

ISSN 1996-0948

e-ISSN 2949-561X (Online)

**ПРИКЛАДНАЯ  
ФИЗИКА**

---

**2` 25**

**APPLIED  
PHYSICS**



**Прикладная физика®**  
**№ 2, 2025**

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 входит в Перечень ведущих рецензируемых научных журналов ВАК РФ, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук и доктора наук, входит в базы данных РИНЦ, SCOPUS, 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, Москва, ул. Косинская, д. 9,  
АО «НПО «Орион».  
Телефон: 8(499) 374-82-40  
E-mail: [advance@orion-ir.ru](mailto:advance@orion-ir.ru)  
Internet: [applphys.orion-ir.ru](http://applphys.orion-ir.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**  
**2025, No. 2**

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 into the List of peer-reviewed science press of the State Commission for Academic Degrees and Titles of Russian Federation. 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](mailto:advance@orion-ir.ru)  
Internet: [applphys.orion-ir.ru](http://applphys.orion-ir.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

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

## Editorial Board

- Stepan Andreev** Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
- Konstantin Boltar** Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, RD&P Center ORION, Moscow, Russia
- Leonid Vasilyak** Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor (*Deputy Editor-in-Chief*), Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
- Namik Gusein-zade** Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
- Vyacheslav Ivanov** PhD (Phys.-Math.), Associate Professor, Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
- Victor Ivanov** Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Corresponding Member of the Russian Academy of Sciences, Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow Region, Russian
- Vitaly Konov** Dr. Sci. (Phys.-Math.), Academician of the Russian Academy of Sciences, Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
- Evgeniy Klimanov** Dr. Sci. (Eng.), Professor, RD&P Center ORION, Moscow, Russia
- Yuri Lebedev** Dr. Sci. (Phys.-Math.), A. V. Topchiev Institute of Petrochemical Synthesis of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
- Michael Lyamshev** PhD (Phys.-Math.), Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
- Sergey Maiorov** Dr. Sci. (Phys.-Math.), Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
- Sergey Nikitov** 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
- Vladimir Ponomarenko** Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, RD&P Center ORION, Moscow, Russia
- Sergey Popov** Dr. Sci. (Eng.), Shvabe Holding, Moscow, Russia
- Vyacheslav Kholodnov** Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Kotelnikov Institute of RadioEngineering and Electronics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
- Vladislav Khomich** 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
- Natalia Iakovleva** Dr. Sci. (Eng.), RD&P Center ORION, Moscow, Russia
- Vladimir Yamshchikov** 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

2025, № 2

Основан в 1994 г.

Москва

## СОДЕРЖАНИЕ

### ОБЩАЯ ФИЗИКА

Экспериментальная оценка качества лазерного излучения в методе дифференциального рассеяния  
Денисов Д. Г.

5

### ФОТОЭЛЕКТРОНИКА

Неохлаждаемый матричный фотосенсор 640×512 с расширенной областью чувствительности 0,4–2,0 мкм на основе коллоидных квантовых точек ККТ PbS со слоем из p-NiOx, блокирующим электроны

Пономаренко В. П., Попов В. С., Панков М. А., Хамидуллин К. А., Деомидов А. Д., Федоров А. А., Деев Г. Ю., Драгунов Д. Э., Елифанов О. В., Зарипов Ш. И., Лазарев П. С., Миротянченко Е. В., Ильинов Д. В., Петрушина В. А., Бурлаков И. Д., Полесский А. В., Старцев В. В., Бричкин С. Б., Спиринов М. Г., Товстун С. А., Гапанович М. В., Гак В. Ю., Гадомская А. В., Певцов Д. Н., Кацаба А. В., Кириченко А. С., Демкин Д. В., Иванова В. А., Иванов В. В., Разумов В. Ф.

12

Новый прекурсор серы для синтеза экологически безопасных коллоидных квантовых точек CuInS<sub>2</sub>

Шуклов И. А., Серая А. В., Шалагин А. Ю., Лим В. В., Миленкович Т., Вершинина О. В., Яковлев В. О., Попов В. С., Иванов В. В.

21

Расчет частот смешанных плазмон-фононных мод для p-InSb и p-GaSb при T = 295 K

Белов А. Г., Молодцова Е. В., Журавлев Е. О., Козлов Р. Ю., Комаровский Н. Ю., Кузнецов А. Н., Ларионов Н. А.

31

Образование дефектов диэлектрических слоев в процессах диффузии в кремнии

Болтарь К. О., Вильдяева М. Н., Иродов Н. А., Климанов Е. А., Ляликов А. В., Малыгин В. А., Молчанов Д. С., Макарова Э. А.

39

Исследование оптических свойств эпитаксиальных пленок CdTe/GaAs(100), выращенных при различных температурных режимах

Грекова А. А., Климов Е. А., Виниченко А. Н., Бурлаков И. Д.

46

### ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ПЛАЗМЕННЫЕ МЕТОДЫ

Оценка влияния плазменных процессов в вакуумном диоде сильноточного электронного ускорителя «Кальмар» на развитие ударно-волновых процессов в мишенях

Казачков Е. Д., Орлов М. Ю., Смирнова А. Р., Стрижаков М. Г., Сунчугашев К. А., Юсупова Л. М., Ткаченко С. И.

55

Визуализация электрического поля в трансформаторном масле с помощью взвешенных микрокапель воды

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

62

Исследование динамики горения дугового разряда в метан-водородосодержащей атмосфере в плазмотроне переменного тока

Дудник Ю. Д., Сафронов А. А., Ширяев В. Н., Васильев М. И., Васильева О. Б.

69

Сильноточный фотоэмиссионный тлеющий разряд в смеси Xe–Cs

Марциновский А. М., Гавриш С. В., Коренюгин Д. Г., Гуслин А. С., Кузин В. Н.

76

### ФИЗИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ

Оптические свойства вольфрамата кальция, допированного различными лантаноидами (Pr, Nd, Eu, Ce, Sm)

Кузнецова П. Д., Муханова Е. А., Волик К. К., Панкин И. А., Солдатов А. В.

84

Исследование акустических свойств Ван-дер Ваальсовых гетероструктур, содержащих монослой WSe<sub>2</sub>, методом гиперзвуковой микроскопии

Фролов Н. Ю., Клоков А. Ю., Шарков А. И., Николаев С. Н., Чернопицкий М. А., Ченцов С. И., Пугачев М. В., Шуплецов А. В., Кривобок В. С., Кунцевич А. Ю.

90

Синтез покрытий TiN в парах Cu на сплаве T15K6 методом гибридной плазменной технологии

Семенов А. П., Цыренов Д. Б.-Д., Улаханов Н. С., Семенова И. А.

97

### ПЕРСОНАЛИИ

Юбилей Сергея Аполлоновича Никитова

103

Юбилей Сергея Леонидовича Чернышева

104

### ИНФОРМАЦИЯ

Правила для авторов

106

# APPLIED PHYSICS [in Russian]

THE SCIENTIFIC AND TECHNICAL JOURNAL

2025, № 2

Founded in 1994

Moscow

## CONTENTS

### GENERAL PHYSICS

**Experimental evaluation of the quality of laser radiation in the differential scattering method**  
*Denisov D. G.*

5

### PHOTOELECTRONICS

**Extended spectral response (0.4–2.0  $\mu\text{m}$ ) uncooled colloidal quantum dot PbS photodetector for large format 640x512 with electron blocking layer based on p-NiOx**

*Ponomarenko V. P., Popov V. S., Pankov M. A., Khamidullin K. A., Deomidov A. D., Fedorov A. A., Deev G. Yu., Dragunov D. E., Epifanov O. V., Zaripov S. I., Lazarev P. S., Mirofyanchenko E. V., Ilyin D. V., Petrushina V. A., Burlakov I. D., Polesky A. V., Startsev V. V., Brichkin S. B., Spirin M. G., Tovstun S. A., Gapanovich M. V., Gak V. Yu., Gadomska A. V., Pevtsov D. N., Katsaba A. V., Kirichenko A. S., Demkin D. V., Ivanova V. A., Ivanov V. V. and Razumov V. F.*

12

**New sulfur precursor for the synthesis of environmentally friendly CuInS<sub>2</sub> colloidal quantum dots**

*Shuklov I. A., Seraia A. V., Shalagin A. Yu., Lim V. V., Milenkovich T., Vershinina O. V., Iakovlev V. O., Popov V. S. and Ivanov V. V.*

21

**The calculation of coupled plasmon-phonon mode frequencies for p-InSb and p-GaSb at T = 295 K**

*Belov A. G., Molodtsova E. V., Zhuravlev E. O., Kozlov R. Yu., Komarovskiy N. Yu., Kusnetsov A. N. and Larionov N. A.*

31

**Defects insulator layers formation during diffusion in silicon**

*Boltar K. O., Vil,dyeva M. N., Irodov N. A., Klimanov E. A., Lyalikov A. V., Malygin V. A., Molchanov D. S. and Makarova E. A.*

39

**Study of optical properties of CdTe/GaAs(100) epitaxial films grown at various temperature regimes**

*Grekova A. A., Klimov E. A., Vinichenko A. N. and Burlakov I. D.*

46

### PLASMA PHYSICS AND PLASMA METHODS

**Evaluation of the influence of plasma processes in the vacuum diode of the high-current electron accelerator "Kalmar" on the development of shock-wave processes in targets**

*Kazakov E. D., Orlov M. Yu., Smirnova A. R., Strizhakov M. G., Sunchugashev K. A., Yusupova L. M. and Tkachenko S. I.*

55

**Method of visualization of electric field lines in liquid based on electrohydrodynamic spraying of droplets**

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

62

**Study of the dynamics of arc discharge burning in a methane-hydrogen-containing atmosphere in an alternating current plasma torch**

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

69

**High-current photoemission glow discharge in a Xe–Cs mixture**

*Martsinivsky A. M., Gavrish S. V., Korenjugin D. G., Guslin A. S. and Kusun V. N.*

76

### PHYSICAL SCIENCE OF MATERIALS

**Optical properties of calcium tungstate doped with various lanthanides (Pr, Nd, Eu, Ce, Sm)**

*Kuznetsova P. D., Mukhanova E. A., Volik K. K., Pankin I. A. and Soldatov A. V.*

84

**Study of acoustic properties of van der Waals heterostructure based on WSe<sub>2</sub> monolayer using by hypersonic microscopy method**

*Frolov N. Yu., Klokov A. Yu., Sharkov A. I., Nikolaev S. N., Chernopitsky M. A., Chentsov S. I., Pugachev M. V., Shupletsov A. V., Krivobok V. S. and Kuntsevich A. Yu.*

90

**Synthesis of TiN coatings in Cu vapor on T15K6 alloy by hybrid plasma technology**

*Semenov A. P., Tsyrenov D. B.-D., Ulakhanov N. S. and Semenova I. A.*

97

### PERSONALIA

Anniversary of S. A. Nikitov

103

Anniversary of S. L. Chernyshev

104

### INFORMATION

Rules for authors

106



УДК 535.42, 535.51  
EDN: XDPAWH

PACS: 03.65.Nk

## Экспериментальная оценка качества лазерного излучения в методе дифференциального рассеяния

© Д. Г. Денисов

*МГТУ им. Н. Э. Баумана, Москва, 105005 Россия  
E-mail: denisov\_dg@mail.ru**Статья поступила в редакцию 2.12.2024; после доработки 26.12.2024; принята к публикации 7.04.2025  
Шифр научной специальности: 2.2.6*

*Исследовано и экспериментально проанализировано влияние линзовой и зеркальной оптических схем канала подсвета макетного образца оптико-электронной системы для измерения параметров шероховатости ангстремного уровня оптических поверхностей на качество лазерного излучения. На основе разработанного макетного образца с применением линзовой и зеркальной оптических систем дана количественная оценка таким показателям качества лазерного излучения как  $M^2$ -параметру и функции контраста спекл-структуры в сечении его энергетического профиля. В результате представленного сравнительного анализа влияния двух оптических систем канала подсвета макетного образца на достижимые показатели качества лазерного излучения, сделаны рекомендации о целесообразности применения линзовой оптической системы в канале подсвета с точки зрения минимальной погрешности проводимых измерений.*

*Ключевые слова:* линзовая и зеркальная оптические системы;  $M^2$ -параметр; контраст спекл-структуры; энергетический профиль лазерного пучка; лазерное излучения; метод дифференциального рассеяния.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-2-5-11

### Введение

В ранее опубликованных научных результатах [1–4] были рассмотрены основные научные положения метода дифференциального рассеяния для контроля качества оптических поверхностей. В работах [1, 2] было показано влияние ограничительных факторов в методе дифференциального рассеяния при контроле оптических поверхностей ангстремного уровня. Важно отметить и необходимость в формировании качественного лазерного излучения [5] в первую очередь в плоскости контролируемой оптической поверхности, поскольку наличие дополнительных флуктуаций интенсивности в энергетическом профиле лазерного пучка может приводить к формированию спекл шума в регистри-

руемой индикатрисе рассеяния [1–8]. Таким образом, при разработке метода контроля шероховатости оптических поверхностей ангстремного уровня аспекты, связанные с качеством пятна подсвета лазерного излучения, формируемого в плоскости контролируемой детали (латеральной области) являются важными и актуальными.

### Основная часть

В качестве исследуемых выходных характеристик лазерного излучения, формируемого линзовой и зеркальной оптическими системами в плоскости исследуемой оптической поверхности, были проанализированы следующие количественные показатели [1, 5] (см. табл. 1).

Таблица 1

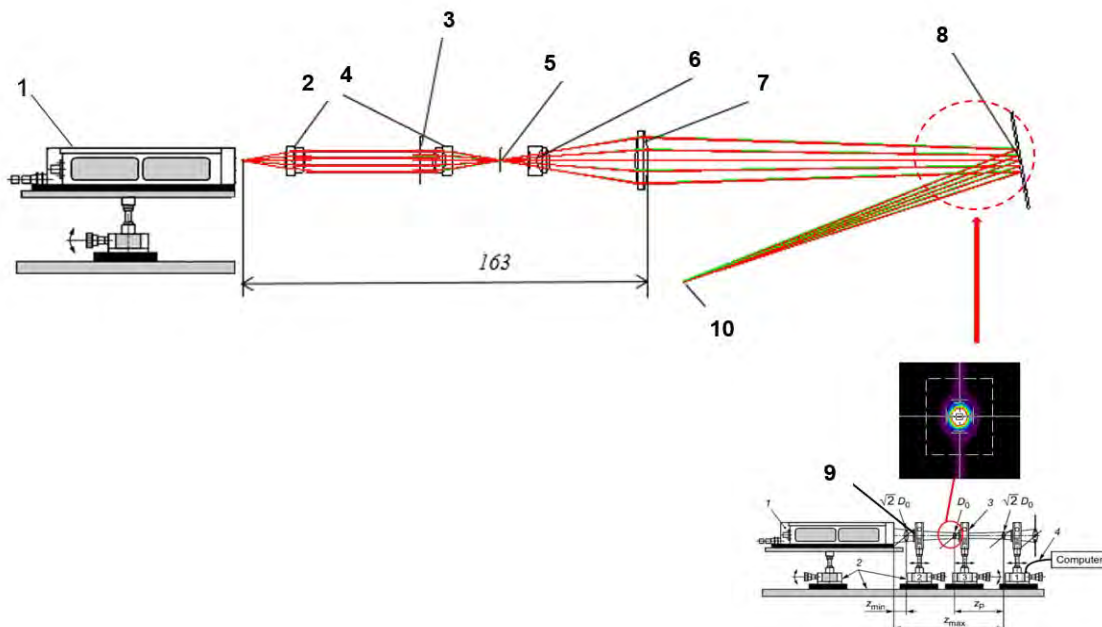
*Перечень основных анализируемых характеристик лазерного излучения, формируемого каналом подсвета на основе линзовой и зеркальной оптических систем, разработанного макетного образца*

№	Наименование параметра	Наилучшие значения характеристики
1	Функция контраста спекл – структуры в сечении энергетического профиля лазерного пучка – $C_s$ , отн. ед. $C_s = \frac{\sigma_I}{I}$ , $\sigma_I$ – среднеквадратическое значение флуктуаций интенсивности в видеоизображении распределения энергетического профиля лазерного пучка, $I$ – среднее значение интенсивности в видеоизображении распределения энергетического профиля лазерного пучка	< 0,5
2	Параметр качества лазерного пучка, отн. ед. $M^2 = \frac{\pi \cdot \theta_{\text{реал}} \cdot D_{\text{реал}}}{4 \cdot \lambda} = \frac{\pi \cdot D_{\text{реал}}^2}{4 \cdot \lambda \cdot z_k}$ $\theta_{\text{реал}}$ – расходимость реального лазерного пучка; $D_{\text{реал}}$ – диаметр в сечении перетяжки реального лазерного пучка; $z_k$ – параметр конфокальности (длина ближней зоны) лазерного пучка; $\lambda$ – длина волны лазерного излучения	$1 \leq M^2 \leq 1,2$

С целью проведения исследований по оценке характеристик, представленных в таблице 1, формируемого оптического излучения каналом подсвета в методе дифференциального рассеяния, был разработан макетный образец с возможностью модификации канала подсвета при установке как линзовой, так и зеркальной оптической систем, предварительно рас-

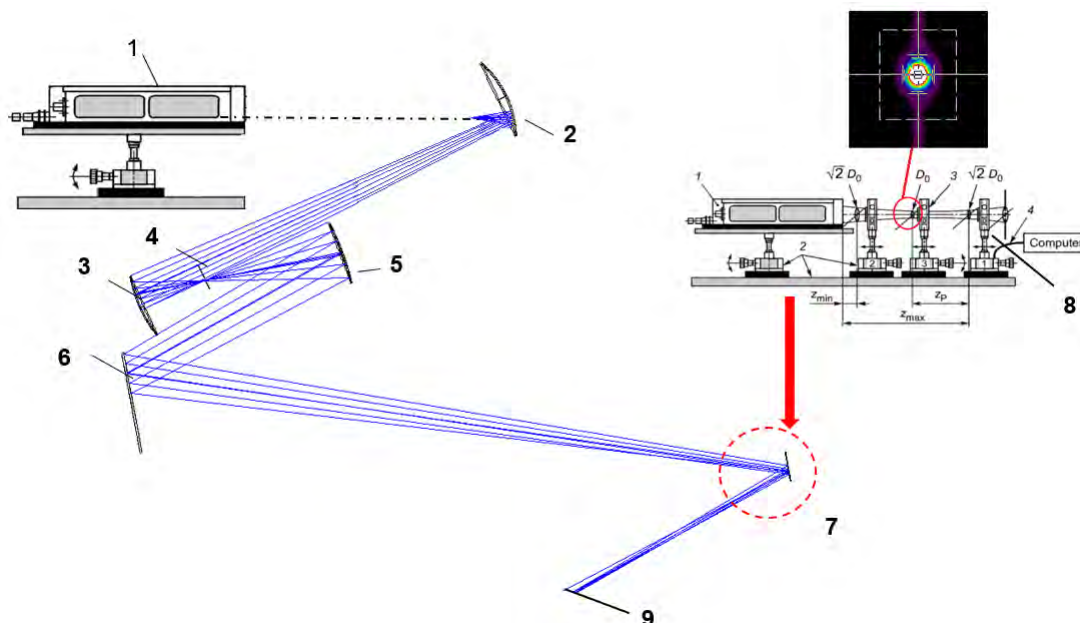
считанных в системе автоматизированного проектирования «Zemax».

Разработанные функциональные схемы двух вариантов канала подсвета макетного образца на основе линзовой и зеркальной оптических систем представлены на рисунках 1 и 2, соответственно.



**Рис. 1.** Функциональная оптическая схема макетного образца оптико-электронного прибора с каналом подсвета на основе линзовой оптической системы: 1 – лазерный источник излучения; 2, 4, 6, 7 – объективы линзовой оптической системы; 3 – диафрагма; 4 – микродиафрагма; 8 – поверхность контролируемой оптической детали; 9 –  $M^2$ -датчика с применением методики измерения параметра конфокальности; 10 – плоскость анализа рассеянного лазерного излучения (плоскость фотоприёмного устройства – фотозлектронного умножителя)





**Рис. 2. Функциональная оптическая схема макетного образца опико-электронного прибора с каналом подсвета на основе зеркальной оптической системы: 1 – лазерный источник излучения; 2 ( $R_3 = 40$  мм;  $D_3 = 32$  мм) – сферическое зеркало; 3 ( $R_3 = 50$  мм;  $D_3 = 25,4$  мм) – сферическое зеркало, 4 – микродиафрагма, 5 ( $R_3 = 100$ ;  $D_3 = 25,4$ ) – сферическое зеркало, 6 ( $R_3 = \infty$ ;  $D_3 = 25,4$ ) – плоское зеркало; 7 – поверхность контролируемой оптической детали; 8 –  $M^2$ -датчика с применением методики измерения параметра конофокальности; 9 – плоскость анализа рассеянного лазерного излучения (плоскость фотоприёмного устройства – фотоэлектронного умножителя)**

При разработке макетного образца, согласно представленным на рисунках 1 и 2 функциональным оптическим схемам, в качестве источников лазерного излучения было проанализировано 5 лазеров, среди которых рассматривались газовые лазеры на основе He-Ne активной среды, основные линии генерации которых: 6328 нм, 6120 нм, 543,5 нм, 632 нм, а также твердотельный лазер на основе YAG-Nd на длине волны генерации 473 нм.

В результате сравнительного анализа состояния стабильности количественных энергетических показателей и характеристик в качестве источника излучения для проведения сравнительного анализа схем оптических был выбран лазер на длине волны генерации 473 нм, как самый стабильный с одной стороны и генерирующий на наиболее короткой длине волны с другой стороны, что немало важно при оценке флуктуаций интенсивности в энергетическом профиле.

Изначально проводилось измерение исходного качества лазерного пучка твердотельного лазерного источника на основе активной среды и матрицы – YAG:Nd, согласно методике представленной в ранее опубликованной работе автора с применением  $M^2$ -датчика [5].

Согласно европейскому стандарту ISO 11146-1-2005 для оценки качества лазерного излучения, сформированного устойчивым резонатором, введены такие оценочные параметры, как фактор распространения – К и  $M^2$ -фактор. Последний характеризует отличие структуры реального лазерного пучка от идеальной модовой структуры  $TEM_{00}$  [5] и определяется, как отношение угловой расходимости реального лазерного пучка к угловой расходимости идеального (или дифракционного) лазерного пучка. Согласно представленной методике [5] было проведено измерение качества исходного лазерного пучка до оптической системы. С этой целью было проведено измерение минимального сечения пучка лазерного источника при помощи  $M^2$ -датчика, которое, как показал эксперимент находится для заданного лазера на выходном частично-прозрачном зеркале, что свидетельствует о плоско-сферическом – устойчивом резонатора. Далее  $M^2$ -датчик перемещался относительно зарегистрированного минимального сечения лазерного пучка на расстояние, на котором это сечение увеличивалось в  $\sqrt{2}$ , что соответствует положению зеркала эквивалентного конфокального резонатора [5]. Из-

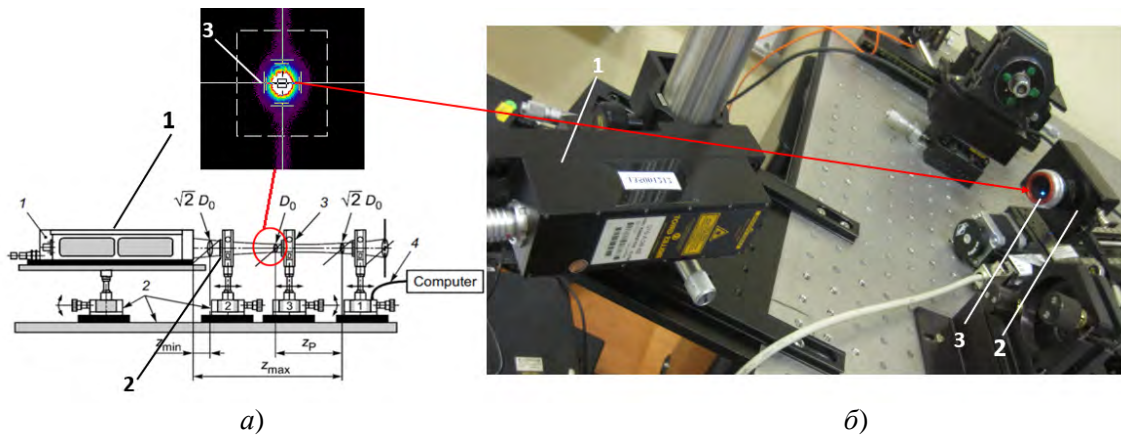
меренное расстояние фиксировалось и принималось за параметр конфокальности лазерного пучка или величину характеризующую его ближнюю зону или параметр Рэля (см. рис. 3).

При анализе исходного лазерного пучка и пучков после прохождения линзовой и зеркальной оптических систем фиксировались распределения энергетического профиля лазерного пучка с характерными флуктуациями интенсивности, определяемыми статистическими значениями (см. табл. 1):

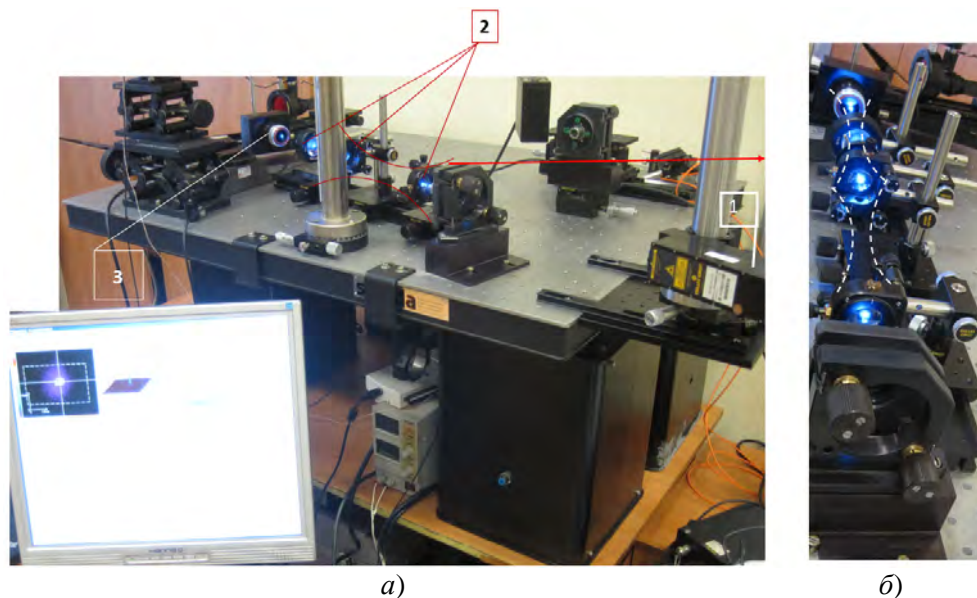
$\sigma_I$  – среднеквадратическим значением флуктуаций интенсивности в видеоизображении распределения энергетического профиля лазерного пучка, Вт;

$I$  – средним значением интенсивности в видеоизображении распределения энергетического профиля лазерного пучка, Вт;

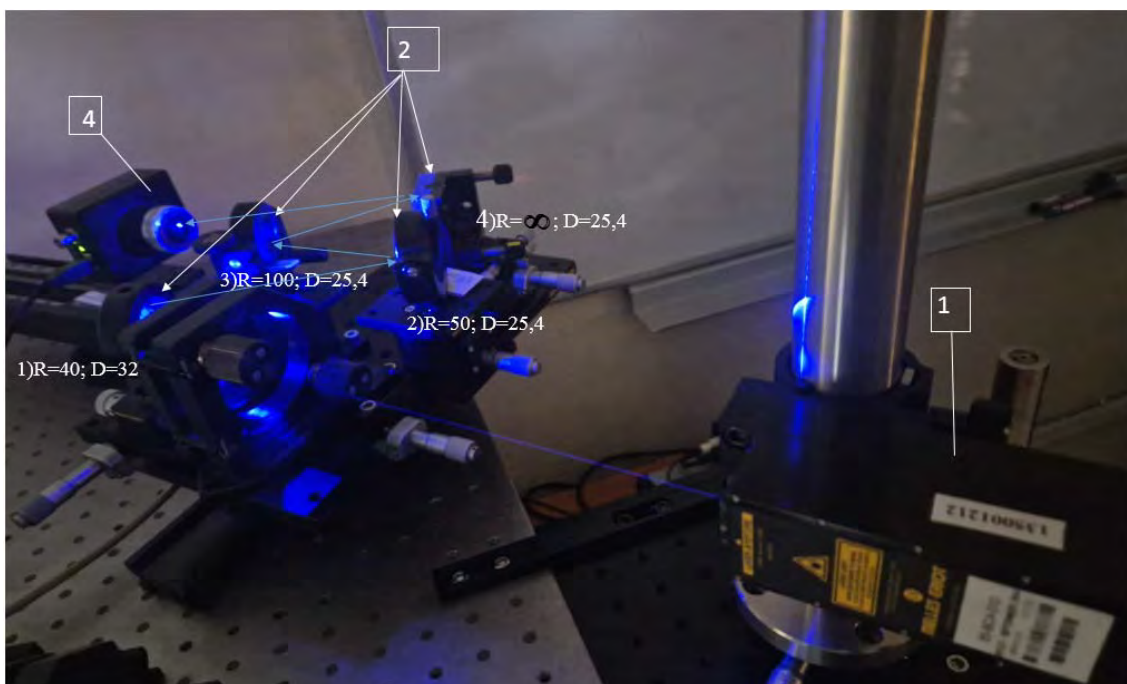
$C_s = \frac{\sigma_I}{I}$  – функцией контраста спекл-структуры в сечении энергетического профиля лазерного пучка –  $C_s$ , отн. ед.



**Рис. 3.** К методике проведения измерения исходного распределения интенсивности в энергетическом профиле лазерного Гауссова пучка: 1 – твердотельный лазерный источник на длине волны 473 нм; 2 –  $M^2$ -датчик; 3 – зарегистрированное распределения интенсивности в энергетическом профиле лазерного пучка. а) – последовательность итерационных измерений параметра качества лазерного Гауссова пучка; б) – фотография внешнего вида стенда для измерения исходных параметров лазерного гауссова пучка



**Рис. 4.** Фотография внешнего вида стенда для измерения параметра качества и статистических значений флуктуаций интенсивности лазерного излучения, прошедшего через линзовую оптическую систему: 1 – лазерный источник излучения; 2 – объективы линзовой оптической системы; 3 –  $M^2$ -датчика с применением методики измерения параметра конфокальности; а) – фотография вида всего измерительного стенда; б) – фотография вида линзовой оптической системы и условное преобразование лазерного пучка через её оптические элементы до  $M^2$ -датчика



*Рис. 5. Фотография внешнего вида стенда для измерения параметра качества и статистических значений флуктуаций интенсивности лазерного излучения, прошедшего через зеркальную оптическую систему: 1 – лазерный источник излучения; 2 – зеркала оптической системы; 3 –  $M^2$ -датчика с применением методики измерения параметра конофокальности*

На основе разработанных функциональных оптических систем макетного образца с каналом подсвета на основе линзовой (см. рис. 1) и зеркальной (см. рис. 2) оптических схем были разработаны соответствующие измерительные стенды (см. рис. 4, 5).

На рисунке 4 показан внешний вид стенда для измерения параметра качества и статистических значений флуктуаций интенсивности лазерного излучения, прошедшего через линзовую оптическую систему.

На рисунке 5 показан внешний вид стенда для измерения параметра качества и статистических значений флуктуаций интенсивности лазерного излучения, прошедшего через зеркальную оптическую систему.

### Заключение

В результате проведенных экспериментальных исследований при прохождении оптического тракта линзовой и зеркальной оптических систем, изображенных на рисунках 4 и 5 были проведены измерения распределения интенсивности в энергетическом профиле лазерного пучка и дана оценка его качества, согласно представленным в таблице 1 параметрам. Результаты проведенных экспериментальных

исследований представлены на рисунке 6 и в таблице 2.

На основе проведенных полученных экспериментальных данных представлен сравнительный анализ характеристик лазерного излучения, прошедшего линзовую и зеркальную оптические системы (см.табл. 2).

Таким образом проведенный экспериментальный сравнительный анализ характеристик лазерного излучения, сформированного оптическими системами, представленный в таблице 2 показывает, что линзовая оптическая система является более предпочтительной с точки зрения минимального уровня контраста спекл-структуры (спекл-шума) в сечении энергетического профиля лазерного пучка. Данный аргумент является важным при взаимодействии лазерного излучения с рассеивающей оптической поверхностью, имеющей ангстремный уровень шероховатости, формирующий малоинтенсивное рассеянное информативное лазерное излучение. Вторым ключевым критерием, определяющим целесообразность применения линзовой оптической системы, служит параметр качества лазерного пучка, обеспечивающий необходимый геометрический размер латеральной области (области подсветки) контролируемой оптической детали и заданную энергетику в пятне подсвета.



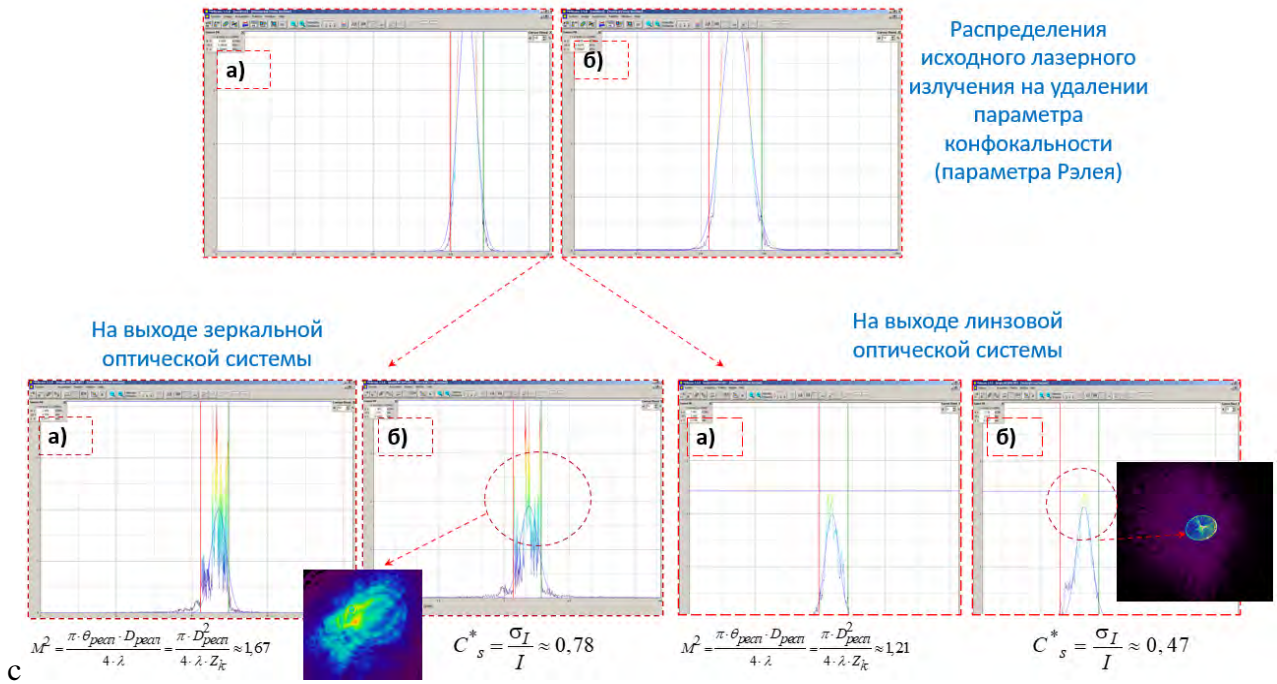


Рис. 6. К определению и исследованию параметра качества лазерного пучка и контраста спекл-структуры, формируемых в плоскости контролируемой оптической детали для зеркальной и линзовой оптических системы: а) – сечение профиля Гауссова пучка вдоль оси x; б) – сечение профиля Гауссова пучка вдоль оси y

Таблица 2

Сравнение основных характеристик лазерного излучения, прошедшего через линзовую и зеркальную оптические системы

№	Наименование параметра	Значения характеристики (идеальный случай)	Значения характеристики после линзовой оптической системы	Значения характеристики после зеркальной оптической системы
1*	Функция контраста спекл-структуры в сечении энергетического профиля лазерного пучка – $C_s$ , отн. ед.  $C_s = \frac{\sigma_I}{I}$ , $\sigma_I$ – среднеквадратическое значение флуктуаций интенсивности в видеоизображении распределения энергетического профиля лазерного пучка, $I$ – среднее значение интенсивности в видеоизображении распределения энергетического профиля лазерного пучка	< 0,5	0,47	0,78
2	Параметр качества лазерного пучка, отн. ед.  $M^2 = \frac{\pi \cdot \theta_{\text{реал}} \cdot D_{\text{реал}}}{4 \cdot \lambda} = \frac{\pi \cdot D_{\text{реал}}^2}{4 \cdot \lambda \cdot Z_k}$  $\theta_{\text{реал}}$ – расходимость реального лазерного пучка; $D_{\text{реал}}$ – диаметр в сечении перетяжки реального лазерного пучка; $Z_k$ – параметр конфокальности (длина ближней зоны) лазерного пучка; $\lambda$ – длина волны лазерного излучения	$1 \leq M^2 \leq 1,2$	1,21	1,67

\* – при расчёте проводилась фильтрация аномальных выбросов, формируемых в результате нестабильности флуктуаций интенсивности лазерного излучения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Денисов Д. Г. / Прикладная физика. 2022. № 1. С. 89–96.
2. Денисов Д. Г., Карасик В. Е. / Вестник Московского государственного технического университета им. Н. Э. Баумана. Сер. Приборостроение. 2011. № 2 (83). С. 36–47.
3. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля. – М.: Наука, 1966.
4. Beckmann P., Spizzichino A. The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surface. – Norwood: Pergamon Press, ARTECH HOUSE, 1987.
5. Denisov D. G., Karasik V. E. / Measurement Techniques. 2009. Vol. 52. № 3. P. 260–265.
6. Goodman J. W. Speckle phenomena in optics: theory and applications. – Colorado: Roberts and Company, 2006.
7. Франсон М. Оптика спеклов. – М.: МИР, 1980.
8. Гудмен Дж. Статистическая оптика. – М.: Мир, 1988.

PACS: 03.65.Nk

## Experimental evaluation of the quality of laser radiation in the differential scattering method

D. G. Denisov

*Bauman Moscow Technical University, Moscow, 105005 Russia*  
*E-mail: denisov\_dg@mail.ru*

*Received 2.12.2024; revised 26.12.2024; accepted 7.04.2025*

*The influence of lens and mirror optical schemes of the illumination channel of a mock-up sample of an optoelectronic system for measuring the roughness parameters of the angstrom level of optical surfaces on the quality of laser radiation has been investigated and experimentally analyzed. Based on the developed mock-up sample using lens and crystal optical systems, a quantitative assessment of such indicators of the quality of laser radiation as the  $M^2$  parameter and the contrast function of the speckle structure in the cross section of its energy profile is given. As a result of the presented comparative analysis of the effect of two optical systems of the illumination channel of the mock-up sample on the achievable laser radiation quality indicators, recommendations are made on the expediency of using a lens optical system in the illumination channel from the point of view of minimal error in the measurements.*

*Keywords:* lens and mirror optical systems;  $M^2$  parameter; contrast of the speckle structure; energy profile of the laser beam; laser radiation; differential scattering method.

## REFERENCES

1. Denisov D. G., Applied Physics, № 1, 89–96 (2022) [in Russian].
2. Denisov D. G. and Karasik V. E., Bulletin of the Bauman Moscow State Technical University. Instrument Engineering series, № 2 (83), 36–47 (2011).
3. Rytov S. M. Introduction to statistical radiophysics. Part II. Random Fields. Moscow, Nauka Publ., 1966.
4. Beckman P. and Spitzikino A. Scattering of electromagnetic waves on a rough surface. Norwood, Pergamon Press, ARTEK HOUSE, 1987.
5. Denisov D. G. and Karasik V. E., Measurement methods **52** (3), 260–265 (2009).
6. Goodman J. W. Speckle phenomena in optics: theory and applications. Colorado, Roberts and Company, 2006.
7. Franson M. Literature review. Moscow, MIR, 1980.
8. Goodman J. Statistical characteristics. Moscow, Mir Publ., 1988.

## Об авторе

**Денисов Дмитрий Геннадьевич**, доцент, к.т.н., МГТУ им. Н. Э. Баумана (105005, Россия, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5). E-mail: denisov\_dg@mail.ru. SPIN-код РИНЦ 8152-8378, Author ID 798946

УДК 621.  
EDN: GETOGH

PACS: 85, 85.60.–q

**Неохлаждаемый матричный фотосенсор 640×512 с расширенной областью чувствительности 0,4–2,0 мкм на основе коллоидных квантовых точек ККТ PbS со слоем из  $p\text{-NiO}_x$ , блокирующим электроны**

© В. П. Пономаренко<sup>1,2</sup>, В. С. Попов<sup>1,2,\*</sup>, М. А. Панков<sup>1</sup>, К. А. Хамидуллин<sup>1</sup>,  
 А. Д. Деомидов<sup>1</sup>, А. А. Федоров<sup>1</sup>, Г. Ю. Деев<sup>1</sup>, Д. Э. Драгунов<sup>1</sup>, О. В. Епифанов<sup>1</sup>,  
 Ш. И. Зарипов<sup>1</sup>, П. С. Лазарев<sup>1</sup>, Е. В. Мирофьянченко<sup>1</sup>, Д. В. Ильинов<sup>1</sup>, В. А. Петрушина<sup>1</sup>,  
 И. Д. Бурлаков<sup>1</sup>, А. В. Полесский<sup>1</sup>, В. В. Старцев<sup>1</sup>, С. Б. Бричкин<sup>2,3</sup>, М. Г. Спиринов<sup>2,3</sup>,  
 С. А. Товстун<sup>2,3</sup>, М. В. Гапанович<sup>2,3</sup>, В. Ю. Гак<sup>2,3</sup>, А. В. Гадомская<sup>2,3</sup>, Д. Н. Певцов<sup>2</sup>,  
 А. В. Кацаба<sup>2</sup>, А. С. Кириченко<sup>2</sup>, Д. В. Демкин<sup>2</sup>, В. А. Иванова<sup>2</sup>, В. В. Иванов<sup>2</sup>,  
 В. Ф. Разумов<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> АО «НПО «Орион», Москва, 111538 Россия

\* E-mail: popov.vs@tipt.ru

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),  
Московская обл., г. Долгопрудный, 141701 Россия<sup>3</sup> Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН,  
Московская обл., г. Черноголовка, 142432 Россия

Статья поступила в редакцию 3.03.2025; после доработки 25.03.2025; принята к публикации 7.04.2025

Шифр научной специальности: 1.3.11

**Приборы ночного видения с расширенной областью чувствительности от 0,4 мкм до 2,0 мкм имеют важнейшее значение для научных, гражданских и специальных применений. Приведены архитектура и основные характеристики матричного фотосенсора формата 640×512 (шаг 15 мкм) с расширенной областью чувствительности (0,4–2,0 мкм), разработанного на основе коллоидных квантовых точек ККТ PbS. Основная часть фототока генерируется в слое ККТ  $n\text{-PbS-TBAI}$ . Этот слой изготовлен путем замены исходного лиганда (олеиновая кислота) на йод при обработке слоя ККТ иодидом тетра- $n$ -бутиламмония (ТВАИ). Слой, блокирующий электроны (транспортный слой для дырок), создавался на основе  $p\text{-NiO}_x$ . Слой, блокирующий дырки (транспортный слой для электронов), изготавливался на основе  $n\text{-ZnO}$ .**

**Ключевые слова:** коллоидная квантовая точка (ККТ); лиганд; транспортный слой; фотосенсор.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-2-12-20

**1. Введение**

Отличительной чертой последнего времени является стремительный рост исследований, направленных на создание матричных фотоприемных устройств (МФПУ) с применением материалов и структур ограниченной размерности [1–3]. В последние два десятилетия отчетливо проявилась новая тенденция в области создания фотосенсоров, связанная с применением так называемых квазинульмер-

ных коллоидных квантовых точек (ККТ), спектральные свойства которых задаются средним размером наночастиц полупроводника, изменяемого в пределах 2–10 нм. Развитие этого направления привело к созданию в 2020 году первых серийных матриц и камер на их основе, работающих в спектральном диапазоне от 0,4 до 2,1 мкм [3].

Использование коллоидных квантовых точек позволяет существенно упростить технологию, снизить ограничения предельного



шага фоточувствительных элементов [4] и значительно снизить стоимость МФПУ [5].

Технология изготовления матричных фотосенсоров с использованием ККТ, получившая название монолитно-гибридной [4, 6], основана на непосредственном нанесении жидких суспензий, содержащих фоточувствительные наночастицы, на поверхность кремниевой СБИС считывания и предварительной обработки фотосигналов без применения микроконтактов из индия или иных материалов. Такие фотосенсоры используют фронтальную засветку, что отличает их от сенсоров на основе эпитаксиальных 3D материалов, например  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$ . В последних излучение от объектов наблюдаемой сцены перед поглощением фоточувствительным слоем ( $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ ) должно проходить через широкозонную монокристаллическую подложку ( $\text{InP}$ ) эпитаксиального слоя, непрозрачную для видимой области (0,4–0,76 мкм), что ограничивает область спектральной чувствительности фотосенсора интервалом длин волн 0,9–1,6 мкм. Возможность использования фронтальной засветки фоточувствительного слоя без применения специальных технологических операций утоньшения подложек [7, 8], сильно усложняющих технологию изготовления приборов, обеспечивает широкоспектральность МФПУ на основе ККТ. Например, применение ККТ из PbS с размерами коллоидных квантовых точек порядка

10 нм для изготовления фоточувствительного слоя матрицы обеспечивает возможность регистрации электромагнитного излучения в широком спектральном диапазоне от 0,4 до 2,1 мкм [3].

В работе [9] был описан разработанный нами неохлаждаемый матричный фотосенсор  $640 \times 512$  (шаг 15 мкм) для области спектра 0,4–2,0 мкм на основе коллоидных квантовых точек ККТ PbS, где транспортный слой для дырок, блокирующий электроны, был изготовлен из ККТ  $p\text{-PbS-EDT}$  (рис. 1а).

В настоящей работе описано разработанное нами новое матричное фотоприемное устройство (МФПУ) для области спектра 0,4–2,0 мкм формата  $640 \times 512$  с шагом фоточувствительных элементов 15 мкм, изготовленное из коллоидных квантовых точек ККТ PbS на поверхности кремниевой СБИС считывания фотосигналов  $p$ -канального типа, где в отличие от работы [9], слой, блокирующий электроны (транспортный слой для дырок), создан не из жидкой суспензии ККТ  $p\text{-PbS-EDT}$ , а из материала  $p\text{-NiO}_x$ , изготовленного магнетронным напылением. Этот материал недавно начал применяться при создании солнечных элементов в качестве дырочного транспортного слоя и хорошо зарекомендовал себя, благодаря более высоким по сравнению с органическими материалами подвижности и стабильности свойств [10, 11]. Остальные слои были изготовлены так же, как в работе [9].

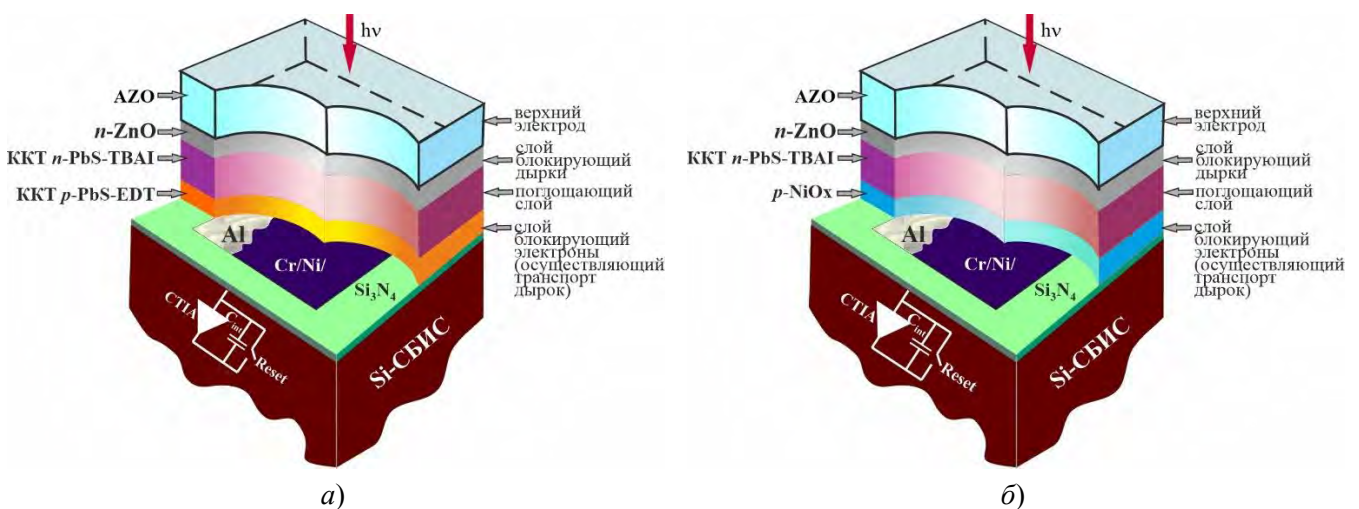


Рис. 1. Архитектуры МФПУ  $640 \times 512$  (шаг 15 мкм) на основе ККТ PbS: а) – чувствительный элемент МФПУ со слоем, блокирующим электроны (транспортным слоем для дырок) из ККТ  $p\text{-PbS-EDT}$  [9]; б) – чувствительный элемент МФПУ со слоем, блокирующим электроны (транспортным слоем для дырок) из материала  $p\text{-NiO}_x$

## 2. Архитектура матричного фотосенсора 640×512 со слоем, блокирующим электроны и осуществляющим транспорт дырок на основе $p\text{-NiO}_x$

Архитектура каждого фоточувствительного элемента, разработанного авторами нового матричного фотосенсора 640×512, имеет вид  $\text{Cr}/\text{Ni}/p\text{-NiO}_x/\text{KKT } n\text{-PbS-TBAI}/n\text{-ZnO}/\text{AZO}$  (рис. 1б). Основная доля фотоносителей генерируется излучением в слое ККТ  $n\text{-PbS-TBAI}$ . После распада фотоэкситонов образовавшиеся электроны и дырки разделяются энергетическим барьером типа  $p\text{-}n$ -перехода на контакте слоев ККТ  $n\text{-PbS-TBAI}$  и  $p\text{-NiO}_x$ . Изготовление слоя ККТ PbS электронного типа проводимости проводится путем замены исходного

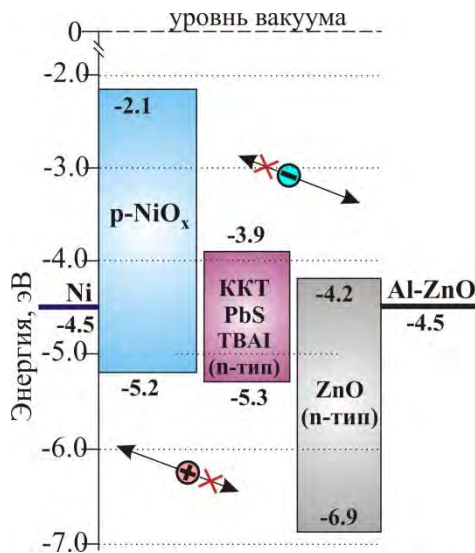


Рис. 2а. Энергетическое строение слоев структуры  $\text{Cr}/\text{Ni}/p\text{-NiO}_x/\text{KKT } n\text{-PbS-TBAI}/n\text{-ZnO}/\text{AZO}$ , на основе которой разработан матричный фотосенсор 640×512 из ККТ PbS со слоем на основе  $p\text{-NiO}_x$ , блокирующим электроны и являющимся транспортным для дырок

## 3. Свойства матричного фотосенсора 640×512 со слоем блокирующим электроны на основе $p\text{-NiO}_x$

Фотография изготовленного матричного фоточувствительного элемента формата 640×512 на основе коллоидных квантовых точек ККТ PbS с кремниевой СБИС считывания и предварительной обработки фотосигналов и верхним электродом из  $\text{Al:ZnO}$  (AZO), смон-

тированного на растре для исследований, показана на рисунке 3а. Исследование спектральной зависимости оптического поглощения суспензии коллоидных квантовых точек сульфида свинца в растворе  $n$ -октана, синтезированных вышеописанным способом с использованием  $\text{PbCl}_2$  в качестве прекурсора свинца, показало наличие первого экситонного пика с максимумом, расположенным на длине волны  $\lambda_{\text{max}} \approx 1,8$  мкм.

лиганда (олеиновая кислота) после обработки йодидом тетра- $n$ -бутиламмония. В качестве прекурсоров свинца и серы при синтезе ККТ PbS применяются хлорид свинца и  $N,N'$ -дифенилтиомочевина. В качестве прозрачного для излучения электрода, использовано покрытие из оксида цинка, допированного алюминием, с образованием твердого раствора в системе  $\text{ZnO-Al}_2\text{O}_3$  (AZO) [12].

Энергетическое строение отдельных слоев структуры, демонстрирующее направления транспорта электронов и дырок в слоях фотосенсора с архитектурой  $\text{Cr}/\text{Ni}/p\text{-NiO}_x/\text{KKT } n\text{-PbS-TBAI}/n\text{-ZnO}/\text{AZO}$ , показано на рис. 2а вместе с аналогичным энергетическим строением слоев структуры  $\text{Cr}/\text{Ni}/\text{KKT } p\text{-PbS-EDT}/\text{KKT } n\text{-PbS-TBAI}/n\text{-ZnO}/\text{AZO}$ , показанным на рис. 2б.

