микрообъектив, 3 – рейтер микроскопа, 4 – источник света, 5 – входное окно,
 6 – вакуумный криостатируемый корпус, 7 – растр, 8 – охлаждаемый палец МКС

Установка устроена следующим образом: перед объективом микроскопа (2) установлен исследуемый вакуумный криостатируемый корпус (6), интегрированный с МКС модели Кριο 2000. Используемый объектив имеет числовую апертуру $A = 0,64$, рабочее расстояние 8 мм. В работе [3] упоминался интерес к проведению испытаний с входным окном, выполненным из лейкосапфира, для увеличения точности измерений. Для исследования линейных перемещений был изготовлен вакуумный криостатируемый корпус с лейкосапфировым входным окном. Расстояние между наружным торцом входного окна и плоскостью установки МФЧЭ на растре равно 3 мм, как показано на рисунке 2. Фиксация линейных перемещений осуществлялась по золотым дорожкам, нанесенными на растр. В качестве ориентира для определения максимальной амплитуды перемещения плоскости установки МФЧЭ на растре был выбран угол золотой дорожки.

В случае контроля смещения положения плоскости установки МФЧЭ на растре точность измерения определяется чувствительностью поперечной и продольной наводок, причем чувствительность поперечной наводки определяет точность измерения в поперечном к оптической оси направлении, а продольной – вдоль оптической оси [4].

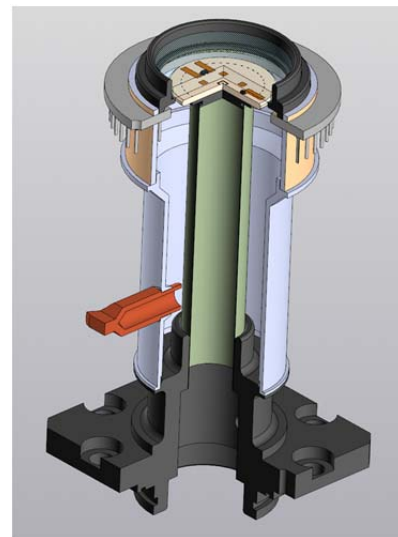


Рис. 2. Трехмерная модель вакуумного криостатируемого корпуса

Чувствительность поперечной наводки определяется формулой:

$$T = \frac{1}{6} \cdot \varepsilon_p, \text{ мкм}$$

$$\varepsilon_p = \frac{\lambda}{2A}$$

где ε_p – линейный предел разрешения прибора, λ – длина волны, A – числовая апертура.

Чувствительность продольной наводки определяется следующим выражением:

$$\Delta z = \frac{0,2}{A^2}, \text{ мкм.}$$

При контроле в видимом диапазоне предельная точность измерений с использованием выбранного микрообъектива составляет 0,06 мкм для измерений в направлении, перпендикулярном оптической оси и 0,39 мкм – вдоль оптической оси. Любое перемещение, вызванное различными причинами, будет визуально не заметно, если оно меньше этих величин.

Результаты измерения

На рисунке 3 показана золотая дорожка шириной 350 мкм в состоянии покоя. При включении МКС наблюдается дрожание плоскости установки матрицы ФЧЭ, причем в за-

висимости от скорости вращения ротора МКС величина перемещений различна. На рисунках 4а и 4б показаны крайние положения, описывающие амплитуду перемещений.

На рисунке 5 показана полученная экспериментальная зависимость поперечных перемещений плоскости установки матрицы ФЧЭ для всего диапазона частот вращения стационарного режима, используемого в МФПУ различных исполнений. Значения по оси ординат соответствуют средне-квадратичному отклонению контролируемой точки по двум направлениям. Минимальная амплитуда перемещений, равная 4,3 мкм, была зафиксирована на скорости вращения 20 Гц, а максимальная, равная 11,9 мкм – на 33,3 Гц.

