

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

**ПРИКЛАДНАЯ
ФИЗИКА**

**APPLIED
PHYSICS**

5` 25



Редакционная коллегия

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

Editorial Board

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

ПРИКЛАДНАЯ ФИЗИКА®

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

2025, № 5

Основан в 1994 г.

Москва

СОДЕРЖАНИЕ

ОБЩАЯ ФИЗИКА

Применение УФ-излучения 222 нм эксимерных КСl-ламп для дезинфекции

Василяк Л. М., Кудрявцев Н. Н., Костюченко С. В., Сивин Д. О., Тимофеев И. С.

7

ФОТОЭЛЕКТРОНИКА

Исследование токов поверхностной утечки $n\text{Вn}$ HgCdTe фоточувствительной структуры со сверхрешёточным барьером, детектирующей излучения в длинноволновом инфракрасном диапазоне спектра

Войцеховский А. В., Дзядох С. М., Горн Д. И., Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н., Сидоров Г. Ю., Якушев М. В.

15

Тестовые структуры для исследования зависимости фотоэлектрических характеристик крупноформатных МФПУ от топологии элементов на основе InSb

Лопухин А. А., Пермикина Е. В., Барышева К. В., Лопатин В. В.

25

Радиационная стойкость светоизлучающих структур с наноструктурами Ge(Si) на подложках «кремний на изоляторе»

Кабальнов Ю. А., Иванова М. М.

33

Сравнение расчетных и экспериментальных значений собственной концентрации свободных носителей заряда в антимониде индия

Белов А. Г., Козлов Р. Ю., Журавлев Е. О., Молодцова Е. В., Хихеев Н. Г., Саркисов Н. А., Панков М. А., Куликов В. Б.

43

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ПЛАЗМЕННЫЕ МЕТОДЫ

Воздействие плазмы коронного разряда на окислительно-восстановительные процессы в почве

Бычков В. Л., Шваров А. П., Логунов А. А., Бычков Д. В., Ваулин Д. Н.

51

Влияние локальных неоднородностей проводимости на форму разрядного канала в воде

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

57

Стример, плазменная диффузная струя и тлеющий разряд при пробое в воздухе низкого давления импульсом напряжения с фронтом около 20 нс

Тарасенко В. Ф., Виноградов Н. П., Бакиш Е. Х.

64

Исследование газовых потоков, создаваемых разрядом с жидким электролитным катодом

Чистолинов А. В., Казанский П. Н., Якушин Р. В., Чепелев В. М., Тюфтяев А. С. 71

Оценка заряда, формируемого на выходе из коаксиального плазменного реактора с микрополым катодом

Шершунова Е. А., Небогаткин С. В., Клубков А. В., Романов К. И. 78

ФИЗИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ

Измерение масштабов неоднородности размещения дислокационных ямок травления на цифровых изображениях монокристаллов GaAs

Комаровский Н. Ю., Князев С. Н., Соколовская Э. А., Кудря А. В., Суханова А. С., Антонова В. Е., Молодцова Е. В. 85

ФИЗИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА И ЕЁ ЭЛЕМЕНТЫ

Стенд для проведения ресурсных испытаний в форсированных режимах фотомодуля из состава фотоприемного устройства космического базирования

Соловьев Д. Г., Буравцова В. В., Красавин А. А., Кочнов К. Д., Куликов В. Б. 94

Количественная оценка качества радиографического контроля с учетом специфики генерации и формирования рабочих пучков проникающего излучения

Декопов А. С., Лукьянов А. А., Масленников С. П., Михайлов С. В. 100

Экспериментальный комплекс для СВЧ-плазменной модификации дисперсных материалов при атмосферном давлении

Тихонов В. Н., Антипов С. Н., Иванов И. А., Тихонов А. В., Гаджиев М. Х., Ильичев М. В., Тюфтяев А. С. 106

ПЕРСОНАЛИИ

Юбилей Юрия Анатольевича Лебедева 113

ИНФОРМАЦИЯ

Правила для авторов 114

APPLIED PHYSICS [in Russian]

THE SCIENTIFIC AND TECHNICAL JOURNAL

2025, No. 5

Founded in 1994

Moscow

CONTENTS

GENERAL PHYSICS

Application of UV radiation 222 nm of excimer KCl lamps for disinfection

Vasilyak L. M., Kudryavtsev N. N., Kostyuchenko S. V., Sivin D. O. and Timofeev I. S.