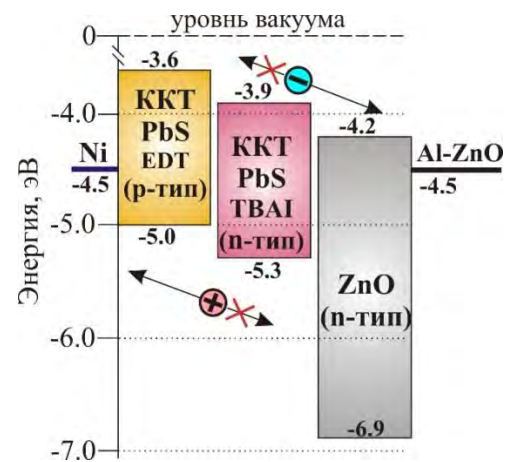


Рис. 2б. Энергетическое строение слоев структуры  $\text{Cr}/\text{Ni}/\text{KKT } p\text{-PbS-EDT}/\text{KKT } n\text{-PbS-TBAI}/n\text{-ZnO}/\text{AZO}$ , на основе которой разработан матричный фотосенсор 640×512 из ККТ PbS со слоем на основе ККТ PbS ( $p\text{-EDT}$ ) [9], блокирующим электроны и являющимся транспортным для дырок

тированного на растре для исследований, показана на рисунке 3а.

Исследование спектральной зависимости оптического поглощения суспензии коллоидных квантовых точек сульфида свинца в растворе  $n$ -октана, синтезированных вышеописанным способом с использованием  $\text{PbCl}_2$  в качестве прекурсора свинца, показало наличие первого экситонного пика с максимумом, расположенным на длине волны  $\lambda_{\text{max}} \approx 1,8$  мкм.

При этом, его ширина на полувысоте (FWHM) составила величину 220 нм, что свидетельствует о достаточно высокой монодисперсности нанокристаллов PbS [13] в поглощающем слое ККТ PbS (*n*-ТВА1), изготовленного матричного фотосенсора. На рисунке 3б показана приведенная к единице спектральная зависимость фоточувствительности  $S_i(\lambda)/S_i(\lambda_{\max})$  матричного фотосенсора 640×512 с кремниевой СБИС считывания и предварительной обработки фотосигналов. Длинноволновая граница фоточувствительности составляет  $\lambda_{\text{гр}} = 1,96$  мкм, ширина полосы чувствительности укладывается в интервал длин волн  $\Delta\lambda = 0,4 \div 2,0$  мкм. Использование эмпирического соотношения  $E_0 = 0,41 + (0,025d^2 + 0,283d)^{-1}$ , устанавливающего связь между энергией оп-

тических переходов  $E_0$  в спектрах оптического поглощения раствора ККТ и диаметром  $d$  наночастиц, полученного в работе [13], показало, что диаметр используемых нами коллоидных квантовых точек составляет величину  $d \approx 9,5\text{--}10$  нм. Исследование формы наночастиц, проведенное методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения, показало, что преобладающей формой ККТ является форма усеченного октаэдра (рис. 4а). Каждая коллоидная квантовая точка имеет восемь граней (111) и шесть граней (100), что подтверждается результатами исследования, проведенного в работе [14]. Строение граней (100) и (111) показано на рис. 4б. Фотография ККТ, полученная с помощью просвечивающей микроскопии, представлена на рис. 4в.

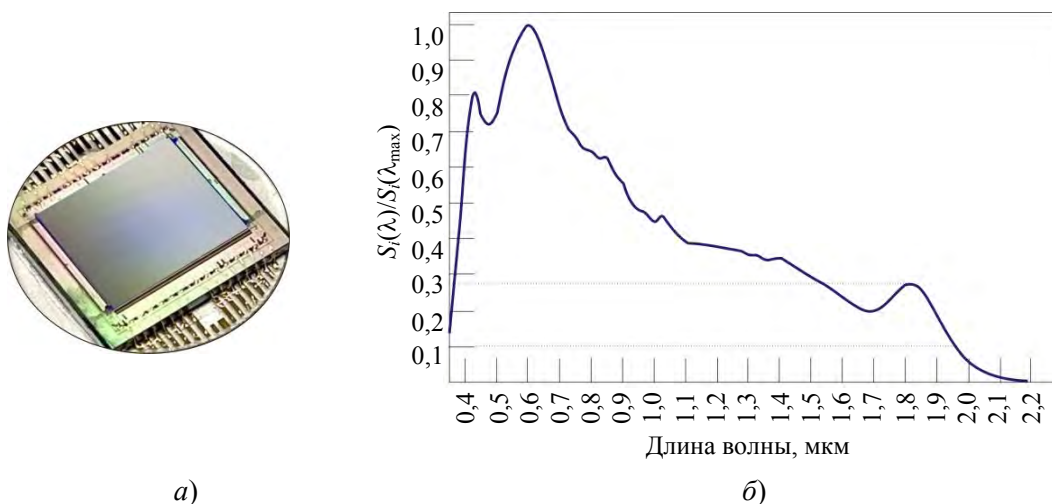


Рис. 3. Матричный фоточувствительный элемент формата 640×512 на основе коллоидных квантовых точек ККТ PbS с архитектурой Cr/Ni/p-NiO<sub>x</sub>/ККТ n-PbS-ТВА1/n-ZnO/AZO с кремниевой СБИС считывания и предварительной обработки фотосигналов: а) – фотография ФЧЭ на растре; б) – приведенная к единице спектральная зависимость фоточувствительности при комнатной температуре

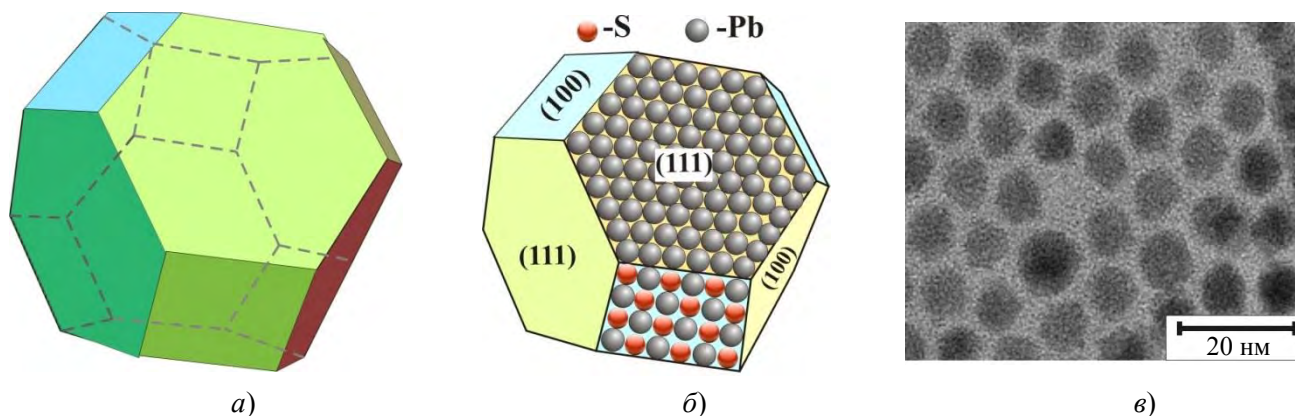


Рис. 4. а) – модель формы ККТ (усеченный октаэдр); б) – строение граней (100) и (111) нанокристалла ККТ; в) – фотография ККТ, полученная с помощью ПЭМ



Вольт-амперная характеристика одного из фоточувствительных элементов, измеренная при комнатной температуре в режиме отсутствия освещения и при освещении от монохроматического источника с длиной волны  $\lambda = 0,94$  мкм и мощностью  $P = 0,072$  Вт·см<sup>-2</sup>, показана на рисунке 5. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) имеют вид, характерный для структур с энергетическим барьером типа  $p-n$ -перехода. Монохроматическая амперваттная чувствительность при нулевом смещении составляет  $S_0 = 0,35$  А/Вт и увеличивается до значения  $S_1 = 7,4$  А/Вт при обратном смещении, равном  $V_{см} = -1,0$  В. Среднее значение  $S_0$ , полученное усреднением амперваттной чувствительности по 7 фоточувствительным элементам, составляет 0,27 А/Вт.

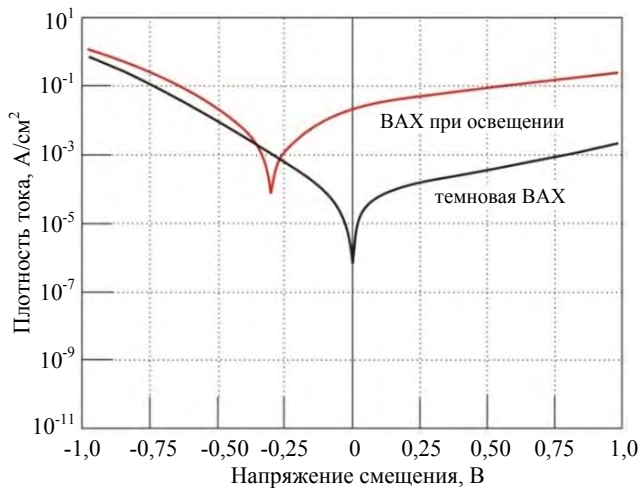


Рис. 5. ВАХ фоточувствительного элемента при заливке от монохроматического источника ( $\lambda = 0,94$  мкм,  $P = 0,072$  Вт·см<sup>-2</sup>) и в отсутствии освещения

Спектральная зависимость удельной обнаружительной способности неохлаждаемого одноэлементного фотосенсора с архитектурой Cr/Ni/p-NiO<sub>x</sub>/KKT n-PbS-TBAI/n-ZnO/AZO, измеренная при освещении от АЧТ с температурой  $T_{АЧТ} = 1273$  К при напряжении смещения  $V_{см}$ , равном 3,0 В, показана на рисунке 6.

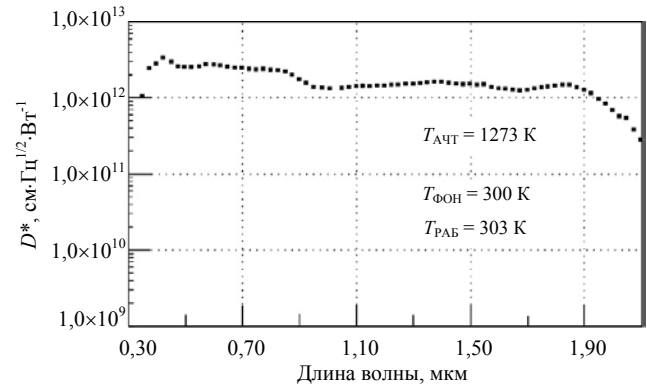
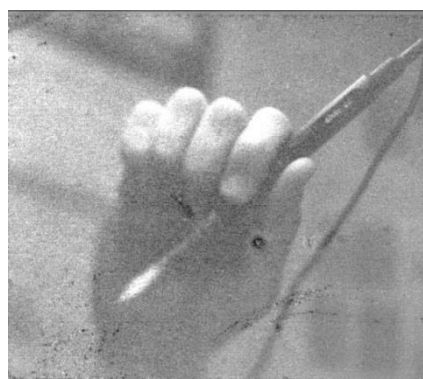


Рис. 6. Спектральная зависимость удельной обнаружительной способности неохлаждаемого одноэлементного фотосенсора с архитектурой Cr/Ni/p-NiO<sub>x</sub>/KKT n-PbS-TBAI/n-ZnO/AZO, измеренная при освещении от АЧТ с температурой  $T_{АЧТ} = 1273$  К ( $V_{см} = 3,0$  В)

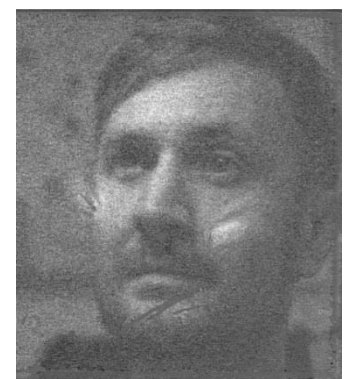
На рисунке 7 представлены фрагменты изображений транспортного узла, руки с паяльником и человеческого лица, полученные в дневное время при освещенности наблюдаемой сцены 300–500 лк с применением матричного фотосенсора 640×512 (шаг 15 мкм). Использовалась одноточечная коррекция и калибровка сигнала по расфокусированному изображению.



а)



б)



в)

Рис. 7. Фрагменты изображений, полученные с применением неохлаждаемого матричного фотосенсора 640×512 (шаг 15 мкм) на основе коллоидных квантовых точек из PbS для области спектра 0,4–2,0 мкм; а) – транспортный узел (500 лк); б) – рука с паяльником (300 лк,  $T_{паяльника} = 300-350$  °С); изображение человеческого лица (300 лк); в скобках указана освещенность сцены во время съемки

#### 4. Заключение

Описанный в настоящей работе матричный фотосенсор  $640 \times 512$  на основе коллоидных квантовых точек из PbS обладает областью фоточувствительности  $0,4\text{--}2,0$  мкм, расширенной по сравнению с приборами на основе твердого раствора  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ . Анализ использования такой расширенной области фоточувствительности в приборах ночного видения, проведенный в работе [15], показал:

а) средняя величина естественной ночной освещенности в отсутствие Луны в области длин волн  $\lambda = 0,6\text{--}0,8$  мкм составляет  $(1,5\text{--}3,0) \times 10^{-5}$  Вт/м<sup>2</sup>·мкм, а в области длин волн  $1,4\text{--}1,8$  мкм она возрастает до  $(6,0\text{--}7,0) \times 10^{-4}$  Вт/м<sup>2</sup>·мкм (рис. 8);

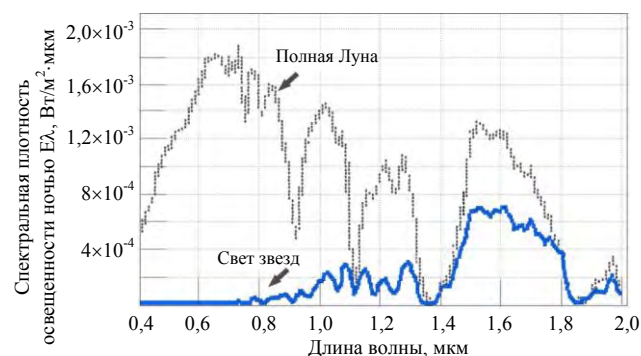


Рис. 8. Спектральная плотность ночной освещенности при наличии полной Луны [16]

б) прозрачность атмосферы в ближней ИК-области заметно выше, чем в видимой. Так, при метеорологической видимости  $S_M = 10$  км пропускание слоя атмосферы толщиной 1 км на длине волны  $\lambda = 0,6$  мкм составляет величину 0,72, а в центре окна прозрачности  $1,4\text{--}1,8$  мкм она возрастает до 0,93;

в) яркость атмосферной дымки уменьшается более, чем в 10 раз в области длин волн  $1,4\text{--}1,8$  мкм по сравнению с видимой областью;

г) уровень естественной ночной освещенности в области спектра  $0,4\text{--}0,9$  мкм в течение ночи меняется от  $10^{-1}$  Вт/м<sup>2</sup> до  $2,5 \times 10^{-5}$  Вт/м<sup>2</sup> (т. е. практически на 4 порядка), а в области спектра  $1,4\text{--}1,8$  мкм это изменение лежит в пределах от  $1,6 \times 10^{-1}$  Вт/м<sup>2</sup> до  $(3\text{--}4) \times 10^{-3}$  Вт/м<sup>2</sup>;

д) величина контраста (объект наблюдения/фон) в области длин волн  $1,4\text{--}1,8$  мкм в  $1,4\text{--}1,5$  раз выше, чем в области  $0,4\text{--}0,9$  мкм.

Это свидетельствует о перспективности использования описанных в работе матричных фотосенсоров с расширенной областью чувствительности  $0,4\text{--}2,0$  мкм для создания отечественных приборов ночного видения с улучшенными характеристиками.

Работа выполнена при поддержке Фонда перспективных исследований.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Попов В. С., Пономаренко В. П. Новая фотосенсорика: 0D vs 2D. – М.: МФТИ, Физтех, 2024.
2. Пономаренко В. П., Попов В. С., Шуклов И. А., Иванов В. В., Разумов В. Ф. / Успехи химии. 2024. Т. 93. № 4. С. RCR5113. <https://doi.org/10.59761/RCR5113>.
3. Hinds S., Klem E., Gregory C., Hilton A., Hames G., Violette K. / Proc. of SPIE. 2020. Vol. 11407. <https://doi.org/10.1117/12.2559115>.
4. Malinowski P. E., Georgitzikis E., Maes J., Vamvaka I., Frazzica F., Van Olmen J., De Moor P., Heremans P., Hens Z., Cheyns D. / Sensors. 2017. Vol. 17. P. 2867. <https://doi.org/10.3390/s17122867>.
5. Gréboval C., Darson D., Parahyba V., Alchaar R., Abadie C., Noguier V., Ferré S., Izquierdo E., Khalili A., Prado Y., Potet P., Lhuillier E. / Nanoscale. 2022. Vol. 14. № 26. P. 9359–9368. <https://doi.org/10.1039/D2NR01313D>.
6. Попов В. С., Пономаренко В. П., Попов С. В. / Прикладная физика. 2023. № 6. С. 45. <https://doi.org/10.51368/1996-0948-2023-6-45-53>.
7. Бурлаков И. Д., Гринченко Л. Я., Дирочка А. И., Залетаев Н. Б. / Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 2. С. 131–162.
8. Martin T., Dixon P., Gagliardi M.-A., Masaun N. / Proc. of SPIE. 2005. Vol. 5726. P. 85–91. <https://doi.org/10.1117/12.596409>.
9. Пономаренко В. П., Попов В. С., Панков М. А., Хамидуллин К. А., Деомидов А. Д., Федоров А. А., Девев Г. Ю., Драгунов Д. Э., Елифанов О. В., Лазарев П. С., Мирофанченко Е. В., Ильинов Д. В., Петрушина В. А., Бурлаков И. Д., Полесский А. В., Старцев В. В., Бричкин С. Б., Спиринов М. Г., Товстун С. А., Гапанович М. В., Гак В. Ю., Гадомская А. В., Певцов Д. Н., Качаба А. В., Кириченко А. С., Демкин Д. В., Иванова В. А., Иванов В. В., Разумов В. Ф. / Прикладная физика. 2025. № 1. С. 54. <https://doi.org/10.51368/1996-0948-2025-1-45-54>.
10. Yin X., Guo Y., Xie H., Que W., Kong L. B. / Sol. RRL. 2018. P. 1900001. <https://doi.org/10.1002/solr.201900001>.

11. Lian X., Chen J., Shan S., Wu G., Chen H. / ACS Appl. Mater. Interfaces. 2020. Vol. 12. № 41. P. 46340–46347. <https://doi.org/10.1021/acsami.0c11731>.
12. Ajili M., Jebbari N., Turki N. K., Castagné M. / International Renewable Energy Congress. 2010. IREC2010, November 5–7, Sousse, Tunisia. P. 305–309.
13. Moreels I., Lambert K., Smeets D., De Muynck D., Nollet T., Martins J. C., Vanhaecke F., Van-tomme A., Delerue C., Allan G., Hens Z. / ACS Nano. 2009. Vol. 3. № 10. P. 3023–3030. <https://doi.org/10.1021/nn900863a>.
14. Beygi H., Abdolkarim Sajjadi S., Babakhani A., Young J. F., van Veggel F. C. J. / Applied Surface Science. 2018. Vol. 457. P. 1–10. <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2018.06.152>.
15. Гусарова Н. И., Коцавцев Н. Ф., Понов С. В. / Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 3. С. 288–292. <https://doi.org/10.1134/S1064226916100144>.
16. Voilmerhausen R., Maurer T. / Proc. of SPIE. 2003. Vol. 5076. P. 60–69. <https://doi.org/10.1117/12.487189>.

PACS: 85, 85.60.–q

## Extended spectral response (0.4–2.0 $\mu\text{m}$ ) uncooled colloidal quantum dot PbS photodetector for large format 640×512 with electron blocking layer based on p-NiO<sub>x</sub>

V. P. Ponomarenko<sup>1,2</sup>, V. S. Popov<sup>1,2,\*</sup>, M. A. Pankov<sup>1</sup>, K. A. Khamidullin<sup>1</sup>, A. D. Deomidov<sup>1</sup>, A. A. Fedorov<sup>1</sup>, G. Yu. Deev<sup>1</sup>, D. E. Dragunov<sup>1</sup>, O. V. Epifanov<sup>1</sup>, S. I. Zaripov<sup>1</sup>, P. S. Lazarev<sup>1</sup>, E. V. Mirofyanchenko<sup>1</sup>, D. V. Ilyinov<sup>1</sup>, V. A. Petrushina<sup>1</sup>, I. D. Burlakov<sup>1</sup>, A. V. Polesky<sup>1</sup>, V. V. Startsev<sup>1</sup>, S. B. Brichkin<sup>2,3</sup>, M. G. Spirin<sup>2,3</sup>, S. A. Tovstun<sup>2,3</sup>, M. V. Gapanovich<sup>2,3</sup>, V. Yu. Gak<sup>2,3</sup>, A. V. Gadomska<sup>2,3</sup>, D. N. Pevtsov<sup>2</sup>, A. V. Katsaba<sup>2</sup>, A. S. Kirichenko<sup>2</sup>, D. V. Demkin<sup>2</sup>, V. A. Ivanova<sup>2</sup>, V. V. Ivanov<sup>2</sup> and V. F. Razumov<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> RD&P Center ORION, JSC, Moscow, 111538 Russia

\* E-mail: [popov.vs@mipt.ru](mailto:popov.vs@mipt.ru)

<sup>2</sup> Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow Region, 141701 Russia

<sup>3</sup> Federal Research Center of Problems of Chemical Physics and Medicinal Chemistry  
Russian Academy of Science, Chernogolovka, Moscow Region, 142432 Russia

Received 3.03.2025; revised 25.03.2025; accepted 7.04.2025

**Imaging in the infrared wavelength with extended spectral range from 0.4  $\mu\text{m}$  to 2.0  $\mu\text{m}$  has been fundamental for scientific, civil and special applications. In this paper structure and main characteristics of large format 640×512 (pitch 15  $\mu\text{m}$ ) photodetector with extended spectral response (0.4–2.0  $\mu\text{m}$ ) based on colloidal quantum dot were presented. The main part of photocurrent was generated in CQDs n-PbS-TBAI layer. This layer was fabricated by solid-state exchange of initial long-chain ligand (oleic acid) with iodine after tetra-n-butylammonium (TBAI) treatment. Electron blocking layer (hole transport layer) fabricated by deposition of p-NiO<sub>x</sub>. Hole blocking layer (electron transport layer) was made by deposition of n-ZnO.**

**Keywords:** colloidal quantum dot (CQD); ligand; transport layer; photosensor.

### REFERENCES

1. Popov V. S. and Ponomarenko V. P. New photosensors: 0D vs 2D. Moscow, MIPT, 2024.
2. Ponomarenko V. P., Popov V. S., Shuklov I. A., Ivanov V. V. and Razumov V. F., Russ. Chem. Rev. **93** (4), RCR5113 (2024). <https://doi.org/10.59761/RCR5113>.
3. Hinds S., Klem E., Gregory C., Hilton A., Hames G. and Violette K., Proc. of SPIE **11407** (2020). <https://doi.org/10.1117/12.2559115>.
4. Malinowski P. E., Georgitzikis E., Maes J., Vamvaka I., Frazzica F., Van Olmen J., De Moor P., Heremans P., Hens Z. and Cheyns D., Sensors **17**, 2867 (2017). <https://doi.org/10.3390/s17122867>.



5. Gréboval C., Darson D., Parahyba V., Alchaar R., Abadie C., Noguier V., Ferré S., Izquierdo E., Khalili A., Prado Y., Potet P. and Lhuillier E., *Nanoscale* **14** (26), 9359–9368 (2022). <https://doi.org/10.1039/D2NR01313D>
6. Popov V. S., Ponomarenko V. P. and Popov S. V., *Journal of Communications Technology and Electronics* **69** (4–6), 219–226 (2024). <https://doi.org/10.51368/1996-0948-2023-6-45-53>.
7. Burlakov I. D., Grinchenko L. Y., Dirochka A. I. and Zaletaev N. B., *Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics)* **2** (2), 131–136 (2014) [in Russian].
8. Martin T., Dixon P., Gagliardi M.-A. and Masaun N., *Proc. of SPIE* **5726**, 85–91 (2005). <https://doi.org/10.1117/12.596409>.
9. Ponomarenko V. P., Popov V. S., Pankov M. A., Khamidullin K. A., Deomidov A. D., Fedorov A. A., Deev G. Yu., Dragunov D. E., Epifanov O. V., Lazarev P. S., Mirofyanchenko E. V., Ilyinov D. V., Petrushina V. A., Burlakov I. D., Polesky A. V., Startsev V. V., Brichkin S. B., Spirin M. G., Tovstun S. A., Gapanovich M. V., Gak V. Yu., Gadomska A. V., Pevtsov D. N., Katsaba A. V., Kirichenko A. S., Demkin D. V., Ivanova V. A., Ivanov V. V. and Razumov V. F., *Applied Physics*, № 1, 45–54 (2025). <https://doi.org/10.51368/1996-0948-2025-1-45-54>.
10. Yin X., Guo Y., Xie H., Que W. and Kong L. B., *Sol. RRL*, 1900001 (2018). <https://doi.org/10.1002/solr.201900001>.
11. Lian X., Chen J., Shan S., Wu G. and Chen H., *ACS Appl. Mater. Interfaces* **12** (41), 46340–46347 (2020). <https://doi.org/10.1021/acsmami.0c11731>.
12. Ajili M., Jebbari N., Turki N. K. and Castagné M., *International Renewable Energy Congress 2010 (IREC2010, November 5–7, Sousse, Tunisia)*, pp. 305–309.
13. Moreels I., Lambert K., Smeets D., De Muynck D., Nollet T., Martins J. C., Vanhaecke F., Vantomme A., Deleue C., Allan G. and Hens Z., *ACS Nano* **3** (10), 3023–3030 (2009). <https://doi.org/10.1021/nn900863a>.
14. Beygi H., Abdolkarim Sajjadi S., Babakhani A., Young J. F. and van Veggel F. C. J., *Applied Surface Science* **457**, 1–10 (2018). <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2018.06.152>.
15. Gusarova N. I., Koshchavtsev N. F. and Popov S. V., *J. Commun. Technol.* **61** (10), 1211–1214 (2016).
16. Voilmerhausen R. and Maurer T., *Proc. of SPIE* **5076**, 60–69 (2003). <https://doi.org/10.1117/12.487189>.

#### Об авторах

**Пономаренко Владимир Павлович**, главный конструктор, заведующий кафедрой, д.ф.-м.н., профессор, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9), Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9). E-mail: 2392325@gmail.com. SPIN-код РИНЦ 6882-8721, Author ID 171358

**Попов Виктор Сергеевич**, начальник центра, заведующий лабораторией, доцент, к.х.н., АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9), Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9). E-mail: popov.vs@mipt.ru. SPIN-код РИНЦ 5846-8066, Author ID 862015

**Панков Михаил Александрович**, начальник лаборатории, к.ф.-м.н., АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: mpa.off@gmail.com. SPIN-код РИНЦ 7160-9289, Author ID 145651

**Хамидуллин Камиль Алиевич**, руководитель группы, начальник отдела, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: kamii1986@list.ru. SPIN-код РИНЦ 4091-3295, Author ID 710558

**Деомидов Александр Дмитриевич**, ведущий инженер, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: aleks.deomidov@mail.ru. SPIN-код РИНЦ 7744-0080, Author ID 760104

**Федоров Артем Алексеевич**, инженер 2 кат., АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9).

**Деев Герман Юрьевич**, инженер 2 кат., АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: deew.german@ya.ru. SPIN-код РИНЦ 9119-4550, Author ID 1281139

**Драгунов Денис Эдуардович**, инженер 1 кат., АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: dragunov-de@gmail.com. SPIN-код РИНЦ 9757-8370, Author ID 1234132

**Эпифанов Олег Владимирович**, ведущий инженер, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9).

**Зарипов Шамиль Ильнурович**, инженер, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9).

**Лазарев Павел Сергеевич**, ведущий инженер, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9).

**Мирофянченко Екатерина Васильевна**, руководитель группы, к.т.н., АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: mirofianchenko@gmail.ru. SPIN-код РИНЦ 1825-9300, Author ID 1157308

**Ильинов Денис Владимирович**, инженер 1 кат., АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: dv.iljinov@physics.msu.ru. SPIN-код РИНЦ 2401-2262, Author ID 1033906

**Петрушина Виктория Алексеевна**, инженер-технолог, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9).

**Бурлаков Игорь Дмитриевич**, заместитель генерального директора по инновациям и науке, д.т.н., профессор, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: idbur@orion-ir.ru. SPIN-код РИНЦ 6042-3634, Author ID 171368

**Полесский Алексей Викторович**, главный конструктор по НИОКР, к.т.н., АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: av22236@VK.ru. SPIN-код РИНЦ 3992-4520, Author ID 571156

**Старцев Вадим Валерьевич**, генеральный директор, к.т.н., АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: orion@orion-ir.ru. SPIN-код РИНЦ 4028-7138, Author ID 942991

**Бричкин Сергей Борисович**, заведующий отделом, главный научный сотрудник, д.х.н., Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9), Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН (142432, Россия, Московская обл., г. Черноголовка, проспект академика Семенова, д. 1). E-mail: brichkin@icp.ac.ru. SPIN-код РИНЦ 1534-8054, Author ID 44021

**Спирин Максим Геннадьевич**, старший научный сотрудник, ведущий научный сотрудник, к.х.н., Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9), Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН (142432, Россия, Московская обл., г. Черноголовка, проспект академика Семенова, д. 1). E-mail: max2004@icp.ac.ru. SPIN-код РИНЦ 9434-0999, Author ID 54508

**Товстун Сергей Александрович**, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н., доцент, Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9), Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН (142432, Россия, Московская обл., г. Черноголовка, проспект академика Семенова, д. 1). E-mail: tovstun@icp.ac.ru. SPIN-код РИНЦ 6114-3430, Author ID 874253

**Гапанович Михаил Вячеславович**, старший научный сотрудник, к.х.н., Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9), Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН (142432, Россия, Московская обл., г. Черноголовка, проспект академика Семенова, д. 1). E-mail: gmw1@mail.ru. Author ID 156921

**Гак Владимир Юрьевич**, научный сотрудник, Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9), Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН (142432, Россия, Московская обл., г. Черноголовка, проспект академика Семенова, д. 1). E-mail: gak@icp.ac.ru. SPIN-код РИНЦ 6311-9408, Author ID 56719

**Гадомская Анна Владимировна**, старший научный сотрудник, к.х.н., Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9), Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН (142432, Россия, Московская обл., г. Черноголовка, проспект академика Семенова, д. 1).

**Певцов Дмитрий Николаевич**, инженер-технолог, младший научный сотрудник, Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9). E-mail: pevtsov.dn@phystech.edu. SPIN-код РИНЦ 3117-5473, Author ID 1147563

**Кацаба Алексей Викторович**, старший научный сотрудник, заместитель заведующего лабораторией, к.ф.-м.н., Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9). E-mail: atsaba@sci.lebedev.ru. SPIN-код РИНЦ 5974-0289, Author ID 724698

**Кириченко Алексей Сергеевич**, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н., Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9). E-mail: kirichenko@cosmos.ru. SPIN-код РИНЦ 9922-1027, Author ID 342444

**Дёмкин Дмитрий Викторович**, младший научный сотрудник, Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9).

**Иванова Валерия Антоновна**, научный сотрудник, к.ф.-м.н., Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9). E-mail: adu\_99@mail.ru. SPIN-код РИНЦ 4277-9943, Author ID 1205481

**Иванов Виктор Владимирович**, директор института квантовых технологий МФТИ, д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН, Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9). E-mail: Ivanov.vv@mirt.ru. SPIN-код РИНЦ 1856-3914, Author ID 19128

**Разумов Владимир Федорович**, главный научный сотрудник, заведующий лабораторией, д.ф.-м.н., профессор, чл.-корр. РАН, Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9). Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН (142432, Россия, Московская обл., г. Черноголовка, проспект академика Семенова, д. 1). E-mail: azumov@icp.ac.ru. SPIN-код РИНЦ 1361-7759, Author ID 44050

УДК 621.  
EDN: KSQPZI

PACS: 85.60.–g

**Новый прекурсор серы для синтеза экологически безопасных коллоидных квантовых точек  $\text{CuInS}_2$** © И. А. Шуклов\*, А. В. Серая, А. Ю. Шалагин, В. В. Лим, Т. Миленкович,  
О. В. Вершинина, В. О. Яковлев, В. С. Попов, В. В. Иванов

Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),  
г. Долгопрудный, Московская область, 141701 Россия  
\* E-mail: shuklov.ia@mipt.ru

Статья поступила в редакцию 29.11.2024; после доработки 4.02.2025; принята к публикации 10.02.2025  
Шифр научной специальности: 1.3.11

**Разработан новый прекурсор серы, полученный при растворении элементарной серы в децане-1 при повышенных температурах и давлениях. Детально исследован синтез экологически безопасных коллоидных квантовых точек  $\text{CuInS}_2$  для видимого диапазона с использованием данного прекурсора. Проведено сравнение прекурсоров индия, различных температурных и концентрационных режимов синтеза. Для полученных образцов наночастиц проведена характеристика их состава и спектральных характеристик. Продемонстрирована возможность использования этого прекурсора серы для получения наночастиц  $\text{AgInS}_2$ . На основе полученных материалов получены тонкие пленки и продемонстрирована принципиальная возможность создания фоточувствительных структур.**

**Ключевые слова:** меди индия сульфид, высокотемпературный коллоидный синтез, прекурсор, квантовые точки.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-2-21-30

Возможность удобного направленного изменения спектрального диапазона чувствительности и простота нанесения коллоидных растворов квантовых точек на подложки делают их особенно интересными для применений в электронике [1, 2]. В частности, применение коллоидных квантовых точек для видимого диапазона уже достигло коммерческих применений [3]. Мониторы телевизоров и компьютеров по технологии QLED можно найти в супермаркетах электроники. Оптимизация этой технологии позволила снизить стоимость устройств и обеспечить их массовое производство. Синтез ККТ CdSe, используемых в данной технологии в качестве люминофоров, является хорошо отлаженным [4]. При этом существенным недостатком данной технологии является высокая токсичность соеди-

нений кадмия, используемых при производстве ККТ CdSe и возможность загрязнений среды при повреждении устройств на их основе [5, 6]. Это обстоятельство является сильным сдерживающим фактором для производства солнечных батарей на основе ККТ CdSe.

В качестве альтернативы ККТ CdSe может использоваться ряд других нанокристаллов с поглощением в видимом диапазоне спектра – на основе менее токсичных и более экологически безопасных неорганических материалов, например, перовскитов  $\text{CsPbX}_3$  или тройных халькогенидов индия I-III-VI типа  $\text{MInZ}_2$  ( $\text{M} = \text{Cu}, \text{Ag}, \text{Z} = \text{S}, \text{Se}, \text{Te}$ ) с кристаллической структурой халькопирита. При этом перовскиты, обладая хорошими оптическими свойствами, имеют очень низкую стабильность к гидролизу на влажном воздухе с отно-

сительной влажностью 50 % и выше [7, 8]. Высокая чувствительность в влаге является одной из самых главных и сложноразрешимых проблем для внедрения солнечных батарей на основе перовскитов. Тройные халькогениды индия, такие как  $\text{CuInS}_2$  и  $\text{AgInS}_2$ , выглядят более привлекательным материалом, т. к. они обладают поглощением и люминесценцией в видимом диапазоне и при этом они совершенно не подвержены гидролизу [9]. Также квантовые точки обладают высоким потенциалом для применения в фотокатализе для очистки сточных вод и фоторазложения воды [10].

$\text{CuInS}_2$  обладает шириной запрещенной зоны, оцениваемой в 1,53 эВ, и радиусом экситона Бора 4 нм [11].  $\text{AgInS}_2$  обладает шириной запрещенной зоны, оцениваемой в 1,87 эВ, для объемного материала и радиусом экситона Бора 5,5 нм.

Синтез тройных точек сульфидов индия осуществляется либо сольвотермически, либо методом высокотемпературного коллоидного синтеза. В качестве прекурсоров серы для синтеза наночастиц  $\text{CuInS}_2$  чаще всего используется додекантиол-1 при температурах 220–250 °С [12, 13]. В некоторых случаях были использованы бистриметилсилилсульфид [14], ди-трет-бутил дисульфид [15] и дифенилфосфин сульфид [16]. Все вышеуказанные реагенты – прекурсоры серы, не производятся российской химической промышленностью, что делает поиск эффективных альтернатив привлекательным.

## Результаты и обсуждение

В рамках наших исследований, направленных на поиск альтернативных методов синтеза халькогенидных квантовых точек, были предложены методы получения ККТ PbS и MTe ( $M = \text{Cd}, \text{Hg}, \text{Pb}, \text{Zn}$ ) [17, 18].

Для получения квантовых точек сульфидов индия было решено разработать прекурсор серы на основе децена-1 российского производства. Прекурсор на основе элементарного селена растворенного в децене-1 был успешно нами использован в синтезе коллоидных квантовых точек HgSe [19]. По аналогии с ним было предложено применить рас-

твор элементарной серы в децене-1. Серная вулканизация каучука элементарной серой и родственные ей полимеризация алкенов в присутствии серы достаточно хорошо изученные процессы [20]. Реагенты на основе растворов серы в более длинноцепочечном алкене, а именно октадецене-1, были ранее использованы в синтезе наночастиц PbS [21] и  $\text{CuInS}_2$  [22], CdS [23]. К сожалению, октадецен-1 российского производства на данный момент коммерчески недоступен, поэтому мы взяли децен-1.

Внедрение серы по C-H может происходить при более низких температурах, чем внедрение селена. Действительно, полное растворение серы в децене-1 наблюдается уже при температуре в 120 °С. При этом в полученном растворе серы преобладают полисульфиды, что находит подтверждение в химическом поведении и спектральных характеристиках полученных растворов. Так, при охлаждении растворов, полученных при 150 °С, выделяется элементарная сера, которая снова переходит в раствор при нагревании (рис. 1). Повышение температуры до 170 °С приводит к необратимому растворению серы и растворам с более насыщенной окраской. В то же время в спектре поглощения наблюдаются окрашенные продукты, спектры которых аналогичны спектрам описанных органических полисульфидов [24, 25]. Край поглощения смещается в длинноволновую область в процессе реакции.

Для исследования образования наночастиц  $\text{CuInS}_2$  был выбран прекурсор, образующийся при растворении 0,4 М серы в 10 мл децена-1 при 150 °С. В качестве высокотемпературных аполярных растворителей были протестированы декан и цетан – российского производства. Использование декана ( $T_{\text{кип}} = 174$  °С) позволяет проводить синтезы при температурах до 150 °С, при использовании цетана ( $T_{\text{кип}} = 286$  °С) до 250 °С. Более высокие температуры синтезов не доступны т. к. проведения реакции в токе аргона приводит к удалению растворителя с потоком инертного газа из реакционной смеси при температурах близких к температурам кипения. В качестве исходных индия были протестированы галогениды индия ( $\text{InCl}_3$  и  $\text{InI}_3$ ) и стеарат индия. Галогениды индия вследствие своей высокой

гигроскопичности менее удобны в качестве прекурсоров металлов. Для всех протестированных систем смесь хлорида меди и солей индия образует гомогенные растворы в смеси

олеиламин+алкан при температурах порядка 100 °С. Синтез ККТ CuInS<sub>2</sub> проводился впрыскиванием прекурсора серы к смеси прекурсоров металлов (табл. 1).

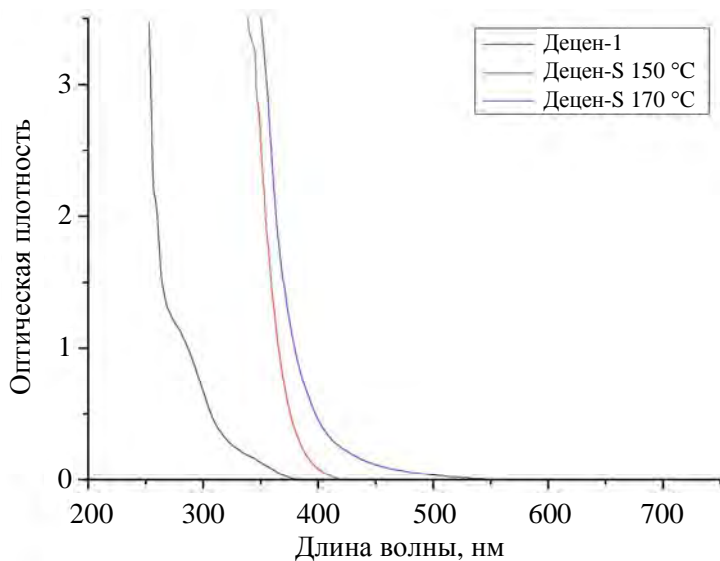


Рис. 1. Спектры поглощения децена и 0,4 М раствора элементарной серы в 1-децене при разных температурах растворения

Таблица 1

Синтезы CuInS<sub>2</sub>, вариация прекурсоров индия

Прекурсор In	Растворитель	Температура, °С	Размер частиц, нм	Стандартное отклонение размера, нм
InCl <sub>3</sub>	декан	150	9,0	2,07
InCl <sub>3</sub>	цетан	150	14,3	2,05
InI <sub>3</sub>	декан	150	4,9	0,84
In(OOCC <sub>17</sub> H <sub>33</sub> ) <sub>3</sub> (InSt <sub>3</sub> )	декан	150	19	3,30

В качестве прекурсора индия были исследованы хлорид индия, йодид индия и стеарат индия. При постановке синтезов CuInS<sub>2</sub> в однотипных условиях при 150 °С с остановкой реакции после 90 минут, средний размер частиц сильно зависит от прекурсора металла. Размерно-структурные характеристики квантовых точек были определены методами просвечивающей электронной микроскопии. Наименьшим средним диаметром, равным 5 нм, обладали частицы, полученные с йодидом индия. В то время как со стеаратом индия был зафиксирован наибольший средний размер частиц в 19 нм. Также было исследовано влияние среды на средний размер частиц и проведены синтезы в декане и цетане с хлоридом индия в качестве прекурсора. Цетан позволяет проводить синтезы при более высоких

температурах. В декане были получены наночастицы меньшего среднего размера 9 нм, в то же время в цетане в аналогичных условиях средний размер точек составлял 14 нм. Это может быть связано с большой разницей в вязкости этих двух алканов, а именно 0,850 мПа·с для декана и 3,03 мПа·с для цетана. В более вязком растворителе были получены наночастицы большего размера [26]. Значения стандартных отклонений размера наночастиц растет с ростом размера частиц. Стоит отметить, что в силу высокой гигроскопичности галогенидов индия взвешивание этих солей в обычной атмосфере затруднено, в то же время использование стеарата индия не требует специальных условий для взвешивания.

Полученные квантовые точки обладают ярко выраженным максимумом люминесцен-

ции на 540 нм со всеми исследованными прекурсорами, а также при всех исследованных температурах от 110 °С до 150 °С с  $\text{InCl}_3$  в качестве прекурсора (рис. 2а). Схожее поведение было описано ранее для наночастиц  $\text{CuInS}_2$ , синтезированных сольвотермальным способом [27]. Это объясняется тем, что полученные наночастицы обладают размером, превышающим радиус экситона Бора для данного материала. Интенсивность люминесценции зависит от условий реакции.

Форма спектра поглощения зависит от максимального размера частиц и распределения по размерам с краем поглощения порядка 650 нм (рис. 2б). Анализ ПЭМ-изображений (рис. 3а) показал, что полученные наночастицы  $\text{CuInS}_2$  обладают формой тетраэдра и усеченного тетраэдра, что типично для данного ма-

териала. Распределение по размерам (рис. 3б) аппроксимируется логнормальной функцией, средний размер частиц равен около 9 нм.

Картинки электронной дифракции выбранной области (SAED), полученные от наночастиц (рис. 4а), указывают на наличие кристаллической фазы халькопирита  $\text{CuInS}_2$  с тетрагональной сингонией. На дифракционной картине присутствуют рефлексы (112), (204), (312), что соответствует межплоскостным расстояниям 3,196, 1,959, 1,666 Å. В спектре пропускания наблюдаются сигналы валентных колебаний С-Н групп при  $2923 \text{ см}^{-1}$  (метилен) и  $2853 \text{ см}^{-1}$  (метил), а также деформации  $\text{CH}_2$  группы при  $1464 \text{ см}^{-1}$ . Также в ИК-диапазоне наблюдается очень широкий сигнал поглощения, связанный, вероятно, с внутризонным переходом в нанокристаллах.

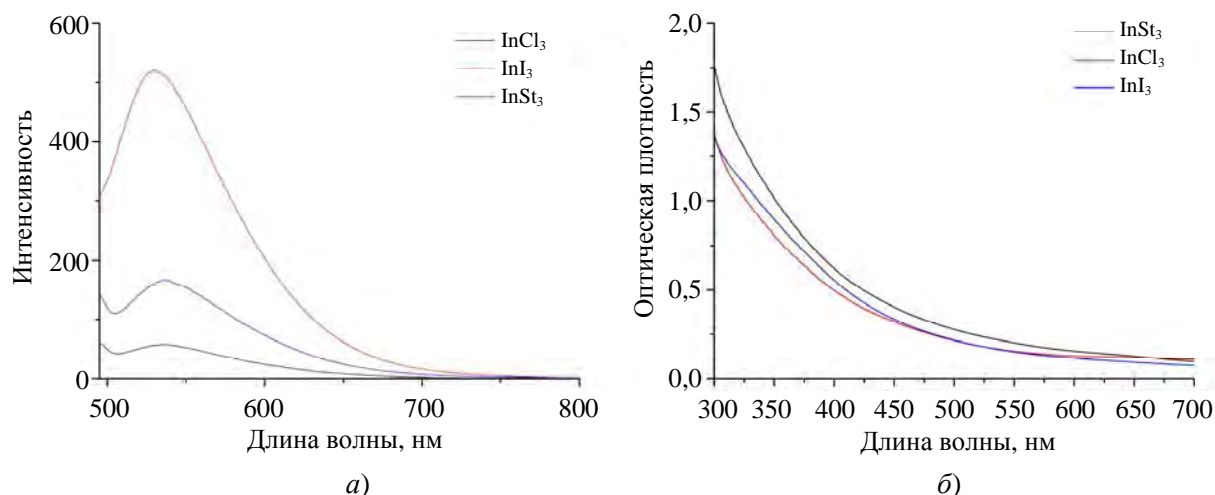


Рис. 2. Спектры а) люминесценции и б) поглощения (видимый диапазон, 300–700 нм) ККТ  $\text{CuInS}_2$ , полученных с использованием разных прекурсоров при 150 °С в декане

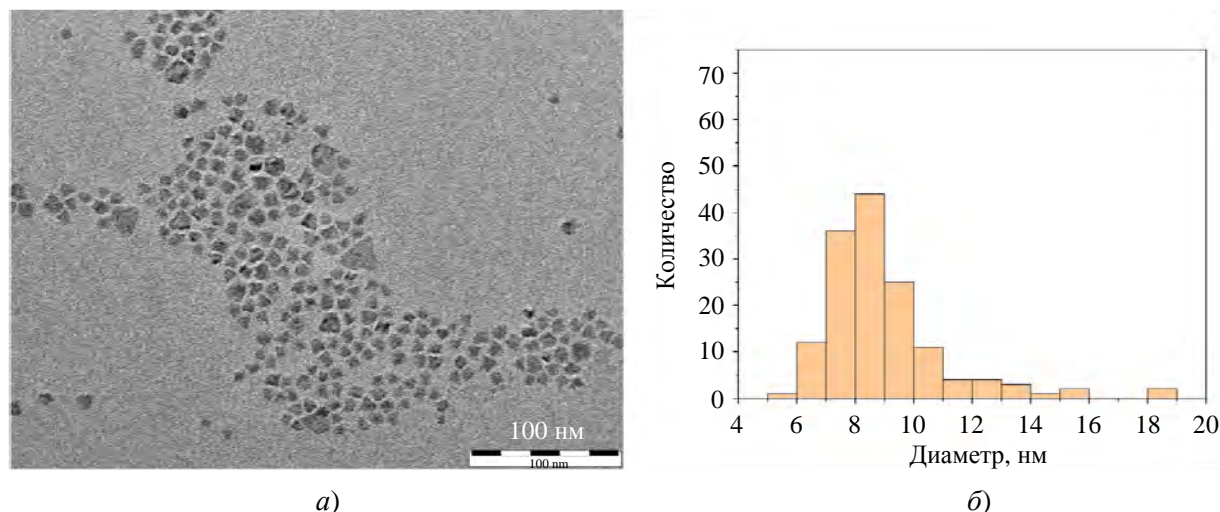
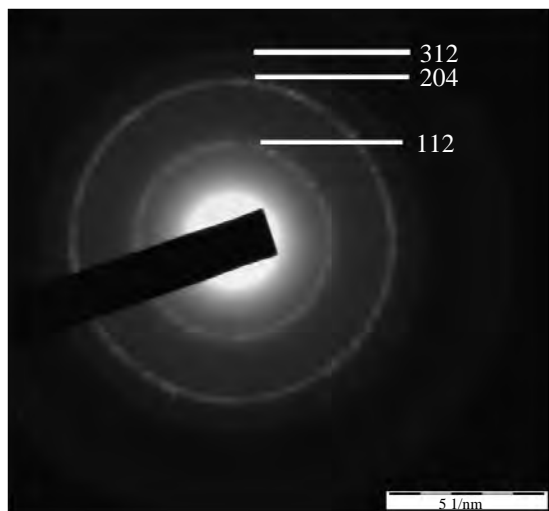


Рис. 3. а) ПЭМ-изображение и б) распределение по размерам ККТ  $\text{CuInS}_2$

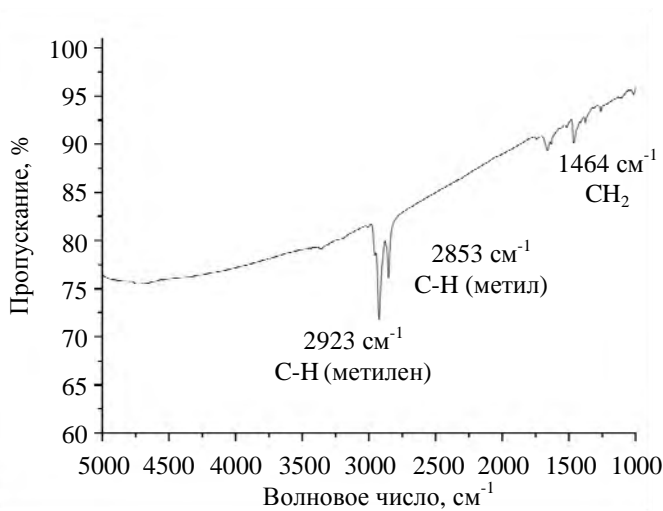


На основе полученного золь было изучено создание тонких пленок ККТ. При нанесении на поверхности из стекла или на встречно-штыревые электроды из золота на окисленном кремнии были получены образцы тонких слоев с лигандной оболочкой, замещенной на роданид анионы с использова-

нием  $\text{NH}_4\text{SCN}$  в изопропанол (рис. 5). Согласно данным АСМ, полученные пленки обладают гладкой, ровной и равномерной поверхностью без выраженных краевых эффектов с наблюдаемой средней шероховатостью в 10 нм при толщине пленки порядка 100 нм.

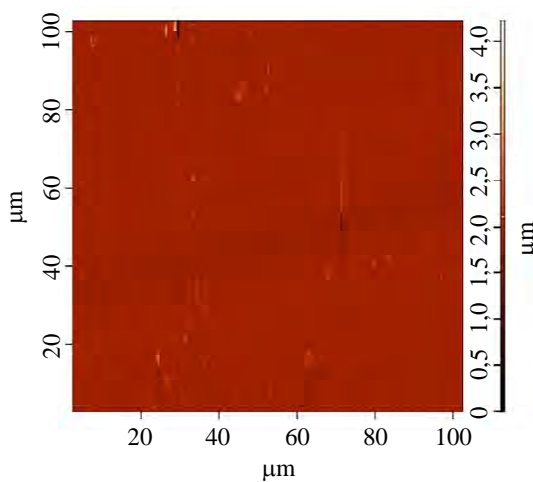


а)

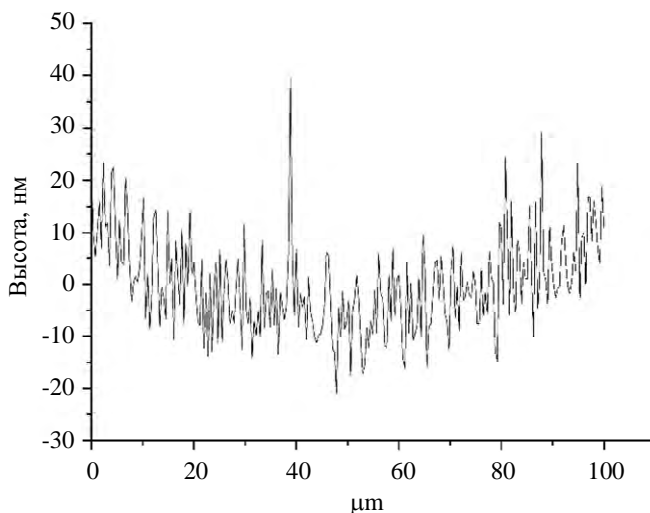


б)

Рис. 4. а) SAED-изображение; б) спектры ИК в диапазоне 5000–1000  $\text{см}^{-1}$ ; наночастиц  $\text{CuInS}_2$



а)



б)

Рис. 5. Изображение поверхности и профиль среза пленки ККТ  $\text{CuInS}_2$ , полученной с заменой лигандов

Измерения фотооткликов проводили на установке собственной разработки, включающей источник-измеритель тока и напряжения Keithley 2636 В, при ортогональной засветке образца от светодиода на длине волны 405 нм. В ходе измерений ячейка с образцом продувалась аргоном для исключения эффектов, свя-

занных с влиянием окружающей атмосферы. При измерениях фиксировались значения тока, протекающего через одиночный фоторезистор, от времени при постоянном напряжении на образце, равном 1 В. Продолжительность засветки составляла 30 с при скважности 2 (рис. 6).