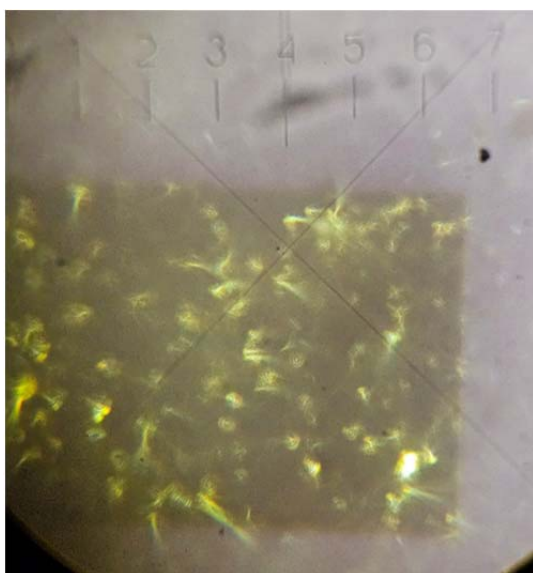
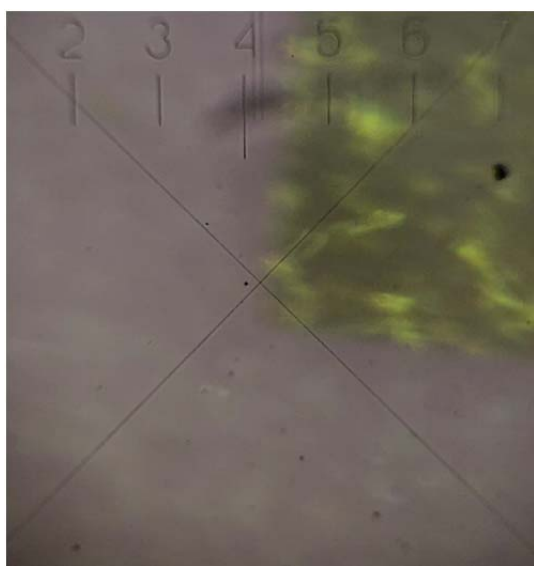
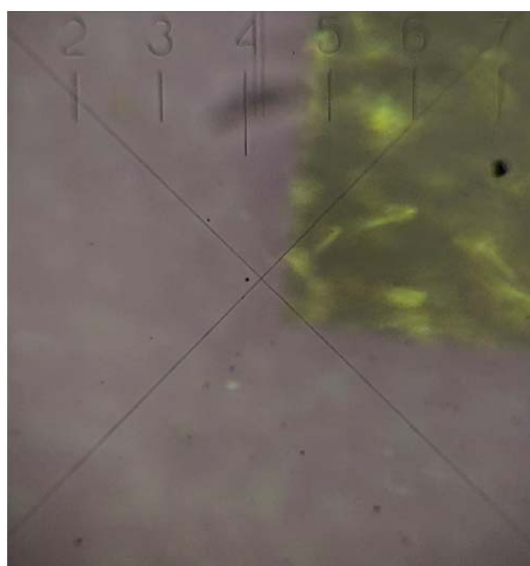


Рис. 3. Золотая дорожка на растре



а)



б)

*Рис. 4. Перемещение плоскости матрицы ФЧЭ, установленной на растр:
а) – крайнее левое положение, б) – крайнее правое положение*