7

PHOTOELECTRONICS

Study of surface leakage currents in LWIR $n\text{Bn}$ HgCdTe photosensitive structure with superlattice barrier

Voitsekhovskii A. V., Dzyadukh S. M., Gorn D. I., Dvoretiskii S. A., Mikhailov N. N., Sidorov G. Yu. and Yakushev M. V.

15

Testing array patterns for research dependence performance InSb FPA large-format from pixel topology

Lopukhin A. A., Permikina E. V., Barysheva K. V. and Lopatin V. V.

25

Radiation resistance of light-emitting structures with Ge/Si nanoislands on SOI substrate

Kabalnov Yu. A. and Ivanova M. M.

33

The calculation of free charge carrier intrinsic concentration values in indium antimonide

Belov A. G., Kozlov R. Yu., Zhuravlev E. O., Molodtsova E. V., Khikheev N. G., Sarkisov N. A., Pankov M. A. and Kulikov V. B.

43

PLASMA PHYSICS AND PLASMA METHODS

Effect of corona discharge plasma on redox processes in soil

Bychkov V. L., Shvarov A. P., Logunov A. A., Bychkov D. V. and Vaulin D. N.

51

The influence of local conductivity inhomogeneities on the shape of a discharge channel in water

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

57

Streamer, plasma diffuse jet and glow discharge during breakdown in low-pressure air by a voltage pulse with a front of ~20 ms

Tarasenko V. F., Vinogradov N. P. and Baksht E. Kh.

64

Investigation of gas flows created by a discharge with a liquid electrolyte cathode

Chistolinov A. V., Kazansky P. N., Yakushin R. V., Chepelev V. M. and Tyufyaev A. S.

71

Charge estimation at the output of the micro-hollow cathode discharge

Shershunova E. A., Nebogatkin S. V., Klubkov A. V. and Romanov K. I.

78

PHYSICAL SCIENCE OF MATERIALS

Measurement of the scales of inhomogeneity in the placement of etch dislocation holes in digital images of GaAs single crystals

Komarovskiy N. Y., Knyazev S. N., Sokolovskaya E. A., Kudrya A. V., Sukhanova A. S., Antonova V. E. and Molodtsova E. V.

85

PHYSICAL EQUIPMENT AND ITS ELEMENTS

The stand for conducting resource tests in forced modes of a photosensitive element from a space-based photodetector device

Solovyov D. G., Buravtsova V. V., Krasavin A. A., Kochnov K. D. and Kulikov V. B.

94

Quantitative assessment of the quality of radiographic control, taking into account the specifics of generation and formation of working beams of penetrating radiation

Dekopov A. S., Lukyanov A. A., Maslennikov S. P. and Mikhailov S. V.

100

Experimental setup for microwave plasma modification of dispersed materials at atmospheric pressure

Tikhonov V. N., Antipov S. N., Ivanov I. A., Tikhonov A. V., Gadzhiev M. Kh., Il'ichev M. V. and Tyuftyaev A. S.

106

PERSONALI

Anniversary of Yu. A. Lebedev

113

INFORMATION

Rules for authors

114

УДК 614.485; 614.487
EDN: BXQZWY

PACS: 87.50; 92.60.Sz

Применение УФ-излучения 222 нм эксимерных KrCl-ламп для дезинфекции

© Л. М. Василяк^{1,*}, Н. Н. Кудрявцев², С. В. Костюченко³, Д. О. Сивин³, И. С. Тимофеев³¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, 125412 Россия

* E-mail: vasilyak@ihed.ras.ru

² Московский физико-технический институт, Московская обл., г. Долгопрудный, 141701 Россия³ НПО «ЛИТ», Московская обл., г. Долгопрудный, 141701 Россия

Статья поступила в редакцию 16.06.2025; после доработки 15.08.2025; принята к публикации 20.10.2025