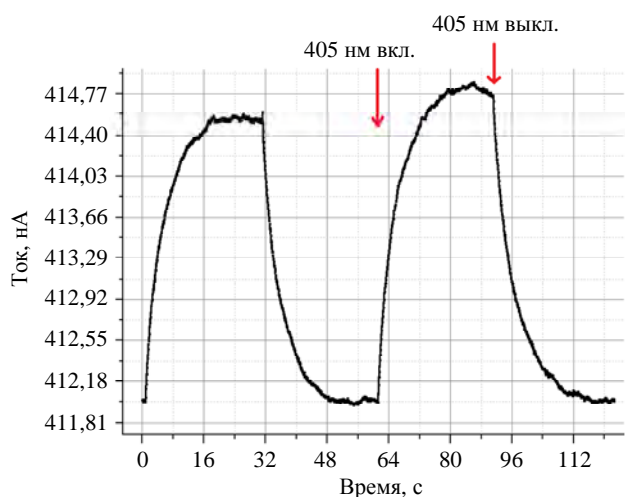


Рис. 6. Характерный вид зависимости тока от времени при включении и выключении засветки от источника 405 нм

Среднее значение амплитуды фототока для образца составила 2,5 нА. Ампер-ваттная чувствительность составила в среднем 19,5 мкА/Вт. Время нарастания (время увеличения фототока с уровня 10 % до уровня 90 % от максимума) и время спада (время уменьшения фототока с уровня 90 % до уровня 10 % от максимума) фототока:

$$t_{0,1-0,9} = 10,8 \text{ с}$$

$$t_{0,9-0,1} = 9,21 \text{ с}$$

Полученные высокие значения времени нарастания и спада, как правило, не характерны для процессов детектирования по фотонному механизму и могут иметь вклад параллельно протекающих тепловых процессов.

Разработанная методика синтеза наночастиц  $\text{CuInS}_2$  была использована в синтезе наночастиц  $\text{AgInS}_2$ . Было установлено, что в случае серебра методика менее общая, чем для меди. Для синтеза данных наночастиц невозможно использовать галогениды индия в качестве прекурсора, т. к. в условиях реакции они образуют нерастворимые галогениды серебра. При использовании смеси стеарата индия и серебра могут быть получены коллоидные наночастицы  $\text{AgInS}_2$  с максимумом пика поглощения на 585 нм. Изменяя время реакции, можно варьировать оптические свойства, получаемых нанокристаллов (рис. 7).

Планируется дальнейшее исследование применения данного прекурсора для синтеза нанокристаллов халькопиритов  $\text{AB}_2\text{S}_2$ , где  $A = \text{Cu, Ag}$ ;  $B = \text{Ga, In, Bi}$ .

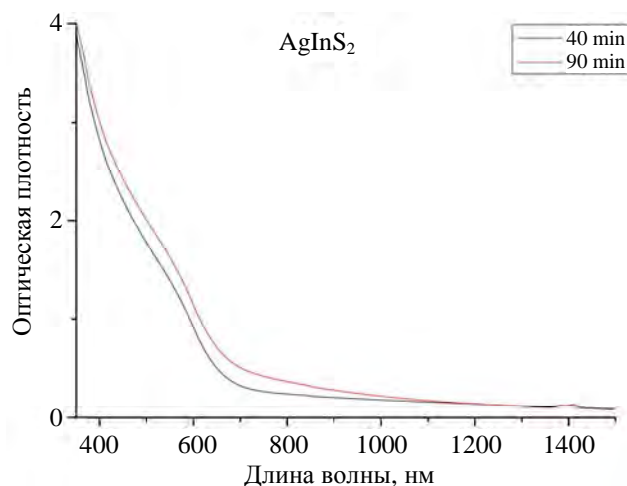


Рис. 7. Спектры поглощения  $\text{AgInS}_2$ , полученные при 150 °C

## Экспериментальная часть

### Реактивы.

Следующие химикаты были использованы в синтезе ККТ  $\text{CuInS}_2$  и  $\text{AgInS}_2$  без дополнительной очистки: хлорид меди (99 %, Ланхит), хлорид индия (99 %, Ланхит), йодид индия (99 %, Ланхит), сера (99,99999 %, ре-ахим), децен-1 (90 %, Вектон), нитрат серебра (хч, Вектон), гексан (99 % HPLC grade, MacronFineChemicals) и этанол (reagent grade, Khimmed), декан (осч, компонент-реактив), цетан (осч, компонент-реактив), олеиламин (80–90 %, Acros), который был высушен нагревом (100 °C) при пониженном давлении (1 мбар). Стеарат индия был получен по литературной методике из металлического индия [28]. Стеарат серебра был получен из нитрата серебра [29].

### Методы измерений.

Для исследования размеров, морфологии и структуры наночастиц использовался просвечивающий электронный микроскоп (ПЭМ) JEM-2100 производства компании JEOL (Япония) с ускоряющим напряжением 200 кВ. Анализ кристаллической структуры проводился путем сопоставления межплоскостных расстояний, измеренных по полученным SAED-изображениям, со значениями из базы данных для кристаллических структур. Оптические свойства оценивались методами спектро-фотометрии с помощью спектро-фотометра (JASCO V-770, JACSO) и методом спектрометрии на ИК Фурье спектромет-

ре (Spectrum 100, PerkinElmer) с приставкой много-кратного нарушенного полного внутреннего отражения (МНПВО), оснащённой призмами из Ge и ZnSe (угол падения  $45^\circ$ , число отражений 25), источник-измеритель Keithley 4200A-SCS, лазер 405 нм. С помощью атомно-силового микроскопа NT-MDT SolverPRO в полуконтактном режиме была исследована морфология поверхности тонких пленок.

#### *Получение прекурсора серы*

Элементарную серу 0,4 ммоль (128 мг) поместили в толстостенный стеклянный реактор вместе с 10 мл 1-децена. Реакционную смесь нагревали при  $150^\circ\text{C}$  в масляной бане при перемешивании в течение 1 часа. Полученный светло-желтый раствор использовался в качестве прекурсора серы в синтезе нанокристаллов.

*Общая методика синтез KKT  $\text{CuInS}_2$  на основе галогенидов индия.*

$\text{CuCl}$  (2,97 мг, 0,03 ммоль) и  $\text{InX}_3$  (0,03 ммоль, 6,7 мг  $\text{InCl}_3$  или 14,8 мг  $\text{InI}_3$ ) растворили в смеси 0,2 мл олеиламина и 5 мл декана. Полученную смесь нагревали в токе аргона при  $110^\circ\text{C}$  в течение 60 мин с образованием гомогенного раствора. Полученную смесь разбавили деканом до 30 мл и нагрели до  $150^\circ\text{C}$ . Раствор серы в децене-1 (7 мл) впрыскивается при заданной температуре.

После впрыска прекурсора серы температура реакционной смеси падает и поддерживается на необходимом уровне температуры синтеза. Реакционная смесь по ходу реакции приобретает коричневую окраску. Через 90 мин колба погружается в ледяную баню. Наночастицы  $\text{CuInS}_2$  выделяются при помощи трехкратного переосаждения. Выделение и очистка KKT осуществлялась посредством добавления смеси метанол:изопропанол 1:2 с последующим центрифугированием и редиспергированием в тетрахлорэтилене для характеристики.

*Методика синтез KKT  $\text{CuInS}_2$  на основе стеарата индия.*

$\text{CuCl}$  (2,97 мг, 0,03 ммоль) и стеарат индия (0,03 ммоль, 6,7 мг  $\text{InCl}_3$  или 14,8 мг  $\text{InI}_3$ ) растворили в смеси 0,2 мл олеиламина и 5 мл декана. Полученную смесь нагревали в токе аргона при  $110^\circ\text{C}$  в течении 60 мин с образо-

ванием гомогенного раствора. Полученную смесь разбавили деканом до 30 мл и нагрели до  $150^\circ\text{C}$ . Раствор серы в децене-1 (7 мл) впрыскивается при заданной температуре.

После впрыска прекурсора серы температура реакционной смеси падает и поддерживается на необходимом уровне температуры синтеза. Реакционная смесь по ходу реакции приобретает коричневую окраску. Через 90 мин колба погружается в ледяную баню. Наночастицы  $\text{CuInS}_2$  выделяются при помощи трехкратного переосаждения. Выделение и очистка KKT осуществлялась посредством добавления смеси метанол:изопропанол 1:2 с последующим центрифугированием и редиспергированием в тетрахлорэтилене для характеристики.

#### *Методика синтез KKT $\text{AgInS}_2$ .*

Стеарат серебра (11,8 мг, 0,03 ммоль) и стеарат индия (29,1 мг, 0,03 ммоль) растворили в смеси 0,6 мл олеиламина и 2 мл декана. Полученную смесь нагревали в токе аргона при  $110^\circ\text{C}$  в течение 60 мин с образованием гомогенного раствора. Полученную смесь разбавили 22 мл декана и нагрели до  $150^\circ\text{C}$ . Раствор серы в децене-1 (0,4 М, 6 мл) впрыскивается при  $150^\circ\text{C}$ . После впрыска прекурсора серы температура реакционной смеси падает и поддерживается на необходимом уровне температуры синтеза. Реакционная смесь приобретает коричневую окраску в течении реакции. Через 90 мин колба погружается в ледяную баню. Наночастицы  $\text{AgInS}_2$  выделяются при помощи трехкратного переосаждения. Выделение и очистка KKT осуществлялась посредством добавления смеси метанол:изопропанол 1:2 с последующим центрифугированием и редиспергированием в н-гексане.

*Методика изготовления фоторезистора на основе KKT  $\text{CuInS}_2$*

50 мкл золя коллоидных квантовых точек  $\text{CuInS}_2$  с концентрацией 10 мг/мл в гексане были нанесены на встречно-штыревые электроды методом спин-коатинг (скорость 4000 оборотов/мин, время 45 с). Замена лигандов проводилась нанесением 100 мкл подготовленного раствора тиоцианата аммония с концентрацией 20 мг/мл в изопропанол в неподвижную подложку с последующим

ускорением до 4000 оборотов/мин методом спин-коатинг (время 45 с). Избыток роданида и продукты реакции удалялись нанесением 100 мкл изопропанола на подложку методом спин-коатинг (скорость 4000 оборотов/мин, время 45 с). Для достижения требуемой толщины процедура нанесения и замены повторялась.

### Заключение

Впервые был получен прекурсор серы при растворении серы в децене-1 при повышенной температуре. Было проведено исследование его оптических свойств и состава с помощью спектрофотометрии. Было показано, что новый прекурсор серы может применяться для получения коллоидных квантовых точек халькопиритов индия ( $\text{CuInS}_2$  и  $\text{AgInS}_2$ ). Полученные коллоидные нанокристаллы имеют потенциал заменить экологически проблематичные ККТ селенида кадмия в мониторах и других фотоэлектронных устройствах, а также для применений в фотокатализе.

В качестве прекурсора индия практически целесообразнее использовать стеарат индия, в силу его очень низкой гигроскопичности по сравнению с галогенидами индия. Полученные нанокристаллы  $\text{CuInS}_2$  обладают максимумом в спектре эмиссии в видимом диапазоне на 540 нм. На основе полученных нанокристаллов были созданы фоточувствительные элементы фоторезистивного типа, с ампер-ваттной чувствительностью в 19,5 мкА/Вт при засветке образца на длине волны 405 нм.

Работа выполнена при поддержке  
Министерства науки и высшего образования  
Российской Федерации в рамках соглашения  
№ 075-03-2024-107 от 17.01.2024 г.  
(проект № FSMG-2024-0009).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ponomarenko V. P., Popov V. S., Shuklov I. A., Ivanov V. V., Razumov V. F. / Russ. Chem. Rev. 2024. Vol. 93. № 4. P. RCR5113.
2. Shuklov I. A., Razumov V. F. / Russ. Chem. Rev. 2020. Vol. 89. № 3. P. 379.

3. Shu Y., Lin X., Qin H., Hu Z., Jin Y., Peng X. / Angewandte Chemie. 2020. Vol. 132. № 50. P. 22496–22507.
4. Pu Y., Cai F., Wang D., Wang J.-X., Chen J.-F. / Industrial & Engineering Chemistry Research. 2018. Vol. 57. № 6. P. 1790–1802.
5. Chakraborty D., Ethiraj K. R., Chandrasekaran N., Mukherjee A. / Environmental Pollution. 2021. Vol. 270. P. 116049.
6. Sharma V. K., McDonald T. J., Sohn M., Anquandah G. A. K., Pettine M., Zboril R. / Chemosphere. 2017. Vol. 188. P. 403–413.
7. Kore B. P., Jamshidi M., Gardner J. M. / Materials Advances. 2024. Vol. 5. № 6. P. 2200–2217.
8. Zhou C., Tarasov A. B., Goodilin E. A., Chen P., Wang H., Chen Q. / Journal of Energy Chemistry. 2022. Vol. 65. P. 219–235.
9. Yang W., Gong X., Chang J. / Journal of Nanoscience and Nanotechnology. 2016. Vol. 16. № 3. P. 2172–2183.
10. Coughlan C., Ibáñez M., Dobrozhan O., Singh A., Cabot A., Ryan K. M. / Chemical Reviews. 2017. Vol. 117. № 9. P. 5865–6109.
11. Czekelius C., Hilgendorff M., Spanhel L., Bedja I., Lerch M., Müller G., Bloeck U., Su D.-S., Giersig M. / Advanced Materials. 1999. Vol. 11. № 8. P. 643–646.
12. Zhong H., Zhou Y., Ye M., He Y., Ye J., He C., Yang C., Li Y. / Chemistry of Materials. 2008. Vol. 20. № 20. P. 6434–6443.
13. Rahman A., Jennings J. R., Khan M. M. / Materials Science in Semiconductor Processing. 2024. Vol. 169. P. 107930.
14. Niezgodna J. S., Harrison M. A., McBride J. R., Rosenthal S. J. / Chemistry of Materials. 2012. Vol. 24. № 16. P. 3294–3298.
15. Norako M. E., Franzman M. A., Brutchey R. L. / Chemistry of Materials. 2009. Vol. 21. № 18. P. 4299–4304.
16. Yu K., Ng P., Ouyang J., Zaman M. B., Abulrob A., Baral T. N., Fatehi D., Jakubek Z. J., Kingston D., Wu X., Liu X., Hebert C., Leek D. M., Whitfield D. M. / ACS Applied Materials & Interfaces. 2013. Vol. 5. № 8. P. 2870–2880.
17. Shuklov I. A., Mardini A. A., Skabitsky I. V., Dubrovina N. V., Perepukhov A. M., Lizunova A. A., Razumov V. F. / Nano-Structures & Nano-Objects. 2023. Vol. 35. P. 101020.
18. Shuklov I. A., Toknova V. F., Lizunova A. A., Razumov V. F. / Materials Today Chemistry. 2020. Vol. 18. P. 100357.
19. Шуклов И. А., Миленкович Т., Майорова А. В., Вершинина О. В., Иванова В. А., Павлова В. Д., Попов В. С. / Прикладная физика. 2024. № 1. С. 43–50.
20. Mutlu H., Ceper E. B., Li X., Yang J., Dong W., Ozmen M. M., Theato P. / Macromol. Rapid Commun. 2019. Vol. 40. № 1. P. 1800650.
21. McPhail M. R., Weiss E. A. / Chem. Mater. 2014. Vol. 26. № 11. P. 3377–3384.
22. Xia C., Winckelmans N., Prins P. T., Bals S., Gerritsen H. C., de Mello Donegá C. / Journal of the American Chemical Society. 2018. Vol. 140. № 17. P. 5755–5763.

23. Li Z., Ji Y., Xie R., Grisham S. Y., Peng X. / J. Am. Chem. Soc. 2011. Vol. 133. № 43. P. 17248–17256.
24. Nakabayashi T., Tsurugi J., Yabuta T. / The Journal of Organic Chemistry. 1964. Vol. 29. № 5. P. 1236–1238.
25. Field L. Disulfides and Polysulfides / Organic Chemistry of Sulfur. – Oae S. Boston, MA: Springer US, 1977. P. 303–382.
26. Kim Y. H., Lee J.-S. / ACS Omega. 2022. Vol. 7. № 49. P. 45277–45286.
27. Li T.-L., Teng H. / Journal of Materials Chemistry. 2010. Vol. 20. № 18. P. 3656–3664.
28. Dou Q., Ng K. M. / Powder Technology. 2016. Vol. 301. P. 949–958.
29. Malik W. U., Jain A. K., Jhamb O. P. / J. Chem. Soc. A. 1971. P. 1514–1517.

PACS: 85.60.–g

## New sulfur precursor for the synthesis of environmentally friendly CuInS<sub>2</sub> colloidal quantum dots

I. A. Shuklov\*, A. V. Seraia, A. Yu. Shalagin, V. V. Lim, T. Milenkovich,  
O. V. Verzhinina, V. O. Iakovlev, V. S. Popov and V. V. Ivanov

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

\*E-mail: shuklov.ia@mipt.ru

Received 29.11.2024; revised 4.02.2025; accepted 10.02.2025

***A new sulfur precursor was developed, that prepared by dissolving of elemental sulfur in decene-1 at elevated temperatures and pressures. The synthesis of environmentally friendly colloidal quantum dots CuInS<sub>2</sub> for the visible range using this precursor was studied in detail. Impact of indium precursors, various temperatures as well as concentrations was investigated. The composition and spectral characteristics of the obtained nanoparticle samples were characterized. The utility of sulfur precursor in the synthesis of AgInS<sub>2</sub> nanoparticles was demonstrated. CuInS<sub>2</sub> thin films were prepared and the general possibility to create photosensitive elements was demonstrated.***

**Keywords:** copper indium sulfide, hot injection synthesis, sulfur precursor, colloidal quantum dots.

### REFERENCES

1. Ponomarenko V. P., Popov V. S., Shuklov I. A., Ivanov V. V. and Razumov V. F., Russ. Chem. Rev. **93** (4), RCR5113 (2024).
2. Shuklov I. A. and Razumov V. F., Russ. Chem. Rev. **89** (3), 379 (2020).
3. Shu Y., Lin X., Qin H., Hu Z., Jin Y. and Peng X., Angewandte Chemie **132** (50), 22496–22507 (2020).
4. Pu Y., Cai F., Wang D., Wang J.-X. and Chen J.-F., Industrial & Engineering Chemistry Research. **57** (6), 1790–1802 (2018).
5. Chakraborty D., Ethiraj K. R., Chandrasekaran N. and Mukherjee A., Environmental Pollution **270**, 116049 (2021).
6. Sharma V. K., McDonald T. J., Sohn M., Anquandah G. A. K., Pettine M. and Zboril R., Chemosphere **188**, 403–413 (2017).
7. Kore B. P., Jamshidi M. and Gardner J. M., Materials Advances. **5** (6), 2200–2217 (2024).
8. Zhou C., Tarasov A. B., Goodilin E. A., Chen P., Wang H. and Chen Q., Journal of Energy Chemistry. **65**, 219–235 (2022).
9. Yang W., Gong X. and Chang J., Journal of Nanoscience and Nanotechnology **16** (3), 2172–2183 (2016).
10. Coughlan C., Ibáñez M., Dobrozhan O., Singh A., Cabot A. and Ryan K. M., Chemical Reviews **117** (9), 5865–6109 (2017).
11. Czekelius C., Hilgendorff M., Spanhel L., Bedja I., Lerch M., Müller G., Bloeck U., Su D.-S. and Giersig M., Advanced Materials **11** (8), 643–646 (1999).

12. Zhong H., Zhou Y., Ye M., He Y., Ye J., He C., Yang C. and Li Y., *Chemistry of Materials* **20** (20), 6434–6443 (2008).
13. Rahman A., Jennings J. R. and Khan M. M., *Materials Science in Semiconductor Processing* **169**, 107930 (2024).
14. Niezgodna J. S., Harrison M. A., McBride J. R. and Rosenthal S. J., *Chemistry of Materials* **24** (16), 3294–3298 (2012).
15. Norako M. E., Franzman M. A. and Brutchey R. L., *Chemistry of Materials* **21** (18), 4299–4304 (2009).
16. Yu K., Ng P., Ouyang J., Zaman M. B., Abulrob A., Baral T. N., Fatehi D., Jakubek Z. J., Kingston D., Wu X., Liu X., Hebert C., Leek D. M. and Whitfield D. M., *ACS Applied Materials & Interfaces* **5** (8), 2870–2880 (2013).
17. Shuklov I. A., Mardini A. A., Skabitsky I. V., Dubrovina N. V., Perepukhov A. M., Lizunova A. A. and Razumov V. F., *Nano-Structures & Nano-Objects* **35**, 101020 (2023).
18. Shuklov I. A., Toknova V. F., Lizunova A. A. and Razumov V. F., *Materials Today Chemistry* **18**, 100357 (2020).
19. Shuklov I. A., Milenkovich T., Majorova A. V., Vershinina O. V., Ivanova V. A., Pavlova V. D. and Popov V. S., *Applied Physics*, № 1, 43–50 (2024) [in Russian].
20. Mutlu H., Ceper E. B., Li X., Yang J., Dong W., Ozmen M. M. and Theato P., *Macromol. Rapid Commun.* **40** (1), 1800650 (2019).
21. McPhail M. R. and Weiss E. A., *Chem. Mater.* **26** (11), 3377–3384 (2014).
22. Xia C., Winckelmans N., Prins P. T., Bals S., Gerritsen H. C. and de Mello Donegá C., *Journal of the American Chemical Society* **140** (17), 5755–5763 (2018).
23. Li Z., Ji Y., Xie R., Grisham S. Y. and Peng X., *J. Am. Chem. Soc.* **133** (43), 17248–17256 (2011).
24. Nakabayashi T., Tsurugi J. and Yabuta T., *The Journal of Organic Chemistry* **29** (5), 1236–1238 (1964).
25. Field L. *Disulfides and Polysulfides. Organic Chemistry of Sulfur.* Oae S. Boston, MA: Springer US, 1977, pp. 303–382.
26. Kim Y. H. and Lee J.-S., *ACS Omega* **7** (49), 45277–45286 (2022).
27. Li T.-L. and Teng H., *Journal of Materials Chemistry* **20** (18), 3656–3664 (2010).
28. Dou Q. and Ng K. M., *Powder Technology* **301**, 949–958 (2016).
29. Malik W. U., Jain A. K. and Jhamb O. P., *J. Chem. Soc. A* 1514–1517 (1971).

#### Об авторах

**Шуклов Иван Алексеевич**, ведущий научный сотрудник, доцент, Dr. rer. nat., Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, г. Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., д. 9). E-mail: shuklov.ia@mipt.ru. SPIN-код РИНЦ 4060-7233, Author ID 1146575

**Серая Александра Валерьевна**, инженер, Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, г. Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., д. 9). E-mail: seraiaaleksandra@gmail.com. SPIN-код РИНЦ 8568-5395, Author ID 1288527

**Лим Владимир Валерьевич**, техник, бакалавр, Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, г. Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., д. 9). E-mail: lim.vv@mipt.ru

**Шалагин Александр Юрьевич**, техник, бакалавр, Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, г. Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., д. 9). E-mail: shalagin.au@mipt.ru. SPIN-код РИНЦ 9769-2552

**Миленкович Теодора**, младший научный сотрудник, аспирант, Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, г. Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., д. 9). E-mail: tmilenkovich@mail.ru.

**Вершинина Олеся Валерьевна**, младший научный сотрудник, аспирант, Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, г. Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., д. 9). E-mail: seraia.ov@phystech.edu.

**Яковлев Виктор Олегович**, младший научный сотрудник, магистр, Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, г. Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., д. 9). E-mail: iakovlev.vo@mipt.ru

**Попов Виктор Сергеевич**, заведующий лабораторией, ведущий научный сотрудник, доцент, к.х.н., Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, г. Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., д. 9). E-mail: popov.vs@mipt.ru. SPIN-код РИНЦ 1128-2332, Author ID 625948

**Иванов Виктор Владимирович**, главный научный сотрудник, профессор, д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН. Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, г. Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., д. 9). E-mail: Ivanov.vv@mirt.ru. SPIN-код РИНЦ 1856-3914, Author ID 19128



УДК 538.958  
EDN: KIJRKJ

PACS: 81.15.Hi

**Расчет частот смешанных плазмон-фононных мод для  $p$ -InSb и  $p$ -GaSb при  $T = 295$  К**© А. Г. Белов<sup>1</sup>, Е. В. Молодцова<sup>1</sup>, Е. О. Журавлев<sup>1</sup>, Р. Ю. Козлов<sup>1</sup>,  
Н. Ю. Комаровский<sup>1,2,\*</sup>, А. Н. Кузнецов<sup>3</sup>, Н. А. Ларионов<sup>3</sup><sup>1</sup> АО «Гиредмет», Москва, 111524 Россия

\* E-mail: nickkomarovskiy@mail.ru

<sup>2</sup> НИТУ «МИСиС», Москва, 119049 Россия<sup>3</sup> АО «НПО «Орион», Москва, 111538 Россия

Статья поступила в редакцию 22.01.2025; после доработки 21.02.2025; принята к публикации 7.04.2025

Шифр научной специальности: 2.2.3, 2.6.1

*Проведены теоретические расчеты и получены значения концентраций легких и тяжелых дырок, а также эффективной массы легких дырок для различных значений приведенного уровня Ферми для  $p$ -InSb и  $p$ -GaSb при  $T = 295$  К. При расчетах учитывалась непараболичность зоны легких дырок. Вычислены значения волновых чисел, отвечающих плазменной частоте, а также частоте высокочастотной смешанной плазмон-фононной моды. Построены градуировочные зависимости, связывающие значения концентраций легких и тяжелых дырок со значениями характеристического волнового числа, отвечающего частоте высокочастотной смешанной плазмон-фононной моды. Показано, что эти зависимости описываются полиномами второй степени.*

*Ключевые слова:* антимонид индия  $p$ -типа; антимонид галлия  $p$ -типа; легкие и тяжелые дырки; смешанные плазмон-фононные моды; концентрация свободных носителей заряда.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-2-31-38

**Введение**

В АО «Гиредмет» в течение нескольких лет ведутся работы по созданию бесконтактного неразрушающего метода контроля концентрации свободных носителей заряда (КСНЗ) в различных полупроводниковых материалах. Метод основан на анализе инфракрасных спектров отражения образцов сильно легированных полупроводников и нахождения концентрации свободных электронов или дырок (в зависимости от типа проводимости материала). КСНЗ определяется по значению характеристического волнового числа ( $\nu_+$ ), отвечающего частоте высокочастотной смешанной плазмон-фононной моды.

В ходе работ создан определенный задел и исследованы образцы  $n$ -InSb [1],  $n$ -InAs [2],  $n$ -GaSb [3],  $n$ -GaAs [4, 5],  $p$ -GaAs [6], причем результаты оптических измерений сравнивались с холловскими данными, полученными на тех же образцах [2–6]. Настоящая статья является продолжением ранее начатого цикла работ; в ней будет описан разработанный алгоритм определения концентраций легких и тяжелых дырок в сильно легированных  $p$ -InSb и  $p$ -GaSb при комнатной температуре.

Инфракрасный спектр отражения исследуемого образца записывается с помощью любого оптического прибора в интервале волновых чисел  $\nu \leq 1500$  см<sup>-1</sup>. Полученная спектральная зависимость коэффициента отраже-

ния обрабатывается по стандартной процедуре с использованием соотношений Крамерса-Кронига. Вычисляются частотные зависимости действительной,  $\epsilon_1$ , и мнимой,  $\epsilon_2$ , частей комплексной диэлектрической проницаемости  $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ . после чего строится так называемая «функция потерь»:

$$LF = \text{Im}\left(-\frac{1}{\epsilon}\right) = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}.$$

Волновые числа, отвечающие максимумам функции потерь, соответствуют частотам смешанных плазмон-фононных мод:  $\nu_-$  – низкочастотной и  $\nu_+$  – высокочастотной. Нас будет интересовать только высокочастотная мода, поскольку именно она напрямую связана со свободными носителями заряда (низкочастотная мода определяется, в основном, кристаллической решеткой материала и для определения значения КСНЗ не подходит). Определив значение  $\nu_+$ , с помощью расчетных градуировочных зависимостей можно вычислить значения концентраций легких и тяже-

лых дырок. Построение этих зависимостей и является целью настоящей работы.

Все расчеты выполнены для  $T = 295$  К. Предполагается, что результаты расчетов, представленных в этой статье, будут использованы в дальнейшем для сравнения данных оптических и электрофизических измерений концентраций дырок в образцах  $p$ -InSb и  $p$ -GaSb.

### Теоретические расчеты

Известно, что валентная зона всех полупроводников  $A_3B_5$  состоит из двух подзон (легких и тяжелых дырок), вырожденных в точке  $\Gamma$  зоны Бриллюэна. На рис. 1 представлены зонные структуры InSb (а) [7] и GaSb (б) [8]. Для этих материалов зоны тяжелых дырок являются изотропными и параболическими. Зоны легких дырок описываются кейновским законом дисперсии [9], то есть эффективная масса легких дырок увеличивается с ростом энергии.

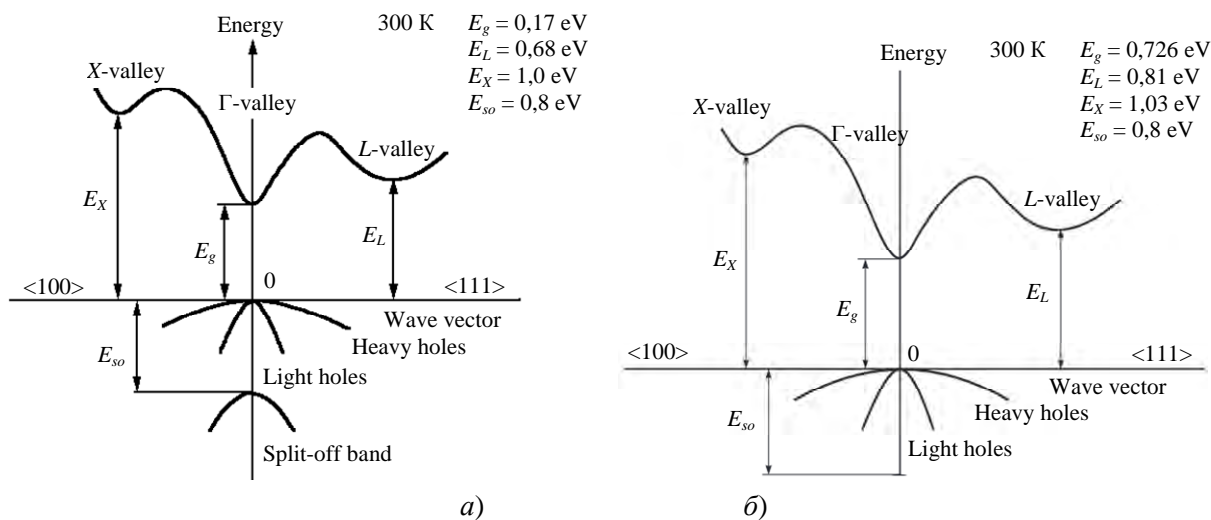


Рис. 1. Зонная структура InSb (а) [7] и GaSb (б) [8]

Известно, что в случае наличия свободных носителей заряда двух типов, плазменная частота запишется в виде [10]:

$$\begin{aligned} \omega_p^2 &= \frac{4\pi e^2}{\epsilon_\infty} \times \left( \frac{p_\Gamma}{m_{p_\Gamma}} + \frac{p_\Delta}{m_{p_\Delta}} \right) = \\ &= \frac{4\pi e^2 p_\Gamma}{\epsilon_\infty m_{p_\Gamma}} \times \left( 1 + \frac{p_\Delta m_{p_\Gamma}}{p_\Gamma m_{p_\Delta}} \right). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $p_\Gamma$ ,  $p_\Delta$  – концентрации, соответственно, тяжелых и легких дырок;  $m_{p_\Gamma}$  и  $m_{p_\Delta}$  – их оптические эффективные массы;  $\epsilon_\infty$  – высокочастотная диэлектрическая проницаемость;  $e = 4,8 \times 10^{-10}$  ед. СГСЕ – заряд электрона.

Второе слагаемое в скобках формулы (1) характеризует вклад легких дырок в плазменную частоту.

Для концентрации тяжелых дырок (параболическая зона) справедливо соотношение [11]:

$$p_T = \frac{8\pi}{3h^3} \times (2m_{pT} kT)^{\frac{3}{2}} \times F_{\frac{3}{2}}(\eta) \quad (2)$$

Здесь  $F_{\frac{3}{2}}(\eta)$  – однопараметрический интеграл Ферми:

$$F_{\frac{3}{2}}(\eta) = \int_0^{\infty} \left( -\frac{\partial f_0}{\partial x} \right) x^{\frac{3}{2}} dx, \quad (3)$$

где  $f_0(x, \eta) = [1 + \exp(x - \eta)]^{-1}$ ; (4)

$\eta = \frac{E_F}{kT}$  – приведенный уровень Ферми (отсчитывается вниз от потолка валентной зоны тяжелых дырок – см. рис. 1).

Зона легких дырок является непараболической (модель Кейна [9]); в этом случае концентрация легких дырок описывается соотношением [11]:

$$p_L = \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}\pi^2} \times \frac{(kTE_g)^{\frac{3}{2}}}{P_{cv}^3} \times {}^0L_0^{\frac{3}{2}}(\eta, \beta) \quad (5)$$

Эффективную массу легких дырок можно вычислить, используя формулу [12, Приложение А]:

$$\frac{m_{pL}}{m_0} = \frac{3\hbar^2 E_g}{4P_{cv}^2 m_0} \times \frac{{}^0L_0^{\frac{3}{2}}(\eta, \beta)}{{}^0L_1^{\frac{3}{2}}(\eta, \beta)} \quad (6)$$

Здесь  $E_g$  – ширина запрещенной зоны полупроводника;  $k = 1,38 \times 10^{-16}$  эрг/К – постоянная Больцмана; (для  $T = 295$  К  $kT = 25,4$  мэВ);  $\hbar = h / 2\pi$ , где  $h = 6,62 \times 10^{-27}$  эрг·с – постоянная Планка;  $m_0 = 9,11 \times 10^{-28}$  г – масса свободного электрона;  $P_{cv} = 8,7 \times 10^{-8}$  эВ·см [13] – матричный элемент взаимодействия валентной зоны легких дырок и зоны проводимости считается одинаковым для всех соединений  $A_3B_5$ ;  $\beta = kT/E_g$  – параметр, характеризующий непараболическость зоны легких дырок.

В формулах (5) и (6) используются двухпараметрические интегралы Ферми:

$${}^mL_k^n(\eta, \beta) = \int_0^{\infty} \left( -\frac{\partial f_0}{\partial x} \right) \frac{x^m (x + \beta x^2)^n}{(1 + 2\beta x)^k} dx \quad (7)$$

Двухпараметрический интеграл  ${}^0L_0^{\frac{3}{2}}(\eta, \beta)$  переходит в однопараметрический интеграл  $F_{\frac{3}{2}}(\eta)$  при  $\beta \rightarrow 0$ , то есть когда непараболическостью зоны можно пренебречь.

Поскольку в рассматриваемых материалах присутствует одна зона тяжелых дырок и одна – легких, причем обе являются изотропными, значения эффективных масс плотности состояний совпадают со значениями оптических эффективных масс – см. формулы (1), (2), (5), (6).

В полупроводниковых материалах  $A_3B_5$  присутствует заметная доля ионной связи, поэтому продольные оптические колебания кристаллической решетки (ЛО-фононы) могут взаимодействовать с продольными коллективными колебаниями системы свободных носителей заряда – плазмонами (плазмон-фононное взаимодействие). Это взаимодействие необходимо учитывать при построении градуировочных зависимостей, связывающих значения КСНЗ и характеристических волновых чисел.

Если пренебречь затуханиями плазмонов и ЛО-фононов, то частотная зависимость диэлектрической проницаемости запишется в виде:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} \left[ 1 - \left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \right] + \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty}}{1 - \left( \frac{\omega}{\omega_{LO}} \right)^2 \times \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\infty}}}, \quad (8)$$

где  $\varepsilon_0$  – статическая диэлектрическая проницаемость;  $\omega$  – круговая частота;  $\omega_{LO}$  – частота продольного оптического фонона. В формуле (8) первое слагаемое описывает вклад от плазмонов, а второе – от продольных оптических фононов.

Известно, что продольные колебания (а именно такими и являются смешанные плазмон-фононные моды) могут существовать в среде только в том случае, если диэлектри-

ческая проницаемость обращается в нуль. Соответственно, приравняв выражение (8) нулю и решив биквадратное уравнение, перейдя от частот к волновым числам для  $v_-$  и  $v_+$  получим:

$$v_{\pm}^2 = \frac{1}{2} \left[ (v_p^2 + v_{LO}^2) \pm \sqrt{(v_p^2 + v_{LO}^2)^2 - 4 \frac{\epsilon_{\infty}}{\epsilon_0} v_p^2 v_{LO}^2} \right] \quad (9)$$

В дальнейшем нас будет интересовать только высокочастотная мода  $v_+$ .

Алгоритм расчета состоит в следующем:

– задаем значение  $\eta$  и по формулам (2),

(5) и (6) вычисляем значения  $p_T$ ,  $p_L$  и  $\frac{m_{p_n}}{m_0}$ ;

– подставляем полученные значения в формулу (1) и вычисляем значение плазменной частоты  $\omega_p$  и соответствующее значение волнового числа:  $v_p = \frac{\omega_p}{2\pi c}$ , где  $c = 3 \times 10^{10}$  см/с – скорость света в вакууме;

– подставляем полученное значение  $v_p$  в формулу (9) и вычисляем значение  $v_+$ ;

– изменяем значение  $\eta$  и повторяем описанные выше операции;

– строим градуировочные зависимости концентрации тяжелых и легких дырок от характеристического волнового числа:  $p_T = f_1(v_+)$  и  $p_L = f_2(v_+)$ .

При расчетах использовались следующие значения параметров:

для InSb:

$E_g = 0,17$  эВ [7];  $\beta = 0,149$ ;  $\epsilon_0 = 18,0$ ,  $\epsilon_{\infty} = 15,68$  [13];  $m_{p_T} = 0,43 m_0$ ; [7];  $v_{LO} = 197,2$  см<sup>-1</sup> [13];

для GaSb:

$E_g = 0,728$  эВ [8];  $\beta = 0,0349$ ;  $\epsilon_0 = 16,4$ ,  $\epsilon_{\infty} = 15,2$  [13];  $m_{p_T} = 0,40 m_0$  [8];  $v_{LO} = 240,3$  см<sup>-1</sup> [13].

С учетом изложенного выше формулы (2), (5) и (6) можно привести к виду: для InSb:

$$p_T = 5,185 \times 10^{18} \times F_{\frac{3}{2}}(\eta); \quad (10)$$

$$p_L = 2,676 \times 10^{16} \times {}^0L_{\frac{3}{2}}^2(\eta; 0,149) \quad (11)$$

$$\frac{m_{p_n}}{m_0} = 0,0128 \frac{{}^0L_{\frac{3}{2}}^2(\eta; 0,149)}{{}^0L_{\frac{3}{2}}^2(\eta; 0,149)}; \quad (12)$$

для GaSb:

$$p_T = 4,651 \times 10^{18} \times F_{\frac{3}{2}}(\eta); \quad (13)$$

$$p_L = 2,376 \times 10^{17} \times {}^0L_{\frac{3}{2}}^2(\eta; 0,0349) \quad (14)$$

$$\frac{m_{p_n}}{m_0} = 0,0550 \frac{{}^0L_{\frac{3}{2}}^2(\eta; 0,0349)}{{}^0L_{\frac{3}{2}}^2(\eta; 0,0349)} \quad (15)$$

Формулу (1) можно преобразовать к виду: для InSb:

$$v_p = 1,152 \times 10^{-7} \times \sqrt{p_T \left( 1 + \frac{p_L m_{p_T}}{p_T m_{p_n}} \right)}; \quad (16)$$

для GaSb:

$$v_p = 1,213 \times 10^{-7} \times \sqrt{p_T \left( 1 + \frac{p_L m_{p_T}}{p_T m_{p_n}} \right)} \quad (17)$$

В таблицах 1 и 2 представлены значения параметров, рассчитанные по приведенным выше формулам.

Таблица 1

Результаты расчетов для p-InSb (T = 295 K)

$\eta$	$p_T$ , см <sup>-3</sup>	$p_L$ , см <sup>-3</sup>	$\frac{m_{p_n}}{m_0}$	$v_p$ , см <sup>-1</sup>	$v_+$ , см <sup>-1</sup>
-1,0	$2,261 \times 10^{18}$	$1,939 \times 10^{16}$	$2,285 \times 10^{-2}$	186,6	224,1
-0,5	$3,500 \times 10^{18}$	$3,040 \times 10^{16}$	$2,315 \times 10^{-2}$	232,2	253,9

Окончание табл. 1

$\eta$	$p_T, \text{см}^{-3}$	$p_L, \text{см}^{-3}$	$\frac{m_{p_2}}{m_0}$	$v_p, \text{см}^{-1}$	$v_+, \text{см}^{-1}$
0	$5,273 \times 10^{18}$	$4,664 \times 10^{16}$	$2,359 \times 10^{-2}$	285,0	298,8
0,5	$7,700 \times 10^{18}$	$6,971 \times 10^{16}$	$2,417 \times 10^{-2}$	344,4	354,2
1,0	$10,863 \times 10^{18}$	$10,124 \times 10^{16}$	$2,492 \times 10^{-2}$	409,0	416,5
1,5	$14,782 \times 10^{18}$	$14,272 \times 10^{16}$	$2,583 \times 10^{-2}$	477,1	483,2
2,0	$19,464 \times 10^{18}$	$19,555 \times 10^{16}$	$2,690 \times 10^{-2}$	547,5	552,6
2,5	$24,862 \times 10^{18}$	$26,097 \times 10^{16}$	$2,810 \times 10^{-2}$	618,8	623,2
3,0	$30,934 \times 10^{18}$	$34,017 \times 10^{16}$	$2,941 \times 10^{-2}$	690,2	694,1

Таблица 2

Результаты расчетов для *p*-GaSb ( $T = 295 \text{ K}$ )

$\eta$	$p_T, \text{см}^{-3}$	$p_L, \text{см}^{-3}$	$\frac{m_{p_2}}{m_0}$	$v_p, \text{см}^{-1}$	$v_+, \text{см}^{-1}$
-1,0	$2,028 \times 10^{18}$	$1,188 \times 10^{17}$	$6,513 \times 10^{-2}$	186,5	250,9
-0,5	$3,139 \times 10^{18}$	$1,839 \times 10^{17}$	$6,535 \times 10^{-2}$	232,0	266,4
0	$4,730 \times 10^{18}$	$2,787 \times 10^{17}$	$6,580 \times 10^{-2}$	284,7	302,1
0,5	$6,907 \times 10^{18}$	$4,098 \times 10^{17}$	$6,635 \times 10^{-2}$	344,1	354,6
1,0	$9,744 \times 10^{18}$	$5,833 \times 10^{17}$	$6,711 \times 10^{-2}$	408,7	416,1
1,5	$13,260 \times 10^{18}$	$8,028 \times 10^{17}$	$6,802 \times 10^{-2}$	476,6	482,3
2,0	$17,460 \times 10^{18}$	$10,706 \times 10^{17}$	$6,907 \times 10^{-2}$	546,8	551,5
2,5	$22,301 \times 10^{18}$	$17,530 \times 10^{17}$	$7,158 \times 10^{-2}$	627,5	631,4
3,0	$27,748 \times 10^{18}$	$26,302 \times 10^{17}$	$7,445 \times 10^{-2}$	708,1	711,4

Из Таблиц 1 и 2 видно, что различие между значениями  $v_p$  и  $v_+$  уменьшается при увеличении концентраций дырок, то есть влияние плазмон-фононного взаимодействия ослабевает.

Используя данные Таблиц 1 и 2, можно построить градуировочные зависимости, связывающие концентрации дырок с характеристическим волновым числом  $v_+$ :

для InSb:

для тяжелых дырок:

$$p_T = 6,012 \times 10^{13} \times (v_+)^2 + 5,387 \times 10^{15} \times (v_+) - 1,814 \times 10^{18}; \tag{18}$$

для легких дырок:

$$p_L = 9,628 \times 10^{11} \times (v_+)^2 - 2,136 \times 10^{14} \times (v_+) + 2,209 \times 10^{16}; \tag{19}$$

для GaSb:

для тяжелых дырок:

$$p_T = 3,246 \times 10^{13} \times (v_+)^2 + 2,390 \times 10^{16} \times (v_+) - 5,699 \times 10^{18}; \tag{20}$$

для легких дырок:

$$p_L = 1,106 \times 10^{13} \times (v_+)^2 - 5,539 \times 10^{15} \times (v_+) + 8,965 \times 10^{16}. \tag{21}$$

Все градуировочные зависимости описываются полиномами второй степени.

На рис. 2 для сравнения приведены градуировочные зависимости для тяжелых дырок для *p*-InSb, *p*-GaAs и *p*-GaSb при  $T = 295 \text{ K}$ .

Из рис. 2 видно, что расхождение между значениями концентрации тяжелых дырок для перечисленных полупроводниковых материалов увеличивается с ростом значений  $v_+$ .

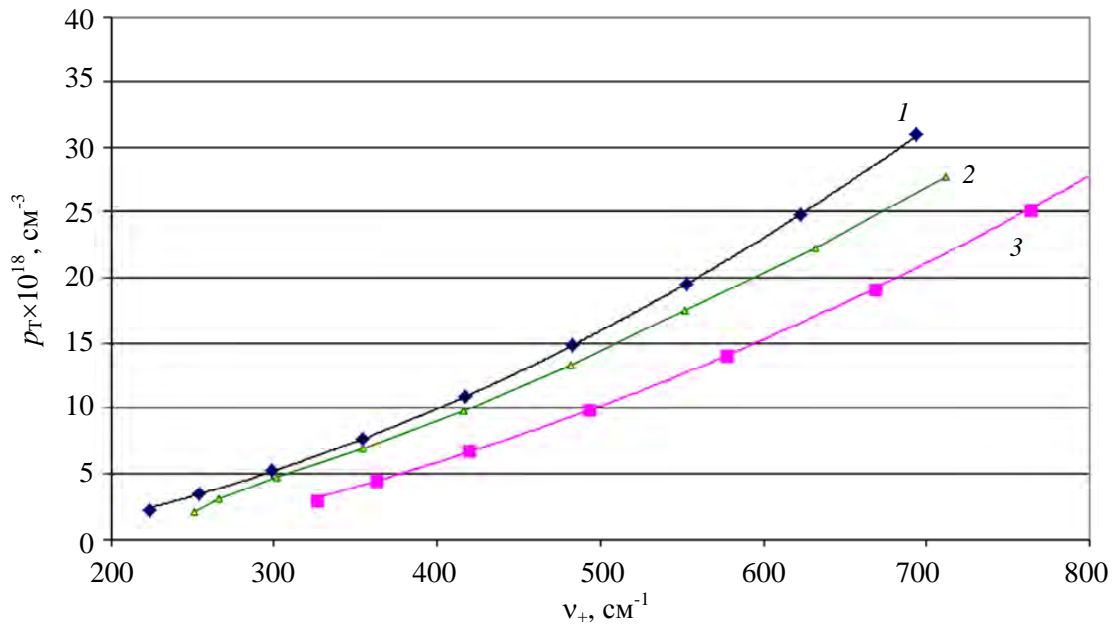


Рис. 2. Расчетные градуировочные зависимости концентрации тяжелых дырок: от характеристического волнового числа: кривая 1 – *p*-InSb; кривая 2 – *p*-GaSb; кривая 3 – *p*-GaAs

В дальнейшем предполагается использовать результаты настоящей работы для анализа данных оптических и электрофизических измерений образцов *p*-InSb и *p*-GaSb. Аналогичные подходы были использованы нами ранее применительно к материалам *n*-GaSb [3] и *p*-GaAs [6].

### Заключение

Проведены расчеты значений концентраций тяжелых и легких дырок, эффективной массы легких дырок, а также частот плазмон и смешанных плазмон-фононных мод для *p*-InSb и *p*-GaSb при  $T = 295$  К для различных значений приведенного уровня Ферми. При расчетах учитывалась непараболичность зоны легких дырок.

Построены градуировочные зависимости, связывающие значения концентрации тяжелых и легких дырок со значениями характеристического волнового числа, отвечающего частоте высокочастотной смешанной плазмон-фононной моды. Показано, что все полученные зависимости описываются полиномами второй степени.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белова И. М., Белов А. Г., Каневский В. Е., Лысенко А. П. / Известия вузов. Электроника. 2017. Т. 22. № 3. С. 201–210. doi: 10.214151/1561-5405-2017-22-3-201-210.
2. Югова Т. Г., Белов А. Г., Каневский В. Е., Кладова Е. И., Князев С. Н., Парфентьева И. Б. / Известия вузов. Материалы электронной техники. 2021. Т. 24. № 3. С. 153–161. <https://doi.org/10.17073/1609-3577-2021-3-153-161>.
3. Белов А. Г., Молодцова Е. В., Кормилицина С. С., Козлов Р. Ю., Журавлев Е. О., Климин С. А., Новикова Н. Н., Яковлев В. А. / Оптика и спектроскопия. 2023. Т. 131. № 7. С. 919–925. doi: 10.21883/OS.2023.07.56126,4318-23.
4. Югова Т. Г., Белов А. Г., Каневский В. Е., Кладова Е. И., Князев С. Н. / Известия вузов. Материалы электронной техники. 2020. Т. 23. № 1. С. 27–33. doi: 10.17073/1609-3577-2020-1-27-33.
5. Комаровский Н. Ю., Белов А. Г., Кладова Е. И., Князев С. Н., Молодцова Е. В., Парфентьева И. Б., Трофимов А. А. / Прикладная физика. 2023. № 6. С. 54–59. doi: 10.51368/1996-0948-2023-6-54-59.
6. Белов А. Г., Каневский В. Е., Кладова Е. И., Князев С. Н., Комаровский Н. Ю., Парфентьева И. Б., Чернышова Е. В. / Известия вузов. Материалы электронной техники. 2023. Т. 26. № 3. С. 171–180. <https://doi.org/10.17073/1609-3577j.met202304.525>.
7. New semiconductor materials. Biology systems. Characteristic and properties. Band structure and carrier concentration of indium antimonide (InSb). URL <https://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/InSb/bandstr.html>.

8. New semiconductor materials. Biology systems. Characteristic and properties. Band structure and carrier concentration of gallium antimonide (GaSb). URL <https://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaSb/bandstr.html>.

9. Kane E. O. / Journal of Physics and Chemistry of Solids. 1957. Vol. 1. № 4. P. 249–261. [https://doi.org/10.1016/0022-3697\(57\)90013-6](https://doi.org/10.1016/0022-3697(57)90013-6).

10. Пожела Ю. К. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. – М.: Наука, 1977.

11. Аскеров Б. М. Кинетические эффекты в полупроводниках. – М.: Наука, 1970.

12. Равич Ю. И., Ефимова Б. А., Смирнов И. А. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe, PbS. – М.: Наука, 1968.

13. Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III-V групп / пер. с англ. – М.: Мир, 1967.

PACS: 81.15.Hi

## The calculation of coupled plasmon-phonon mode frequencies for *p*-InSb and *p*-GaSb at $T = 295$ K

A. G. Belov<sup>1</sup>, E. V. Molodtsova<sup>1</sup>, E. O. Zhuravlev<sup>1</sup>, R. Yu. Kozlov<sup>1</sup>, N. Yu. Komarovskiy<sup>1,2</sup>, A. N. Kusnetsov<sup>3</sup> and N. A. Larionov<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Giredmet, JSC, Moscow, 111524 Russia

<sup>2</sup>National University of Science and Technology MISiS, Moscow, 119049 Russia

<sup>3</sup>RD&P Center ORION, JSC, Moscow, 111538 Russia

Received 22.01.2025; revised 21.02.2025; accepted 7.04.2025

*The theoretical calculations have been made and the values of light and heavy hole concentration and light hole effective mass have been obtained for various values of reduced Fermi level for *p*-InSb and *p*-GaSb at  $T = 295$  K. The nonparabolism of light hole band has been taken into account. The wave number values, corresponding to the frequencies of plasmons and coupled high-frequency plasmon-phonon mode have been calculated. The dependencies of light and heavy concentrations upon characteristic wave number values, corresponding to coupled high-frequency plasmon-phonon mode, have been obtained. It has been shown, that these dependencies may be described by second degree polynomials.*

*Keywords:* *p*-type indium antimonide; *p*-type gallium antimonide; light and heavy holes; coupled plasmon-phonon modes; free carrier concentration.