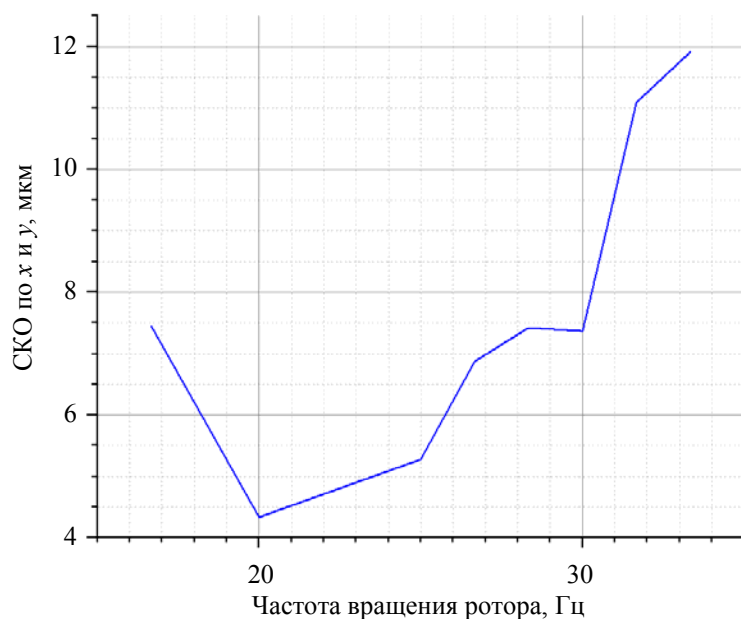


Рис. 5. Перемещение плоскости матрицы ФЧЭ с разными частотами вращения ротора МКС

Перемещения вдоль оптической оси при работе МКС визуально не наблюдались, то есть максимальная амплитуда – менее 0,39 мкм.

Как видно из графика холодопроизводительности на рисунке 6 с увеличением частоты вращения ротора МКС повышается холодопроизводительность. С увеличением

степени износа уменьшается КПД одного цикла МКС, и тем самым МКС для поддержания температуры криостатирования МФПУ будет увеличивать обороты, а это означает, что по мере увеличения наработки МКС в эксплуатации величина перемещения будет увеличиваться.

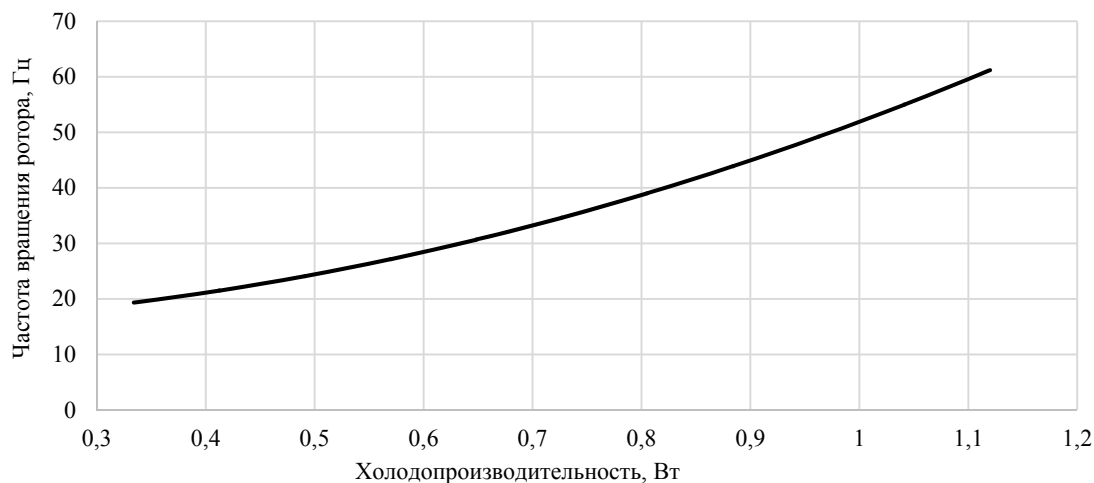


Рис. 6. График холодопроизводительности опытной МКС

Закключение

В ходе исследования линейных перемещений плоскости установки МФЧЭ при работе опытных образцов МКС производства АО «НПО «Орион» было обнаружено, что величина продольных перемещений меньше точности измерения, а величина поперечных за-

висит от скорости вращения ротора. В зависимости от режима работы МКС величина перемещений изменяется от 4,3 мкм до 11,9 мкм. Поэтому при создании алгоритмов компенсации смещения для охлаждаемых МФПУ требуется закладывать увеличение амплитуды перемещений с увеличением наработки МКС в эксплуатации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ГОСТ 59606-2021 Оптика и фотоника. Устройства фотоприёмные второго и последующих поколений. Методы измерений фотоэлектрических параметров и определения характеристик.
2. MIL-STD-810F
3. Еремчук А. И., Полесский А. В., Самвелов А. В., Сысоев Д. А., Хамидуллин К. А. / Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 2. С. 220–223.
4. Полесский А. В., Самвелов А. В., Семенченко Н. А., Смирнова Е. А., Хамидуллин К. А. / Прикладная физика. 2014. № 1. С. 83–87.