Шифр научной специальности: 1.3.21

Выполнен анализ перспективности применения УФ-излучения 222 нм эксимерных KrCl-ламп для обеззараживания воздуха и поверхностей. Предполагаемые основные преимущества излучения 222 нм, заключающиеся в возможности проводить обеззараживание в присутствии людей, и более высокая бактерицидная эффективность по сравнению с длиной волны 254 нм ртутных и амальгамных ламп низкого давления, проходят экспериментальную проверку. Исследования показывают противоречивые результаты о безопасности такого излучения для кожи и для глаз млекопитающих. Инактивация вирусов и простых бактериологических штаммов УФ-излучением 222 нм и 254 нм достигается при аналогичных УФ-дозах, однако для более крупных объектов (эндоспоры, грибы, гифы грибов) существенное преимущество имеет УФ-излучение 254 нм. Эффективность генерации УФ-излучения 222 нм в промышленных KrCl-лампах составляет 3–5 %, что существенно меньше, чем для ртутных и амальгамных ламп низкого давления 30–35 %.

Ключевые слова: воздух; обеззараживание; УФ-излучение; 222 нм.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-5-7-14

Введение

Пандемия COVID-19 показала, что обеззараживание воздуха и поверхностей в помещениях остается важной задачей, и стимулировала новые исследования в области хорошо зарекомендовавшей себя технологии обеззараживания бактерицидным УФ-излучением, которая эффективно снижает передачу патогенов воздушно-капельным путем [1]. Основным источником бактерицидного УФ-излучения с длиной волны 254 нм (УФ-254 нм), которое воздействует на ДНК и РНК микроорганизмов, являются ртутные и амальгамные лампы низкого давления. В качестве альтернативы предлагается использовать УФ-излучение с длинами волн 200–235 нм, в частности излу-

чение эксимерной лампы на основе криптона и хлора (KrCl) с длиной волны 222 нм (УФ-222 нм). Отмечалось, что для ряда микроорганизмов эффективность обеззараживания УФ-излучением 222 нм выше по сравнению с 254 нм, а также предполагалось, что обеззараживание можно проводить в присутствии людей, т. к. глубина проникновения УФ-излучения 222 нм в кожу человека составляет всего несколько микрометров, оно полностью поглощается роговым слоем кожи из мертвых клеток и не может достичь живых клеток в слое эпидермиса [1–5]. В связи с этим, рассмотрим состояние исследований эффективности обеззараживания УФ-излучением 222 нм от эксимерных KrCl-ламп и безопасности его применения, в том числе в присутствии людей.

Эксимерная KrCl-лампа

В настоящее время наиболее перспективным источником дальнего бактерицидного УФ-излучения является эксимерная лампа на основе криптона и хлора (KrCl) с длиной волны основного пика излучения 222 нм [5–10]. Типичная конструкция эксимерной лампы представляет собой цилиндрическую коаксиальную колбу с внешней и внутренней стенкой из кварцевого стекла, заполненную смесью криптона и небольшого количества хлора, а также два электрода: внутренний электрод в виде сплошной металлической трубки и внешний электрод из металлической проволоочной сетки. Барьерный разряд в лампе создается импульсами высокого напряжения амплитудой 4–10 кВ.

На рисунке представлен спектр излучения эксимерной KrCl-лампы.

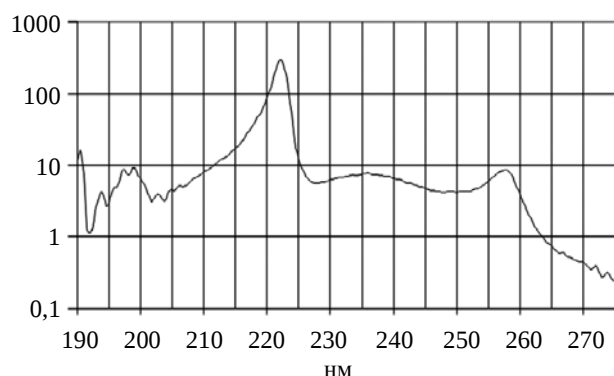


Рис. Распределение спектральной мощности излучения KrCl-лампы

Видно, что основная мощность УФ-излучения сосредоточена в области линии 222 нм и есть незначительное количество излучения в областях ниже 210 нм и выше 230 нм. Некоторые производители ламп применяют специальные дополнительные фильтры для пропускания основной линии 222 нм и подавления излучения других длин волн. Для эксимерных ламп характерна высокая предельная погонная электрическая мощность до 1 Вт/см² при высоких частотах следования импульсов высокого напряжения (100 кГц), что выше, чем для ртутных ламп низкого давления, но меньше, чем для амальгамных ламп. Стоимость источников питания для эксимерных ламп выше, чем источников для амальгамных ламп аналогичной мощности. Неоспоримым преимуще-