### REFERENCES

1. Belova I. M., Belov A. G., Kanevskiy V. E. and Lysenko A. P., *Izvestiya vuzov. Elektronika* **22** (3), 201–210 (2017). doi:10.214151/1561-5405-2017-22-3-201-210 [in Russian].
2. Yugova T. G., Belov A. G., Kanevskiy V. E., Kladova E. I., Knyazev S. N. and Parfent'eva I. B., *Izvestiya vuzov. Materialy elektronnoy tekhniki* **24** (3), 153–161 (2021). <https://doi.org/10.17073/1609-3577-2021-3-153-161> [in Russian].
3. Belov A. G., Molodtsova E. V., Kormilitsina S. S., Kozlov R. Yu., Zhuravlev E. O., Klimin S. A., Novikova N. N. and Yakovlev V. A., *Optika i spektroskopiya* **131** (7), 919–925 (2023). doi: 10.21883/OS.2023.07.56126,4318-23 [in Russian].
4. Yugova T. G., Belov A. G., Kanevskiy V. E., Kladova E. I. and Knyazev S. N., *Izvestiya vuzov. Materialy elektronnoy tekhniki* **23** (1), 27–33 (2020). doi: 10.17073/1609-3577-2020-1-27-33 [in Russian].
5. Komarovskiy N. Yu., Belov A. G., Kladova E. I., Knyazev S. N., Molodtsova E. V., Parfent'eva I. B. and Trofimov A. A., *Applied Physics*, № 6, 54–59 (2023). doi: 10.51368/1996-0948-2023-6-54-59 [in Russian].
6. Belov A. G., Kanevskiy V. E., Kladova E. I., Knyazev S. N., Komarovskiy N. Yu., Parfent'eva I. B. and Chernyshova E. V., *Izvestiya vuzov. Materialy elektronnoy tekhniki* **26** (3), 171–180 (2023). <https://doi.org/10.17073/1609-3577j.met202304.525> [in Russian].



7. New semiconductor materials. Biology systems. Characteristic and properties. Band structure and carrier concentration of indium antimonide (InSb). URL <https://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/InSb/bandstr.html>.
8. New semiconductor materials. Biology systems. Characteristic and properties. Band structure and carrier concentration of gallium antimonide (GaSb). URL <https://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaSb/bandstr.html>.
9. Kane E. O., Journal of Physics and Chemistry of Solids **1** (4), 249–261 (1957).  
[https://doi.org/10.1016/0022-3697\(57\)90013-6](https://doi.org/10.1016/0022-3697(57)90013-6).
10. Pozhela Yu. K., Plazma i tokovye neustojchivosti v poluprovodnikah. Moscow, Nauka, 1977 [in Russian].
11. Askerov B. M., Kineticheskie efekty v poluprovodnikah. Moscow, Nauka, 1970 [in Russian].
12. Ravich Yu. I., Efimova B. A. and Smirnov I. A., Metody issledovaniya poluprovodnikov v primeneni k hal'kogenidam svintsya PbTe, PbSe, PbS. Moscow, Nauka, 1968 [in Russian].
13. Madelung O., Fizika poluprovodnikovyh soedineniy elementov III-V grupp; per. s angl. Moscow, Mir, 1967 [in Russian].

#### Об авторах

**Белов Александр Георгиевич**, ведущий научный сотрудник, к.ф.-м.н., АО «Гиредмет» (111524, Россия, Москва, Электродная ул., д. 2, стр. 1). E-mail: IADenisov@rosatom.ru. SPIN-код РИНЦ 9546-0477, Author ID 38536

**Молодцова Елена Владимировна**, ведущий научный сотрудник, к.т.н., АО «Гиредмет» (111524, Россия, Москва, Электродная ул., д. 2, стр. 1). E-mail: evmol@bk.ru.

**Журавлев Евгений Олегович**, научный сотрудник, АО «Гиредмет» (111524, Россия, Москва, Электродная ул., д. 2, стр. 1).

**Козлов Роман Юрьевич**, начальник лаборатории, АО «Гиредмет» (111524, Россия, Москва, Электродная ул., д. 2, стр. 1). E-mail: RYKozlov@rosatom.ru.

**Комаровский Никита Юрьевич**, руководитель направления, АО «Гиредмет» (111524, Россия, Москва, Электродная ул., д. 2, стр. 1), НИТУ «МИСиС» (119049, Россия, Москва, Ленинский пр-кт, д. 4, стр. 1). E-mail: nickkomarovskiy@mail.ru. SPIN-код РИНЦ 9642-8920, Author ID 1248206

**Кузнецов Антон Николаевич**, начальник ДЦФЭ, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: Kuznetsov.Ant.N@yandex.ru.

**Ларионов Никита Александрович**, инженер 1 кат., АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: nikitalarionov16@yandex.ru. SPIN-код РИНЦ 1288-6349, Author ID 1242982

УДК 621  
EDN: GYTPJU

PACS: 81.05.-t

## Образование дефектов диэлектрических слоев в процессах диффузии в кремнии

© К. О. Болтарь<sup>1,2</sup>, М. Н. Вильдяева<sup>1</sup>, Н. А. Иродов<sup>1</sup>, Е. А. Климанов<sup>1,3,\*</sup>, А. В. Ляликов<sup>1</sup>, В. А. Малыгин<sup>1</sup>, Д. С. Молчанов<sup>1</sup>, Э. А. Макарова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> АО «НПО «Орион», Москва, 111538 Россия

\* E-mail: klimanov3@mail.ru

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Московская обл., г. Долгопрудный, 141701 Россия

<sup>3</sup> МИРЭА – Российский технологический университет (РТУ МИРЭА), Москва, 119454 Россия

Статья поступила в редакцию 13.12.2024; после доработки 13.03.2025; принята к публикации 7.04.2025

Шифр научной специальности: 1.3.11

*Рассмотрено влияние диффузии фосфора из жидкого источника ( $POCl_3$ ) и твердого источника (метафосфат алюминия (МФА)) на образование локальных дефектов в слоях  $SiO_2$  и на поверхности кремния. Установлено, что вероятной причиной образования дефектов является локальное проплавление слоя окисла жидким фосфорно-силикатным стеклом с образованием твердой фазы, обогащенной кремнием. Глубина дефекта пропорциональна его диаметру и уменьшается с понижением температуры процесса.*

*Ключевые слова:* дефект, диффузия, кремний.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-2-39-45

### 1. Введение

Цикл изготовления кремниевых фотодиодов обычно включает в себя диффузию бора и фосфора с высокой концентрацией для формирования  $p$ - $n$ -переходов и легированных областей. При этом процесс диффузии фосфора часто приводит к образованию локальных дефектов в диэлектрических слоях, служащих защитной маской [1–4]. Указанных дефекты могут приводить к образованию локальных  $n^+$ -каналов в  $p^+$ - $n$ -переходах, вызывая в них токи утечки, а также дефекты в МОП-ИС и ПЗС структурах.

Целью настоящей работы является исследование закономерностей при образовании указанных дефектов с целью определения условий, снижающих их влияние на токи утечки  $p^+$ - $n$ -переходов.

### 2. Эксперимент

Для определения параметров дефектов (морфологии, размеров и концентрации) изготавливались образцы с  $p^+$ - $n$ -переходами размером  $1,4 \times 1,4$  мм<sup>2</sup>. Для изготовления использовались пластины монокристаллического кремния (Cz-Si)  $n$ -типа диаметром 100 мм с удельным сопротивлением 4–5 Ом·см и ориентацией (100).

Цикл изготовления включал операции окисления в парах  $H_2O+HCl$ , фотолитографии, загонки (осаждения) бора из пластин нитрида бора BN при температуре 1000 °С, диффузии бора (разгонки), загонки (осаждения) фосфора из жидкого источника ( $POCl_3$ ) и пластин твердого источника (метафосфат алюминия (МФА)) при температурах 900–1050 °С. Длительность загонки фосфора при различных температурах

выбиралась в диапазоне 10–40 минут с целью обеспечить одинаковую толщину фосфорно-силикатного стекла (ф.с.с.)

На изготовленных образцах определялась концентрация и распределение по пластине локальных дефектов с помощью оптического микроскопа. Для определения размеров и формы дефектов использовались РЭМ, атомно-силовой микроскоп и профилометр. Состав элементов в дефектах определялся рентгеновской спектроскопией.

### 3. Результаты

Основные результаты сводятся к следующему:

1. Большинство наблюдаемых дефектов окисла представляют собой ямки круглой формы диаметром от 2 до 40 мкм, глубина которых пропорциональна их диаметру (рис. 1). При достижении дефектом глубины, равной толщине диэлектрика, наблюдались сквозные отверстия (в окисле толщиной 0,4 мкм при диаметре ямок больше 10 мкм). Распределения дефектов по величине диаметра и глубине коррелируют между собой и приведены на рис. 2.

2. Профиль дефекта зависит от его глубины и, соответственно, диаметра. На профиле дефекта с глубиной, близкой к толщине ди-

электрика, наблюдаются гладкие стенки до глубины 0,15–0,2 мкм, а при дальнейшем увеличении глубины шероховатый профиль (рис. 3).

В центре дефекта часто имеет вид розетки (рис. 4). Атомная доля кремния в дефекте достигает 65–68 % (в  $\text{SiO}_2$ -47 %), атомная доля кислорода 19–35 % (в  $\text{SiO}_2$ -53 %), фосфора 0,7 %. Точность определения концентрации элементов составляла от 5 до 20 % от приведенных значений для разных элементов и образцов (табл. 1).

3. Распределение дефектов по площади пластины является случайным вне зависимости от применяемого источника диффузанта ( $\text{POCl}_3$  или МФА) и расположения пластин в реакторе: вертикальное или горизонтальное относительно потока газов.

4. Плотность дефектов зависит от качества защитной диэлектрической пленки и ее толщины: на одном и том же образце она меньше на более толстом (полевом) окисле, образованном на  $n$ -области, чем на окисле, выращенном на  $p^+$ -области, предварительно легированной в результате диффузии бора. Диффузия бора не приводила к образованию дефектов в полевом окисле. Снижение концентрации фосфора (увеличение поверхностного сопротивления  $R_s$ ) приводит к снижению плотности дефектов (например, при снижении температуры процесса) (табл. 2).

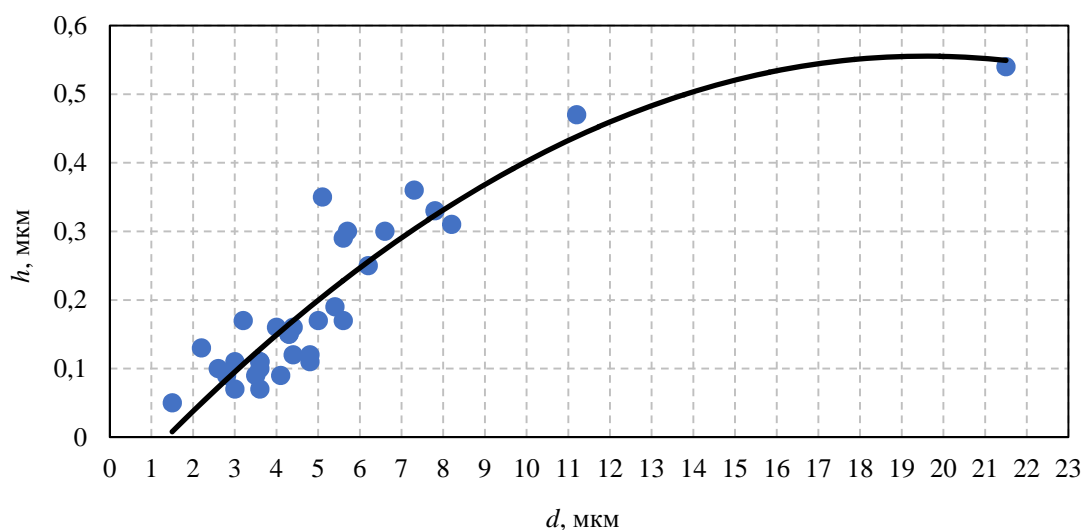


Рис. 1. Зависимость глубины дефекта от его диаметра

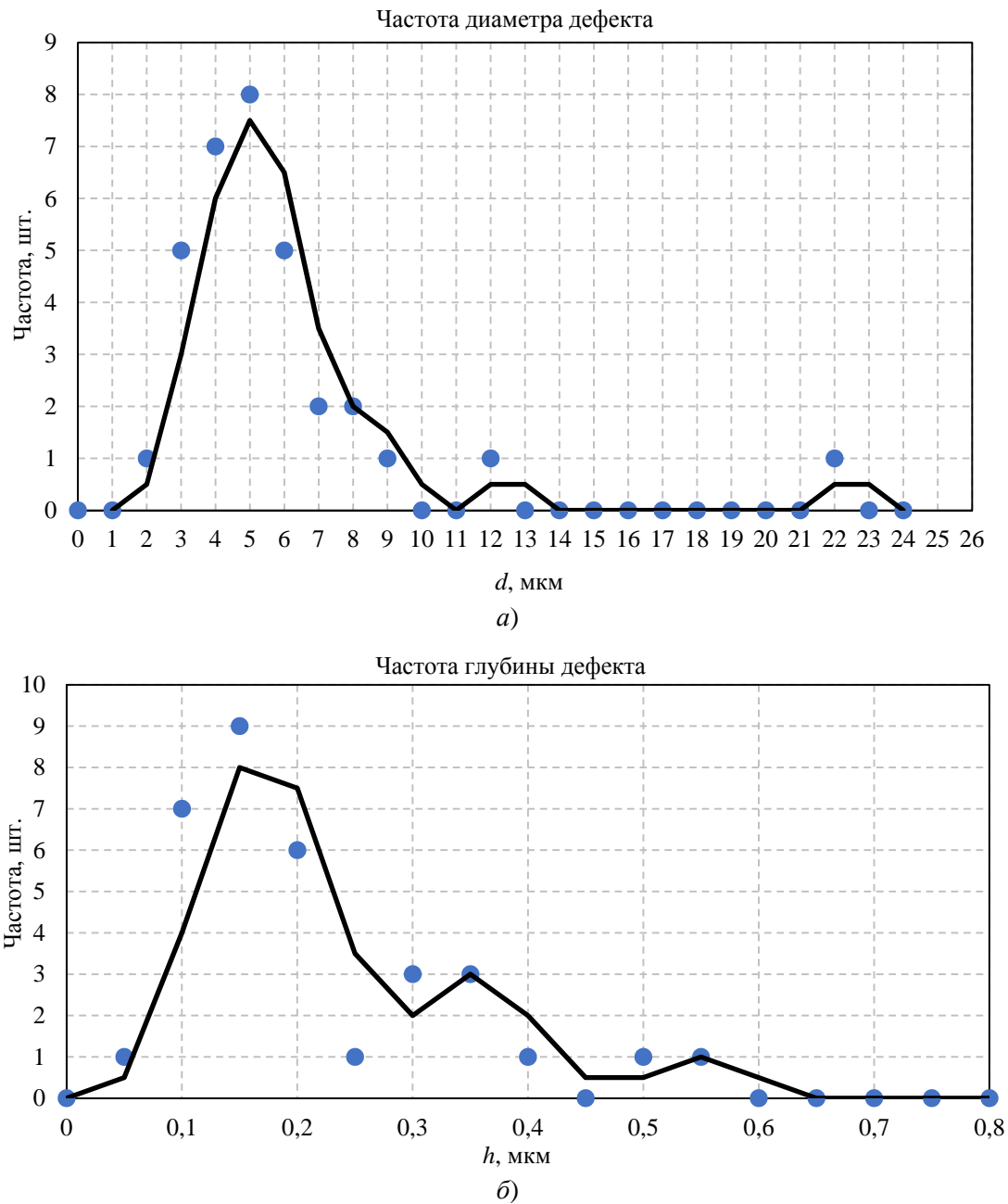


Рис. 2. Зависимость частоты образования дефекта от его диаметра и глубины

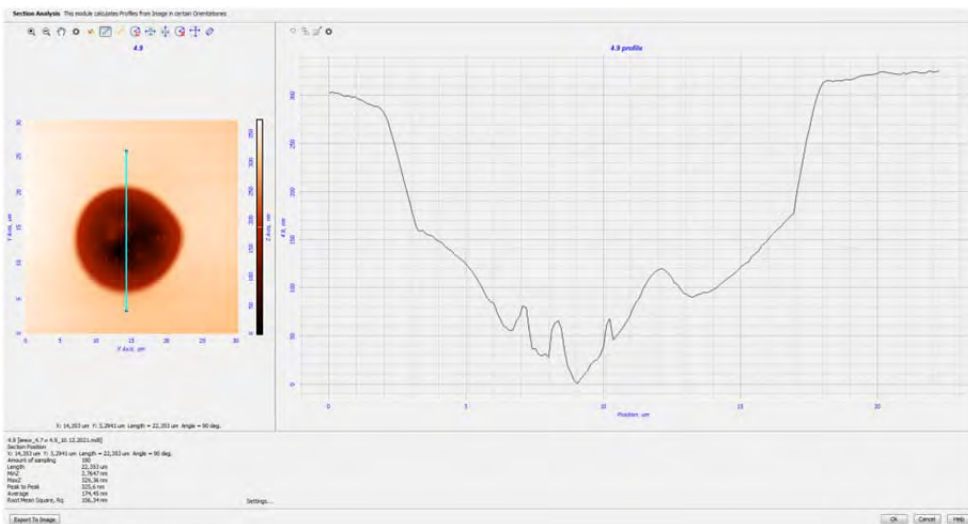


Рис. 3. Профиллограмма дефекта

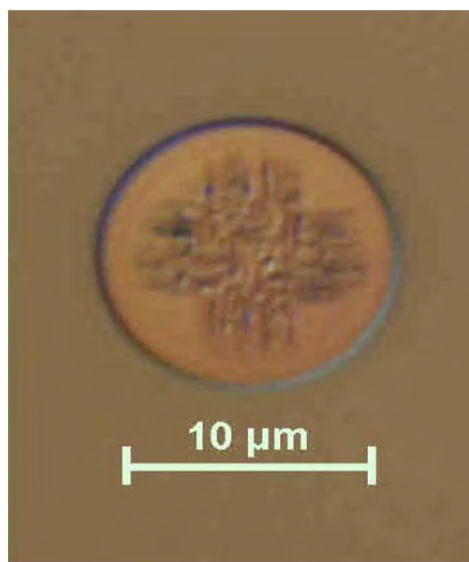


Рис. 4. Оптическое изображение дефекта «розеткой» в центральной части

Таблица 1

Содержание элементов в твердой фазе (Net Int. – Общая интенсивность пика, соответствующего элементу, за вычетом фона)

Element	Weight %	Atomic %	Net Int.	Error %
C K	5,8	11,6	15,1	12,0
O K	13,1	19,5	197,2	10,5
Si K	80,2	68,2	15980,8	4,5
P K	0,9	0,7	39,4	11,3

Таблица 2

Зависимость плотности дефектов от поверхностного сопротивления ( $R_s$ ) и температуры диффузии

Температура, °C	900	970	1000	1050
Плотность дефектов $D < 10$ мкм, мм <sup>-2</sup>	8,1	13,8	13,0	46,6
Плотность дефектов $D = 10-40$ мкм, мм <sup>-2</sup>	2,0	2,5	3,0	8,9
Плотность дефектов $D > 40$ мкм, мм <sup>-2</sup>	0,4	0,5	0,7	0,7
Среднее значение поверхностного сопротивления, $R_s$ , Ом/□	157,4	24,5	12,4	4,5
Источник диффузанта	POCl <sub>3</sub>	POCl <sub>3</sub>	МФА	POCl <sub>3</sub>

5. Термообработке в реакторе при отсутствии диффузанта не приводит к появлению дефектов. Следовательно, их образование не связано с попаданием на образцы частиц со стенок реактора или из потока газоносителей (N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>).

#### 4. Обсуждение результатов

Анализ приведенных результатов показывает, что вероятным механизмом образова-

ния микродефектов [7] является локальное плавление слоя окисла жидким при температуре диффузии фосфорно-силикатным стеклом (ф.с.с.). При затвердевании слоя ф.с.с. во время охлаждения образцов возможно образование локальных областей с повышенной концентрацией фосфора (P<sub>2</sub>O<sub>5</sub>), температура затвердевания которых ниже, чем в остальном слое ф.с.с. Такая капля жидкости растворяет в себе при охлаждении фосфор и другие примеси, что дополнительно снижает ее температуру затвердевания. Образуются диффундирующие

в слой  $\text{SiO}_2$  области жидкой фазы, приводящие к образованию ямок различной глубины, определяемой радиусом дефекта (количеством жидкой фазы) (см. рис. 1). При глубине ямки больше толщины окисла происходит взаимодействие жидкого стекла с кремнием с формированием на дне ямки кристаллической фазы, обогащенной кремнием и фосфором (см. рис. 3, 4 и табл. 1).

Образование кристаллической фазы при формировании сквозного дефекта может быть связано с расстекловыванием аморфного  $\text{SiO}_2$  под воздействием жидкого фосфорно-силикатного стекла, служащего минерализатором, с образованием обогащенной кремнием фазы. Ускорять процесс локального плавления окисла могут образованные в нем при выращивании дефектные области [1].

Из графика на рис. 1 следует, что дефекты с диаметром больше 10 мкм имеют глубину больше 0,4 мкм, что приводит к образованию сквозного отверстия в окисле указанной толщины и взаимодействию с кремнием с образованием  $n^+$ -каналов и твердой фазы в виде розетки. Дефекты меньшего размера не достигают поверхности кремния и не могут являться причиной ухудшения вольт-амперных характеристик (ВАХ). Из графика также следует, что при увеличении толщины окисла снижается влияние на ВАХ дефектов большего диаметра. Так при толщине окисла 0,6 мкм дефекты диаметром порядка 20 мкм не являются сквозными.

Наличие максимумов на распределениях диаметров и глубины ямок по размерам (см. рис. 2) может являться следствием зависимости плотности центров зарождения жидкой фазы от температуры подложки, имеющей максимум при определенной величине пересыщения пара жидкости [5, 6]. Поскольку процесс диффузии завершился медленным охлаждением образцов с печью, существует интервал температур, в котором число образующихся центров максимально. При этом радиус образующихся частиц новой фазы определяется величиной пересыщения [5]:

$$R = \frac{2\sigma v}{RT \ln \frac{p}{p_0}},$$

где  $\sigma$  – поверхностное натяжение на границе жидкость-пар,  $v$  – мольный объем жидкости,

$\ln p/p_0$  – величина пересыщения,  $p$ ,  $p_0$  – давление пара над каплей и равновесное значение давления.

Поскольку снижение концентрации фосфора в ф.с.с. должно уменьшать вероятность образование локальных областей с повышенной концентрацией  $\text{P}_2\text{O}_5$ , уменьшение величины поверхностного сопротивления с ростом температуры диффузии приводит к увеличению диаметра дефектов (см. табл. 2) и их глубины, что ухудшает вольт-амперные характеристики  $p$ - $n$ -переходов. При этом следует учитывать, что для обеспечения низкого контактного сопротивления величина поверхностного сопротивления не должна превышать 150 Ом/□.

## Выводы

1. Рассмотрено влияние диффузии фосфора из жидкого источника ( $\text{POCl}_3$ ) и твердого источника (метафосфат алюминия (МФА)) на образование локальных дефектов в слоях  $\text{SiO}_2$  и на поверхности кремния.

2. Установлено, что вероятной причиной образования дефектов является локальное проплавление слоя окисла жидким фосфорно-силикатным стеклом с образованием твердой фазы, обогащенной кремнием.

3. Глубина дефекта пропорциональна его диаметру и уменьшается с понижением температуры процесса и увеличением толщины окисла, что снижает вероятность образования  $n^+$ -каналов в кремнии.

4. Плотность дефектов больше на окисле, выращенном на  $p^+$ -областях, легированных бором.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Blackstone S., Henry W., Jastrzebski L., Fisher A. W. / Journal of Electrochemical Society. 1982. Vol. 3. P. 667–668.
2. Storch W., Mohr U., Elstner L., Leihkauf R. / Phys. Stat. sol.(a). 1992. Vol. 132. P. K109.
3. Miyashita M., Fukui H., Kubota A., Samata S., Hiratsuka H., Matsushita Y. / International Conference on Solid State Devices and Materials. – Yocohama, 1991. P. 568–570.
4. Pani S. K., Hogan R. H., Pandurangan M., Zhang J., Koesan P. / J. Vac. Sci. Technol. B. 2017. Vol. 35 (6). P. 061206-1/5.

5. Таиров Ю. М., Цветков В. Ф. Технология полупроводниковых и диэлектрических материалов. – М., «Высшая школа», 1983.

6. Физическая химия силикатов / Под ред. Пашенко А. А. – М., «Высшая школа», 1986.

7. Вильдяева М. Н., Макарова Э. А., Климанов Е. А., Ляликов А. В., Мalygin В. А. / Прикладная физика. 2021. № 5. С. 53.

8. Bare G., Madar R., Bernard C. / Journal of Electrochemical Society. 1991. Vol. 138. № 9. P. 2830–2835.

PACS: 81.05.-t

## Defects insulator layers formation during diffusion in silicon

K. O. Boltar<sup>1,2</sup>, M. N. Vil'dyeva<sup>1</sup>, N. A. Irodov<sup>1</sup>, E. A. Klimanov<sup>1,3,\*</sup>, A. V. Lyalikov<sup>1</sup>,  
V. A. Malygin<sup>1</sup>, D. S. Molchanov<sup>1</sup> and E. A. Makarova<sup>1</sup>

<sup>1</sup> RD&P Center ORION, JSC, Moscow, 111538 Russia

\* E-mail: klimanov3@mail.ru

<sup>2</sup> Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow Region, 141701 Russia

<sup>3</sup> MIREA – Russian Technological University (RTU MIREA), Moscow, 119454 Russia

Received 13.12.2024; revised 13.03.2025; accepted 7.04.2025

*It was found that probably origin defects formation is liquid phosphorosilicate glass alloying through oxide layers. Formation silicon-rich phase take place on silicon surface under defect. Defect depth are proportional there diameter. A decrease in temperature of phosphorus deposition process leads to decrease in the dimensions and density of oxide defects.*

*Keywords:* defect, diffusion, silicon.

### REFERENCES

1. Blackstone S., Henry W., Jastrzebski L. and Fisher A. W., Journal of Electrochemical Society **3**, 667–668 (1982).
2. Storch W., Mohr U., Elstner L. and Leihkauf R., Phys. Stat. sol.(a) **132**, K109 (1992).
3. Miyashita M., Fukui H., Kubota A., Samata S., Hiratsuka H. and Matsushita Y. International Conference on Solid State Devices and Materials. Yocohama, 1991, pp. 568–570.
4. Pani S. K., Hogan R. H., Pandurangan M., Zhang J. and Koesan P., J. Vac. Sci. Technol. B **35** (6), 061206-1/5 (2017).
5. Tairov Yu. M. and Tsvetkov V. F. Tekhnologiya poluprovodnikovyx i dielektricheskix materialov, Moscow, Vysshaya shkola, 1983.
6. Fizicheskaya ximiya silikatov / Ed. Pashhenko A. A., Moscow, Vysshaya shkola, 1986.
7. Vil'dyeva M. N., Makarova E. A., Klimanov E. A., Lyalikov A. V. and Malygin V. A., Applied Physics, № 5, 53 (2021).
8. Bare G., Madar R. and Bernard C., Journal of Electrochemical Society **138** (9), 2830–2835 (1991).

### Об авторах

**Болтарь Константин Олегович**, начальник НТК, д.ф.-м.н., 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 РИНЦ 9249-2720, Author ID 171355

**Вильдяева Мария Николаевна**, инженер 1 кат., АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: mari.vildyeva@mail.ru.

**Иродов Никита Александрович**, начальник участка, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: irodov.mephi@yandex.ru. SPIN-код РИНЦ 8864-8834, Author ID 777457



**Климанов Евгений Алексеевич**, главный научный сотрудник, профессор, д.т.н., АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). МИРЭА – Российский технологический университет (РТУ МИРЭА) (119454, Россия, Москва, просп. Вернадского, д. 78). E-mail: klimanov3@mail.ru. SPIN-код РИНЦ 7697-4688, Author ID 171375

**Ляликов Алексей Владимирович**, ведущий инженер, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9).

**Малыгин Владислав Анатольевич**, инженер, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: mva1431@yandex.ru. SPIN-код РИНЦ 9416-8272, Author ID 1240051

**Молчанов Дмитрий Сергеевич**, инженер, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9).

**Макарова Элина Алексеевна**, инженер 2 кат., АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9).

УДК 535  
EDN: UPMEMZ

PACS: 81.15.Hi

**Исследование оптических свойств эпитаксиальных пленок CdTe/GaAs(100), выращенных при различных температурных режимах**© А. А. Грекова<sup>1,2,\*</sup>, Е. А. Климов<sup>1</sup>, А. Н. Виниченко<sup>1,2</sup>, И. Д. Бурлаков<sup>1</sup><sup>1</sup> АО «НПО «Орион», Москва, 111538 Россия

\* E-mail: ingo.tyan2@mail.ru

<sup>2</sup> Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ», Москва, 115409 Россия

Статья поступила в редакцию 3.03.2025; после доработки 20.03.2025; принята к публикации 7.04.2025

Шифр научной специальности: 1.3.11

*Определено влияние температуры роста эпитаксиальных пленок теллурида кадмия, синтезированных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs(100), на оптические и структурные свойства CdTe. С помощью метода оптической эллипсометрии были определены спектры эллипсометрических параметров  $\Psi$  и  $\Delta$ . Исследование показало, что особенности Ван-Хова  $E_1$  и  $E_0$ , соответствующие 3,3 и 1,46 эВ, являются характерными для соединения CdTe. Шероховатость поверхности пленок, как следствие выбора неоптимальной температуры подложки, является основным фактором увеличения амплитуды осцилляций  $\Psi(\lambda)$  в прозрачной области спектра ( $E < E_g$ ) для CdTe. Установлена корреляция эллипсометрических параметров  $\Psi$  и  $\Delta$  со среднеквадратичной шероховатостью  $R_q$  поверхности пленок. Выявлено, что неоптимальная температура приводит к развитию микрорельефа поверхности и к уменьшению диапазона  $\Delta(\lambda)$ . Таким образом, среднее значение  $\Delta(\lambda)$  является косвенным критерием оценки микрорельефа поверхности эпитаксиальных пленок CdTe. Определен диапазон оптимальных температур роста эпитаксиальных CdTe структур для достижения минимальной шероховатости поверхности. Полученные данные будут полезны для синтеза CdHgTe на подложках GaAs(100) с использованием буферных слоев CdTe.*

*Ключевые слова:* CdTe; спектральная эллипсометрия; молекулярно-лучевая эпитаксия.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-2-46-54

**Введение**

Развитие оптоэлектроники требует использования материалов, поглощающих длинноволновое излучение, поэтому в качестве базисных соединений в различных фотоприемных устройствах зачастую применяются соединения химической группы  $A_2B_6$ , включающие в себя ZnTe (ЦТ), CdTe (КТ), HgTe (РТ) CdHgTe (КРТ) [1, 2]. Их выбор среди множества других полупроводниковых структур обосновывается получением информации от стратегически важных объектов в ИК-

диапазоне длин волн 1–12 мкм. Однако различные напряжения кристаллической структуры материалов приводят к рассеиванию электромагнитного излучения. Вследствие этого получаемое для анализа изображение оказывается нечетким и сложно интерпретируемым.

В свою очередь, структурное качество получаемых  $A_2B_6$ -соединений, как и любых других, напрямую зависит от способа их синтеза. Одним из основных современных методов синтеза монокристаллических полупроводниковых соединений является молекулярно-

лучевая эпитаксия (МЛЭ) [3–6]. Главное преимущество данного метода заключается в управлении параметрами, влияющими на механизмы роста. Такими параметрами являются температура подложки и молекулярных источников. Они определяют скорость синтеза соединений и кристаллическое качество эпитаксиальных пленок. Неоптимальный выбор данных параметров приводит к поликристаллическому росту  $A_2B_6$ -соединений или же к большому количеству дефектов в объеме готового материала [7]. Использование низких температур роста  $A_2B_6$ -соединений снижает энергию связи между атомами Cd, Te, Hg и Zn, вследствие чего, поверхность растущей пленки может стать аморфной [4, 8–10]. Превышение оптимальных температур эпитаксиального роста может приводить к накоплению некомпенсированного аморфного теллура в объеме пленки [11].

Материал подложки и ее ориентация играют немаловажную роль в эпитаксии  $A_2B_6$ -соединений. Высокое рассогласование в параметрах решетки между подложкой и осаждаемым материалом влечет за собой накопление структурных дефектов в последнем. В случае  $A_2B_6$ -соединений наиболее энергетически выгодной подложкой является  $Cd_{0,96}Zn_{0,04}Te$  (КЦТ). Мольная доля цинка изменяет параметр решетки КЦТ, тем самым снижая рассогласование с КРТ [12]. Однако относительно качественные подложки на основе КЦТ являются очень дорогим и меньшим по площади материалом, поэтому в качестве альтернативы применяют GaAs [13]. Несмотря на высокое рассогласование между КРТ и GaAs (порядка 20 %) эпитаксиальный рост возможен с использованием буферных слоев CdTe, ZnTe [1, 3, 7, 13, 14] Они, в свою очередь, сохраняют ориентацию подложки и снижают вероятность трансляции дефектов в вышележащие слои [3, 14, 15]. Однако структурное качество подложки и буферных слоев, помимо активной области КРТ, также влияют на поглощение ИК-излучения. Следовательно, характеристики оптоэлектронного прибора зависят не только от активной области КРТ-структур, но также от кристаллического качества всей системы [12, 16].

В свою очередь, кристаллическое качество выращенных образцов определяется с помощью исследования структурных и опти-

ческих характеристик. Они напрямую связаны с условиями эпитаксиального роста исследуемых слоев [16]. Поэтому разработка технологии производства  $A_2B_6$ -соединений с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии требует множество различных методик построения анализа полученных образцов. Такие параметры, как шероховатость поверхности, а также различные оптические спектры, являются основными для корректировки ростовых характеристик. В настоящем исследовании для характеристики оптических и структурных параметров используются оптическая эллипсометрия (ОЭ) и атомно-силовая микроскопия (АСМ). В случае ОЭ измеряются спектры эллипсометрических параметров  $\Psi(\lambda)$  и  $\Delta(\lambda)$  [17]. Они являются компонентами эллиптической поляризации отраженного от поверхности луча. Параметры  $\Psi$  и  $\Delta$  несут косвенную информацию о шероховатости и о составе соединений образца [18]. Таким образом, оптическая эллипсометрия является экспресс-методикой анализа оптических и структурных характеристик выращенной пленки. На основе данных, полученных в совокупности ОЭ и АСМ, возможно определить оптимальные температуры роста пленок на основе  $A_2B_6$ -соединений.

Целью настоящего исследования является определение зависимости эллипсометрических параметров  $\Psi(\lambda)$  и  $\Delta(\lambda)$  в эпитаксиальных пленках CdTe от температурных режимов роста с помощью метода оптической эллипсометрии, а также установление диапазона оптимальных температур роста для достижения минимальной шероховатости поверхности образцов. Результаты данной работы окажутся полезны для определения оптимальных температурных режимов эпитаксиального роста  $A_2B_6$ -соединений, а также для *in situ* контроля молекулярно-лучевой эпитаксии слоев CdHgTe на различных подложках.

### Методика эксперимента

Молекулярно-лучевая эпитаксия пленок CdTe (образцы № 5, № 8, № 15 и № 18) проводилась в сверхвысоковакуумной многокамерной установке Riber Epineat Cluster на полужолирующих *epi-ready* подложках GaAs (100) с использованием бинарного источника CdTe.

Контроль температуры осуществлялся с помощью встроенного в нагреватель образца термодатчика. Датчик Баярда-Альперта использовался для измерения молекулярных потоков. Предростовая подготовка подложки GaAs осуществлялась в два этапа. Во-первых, обезгаживание держателя образца с подложкой от легколетучих соединений и паров воды проводилось в камере предварительной подготовки при температуре 350 °С в течение 20 минут. Во-вторых, в ростовом реакторе материалов A<sub>3</sub>B<sub>5</sub> группы проводилась десорбция естественных окислов в потоке мышьяка при температуре 680 °С в течение 5 минут, с последующим ростом буферного слоя GaAs толщи-

ной 0,5 мкм. В дальнейшем для эпитаксиального синтеза пленок CdTe держатель с подложкой помещался в ростовую камеру материалов группы A<sub>2</sub>B<sub>6</sub>. Рост структур CdTe осуществлялся при температурах подложки 250, 325, 400 и 450 °С.

После проведения эпитаксиального роста и эллипсометрических измерений пленок CdTe образцы CdTe/GaAs(100) выгружались из установки МЛЭ и измерялись методом атомно-силовой микроскопии на микроскопе NT-MTD Ntegra Maximus в контактном режиме в поле 10×10 мкм. Значения средней шероховатости ( $R_q$ ) для образцов представлены в таблице 1.

Таблица 1

*Энергетические значения и длины волн, соответствующие критическим точкам  $E_1$  и  $E_0$  в зависимости от температуры подложки*

Номер образца	Температура подложки, °С	$R_q$ , нм	Толщина, нм	$\lambda$ , нм	$E_1$ , эВ	$\lambda$ , нм	$E_g$ , эВ
8	250	17,00	4058	365	3,39	846	1,46
9	325	4,90	4256	376	3,30	842	1,47
18	400	0,85	4071	372	3,33	846	1,46
15	450	1,17	1452	373	3,34	893	1,39

В качестве аналитического оборудования для получения эллипсометрических спектров  $\Psi(\lambda)$   $\Delta(\lambda)$  был использован спектральный эллипсометрический комплекс КЭС-1000 (Россия, г. Новосибирск, ИФП РАН) в диапазоне длин волн 350÷1000 нм (от 1,2 до 3,5 эВ) [17]. Угол падения линейно-поляризованного света на исследуемый образец составлял 70°. В качестве источника излучения применялась высокостабильная галогенная лампа «OSRAM». Инструментальные погрешности измерения коэффициента преломления и толщины равны 0,005 и 5 Å соответственно. Программа Spectr использовалась для анализа эллипсометрических спектров  $\Psi(\lambda)$   $\Delta(\lambda)$ .

### Обсуждение результатов

Каждый тип кристаллической структуры имеет свои свойства, характеризующиеся, так называемыми, критическими точками или

особенностями Ван-Хова. Их, в свою очередь, возможно определить на спектрах компонентов диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_d(\lambda)$  и  $\varepsilon_m(\lambda)$ , или же на зонной структуре в качестве максимумов [19–21]. Различные напряжения кристаллической решетки, вызванные примесями, дислокациями, вакансиями и т. д., влияют на расположение и амплитуду данных экстремумов.

Структурное качество эпитаксиально растущих слоев напрямую зависит от условий роста, включающих в себя температуры подложки и молекулярных источников. A<sub>2</sub>B<sub>6</sub>-соединение, такое как CdTe, имеет малую величину энергии связи, порядка 572,6 эВ, поэтому температуры роста выше 500 °С могут оказаться излишне высокими для роста монокристалла [10]. Однако, несмотря на образование структуры CdTe на поверхности подложки GaAs при температурах менее 200 °С, механизм роста может оказаться трехмерным [16] и данная пленка будет обладать призна-

ками поликристалла, из-за недостатка кинетической энергии осаждаемых молекул для разделения на адатомы и термомиграции для нахождения оптимального местоположения в узлах кристаллической решетки [22].

Немаловажную роль в синтезе качественных слоев CdTe играет подготовка поверхности подложки. Термическое разложение аморфных окисных слоев с GaAs при температурах выше 700 °С является основным методом преростовой подготовки. Высокая температура приводит к разрыву Ga-O и Ga-As связей, высвобождая кислород, мышьяк и обнажая атомы галлия на поверхности подложки. В случае недостаточного термического воздействия приповерхностный кислород или иные приповерхностные дефекты могут поменять ориентацию растущего CdTe с (100) на (111) [10, 23–26].

Используемый *in situ* оптический метод исследования, такой как эллипсометрия, может оказаться полезен для характеристики свойств структуры. Измеряемыми в данном методе являются два параметра, такие как  $\psi$  и  $\Delta$ , соответствующие отношению амплитуд и разности фаз двух компонент отраженной эллиптически поляризованной волны. Их значе-

ния напрямую зависят от оптических характеристик материала, таких как показатель преломления и коэффициент поглощения. Зачастую для анализа кристаллических особенностей используется спектр мнимой диэлектрической проницаемости. Однако учет параметра  $\Delta$  в данном численном расчете может повлиять на качественное определение особенностей Ван-Хова из-за чувствительности к шероховатости пленки [18], поэтому целесообразно анализировать именно спектры  $\psi$  [19]. В настоящей работе для определения структурных особенностей эпитаксиальных пленок теллурида кадмия использовалась зависимость  $\psi(\lambda)$ . Спектр  $\Delta(\lambda)$ , указывающий на развитие микрорельефа поверхности образца, сопоставлялся с результатами атомно-силовой микроскопии.

Экспериментальные образцы №№ 8, 9, 15 и 18 представляли собой эпитаксиальные пленки CdTe, синтезированные непосредственно на полуизолирующей подложке GaAs(100) при различных температурах в диапазоне от 250 °С до 450 °С. Кроме того, образцы различались толщиной пленок (см. табл. 1), остальные параметры подготовки подложек и ростовых процессов были идентичными.

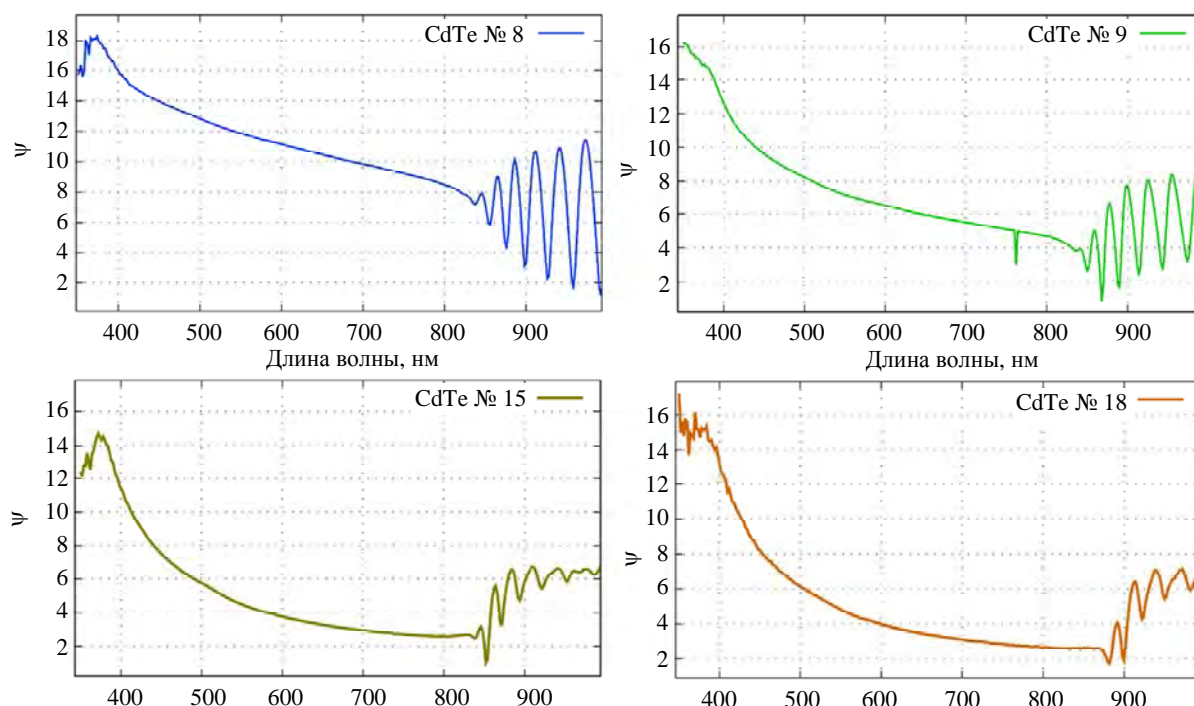


Рис. 1. Эллипсометрические спектры параметра  $\psi$  CdTe/GaAs. Синяя линия – CdTe № 8 (верхний левый угол); зеленая линия – CdTe № 9 (верхний правый угол); темно-зеленая линия – CdTe № 15 (нижний левый угол); оранжевая линия – CdTe № 18 (нижний правый угол)



Наибольший интерес для исследований оптических свойств представляет диапазон длин волн, начиная с 350 нм и заканчивая, примерно, 850 нм ( $E > E_g$ ), поскольку в данной части спектра пленка поглощает падающее излучение, и особенности Ван-Хова в спектре  $\psi(\lambda)$  будут наблюдаться. На рисунке 1 изображены эллипсометрические спектры параметра  $\psi$  для образцов CdTe № 8, № 9, № 15 и № 18, а результаты определения энергетического положения критических точек представлены в таблице 1. Особенность Ван-Хова  $E_1$ , равная, примерно, 3,3 эВ, наблюдается в каждом спектре и хорошо согласуется с литературными данными [27]. Сравнение спектров  $\psi(\lambda)$  показало, что температура роста в данном случае влияет на полуширину данных экстремумов. В случае роста эпитаксиального слоя CdTe при температуре 450 °С данный экстремум имеет величину меньше, чем у остальных образцов. Причиной этого является дополнительное поглощение падающего излучения, вызванное наличием дефектов в образцах № 8, № 9 и № 18 вблизи критической точки  $E_1$ . В качестве таковых могут выступать различные несовершенства кристаллической структуры, образующиеся в процессе синтеза CdTe при температурах 250 и 325 °С. Они, в свою очередь, соответствуют неоптимальным условиям роста. Согласно данным АСМ по среднеквадратичной шероховатости  $R_q$  (см. табл. 1), наименьшую шероховатость имеет слой CdTe, который был выращен при температуре 400 °С (образец № 15).

Величина ширины запрещенной зоны также напрямую зависит от особенностей кристаллической структуры. В эллипсометрическом спектре  $\psi(\lambda)$  критическая точка, соответствующая  $E_g$  CdTe, является первым минимумом перед началом интерференционных колебаний в пленке CdTe. Согласно значениям, представленным в таблице 1,  $E_g$  соответствует литературным данным в случае образцов № 8, № 9 и № 18 [27]. Большая толщина образцов, порядка 4 мкм, снижает до нуля вероятность образования интерференционных осцилляций в области  $E > E_g$  из-за превышения глубины проникновения света в образец.

Поэтому в спектрах  $\psi(\lambda)$  не наблюдаются экстремумы в данном диапазоне энергий ( $E > E_g$ ), и ширина запрещенной зоны определяется наиболее точно. В случае образца № 15, имеющего толщину порядка 1,5 мкм, несоответствие  $E_g$  с литературными данными связано с неполным поглощением падающего излучения в данной области спектра и, следовательно, влиянием интерференции, наблюдаемой в пленке.

Осцилляции, наблюдаемые в спектре  $\psi(\lambda)$  на рисунке 1 в диапазоне длин волн примерно с 850 и до 1000 нм ( $E < E_g$ ), соответствуют интерференции в выращенных пленках CdTe [28]. Сравнение изучаемых зависимостей показывает, что наибольшую амплитуду осцилляций имеет образец № 8, снижение амплитуды данных колебаний в других образцах свидетельствует о высоком показателе поглощения в пленках CdTe [28]. На рисунке 2 показаны эллипсометрические спектры  $\Delta(\lambda)$  для образцов CdTe/GaAs(100) № 8, № 9, № 15, № 18. Вышеуказанный параметр является разностью фаз компонентов эллиптически поляризованного отраженного от поверхности пленки излучения, поэтому применяется для анализа шероховатости выращенных структур.

Согласно данным, полученным с помощью атомно-силовой микроскопии (см. табл. 1), наиболее развитым микрорельефом обладает образец № 8 ( $R_q = 17$  нм), что согласуется с результатами ОЭ  $\Delta(\lambda)$ , так как среднее значение  $\bar{\Delta}$  (70°) отличается от оптимального (140–150°) в области спектра 350–850 нм [29]. Низкое значение параметра  $\Delta$  соответствует развитому микрорельефу поверхности пленки, для образцов № 15 и № 18 среднее значение параметра  $\Delta$  находилось в допустимых пределах:  $145^\circ \pm 5^\circ$ . Таким образом, данные, полученные с помощью метода спектральной эллипсометрии, указывают на низкое значение среднеквадратичной шероховатости поверхности образцов № 15 и № 18, что было подтверждено с помощью метода атомно-силовой микроскопии (см. табл. 1).

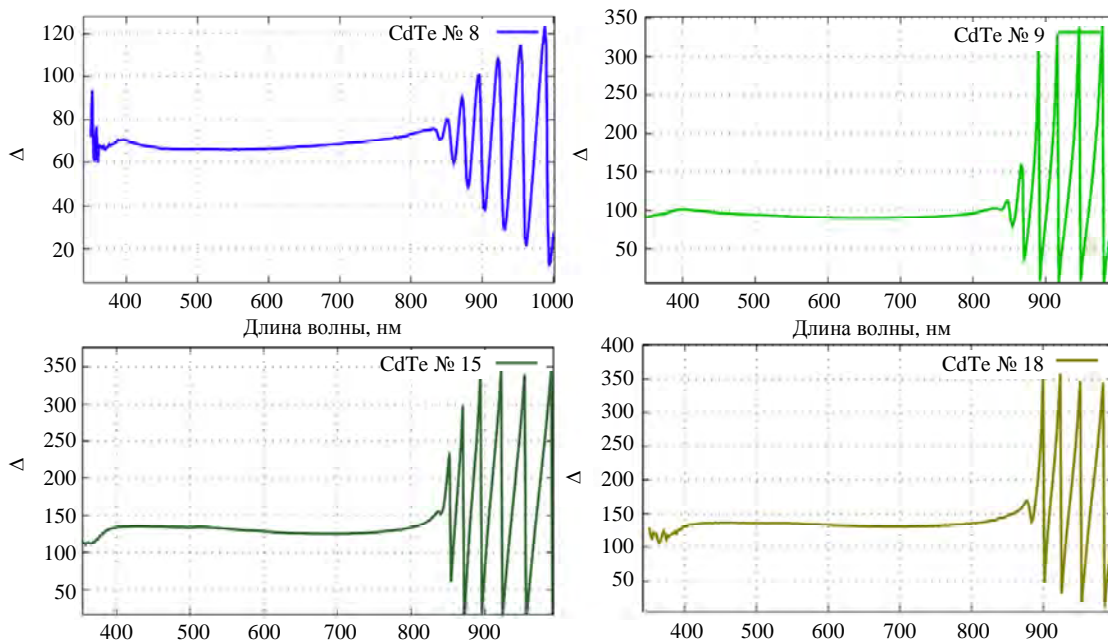


Рис. 2. Эллипсометрические спектры параметра  $\Delta$  образцов CdTe/GaAs. Синяя линия – 8 образец; светло-зеленая линия – 9 образец; темно-зеленая линия – 15 образец; коричневая линия – 18 образец

### Заключение

В настоящем исследовании были проанализированы эллипсометрические спектры параметров  $\psi$ ,  $\Delta$  в зависимости от температуры роста пленок CdTe. Установлена корреляция эллипсометрических параметров  $\Psi$  и  $\Delta$  со среднеквадратичной шероховатостью  $R_q$  поверхности пленок. Сравнение зависимостей  $\psi(\lambda)$  показало, что образцы CdTe/GaAs(100) № 15 и № 18, синтезированные при температурах 450 °C и 400 °C, соответственно, меньше остальных рассеивают оптическое излучение, что косвенно указывает на малую дефектность в пленках. Анализ спектра  $\Delta(\lambda)$  позволил установить, что поскольку значения параметра  $\Delta$  для образцов № 15 и № 18 находилось в пределах:  $145^\circ \pm 5^\circ$ , шероховатость поверхности пленок CdTe в них должна быть наименьшей, в сравнении с другими образцами. Пленка CdTe/GaAs(100) № 8 обладает развитым микрорельефом, что было подтверждено с помощью измерений атомно-силовой микроскопии ( $R_q = 17$  нм) и наблюдалось в спектре  $\Delta(\lambda)$  ( $\bar{\Delta} = 70^\circ$ ). Таким образом, оптимальным диапазоном температур для эпитаксиального роста пленок CdTe является 400–450 °C, ввиду низкой вероятности развития

микрорельефа на поверхности пленки. Также было определено, что критическая точка  $E_1$ , равна 3,3 эВ, соответствует соединению CdTe и наблюдается в качестве максимума в диапазоне  $E > E_g$  в спектре  $\psi(\lambda)$ . При этом по полуширине данного экстремума возможно качественно оценить образование различных дефектов в растущей структуре CdTe. Результаты работы окажутся полезны в качестве экспресс-методики определения особенностей кристаллической структуры  $A_2B_6$ -соединений и контроля эпитаксиального синтеза буферных слоев CdTe, ZnTe, а также CdHgTe в процессе роста.