PACS: 07.20.Mc, 85.60.Gz

Determining of the longitudinal and transverse displacements of a coldfinger in a cryocooler manufactured

E. P. Lobachev, G. I. Nekrasov*, D. D. Babenko, N. A. Semenchenko,
A. V. Polesskii, M. V. Bannikov, and M. S. Sorokin

RD&P Center ORION, JSC, Moscow, 111538 Russia

*E-mail: gleb.nekrasov.18@mail.ru

Received 9.06.2026; revised 24.06.2026; accepted 06.08.2026

The results of a study examining the impact of an integrated cryogenic system on cooled IR photodetectors are presented. It is shown that longitudinal displacements are below the measurement accuracy threshold, while transverse displacements depend on the rotor speed and range from 4.3 to 11.9 μm . This must be taken into account when developing algorithms for compensating for image shift during operation of the photodetector.

Keywords: gas cryogenic machine, cryocooler, Stirling's cycle, microcryogenic machine, cold tip temperature.

REFERENCES

1. GOST R 59606-2021 Optics and photonics. Photodetector devices of second and next-generations. Methods for photoelectric parameters measuring and determination of characteristics
2. MIL-STD-810F
3. Eremchuk A. I., Polessky A. V., Samvelov A. V., Sysojev D. A., and Hamidullin K. A., Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics) **1** (2), 220–223 (2013) [in Russian].
4. Polesskii A. V., Samvelov A. V., Semenchenko N. A., Smirnova E. A., and Khamidullin K. A., Applied Physics, № 1, 83–87 (2014) [in Russian].

Об авторах

Лобачев Егор Петрович, инженер 2 категории отдела вакуумных конструкций и криосистем, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). E-mail: egorloba@bk.ru

Некрасов Глеб Игоревич, к.т.н., старший научный сотрудник отдела вакуумных конструкций и криосистем, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). E-mail: gleb.nekrasov.18@mail.ru SPIN-код: 6957-1320, AuthorID: 976504

Бабенко Дмитрий Дмитриевич, к.т.н., старший научный сотрудник отдела вакуумных конструкций и криосистем, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). E-mail: rainbowdm1802@gmail.com SPIN-код: 9634-1880, AuthorID: 1172254

Семенченко Наталья Александровна, начальник отдела, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). E-mail: nafara@mail.ru SPIN-код: 8094-5126, AuthorID: 775858

Полесский Алексей Викторович, д.т.н., директор по НИОКР, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). E-mail: polesskiyav@orion-ir.ru SPIN-код: 3992-4520, AuthorID: 571156

Банников Максим Викторович, и.о. начальника отдела вакуумных конструкций и криосистем, заместитель начальника НТЦ МФЭ, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). E-mail: maxnutnet@yandex.ru

Сорокин Михаил Сергеевич, техник 2 кат., АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9).

Правила направления, рецензирования и опубликования научных статей (в редакции 2026 г.)

1. Журнал «Прикладная физика» ориентирован в основном на срочную публикацию кратких статей о последних достижениях в области физики, имеющих перспективу прикладного (технического и научного) применения. Журнал входит в новый Перечень ВАК, вступивший в действие 1 декабря 2015 г.