ством эксимерных ламп для специальных условий является отсутствие ртути. Большинство производителей указывают время жизни KrCl-ламп не более 4000–5000 час, при этом не указывается спад УФ-излучения в конце срока службы. Для сравнения отметим, что рабочий ресурс амальгамных и ртутных ламп низкого давления составляет 8–16 тысяч часов при гарантированном спаде УФ-излучения не более 15 %. Электрическая мощность серийно выпускаемых KrCl-ламп лежит в диапазоне от 2 до 800 Вт при длине колбы от 6 до 100 см [10]. Эффективность генерации УФ-222 нм в лабораторных устройствах может достигать 15 %, но в промышленных лампах обычно составляет 3–5 %, что почти на порядок меньше эффективности генерации УФ-254 нм ртутными и амальгамными лампами низкого давления. Одним из недостатков мощных эксимерных ламп является необходимость дополнительного охлаждения колбы мощных ламп для обеспечения указанного изготовителем потока УФ-излучения и максимального срока службы лампы, что является сложной технической задачей в реальных условиях эксплуатации.

Бактериологическое действие УФ-излучения с длиной волны 222 нм

Основная декларируемая концепция преимущества обеззараживания излучением УФ-222 нм заключается в том, что оно может эффективно инактивировать микроорганизмы и вирусы без вреда для кожи и глаз млекопитающих [2–4, 11–22]. УФ-222 нм хорошо поглощается белками (особенно пептидными связями в них) и другими биомолекулами [13], поэтому глубина его проникновения составляет несколько микрометров в наружных слоях омертвевшей кожи, что на порядок меньше по сравнению с излучением 254 нм [11, 14]. Поскольку по нормативам США предельно допустимые суточные дозы (флуенсы) УФ-222 нм (25 мДж/см²) в четыре раза выше, чем для 254 нм (6 мДж/см²), то это является дополнительным стимулом проведения исследований. Еще одной концепцией было предположение, что эффективность воздействия УФ-222 нм будет выше, чем для 254 нм, поэтому требуемые дозы (флуенсы) для инактивации микро-

организмов будут ниже. Однако, эффективность инактивации для разных типов бактерий и спор оказалась как выше, так и ниже, чем для излучения 254 нм [3, 8, 9, 17, 18]. Для инактивации исследованных вирусов дозы УФ-излучения 200–230 нм оказалась ниже, чем для УФ-254 нм. По мере уменьшения длины волны увеличивается поглощение излучения белками [8, 9, 11], и повреждение белков начинает также играть роль в эрадикации [8, 9, 16].

УФ-излучение 222 нм при одинаковых дозах инактивирует золотистый стафилококк *Staphylococcus aureus* на модельной человеческой коже так же эффективно, как 254 нм [3, 8, 9]. В [17, 18] показано, что оба вида излучения УФ-222 нм и 254 нм одинаково эффективно инаktivировали различные бактерии, однако при обработке эндоспор *Bacillus cereus* и *Clostridium sporogenes* и штаммов грибов *Aspergillus niger* и *Trichophyton rubrum* эффективность УФ-254 нм была существенно выше, чем 222 нм. Например, для инактивации спор *Aspergillus niger* излучением 222 нм необходима доза 500 мДж/см², а для излучения 254 нм доза в два раза меньше. Рост грибов и образование гиф *Aspergillus niger* значительно ингибировался при дозе УФ-254 нм 250 мДж/см², тогда как для излучения 222 нм даже при дозе 1000 мДж/см² было отмечено лишь минимальное влияние на рост гиф [17, 18].

Различия в радиационной чувствительности микроорганизмов могут зависеть от их размера и размера генома, а также, например, в случае вирусов, от наличия вирусной оболочки (вирусы с оболочкой и без оболочки), от толщины оболочки и белков в ней. Например, пигментация микроорганизмов (некоторые виды грибов) также может быть причиной снижения чувствительности к УФ-излучению.