Авторы выражают благодарность инженеру 2 кат. АО НПО «Орион» Сухановой А. С. за проведенные АСМ-измерения.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pan W. W., Gu R. J., Zhang Z. K., Lei W., Umamembreno G. A., Smith D. J., Antoszewski J., Faraone L. / J. Electron. Mater. 2022. Vol. 51. P. 4869–4883. <https://doi.org/10.1007/s11664-022-09725-1>
2. Scarpulla M. A., McCandless B., Phillips A. B., Yan Y., Heben M. J., Wolden C., Xiong G., Metzger W. K., Mao D., Krasikov D., Sankin I., Grover S., Munshi A., Sampath W., Sites J. R., Bothwell A., Albin D., Reese M. O.,

- Romeo A., Nardone M., Klie R., Walls M., Fiducia T., Abbas A., Hayes S. M. / *Solar Energy Materials and Solar Cells*. 2023. Vol. 255. P. 112289.  
<https://doi.org/10.1016/j.solmat.2023.112289>
3. Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Remesnik V. G., Sidorov Y. G., Shvets V. A., Ikssov D. G., Varavin V. S., Yakushev M. V., Gumenjuk-Sichevska J. V., Golenkov A. G., Lysiuk I. O., Tsybrii Z. F., Shevchik-Sheker A. V., Sizov F. F., Latyshev A. V., Aseev A. L. / *Opto-Electronics Review*. 2019. Vol. 27. P. 282–290.  
<https://doi.org/10.1016/j.opelre.2019.07.002>
4. Varavin V. S., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Remesnik V. G., Sabinina I. V., Sidorov Yu. G., Shvets V. A., Yakushev M. V., Latyshev A. V. / *Optoelectron. Instrument. Proc.* 2020. Vol. 56. P. 456–469.  
<https://doi.org/10.3103/S8756699020050143>
5. Vogt A., Shutt S., Frei K., Fiederle M. / *Journal of Crystal Growth*. 2017. Vol. 477. P. 114–117.  
<https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2017.02.048>
6. Сидоров Ю. Г., Дворецкий С. А., Варавин В. С., Михайлов Н. Н., Якушев М. В., Сабина И. В. / *Физика и техника полупроводников*. 2001. Т. 35. № 9. С. 1092–1101.
7. Wichrowska K., Wosinski T., Domagala J. Z., Kret S., Chusnutdinow S., Karczewski G. / *Semicond. Sci. Technol.* 2021. Vol. 36. № 4. P. 045022.  
<https://doi.org/10.1088/1361-6641/abbd0d>
8. Ahmed T., Tan X., Li B. Y., Cook E., Williams J., Tiano S. M., Coffey B., Tenney S. M., Hayes D., Caram J. R. / *ACS Nano*. 2025. Vol. 19. № 3. P. 3944–3952.  
<https://doi.org/10.1021/acsnano.4c17596>
9. Козлов Д. В., Румянцев В. В., Кадыков А. М., Фадеев М. А., Куликов Н. С., Уточкин В. В., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Гавриленко В. И., Хюберс Х. В., Тенне Ф., Морозов С. В. / *Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики*. 2019. Т. 109. № 9-10. С. 679–684.  
<https://doi.org/10.1134/S0370274X19100072>
10. Feldman R. D., Austin R. F., Kisker D. W., Jeffers K. S., Bridenbaugh P. M. / *Appl. Phys. Lett.* 1986. Vol. 48. P. 248–250.  
<https://doi.org/10.1063/1.96571>
11. Sidorov Y. G., Dvoretzky S. A., Varavin V. S., Mikhailov N. N., Yakushev M. V., Sabinina I. V. / *Semiconductors*. 2001. Vol. 35. P. 1045–1053.  
<https://doi.org/10.1134/1.1403569>
12. Varavin V. S., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Remesnik V. G., Sabinina I. V., Sidorov Yu. G., Shvets V. A., Yakushev M. V., Latyshev A. V. / *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing*. 2021. Vol. 56. P. 456–469.  
<https://doi.org/10.3103/S8756699020050143>
13. Tyagi S., Goyal A., Rana S. S., Meena U. R., Mishra P., Pandey R. K., Dalal S., Pandey A., Garg A. K., Kumar S., Singh R. / *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* 2024. Vol. 35. P. 982.  
<https://doi.org/10.1007/s10854-024-12724-z>
14. Svitashov K. K., Dvoretzky S. A., Sidorov Yu. G., Shvets V. A., Mardezhov A. S., Nis I. E., Varavin V. S., Liberman V., Remesnik V. G. / *Crystal Research and Technology*. 1994. Vol. 29. № 7. P. 931–937.  
<https://doi.org/10.1002/crat.2170290703>
15. Bratina G., Sorba L., Antonini A., Ceccone G., Nicolini R., Biasiol G., Franciosi A., Angelo J. E., Gerberich W. W. / *Phys. Rev. B*. 1993. Vol. 48. P. 8899.  
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.48.8899>
16. Hwang Y., Ngugen V. Q., Choi J. S., Park S., Cho S., Kim T. H., Ha Y., Ahn C. W. / *J. Korean Phys. Soc.* 2021. Vol. 79. P. 1057–1062.  
<https://doi.org/10.1007/s40042-021-00337-2>
17. Shvets V. A., Spesivtsev E. V., Rykhlytskii S. V., Mikhailov N. N. / *Nanotechnol. Russia*. 2009. Vol. 4. P. 201–204.  
<https://doi.org/10.1134/S1995078009030082>
18. Shvets V. A., Marin D. V., Kuznetsova L. S., Azarov I. A., Yakushev M. V., Rykhlytskii S. V. / *Journal of Optical Technology*. 2024. Vol. 91. № 7. P. 496–501.  
<https://doi.org/10.1364/jot.91.000091>
19. Shvets V. A., Azarov I. A., Marin D. V., Yakushev M. V., Rykhlytskii S. V. / *Semiconductors*. 2019. Vol. 53. P. 132–137.  
<https://doi.org/10.1134/S1063782619010196>
20. Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. *Полупроводниковая оптоэлектроника*. – М.: Мир, 1976. С. 56.
21. Шалимова К. В. *Физика полупроводников*. – М.: Энергоатомиздат, 1985. С. 302.
22. Yin J., Huang Q., Zhou J. / *J. Appl. Phys.* 1996. Vol. 79. P. 3714–3717.  
<https://doi.org/10.1063/1.361204>
23. Mcgibbon A. J., Pennycook S. J., Angelo J. E. / *Science*. 1995. Vol. 269. № 5223. P. 519–521.  
<https://doi.org/10.1126/science.269.5223.519>
24. Kolodziejski L. A., Gunshor R. L., Otsuka N., Choi C. / *J. vac. Sci. Technol. A*. 1986. Vol. 4. P. 2150–2152.  
<https://doi.org/10.1116/1.574045>
25. Faurie J. P., Hsu C., Sivananthan S., Chu X. / *Surface Science*. 1986. Vol. 168. № 1-3. P. 473–482.  
<https://doi.org/10.1116/1.574045>
26. Zhang S., Zhang J., Qiu X., Wu Y., Chen P. / *Journal of Crystal Growth*. 2020. Vol. 546. P. 125756.  
<https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2020.125756>
27. Adachi S., Kimura T., Suzuki N. / *J. Appl. Phys.* 1993. Vol. 74. P. 3435.  
<https://doi.org/10.1063/1.354543>
28. Швец В. А., Марин Д. В., Якушев М. В., Рыхлицкий С. В. / *Физика и техника полупроводников*. 2023. Т. 57. № 6. С. 469–475.  
<http://dx.doi.org/10.61011/FTP.2023.06.56476.5278>
29. Shvets V. A., Marin D. V., Yakushev M. V., Rykhlytskii S. V. / *Semiconductors*. 2024. Vol. 58. P. 67–72.  
<https://doi.org/10.1134/S1063782624010147>

## Study of optical properties of CdTe/GaAs(100) epitaxial films grown at various temperature regimes

A. A. Grekova<sup>1,2,\*</sup>, E. A. Klimov<sup>1</sup>, A. N. Vinichenko<sup>1,2</sup> and I. D. Burlakov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> RD&P Center ORION, JSC, Moscow, 111538 Russia

\* E-mail: [ingo.tyan2@mail.ru](mailto:ingo.tyan2@mail.ru)

<sup>2</sup> National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, 115409 Russia

Received 3.03.2025; revised 20.03.2025; accepted 7.04.2025

*In this study, we investigated the effect of growth temperature on the optical and structural properties of epitaxial cadmium telluride (CdTe) films synthesized by molecular beam epitaxy on semi-insulating GaAs(100) substrates. Using optical ellipsometry, the spectra of the ellipsometric parameters  $\Psi$  and  $\Delta$  were determined. The study revealed that the Van Hove features  $E_1$  and  $E_0$ , corresponding to 3.3 eV and 1.46 eV, respectively, are characteristic of the CdTe compound. The roughness of the film surface, resulting from the use of a non-optimal substrate temperature, was identified as the primary factor increasing the amplitude of oscillations in  $\Psi(\lambda)$  within the transparent region of the spectrum ( $E < E_g$ ) for CdTe. A correlation was established between the ellipsometric parameters  $\Psi$  and  $\Delta$  and the root-mean-square roughness ( $R_q$ ) of the film surface. It was found that non-optimal temperatures lead to the development of surface microrelief and a reduction in the range of  $\Delta(\lambda)$ . Thus, the average value of  $\Delta(\lambda)$  serves as an indirect criterion for evaluating the surface microrelief of epitaxial CdTe films. The optimal range of growth temperatures for epitaxial CdTe structures, necessary to achieve minimal surface roughness, was determined. The obtained data will be useful for the synthesis of CdHgTe on GaAs(100) substrates using CdTe buffer layers.*

**Keywords:** CdTe; spectral ellipsometry; molecular beam epitaxy.

### REFERENCES

1. Pan W. W., Gu R. J., Zhang Z. K., Lei W., Umana-Membreno G. A., Smith D. J., Antoszewski J. and Faraone L., *J. Electron. Mater.* **51**, 4869–4883 (2022). <https://doi.org/10.1007/s11664-022-09725-1>
2. Scarpulla M. A., McCandless B., Phillips A. B., Yan Y., Heben M. J., Wolden C., Xiong G., Metzger W. K., Mao D., Krasikov D., Sankin I., Grover S., Munshi A., Sampath W., Sites J. R., Bothwell A., Albin D., Reese M. O., Romeo A., Nardone M., Klie R., Walls M., Fiducia T., Abbas A. and Hayes S. M., *Solar Energy Materials and Solar Cells.* **255**, 112289 (2023). <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2023.112289>
3. Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Remesnik V. G., Sidorov Y. G., Shvets V. A., Ikuov D. G., Varavin V. S., Yakushev M. V., Gumenjuk-Sichevska J. V., Golenkov A. G., Lysiuk I. O., Tsybrii Z. F., Shevchik-Shekera A. V., Sizov F. F., Latyshev A. V. and Aseev A. L., *Opto-Electronics Review* **27**, 282–290 (2019). <https://doi.org/10.1016/j.opelre.2019.07.002>
4. Varavin V. S., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Remesnik V. G., Sabinina I. V., Sidorov Yu. G., Shvets V. A., Yakushev M. V. and Latyshev A. V., *Optoelectron. Instrument. Proc.* **56**, 456–469 (2020). <https://doi.org/10.3103/S8756699020050143>
5. Vogt A., Shutt S., Frei K. and Fiederle M., *Journal of Crystal Growth.* **477**, 114–117 (2017). <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2017.02.048>
6. Sidorov Yu. G., Dvoretzky S. A., Varavin V. S., Mikhailov N. N., Yakushev M. V. and Sabinina I. V., *Semiconductors* **35** (9), 1045–1053 (2001).
7. Wichrowska K., Wosinski T., Domagala J. Z., Kret S., Chusnutdinow S. and Karczewski G., *Semicond. Sci. Technol.* **36** (4), 045022 (2021). <https://doi.org/10.1088/1361-6641/abbd0d>
8. Ahmed T., Tan X., Li B. Y., Cook E., Williams J., Tiano S. M., Coffey B., Tenney S. M., Hayes D. and Caram J. R., *ACS Nano.* **19** (3), 3944–3952 (2025). <https://doi.org/10.1021/acsnano.4c17596>

9. Kozlov D. V., Rumyantsev V. V., Kadykov A. M., Fadeev M. A., Kulikov N. S., Utochkin V. V., Mikhailov N. N., Dvoretiskii S. A., Gavrilenko V. I., Hubers H. W., Tepe F. and Morozov S. V., JETP Letters **109** (10), 657–662 (2019).
10. Feldman R. D., Austin R. F., Kisker D. W., Jeffers K. S. and Bridenbaugh P. M., Appl. Phys. Lett. **48**, 248–250 (1986).  
<https://doi.org/10.1063/1.96571>
11. Sidorov Y. G., Dvoretiskii S. A., Varavin V. S., Mikhailov N. N., Yakushev M. V. and Sabinina I. V., Semiconductors **35**, 1045–1053 (2001).  
<https://doi.org/10.1134/1.1403569>
12. Varavin V. S., Dvoretiskii S. A., Mikhailov N. N., Remesnik V. G., Sabinina I. V., Sidorov Yu. G., Shvets V. A., Yakushev M. V. and Latyshev A. V., Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. **56**, 456–469 (2021).  
<https://doi.org/10.3103/S8756699020050143>
13. Tyagi S., Goyal A., Rana S. S., Meena U. R., Mishra P., Pandey R. K., Dalal S., Pandey A., Garg A. K., Kumar S. and Singh R., J Mater Sci: Mater Electron. **35**, 982 (2024).  
<https://doi.org/10.1007/s10854-024-12724-z>
14. Svitashv K. K., Dvoretiskii S. A., Sidorov Yu. G., Shvets V. A., Mardezhov A. S., Nis I. E., Varavin V. S., Liberman V. and Remesnik V. G., Crystal Research and Technology **29** (7), 931–937 (1994).  
<https://doi.org/10.1002/crat.2170290703>
15. Bratina G., Sorba L., Antonini A., Ceccone G., Nicolini R., Biasiol G., Franciosi A., Angelo J. E. and Gerberich W. W., Phys. Rev. B **48**, 8899 (1993).  
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.48.8899>
16. Hwang Y., Ngugen V. Q., Choi J. S., Park S., Cho S., Kim T. H., Ha Y. and Ahn C. W., J. Korean Phys. Soc. **79**, 1057–1062 (2021).  
<https://doi.org/10.1007/s40042-021-00337-2>
17. Shvets V. A., Spesivtsev E. V., Rykhlitskii S. V. and Mikhailov N. N., Nanotechnol Russia **4**, 201–204 (2009).  
<https://doi.org/10.1134/S1995078009030082>
18. Shvets V. A., Marin D. V., Kuznetsova L. S., Azarov I. A., Yakushev M. V. and Rykhlitskii S. V., Journal of Optical Technology **91** (7), 496–501 (2024).  
<https://doi.org/10.1364/jot.91.000091>
19. Shvets V. A., Azarov I. A., Marin D. V., Yakushev M. V. and Rykhlitskii S. V., Semiconductors **53**, 132–137 (2019).
20. Moss T., Barrel G. and Ellis B. Poluprovodnikovaya optoelektronika. Moscow, Mir, 1976.
21. Shalimova K. V. Fizika poluprovodnikov. Moscow, Energoatomizdat, 1985.
22. Yin J., Huang Q. and Zhou J., J. Appl. Phys. **79**, 3714–3717 (1996).  
<https://doi.org/10.1063/1.361204>
23. McGibbon A. J., Pennycook S. J. and Angelo J. E., Science **269** (5223), 519–521 (1995).  
<https://doi.org/10.1126/science.269.5223.519>
24. Kolodziejski L. A., Gunshor R. L., Otsuka N. and Choi C., J. vac. Sci. Technol. A **4**, 2150–2152 (1986).  
<https://doi.org/10.1116/1.574045>
25. Faurie J. P., Hsu C., Sivananthan S. and Chu X., Surface Science **168** (1-3), 473–482 (1986).  
<https://doi.org/10.1116/1.574045>
26. Zhang S., Zhang J., Qiu X., Wu Y. and Chen P., Journal of Crystal Growth. **546**, 125756 (2020).  
<https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2020.125756>
27. Adachi S., Kimura T. and Suzuki N., J. Appl. Phys. **74**, 3435 (1993).  
<https://doi.org/10.1063/1.354543>
28. Shvets V. A., Marin D. V., Yakushev M. V. and Rykhlitskii S. V., Semiconductors **57** (6), 464–469 (2023).
29. Shvets V. A., Marin D. V., Yakushev M. V. and Rykhlitskii S. V., Semiconductors **58**, 67–72 (2024).  
<https://doi.org/10.1134/S1063782624010147>

#### Об авторах

**Грекова Анастасия Александровна**, инженер-технолог 2 кат., АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ» (115409, Россия, Москва, Каширское шоссе, д. 31). E-mail: ingo.tyan2@mail.ru.

**Климов Евгений Александрович**, начальник участка, к.ф.-м.н., АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: klimov\_evgeniy@mail.ru. SPIN-код РИНЦ 7826-3235, Author ID 153920

**Виниченко Александр Николаевич**, ведущий инженер участка, к.ф.-м.н., АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ» (115409, Россия, Москва, Каширское шоссе, д. 31). E-mail: ANVinichenko@merphi.ru. SPIN-код РИНЦ 6466-4907, Author ID 725517

**Бурлаков Игорь Дмитриевич**, заместитель генерального директора по инновациям и науке, д.т.н., профессор, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: idbur@orion-ir.ru. SPIN-код РИНЦ 6042-3634, Author ID 171368



УДК 533.9; 534-16  
EDN: VGCLXD

PACS: 52.75Fk; 41.75Fr; 41.75Ht; 62.50Ef

**Оценка влияния плазменных процессов в вакуумном диоде  
сильноточного электронного ускорителя «Кальмар»  
на развитие ударно-волновых процессов в мишенях**© Е. Д. Казаков<sup>1,2,3,4,\*</sup>, М. Ю. Орлов<sup>1</sup>, А. Р. Смирнова<sup>1,3,4</sup>, М. Г. Стрижаков<sup>1</sup>,  
К. А. Сунчугашев<sup>1</sup>, Л. М. Юсупова<sup>1,2</sup>, С. И. Ткаченко<sup>1,3,4,5</sup><sup>1</sup> НИЦ «Курчатовский институт», Москва, 123182 Россия

\* E-mail: kazakov\_ed@nrcki.ru

<sup>2</sup> Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, 111250 Россия<sup>3</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),  
г. Долгопрудный, Московская обл., 141701 Россия<sup>4</sup> Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, Москва, 125047 Россия<sup>5</sup> Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, 125412 РоссияСтатья поступила в редакцию 11.11.2024; после доработки 13.01.2025; принята к публикации 14.02.2025  
Шифр научной специальности: 1.3.9

*Рассматривается вопрос о влиянии диодной плазмы на формирование и распространение волн сжатия и ударных волн внутри мишеней при исследовании воздействия сильноточных электронных пучков на твердые мишени. Экспериментальные исследования проведены на установке «Кальмар», генерирующей сильноточный пучок электронов. Для получения оценок проведено численное моделирование процессов, происходящих в диоде, заполненном плазмой, в рамках одномерной магнитной гидродинамики. Полученные результаты моделирования подтверждают, что плазма может обеспечивать давление, достаточное для создания наблюдаемых в эксперименте вторичных волн сжатия.*

*Ключевые слова:* плазма диода; сильноточный пучок электронов; прозрачные мишени; ударно-волновые процессы.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-2-55-61

**Введение**

Исследование формирования и распространения ударных волн внутри различных материалов при мощном импульсном воздействии является актуальным, так как всё больше новых композитных и полимерных материалов используются в авиационной и ракетно-космической технике, в судостроении и в специальных приложениях [1]. Экспериментальные исследования в этой области проводятся уже более пятидесяти лет, с использованием различных видов воздействия на образцы [2–6]. Основными инструментами инициации меха-

нического ударно-волнового воздействия являются баллистический и взрывной генератор [7], электровзрывные устройства [8]. Наравне с ними активно используются импульсные лазеры большой мощности, магнитно-импульсные генераторы [9], а также сильноточные ускорители электронов и ионов. В данной работе рассматриваются особенности ударно-волновых процессов, возникающих в прозрачных материалах при воздействии сильноточного электронного пучка установки «Кальмар» (ток до 35 кА, напряжение на диоде до 350 кВ, длительность пучка электронов  $\approx 100$  нс).

Относительно высокая проникающая способность – одна из особенностей таких электронных пучков в качестве источника ударных волн. В связи с тем, что длительность воздействия пучка составляет около ста наносекунд, энергия выделяется в приповерхностном слое толщиной не более нескольких сотен микрометров (до 80 % электронов поглощается в слое менее 100 мкм), а время разгрузки такой области – не менее 500 нс, процесс поглощения энергии пучка можно считать изохорным. В большинстве работ оценки различных параметров на поверхности мишени производят с учетом только взаимодействия пучка электронов с поверхностью мишени и разгрузки области энерговыделения, однако, после прохождения электронного пучка в диодном зазоре образуется плазма [10], влиянием которой как правило пренебрегают. Некоторые экспериментальные результаты, демонстрирующие динамику прохождения ударной волны по мишени [10,11], дают основания рассмотреть вопрос о влиянии диодной плазмы на формирование и распространение ударных волн внутри мишени более детально.

Вопрос о влиянии диодной плазмы на формирование и распространение волн сжатия и ударных волн внутри мишеней поднимался и ранее, при исследовании воздействия сильноточных электронных пучков на конденсированные мишени. Однако, исследований, подтверждающих или опровергающих это на сегодняшний день нет. В результате моделирования анодного факела [12] получены достаточно экстремальные параметры плазмы (средняя электронная температура  $T_e \approx 10$  эВ, средняя концентрация  $n_e > 5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ). Проведенное нами одномерное МГД моделирование параметров плазменного столба, подтверждает предположение, что давление плазмы может достигать значений достаточных для формирования волн сжатия, которые наблюдаются в экспериментах.

### Экспериментальные исследования

Эксперименты по изучению влияния диодной плазмы на формирование и прохождения ударных волн и волн сжатия в прозрачных мишенях проводились на сильноточном ускорителе «Кальмар» [13]. Образцы-мишени, изготовленные из различных прозрачных материалов, крепились к пластине анодного узла.

Остаточное давление в вакуумной камере было не более  $10^{-2}$  Па.

Система оптической диагностики основана на просвечивании диодного промежутка и/или мишени лазерным излучением перпендикулярно оси диода. Лазерное излучение проходит в диагностические окна через исследуемую область. Изображение переносится на фотокатод электронно-оптической камеры СФЭР-6, работающей в хронографическом режиме, с помощью системы объективов и зеркал [9]. В связи с тем, что характерные времена плазменных и ударно-волновых процессов отличаются приблизительно на порядок, зафиксировать плазменные процессы качественно возможно только на хронограммах с большими временными развертками. Необходимо отметить, что параметры плазмы в прианодной области могут принимать значения, при которых невозможно зафиксировать плазму с помощью имеющихся диагностик.

На рисунке 1 представлена совместная хронограмма, зарегистрированная методом теневого фотографирования с одновременной регистрацией собственного свечения плазмы. В верхней части изображения на фоне зондирующего излучения видно распространение тени, которая появляется в результате изменения коэффициента преломления при прохождении волны сжатия или ударной волны в мишени, закреплённой на задней поверхности анодной пластины. В нижней части изображения (ниже временной оси) наблюдаем собственное свечение плазмы в диоде ускорителя. Зондирующее излучение через диодный зазор не проходило, будучи заблокировано экраном.

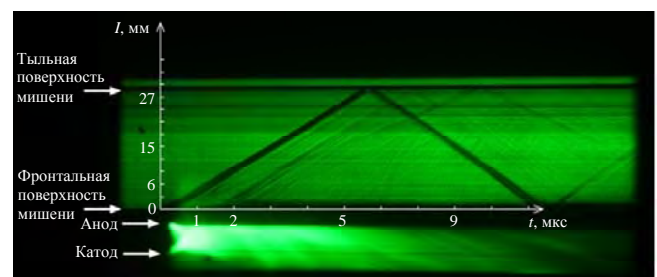


Рис. 1. Совместная хронограмма, зарегистрированная методом теневого фотографирования с одновременной регистрацией собственного свечения плазмы. Времена анализирующая щель ориентирована вдоль оси пучка. Энергия пучка электронов в данном выстреле составляла 450 Дж; мишень изготовлена из стекла (ЛК-5)

Из данной хронограммы видно, что в первые 300–400 нс формируется ударная волна, скорость распространения которой  $\sim 5,4$  км/с. В нижней части хронограммы видно, что к концу этого временного промежутка яркое собственное свечение, распространяющееся от электродов к центру, замыкает диодный промежуток. Можно сделать вывод, что излучающая плазма замыкает диодный промежуток. К моменту времени в 1,5–2 мкс собственное свечение плазмы становится менее интенсивным. После  $\sim 2$  мкс в объеме мишени появляются множественные затемнения, каждое из которых может соответствовать распространению волн сжатия в материале. Появление этих волн на поздних стадиях разлета анодной плазмы может быть обусловлено избыточным давлением в прианодной области, возникающим в плазменном канале.

Измерение тока и напряжения в диодном зазоре производилось с помощью шунта и емкостного делителя соответственно [14]. Имея данные о токе и напряжении, можно определить мощность и интегральную энергию, вкладываемую пучком в образец.

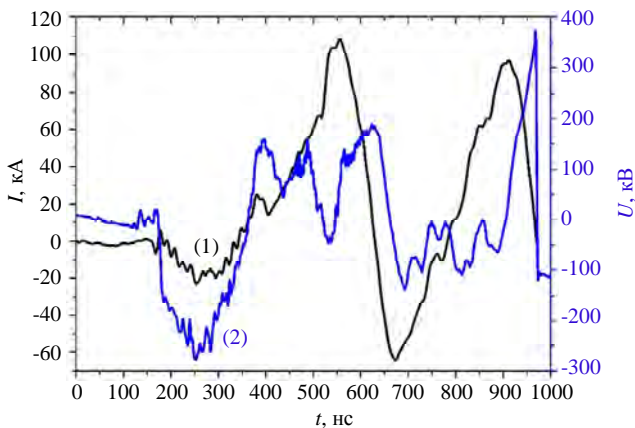


Рис. 2. Временные зависимости тока (1) и напряжения (2), измеренные в диодном промежутке

На рисунке 2 представлена характерная временная зависимость тока пучка электронов и тока проводимости через диод. Видно, что в промежутке времени с 150 нс до 350 нс в диоде генерируется пучок электронов; после чего происходит замыкание диодного промежутка плазмой, это инициирует переполюсовку тока в  $\sim 400$  нс. После замыкания диода плазмой наблюдается знакопеременный ток, амплитуда которого уменьшается. Замыкание диода происходит за счет его заполнения плазменными

потоками с катода и анода. На катоде появление плазмы обусловлено взрывом поверхности (взрывная эмиссия), а на аноде взаимодействием пучка высокоэнергетичных электронов с поверхностью мишени. Наличие тока в диодном промежутке означает, что плазма, замыкающая диод, обладает высокой проводимостью.

### Математическое моделирование

Для определения диапазона параметров, при которых диодная плазма влияет на генерацию ударных волн внутри мишени, была сформулирована задача о моделировании процессов, происходящих в цилиндрическом плазменном канале с током. Стадия формирования плазменного канала не рассматривалась. Данная задача решалась в рамках одномерной (координата  $r$  направлена параллельно поверхности мишени; начало отсчета расположено в точке, соответствующей оси пучка электронов) однотемпературной магнитной гидродинамики (МГД) в цилиндрической системе координат. Ниже записана система МГД уравнений в Ланранжевых переменных:

$$\frac{dm}{dt} = 0, \tag{1}$$

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\frac{\partial P}{\partial r} - \frac{1}{2\mu_0 r^2} \cdot \frac{\partial (r^2 B_\phi^2)}{\partial r}, \tag{2}$$

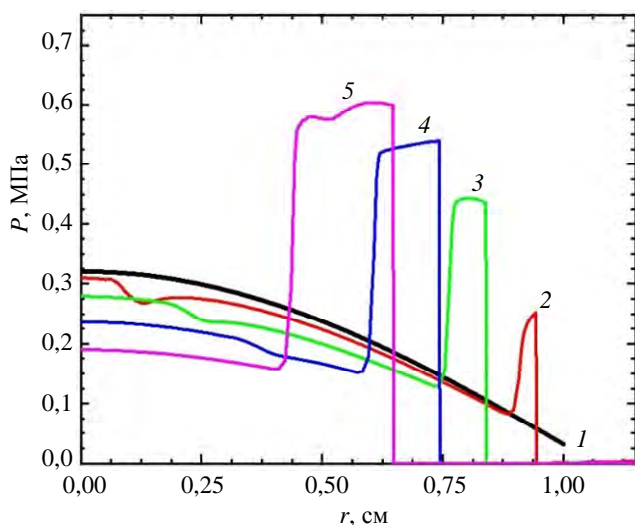
$$\rho \frac{d\varepsilon}{dt} = -P \frac{\partial (rv)}{\partial r} + \frac{j^2}{\sigma}, \tag{3}$$

$$\frac{d(\mu B_\phi)}{dt} = \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{1}{\sigma r} \cdot \frac{\partial (r B_\phi)}{\partial r} \right], \tag{4}$$

где  $m$  – масса;  $\rho = m_c n$  – плотность;  $m_c$  – масса атома углерода;  $v$  – скорость;  $P$  – гидродинамическое давление;  $\mu$  – магнитная проницаемость;  $B_\phi$  – индукция магнитного поля;  $j = \frac{1}{\mu_0 r} \frac{\partial (r B_\phi)}{\partial r}$  – плотность тока;  $\sigma$  – проводимость;  $T$  – температура;  $n$  – концентрация. Для описания термодинамических свойств среды использовалась модель идеальной плазмы и Спитцеровская модель проводимости. При записи начальных и граничных

условий для описанной задачи использовались результаты, полученные при обработке экспериментальных данных: максимальное значение концентрации плазмы в начальный момент  $n_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , начальный радиус цилиндрического плазменного столба  $r_0 = 1 \text{ см}$ , начальная температура плазмы  $T_0 = 10 \text{ эВ}$ , индукция магнитного поля на внешней границе ( $r_{\text{вн}}$ ) плазменного канала  $B_{\phi}(r_{\text{вн}}, t) = \mu_0 I(t) / \{2\pi r_{\text{вн}}(t)\}$ ; магнитное поле и поле скоростей в начальный момент времени задавались нулевыми. В модели рассматривалась однократно ионизованная плазма; начальное распределение концентрации плазмы в зависимости от радиуса – косинусоидальное. Значение полного тока определялось синусоидальной зависимостью  $I(t) = I_{\text{max}} \sin(\omega t)$ ,  $\omega = (2\pi/400) \text{ нс}^{-1}$ .

На рисунке 3 представлен график радиальной зависимости давления в плазменном столбе, полученного при численном моделировании с  $I_{\text{max}} = 100 \text{ кА}$ .



**Рис. 3.** Радиальная зависимость давления в плазменном столбе. Цифрами указаны моменты времени, которые отсчитываются от момента начала тока проводимости (равному 400 нс на рис. 2): 1 – 0 нс, 2 – 100 нс, 3 – 200 нс, 4 – 300 нс, 5 – 400 нс

На рисунке 3 видно, что давление нарастает вблизи внешней поверхности плазменной цилиндрической оболочки и со временем область повышенного давления смещается к оси симметрии. Это происходит из-за поджатия магнитным давлением периферийной плазмы низкой плотности к оси и одновременного расталкивания газодинамическим давлением

вещества с высокой плотностью от оси; в результате чего формируется область с повышенной плотностью, а следовательно, и давлением на периферии плазменной области.

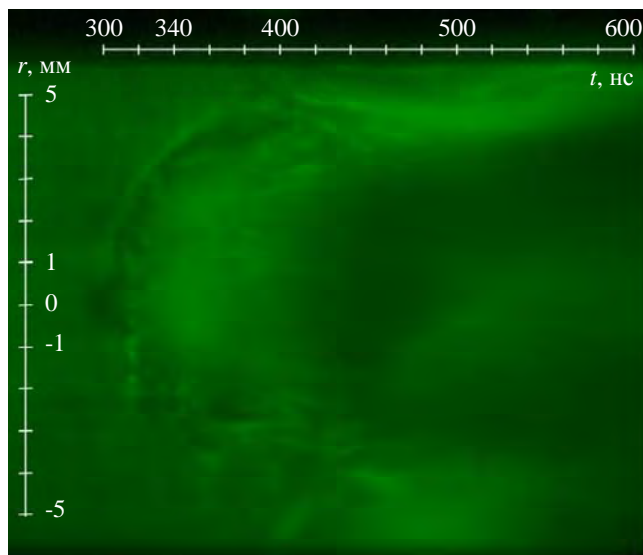
## Обсуждение результатов

При взаимодействии пучка электронов с поверхностью мишени формируется факел анодной плазмы, а при прохождении токов большой мощности по электродам с катода срывается поток плазмы, сформированный взрывной электронной эмиссией. В некоторый момент времени эти два потока перекрывают диод (см. на рис. 1 нижнюю часть хронограммы, на которой видно собственное свечение плазмы в диоде ускорителя), в результате чего в диоде формируется канал проводимости для тока, проходящего после импульса субрелятивистского пучка электронов, т. е. после 400 нс в соответствии с рис. 2.

На рисунке 4 представлена поперечная хронограмма: развернуто во времени изображение центральной части диодного промежутка, перпендикулярного оси диода. На рисунке 4 видно, что плазма анодного факела достигает области, в которой происходит регистрация, к  $\sim 300$ -й наносекунде; далее в течение  $\sim 100 \text{ нс}$  диодный зазор заполняется почти однородной плазмой, поперечный размер которой увеличивается от 0,5 см до  $\sim 1 \text{ см}$  к 400 нс, т. е. радиальная скорость на внешней наблюдаемой границе равна  $\sim 3 \times 10^4 \text{ м/с}$ . После момента времени 440 нс наблюдается поджатие излучающей плазмы по её внешней видимой границе, в этой же области (её толщина  $\sim 1 \text{ мм}$ ) собственное свечение плазмы более интенсивное. В соответствии с результатами моделирования (рис. 3) на моменты времени 200–300 нс от момента начала тока проводимости в плазменном канале образуется область поджатия такого же размера и с такой же скоростью поджатия  $\sim 10^4 \text{ м/с}$ , давление в этой области выше, чем в других частях плазмы. Увеличение давления плазмы приведет к увеличению давления на торцах плазменного столба, это может вызвать формирование дополнительных волн сжатия или ударных волн, которые не связаны непосредственно с воздействием пучка электронов на



поверхность мишени. Таким образом, учет процессов, происходящих в плазме диода, может оказать существенное влияние на изучение динамики формирования и прохождения волн сжатия и ударных волн в твердых мишенях.



**Рис. 4.** Хронограмма, зарегистрированная методом теневого фотографирования с одновременной регистрацией собственного свечения плазмы. Времени анализирующая щель ориентирована поперек оси пучка. Энергия пучка электронов в данном выстреле составляла 460 Дж

Хотелось бы также отметить, что в соответствии с рис. 1, у некоторых из таких волн как бы изменяется скорость распространения – они соответствуют потемнениям, у которых со временем изменяется наклон. Причиной изменения наклона мог бы быть процесс формирования волн не в той поверхностной области мишени, которая соответствует оси пучка, а например, вблизи внешней границы области взаимодействия пучка с мишенью. В этом случае волны сжатия будут приходить в область находящейся на продолжении оси пучка с разной временной задержкой, зависящей от координаты вдоль толщины мишени, что и приведет к появлению тени с меняющимся по толщине мишени наклоном.

### Заключение

Таким образом и экспериментальные результаты, и моделирование в рамках одномерной магнитной гидродинамики подтверждают

необходимость учета процессов, происходящих в плазме диода, при изучении динамики формирования и распространения волн сжатия и ударных волн в мишенях. Причем, учитывая достаточно экстремальные параметры плазмы в диодном зазоре она может также оказывать существенное воздействие на степень разрушения поверхности исследуемых материалов при испытаниях. Для развития представленных исследований предполагается выполнить более детальный анализ экспериментальных данных в том числе и с помощью результатов моделирования, которые мы планируем получить в рамках усовершенствованной модели.

*Математическое моделирование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-21-00248).*

*Эксперименты на установке «Кальмар» проведены в рамках государственного задания НИЦ «Курчатовский институт»*

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коваленко В. А., Кондратьев А. В. / *Авиационно-космическая техника и технология*. 2011. № 5. С. 14–20.
2. Рудаков Л. И., Бабыкин М. В., Гордеев А. В. и др. Генерация и фокусировка сильноточных релятивистских электронных пучков. – М.: Энергоатомиздат, 1990.
3. Грабовский Е. В., Воробьев О. Ю., Дяблин К. С., Лебедев М. Е., Острик А. В., Смирнов В. П., Фортвов В. Е. / *Письма в ЖЭТФ*. 1984. Т. 60. № 1. С. 3–6.
4. Ломов С. А. Введение в общую теорию сингулярных возмущений. – М.: Наука, 1981.
5. Kanel' G., Fortov V., Razorenov S. / *Успехи физических наук*. 2007. Т. 177. № 8. С. 809–831.
6. Диденко А. Н., Лигачев А. Е., Куракин И. Б. Воздействие пучков заряженных частиц на поверхности металлов и сплавов. – М.: Энергоатомиздат, 1987.
7. Канель Г. И., Разоренов С. В., Уткин А. В., Фортвов В. Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. – М.: «Янус-К», 1996.
8. Рябинин Ю. Н. / *Журнал технической физики*. 1956. Т. 26. С. 2661.
9. Кривошеев С. И. / *Журнал технической физики*. 2005. Т. 75. № 3. С. 49–55.
10. Демидов Б. А., Казаков Е. Д., Калинин Ю. Г. / *Приборы и техника эксперимента*. 2020. № 3. С. 90–95.
11. Демидов Б. А., Казаков Е. Д., Калинин Ю. Г. и др. / *Прикладная физика*. 2018. № 6. С. 74–78.
12. Ананьев С. С., Багдасаров Г. А., Гасилов В. А. и др. / *Физика плазмы*. 2017. Т. 43. № 7. С. 608–615.

13. Демидов Б. А., Ивкин М. В., Петров В. А., Фанченко С. Д. / Атомная энергия. 1979. Т. 46. № 2. С. 101.

14. Казаков Е. Д. и др. / Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 8. С. 716–727.

PACS: 52.75Fk; 41.75Fr; 41.75Ht; 62.50Ef

## **Evaluation of the influence of plasma processes in the vacuum diode of the high-current electron accelerator "Kalmar" on the development of shock-wave processes in targets**

E. D. Kazakov<sup>1,2,3,4</sup>, M. Yu. Orlov<sup>1</sup>, A. R. Smirnova<sup>1,3,4</sup>, M. G. Strizhakov<sup>1</sup>,  
K. A. Sunchugashev<sup>1</sup>, L. M. Yusupova<sup>1,2</sup> and S. I. Tkachenko<sup>1,3,4,5</sup>

<sup>1</sup> National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, 123182 Russia

<sup>2</sup> National Research University «Moscow Power Engineering Institute», Moscow, 111250 Russia

<sup>3</sup> Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow Region, 141701 Russia

<sup>4</sup> Keldysh Institute of Applied Mathematics RAS, Moscow, 125047 Russia

<sup>5</sup> Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412 Russia

Received 11.11.2024; revised 13.01.2025; accepted 14.02.2025

*The issue of the influence of diode plasma on the formation and propagation of compression waves and shock waves inside targets is considered in the study of the impact of high-current electron beams on solid targets. Experimental studies were conducted on the Kalmar setup generating a high-current electron beam. To obtain estimates, numerical modeling of the processes occurring in a diode filled with plasma was performed within the framework of one-dimensional magnetohydrodynamics. The obtained modeling results confirm that plasma can provide pressure sufficient to create secondary compression waves observed in the experiment.*

**Keywords:** diode plasma; high-current electron beam; transparent targets; shock wave processes.

### REFERENCES

1. Kovalenko V. A. and Kondratyev A. V., Aviation and space equipment and technology, № 56 14–20 (2011) [in Russian].
2. Rudakov L. I., Babykin M. V., Gordeev A. V. et al. Generation and focusing of high-current relativistic electron beams. Moscow, Energoatomizdat, 1990 [in Russian].
3. Grabovsky E. V., Vorobyov O. Yu., Dyabilin K. S., Lebedev M. E., Ostriuk A. V., Smirnov V. P. and Fortov V. E., JETP Letters **60** (1), 3–6 (1984).
4. Lomov S. A. Introduction to the General Theory of Singular Perturbations. Moscow, Nauka, 1981.
5. Kanel' G., Fortov V and Razorenov S., Physics-Uspekhi **50** (8), 771–791 (2007).
6. Didenko A. N., Ligachev A. E. and Kurakin I. B. Effect of charged particle beams on the surfaces of metals and alloys. Moscow, Energoatomizdat, 1987 [in Russian].
7. Kanel G. I., Razorenov S. V., Utkin A. V. and Fortov V. E. Shock-wave phenomena in condensed media. Moscow, "Yanus-K", 1996 [in Russian].
8. Ryabinin Yu. N., Technical Physics, № 26, 2661 (1956).
9. Krivosheev S. I., Technical Physics **75** (3), 49–55 (2005).
10. Demidov B. A., Kazakov E. D. and Kalinin Yu. G., Instruments and Experimental Techniques, № 3, 90–95 (2020) [in Russian].
11. Demidov B. A., Kazakov E. D., Kalinin Yu. G. et al., Applied Physics, № 6, 74–78 (2018) [in Russian].
12. Ananyev S. S., Bagdasarov G. A., Gasilov V. A. et al., Plasma Physics Reports **43** (7), 608–615 (2017).
13. Demidov B. A., Ivkin M. V., Petrov V. A. and Fanchenko S. D., Atomic Energy **46** (2), 101 (1979).
14. Kazakov E. D. et al., Plasma Physics Reports **47** (8), 608–615 (2021) [in Russian].



**Об авторах**

**Казаков Евгений Давидович**, заместитель руководителя отделения, к.ф.-м.н., НИЦ «Курчатовский институт» (123182, Россия, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1). Национальный исследовательский университет «МЭИ» (111250, Россия, Москва, Красноказарменная ул., д. 14). Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, г. Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., д. 9). Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН (125047, Россия, Москва, Миусская пл., д. 4). E-mail: kazakov\_ed@nrcki.ru. SPIN-код РИНЦ 2936-1306, Author ID 184827

**Орлов Михаил Юрьевич**, инженер-исследователь, НИЦ «Курчатовский институт» (123182, Россия, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1). E-mail: mosgotron@gmail.com.

**Смирнова Анна Романовна**, младший научный сотрудник, аспирант, НИЦ «Курчатовский институт» (123182, Россия, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1). Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, г. Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., д. 9). Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН (125047, Россия, Москва, Миусская пл., д. 4). E-mail: anyu4113@gmail.com. SPIN-код РИНЦ 8607-4923, Author ID 1254979

**Стрижаков Михаил Геннадьевич**, научный сотрудник, НИЦ «Курчатовский институт» (123182, Россия, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1). E-mail: strizhakov\_mg@nrcki.ru. SPIN-код РИНЦ 1430-1600, Author ID: 824117

**Сунчугашев Кирилл Александрович**, лаборант-исследователь, НИЦ «Курчатовский институт» (123182, Россия, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1). E-mail: 1032182603@pfur.ru.

**Юсупова Лилия Маратовна**, лаборант-исследователь, студент, НИЦ «Курчатовский институт» (123182, Россия, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1). Национальный исследовательский университет «МЭИ» (111250, Россия, Москва, Красноказарменная ул., д. 14). E-mail: yusupova\_lilia\_m@mail.ru. SPIN-код РИНЦ 6695-1237, Author ID 1289155

**Ткаченко Светлана Ивановна**, профессор, д.ф.-м.н., НИЦ «Курчатовский институт» (123182, Россия, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1). Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, г. Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., д. 9). Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН (125047, Россия, Москва, Миусская пл., д. 4). Объединенный институт высоких температур РАН (125412, Россия, Москва, ул. Ижорская, д. 13, стр. 2). E-mail: tkachenko@phystech.edu. SPIN-код РИНЦ 8352-8420, Author ID 108014

УДК 532.5, 537.39  
EDN: UOKBNM

PACS: 68.03.Hj

**Визуализация электрического поля в трансформаторном масле  
с помощью взвешенных микрокапель воды**

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

*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, 125412 Россия**\* E-mail: panovvladislav@gmail.com**Статья поступила в редакцию 10.03.2025; после доработки 2.04.2025; принята к публикации 7.04.2025**Шифр научной специальности 1.3.9*

*Предложен метод визуализации линий напряженности электрического поля в диэлектрике на основе электрогидродинамического (ЭГД) разрушения мелких капель. Достоинством метода является существенно меньшая плотность засева трассеров по сравнению с твердыми частицами, уменьшающая влияние дисперсной фазы на возникающее ЭГД-течение и электрическую прочность среды. Предлагаемый подход допускает введение разрушаемых капель-трассеров в отдельные исследуемые области, в том числе в область меньших значений потенциала, что снижает вероятность частичных пробоев при диагностике. Результативность подхода подтверждается сравнением данных экспериментальной визуализации с результатами расчетов.*

*Ключевые слова:* линии напряженности электрического поля; визуализация; высоковольтное маслонаполненное оборудование; ЭГД-распыление; конус Тейлора; капли; вода.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-2-62-68

**Введение**

Поведение капель в электрическом поле вызывает интерес ученых в течение многих десятилетий. Результаты этих исследований нашли свое применение в различных областях, таких как метеорология [1, 2] (капли дождя), модель жидкой капли в ядерном делении [3], (движение) аэрозолей [4]. Сто лет назад Зеленый [5], а также Уилсон и Тейлор [6] экспериментально показали, что подвешенная в капилляре капля (pendant drop) и сидящий на пластине мыльный пузырь (sessile soap bubble) деформируются в электрическом поле. Однако важнее то, что при достаточно больших значениях модуля напряженности электрического поля на поверхности подвешенной капли и сидячего пузырька приобретали коническую форму и испускали тонкую струю, которая распадалась на мелкие капли. В работах [7, 8] такое же поведение в присутствии элект-

рического поля было обнаружено и для сферической взвешенной капли, изначально электронейтральной. В отличие от подвешенной капли и сидячего мыльного пузыря, нейтральная капля в сильном электрическом поле образует два противоположных конических конца и испускает в противоположных направлениях струи положительно и отрицательно заряженных капель. Мениски конической формы, образующиеся в электрическом поле в настоящее время называются конусами Тейлора [9], а испускание тонких струй с кончиков конусов называется электрогидродинамическим (ЭГД) струйным распылением [10] (EHD tip streaming) или конусным ЭГД-распылением [11].

Результаты работ многих авторов позволяют говорить об универсальности данных явлений, – испускание заряженных струй с конических поверхностей и их распад на аэрозоли, состоящие из заряженных микро (нано)

капель (электрораспыление) являются общими для различных, казалось бы, не связанных между собой ситуаций в технологических процессах и природных явлениях, включая масс-спектрометрию с ионизацией электрораспылением (ESIMS) [12], капли дождя в грозовых облаках [13], а также печать и нанесение покрытий [14].

Становление электрогидродинамики капля как самостоятельного направления обязано работам Тейлора [15, 16], который дал критическую оценку предыдущим исследованиям в данной области и предложил собственную теоретическую модель диэлектрика с малой проводимостью (leaky dielectric model – LDM). Он также дал описание устойчивой малой деформации (однофазной) капли. Впоследствии эта модель многократно подвергалась проверке, появились более точные модели [15–21]. В последующих работах предметом исследования становились сложные топологии межфазных границ, связанные с многофазными каплями эмульсии, развитие неустойчивостей в эмульсиях, их распад (деэмульгирование), управление движением микрочастиц на межфазной границе.

Несмотря на то что исследования в данной области развиваются в течении многих десятилетий, большинство из них носит академический характер, и лишь недавно появилась серия работ, имеющих прикладное значение [22–34].

Настоящее исследование призвано распространить результаты электрогидродинамики капля на задачи техники высоких напряжений. В данной работе на основе сравнения результатов лабораторных и численных экспериментов предложен метод визуализации линий напряженности электрического поля. В основе подхода лежит визуализация траекторий движения микро капля, образующихся в результате распада струй, истекающих с конических менисков капля (конусов Тейлора) под действием электрического поля.

### Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1. В емкость (1) с плоскопараллельными прозрачными стенками из оргстекла налиты две несмешивающиеся

жидкости: слабопроводящая вода (2) и трансформаторное масло (3). В масло и воду погружены соответственно заостренный высоковольтный электрод-игла (4) и цилиндрический электрод (5) со скругленной кромкой на рабочем торце, подключенный к «земле» через измерительный резистор  $R_s$  сопротивлением 25 Ом. Подача напряжения через ограничивающий резистор  $R_b$  (5 кОм) на электрод (4) происходит с помощью полупроводникового высоковольтного ключа (6) типа «полумост» при формировании на его входе прямоугольного TTL-импульса с помощью цифрового генератора импульсов G. Фронт нарастания и спада напряжения на выходе ключа (6) составляет порядка 0,1 мкс, что гораздо быстрее описываемых в данной работе явлений. Амплитуда напряжения составляла  $V_0 = 20$  кВ, а длительность открытого состояния ключа (6) составляла 400 мкс. Поскольку при пробое межэлектродного промежутка источник высокого напряжения («DC» рис. 1) не может обеспечить достаточный выходной ток (сотни миллиампер), то в электрическую схему параллельно источнику добавлен запасающий высоковольтный конденсатор C емкостью 0,7 мкФ. Для измерения напряжения на высоковольтном электроде (4) в точке А подсоединяется высоковольтный пробник 1:1000, сигнал которого подается на цифровой запоминающий осциллограф. Для измерения тока в цепи напряжение в точке В подается на осциллограф. К другим каналам осциллографа подаются сигнал генератора G, а также синхронный импульс экспозиции скоростной цифровой видеокамеры (8).

Для визуализации происходящих процессов используются фоновая подсветка (лампа накаливания (7)) и видеокамера (8), между которыми расположена емкость (1). Объектив видеокамеры фокусируется на плоскость, содержащую ось электродов. Предварительно в жидкостях создается электрический пробой по механизму, описанному в [35–37]. В результате этого в межэлектродной области в масле появляются мелкие (около 50 мкм) капли воды (9). Поскольку глубина резкости объектива относительно невелика, те капли, которые находятся вблизи прямой, содержащей ось электродов, видны в виде темных кругов (рис. 2). Те капли, что находятся дальше от этой прямой, т. е. вне глубины резкости объ-

ектива, видны в виде нечетких колец или полуколец (рис. 3). После того, как в межэлектродном пространстве созданы капли воды,

между электродами создается разность потенциалов, что приводит к их деформации и деформации (рис. 3).

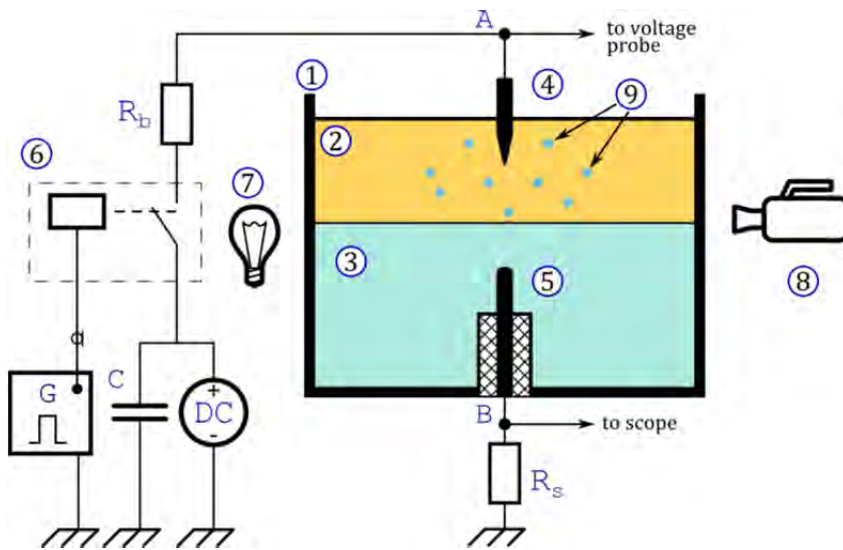


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

### Математическая модель

Задача моделируется в осесимметричной постановке. Предполагается, что электродная система погружена в цилиндр диаметром 80 мм, равным стороне экспериментальной ячейки. Острие электрода, погруженного в масло, находится на расстоянии 3 мм от межфазной границы, общая толщина масляного слоя составляет 15 мм, расстояние от поверхности штыревого электрода до межфазной границы составляет также 3 мм. Диаметр цилиндрической части заостренного электрода составляет 1 мм, цилиндрического электрода – 1,8 мм. Радиус скругления вершины иглы составляет 70 мкм. Свойства материалов, заполняющих расчетные подобласти: вода с относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_w = 78$ , трансформаторное масло с  $\epsilon_o = 2$ . Жидкости считаются идеальными диэлектриками, поэтому используется электростатическое приближение, описываемое следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned}\vec{E} &= -\nabla V, \\ \vec{D} &= \epsilon \vec{E}, \\ \nabla \cdot \vec{D} &= \rho_v,\end{aligned}$$

где  $\vec{E}$  – вектор напряженности электрического поля,  $V$  – электростатический потенциал,  $\vec{D}$  – вектор электрической индукции,  $\epsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость среды,  $\rho_v$  – объемная плотность зарядов.