Направляя рукопись статьи в редакцию журнала, авторы передают редколлегии, учредителю и издателю журнала безвозмездное неисключительное право опубликовать ее на русском языке в качестве статьи в печатной версии журнала, в электронной версии журнала в сети Интернет и на лазерных дисках. При этом за авторами сохраняются их интеллектуальные права на рукопись статьи (в т. ч. «авторское право»). В связи с этим и с учетом Четвертой части (Раздел VII) Гражданского Кодекса РФ авторами должно быть представлено в редакцию письмо в следующей форме:

Лицензионный договор о передаче права на публикацию (издательский лицензионный договор)

Мы, нижеподписавшиеся, авторы рукописи _____ предоставляем редколлегии, учредителю и издателю журнала «Прикладная физика» безвозмездную простую (неисключительную) лицензию на публикацию рукописи статьи как в печатной, так и в электронной версиях журнала.

Мы подтверждаем, что данная публикация не нарушает интеллектуальных прав других лиц или организаций. Подписи авторов: _____ (ф. и. о., ученая степень, дата)

Статья должна быть подписана всеми авторами. В случае нескольких авторов указывается фамилия автора, ответственного за переписку с редакцией. Рукопись статьи направляется на адрес редакции журнала: 111538, Москва, ул. Косинская, д. 9, АО «НПО «Орион», Редакция журнала «Прикладная физика» или по электронной почте: advance@orion-ir.ru

2. Рукопись статьи в редакцию представляется обязательно на русском языке.

3. Рукопись статьи должна сопровождаться экспертным заключением о возможности публикации в открытой печати, оформленным в установленном порядке.

4. Объем статьи (вместе с рисунками, библиографией и англоязычной частью) не должен превышать **7 страниц** формата A4 при однократном межстрочном интервале. (Статью большего объема предлагается направлять в аффилированный журнал "**Успехи прикладной физики**", предназначенный для публикации развернутых статей и обзоров). Материал статьи представляется в печатном виде (на бумажном носителе) и в электронном варианте на CD/DVD-диске с текстом в формате Word (гарнитура шрифта – Times New Roman, размер шрифта – 12), причем текст уже должен содержать в нужном месте рисунки и подписи под ними. Однако следует избегать приведения в тексте излишне подробных и громоздких математических преобразований и выражений. Оформление статьи следующее:

- название раздела журнала;
- индекс УДК;
- код классификации PACS (https://publishing.aip.org/wp-content/uploads/2019/01/PACS_2010_Alpha.pdf);
- заголовок статьи;
- инициалы и фамилии авторов;
- аннотация статьи (10–15 строк с раскрытием цели работы и её основных результатов);
- ключевые слова;
- шифр научной специальности.

5. Основной текст статьи должен начинаться разделом «Введение» с четкой постановкой цели и задач работы, сопровождаемой аргументами в пользу ее выполнения на фоне существующего состояния затронутой в статье проблемы. Дальнейший текст статьи также должен иметь смысловые рубрикаторы (разделы и подразделы) без их нумерации. Заканчиваться статья должна отдельным разделом «Заключение» с перечислением основных результатов, следующих из них выводов и, по возможности, предложений по развитию исследований и использованию их результатов.

Внизу первой страницы текста помещается отдельный абзац (полужирным шрифтом), содержащий контактную информацию об авторе (или авторах) (**обязательный раздел**): фамилия, имя, отчество (полностью), **e-mail (всех авторов)**, профили и регистрационные номера в наукометрических базах данных (SPIN-код, РИНЦ Author ID, ArXiv Author ID, Orcid ID, Scopus Author ID), ученая степень, звание, должность, почтовый адрес (предприятия).

Также необходимо указать ответственного за переписку с редакцией.

Авторы могут предложить возможных рецензентов (2–3 человека с указанием ФИО (полностью), места работы и адрес электронной почты). При этом предполагаемые кандидаты не должны работать в учреждениях, в которых работают авторы.

После основного текста – список использованных источников под названием «Список литературы». Примеры обозначения в разделе "Список литературы" использованных источников.

Ссылка на **статьи** дается следующим образом: Фамилия И.О., название журнала, год, том, номер, номера страниц.