Инаktivация вирусов УФ-излучением 200–230 нм достигается при меньших дозах, чем при УФ-254 нм [8, 9, 17, 18]. Например, инаktivация аналогов человеческих коронавируса из подгрупп альфа (HCoV-229E) и бета (HCoV-OC43) с эффективностью 99,9 % была получена при дозах облучения 1,7 и 1,2 мДж/см², соответственно [5], что существенно ниже доз для 254 нм, полученных для коронавируса SARS-CoV2. В [5] отмечается,

что излучение 222 нм эффективно воздействует на вирусы и микроорганизмы с размерами менее 5 мкм, но при этом указывается на то, что эффективность воздействия на более крупные объекты пока исследована недостаточно. В [8, 9] приведены сравнительные данные, по инаktivации бактерий и вирусов различными УФ-излучением с различными длинами волн от разных эксимерных ламп. В этих работах также отмечается, что инаktivация бактерий излучением с длинами волн 222 нм и 254 нм примерно одинаковое, однако УФ-222 нм значительно эффективнее для инаktivации вирусов. Причин повышенной чувствительности фагов к излучению в диапазоне 200–240 нм по сравнению с УФ-254 нм может быть несколько [8, 9]. Одно из предположений состоит в том, что коротковолновое УФ-излучение повреждает не только нуклеиновую кислоту вируса (ДНК или РНК), но и белки, образующие капсид (оболочку вируса). Эти белки не только защищают нуклеиновую кислоту вируса, но и обеспечивают адсорбцию (прикрепление) вируса к клетке-хозяину, в результате чего они теряют способность к заражению.

Из-за увеличения поглощения и рассеяния на белках с уменьшением длины волны глубина проникновения в биологическую ткань уменьшается [11, 13, 14], что в зависимости от условий воздействия может привести к ослаблению инаktivации микроорганизмов. В исследовании [19] было показано, что пот, альбумин и раневой экссудат (выделение), используемые в качестве среды для облучения микроорганизмов, значительно снижают инаktivированный эффект излучения 222 нм по сравнению с излучением 254 нм. Поскольку микроорганизмы в воздухе находятся в аэрозолях, а на поверхности часто покрыты белковыми слоями, то излучение 222 нм будет поглощаться значительно сильнее, чем 254 нм, в результате чего при практических применениях реальные дозы для обеззараживания для УФ-222 нм будут значительно превышать дозы, полученные при исследованиях в идеальных лабораторных условиях. Следует отметить, что бактерицидная эффективность УФ-222 нм измерена для ограниченного круга микроорганизмов, и требуются значительные исследования для широкого круга патогенов, и иссле-

дования влияния окружающей среды на эффективность обеззараживания.

Безопасность УФ-излучения с длиной волны 222 нм

Безопасность облучения УФ-222 нм в присутствии людей в основном оценивали по повреждениям ДНК в эукариотических клетках кожи с использованием моделей *in vitro* и *in vivo* [2, 3, 15]. В [16] было показано, что в клетках человека и животных облучение вызывало образование небольшого количества димеров ДНК (маркеров рака), которые исчезали через 24 часа. УФ-излучение 222 нм не вызывало эритему даже при самой высокой дозе и не приводит к гибели клеток или возникновению воспалительной реакции [16]. Однако в [4] было показано, что при дозе 40 мДж/см² в реконструированной коже человека образуются радикальные соединения. В [20, 21] показано, что существует вероятность возникновения рака при облучении полным спектром излучения от KrCl-лампы без использования оптического полосного фильтра для отсека коротковолнового и длинноволнового участков спектра относительно длины волны 222 нм. Лампы с фильтром не вызывали повышенных уровней димеров ДНК (маркеров рака) при суточной дозе 23 мДж/см². Применение таких фильтров приведет к общему снижению интенсивности излучения источника и повышению стоимости оборудования. Также пока не исследован вопрос о стабильности таких фильтров при длительности работы несколько тысяч часов.