Пространственная дискретизация системы уравнений осуществляется на основе метода конечных элементов. Интерполяция значений в ячейках проводится с помощью полиномов Лагранжа второго порядка. На границах задаются следующие условия: 1) условие осевой симметрии, 2) на поверхности заостренного электрода задается высоковольтный потенциал  $V_0 = 20$  кВ, 3) нулевой заряд ( $\vec{n} \cdot \vec{D} = 0$ ), 4) на поверхности цилиндрического электрода задается нулевой потенциал (заземление). Расчетная область покрывается треугольной сеткой с измельчением вблизи высоковольтного электрода для наилучшего разрешения высоких значений напряженности. В объеме среды максимальный размер элемента составляет 1 мм, минимальный размер – 10 мкм. Размер элементов на границе высоковольтного электрода не превышает 10 мкм. Общее количество элементов сетки составляет 505516 ячеек. Относительный допуск итерационного решателя составляет 0,001. Ввиду малости размеров капель по сравнению с величиной

разрядного промежутка, расчет электрического поля не учитывает их присутствия.

### Результаты и обсуждение

На рисунке 2 представлено изображение разрядного промежутка и видимой части электродов до подачи импульса напряжения. Капли воды, которые выступают в качестве будущих трассеров линий напряженности электрического поля, выглядят как темные круги в верхней половине изображения, занимаемом трансформаторным маслом. Темная полоса, примыкающая к границе раздела вода-масло, является тенью мениска воды, возникающего на стенке разрядной ячейки на стадии получения капель с помощью электрического пробоя этого же промежутка. Несоосность электродов, видимая на фотографии, связана только с различием коэффициентов преломления воды и масла и установленным углом зрения камеры. Перед экспериментом соосность проверяется непосредственным касанием двух электродов на их оси.

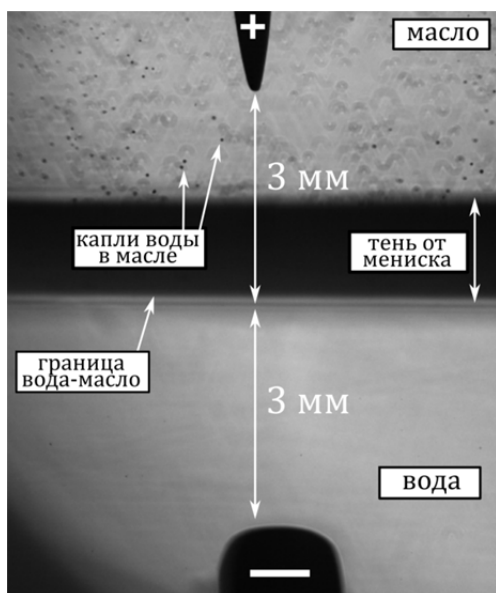


Рис. 2. Вид разрядного промежутка до подачи импульса напряжения

### Выводы

Предложен метод визуализации линий напряженности импульсного электрического

На рисунке 3 представлены изображения капли воды до и в конце подачи импульса напряжения. Изначально сферические капли (верхний рисунок, 0 мкс) начинают деформироваться под действием внешнего электрического поля: происходит их растяжение вдоль линий напряженности. Визуализация линий напряженности становится еще более наглядной для капель, на полюсах которых образуются остроконечные вершины, испускающие мелкие капли. Так, например, капля 1 на рисунке 3 к моменту окончания импульса практически полностью распалась на два облака мелких капель в стороны высоковольтного и заземленного электродов за счет нахождения в области более сильного поля по сравнению с каплями 2 и 3. Капля 2 также испытывает дробление, но за счет большей удаленности от электрода, в большей степени происходит вытяжение капли и в меньшей – распыление, что благоприятно сказывается на качестве визуализации линий напряженности. Сравнение с расчетной картиной линий напряженности, приведенное в нижней части рисунка 3, говорит о хорошем совпадении хода линий с направлением деформации и распыления капель.

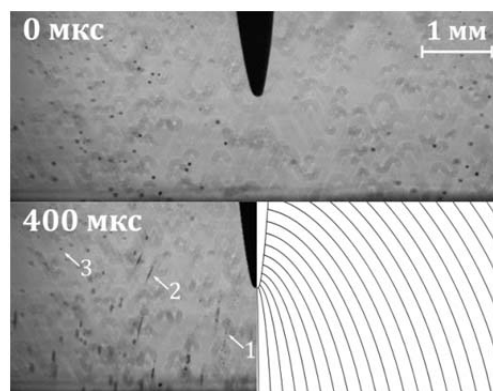


Рис. 3. Деформация и распыление капель воды, распределенных в масле, под действием импульса напряжения амплитудой 20 кВ и длительностью 400 мкс (моменты 0 и 400 мкс). Вторая половина нижнего изображения дополнена расчетной картиной линий напряженности электрического поля, полученной при параметрах эксперимента

поля в диэлектрической жидкости, состоящий в наблюдении за направлением деформации и распыления капель второй жидкости, помещенных в первую. Метод апробирован на кап-

лях воды, помещенных в трансформаторное масло, при импульсной подаче напряжения на высоковольтный электрод в виде иглы. При использовании капель в качестве трассеров, время отклика капель на внешнее поле и их заметной деформации составляет всего 100 мкс в условиях рассмотренного эксперимента. Возможность дробления капель снижает требования к плотности засева трассирующих частиц, а также дает возможность их локального позиционирования в интересующей области. При снижении плотности засева уменьшается влияние на электрическую прочность среды, что снижает вероятность частичных пробоев при диагностике.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rayleigh L. / *Philos Mag.* 1882. Vol. 14. № 87. P. 184–186.
2. Sartor J. D. / *Physics Today.* 1969. Vol. 22. № 8. P. 45–51.
3. Bohr N., Wheeler J. A. / *Physical Review.* 1939. Vol. 56. № 5. P. 426–450.
4. Taflin D. C., Ward T. L., Davis E. J. / *Langmuir.* 1989. Vol. 5. № 2. P. 376–384.
5. Zeleny J. / *Physical Review.* 1917. Vol. 10. № 1. P. 1–6.
6. Wilson C. T. R., Taylor G. I. / *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society.* 1925. Vol. 22. № 5. P. 728–730.
7. Nolan J. / *Proc R Ir Acad Sect A.* 1926. Vol. 37. P. 28–39.
8. Macky W. / *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Containing Papers of a Mathematical and Physical Character.* 1931. Vol. 133. № 822. P. 565–587.
9. Taylor G. / *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences.* 1964. Vol. 280. № 1382. P. 383–397.
10. Collins R. T., Jones J. J., Harris M. T., Basaran O. A. / *Nature Physics.* 2007. Vol. 4. № 2. P. 149–154.
11. Cloupeau M., Prunet-Foch B. / *Journal of Electrostatics.* 1989. Vol. 22. № 2. P. 135–159.
12. Fenn J. B., Mann M., Meng C. K., Wong S. F., Whitehouse C. M. / *Science.* 1989. Vol. 246. № 4926. P. 64–71.
13. Brazier-Smith P. R., Jennings S. L. J. / *Q J R Meteorol Soc.* 1973. Vol. 99. № 422. P. 776–786.
14. Lee D.-Y., Shin Y.-S., Park S.-E., Yu T.-U., Hwang J. / *Applied Physics Letters.* 2007. Vol. 90. № 8. P. 081905.
15. Taylor G. I. / *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences.* 1966. Vol. 291. № 1425. P. 159–166.
16. Melcher J. R., Taylor G. I. / *Annual Review of Fluid Mechanics.* 1969. Vol. 1. № 1. P. 111–146.
17. Saville D. A. / *Annual Review of Fluid Mechanics.* 1997. Vol. 29. № 1. P. 27–64.
18. Zholkovskij E. K., Masliyeh J. H., Czarnecki J. / *Journal of Fluid Mechanics.* 2002. Vol. 472. P. 1–27.
19. Schnitzer O., Yariv E. / *Journal of Fluid Mechanics.* 2015. Vol. 773. P. 1–33.
20. Bazant M. Z. / *Journal of Fluid Mechanics.* 2015. Vol. 782. P. 1–4.
21. Mori Y., Young Y.-N. / *Journal of Fluid Mechanics.* 2018. Vol. 855. P. 67–130.
22. Geng H., Feng J., Stabryla L. M., Cho S. K. / *Lab on a Chip.* 2017. Vol. 17. № 6. P. 1060–1068.
23. Jia Y., Ren Y., Hou L., Liu W., Deng X., Jiang H. / *Small.* 2017. Vol. 13. № 46. P. 1702188.
24. Loscertales I. G., Barrero A., Guerrero I., Cortijo R., Marquez M., Gañán-Calvo A. M. / *Science.* 2002. Vol. 295. № 5560. P. 1695–1698.
25. Song R., Abbasi M. S., Lee J. / *Microfluidics and Nanofluidics.* 2019. Vol. 23. № 7. P. 92.
26. Tucker-Schwartz A. K., Bei Z., Garrell R. L., Jones T. B. / *Langmuir.* 2010. Vol. 26. № 24. P. 18606–18611.
27. Xie J., Jiang J., Davoodi P., Srinivasan M., Wang C.-H. / *Chemical Engineering Science.* 2015. Vol. 125. P. 32–57.
28. Bhaumik S. K., Roy R., Chakraborty S., Das-Gupta S. / *Sensors and Actuators B: Chemical.* 2014. Vol. 193. P. 288–293.
29. Wehking J. D., Kumar R. / *Lab on a Chip.* 2015. Vol. 15. № 3. P. 793–801.
30. Xi H.-D., Guo W., Leniart M., Chong Z. Z., Tan S. H. / *Lab on a Chip.* 2016. Vol. 16. № 16. P. 2982–2986.
31. Guan X., Hou L., Ren Y., Deng X., Lang Q., Jia Y., Hu Q., Tao Y., Liu J., Jiang H. / *Biomicrofluidics.* 2016. Vol. 10. № 3. P. 034111.
32. Huo M., Guo Y. / *Polymers.* 2020. Vol. 12. № 2. P. 335.
33. Lecuyer S., Ristenpart W. D., Vincent O., Stone H. A. / *Applied Physics Letters.* 2008. Vol. 92. № 10. P. 104105.
34. Nguyen V. D., Byun D. / *Applied Physics Letters.* 2009. Vol. 94. № 17. P. 173509.
35. Panov V. A., Kulikov Yu. M., Vetchinin S. P., Pecherkin V. Ya., Vasilyak L. M. / *Plasma Sources Sci. Technol.* 2023. Vol. 32. P. 095020.
36. Панов В. А., Василяк Л. М., Печеркин В. Я., Ветчинин С. П., Куликов Ю. М. / *Прикладная физика.* 2022. № 4. С. 5–10.
37. Панов В. А., Куликов Ю. М., Печеркин В. Я., Василяк Л. М., Савельев А. С. / *Прикладная физика.* 2023. № 6. С. 5–10.



## Method of visualization of electric field lines in liquid based on electrohydrodynamic spraying of droplets

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 10.03.2025; revised 2.04.2025; accepted 7.04.2025

*Despite the development of numerical methods that allow calculating the spatial characteristics of electromagnetic fields in high-voltage oil-filled equipment, an urgent task is the experimental verification of the obtained results. In this paper, a method for visualizing the lines of electric field intensity in a dielectric based on the EHD destruction of small droplets is proposed. The advantage of the method is a significantly lower seeding density of tracers compared to solid particles, which reduces the influence of the dispersed phase on the emerging EHD flow and the electrical strength of the medium. The proposed approach allows the introduction of destructible droplets-tracers into individual areas of study, including the area of lower potential values, which reduces the likelihood of partial breakdowns during diagnostics. The effectiveness of the approach is confirmed by comparing the experimental visualization data with the calculation results.*

**Keywords:** electric field lines; visualization; high-voltage oil-filled equipment; EHD spraying; Taylor cone; droplets; water.

### REFERENCES

1. Rayleigh L., Philos Mag **14** (87), 184–186 (1882).
2. Sartor J. D., Physics Today **22** (8), 45–51 (1969).
3. Bohr N. and Wheeler J. A., Physical Review **56** (5), 426–450 (1939).
4. Taflin D. C., Ward T. L. and Davis E. J., Langmuir **5** (2), 376–384 (1989).
5. Zeleny J., Physical Review **10** (1), 1–6 (1917).
6. Wilson C. T. R. and Taylor G. I., Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society **22** (5), 728–730 (1925).
7. Nolan J., Proc R Ir Acad Sect A **37**, 28–39 (1926).
8. Macky W., Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Containing Papers of a Mathematical and Physical Character **133** (822), 565–587 (1931).
9. Taylor G., Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences **280** (1382), 383–397 (1964).
10. Collins R. T., Jones J. J., Harris M. T. and Basaran O. A., Nature Physics **4** (2), 149–154 (2007).
11. Cloupeau M. and Prunet-Foch B., Journal of Electrostatics **22** (2), 135–159 (1989).
12. Fenn J. B., Mann M., Meng C. K., Wong S. F. and Whitehouse C. M., Science **246** (4926), 64–71 (1989).
13. Brazier-Smith P. R. and Jennings S. L. J., Q J R Meteorol Soc **99** (422), 776–786 (1973).
14. Lee D.-Y., Shin Y.-S., Park S.-E., Yu T.-U. and Hwang J., Applied Physics Letters **90** (8), 081905 (2007).
15. Taylor G. I., Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences **291** (1425), 159–166 (1966).
16. Melcher J. R. and Taylor G. I., Annual Review of Fluid Mechanics **1** (1), 111–146 (1969).
17. Saville D. A., Annual Review of Fluid Mechanics **29** (1), 27–64 (1997).
18. Zholkovskij E. K., Masliyeh J. H. and Czarniecki J., Journal of Fluid Mechanics **472**, 1–27 (2002).
19. Schnitzer O. and Yariv E., Journal of Fluid Mechanics **773**, 1–33 (2015).
20. Bazant M. Z., Journal of Fluid Mechanics **782**, 1–4 (2015).
21. Mori Y. and Young Y.-N., Journal of Fluid Mechanics **855**, 67–130 (2018).
22. Geng H., Feng J., Stabryla L. M. and Cho S. K., Lab on a Chip **17** (6), 1060–1068 (2017).
23. Jia Y., Ren Y., Hou L., Liu W., Deng X. and Jiang H., Small **13** (46), 1702188 (2017).

24. Loscertales I. G., Barrero A., Guerrero I., Cortijo R., Marquez M. and Gañán-Calvo A. M., *Science* **295** (5560), 1695–1698 (2002).
25. Song R., Abbasi M. S. and Lee J., *Microfluidics and Nanofluidics* **23** (7), 92 (2019).
26. Tucker-Schwartz A. K., Bei Z., Garrell R. L. and Jones T. B., *Langmuir* **26** (24), 18606–18611 (2010).
27. Xie J., Jiang J., Davoodi P., Srinivasan M. and Wang C.-H., *Chemical Engineering Science* **125**, 32–57 (2015).
28. Bhaumik S. K., Roy R., Chakraborty S. and DasGupta S., *Sensors and Actuators B: Chemical* **193**, 288–293 (2014).
29. Wehking J. D. and Kumar R., *Lab on a Chip* **15** (3), 793–801 (2015).
30. Xi H.-D., Guo W., Leniart M., Chong Z. Z. and Tan S. H., *Lab on a Chip* **16** (16), 2982–2986 (2016).
31. Guan X., Hou L., Ren Y., Deng X., Lang Q., Jia Y., Hu Q., Tao Y., Liu J. and Jiang H., *Biomicrofluidics* **10** (3), 034111 (2016).
32. Huo M. and Guo Y., *Polymers* **12** (2), 335 (2020).
33. Lecuyer S., Ristenpart W. D., Vincent O. and Stone H. A., *Applied Physics Letters* **92** (10), 104105 (2008).
34. Nguyen V. D. and Byun D., *Applied Physics Letters* **94** (17), 173509 (2009).
35. Panov V. A., Kulikov Yu. M., Vetchinin S. P., Pecherkin V. Ya. and Vasilyak L. M., *Plasma Sources Sci. Technol.* **32**, 095020 (2023).
36. Panov V. A., Vasilyak L. M., Pecherkin V. Ya., Vetchinin S. P. and Kulikov Yu. M., *Applied Physics*, № 4, 5–10 (2022) [in Russian].
37. Panov V. A., Kulikov Yu. M., Pecherkin V. Ya., Vasilyak L. M. and Saveliev A. S., *Applied Physics*, № 6, 5–10 (2023) [in Russian].

#### Об авторах

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

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

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

УДК 533.9.07  
EDN: QNEIAV

PACS: 52.75.Hn

**Исследование динамики горения дугового разряда  
в метан-водородосодержащей атмосфере в плазмотроне переменного тока**

© Ю. Д. Дудник\*, А. А. Сафронов, В. Н. Ширяев, М. И. Васильев, О. Б. Васильева

ФГБУН Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, Санкт-Петербург, 191186 Россия

\* E-mail: julia\_dudnik-s@mail.ru

Статья поступила в редакцию 19.12.2024; после доработки 24.01.2025; принята к публикации 7.04.2025

Шифр научной специальности: 1.3.13

*Приведены результаты исследования динамики горения дугового разряда в электродуговой камере плазмотрона переменного тока мощностью до 10 кВт. Измерения проводились с использованием графитовых и вольфрамовых электродных наконечников при атмосферном давлении в диапазонах расходов плазмообразующих газов:  $H_2$  до 0,08 г/с и смеси  $H_2+CH_4$  до 0,1 г/с. Установлены характерные стадии развития разряда, среди которых наблюдались контрагированные, диффузные с образованием плазменного шлейфа и переходные типы дугового разряда.*

*Ключевые слова:* плазмотрон; переменный ток; дуговой разряд; скоростная видеорегистрация.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-2-69-75

**Введение**

Изучение режимов горения дуговой плазмы представляет собой одну из важнейших задач современной физики низкотемпературной плазмы. В силу уникальных свойств, таких как высокая температура и плотность энергии, дуговые разряды находят широкое применение в различных областях науки и техники, включая металлургию, сварочные технологии, технологии нанесения покрытий, плазмохимию, технологии получения порошковых материалов и др. Несмотря на наличие ряда работ [1–5], посвященных исследованию дуговой плазмы, некоторые аспекты её поведения остаются недостаточно изученными.

Плазмотроны, активно используемые в промышленных процессах, требуют глубокого понимания механизмов формирования и устойчивого существования дугового разряда. Традиционные методы диагностики, основанные на измерении электрических параметров, зачастую недостаточны для полного описания

динамической картины горения дуги, особенно в условиях быстрых временных и пространственных изменений. Скоростная фото- и видеосъемка является эффективным средством визуализации и анализа процессов горения дуг в разрядной камере. Данный метод позволяет регистрировать мгновенные изменения в структуре дуги, отслеживать её движение и деформацию, а также выявлять ключевые механизмы взаимодействия плазмы с окружающими поверхностями. Применение современных цифровых камер с высоким разрешением и частотой кадров дает возможность проводить детальный анализ временных и пространственных характеристик дугового разряда, что критически важно для понимания и оптимизации работы плазмотронов.

Благодаря способности генерировать высокоэнтальпийные газовые потоки, плазмотроны при проведении плазмохимического синтеза обеспечивают интенсификацию химических процессов в газовой фазе с резким уменьшением зоны реакции, размера техно-

гического оборудования и увеличения выхода полезного продукта.

Электрическая дуга, возникающая между электродами в камере плазмотрона, создаёт условия для формирования высокотемпературной плазмы. К основным параметрам, влияющим на динамику горения дуги, можно отнести температуру, плотность тока, давление газа и состав плазмообразующей среды. Динамика горения дуги влияет на равномерность распределения температуры и концентрации активных частиц в объеме плазмы. Неоднородности в распределении этих параметров могут привести к неравномерному протеканию химических реакций и, как следствие, к снижению выхода целевых продуктов. Поэтому оптимизация этих параметров позволяет достичь максимальной эффективности плазмохимических процессов и увеличить выход полезных продуктов.

Целью данной работы является исследование процессов формирования и развития дугового разряда посредством методов фоторегистрации и видеорегистрации. Это позволит установить временные и пространственные характеристики дугового разряда, такие как форма и размеры дугового канала, интенсивность излучения, и др. Измерения проводились с использованием графитовых и вольфрамовых электродных наконечников при атмосферном давлении в диапазонах расходов плазмообразующих газов:  $H_2$  до 0,08 г/с и смеси  $H_2+CH_4$  до 0,1 г/с. Проведен анализ режимов работы плазмотрона, описаны режимы горения дуг.

### Экспериментальная установка и методы измерений

Исследования проводились на экспериментальной установке, схематично представленной на рисунке 1, включающей в себя плазмотрон переменного тока [6, 7], источник электропитания, систему охлаждения и подачи плазмообразующих газов, а также комплекс измерительных приборов.

Плазмотрон включает в себя два корпуса, изготовленных из нержавеющей стали 12X18H10T. Каждый корпус содержит водоохлаждаемый электродный блок со сменными выходными вставками из графита. Электрод-

ный блок состоит из водоохлаждаемого корпуса и электрода с наконечником, закрепленного на его конце. Наконечник может быть выполнен из различных материалов, таких как вольфрам, графит или медь. В корпусе имеется канал для тангенциальной подачи плазмообразующего газа, который формирует спиралевидный газовихревой поток, охлаждающий и стабилизирующий дуговой канал. На сопловом блоке закреплен фланец, образующий пространство между корпусом и внутренней стенкой для подачи охлаждающей воды, обеспечивающей отвод тепла от зоны зажигания дуги. Электродные каналы располагаются соосно и соединяются с электродуговой камерой, которая может выполнять функцию реакционной камеры, служащей плазмохимическим реактором при введении обрабатываемого материала.

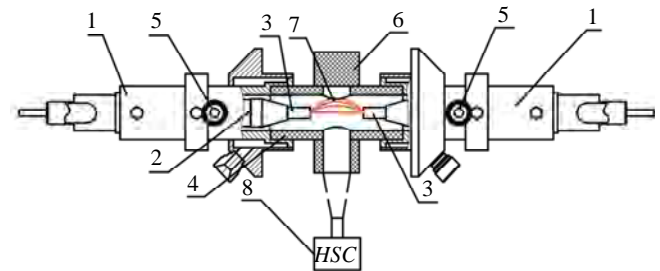


Рис. 1. Схематическое изображение плазмотрона и метода наблюдения с помощью скоростной фото- и видеосъемки: 1 – корпус; 2 – электрод; 3 – наконечник; 4 – втулка; 5 – подача газа; 6 – камера электродуговая; 7 – дуга; 8 – высокоскоростная камера

При подаче высокого напряжения между электродом и внутренней стенкой канала происходит электрический пробой межэлектродного зазора, приводящий к образованию дуги. Под действием тангенциальной подачи газового потока в каналы дуги перемещаются к концам электродов, затем продвигаясь по графитовой вставке, выдуваются на ее торец и переключаются с электродом из противоположного канала. Таким образом, дуга распространяется от конца одного электрода к концу другого. При смене полярности подобная картина повторяется на другом электроде. Формирование вихревого потока газа в каналах способствует эффективному отведению избыточного тепла от центральной части дуги,

предотвращая развитие температурных градиентов и связанных с ними неустойчивостей плазменного канала.

Необходимо подчеркнуть, что в плазмотроне данного типа возможно реализовать смешивание плазмообразующих газов без необходимости остановки и дополнительной переналадки устройства. Данная особенность позволяет выполнять различные эксперименты, значительно сокращая временные и материальные затраты. Запуск устройства для обеспечения гарантированного поджига производился на аргоне с расходом до 0,5 г/с, при выходе на стационарный режим подавался водород в рабочем диапазоне расходов, а подача аргона прекращалась, в дальнейшем применение балластных газов для поддержания горения разряда не осуществлялось.

Скоростная съемка проводилась с помощью видеокамеры Citius imaging High Speed Video Camera, расположенной перпендикулярно оси плазмотрона. Камера способна производить съемку с частотой до 4000 кадров в секунду (fps) с высоким разрешением. Наличие необходимых интерфейсов позволяет подключить камеру к персональному компьютеру, что предоставляет возможность дистанционного управления настройками съемки и обеспечить мониторинг процесса записи в реальном времени. Данный метод регистрации позволил определить место привязки дуги и провести детальный анализ временных и пространственных характеристик дугового разряда.

### Результаты и обсуждения

В рамках проведенных исследований был выполнен ряд экспериментов с использованием фото- и видеосъемки. Расход водорода варьировался до 0,08 г/с, расход метана до 0,02 г/с, а мощность плазмотрона изменялась в пределах до 10 кВт, общая продолжительность эксперимента не превышала 30 минут.

В ходе анализа результатов измерений рассматривались как статические характеристики, отражающие усредненные во времени соотношения изменяющихся параметров, так и динамические характеристики, связанные с изменениями процесса горения дуги во времени. Динамика горения дуги была зафикси-

рована на соответствующих осциллограммах: изменение тока во времени изменялось синусоидально, а кривая напряжения демонстрировала отчетливые пики зажигания и погасания при переходе через нуль.

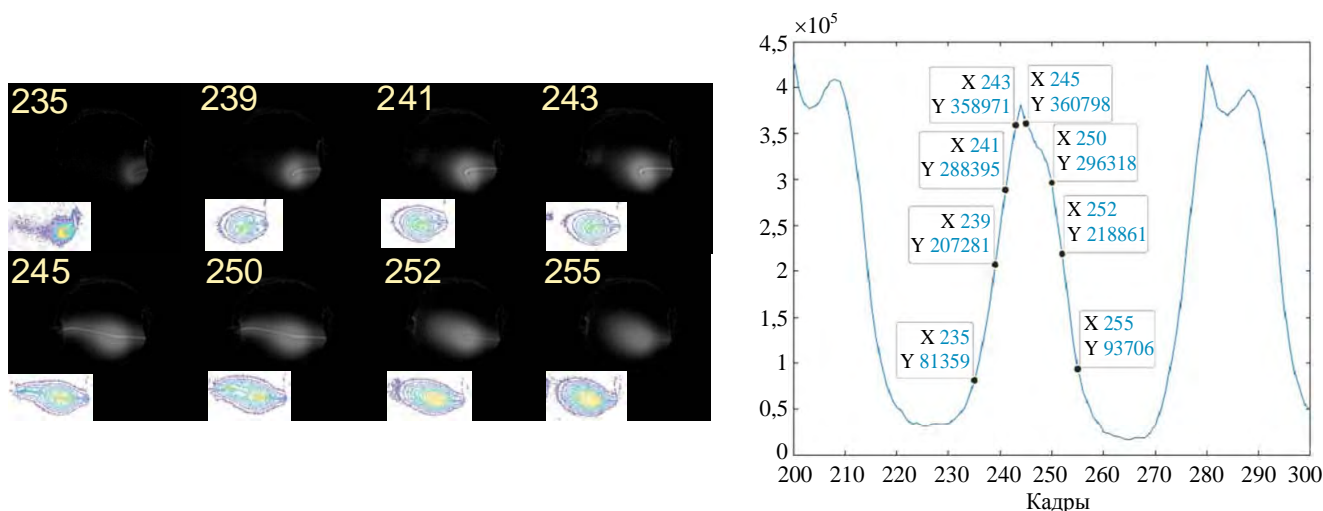
Общая длительность полупериода изменения напряжения на осциллограмме может быть разделена на три части. Первая и третья часть представляют собой боковые стороны трапеции – это стадии нарастания и спада напряжения на межэлектродном зазоре, когда дуговой разряд ещё не образовался или уже прекратил своё существование. Средняя часть, которую можно назвать «основанием» трапеции, характеризуется колебаниями напряжения вокруг среднего значения и соответствует времени существования дугового разряда. При этом в некоторых полупериодах отмечается незначительное увеличение напряжения ближе к середине данного интервала. Величина амплитуды колебаний пикового напряжения варьируется в зависимости от типа газа и находится в пределах от 1,2 до 4 кВ.

Результатом скоростной видеосъемки разряда в электродуговой камере плазмотрона являлись файлы в формате .avi, которые отражают динамику различных режимов исследованного дугового разряда. Для устранения помех на кадрах, которые присутствовали в виде постоянно светящихся около электродных областей, была применена фильтрация файлов .avi. Среди всех кадров файла находилась такой, у которого интегральная светимость кадра была минимальной, то есть, когда очевидно разряд отсутствовал. Далее из матрицы каждого кадра файла вычиталась матрица кадра с минимальной светимостью. В результате получался новый файл .avi с минимальными помехами. Новые приведенные файлы обрабатывались следующим образом. Вычислялась сумма всех пикселей матрицы с разрешением [320×306] очередного  $j$ -го кадра. Результат суммирования записывался в  $j$ -ю позицию нового вектора, длина которого соответствовала количеству кадров в файле .avi видеосъемки. Таким образом вычислялась зависимость относительной интенсивности светимости от времени для всех исследованных разрядов. Можно предположить, что относительная интенсивность светимости хорошо коррелирует с вычисленной мощ-

ностью тока разряда. Используя полученный вектор относительной интенсивности светимости исследуемого разряда, при помощи преобразования Фурье «fft» определялась частотная характеристика процесса. Для всех видов разряда основная частота составила 100 Гц с незначительными сателлитами частот, кратных основной.

На рисунках приведены последовательные кадры из видеофайлов, зарегистрированных скоростной камерой Citius со скоростью видеосъемки 4000 кадров в секунду и экспозицией 10 мкс нормально к плоскости разряда. На кадрах виден наконечник электрода, с которого во время наложения импульса тока вырывается и уносится потоком плазмы его материал (вольфрам и графит). Выбор кадров

осуществлялся следующим образом: по ранее полученному вектору относительной интенсивности светимости выбирались последовательно идущие кадры, начиная с минимальной величины светимости разряда, то есть с начала разряда вплоть до достижения максимума интенсивности светимости и далее кадры с уменьшающейся интенсивностью светимости разряда до погасания данного периода разряда. На рисунке 2 в правой вставке приведен пример для переходного разряда, где точками на кривой интенсивности разряда отмечены выбранные номера кадров видеофайла, начиная с номера 235. Аналогичный выбор кадров из соответствующих видеофайлов других разрядов был сделан и для рисунков 3 и 4.



**Рис. 2.** Режим переходного разряда с картиной распределения интенсивности излучения в зависимости от номера кадра, расход водорода  $H_2$  0,06 г/с, ток 6 А, мощность 6 кВт

На рисунке 2 представлена картина развития переходного разряда с первоначальным образованием плазменного облака вблизи электрода, на котором загорается (формируется) дуга, не достигая противоположного электрода, загибается (вытягивается) на торец электрода и под действием потока плазмообразующего газа выдувается в направлении противоположного электрода. После достижения максимальных значений интенсивности (кадры 245 и 250) дуга движется назад к электроду, на котором она зажглась. Отметим, что на всех стадиях наблюдается плазменное облако вокруг кончика дуги. Диаметр плазменного облака достигает 25–30 мм. Данный режим наблюдается при расходе плазмообразующего

газа водорода до 0,06 г/с, при непродолжительном нагреве электродуговой камеры в течение нескольких минут и после выхода на стабильный режим можно наблюдать показанную динамику горения дуги, а также при смеси водород метан в соотношении 6:1 в течение первых минут работы.

Контрагированный разряд представлен на рисунке 3. Он характерен для расхода водорода 0,04–0,08 г/с и наблюдается при «холодной» камере. Практически сразу формируется ярко выраженная дуга, в которой давление собственного магнитного поля превышает газокинетическое, за счет чего наблюдается контракция. По мере развития разряда наблюдается увеличение поперечного сечения дуги. Это, по-



видимому, зависит от изменения в соотношении давлений собственного магнитного поля и газокинетического в сторону последнего. Этим же можно объяснить и постепенное искривление дуги под действием выдуваемого рабочего газа.

Отметим, что как зарождение дуги (кадр 145), так и погасание в данном рассматриваемом полупериоде (кадр 180) исходили из правого электрода. В следующем полупериоде с переменной полярности на электродах дуга зажигается на левом электроде (кадр 186). При этом слабый участок дуги заметен и в области противоположного электрода. Между этими участками не наблюдалось излучения от дуги. Скорее всего порог светочувствительности приемника видеокамеры ниже светимости дуги на этом участке и её недостаточно для регистрации. Можно предположить, что при использовании более чувствительной, цветной матрицы фотоприемника мы могли бы рассмотреть по отдельности R, G и B матрицы этого кадра и, возможно, увидеть этот участок более детально.

На рисунке 4 представлена картина развития разряда, называемого в зарубежной

научной литературе *plasma plume* [8, 9], то есть плазменный шлейф (плазменное облако). Газопылевые плазменные облака часто наблюдались на экспериментах с дуговыми разрядами на графитовых электродах, постепенное расширение от кадра к кадру плазменного шлейфа в полупространство вплоть до середины межэлектродного расстояния, что составляло ~ 30 мм. После достижения максимальной светимости разряда, что соответствует максимальной мощности (кадры 241 и 244), происходит обратный процесс сокращения плазменного облака вплоть до полного погасания. Следует отметить наличие области повышенной яркости в около электродном пространстве, которая напоминает формирующуюся дугу, однако, как видно из линий равной интенсивности хоть как-то выраженной дуги не наблюдается. Наличие плазменного облака удалось зарегистрировать только при смешивании двух видов плазмообразующего газа метана и водорода в соотношении 1:8, 1:6, 1:3. Основной газ – водород изменялся в диапазоне 0,06 г/с до 0,08 г/с, затем к нему подмешивался метан с расходом 0,01 г/с.

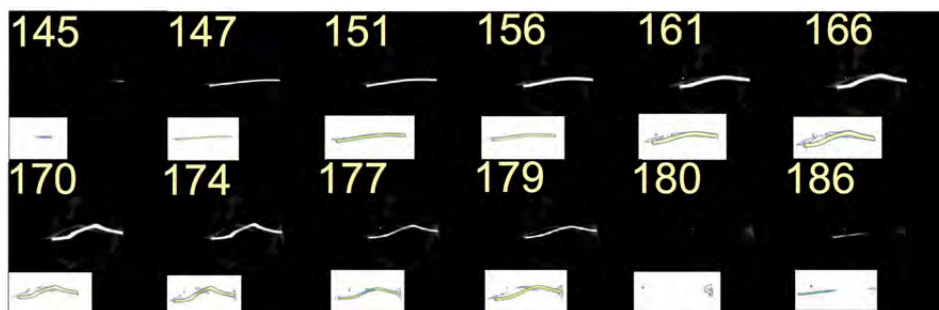


Рис. 3. Режим контрагированного разряда, расход водорода  $H_2$  0,06 г/с, ток 6 А, мощность 6 кВт



Рис. 4. Режим диффузного (плазменный шлейф) разряда, расход смеси водород  $H_2$  0,08 г/с и метан  $CH_4$  0,01 г/с, ток 6 А, мощность 7 кВт

Учитывая, что в ходе экспериментов в схему установки не вносились изменения, то переход от промежуточного (переходного) разряда с первоначальным образованием плазменного облака вблизи электрода к контрагированному и далее к плазменному шлейфу (плазменному облаку), то различный характер разряда можно объяснить степенью ионизации рабочих газов, используемых в эксперименте, и различным давлением.

### Заключение

В работе рассмотрены особенности динамики горения дугового разряда при атмосферном давлении в диапазонах расходов плазмообразующих газов:  $H_2$  до 0,08 г/с и смеси  $H_2+CH_4$  до 0,1 г/с в плазмотроне переменного тока. Установлены характерные стадии развития разряда, среди которых наблюдались контрагированные, диффузные с образованием плазменного шлейфа и переходные типы разряда. Контрагированный разряд характерен для расхода водорода 0,04–0,08 г/с с формированием ярко выраженного тела дуги. Переходный режим разряда был зарегистрирован при расходе плазмообразующего газа – водорода при расходе до 0,06 г/с и на смеси водорода и метана в соотношении 6:1, наблюдается наличие плазменного облака

с диаметром 25–30 мм, образованного вокруг тела дуги. Режим диффузного разряда с наличием газопылевого плазменного шлейфа имел место в режимах смеси метана и водорода в соотношениях 1:8, 1:6, 1:3.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. – М.: Издательство иностранной литературы, 1961.
2. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. – М.: МФТИ, 2009.
3. Герман В. О., Глинов А. П., Головин А. П., Козлов П. В., Любимов Г. А. / Прикладная физика. 2012. № 6. С. 108–115.
4. Степанов Е. Ю., Долиновская Р. В., Шабалин С. А. / Научно-технические ведомости СПбГПУ. 2012. № 3–2 (154). С. 110–114.
5. Verameychyk A. I., Onysko S. R., Sazonov M. I., Khvisevich V. M. / Vestnik of Brest State Technical University. 2021. № 3 (126) P. 79–81.
6. Кузнецов В. Е., Дудник Ю. Д., Сафронов А. А., Ширяев В. Н., Васильева О. Б., Гаврилова Д. А., Гаврилова М. А. / Проблемы термоядерной энергетики и плазменные технологии. Материалы III Межд конф. – Таруса. 2023. С. 67–68.
7. Дудник Ю. Д., Кузнецов В. Е., Сафронов А. А., Ширяев В. Н., Васильева О. Б. / Физика СПб – Санкт-Петербург. 2024. С. 273–275.
8. Pickin C., Young K. / Sci Technol Weld Join. 2006. Vol 11. № 4. P. 1–3.
9. Bartkowiak K., Vasilyev M. / 3rd Pacific Intern. Conf. on Applications of Lasers and Optics, PICALO 2008. Conf. Proc. 2008. P. 267–272.

PACS: 52.75.Hn

## Study of the dynamics of arc discharge burning in a methane-hydrogen-containing atmosphere in an alternating current plasma torch

Yu. D. Dudnik\*, A. A. Safronov, V. N. Shiryaev, M. I. Vasilyev and O. B. Vasilieva

*Institute for Electrophysics and Electric Power of Russian Academy of Sciences,  
St. Petersburg, 191186 Russia*

\* E-mail: julia\_dudnik-s@mail.ru

Received 19.12.2024; revised 24.01.2025; accepted 7.04.2025

*The paper presents the results of a study of the arc discharge burning dynamics in the electric arc chamber of an alternating current plasma torch with a power of up to 10 kW. The measurements were carried out using graphite and tungsten electrode tips at atmospheric pressure in the ranges of plasma-forming gas flow rates:  $H_2$  up to 0.08 g/s and a mixture of  $H_2+CH_4$*

*upto 0.1 g/s. Characteristic stages of the discharge development were obtained, among which contracted, diffuse with the formation of a plasma plume and transient types of the discharge.*

*Keywords:* plasma torch; alternating current; arc discharge; high-speed video recording.

## REFERENCES

1. Finkelnburg W. and Maecker H., Elektrische Bögen und Thermisches. Plasma Handbuch der Physik Berlin **22** (1956); Moscow, Inostrannaya literature, 1961.
2. Raizer Yu. P., Physics of gas discharge. Moscow, MFTI, 2009 [in Russian].
3. German V. O., Glinov A. P., Golovin A. P., Kozlov P. V. and Lyubimov G. A., Applied Physics, № 6, 108–115 (2021) [in Russian].
4. Stepanov E. Yu., Dolinovskaya R. V. and Shabalin S. A., Scientific and Technical Journal of St. Petersburg State Polytechnic University, № 3–2 (154), 110–114 (2012) [in Russian].
5. Verameychyk A. I., Onysko S. R., Sazonov M. I. and Khvisevich V. M., Vestnik of Brest State Technical University, № 3 (126), 79–81 (2021).
6. Kuznetsov V. E., Dudnik Yu. D., Safronov A. A., Shiryaev V. N., Vasilieva O. B., Gavrilova D. A. and Gavrilova M. A., Problems of thermonuclear energy and plasma technologies. Proc. of the III Intern. Conf. Tarusa, 2023. pp. 67–68.
7. Dudnik Yu. D., Kuznetsov V. E., Safronov A. A., Shiryaev V. N. and Vasilyeva O. B., Physics St. Petersburg – St. Petersburg, 2024, pp. 273–275 [in Russian].
8. Pickin C. and Young K., Sci Technol Weld Join. **11** (4), 1–3 (2006).
9. Bartkowiak K. and Vasilyev M., 3rd Pacific Intern. Conf. on Applications of Lasers and Optics, PICALO 2008. Conf. Proc. 2008, pp. 267–272.

## Об авторах

**Дудник Юлия Дмитриевна**, научный сотрудник, ФГБУН Институт электрофизики и электроэнергетики РАН (191186, Россия, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., д. 18). E-mail: julia\_dudnik-s@mail.ru. SPIN-код РИНЦ 7170-7912, Author ID 670805

**Сафронов Алексей Анатольевич**, заведующий отделением, главный научный сотрудник, д.т.н., ФГБУН Институт электрофизики и электроэнергетики РАН (191186, Россия, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., д. 18). E-mail: 9932553@mail.ru. SPIN-код РИНЦ 5771-1927, Author ID 37228

**Ширяев Василий Николаевич**, старший научный сотрудник, ФГБУН Институт электрофизики и электроэнергетики РАН (191186, Россия, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., д. 18). E-mail: shiryaev\_vasily@mail.ru. SPIN-код РИНЦ 6728-5133, Author ID 37225

**Васильев Михаил Иванович**, научный сотрудник, ФГБУН Институт электрофизики и электроэнергетики РАН (191186, Россия, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., д. 18). E-mail: milavas@mail.ru. SPIN-код РИНЦ 6836-0810, Author ID 162131

**Васильева Ольга Борисовна**, научный сотрудник, ФГБУН Институт электрофизики и электроэнергетики РАН (191186, Россия, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., д. 18). E-mail: vasilieva\_olg@mail.ru. SPIN-код РИНЦ 7691-1515, Author ID 161866

УДК 537.52, 621.327.53  
 EDN: LPCHXW

PACS: 52.80.Mg

## Сильноточный фотоэмиссионный тлеющий разряд в смеси Хе–Сs

 © А. М. Марциновский<sup>1</sup>, С. В. Гавриш<sup>2,\*</sup>, Д. Г. Коренюгин<sup>3</sup>, А. С. Гуслин<sup>3</sup>, В. Н. Кузин<sup>3</sup>
<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021 Россия

<sup>2</sup> ООО «НПП «Мелитта», Москва, 117997 Россия

\* E-mail: svgavr@list.ru

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
 Санкт-Петербург, 195251 Россия

 Статья поступила в редакцию 17.02.2025; после доработки 4.03.2025; принята к публикации 7.04.2025  
 Шифр научной специальности: 2.2.1

**Обнаружен необычный тлеющий разряд в смеси Хе–Сs. Его напряжение горения в несколько раз меньше, а плотность тока на 1–2 порядка больше, чем напряжение и ток обычного тлеющего разряда в чистых ксеноне и цезии. Такие разряды возникали в осветительных цезиевых лампах импульсно-периодического разряда при их разогреве переменным напряжением перед подачей сильноточных рабочих импульсов при давлении ксенона 20 Торр и в широком диапазоне давлений цезия от  $10^{-6}$  до 1 Торр. Вероятной причиной возникновения таких разрядов может быть фотоэмиссия с W–Th–Cs структур на электродах под действием интенсивной УФ-радиации катодного слоя.**

**Ключевые слова:** тлеющий разряд; ксенон; цезий; безртутные осветительные лампы; фотоэмиссия; термоэмиссия; УФ-излучение; катодный слой; вольтамперная характеристика.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-2-76-83

### Введение

Цезиевые осветительные лампы сильноточного импульсно-периодического разряда (ИПР) высокого давления обладают очень удачным сочетанием характеристик: в них отсутствует ртуть (экологически безопасные), достаточно энергоэффективны (светоотдача до 60–70 лм/Вт), обеспечивают свет исключительно высокого качества (индекс цветопередачи  $R_a$  до 95–98) со спектром, близким солнечному не только в видимой, но и в ближней УФ-области [1–3]. Последнее свойство позволяет использовать их в регионах Крайнего Севера для внутреннего освещения с одновременной компенсацией ультрафиолетовой недостаточности [4]. Еще одно преимущество рассматриваемых ламп заключается в том, что при высоких рабочих давлениях паров цезия ( $P_{Cs} \sim 100$  Торр) на поверхности электродов,

для которых в качестве материала обычно используется торированный вольфрам, помимо тория, адсорбируется цезий, снижающий работу выхода значительно сильнее, чем сам торий – до 1,6–1,7 эВ [5]. При электрическом питании лампы импульсами чередующейся полярности (для поддержания обоих электродов в приблизительно одинаковом тепловом состоянии) они оба разогреваются до температур порядка 1200–1500 К, что вполне достаточно для обеспечения импульсных рабочих токов 50–100 А за счет термоэмиссии, без образования эрозионных катодных пятен. Такой режим работы электродов позволяет рассчитывать на длительные сроки службы цезиевых ламп, если электронная пусковая аппаратура (ЭПРА) для них будет вырабатывать не только рабочие сильноточные импульсы, (как это имело место при испытании работы ее прототипа [3]), но и обеспечивать при включении

лампы предварительный разогрев разрядного объема в режиме тлеющего разряда. В момент достижения необходимой температуры электродов и «холодной точки» разрядной трубки (горелки), определяющей давление паров цезия, схема электрического питания лампы должна переходить в режим подачи рабочих импульсов. Очевидно, что для разработки такого ЭПРА в первую очередь необходимо выяснить особенности зажигания и развития тлеющего разряда для «холодных» ламп, имеющих комнатную температуру. Это стало задачей настоящей работы.

### Методика эксперимента

Исследование разогрева производилось на двух лампах с разными по размерам горелками. Одна из них представляла лабораторный макет, в котором разрядная трубка помещалась в откачиваемую кварцевую трубку с выводом электродов через резиновые уплотнения. Откачка рабочего объема лампы проводилась форвакуумным насосом с азотной ловушкой до давления  $\sim 10^{-4}$  Торр. Разрядная трубка (см. фото на рис. 1), выполненная из монокристаллического сапфира, имела внутренний диаметр  $2r = 11$  мм. В экспериментальной конструкции использовались одинаковые навитые на керн проволочные электроды из торированного вольфрама с площадью рабочей поверхности  $1 \text{ см}^2$ . Межэлектродное расстояние в таких образцах составляло  $L = 35$  мм (далее горелка 11/35).

Вторая исследуемая лампа имела одноцокольное исполнение с откачанной колбой и значительно меньшей по размерам горелкой:  $2r = 5$  мм,  $L = 22$  мм (далее горелка 5/22), площадь рабочей поверхности ее электродов составляла  $\sim 0,25 \text{ см}^2$ . На отпаянной лампе можно было осуществлять внешний прогрев нихромовой спиралью. В качестве зажигающего газа в обоих случаях использовался ксенон, давление которого при комнатной температуре составляло  $P_{\text{Xe}} = 20$  Торр, что соответствует концентрации атомов  $N_{\text{Xe}} \approx 6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . При температуре  $20^\circ \text{C}$  равновесное давление паров цезия над его жидкой фазой очень мало –  $P_{\text{Cs}} \sim 3 \times 10^{-7}$  Торр ( $N_{\text{Cs}} = \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$ ). Поэтому в процессе разогрева  $P_{\text{Cs}}$  меняется в очень широких пределах, вплоть

до 1 Торр ( $N_{\text{Cs}} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) при температуре горелки  $\sim 600 \text{ K}$ , но при этом цезий в разряде остается малой легкоионизирующейся присадкой.

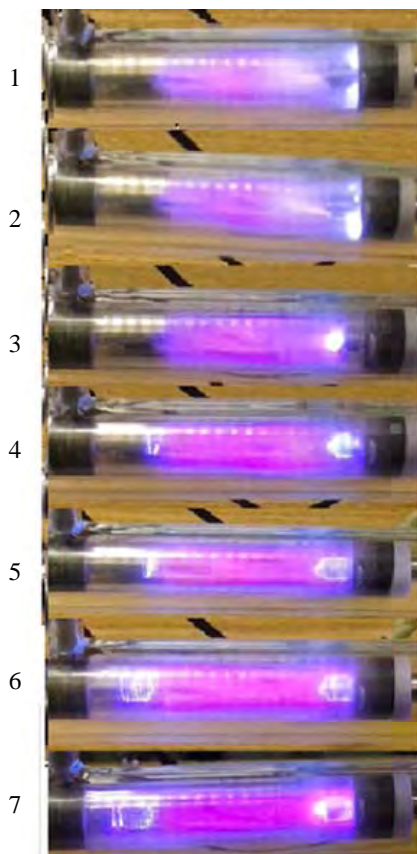
Методика эксперимента была максимально приближена к реальным условиям функционирования ЭПРА. На лампу, включенную в электрическую цепь с последовательно соединенными активным и индуктивным балластом и токовым шунтом, через повышающий трансформатор подавалось регулируемое сетевое напряжение. В свою очередь, напряжение с лампы подавалось на горизонтальные отклоняющие пластины осциллографа, а с токового шунта – на вертикальные, что позволяло непрерывно контролировать вольтамперную характеристику лампы на экране. При исследовании разогрева сопротивление балласта устанавливалось таким, чтобы ограничить ток разряда сразу после поджига на уровне менее 1 А и избежать формирования дуги с эрозийным катодным пятном. Затем на лампу подавалось сетевое напряжение и плавно (но достаточно быстро, чтобы минимально разогревать током утечки конденсирующуюся при выключении лампы на внутренней стенке разрядной трубки пленку цезия [6]) увеличивалось вплоть до момента появления разрядного свечения в межэлектродном пространстве. Амплитуда подаваемого в этот момент напряжения фиксировалась как напряжение поджига разряда в холодной лампе, а затем увеличивалась так, чтобы обеспечить желаемый начальный ток разогрева. Предполагалось, что, увеличивая этот ток и переходя в режим аномального тлеющего разряда, можно определить максимально допустимые токи и напряжения, при которых еще не возникают катодные пятна.

### Результаты измерений и их обсуждение

На рис. 1 и 2 представлена эволюция разряда при прогреве лампы с горелкой 11/35, т. е. показаны фотографии разрядного свечения и семейство динамических ВАХ. Как видно из рис. 1, свечение после поджига разряда и на всем протяжении разогрева действительно имеет типичный для тлеющего разряда вид, заключающийся в хорошо выраженном поло-

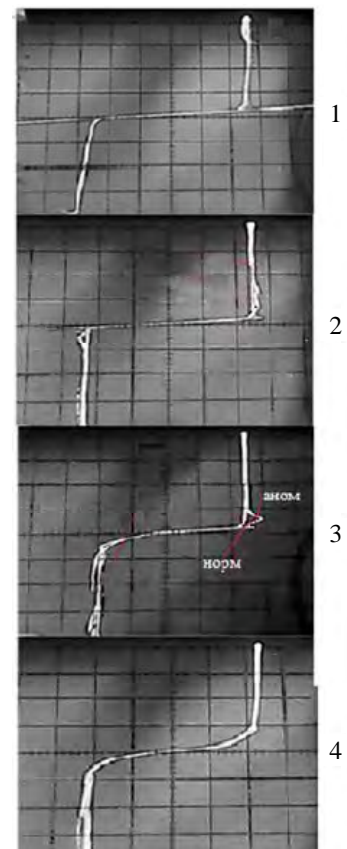
жительном столбе с более ярким разрядным каналом, диаметр которого определяется привязкой к электродам, с интенсивным белым катодным свечением. Толщина последнего заметно уменьшалась по мере повышения температуры горелки и, как следствие, увеличения давления паров цезия. ВАХ лампы (рис. 2) имеют две симметричные части, соответствующие положительному и отрицательному полупериодам разогревающего напряжения. Каждая из них состоит из двух ветвей: разрядной ветви (которая, по сути, и есть ВАХ разряда), со столь быстрым ростом тока, что ее можно считать практически вертикальной. Наклон предподжиговой ветви одинаков для положительной и отрицательной частей ВАХ и определяется сопротивлением адсорбиро-

ванной на поверхности разрядной трубки пленки цезия (ее более толстая, непрозрачная часть хорошо видна на фото 1–5 рис. 1). Обе разрядные ветви почти одинаковы, небольшое различие обусловлено, скорее всего, разницей в конструкции электродных узлов и разным теплоотводом по подводящим проводам. Их можно было бы рассматривать как начальные участки тоже почти вертикальной ВАХ нормального режима обычного тлеющего разряда, а поджигающийся разряд как тлеющий разряд в ксеноне. Однако в такую трактовку не укладывались относительно большие разрядные токи в конце вертикальной ветви ВАХ, ей соответствующие малые напряжения и, главное, безрезультатные попытки перейти в аномальный режим.



**Рис. 1.** Эволюция свечения разряда при разогреве лампы с горелкой 11/35. Время с момента пробы: 1 – 12 с; 2 – 16 с; 3 – 1 мин; 4 – 1 мин 25 с; 5 – 2 мин 14 с; 6 – 3 мин; 7 – 4 мин. Далее до 10 мин свечение не меняется

Действительно, на характеристиках рис. 2 максимальный ток составляет 0,08 А. Если оценивать по виду катодного свечения площадь его контакта с электродом, то на



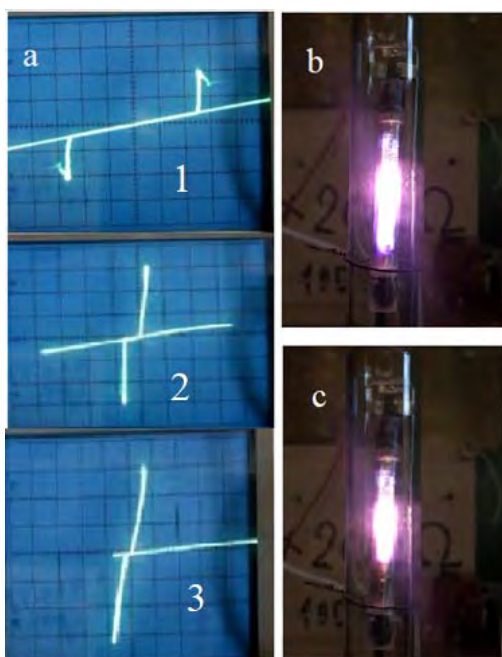
**Рис. 2.** Изменение ВАХ лампы при прогреве. Масштаб:  $x = 20$  В/дел.,  $y = 50$  мА/дел., нуль в центре координатных осей экрана.  $t$ : 1 – 1 с; 2 – 1,5 мин; 3 – 2 мин; 4 – 3 мин, далее до 10 мин. ВАХ не меняются

первых двух фотографиях эта площадь соответствует торцевой поверхности ниобиевой втулки  $\sim 1$  см<sup>2</sup>, и тогда приведенная к давлению нормальная плотность тока  $j_n / P_{Xe}^2$  со-



ставляет  $\sim 200$  мкА/Торр<sup>2</sup>. Это более чем на порядок превышает этот параметр для тлеющего разряда в чистом ксеноне (16 мкА/Торр<sup>2</sup> [7]). Если же учесть, что при попытках перейти в режим аномального тлеющего разряда разрядные ветви оставались вертикальными вплоть до токов  $\sim 1$  А, то разница составит уже два порядка. Кратная разница наблюдается и между нормальным напряжением тлеющего разряда, которое в ксеноне составляет 306 В, а в цезии 340 В [7], и напряжением вертикальной ветви, которое уже на первых секундах разогрева (для еще холодной лампы) оказывается много меньшим  $\sim 50$  В, и практически не меняется в процессе разогрева (рис. 2). Столь существенные различия убедительно указывали на то, что в системе Хе–Сс даже при минимальных концентрациях атомов цезия поджигается необычный разряд.