Иванов И. И. / Прикладная физика. 2022. № 1. С. 12–18; <https://doi.org/10.51368/1996-0948-2022-1-12-18>

Lang D. V. / J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. № 7. P. 3023–3034.

Ссылка на **книги**: Фамилия И.О., название книги, город, издательство, год. (При ссылке на определенную главу или страницу в книге после года ставится номер страницы.)

Корн Г., Корн Е. Справочник по математике. – М.: Наука, 1974.

Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. – М.: Наука, 1982. С. 371.

Ультрафиолетовые технологии в современном мире / под ред. Кармазинов Ф. В. Костюченко С. В., Кудрявцев Н. Н. – Долгопрудный: Интеллект, 2012.

Ссылка на **материалы конференции**: Фамилия И.О., название публикации, место и дата проведения, номера страниц.

Романов А. В., Степович М. А., Филиппов М. Н. / Труды XVII Международного совещания «Радиационная физика твердого тела». – Севастополь, 2007. С. 592–599.

Ссылка на **патенты**: Фамилия И.О., название, вид, номер, год.

Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Якубов Р. Х. Вакуумный искровой разрядник. Патент на изобретение № 2654494 (РФ). 2018.

Ссылка на **диссертации и авторефераты**: Фамилия И.О., название работы (автореферата), дисс. ... канд. (д-ра) физ.-мат. наук, город, организация, год.

Гречихин В. А. Разработка и анализ компьютерных алгоритмов обработки одночастичных сигналов лазерных доплеровских анемометров: Автореф. дисс. канд. техн. наук. – М.: МЭИ, 1996.

Далее размещается подробная англоязычная информация о статье, необходимая для индексирования всего журнала, данной статьи и её авторов в международных наукометрических базах данных, а именно: PACS, название статьи, фамилия и инициалы авторов (английская транслитерация), предприятие, его почтовый адрес, e-mail автора (авторов), аннотация, ключевые слова (Keywords), пристатейная библиография (References); поскольку журнал распространяется и за рубежом, редакция оставляет за собой право корректировать английскую часть текста без изменения его смысла.

Оформление пристатейной библиографии в англоязычной части статьи (References) имеет свои особенности. В частности, если цитируемая книга или монография является русскоязычным переводом с зарубежного издания, то указываются исходные данные этого издания (авторы, название книги, издательство, город или страна, год издания), а также русскоязычное издательство и год издания на русском языке. Ниже приведены основные примеры обозначения использованных источников в разделе References:

Статья из журнала:

Ivanov I. I., Applied Physics, № 1, 12–18 (2022) [in Russian].

Lang D. V., J. Appl. Phys. **45** (7), 3023–3034 (1974).

Примечание: если русскоязычный журнал имеет печатный англоязычный аналог, то используется английское название аналога и номера страниц должны быть указаны из него. Если англоязычного аналога нет, то применяется английская транслитерация русскоязычного названия.

Книга:

Korn G. and Korn E. Mathematical Handbook. New York-London: McGraw-Hill Book Company, 1968; Moscow, Nauka, 1974.

Ultraviolet technologies in the modern world / ed. Karmazinov F. V., Kostyuchenko S. V., Kudryavtsev N. N. Dolgoprudny: Intellect, 2012 [in Russian].

Материалы конференции:

Romanov A. V., Stepovich M. A., and Filippov M. N. Proc. XVII Intern. Meeting on Radiation Physics of Solid State. Sevastopol, 2007, pp. 592–599.

Патенты:

Davydov S. G., Dolgov A. N., Yakubov R. H. Vacuum spark gap. Patent for invention № 2654494 (RF). 2018.

Диссертации и авторефераты:

Grechikhin V. A. Development and analysis of computer algorithms for processing single-particle signals of laser Doppler anemometers: Abstract. Diss. Candidate of Technical Sciences. M., MEI, 1996.