Исследование [22] показало, что при воздействии УФ-254 нм образование активных форм кислорода и воспалительные реакции происходят намного сильнее, чем при УФ-222 нм. Образование активных форм кислорода происходит даже при допустимых по санитарным нормам США дозах 25 мДж/см², которое может замедлить процесс регенерации кожи в течение 48 часов. Исследования длительного (до 40 дней) непрямого воздействия излучения 222 нм допустимыми предельными дозами 25 мДж/см² [22] показали, что оно вызывает незначительные повреждения кожи. Однако эти повреждения все же

наблюдаются, а также присутствуют морфологические изменения кожи, что может нести серьезную опасность в перспективе длительного периодического воздействия, в том числе преждевременное старение кожи. Авторы [22] делают вывод, что изменения в механизмах регенерации кожи вызывают опасения по поводу прямого воздействия УФ-222 нм.

С точки зрения безопасности УФ-излучения 222 нм для глаз эксперименты на крысах показали, что до сетчатки и хрусталика излучение не доходит и поглощается внешними слоями эпителия роговицы (с небольшим истончением при очень высоких дозах) [23]. Это позволяет предполагать, что серьезных последствий для человека не возникнет. Исследования воздействия дальнего УФ-излучения на глаза продолжаются, и однозначного ответа о безопасности пока не получено. Для использования УФ-222 нм в общественных местах в присутствии людей необходимо провести исследования с хроническим облучением, обязательно включающие воздействие на глаза и кожу. Кроме того, необходимо учитывать потенциально уязвимые группы людей, такие как дети, пожилые люди и люди с заболеваниями кожи или глаз, а также влияние дальнего УФ-излучения при приеме фотосенсибилизирующих лекарств. На данную тему есть исследования [24, 25], однако они далеки от окончательных заключений о безопасности излучения 222 нм для человека.

Генерация озона эксимерной KrCl-лампой

В спектре KrCl-лампы присутствует небольшое количество излучения с длиной волны менее 200 нм (рисунок), которое может генерировать озон, вклад основной длины волны 222 нм в генерацию озона будет незначительным. При использовании дополнительных полосовых оптических фильтров общая генерация озона будет незначительна. Другими источниками озона могут быть импульсные микроразряды, возникающие между внешним электродом в виде металлической проволоочной сетки и поверхностью кварцевой колбы в зазорах порядка 100 мкм и более. Количество генерируемого озона будет определяться размерами и количеством зазоров,

амплитудой напряжения и мощностью лампы [8, 9, 26]. Некоторые производители преодолели эту проблему, используя сложную и дорогую технологию – печать электродов непосредственно на кварце для устранения зазоров.

В [8, 9, 26] были приведены оценки генерации озона в помещении коммерческими импульсными эксимерными KrCl-лампами с длиной волны 222 нм. Для маломощного устройства с модулем Ushio Care 222 B1 с мощностью 12 Вт генерация озона составляет 0,012 мг/ч. В модуль входит четыре эксимерные KrCl-лампы с кварцевым окном с полосовым фильтром, выделяющим только УФ-222 нм. В помещении объемом 30 м² за 24 часа при непрерывной работе модуля концентрация озона достигает 0,009 мг/м³, которая не ощущается органами чувств и значительно ниже предельно допустимой концентрации озона в атмосферном воздухе населенных мест составляет 0,03 мг/м³. Однако KrCl-лампа мощностью 70 Вт с наружной проволочной сеткой производила озон со скоростью 12 мг/ч, что привело бы к повышению концентрации до 0,36 мг/м³ в помещении объемом 30 м³ в течение одного часа, что существенно превышает предельно допустимые концентрации. Основная причина высокой скорости генерации озона кроется в конструкции внешней проволочной сетки. Следовательно, KrCl-лампы могут производить опасные концентрации озона в помещениях без соответствующей вентиляции.

Заключение

В настоящее время заявляемое основное преимущество применения УФ-222 нм от эксимерной KrCl-лампы, связанное с возможностью проводить обеззараживание воздуха и поверхностей в присутствии человека, проходит активную проверку, но далеко от окончательного заключения. Исследования показывают противоречивые результаты о безопасности такого излучения, как для кожи, так и для глаз млекопитающих. Установлено, что воздействие на ткани есть, но пока не доказано, что оно безопасно. Вопросы о безопасности при хроническом воздействии исследованы мало. Не рассматривались проблемы влияния УФ-излучения 222 нм на потен-

циально уязвимые группы людей, такие как медицинские работники, дети, пожилые люди и люди с заболеваниями кожи или глаз.