Характер изменения ВАХ и конфигурация разрядного свечения аналогично воспроизвелись при разогреве отпаянной лампы с горелкой существенно меньших размеров 5/22, результаты исследования которой представлены на рис. 3. Видно, что соответствующая начальной стадии разогрева ВАХ (фото a1) тоже имеет две симметричные вертикальные разрядные ветви при практически том же напряжении 50 В.



**Рис. 3.** Эволюция ВАХ при разогреве лампы с горелкой 5/22: 1 – 3 мин; 2 – 7 мин; 3 – 8 мин 30 сек. от начала разогрева. Масштаб: 1 – 20 В/div и 100 мА/div; 2, 3 – 100 В/div и 100 мА/div

Таким характеристикам соответствует симметричное разрядное свечение (фото b1), при котором катодное свечение практически одинаково охватывает оба электрода. Начальный ток разогрева для этого режима был заметно больше – 0,15 А, и увеличивался к концу этого процесса до 0,32 А, что в 4 раза выше, чем в случае, показанном на рис. 1. С учетом того, что диаметр разрядного канала положительного столба, привязанный к размерам электродов, для горелки 5/22 в  $\sim 2,5$  раза меньше, поэтому для режима, показанного на рис. 3, максимальная плотность тока и, соответственно, концентрация плазмы в столбе примерно в 20 раз выше. Высокая концентрация ионов объясняет розовато-белый цвет разрядного свечения в этой горелке. По-видимому, концентрация ионов цезия в этом состоянии разряда уже достаточно велика для существенного вклада рекомбинационных континуумов в излучение плазмы положительного столба.

Самое же существенное при разогреве горелки 5/22 заключалось в том, что увеличение тока разогрева при ее сравнительно небольших габаритах позволило увеличить температуру электродов и поднять давление цезия настолько, что произошел переход разряда в дуговой режим с уменьшением напряжения на горелке с 50 до нескольких вольт и появлением на разрядной ветви ВАХ заметного наклона. Визуально наблюдаемые процессы происходили сначала у одного электрода (рис. 3, 2a, 2b). На нем охватывающее электрод катодное свечение сменилось на торцевую привязку к электроду. Судя по отсутствию яркой точки (катодного пятна), привязка обычно была диффузной, т. е. ток с катода обеспечивался термоэмиссией разогретых электродов. Причем сразу после пробоя загорается дуга, сначала для одного электрода, а затем и для обоих (ВАХ 3a на рис. 3). Для горелки 5/22 площадь торцевой поверхности ниобиевой втулки  $\sim 0,25$  см<sup>2</sup>, и приведенная нормальная плотность тока  $j_n / P_{\text{Хе}}^2 \sim \sim 2000$  мкА/Торр<sup>2</sup>, в конце вертикального участка, а при попытках перейти в аномальный режим становилась на порядок больше.

Поскольку ВАХ разряда почти не меняется в процессе разогрева лампы, когда концентрация атомов Сс возрастает на поряд-

ки, рассмотренные выше особенности разряда в ксеноне с цезием должны быть связаны в первую очередь с изменением эмиссионных характеристик электродов при адсорбции на них атомов Cs. Для формирования цезиевого адсорбированного покрытия на поверхности электродов достаточно минимальных концентраций атомов Cs в объеме горелки, тем более что при невысокой температуре адсорбирующей поверхности (порядка температуры жидкой фазы цезия и ниже) покрытия достаточно устойчивы [5]. Снижение же работы выхода до  $\phi_k \approx 1,7$  эВ должно вызывать увеличение ион-электронной и фотоэмиссии.

При небольших энергиях бомбардирующих ионов  $\varepsilon_i < \sim 1$  КэВ эмиссия происходит за счет их энергии ионизации  $E_i$  [8]. Ион нейтрализуется на поверхности электроном проводимости металла с затратой энергии  $\phi_k$  и образованием возбужденного атома, а затем оставшаяся часть энергии  $E_i - \phi_k$  при девозбуждении атома передается другому электрону проводимости. И если  $E_i - \phi_k > \phi_k$ , этот электрон имеет вероятность выйти из металла, тем большую, чем больше превышение. Точно также попадание на поверхность металла возбужденного атома с энергией возбуждения  $E^* > \phi_k$  может вызвать эмиссию электрона.

Согласно [8], при бомбардировке вольфрама для иона  $\text{Xe}^+$  ( $E_i = 12,3$  эВ) коэффициент ион-электронной эмиссии практически постоянен для всего диапазона малых  $\varepsilon_i$  и невелик –  $\Upsilon_i = 0,02$ , поскольку для поликристаллического W  $\phi_k \approx 4,7$  эВ и превышение  $E_i - 2\phi_k = 2,9$  эВ мало. Но если на поверхности адсорбированы атомы Cs и  $\phi_k = 1,7$  эВ,  $E_i - 2\phi_k = 8,9$  эВ, и  $\Upsilon_i$  должно существенно увеличиться. Согласно приведенной в [8] эмпирической зависимости  $\Upsilon_i(E_i - 2\phi_k)$ , получим  $\Upsilon_i$  (9 эВ)  $\approx 0,12$ . Так что при адсорбции цезия на электродах ион-электронная эмиссия для ксенона должна очень существенно возрасти за счет ионов  $\text{Xe}^+$ . А вот для ионов  $\text{Cs}^+$   $E_i - 2\phi_k = 3,89 - 3,4 \approx 0,5$  эВ очень мало. Соответственно должно быть малым и  $\Upsilon_i$  и их вклад в электронную эмиссию. Это объясняет слабую зависимость ВАХ от давления цезия при разогреве лампы, хотя атомы Cs легко ионизируются за счет Пеннинговского процесса.

Но если ионизация является основным источником катодных электронов, даже силь-

ный рост ее при адсорбции цезия на поверхности электродов не может объяснить вертикальную ВАХ и отсутствие аномального режима. Действительно, в этом случае и при малых, и при больших  $\Upsilon_i$  в области сильного поля перенос разрядного тока осуществляется ионами. Разница заключается лишь в том, что в первом случае для генерации одного электрона необходимо много ионизаций в области сильного поля, а во втором меньше. Поэтому для повышения тока разряда за точкой перехода нормального режима в аномальный при любом  $\Upsilon_i$  необходимо увеличить плотность ионного тока в этой области. Соответственно увеличится положительный объемный заряд и падение потенциала на ней для протягивания увеличенного ионного тока, что и определяет рост напряжения с ростом тока на ВАХ аномального режима разряда, как бы велико  $\Upsilon_i$  ни было. Эти соображения подтверждаются тем, что для аргона с чистым вольфрамом  $\Upsilon_i$  почти такое, как для W–Xe+Cs, а для Ne и He  $\Upsilon_i$  вообще достигают 0,2–0,3, но для всех этих чистых газов тлеющий разряд имеет четко выраженный аномальный участок ВАХ.

А вот второй фактор, а именно, возрастание фотоэмиссии при наличии адсорбированного слоя Cs на поверхности электродов может быть, в принципе, причиной отсутствия аномального режима в разряде в смеси Xe+Cs. Но для этого необходимо предположить такое большое ее увеличение, при котором этот механизм становится основным для обеспечения электронного тока с катода. В этом случае ток в области сильного поля переносится электронами, эмиттированными катодом, и для увеличения разрядного тока нужно такое же увеличение электронной эмиссии катода. Но для этого теперь потребуется не увеличение числа ионизаций, а увеличение числа возбуждений атомов Xe с последующим высвечиванием. Структура разряда при этом сохраняется, но параметры кардинально меняются. Отсутствие необходимости интенсивной ионизации в прикатодном слое приводит к снижению катодного падения с 300 В до 50 В. При таком малом падении, скорее всего, существенно уменьшается и напряженность электрического поля у катода, так что энергия ускоряющихся электронов будет расходоваться в основном на возбуждение атомов Xe и генерацию резонансного излучения, обеспечивающего эмис-

сию электронов с катода, а не на их ионизацию. Но поскольку катодное падение все еще заметно превышает потенциал ионизации атома Хе, при этом поддерживается небольшой ионный ток. В случае, когда его вклад в разрядный ток пренебрежимо мал, весьма вероятно, что он не только скомпенсирует объемный заряд электронного тока, но и сохранит небольшой положительный заряд в области сильного поля, поскольку вклад иона Хе<sup>+</sup> в объемный заряд в  $(M/m)^{1/2} \approx 500$  раз больше, чем электрона. В таком случае при увеличении тока разряда прохождение дополнительного электронного тока в катодной области не будет требовать увеличения падения напряжения на ней, и, в первом приближении, интенсивность излучения, определяющая ток электронной эмиссии с катода, будет пропорциональна этому току. Но это условие и есть условие вертикальности ВАХ – дополнительные кванты, необходимые для генерации дополнительных электронов, производятся самими этими электронами за счет увеличения энергии, поступающей в разряд при увеличении тока.

Эксперимент с подсветкой электрода светодиодным светом, при котором максимальный ток на ВАХ увеличивался в полтора раза, показывает, что фотоэмиссия действительно вносит основной вклад в электронный ток с катода в исследованном разряде. И к этому есть все основания. Во-первых, уменьшение работы выхода электродов при адсорбции цезия включает в фотоэмиссию практически весь видимый спектр излучения катодного слоя. Во-вторых, образование структур W–Th–Cs может существенно увеличить квантовый выход, как это имеет место в ФЭУ [8]. В-третьих, излучение катодного слоя имеет особенно благоприятный спектральный состав для фотоэмиссии. На участке сильного поля должны возбуждаться в первую очередь резонансные линии атома Хе ( $\lambda = 119, 125, 130$  и  $147$  нм), для которых энергия фотонов больше не только работы выхода моноатомной адсорбированной на вольфраме пленки цезия ( $\sim 1,7$  эВ), но и потенциала ионизации атома Cs ( $3,89$  эВ). В положительном столбе обычного тлеющего разряда в ксеноне резонансные линии выносят около половины энергии излучения [9]; на участке сильного поля катодного слоя они должны возбуждаться в первую оче-

редь, так что их доля в его излучении должна быть не меньшей. Такое значительное уменьшение  $\phi_k$  должно радикально увеличить фотоэмиссию в этой области спектра. Это главный фактор, именно сочетание интенсивного резонансного излучения атомов ксенона с низкой работой выхода цезиевых покрытий на электродах обуславливает особенности тлеющего разряда в смеси Хе–Cs. Порознь ни в ксеноне, ни в цезии этих особенностей нет. Наконец, в четвертых, поток возбужденных атомов Хе на катод так же вызывает эмиссию электронов и эквивалентен фотоэмиссии.

Фотоэмиссией и влиянием естественной внешней подсветки можно объяснить и наблюдаемое снижение напряжения поджига  $U_n$  в холодных лампах. Для горелки 11/35  $U_n$  составило 460 В. Для нее  $P_{\text{Хе}} \cdot L = 70$  Торр·см, по кривой Пашена для ксенона этому соответствует  $U_n = 2000$  В – в 4 раза больше. Для лампы с горелкой 5/22  $P_{\text{Хе}} \cdot L = 45$  Торр·см, и из кривой Пашена следует  $U_n = 1400$  В, что в 3 раза больше полученного экспериментального значения 500 В. Такое значительное снижение напряжения поджига свидетельствует о том, что большие коэффициенты фотоэмиссии и присутствие цезия даже в минимальных количествах существенно изменяют лавинный механизм пробоя в чистом ксеноне.

С практической точки зрения низкие напряжения поджига и горения фотоэмиссионного разряда существенно упрощают создание ЭПРА с предварительным разогревом для ИПР ламп, а относительно большие токи должны обеспечить достаточно быстрое повышение температуры электродов. Следует только убедиться, что наблюдаемому переходу в дуговой режим соответствует диффузная привязка к электродам. При этом совсем незначительный, по-видимому, вклад ион-электронной эмиссии в электронный ток с катода при уменьшении в несколько раз катодного падения напряжения сводят на-нет катодное распыление электродов.

## Заключение

При исследовании зажигания разряда с холодными электродами в цезиевых осветительных лампах обнаружена необычная «сильноточная» форма тлеющего разряда, который образуется и горит при существенно

меньших напряжениях и на 1–2 порядка больших токах по сравнению обычным тлеющим разрядом в чистых ксеноне или цезии. Получены основные характеристики такого сильноточного тлеющего разряда, предварительно установлен ряд его закономерностей. Выдвинуто предположение, что специфика сильноточного тлеющего разряда в ксеноне с добавкой цезия обусловлена формированием на электродах пленочных структур W–Th–Cs с низкой работой выхода и высокой фотоэмиссией по отношению к коротковолновому резонансному излучению атомов ксенона в прикатодном слое. Режим сильноточного тлеющего разряда чрезвычайно благоприятен для создания ЭПРА для цезиевых ИПР ламп с предварительным разогревом, так как исключает возникновение эрозионных катодных пятен, снижающих срок службы источника света. Как с точки зрения физики газового разряда, так и с позиции практической значимости, большой интерес представляет дальнейшее, более детальное исследование сильноточного тлеющего разряда в стационарных режимах, и прежде всего спектроскопическое изучение описанных в данной работе явлений.

Авторы выражают благодарность своим коллегам А. А. Богданову и И. И. Столярову за ценные и полезные обсуждения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бакуит Ф. Г., Лапшин В. Ф. / Успехи прикладной физики. 2017. Т. 5. № 6. С. 525. doi: <https://appliedphys.orion-ir.ru/appl-18/18-6/PF-18-6-84.pdf>
2. Гавриш С. В., Каплан В. Б., Марциновский А. М., Столяров И. И. / Прикладная физика. 2019. № 5. С. 78. doi: <https://appliedphys.orion-ir.ru/appl-19/19-5/PF-19-5-78.pdf>
3. Богданов А. А., Гавриш С. В., Коваль В. В., Марциновский А. М., Столяров И. И. / Прикладная физика. 2020. № 6. С. 16. doi: <https://appliedphys.orion-ir.ru/appl-20/20-6/PF-20-6-16.pdf>
4. Богданов А. А., Гавриш С. В., Марциновский А. М., Столяров И. И. / Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физ. Мат. науки. 2023. Т. 16. № 1.1. С. 369–373. doi: <https://doi.org/10.18721/JPM.161.162>
5. Taylor J. B., Languir I. / Phys. Rev. 1933. Vol. 44. P. 423. doi: <https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.44.423>
6. Гавриш С. В. / Прикладная физика. 2018. № 6. С. 84. doi: <https://appliedphys.orion-ir.ru/appl-18/18-6/PF-18-6-84.pdf>
7. Рохлин Г. Н. Газоразрядные источники света. – М.-Л.: Энергия, 1960. С. 230.
8. Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. – М.: Наука, 1966. doi: <https://djuvonline/file/XGyEdef9Yz0zE?ysclid=m64ww0lfhs631522135>
9. Григорьян Г. М., Демьянов А. В., Дятко Н. А., Кочетов И. В. / Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 6. С. 562–571. doi: <https://sciencejournals.ru/viewarticle/?j=fizplaz&y=2021&v=47&n=6&a=FizPlaz2106006Grigoryan>
10. Бохан П. А., Сорокин А. Р. / ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 5. С. 88–95.

PACS: 52.80.Mg

## High-current photoemission glow discharge in a Xe–Cs mixture

A. M. Martsinivsky<sup>1</sup>, S. V. Gavrish<sup>2,\*</sup>, D. G. Korenjugin<sup>3</sup>, A. S. Guslin<sup>3</sup> and V. N. Kusin<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Ioffe Institute, St. Petersburg, 194021 Russia

<sup>2</sup> Scientific and Production Enterprise "Melitta", Ltd, Moscow, 117997 Russia

\* E-mail: [svgavr@list.ru](mailto:svgavr@list.ru)

<sup>3</sup> Petr the Grzeatx St.Petersburg Politechnic University, St. Petersburg, 195251 Russia

Received 17.02.2025; revised 4.03.2025; accepted 7.04.2025

*An unusual glow discharge was discovered in a Xe+Cs mixture. Its combustion voltage is several times lower and the current density is 1–2 orders higher than the normal voltage and current of the common glow discharge in pure xenon or cesium. These discharges occurred in lighting cesium lamps of the pulse-periodic discharge when they were heated by alternating voltage before applying working high-current pulses, at a xenon pressure of 20 Torr and a wide range of cesium pressure ( $10^{-6}$ -1) Torr. The most probable reason of their occurrence is*

***photoemission from W–Th–Cs structures on the electrodes under the influence of intense UV radiation of the cathode layer.***

**Keywords:** glow discharge; xenon; cesium; mercuryless lighting lamp; photoemission; thermoemission; UV radiation; cathode layer; voltage characteristic.

**REFERENCES**

1. Baksht F. G. and Lapshin V. F., Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics) **5** (6), 525 (2017) [in Russian].
2. Gavrish S. V., Kaplan V. B., Martsinovskiy A. M. and Stolyarov I. I., Applied Physics, № 5, 78 (2019) [in Russian].
3. Bogdanov A. A., Gavrish S. V., Koval' V. V., Martsinovskiy A. M. and Stolyarov I. I., Applied Physics, № 6, 16 (2020) [in Russian].
4. Bogdanov A. A., Gavrish S. V., Martsinovskiy A. M. and Stolyarov I. I., University Journal. Physics and Mathematics **16** (1.1), 369 (2023).
5. Taylor J. B. and Languir I., Phys. Rev. **44**, 423 (1933).
6. Gavrish S. V., Applied Physics, № 6, 84 (2018) [in Russian].
7. Rokhlin G. N., Razryadnye istochniki sveta. Moscow-Leningrad, Energoatomizdat, 1960, p. 230.
8. Djubretsov L. N. and Goojunjva M. V., Emission Electronic. Moscow, Nauka, 1966 [in Russian].
9. Grigorjan G. M., Demjanov A. V., Djatko N. A. and Kochetov I. V., Fizika Plasmy **47**, 562 (2021) [in Russian].
10. Bohan P. A. and Sorokin A. R., J. Tech. Phys. **55** (5), 88 (1985) [in Russian].

**Об авторах**

**Марциновский Артемий Маркович**, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н., Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН (194021, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26). E-mail: amartsinovsky@gmail.com. Author ID 20607

**Гавриш Сергей Викторович**, начальник отдела, д.т.н., ООО «НПП «Мелитта» (117997, Россия, Москва, ул. Миклухо-Маклая, д. 16/10). E-mail: svgavr@list.ru. SPIN-код РИНЦ 3089-4957, Author ID 503331

**Коренюгин Дмитрий Геннадиевич**, старший преподаватель, Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого (195251, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 29). E-mail: polarisdk@mail.ru. SPIN-код РИНЦ 9098-5391, Author ID 536530

**Гуслин Антон Сергеевич**, студент, Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого (195251, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 29).

**Кузин Владимир Николаевич**, студент, Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого (195251, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 29).

УДК 53.06  
EDN: UIVSCB

PACS: 87.50.wp, 78.70.Ps

**Оптические свойства вольфрамата кальция,  
допированного различными лантаноидами (Pr, Nd, Eu, Ce, Sm)**

© П. Д. Кузнецова\*, Е. А. Муханова, К. К. Волик, И. А. Панкин, А. В. Солдатов

Международный исследовательский институт интеллектуальных материалов  
Южного федерального университета, г. Ростов-на-Дону, 344090 Россия  
\* E-mail: pkuznecova@sfnedu.ru

Статья поступила в редакцию 29.09.2024; после доработки 9.01.2025; принята к публикации 7.04.2025  
Шифр научной специальности: 1.3.8.

*Исследовано влияние легирования редкоземельными элементами, в частности трёхрядными лантаноидами  $Ln^{3+}$  ( $Ln = Pr, Nd, Eu, Ce, Sm$ ), на люминесцентные свойства вольфрамата кальция со структурой шеелита, полученного микрофлюидным методом. Согласно данным рентген-индуцированной оптической люминесценции (XEOL) можно утверждать, что легирование европием приводит к наиболее интенсивной люминесценции шеелита. Проведен количественный элементный анализ состава получаемых микрофлюидным способом образцов шеелита методом рентгеновского флуоресцентного анализа и также качественный анализ спектров рентгеновского поглощения (XANES) вблизи  $L_3$ -края поглощения  $W$  для Eu-замещенного вольфрамата, как образца, обеспечивающего наибольший выход флуоресценции.*

*Ключевые слова:* XEOL; сцинтиллятор; фотодинамическая терапия; XANES; микрофлюидика.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-2-84-89

**Введение**

Фотодинамическая терапия (ФДТ) — это современный метод лечения рака, при котором используется фотосенсибилизатор (ФС), который при возбуждении, как правило, в оптическом диапазоне способен генерировать активные формы кислорода (АФК), которые, в свою очередь, способны локальным образом приводить к апоптозу патогенных клеток и тканей в местах локализации молекул ФС [1, 2]. Механизм ФДТ потенциально может быть рассмотрен в качестве эффективного неинвазивного метода при лечении глубоко расположенных опухолей, при условии возможности возбуждения систем с помощью проникающего ионизирующего излучения, например в гамма или рентгеновском диапазоне. Такая модификация метода получила название

рентгеновской фотодинамической терапии. Однако, несмотря на то что первые работы по использованию рентгеновского излучения для возбуждения ФС и последующей генерации АФК были опубликованы уже полвека назад [3], в настоящее время широкая реализация данной технологии требует разработки биосовместимых наночастиц, включающих тяжелые элементы, с высокой эффективностью поглощения ионизирующего излучения и последующей передачи энергии к молекулам ФС [4]. При достижении высокой эффективности процессов переноса энергии этот механизм способен привести к локальной гибели раковых клеток даже при низких дозах радиационной нагрузки.

Внедрение в структуру таких редкоземельных элементов (р.з.э.), как лантаноиды, проявляющих сцинтилляционные свойства



благодаря электронным переходам в пределах  $f$ -орбиталей [5, 6], позволяет создавать более эффективные рентгеновские люминофоры, а возможность варьирования типа и концентрации допирующего элемента позволяет смещать спектральную плотность эмиссионного спектра люминофоров [7], тем самым обеспечивая возможность использования большего числа фотосенсибилизаторов. В качестве решётки-хозяина перспективен вольфрамат кальция структуры шеелита, широко использующийся в исследованиях медицинской визуализации и потенциально применимый в тераностике [8]. Использование современных методов синтеза, таких как микрофлюидный, позволяет без длительной термической обработки получать более дефектные структуры, в том числе с искажениями кристаллической решетки.

В настоящей работе представлены результаты оптического и структурного анализа полученных в ходе исследования дефектных структур вольфрамата кальция, которые могут быть использованы для формирования нанокompозитов для рентгеновской фотодинамической терапии.

### Реагенты

Для получения допированного шеелита были использованы вольфрамат натрия двухводный  $\text{Na}_2\text{WO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  (M.W.: 329,86 г/моль, 98 %, Sisco Research Laboratories Pvt. Ltd.), хлорид кальция безводный  $\text{CaCl}_2$  (M.W.: 110,98 г/моль,  $\geq 93$  %, Sigma-Aldrich), хлорид европия (III) шестиводный  $\text{EuCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  (M.W.: 446,07 г/моль, 99,99 %, REacton), хлорид неодима (III) шестиводный  $\text{NdCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  (M.W.: 358,69 г/моль, 99,99 %, REacton), хлорид самария (III) безводный  $\text{SmCl}_3$  (M.W.: 256,72 г/моль, 99,9 %, Alfa Aesar), хлорид церия (III) безводный  $\text{CeCl}_3$  (M.W.: 246,48 г/моль, 99,5 %, Alfa Aesar), хлорид празеодима (III) шестиводный  $\text{PrCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  (M.W.: 355,36 г/моль, 99,99 %, REacton).

### Метод получения

Для получения микрофлюидным методом материалов с теоретической формулой  $\text{Ca}_{0,925}\text{Ln}_{0,05}\text{WO}_4$  ( $\text{Ln}^{3+} = \text{Pr}^{3+}, \text{Nd}^{3+}, \text{Eu}^{3+}, \text{Ce}^{3+}$ ,

$\text{Sm}^{3+}$ ) приготовили два раствора: раствор А содержал 0,3 моль/л дигидрата вольфрамата натрия, раствор Б – 0,278 моль/л безводного хлорида кальция и 0,015 моль/л соли лантаноида. Растворы поместили в отдельные шприцы, закрепили в высокоточных насосах в микрофлюидной установке. Затем потоки растворов А и Б смешали через Y-образный коннектор и пропустили полученную смесь через трубку из полиэтилентерефталата (ПЭТ) с внутренним диаметром 1,0 мм длиной 1 м с разными скоростями: соотношение скоростей А:Б составило или 1:1, или 1:4, как в работе [9]. Скорости потоков установили равными 5 мкл/с для раствора А и 5 мкл/с или 20 мкл/с для раствора Б. Образовавшийся в ходе реакции белый осадок собрали в отдельную пробирку-приёмник, осадили центрифугированием при 10 000 об./мин на протяжении 10 минут, декантировали, трижды промыли бидистиллированной водой, высушили при температуре 60 °С.

### Оборудование

Рентгенограммы были получены с использованием настольного рентгеновского дифрактометра Bruker D2 Phaser (Германия) при 30 кВ, 10 мА  $\text{Cu K}_\alpha$ -излучении с использованием низкофоной кюветы. Диапазон  $2\theta$  – 10°–60°, шаг 0,01°. Анализ элементного состава проводился на рентгеновском микрофлуориметре Bruker M4 TORNADO (Германия). Полученные количественные значения элементного состава усредняли по результатам измерений для 20 точек на поверхности образца со временем измерения в одной точке 10 с. Рентген-индуцированная оптическая люминесценция XEOL (X-ray Excited Optical Luminescence) была измерена на специальном стенде, сконструированном на основе коммерческого флуориметра Cary Eclipse (Австралия) и рентгеновской трубки РАП90-5, ранее описанном в работе [10].

Ширина эмиссионной щели флуориметра составляла 10 нм, а время выдержки 0,1 с для каждой точки регистрируемого XEOL сигнала. Рабочие параметры рентгеновской трубки составили 35 кВ и 1,6 мА. Измерение спектров рентгеновского поглощения в

XANES (X-ray absorption near edge structure) области было проведено на станции структурного материаловедения (СТМ) Курчатовского источника синхротронного излучения [11], с использованием кремниевого Si(311) монохроматора для изменения энергии рентгеновского излучения падающего на образец.

## Результаты и обсуждение

Согласно данным рентгенофазового анализа (рис. 1), образцы, полученные микрофлюидным методом, являются однофазными, и пики рентгенограмм соответствуют данным записи PDF-2 под номером 00-077-2236,  $\text{CaWO}_4$  структуры шеелита.

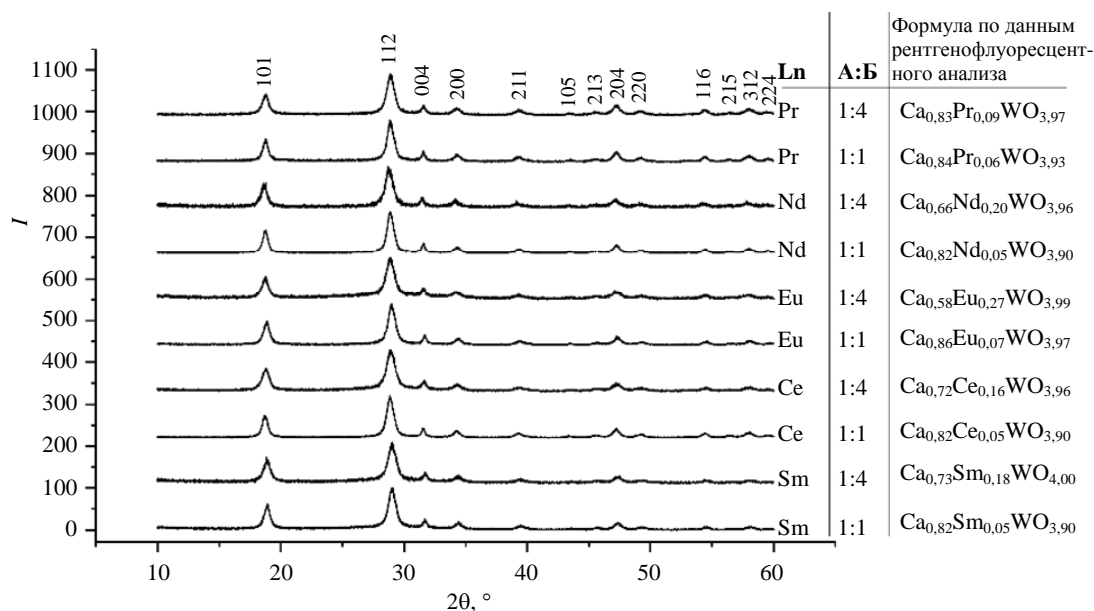


Рис. 1. Рентгенограммы образцов  $\text{CaWO}_4\text{:Ln}$ , где  $\text{Ln} = \text{Pr}, \text{Nd}, \text{Eu}, \text{Ce}, \text{Sm}$ , полученных микрофлюидным методом с разным соотношением скоростей потоков А ( $\text{Na}_2\text{WO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ) к Б ( $\text{CaCl}_2/\text{LnCl}_3$ )

Элементный состав материалов был определен с помощью рентгенофлуоресцентного анализа. Атомное процентное содержание было пересчитано на основе принятия содержания вольфрама (W) за единицу. Так были получены количественные значения содержания кальция (Ca) и лантаноидов (Pr, Nd, Eu, Ce, Sm). Количественное содержание атомов кислорода было рассчитано из принципа электронейтральности. Стехиометрические формулы исследуемых образцов представлены на рис. 1. Наблюдается зависимость степени замещения кальция на катион  $\text{Ln}^{3+}$  в зависимости от соотношения скоростей потоков. По результатам количественного элементного анализа, можно видеть, что при одинаковых скоростях потока для всех допирующих элементов степень замещения составляет варьируется в пределах от 5 % до 7 %. В то время как при увеличении скорости потока смеси Б до 20 мкл/с наблюдается существенное увеличение степени замещения

ионов Ca на ионы р.з.э. до 16–27 %, за исключением Pr, где увеличение скорости потока Б приводит к степени замещения 9 %.

Для XANES спектроскопии были отобраны образцы, содержащие Eu в качестве допирующего элемента. Образцы были приготовлены в виде порошков и плотно нанесены на каптон. Для калибровки энергетической шкалы регистрируемых спектров рентгеновского поглощения одновременно регистрировали эталонный образец – таблетку оксида вольфрама ( $\text{WO}_3$ ), расположенную между второй и третьей ионизационными камерами. Нормировка, калибровка энергетического положения и усреднение результатов нескольких измерений осуществлялись в программном комплексе DEMETER [12].

Нормализованные спектры XANES, полученные за  $L_3$ -краем вольфрама, представлены на рис. 2. Более интенсивный максимум поглощения, наблюдаемый в образце  $\text{CaWO}_4\text{:Eu}$ , может быть объяснен большей плотностью

свободных состояний на d- или d-p-гибридизованных оболочках вольфрама по сравнению с таковыми в вольфрам-содержащем прекурсор. Пик I, локализованный при 10213 эВ, представляет собой «белую линию», отвечающую степени окисления вольфрама +6. Пик II отвечает окружению вольфрама в виде тетраэдра для  $\text{CaWO}_4:\text{Eu}$ , а для прекурсора  $\text{Na}_2\text{WO}_4 \times 2\text{H}_2\text{O}$  наиболее вероятно образование октаэдрических комплексов из-за наличия кристаллической воды, что выражается в расщеплении d-орбиталей на два подуровня:  $e_g$  при 10230 эВ и  $t_{2g}$  при 10220 эВ. По данным XANES-спектроскопии подтверждается, что атомы вольфрама в полученном образце имеют тетрагональную координацию, соответствующую структуре типа шеелита.

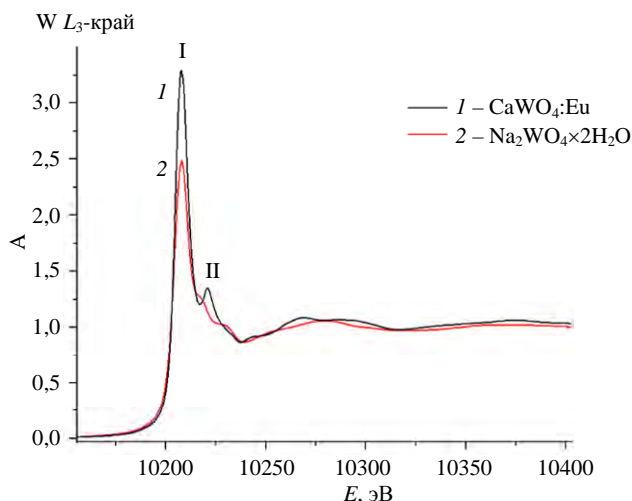


Рис. 2. Спектры XANES за  $L_3$ -краем вольфрама для  $\text{CaWO}_4:\text{Eu}$  ( $A:B = 1:1$ ) в сравнении с вольфрам-содержащим прекурсором  $\text{Na}_2\text{WO}_4 \times 2\text{H}_2\text{O}$ , где  $A$  – нормализованное поглощение

Согласно литературным данным, на спектрах XEOL чистый вольфрамат кальция демонстрирует широкий пик  ${}^1T_2 \rightarrow {}^1A_1$  при 450 нм, объясняющийся эффектом Яна-Теллера, который влияет на вырожденные возбужденные состояния тетраэдра  $\text{WO}_4^{2-}$  [13]. Как показано на рис. 3, легирование некоторыми лантаноидами усиливает изначальную люминесценцию вольфрамата кальция и переводит излучение в видимый диапазон, что позволяет использовать широкий выбор сенсibilizаторов. Добавление ионов  $\text{Eu}^{3+}$  и  $\text{Nd}^{3+}$  обеспечивает максимальное усиление исходной сцинтилляции вольфрамата кальция около

450 нм, поскольку уровни энергии  ${}^1T_2$  комплекса  $\text{WO}_4^{2-}$  резонируют с лантаноидными переходами  $4f \rightarrow 4f$ . В то же время ионы  $\text{Sm}^{3+}$  и  $\text{Ce}^{3+}$  эффективно улавливают энергию возбужденного состояния матрицы-хозяина за счёт близко расположенных энергетических уровней, что приводит к безызлучательной релаксации и гашению люминесценции. А высокая чувствительность эмиссионных характеристик лантаноидов к кристаллическому окружению решетки-хозяина в случае празеодима приводит к конкуренции собственной люминесценции ионов  $\text{Pr}^{3+}$  и состояний  $\text{WO}_4^{2-}$  из-за нерезонансного взаимодействия [14].

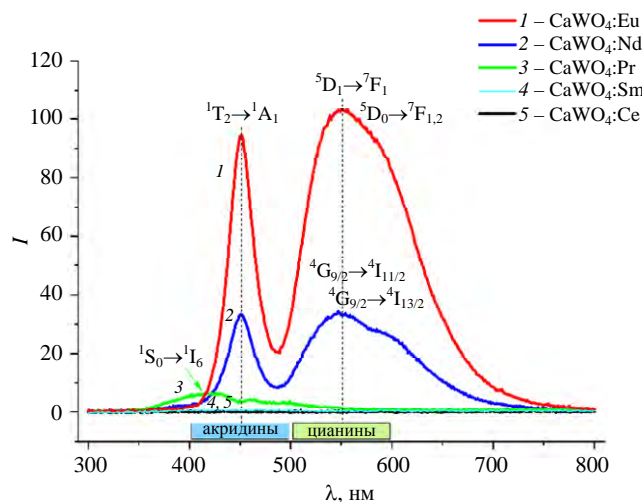


Рис. 3. Спектры XEOL образцов, полученных при равных скоростях потоков  $A$  ( $\text{Na}_2\text{WO}_4 \times 2\text{H}_2\text{O}$ ) и  $B$  ( $\text{CaCl}_2/\text{LnCl}_3$ )

### Заключение

- Микрофлюидный метод является эффективным в низкотемпературном легировании шеелита лантаноидами.
- Увеличение скорости потока, содержащего допирующие элементы, в 4 раза приводит к кратному росту процента замещения  $\text{Ca} \rightarrow \text{Ln}$ . Максимальная концентрация заместителя составила 27 % (для  $\text{Eu}$  замещенного образца).
- Наиболее эффективными заместителями кальция в шеелите, которые значительно повышают интенсивность излучения при облучении в рентгеновском диапазоне, являются европий (+3) и неодим (+3). Празеодим (+3) демонстрирует собственную люминесценцию,

однако подавляет сцинтилляцию вольфрамат-иона. Легирование самарием (+3) и церием (+3) приводит к полному гашению рентгенолюминесцентных свойств.

• Полученные рентгенолюминофоры потенциально могут быть использованы для рентгеновской ФДТ в комбинации с фотосенсибилизаторами группы акридинов (максимум адсорбции 400–500 нм) и цианинов (максимум адсорбции 500–600 нм).

*Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания в сфере научной деятельности № FENW-2023-0019.*

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Diamond I., Mcdonagh A., Wilson C., Granelli S., Nielsen S., Jaenicke R. / Lancet. 1972. Vol. 300. № 7788. P. 1175–1177.
2. Dolmans D., Fukumura D., Jain R. / Nat. Rev. Cancer. 2003. Vol. 3. № 5. P. 380–387.

3. Dougherty T. J., Grindey G. B., Fiel R., Weisshaupt K. R., Boyle D. G. / JNCI. 1975. Vol. 55. № 1. P. 115–121.
4. Zhang T., Zheng H., Zhang F., Chu C., Liao T., Xie L., Liu G., Cai W. / J. Lumin. 2023. Vol. 261. P. 119862.
5. Maksimchuk P. O., Hubenko K. O., Bessalova I. I., Sorokin A. V., Borovoy I. A., Yefimova S. L. / J. Mol. Liq. 2021. Vol. 330. P. 14–16.
6. Luo Z., Mao D., Li X., Luo J., Gong C., Liu X. / Coord. Chem. Rev. 2024. Vol. 508. P. 215773.
7. Gu C., Wang Z., Pan Y., Zhu S., Gu Z. / Advanced Materials. 2023. Vol. 35. № 1.
8. Lei L., Wang Y., Kuzmin A., Hua Y., Zhao J., Xu S., Prasad P. N. / eLight. 2022. Vol. 2. № 1. P. 17.
9. Chen Z., Song Q., Ni L., Jiang J., Yu Y. / J. Environ. Chem. Eng. 2021. Vol. 9. № 6. P. 106528.
10. Medvedev P. V., Pankin I. A., Soldatov M. A., Polozhentsev O. E., Soldatov A. V. / Opt. Spectrosc. 2022. Vol. 130. № 6. P. 409–417.
11. Chernyshov A. A., Veligzhanin A. A., Zubavichus Y. V. / Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2009. Vol. 603. № 1–2. P. 95–98.
12. Ko J. Y. P., Hu Y., Armelao L., Sham T.-K. / J. Phys. Conf. Ser. 2009. Vol. 190. P. 012078.
13. Ravel B., Newville M. / J. Synchrotron Radiat. 2005. Vol. 12. № 4. P. 537–541.
14. Xiang Z., Jiang C., Liu C., Xie J., Li H. / eLight. 2022. Vol. 2. № 1. P. 6.

PACS: 87.50.wp, 78.70.Ps

## Optical properties of calcium tungstate doped with various lanthanides (Pr, Nd, Eu, Ce, Sm)

P. D. Kuznetsova\*, E. A. Mukhanova, K. K. Volik, I. A. Pankin and A. V. Soldatov

*The Smart Materials Research Institute, Southern Federal University, Rostov-on-Don, 344090 Russia*

\*E-mail: pkuznecova@sfnedu.ru

*Received 29.09.2024; revised 9.01.2025; accepted 7.04.2025*

*The development of X-ray-activated phosphors is of great importance for the photodynamic therapy of deep-located cancer tumors. The impact of doping with rare-earth elements, particularly trivalent lanthanide ions  $Ln^{3+}$  ( $Ln = Pr, Nd, Eu, Ce, Sm$ ), on the luminescent properties of scheelite-structured calcium tungstate, synthesized using microfluidics, has been investigated. According to the X-ray excited optical luminescence (XEOL) data, it can be concluded that doping with Eu leads to the most intense luminescence of scheelite. A quantitative elemental analysis obtained by X-ray fluorescence analysis and a qualitative analysis of X-ray absorption spectra (XANES) near the  $L_3$ -edge W for Eu-substituted scheelite, as a sample providing the highest fluorescence yield, were carried out.*

**Keywords:** XEOL; scintillator; photodynamic therapy; XANES; microfluidics.

## REFERENCES

1. Diamond I., Mcdonagh A., Wilson C., Granelli S., Nielsen S. and Jaenicke R., *Lancet* **300** (7788), 1175–1177 (1972).
2. Dolmans D., Fukumura D. and Jain R., *Nat. Rev. Cancer*. **3** (5), 380–387 (2003).
3. Dougherty T. J., Grindey G. B., Fiel R., Weishaupt K. R. and Boyle D. G., *JNCI* **55** (1), 115–121 (1975).
4. Zhang T., Zheng H., Zhang F., Chu C., Liao T., Xie L., Liu G. and Cai W., *J. Lumin* **261**, 119862 (2023).
5. Maksimchuk P. O., Hubenko K. O., Bespalova I. I., Sorokin A. V., Borovoy I. A. and Yefimova S. L., *J. Mol. Liq.* **330**, 14–16 (2021).
6. Luo Z., Mao D., Li X., Luo J., Gong C. and Liu X., *Coord. Chem. Rev.* **508**, 215773 (2024).
7. Gu C., Wang Z., Pan Y., Zhu S. and Gu Z., *Advanced Materials* **35** (1), (2023).
8. Lei L., Wang Y., Kuzmin A., Hua Y., Zhao J., Xu S. and Prasad P. N., *eLight* **2** (1), 17 (2022).
9. Chen Z., Song Q., Ni L., Jiang J. and Yu Y., *J. Environ. Chem. Eng.* **9** (6), 106528 (2021).
10. Medvedev P. V., Pankin I. A., Soldatov M. A., Polozhentsev O. E. and Soldatov A. V., *Opt. Spectrosc.* **130** (6), 409–417 (2022).
11. Chernyshov A. A., Veligzhanin A. A. and Zubavichus Y. V., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **603** (1–2), 95–98 (2009).
12. Ko J. Y. P., Hu Y., Armelao L. and Sham T.-K., *J. Phys. Conf. Ser.* **190**, 012078 (2009).
13. Ravel B. and Newville M., *J Synchrotron Radiat.* **12** (4), 537–541 (2005).
14. Xiang Z., Jiang C., Liu C., Xie J. and Li H., *eLight* **2** (1), 6 (2022).

## Об авторах

**Кузнецова Полина Дмитриевна**, лаборант-исследователь, Международный исследовательский институт интеллектуальных материалов Южного федерального университета (344090, Россия, г. Ростов-на-Дону, ул. Андрея Сладкова, д. 178/24). E-mail: pkuznecova@sfedu.ru. SPIN-код РИНЦ 9722-8406, Author ID 1288722

**Муханова Елизавета Андреевна**, заведующая научной лабораторией, к.х.н., Международный исследовательский институт интеллектуальных материалов Южного федерального университета (344090, Россия, г. Ростов-на-Дону, ул. Андрея Сладкова, д. 178/24). E-mail: kand@sfedu.ru. SPIN-код РИНЦ 4212-9848, Author ID 223100

**Волик Кирилл Константинович**, лаборант, Международный исследовательский институт интеллектуальных материалов Южного федерального университета (344090, Россия, г. Ростов-на-Дону, ул. Андрея Сладкова, д. 178/24). E-mail: kvolik@sfedu.ru. SPIN-код РИНЦ 2535-0515, Author ID 1288534

**Панкин Илья Андреевич**, заведующий лабораторией, к.ф.-м.н., Международный исследовательский институт интеллектуальных материалов Южного федерального университета (344090, Россия, г. Ростов-на-Дону, ул. Андрея Сладкова, д. 178/24). E-mail: pankin@sfedu.ru. SPIN-код РИНЦ 3152-7393, Author ID 793405

**Солдатов Александр Владимирович**, научный руководитель направления, д.ф.-м.н., Международный исследовательский институт интеллектуальных материалов Южного федерального университета (344090, Россия, г. Ростов-на-Дону, ул. Андрея Сладкова, д. 178/24). E-mail: soldatov@sfedu.ru. SPIN-код РИНЦ 2132-5994, Author ID 1685

УДК 534-16  
EDN: OFPCRC

PACS: 62.25.-g

## Исследование акустических свойств Ван-дер Ваальсовых гетероструктур, содержащих монослой $WSe_2$ , методом гиперзвуковой микроскопии

© Н. Ю. Фролов\*, А. Ю. Клоков, А. И. Шарков, С. Н. Николаев, М. А. Чернопицкий, С. И. Ченцов, М. В. Пугачев, А. В. Шуплецов, В. С. Кривобок, А. Ю. Кунцевич

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

*\*E-mail: frofil199999@gmail.com*

*Статья поступила в редакцию 18.10.2024; после доработки 9.12.2024; принята к публикации 14.04.2025*

*Шифр научной специальности: 1.3.7*

*Для исследования упругих свойств слоистой гетероструктуры  $Al/hBN/WSe_2$ (монослой)/ $hBN/Al_2O_3$  использовалась пикосекундная ультразвуковая методика. В процессе эксперимента измерялись временные зависимости изменения фазы коэффициента отражения образца, вызванные распространением упругого импульса, который возбуждался фемтосекундным лазером. Построение карты пространственного распределения модуля спектральных компонент Фурье-спектра отклика для различных частот позволило локализовать область гетероструктуры, содержащей в себе монослой  $WSe_2$ . Используя математическую модель отклика многослойной структуры, были оценены упругие параметры гетероструктуры  $Al/hBN/WSe_2$ (монослой)/ $hBN/Al_2O_3$ , в частности жесткости интерфейсов слоев.*

*Ключевые слова:* пикоакустика; лазерный гиперзвук; механические свойства; Ван-дер Ваальсовы гетероструктуры; монослой.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-90-96

### Введение

В последние годы применение Ван-дер Ваальсовых (ВдВ) материалов в микро- и нанoeлектронике становится все более перспективным. Эта тенденция, в первую очередь, обусловлена широким спектром уникальных свойств таких материалов [1]. При этом формирование на их основе гетероструктур открывает возможность значительной настройки характеристик конечных оптических и электронных приборов, а также их компактизацию и большую эффективность [2, 3].

Например, широкую популярность приобрели дихалькогениды переходных металлов (ДПМ), которые являются перспективной платформой для атомарно тонкой гибкой

оптоэлектроники [4, 5]. Также монокалькогенидные соединения благодаря своей узкой запрещенной зоне представляют большой интерес для применения в фотодетекторах видимого и ближнего ИК-диапазонов [6]. Графен же демонстрирует свой потенциал в качестве элемента атомарно тонких тактильных датчиков [7], акустических покрытий [8] и элементов микро- [9] и нанoeлектромеханических [10] систем.

Важно отметить, что сборка Ван-дер Ваальсовых гетероструктур требует высокой точности [11], поскольку работоспособность таких гетероструктур сильно зависит как от латеральной однородности самих слоев, так и качества их интерфейсов, влияющих на механические и акустические свойства структуры. Они, в свою очередь, могут существенно вли-



ять на транспорт носителей заряда и фононов, что делает подобные исследование первостепенной задачей.

На сегодняшний день для исследования механических и акустических свойств Ван-дер Ваальсовых гетероструктур наиболее эффективным является метод пикосекундной акустики, использующий в качестве инструмента диагностики материалов оптически возбуждаемый короткий упругий импульс. Этот упругий импульс распространяется вглубь образца, частично отражаясь на интерфейсах. При этом коэффициент отражения упругого импульса от интерфейса слоев также зависит от качества контакта между ВдВ слоями [12, 13].

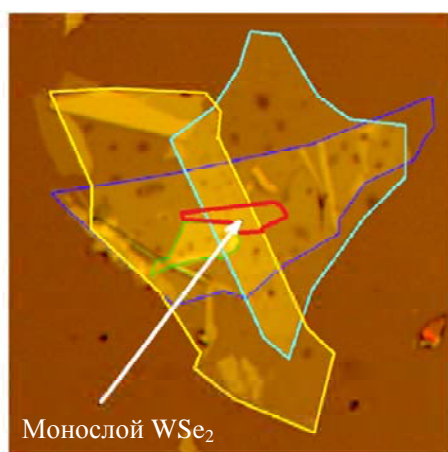
В данной работе мы сосредоточились на исследовании акустических свойств гетероструктуры  $Al/hBN/WSe_2(\text{монослой})/hBN/Al_2O_3$  и ее интерфейсов, а также влияния самого монослоя  $WSe_2$  на спектральные характеристики упругого импульса в гетероструктуре.

### Описание эксперимента

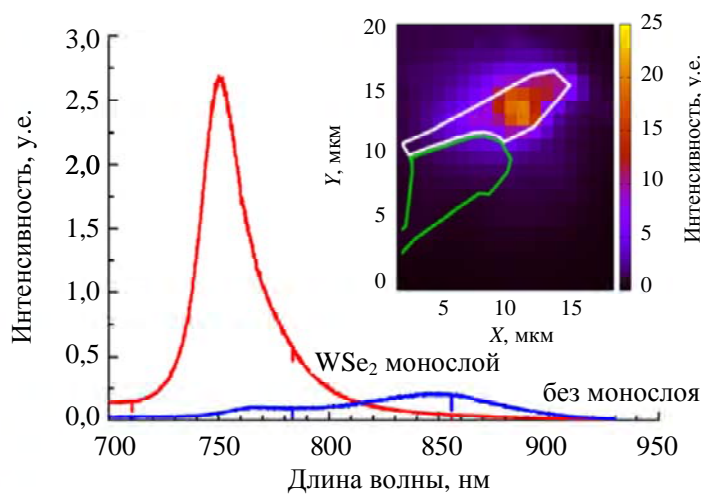
В представленной работе приведены результаты исследования гетероструктуры, содержащей в себе монослой  $WSe_2$ , инкапсулированный между тонкими слоями ( $\sim 12$  нм)  $hBN$  (рис. 1а). Изготовление слоев  $hBN$  осуществлялось путем отшелушивания скотчем на окисленном Si. Получение же монослоя

$WSe_2$  производилось методом слоения при помощи золота, описанным в работе [14]. Далее, при помощи сухого горячего переноса [15] в условиях окружающей среды производилась сборка гетероструктуры на подложке  $Al_2O_3$  с ориентацией (001). Тонкая пленка Al (толщиной  $\sim 30$  нм), напыленная методом электронно-лучевого испарения, служила генератором упругих импульсов в структуре при поглощении лазерного излучения. Характеризация слоев осуществлялась методом атомно-силовой микроскопии в процессе сборки гетероструктуры. Идентификация монослоя  $WSe_2$  была произведена при помощи спектроскопии комбинационного рассеяния и фотолюминесцентных измерений (рис. 1б) [16].

Для оптической генерации и регистрации импульсов когерентных фононов в гетероструктуре использована установка, реализующая двухцветный метод накачка-зондирование (рис. 2), которая позволяла осуществлять измерения изменения комплексного коэффициента отражения с временным и пространственным разрешением. Источником лазерного излучения выступал фемтосекундный Ti:Sa лазер, генерировавший импульсы линейно-поляризованного излучения на длине волны  $\lambda = 800$  нм с длительностью  $\tau_{им} = 160$  фс и частотой повторения  $f = 76$  МГц. Лазерный импульс второй гармоники источника при поглощении алюминием генерировал пико-



а)



б)

Рис. 1. а) – фотография структуры: красным цветом отмечена область, где находился монослой  $WSe_2$ , синий, желтый и голубой – слои  $hBN$ , зеленый – слой  $WSe_2$ , зеленый – многослойный  $WSe_2$ ; б) – спектры фотолюминесценции моно- и многослойных  $WSe_2$  при 300 К; на вставке показана пространственная карта фотолюминесценции в диапазоне длин волн 738–760 нм после возбуждения на длине волны 472 нм

секундный упругий импульс, распространяющийся перпендикулярно поверхности вглубь образца и частично отражавшийся от интерфейсов гетероструктуры. В свою очередь, распространение упругого импульса приводило к изменениям коэффициента отражения образца, регистрируемым вторым световым импульсом на длине волны источника, сфокусированным в ту же точку, что и возбуждающий импульс.