6. Список использованных источников («Список литературы») должен соответствовать всем ссылкам на внешние источники в тексте статьи. Эти ссылки оформляются в квадратных скобках, например, [1–3], [7, 8]. Внутренние ссылки, т. е. ссылки на формулы, рисунки и таблицы статьи оформляются с использованием круглых скобок, например, формула (3), уравнение (1), (рис. 2), (табл. 3). Любые ссылки в подписях к рисункам и в самих рисунках не рекомендуются.

7. Количество рисунков и фотографий для типовой статьи не должно превышать 4. Если один рисунок содержит два, три или более вариантов графических (или фото) изображений типа «рис. 2а», «рис. 2б» и т. д., то каждый отдельный вариант в этом случае засчитывается как отдельный рисунок. При превышении вышеуказанных лимитов на количество рисунков (фотографий) статья возвращается авторам на переработку. Графика (черно-белая и цветная) представляется непосредственно в нужном месте в статье и в желаемом масштабе. Рядом с осями графиков указываются отображаемые физические величины только (**строго!**) в символьной (буквенной) форме, а через запятую – размерность величины по-русски (прямым шрифтом). Различные кривые на графиках рекомендуется нумеровать, даже если они характеризуются отдельным цветом или типом линии. Графики представляются только (**строго!**) на белом фоне. Вспомогательные сетки на площади графика не допускаются.

8. Подписи под соответствующими рисунками представляются в нужных местах текста. Каждая подпись должна быть по возможности лаконичной, но емкой по содержанию. Любой указываемый в подписи физический (технический) символ должен иметь там же свое словесное раскрытие.

9. Простые формулы вводить в текст в формате используемого текстового редактора, более сложные формулы – с использованием редактора формул MathType. Стандартные математические обозначения (например, $\tan$, $\log$, $\sin$, $\exp$ и т. д.) должны быть набраны прямо. То же относится к цифрам и числам. Номера формул пишутся справа в круглых скобках. Для символьного обозначения не векторных физических (технических) величин использовать только латинский и греческий алфавиты, при этом в тексте для греческих букв использовать прямой шрифт, для латинских букв – наклонный шрифт (курсив). Векторы и матрицы обозначать полужирным прямым шрифтом (предпочтительнее) или стрелкой над курсивным символом вектора (менее желательно). Для нижних и верхних индексов применять арабские цифры, латинские или греческие буквы, но если индекс, обычно нижний, представляет собой краткую (сокращенную) форму русского слова-характеристики, то допустимо использовать в его обозначении русские буквы (прямой шрифт), например $U_{\text{вх}}$, $I_{\text{вых}}$, $\nu_{\text{гр}}$ и т. п. Размерность физических величин обозначается всегда только по-русски прямым шрифтом.

10. Таблицы выполнять в соответствии со следующими требованиями: верхняя строка – наименование данных и размерность; следующие строки – сами данные.

11. Формулы, таблицы и рисунки должны иметь свою отдельную сквозную нумерацию. Если на конкретную формулу нет дополнительных (возвратных) ссылок в тексте или она в единственном числе, то нумерация ее не нужна. Единственные таблица и/или рисунок также не нумеруются.

12. Рукописи, а также CD/DVD-диски редакцией не возвращаются.

13. Авторы (или автор) каждой статьи после ее публикации в очередном номере журнала имеют право на получение от редакции электронной версии статьи в PDF-формате (редактор Adobe Acrobat).

14. При публикации в журнале каждая статья сопровождается сноской со знаком охраны авторского права ©, поставленным перед фамилией автора (фамилиями авторов). В статье указывается также дата поступления статьи в редакцию.

Прикладная физика: Научно-технический журнал / ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», 2026. № 4. С. 1–110.

Главный редактор: И.Д. Бурлаков

Редакторы: И.В. Терехова, Н.В. Ильина

Корректор: Г.В. Самарин

Подписано в печать 06.08.2026

Формат А4. Бумага офсетная.

Печать цифровая.

Тираж 140 экз. Цена договорная.

Отпечатано в типографии ООО РПК «ВАШ ФОРМАТ».

Адрес: 119071, Москва, ул. Малая Калужская, 15.

Тел. (495) 749-45-84