В эксперименте измерялась временная динамика фазы коэффициента отражения в различных областях структуры, что было сделано при помощи линии задержки, позволявшей изменять временную задержку зондирующего импульса относительно импульса возбуждения. Использование интерферометра Саньяка позволило существенно увеличить чувствительность схемы к малым изменениям фазы [17].

Получаемые в результате отклики представляли собой совокупность быстроосциллирующей части, связанной с распространением упругого импульса в структуре, и медленного теплового вклада. После вычитания медленной компоненты производился Фурье-спектральный анализ полученных временных откликов.

Для моделирования упругого отклика структур использовалась многослойная одномерная модель, аналогичная [18]. Связь между двумя контактирующими слоями считается идеальной (акустическое рассогласование), если смещение двух соседних точек, принадлежащих разным материалам, одинаково. Однако в реальности, особенно для слоистых материалов, случай акустического рассогласования часто не реализуется, и такой контакт считается неидеальным.

Чтобы учесть влияние неидеальности интерфейса на упругий отклик системы, в расчетах использовалась «пружинная» модель контакта. В рамках данной модели контактирующие слои связаны между собой невесомыми пружинами, равномерно распределенными по всей площади контакта. При этом Эквивалентная жесткость этих пружин  $\eta$ , которая количественно характеризует упругую связь слоев, являлась одними из ключевых параметров интерфейса при расчетах. Полученные значения суммарной жесткости пружин и характерные частоты рассматриваемых

интерфейсов ( $f_0 = \eta(Z_1 + Z_2) / 2\pi Z_1 Z_2$ , где  $Z_1$  и  $Z_2$  – акустические импедансы контактирующих слоев) приведены в таблице 1. Частота  $f_0$  характеризует частотную зависимость коэффициента отражения упругой волны на неидеальном интерфейсе [13]:

$$R_{\text{эфф}} = \frac{R - if / f_0}{1 - if / f_0},$$

где  $R = (Z_1 - Z_2) / (Z_1 + Z_2)$  – коэффициент отражения упругой волны на идеальном интерфейсе. Для частот много меньших  $f_0$ ,  $R_{\text{эфф}} \approx R$ , поэтому интерфейс можно считать идеальным. Для частот же больших, чем  $f_0$ , величина коэффициента отражения упругой волны больше, чем для случая идеального интерфейса, а сам интерфейс описывается как неидеальный.

В расчетах использовался тот факт, что в течение первых нескольких десятков пикосекунд упругий импульс не успевает распространиться по всей гетероструктуре, поэтому влияние слоев и интерфейсов проявляется с течением времени, при этом разные слои и интерфейсы влияют на разные части отклика. Это позволяет при увеличении временного интервала, на котором анализируется отклик, последовательно расширять модель, добавляя в нее новые слои. При этом параметры слоев, полученные на предыдущих этапах расчетов, считаются известными. Такая методика подгонки позволяет существенно сократить время моделирования и повысить достоверность определения параметров.

## Результаты

Измерения упругого отклика происходили в областях образца с различным составом. Так, вдали от гетероструктуры отклик определяется исключительно пленкой алюминия и ее интерфейсом с подложкой  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Как видно из рис. 2а, сразу после прихода лазерного импульса наблюдался короткий положительный выброс длительностью 1–2 пс, связанный с сильным разогревом электронов излучением накачки, после которого плавно развивались затухающие колебания. В Фурье-спектре полученного отклика четко видны два широких пика на частотах 35 и 120,5 ГГц.

Присутствие этих двух линий связано с колебаниями алюминиевой пленки как единого целого (низкочастотный пик), а также с наличием многократно отражающегося от границ пленки упругого импульса (высокочастотный пик).

Пурпурным цветом на рис. 2а показан смоделированный отклик. Расчеты позволили оценить фототермические и фотоупругие параметры алюминиевой пленки, а также экви-

валентную жесткость интерфейса между пленкой и подложкой (таблица). Полученная оценка толщины алюминия (30 нм) отлично согласуется со значением, измеренным кварцевым толщиномером в процессе напыления. Большая ширина спектра (рис. 2в) получалась по двум причинам: из-за утечки энергии звуковой волны в подложку сапфира, а также вязкоупругого затухания в поликристаллической пленке Al (длина затухания  $1,25 \times 10^{17}/\omega^2$ , м).

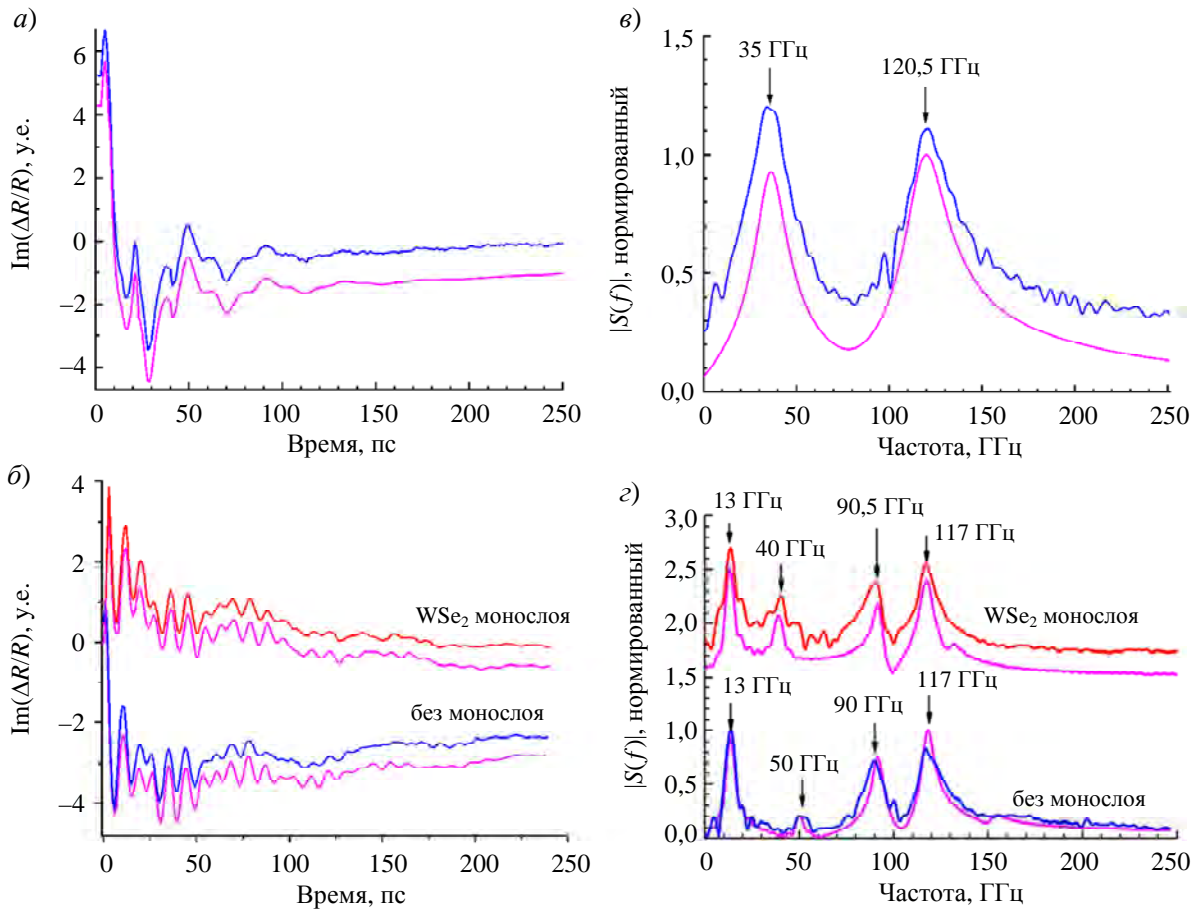


Рис. 2. Экспериментальные зависимости фотоотклика (а и б) и их Фурье-спектры (в и з) в структурах: Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> – (а и в); Al/hBN/WSe<sub>2</sub>(монослой)/hBN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (б и з, красные кривые) и Al/hBN/hBN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (б и з, синие кривые). Пурпурными кривыми на всех рисунках показаны рассчитанные зависимости

Таблица

Рассчитанные акустические параметры изучаемых интерфейсов.  
AP означает акустическое рассогласование (идеальный контакт)

Интерфейс	Конфигурация структуры	$\eta$ , $10^{18}$ Н/м <sup>3</sup>	$f_0$ , ГГц
Al/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Al/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	$8,7 \pm 2,6$	114
Al/hBN	Al/hBN/hBN/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	$8,4 \pm 0,6$	258
	Al/hBN/WSe <sub>2</sub> (монослой)/hBN/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	$2,0 \pm 0,7$	61,5
hBN/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Al/hBN/WSe <sub>2</sub> (монослой)/hBN/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	AP	
hBN/WSe <sub>2</sub>	Al/hBN/WSe <sub>2</sub> (монослой)/hBN/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	AP	

Отклики от областей гетероструктуры без монослоя  $\text{WSe}_2$  ( $\text{Al}/\text{hBN}/\text{hBN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ , синяя кривая рис. 2б) и с монослоем  $\text{WSe}_2$  ( $\text{Al}/\text{hBN}/\text{WSe}_2$  (монослой)/ $\text{hBN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ , красная кривая рис. 2б) имеют более сложную структуру, что связано с распространением упругого импульса в слоях  $\text{hBN}$  и монослоем  $\text{WSe}_2$ , а затухание самого упругого отклика происходит медленнее. Их спектры оказываются более сложными, поскольку отражения как от интерфейсов  $\text{Al}/\text{hBN}$ ,  $\text{hBN}/\text{WSe}_2$ , так и  $\text{hBN}/\text{Al}_2\text{O}_3$  создают дополнительные собственные частоты. Спектральные линии становятся уже как из-за увеличения акустической длины системы, так и из-за большего коэффициента отражения на интерфейсе  $\text{hBN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ . Кроме того, в этих спектрах мы наблюдали характерную и воспроизводимую особенность, связанную с наличием монослоя  $\text{WSe}_2$ , которая заключалась в сдвиге линии коллективной моды  $\text{hBN}$  с 50 ГГц до 40 ГГц (рис. 2з).

Моделирование экспериментальных откликов показало, что такая особенность спектров может быть описана введением в расчетную модель  $\delta$ -распределенной массы  $m = 1,4 \times 10^{-5}$  кг/м<sup>2</sup>, соответствующей примерно двум массам монослоя  $\text{WSe}_2$ , что хорошо согласуется с измерениями фотолюминисценции и результатами спектроскопии комбинационного рассеяния.

Чувствительность частоты коллективной моды к монослою  $\text{WSe}_2$  обусловлена достаточно высоким значением комплексного коэффициента отражения  $R^*$   $\delta$ -распределенной массы:

$$R^* = \frac{if / f_0^*}{1 - if / f_0^*},$$

где  $f_0^* = \frac{z}{\pi m}$ ,  $Z$  – волновое сопротивление окружения монослоя  $\text{WSe}_2$ . В этом случае  $f_0^* \sim 160$  ГГц, и при  $f = 40$  ГГц  $|R^*| = 0,25$ .

При оценке параметра жесткости связей на интерфейсах  $\text{hBN}$  с монослоем  $\text{WSe}_2$  получено, что данные интерфейсы можно с достаточной точностью описать в рамках идеального контакта слоев. В случае интерфейса двух слоев  $\text{hBN}$  оказалось, что коэффициент отражения от границы между ними равен нулю, то есть акустический контакт является идеальным, и два слоя  $\text{hBN}$  эквивалентны одному слою суммарной толщины.

Полученная особенность спектра не только характеризует монослой  $\text{WSe}_2$ , но и показывает спектральную чувствительность пикоакустической методики к составу гетероструктуры, в том числе к отдельным монослоям. Для наглядной демонстрации данной возможности были измерены отклики области образца, отмеченной белой рамкой на рис. 3а. Затем вычислялись их Фурье-спектры и была построена картина пространственного распределения модуля спектральной компоненты отклика на частоте 40 ГГц, которая соответствует коллективной моде гетероструктуры с монослоем  $\text{WSe}_2$  (рис. 3б). На данном изображении можно отчетливо различить область структуры, где находился монослой. Это позволило спектрально локализовать монослой  $\text{WSe}_2$ . Таким образом, данный метод исследований, дополненный профилированием упругих свойств по глубине, может служить инструментом гиперзвуковой томографии таких гетероструктур.

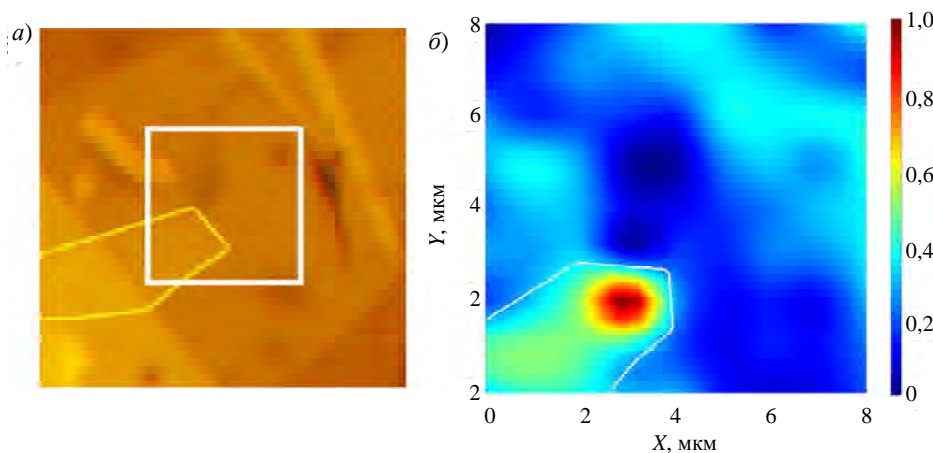


Рис. 3. а) – фотография структуры в оптический микроскоп, белой рамкой выделена область сканирования; б) – карта распределения спектральной компоненты на частоте 40 ГГц в выделенной области

### Заключение

В данной работе были проведены исследования упругих свойств слоистой гетероструктуры Al/hBN/WSe<sub>2</sub> (монослой)/hBN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> при помощи оптической методики накачка-зондирование. Чувствительности методики оказалось достаточно, чтобы спектрально идентифицировать монослой. Это позволило акустически локализовать монослой WSe<sub>2</sub>. Моделирование отклика структуры дало возможность оценить упругие параметры монослоя WSe<sub>2</sub> и слоев hBN, в частности, определить жесткости Ван-дер Ваальсовых связей на интерфейсах структуры. Полученные результаты показывают большой потенциал пикоакустической методики для характеристики Ван-дер Ваальсовых материалов и гетероструктур на их основе.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 23-22-00444).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Violla F., Del Fatti N. / *Nanomaterials*. 2020. Vol. 10. № 12. P. 2543.

2. Britnell L. et al. / *Science*. 2012. Vol. 335. № 6071. P. 947–950.
3. Sup Choi M. et al. / *Nature communications*. 2013. Vol. 4. № 1. P. 1624.
4. Lopez-Sanchez O. et al. / *Nature nanotechnology*. 2013. Vol. 8. № 7. P. 497–501.
5. Lee H. S. et al. / *Nano letters*. 2012. Vol. 12. № 7. P. 3695–3700.
6. Gomes L. C., Carvalho A. / *Physical Review B*. 2015. Vol. 92. № 8. P. 085406.
7. Chen Y. et al. / *Advanced Functional Materials*. 2019. Vol. 29. № 41. P. 1900959.
8. Kim J. M. et al. / *Macromolecular Research*. 2017. Vol. 25. P. 190–196.
9. Khan Z. H. et al. / *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2017. Vol. 50. № 5. P. 053003.
10. Fan X. et al. / *Microsystems & Nanoengineering*. 2020. Vol. 6. № 1. P. 17.
11. Geim A. K., Grigorieva I. V. / *Nature*. 2013. Vol. 499. № 7459. P. 419–425.
12. Greener J. D. G. et al. / *ACS nano*. 2019. Vol. 13. № 10. P. 11530–11537.
13. Greener J. D. G. et al. / *Physical Review B*. 2018. Vol. 98. № 7. P. 075408.
14. Huang Y. et al. / *Nature communications*. 2020. Vol. 11. № 1. P. 2453.
15. Pizzocchero F. et al. / *Nature communications*. 2016. Vol. 7. № 1. P. 11894.
16. Klokov A. Y. et al. / *Nano Letters*. 2022. Vol. 22. № 5. P. 2070–2076.
17. Tachizaki T. et al. / *Review of Scientific Instruments*. 2006. Vol. 77. № 4. P. 043713.
18. Klokov A. Y. et al. / *Journal of Applied Physics*. 2020. Vol. 127. № 15.

PACS: 62.25.–g

## Study of acoustic properties of van der Waals heterostructure based on WSe<sub>2</sub> monolayer using by hypersonic microscopy method

N. Yu. Frolov, A. Yu. Klokov, A. I. Sharkov, S. N. Nikolaev, M. A. Chernopitsky, S. I. Chentsov, M. V. Pugachev, A. V. Shupletsov, V. S. Krivobok and A. Yu. Kuntsevich

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

*Received 18.10.2024; revised 9.12.2024; accepted 14.04.2025*

*The picosecond ultrasonic technique was used to investigate the elastic properties of the layered heterostructure Al/hBN/WSe<sub>2</sub> (monolayer)/hBN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. During the experiment, time-dependent changes in the phase of the reflection coefficient of the sample were measured, caused by the propagation of an elastic pulse excited by a femtosecond laser. By using Fourier spectral analysis of the obtained responses, it was possible to identify the monolayer WSe<sub>2</sub>. The construction of a map of the spectral distribution module allowed for the localization of the region of the heterostructure that contained the monolayer WSe<sub>2</sub>. Using a mathematical model of the response of the multilayer structure, the elastic parameters of the*

*Al/hBN/WSe<sub>2</sub>(monolayer)/hBN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> heterostructure were estimated, particularly the stiffness of the layer interfaces.*

**Keywords:** picoacoustic; laser hypersound; mechanical properties; van der Waals heterostructures; monolayer.

## REFERENCES

1. Vialla F. and Del Fatti N., *Nanomaterials* **10** (12), 2543 (2020).
2. Britnell L. et al., *Science* **335** (6071), 947–950 (2012).
3. Sup Choi M. et al., *Nature communications* **4** (1), 1624 (2013).
4. Lopez-Sanchez O. et al., *Nature nanotechnology* **8** (7), 497–501 (2013).
5. Lee H. S. et al., *Nano letters* **12** (7), 3695–3700 (2012).
6. Gomes L. C. and Carvalho A., *Physical Review B* **92** (8), 085406 (2015).
7. Chen Y. et al., *Advanced Functional Materials* **29** (41), 1900959 (2019).
8. Kim J. M. et al., *Macromolecular Research* **25**, 190–196 (2017).
9. Khan Z. H. et al., *Journal of Physics D: Applied Physics* **50** (5), 053003 (2017).
10. Fan X. et al., *Microsystems & Nanoengineering* **6** (1), 17 (2020).
11. Geim A. K. and Grigorieva I. V., *Nature* **499** (7459), 419–425 (2013).
12. Greener J. D. G. et al., *ACS nano* **13** (10), 11530–11537 (2019).
13. Greener J. D. G. et al., *Physical Review B* **98** (7), 075408 (2018).
14. Huang Y. et al., *Nature communications* **11** (1), 2453 (2020).
15. Pizzocchero F. et al., *Nature communications* **7** (1), 11894 (2016).
16. Klovov A. Y. et al., *Nano Letters* **22** (5), 2070–2076 (2022).
17. Tachizaki T. et al., *Review of Scientific Instruments* **77** (4), 043713 (2006).
18. Klovov A. Y. et al., *Journal of Applied Physics* **127** (15), (2020).

## Об авторах

**Фролов Николай Юрьевич**, младший научный сотрудник, аспирант, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (119991, Россия, Москва, Ленинский пр., д. 53). E-mail: froli199999@gmail.com. SPIN-код РИНЦ 1514-3041, Author ID 1288584

**Кловов Андрей Юрьевич**, ведущий научный сотрудник, к.ф.-м.н., Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (119991, Россия, Москва, Ленинский пр., д. 53). E-mail: klovov@lebedev.ru. Author ID 121230

**Шарков Андрей Иванович**, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н., Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (119991, Россия, Москва, Ленинский пр., д. 53). E-mail: shark@sci.lebedev.ru. Author ID 33305

**Николаев Сергей Николаевич**, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н., Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (119991, Россия, Москва, Ленинский пр., д. 53). E-mail: nikolaev-s@yandex.ru. SPIN-код РИНЦ 6963-3322, Author ID 880828

**Чернопицкий Максим Александрович**, младший научный сотрудник, к.ф.-м.н., Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (119991, Россия, Москва, Ленинский пр., д. 53). E-mail: 66chemax@gmail.com. SPIN-код РИНЦ 6529-1510, Author ID 1219510

**Ченцов Семён Игоревич**, научный сотрудник, к.ф.-м.н., Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (119991, Россия, Москва, Ленинский пр., д. 53). E-mail: semtch@gmail.com. SPIN-код РИНЦ 2361-8799, Author ID 1288583

**Пугачев Михаил Владимирович**, младший научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (119991, Россия, Москва, Ленинский пр., д. 53). E-mail: m.pugachev@lebedev.ru.

**Шуплецов Алексей Владимирович**, младший научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (119991, Россия, Москва, Ленинский пр., д. 53). E-mail: shuplevcovav@lebedev.ru. SPIN-код РИНЦ 6413-3082, Author ID 1061429

**Кривобок Владимир Святославович**, ведущий научный сотрудник, д.ф.-м.н., Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (119991, Россия, Москва, Ленинский пр., д. 53). E-mail: krivobokvs@lebedev.ru. Author ID 135304

**Кунцевич Александр Юрьевич**, ведущий научный сотрудник, д.ф.-м.н. Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (119991, Россия, Москва, Ленинский пр., д. 53). E-mail: alexkun@lebedev.ru. SPIN-код РИНЦ 2192-4863, Author ID 160851



УДК 539.234, 621.793.18  
EDN: RAHNOS

PACS: 81.15.-z

## Синтез покрытий TiN в парах Cu на сплаве T15K6 методом гибридной плазменной технологии

© А. П. Семенов, Д. Б.-Д. Цыренов\*, Н. С. Улаханов, И. А. Семенова

Институт физического материаловедения СО РАН, г. Улан-Удэ, 670047 Россия

\*E-mail: dmitriyazak@mail.ru

Статья поступила в редакцию 9.10.2024; после доработки 14.11.2024; принята к публикации 26.02.2025

Шифр научной специальности: 1.3.5

**Рассмотрен синтез покрытий TiN на сплаве T15K6 в парах Cu на основе газоразрядных процессов вакуумно-дугового испарения Ti в азотсодержащей плазме и магнетронного ионно-плазменного распыления Cu. Определены технологические параметры синтеза композитных покрытий TiN-Cu: ток дугового разряда 90 А, ток и напряжение горения магнетронного разряда, соответственно, 0,5 А и 400 В, давление смеси газов в вакуумной камере 2,4 Па, температура ростовой поверхности 473 К, время синтеза ~15 мин, время очистки ростовой поверхности подложки 10 мин, напряжение смещения 160 В. Рентгеноспектральный микроанализ структуры подтверждает содержание меди ~5,57 ат.% в исследуемых покрытиях по всему профилю покрытий. Микротвердость покрытий составляет 38–42 ГПа.**

**Ключевые слова:** газоразрядная плазма; вакуумно-дуговое испарение; ионно-плазменное распыление; композитное покрытие.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-2-97-102

### Введение

Композитные покрытия TiN-Cu с нанокристаллической структурой при синтезе покрытий TiN с добавлением меди обладают высокой твердостью и пластичностью [1, 2]. Причем атомы Cu при их локализации с образованием покрытия [1] по границам кристаллитов TiN, блокируют рост столбчатой структуры кристаллитов TiN и приводят к наноструктурированию сверхтвердых покрытий TiN-Cu со средним размером зерен ~20 нм. Зависимость твердости покрытия от содержания меди имеет немонотонный характер. Максимальное значение твердости достигается при относительно низких концентрациях меди [1] ~ (1–2) ат.% с формированием нанокompозитной структуры в синтезируемых покрытиях TiN.

При синтезе композитных наноструктурированных покрытий TiN-Cu, среди процессов, допускающих соблюдение высокой точности наполнения медью, перспективными выглядят газоразрядные устройства на основе сопряжения двух газоразрядных процессов, дугового испарения Ti и магнетронного распыления Cu, в конструкции плазмохимического реактора [3]. Такое совмещение потенциально открывает возможность контролируемого управления размерами кристаллитов в наращиваемом покрытии, что является крайне важным, поскольку наноструктура и как следствие, микротвердость и трещиностойкость покрытий, в определенной мере зависят от концентрации примесной компоненты, меди. Управление параметрами вакуумно-дугового и магнетронного разрядов при выращивании композитных покрытий [4, 5] упрощает регу-

лирование долевого соотношения испаряемых и распыляемых компонентов.

В настоящей работе рассматривается синтез композитных покрытий TiN-Cu на принципе сопряжения процессов вакуумно-дугового испарения Ti и магнетронного распыления Cu [3, 6, 7], рассматривается микроструктура поверхности композитных покрытий TiN-Cu, их рентгенофазовый анализ, рентгеноспектральный микроанализ и микротвердость.

### Методика эксперимента

Синтез композитных покрытий TiN-Cu проводили в вакуумной камере плазмохимического реактора [3]. Конструктивно вакуумная камера содержит вакуумно-дуговой испаритель 1 и планарный магнетрон 2, рис. 1. Вакуумно-дуговой испаритель 1 установлен горизонтально и обеспечивает, испарение охлаждаемого водой катода, катодным пятном вакуумно-дугового разряда. Катод, диаметром 60 мм, выполнен из титана марки ВТ-1-0. Ток дугового разряда 60–90 А, давление рабочего газа азота  $2,6 \times 10^{-1}$ –12 Па, напряжение горения 35–45 В. Планарный магнетрон 2 установлен вертикально. Мощность источника питания магнетрона  $\sim 3$  кВт, выходное напряжение до  $10^3$  В. Водяное охлаждение постоянных магнитов обеспечивает стабильную работу магнетрона.

Скорость распыления медной мишени регулируется мощностью магнетронного разряда. Эффективность распыления, добавленным  $\sim 20$  % аргона в общем объеме смеси рабочих газов азота и аргона в газовом смесителе. Магнетрон обеспечивал стабильную работу в диапазоне давлений плазмообразующего газа  $2,6 \times 10^{-1}$ –12 Па. Ток магнетронного разряда 0,2–0,7 А. Напряжение горения разряда в экспериментах составляло 340–450 В. Ток и напряжение горения разряда зависят от давления смеси газов азота и аргона. Расстояние от катода испарителя до подложек 4 составляет 230 мм. В качестве подложек используются пластины шестигранные сменные тип 11114 (HNUM) ГОСТ 19068-80 из твердого сплава T15K6, обычно применяются для проходных резцов и торцевых фрез. Держатель подложек 5 барабанного вида обеспечивал крепление шести подложек. При наращивании покрытий

TiN-Cu ростовая поверхность исходной подложки ориентирована под углом  $45^\circ$  к нормальям взаимно перпендикулярных плоскостей испаряемого титанового и распыляемого медного катодов. При этом резервные подложки закрываются экраном 6. По мере прекращения наращивания покрытия держатель подложек поворачивается на угол  $60^\circ$  и очередная подложка выводится из экрана, открывая поверхность роста для наращивания покрытия. Расстояние от катода магнетрона до подложки находится в пределах 120–140 мм. Подаваемое на держатель подложек опорное напряжение 160–180 В, обеспечивает ионную очистку ростовой поверхности от газовых включений, время препарирования поверхности 4–10 мин.

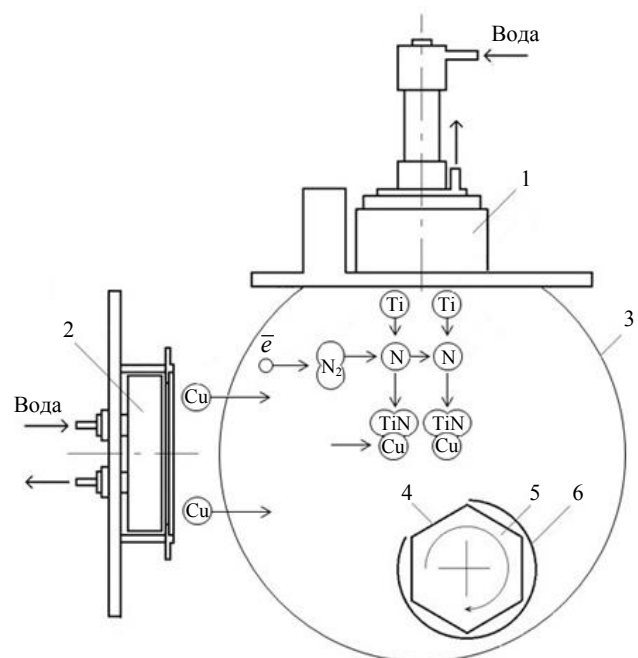


Рис. 1. Структурная схема синтеза композитных покрытий TiN-Cu: 1 – вакуумно-дуговой испаритель; 2 – планарный магнетрон; 3 – плазма вакуумно-дугового разряда; 4 – подложки; 5 – держатель подложек; 6 – экран

### Результаты и обсуждение

На подложках 4 (см. рис. 1) синтезированы композитные покрытия TiN-Cu толщиной  $\sim 6$  мкм проведением химической реакции паров титана и атомарного азота в парах меди, в режиме диссоциации в азотсодержащей плазме 3 молекулярного азота  $N_2 \leftrightarrow 2N$  плазменными электронами, вакуумно-дугового испарения катодным пятном паров титана и

ионно-плазменного распыления паров меди. Технологические параметры синтеза: ток дугового разряда 90 А, ток и напряжение горения магнетронного разряда, соответственно, 0,5 А и 400 В, давление смеси газов в вакуумной камере 2,4 Па. Сначала в течение ~ 10 мин осуществляется очистка, активация и нагрев до ~ 473 К поверхности твердого сплава металлосодержащими ионами и ионами плазмообразующего газа, напряжение смещения 160 В. Температура поверхности твердого сплава Т15К6 измеряется термоэлектрическим преобразователем ТХА (хромель-алюмель). Далее в режиме технологических параметров синтеза, достигнутая температура поверхности твердого сплава стабилизируется и синтез покрытия TiN-Cu протекает в течение 15 мин при неизменной температуре ~ 473 К.

На рис. 2. представлена микроструктура поверхности композитных покрытий TiN-Cu. Металлографический анализ строения поверхности композитного покрытия TiN-Cu выполняли оптическим микроскопом METAM PB-21, укомплектованным цифровой камерой VEC-335 и программным комплексом NEXSYS ImageExpert Pro 3.0. Покрытие равномерное, с четкими границами зерен.

На рис. 3 представлена рентгенограмма покрытия TiN-Cu, синтезированного на поверхности сплава Т15К6. Рентгенофазовый анализ покрытий осуществляли на дифрактометре D2 Phaser Bruker с использованием линейного детектора для проведения порошковой дифрактографии LYNXEYE и расшифровки рентгенограмм программным

комплексом DIFFRAC.EVA с международной базой данных ICDD PDF2. Согласно проведенному рентгенофазовому анализу наряду с рефлексами отражений WC (001), (100), (101), (110), (002), (111), (200), (201), (112) и Ti<sub>2</sub>C (111), (200), (202), (311), (222), (422), принадлежащих сплаву Т15К6, наблюдаются рефлексы покрытия TiN (111), (200), (202), (222), (311) с различной кристаллической решеткой и объемной долей. Согласно рентгенофазовому анализу, в слое композита отсутствуют рефлексы отражений меди. При этом, рентгеноспектральный микроанализ (рентгеноспектральный микроанализ структуры покрытий выполняли с помощью электронного микроскопа JSM-6510LV JEOL (Япония) с системой микроанализа INCA Energy 350 Oxford Instruments (Великобритания)) структуры покрытий подтверждает наличие меди в исследуемых покрытиях по всему профилю покрытий (таблица).

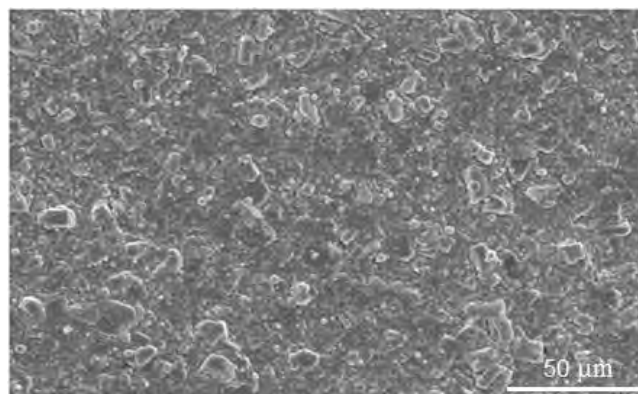


Рис. 2. Микроструктура поверхности покрытия TiN-Cu (увеличение x500)

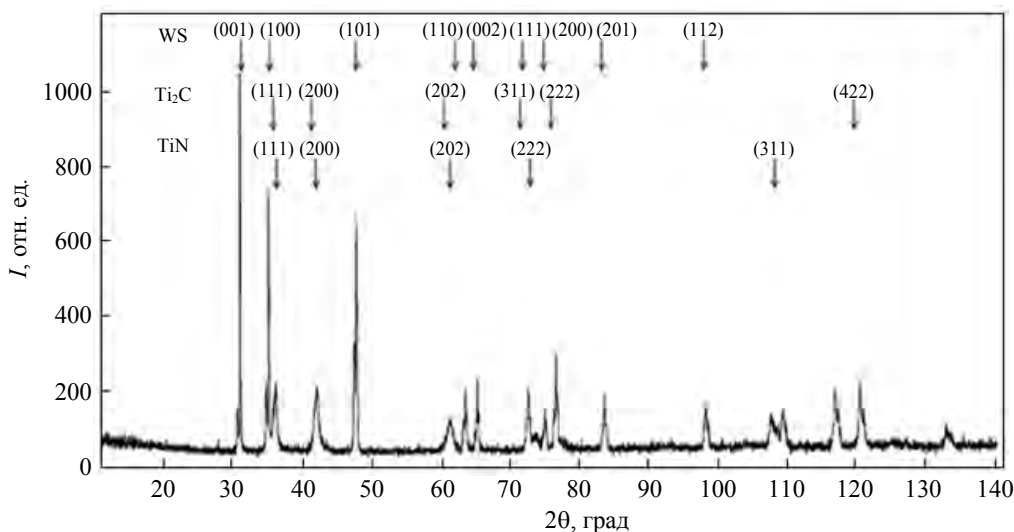


Рис. 3. Рентгенограмма покрытия TiN-Cu

**Таблица**  
**Элементный состав (в ат. %) покрытия TiN-Cu**

N	Al	Ti	Cu	W
8,91	0,23	79,81	5,57	5,48

Вероятно, медь, не образуя собственной кристаллической фазы и не находясь в кристаллической решетке других фаз, расположена на границах кристаллитов в аморфном, либо рентгено-аморфном состоянии. Как и в [2, 5, 6] в процессе реакции Ti и N в парах Cu, медь вытесняется на границу между зернами TiN. Медь блокирует рост столбчатой структуры кристаллитов TiN, способствуя наноструктурированию композитных покрытий TiN-Cu. Этому свидетельствует, с одной стороны низкое сродство Cu к N. Азот не образует соединений с Cu (с азотом медь непосредственно не соединяется, невозможно получить нитрид азота  $Cu_3N$ ). С другой, фазовая диаграмма системы Ti-Cu показывает [8], что при малых атомных процентах меди интерметаллиды стабильно не образуются, к тому же интерметаллиды  $TiCu$ ,  $Ti_2Cu$ ,  $Ti_2Cu_3$ ,  $TiCu_3$  образуются при высоких атомных процентах меди и температурах  $\sim 1073$ – $1173$  К. Время, за которое атомы меди образуют вокруг растущего кристаллита TiN замкнутую оболочку, определяет время роста наноразмерных кристаллитов TiN, и как следствие размер кристаллитов.

Микротвердость сформированных слоев измеряли на микротвердомере ПМТ-3 М, укомплектованным цифровой камерой с программой обработки изображений отпечатков NEXSYS ImageExpert MicroHardness 2 по ГОСТ 9450-76 (методом восстановления отпечатка Кнупа). Микротвердость покрытий составляет 38–42 ГПа.

### Заключение

На пластинах шестигранных сменных тип 11114 (HNUM) ГОСТ 19068-80 из твердого сплава T15K6, проведением химической реакции паров титана и атомарного азота в парах меди, в режиме диссоциации в азотсодержащей плазме молекулярного азота плазменными электронами, вакуумно-дугового испарения катодным пятном паров титана и ионно-

плазменного распыления паров меди синтезированы композитные покрытия TiN-Cu толщиной  $\sim 6$  мкм. Определены технологические параметры синтеза композитных покрытий TiN-Cu: ток дугового разряда 90 А, ток и напряжение горения магнетронного разряда, соответственно, 0,5 А и 400 В, давление смеси газов в вакуумной камере 2,4 Па, температура ростовой поверхности 473 К, время синтеза  $\sim 15$  мин, время очистки ростовой поверхности подложки 10 мин, напряжение смещения 160 В. Согласно рентгенофазовому анализу, в слое композита отсутствуют рефлексы отражений меди. При этом, рентгеноспектральный микроанализ структуры подтверждает содержание меди  $\sim 5,57$  ат.% в исследуемых покрытиях по всему профилю покрытий. Микротвердость покрытий составляет 38–42 ГПа.

Испытание покрытий TiN-Cu в реальных условиях эксплуатации при критических нагрузках на шестигранных сменных пластинах T15K6, закрепленных на проходном резце при резке конструкционной стали 40X на токарно-винторезном станке 16K20, показало, покрытия не испытывали в контактной области режущего инструмента разрушение (отколы, отслоения), что отчетливо свидетельствует о высокой адгезии покрытия TiN-Cu к твердому сплаву T15K6, нанесенному с использованием гибридной плазменной технологии. При этом, результаты испытаний подтвердили, покрытия TiN-Cu можно использовать, как износостойкие. Кроме того, в [9] установлена закономерность, покрытия TiN-Cu с концентрацией Cu  $\sim 12$  ат.% и микротвердостью до 45 ГПа, обладают низким коэффициентом трения (0,2), высокой адгезионной прочностью к металлической и твердосплавной подложке ( $> 30$  Н), повышенной степенью упругого восстановления ( $< 50\%$ ), высокой износостойкостью ( $< 2600$  мкм<sup>3</sup>/Н·м), хорошей термической стабильностью (до 1373 К), увеличенной стойкостью к окислению (до 1073 К).

Таким образом, широкие возможности упрощенной технологии изменения структуры и фазового состава располагают к созданию композитных сверхтвердых покрытий TiN-Cu, кратно повышающих микротвердость поверхности проходных резцов и торцевых фрез из твердого сплава T15K6.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, научная тема FWSF-2024-0010

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. He J. L., Setsuhara Y., Shimizu I., Miyake S. / Surface and Coatings Technology. 2001. Vol. 137. № 1. P. 38–42. doi: 10.1016/S0257-8972(00)01089-6.
2. Ivanov Yu. F., Koval N. N., Krysinina O. V., Baumbach T., Doyle S., Slobodsky T., Timchenko N. A., Galimov R. M., Shmakov A. N. / Surface and Coatings Technology. 2012. Vol. 207. P. 430–434. doi: 10.1016/j.surfcoat.2012.07.037.
3. Семенов А. П., Цыренов Д.-Б. Д., Семенова И. А. Способ синтеза композитных покрытий TiN-Cu и устройство для его осуществления. Патент на изобретение № 2649355 (РФ). 2017.
4. Myung H. S., Lee H. M., Shaginyan L. R., Han J. G. / Surface and Coatings Technology. 2003. Vol. 163–164. P. 591–596. doi: 10.1016/S0257-8972(02)00627-8.
5. Myung H. S., Han J. G., Boo J. H. / Surface and Coatings Technology. 2004. Vol. 177–178. P. 404–408. doi: 10.1016/j.surfcoat.2003.09.016.
6. Tsyrenov D., Semenov A., Smirnyagina N. / Acta Polytechnica. 2015. Vol. 55 № 2. P. 136–139. doi: 10.14311/AP.2015.55.0136.
7. Semenov A. P., Tsyrenov D. B.-D., Semenova I. A. / Instrum. Exp. Tech. 2017. Vol. 60. № 6. P. 892–895. doi: 10.1134/S0020441217060094.
8. Eremenko V. N., Buyanov Yu. I., Prima S. B. / Powder Metallurgy and Metal Ceramics. 1966. Vol. 5. P. 494–502. doi: 10.1007/BF00775543.
9. Крысина О. В. Генерация газометаллической плазмы в дуговых разрядах низкого давления для синтеза многокомпонентных нанокристаллических защитных покрытий: Дисс. канд. техн. наук. – Томск: ИСЭ СО РАН, 2016.

PACS: 81.15.-z

## Synthesis of TiN coatings in Cu vapor on T15K6 alloy by hybrid plasma technology

A. P. Semenov, D. B.-D. Tsyrenov\*, N. S. Ulakhanov and I. A. Semenova

*Institute of Physical Material Science of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,  
Ulan-Ude, 670047 Russia*

\* E-mail: dmitriyaz@mail.ru

Received 9.10.2024; revised 14.11.2024; accepted 26.02.2025

***The synthesis of TiN coatings in Cu vapor on T15K6 alloy based on gas-discharge processes of vacuum-arc evaporation of Ti in nitrogen-containing plasma and magnetron ion-plasma sputtering of Cu is considered. The technological parameters of the synthesis of TiN-Cu composite coatings are determined: arc discharge current of 90 A, current and voltage of the magnetron discharge, respectively, 0.5 A and 400 V, gas mixture pressure in the vacuum chamber of 2.4 Pa, growth surface temperature of 473 K, synthesis time of ~15 min, cleaning time of the substrate growth surface of 10 min, bias voltage of 160 V. X-ray spectral microanalysis of the structure confirms the copper content of ~5.57 at.% in the studied coatings over the entire coating profile. The microhardness of the coatings is 38–42 GPa.***

**Keywords:** gas discharge plasma; vacuum-arc evaporation; ion-plasma sputtering; composite coating.

### REFERENCES

1. He J. L., Setsuhara Y., Shimizu I. and Miyake S., Surface and Coatings Technology **137** (1), 38–42 (2001).
2. Ivanov Yu. F., Koval N. N., Krysinina O. V., Baumbach T., Doyle S., Slobodsky T., Timchenko N. A., Galimov R. M. and Shmakov A. N., Surface and Coatings Technology **207**, 430–434 (2012).
3. Semenov A. P., Tsyrenov D. B.-D. and Semenova I. A. A method and device for synthesizing TiN-Cu composite coatings. Patent for invention № 2649355 (RF). 2017.

4. Myung H. S., Lee H. M., Shaginyan L. R. and Han J. G., Surface and Coatings Technology **163–164**, 591–596 (2003).
5. Myung H. S., Han J. G. and Boo J. H., Surface and Coatings Technology **177–178**, 404–408 (2004).
6. Tsyrenov D., Semenov A. and Smirnyagina N., Acta Polytechnica **55** (2), 136–139 (2015).
7. Semenov A. P., Tsyrenov D. B-D. and Semenova I. A., Instrum. Exp. Tech. **60** (6), 892–895 (2017).
8. Eremenko V. N., Buyanov Yu. I. and Prima S. B., Powder Metallurgy and Metal Ceramics **5**, 494–502 (1966).
9. Krysina O. V. Generation of gas metal plasma in low-pressure arc discharges for synthesis of multicomponent nanocrystalline protective coatings: Diss. Candidate of Technical Sciences. Tomsk, IHCE SB RAS, 2016.

#### Об авторах

**Семенов Александр Петрович**, профессор, д.т.н., Институт физического материаловедения СО РАН (670047, Россия, г. Улан-Удэ, Сахьяновой ул., д. 6). E-mail: alexandersemenov2018@mail.ru. SPIN-код РИНЦ 8786-3514, Author ID 1700

**Цыренов Дмитрий Бадма-Доржиевич**, научный сотрудник, Институт физического материаловедения СО РАН (670047, Россия, г. Улан-Удэ, Сахьяновой ул., д. 6). E-mail: dmitriyzak@mail.ru. SPIN-код РИНЦ 2691-1766, Author ID 176491

**Улаханов Николай Сергеевич**, младший научный сотрудник, Институт физического материаловедения СО РАН (670047, Россия, г. Улан-Удэ, Сахьяновой ул., д. 6). E-mail: nulahanov@mail.ru. SPIN-код РИНЦ 8147-1096, Author ID 949665

**Семенова Ирина Александровна**, ведущий научный сотрудник, к.т.н., Институт физического материаловедения СО РАН (670047, Россия, г. Улан-Удэ, Сахьяновой ул., д. 6). E-mail: irene\_sem@mail.ru. SPIN-код РИНЦ 5260-0530, Author ID 132287





## К 70-летию юбилею Сергея Аполлоновича Никитова

23 апреля 2025 г. исполнилось 70 лет известному российскому ученому, академику Российской академии наук, профессору, доктору физико-математических наук, члену редколлегий журналов «Прикладная физика» и «Успехи прикладной физики» **Сергею Аполлоновичу Никитову**.

С. А. Никитов родился 23 апреля 1955 г., в 1974 г. окончил факультет физической и квантовой электроники Московского физико-технического института (МФТИ), и в 1982 г. – аспирантуру МФТИ. Кандидатскую диссертацию защитил на тему «Магнитостатические волны в периодических структурах». В Институте радиотехники и электроники (ИРЭ) им. В. А. Котельникова Российской академии наук (РАН) работает с 1982 г. К началу 2000-х гг. прошел путь от младшего научного сотрудника до заведующего лабораторией оптических и магнитных методов обработки информации, с 2003 г. С. А. Никитов – заместитель директора по научной работе ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, а в 2015 г. становится его директором.

Сергей Аполлонович является известным специалистом в твердотельной микро- и нанoeлектронике, в области физики и электроники магнитных явлений, акусто- и магнитоэлектроники, магнитооптики. Его основная научная деятельность относится к исследованиям в области фотонных кристаллов, метаматериалов, нелинейной динамики спиновых и акустических волн в тонких пленках ферро- и антиферромагнетиков, ферритов и сегнетоэлектриков, физики фазовых переходов в магнитных средах, сверхтонких магнитных пленках и многослойных структурах на их основе. В 1991 г. защитил докторскую диссертацию на тему «Нелинейные спиновые и электромагнитные волны в тонкопленочных магнитных структурах», в 1995 г. ему присвоено ученое звание профессора, в 2003 г. избирается членом-корреспондентом РАН, а в 2022 г. – академиком РАН.

С. А. Никитовым опубликовано 600 научных статей, получено 55 патентов на изобретения, в соавторстве написано 4 монографии, сделано более 500 докладов на научных конференциях. Он также активно работает в области подготовки квалифицированных научных и научно-педагогических кадров, будучи заведующим кафедрой электроники МФТИ и заведующим кафедрой информационной безопасности Российского Нового университета. Многие годы читает основной курс по физике твердого тела в МФТИ на ФФКЭ и в Физтех-школе электроники, фотоники и молекулярной физики. Им подготовлено 15 кандидатов и 4 доктора наук.

Сергей Аполлонович за годы работы был удостоен ряда отечественных и международных наград. Он является лауреатом премий комсомола Подмосковья (1981 г.), Ленинского комсомола (1984 г.), Премии Правительства РФ (2009 г.), награжден медалью ордена «За заслуги перед Отечеством» II степени (2021 г.), Благодарностью Президента РФ (2024 г.). Он также является лауреатом Премии Гумбольдта (Германия, 1984 г.), почетным доктором университета Поля Сабатье (Тулуза, Франция).

**Редколлегия и редакция журнала «Прикладная физика» совместно с Вашими многочисленными коллегами, друзьями и учениками поздравляют Вас со славным юбилеем и желают Вам крепкого здоровья, плодотворной научной и педагогической деятельности, успехов и удачи в достижении выдающихся результатов.**



### К 70-летию юбилею академика РАН Чернышева Сергея Леонидовича

15 мая 2025 г. исполняется 70 лет академику РАН Сергею Леонидовичу Чернышеву – выдающемуся российскому ученому и организатору науки, вице-президенту РАН, научному руководителю федерального автономного учреждения (ФАУ) «Центральный аэрогидродинамический институт имени профессора Н. Е. Жуковского», доктору физико-математических наук, профессору.

С. Л. Чернышев родился 15 мая 1955 г., в пос. Малино Московской области. В 1978 г. окончил с отличием факультет аэромеханики и летательной техники Московского физико-технического института, в 1981 г. – аспирантуру МФТИ и поступил на работу в государственный научный центр ЦАГИ, где и работает по сей день. За 44 года работы в ЦАГИ прошел путь от научного сотрудника до руководителя института.

С. Л. Чернышев – специалист в области аэродинамики летательных аппаратов, концептуального проектирования до-, сверх- и гиперзвуковых летательных аппаратов различного назначения. Автор более 280 научных работ, в том числе 10 монографий и 28 патентов.

Сфера научных интересов академика С. Л. Чернышева связана с развитием аэродинамики и многодисциплинарных исследований перспективных летательных аппаратов (ЛА). Им заложены новые направления теории и численных методов нелинейной аэрогазодинамики и звукового удара, внесен большой вклад в развитие комплексных исследований высокоскоростных ЛА и объектов ракетно-космической техники, экспериментальной стендовой базы авиационной отрасли.

Им заложены новые направления теории звукового удара, разработаны численные методы расчета звукового удара и его минимизации. С помощью созданных С. Л. Чернышевым методов впервые сформированы рациональные компоновки сверхзвуковых самолетов, сочетающие высокую аэродинамическую эффективность с низким уровнем звукового удара. Им выявлены основные законы влияния на звуковой удар формы летательного аппарата, режима его полета и состояния неоднородной атмосферы. Многие его результаты в этой области можно отнести к пионерским, они представлены в монографии «Звуковой удар» издательства «Наука».

Хорошо известны научные работы академика С. Л. Чернышева по аэродинамике летательных аппаратов, в том числе с активной и естественной ламинаризацией обтекания, что находит свое применение при разработке перспективных ЛА с высоким аэродинамическим качеством. Разработанные им компоновочные решения сверхзвуковых самолетов, особенности их аэродинамики представлены в монографии «Аэродинамика и динамика сверхзвуковых самолетов» под ред. академика Г. С. Бюшгенса и ряде других изданий.

В 2011 г. был избран член-корреспондентом РАН, а в 2016 г. – академиком РАН по Отделению энергетики, машиностроения, механики и процессов управления. С 2016 г. по 2022 г. являлся членом Бюро отделения. В 2022 г. – избран вице-президентом и членом Президиума РАН.

За прошедший с 2022 г. период при непосредственном руководстве и участии С. Л. Чернышева подготовлена и утверждена в 2023 г. Правительством РФ

Подпрограмма 6 «Фундаментальные и поисковые исследования в интересах обороны страны и безопасности государства» Государственной программы фундаментальных научных исследований (ПФНИ) на долгосрочный период (2021–2030 гг).

С. Л. Чернышев является председателем Научно-координационного совета Подпрограммы 6 ПФНИ, председателем Научного совета РАН по обороне, председателем Научного совета РАН по машиностроению, заместителем председателя Научного совета РАН по космосу, заместителем председателя Экспертного совета государственной программы «Развитие авиационной промышленности на 2013–2025 годы».

Чернышев С.Л. – председатель Ученого совета и двух докторских диссертационных советов ЦАГИ, член Ученого совета и заведующий кафедрой “Физика полета” МФТИ, а также член НТС Фонда перспективных исследований РФ. Главный редактор научных журналов «Ученые записки ЦАГИ», «Труды ЦАГИ», «TsAGI Science Journal», член редколлегии журналов «Проблемы машиностроения и автоматизации», «Полет», «Progress in Aerospace Sciences».

Сергей Леонидович Чернышев награжден различными государственными и ведомственными наградами, в том числе медалью ордена «За заслуги перед Отечеством», орденом Дружбы, орденом Почета, орденом Александра Невского. Является лауреатом премии Правительства РФ в области науки и техники, премии профессора Н.Е. Жуковского, премии академика Г.И. Петрова за выдающиеся работы в области аэродинамики, присвоено почетное звание «Почетный авиастроитель Российской Федерации».

Является обладателем ряда значимых международных наград, среди которых: орден «За заслуги» Французской Республики, премия Laurels (Лорелс) за вклад в развитие глобальных аэрокосмических исследований, премия Гуггенхайма Международного совета по аэрокосмическим наукам (ICAS), золотая медаль CEAS Европейского сообщества за мировой вклад в развитие авионавтики.

**Редакция и редколлегия журнала «Прикладная физика» совместно с Вашими многочисленными коллегами, друзьями и учениками, поздравляет Вас, Сергей Леонидович, с юбилеем. Желаем здоровья, счастья и жизненных сил, необходимых в Вашей научной деятельности, успешной реализации новых смелых идей и начинаний, благополучия, здоровья и успехов всем Вашим близким людям.**

## Правила направления, рецензирования и опубликования научных статей (в редакции 2025 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](mailto: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 А4 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](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.

*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., Stepanovich 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,  $\max$ ,  $\log$ ,  $\sin$ ,  $\exp$  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  $U_{\text{вх}}$ ,  $I_{\text{вых}}$ ,  $v_{\text{гр}}$  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», 2025. № 2. С. 1–108.

Подписано в печать 16.04.2025

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