Бактериологическая эффективность УФ-излучения 222 нм не имеет никаких преимуществ перед УФ-излучением 254 нм ртутных и амальгамных ламп. Если в области обеззараживания воздушно-капельных вирусных систем и простых бактериологических штаммов оба типа ультрафиолета проводят инактивацию при аналогичных дозах, то при обработке более крупных объектов (эндоспоры, грибы, гифы грибов) существенное преимущество имеет ультрафиолет с длиной волны 254 нм. Поскольку микроорганизмы в воздухе находятся в аэрозолях с белковой составляющей, а на поверхности часто покрыты белковыми слоями, то излучение 222 нм будет поглощаться значительно сильнее, чем 254 нм, что значительно снижает инактивирующий эффект УФ-222 нм, в результате чего при практических применениях потребуются УФ-дозы в несколько раз превышающие лабораторные, следовательно, не будет преимущества по сравнению с УФ-254 нм.

Оборудование с эксимерными KrCl-лампами заметно уступает оборудованию с ртутными и амальгамными лампами низкого давления по энергопотреблению, эффективности, ресурсу и стоимости.

В зависимости от конструкции, мощности и времени работы KrCl-лампы могут приводить к образованию существенных концентраций озона в воздухе, что также является негативным фактором.

KrCl-лампы могут применяться в специальных условиях с обязательным отсутствием людей при обеззараживании.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Василяк Л. М. / Успехи прикладной физики. 2018. Т. 6. № 1. С. 5–17.
2. Barnard I. R. M., Eadie E., Wood K. / Photodermatology, Photoimmunology & Photomedicine. 2020. Vol. 36. № 6. P. 476–477. doi: 10.1111/phpp.12580
3. Buonanno M., Ponnaiya B., Welch D., Stanislavskas M., Randers-Pehrson G., Smilenov L., Brenner D. J. / Radiation Research. 2017. Vol. 187 (4). P. 493–501. doi: 10.1667/rr0010cc.1
4. Yamano N., Kunisada M., Kaidzu S., Sugihara K., Nishiaki-Sawada A., Ohashi H., Nishigori C. / Photochemistry and Photobiology. 2020. Vol. 96 (4). P. 853–862. doi: 10.1111/php.13269

5. Buonanno M., Welch D., Shuryak I., Brenner D. J. / *Scientific Reports*. 2020. Vol. 10 (1). P. 10285. doi: 10.1038/s41598-020-67211-2
6. Соснин Э., Тарасенко В. / *Фотоника*. 2015. № 1/49. С. 60–69.
7. Ломаев М. В., Скакун В. С., Соснин Э. А., Тарасенко В. Ф., Шитц Д. В., Ерофеев М. В. / *Успехи физических наук*. 2003. Т. 173 (2). С. 201–217.
8. Соснин Э. А., Скакун В. С., Панарин В. А., Авдеев С. М., Сорокин Д. А. / *Оптический журнал*. 2021. Т. 88. № 10. С. 50–58.
9. Соснин Э. А., Жданова О. С. / *Квантовая электроника*. 2020. Т. 50. № 10. С. 984–988.
10. <https://uv-can.com/collections/far-uv-222nm-disinfection-components/products/helios-far-uv-222nm-excimer-lamp> (дата обращения: 01.08.2025).
11. Blatchley III E. R., Brenner D. J., Claus H., Cowan T. E., Linden K. G., Liu Y., Ted Mao, Sung-Jin Park, Piper P. J., Simons R. M., Sliney D. H. / *Critical Reviews in Environmental Science and Technology*. 2022. Vol. 53 (6). P. 733–753. doi: 10.1080/10643389.2022.2084315
12. Welch D., Buonanno M., Grilj V., Shuryak I., Crickmore C., Bigelow A. W., Randers-Pehrson G., Johnson G. W., Brenner D. J. / *Scientific Reports*. 2018. Vol. 8 (1). P. 2752. doi: 10.1038/s41598-018-21058-w
13. Setlow J. The molecular basis of biological effects of ultraviolet radiation and photoreactivation. In *Current topics in radiation research*, M. E.; A. H., Eds. Vol. II. – Amsterdam: North Holland Publishing Company, 1966. P. 195–248.
14. Buonanno M., Stanislauskas M., Ponnaiya B., Bigelow A. W., Randers-Pehrson G., Xu Y., Brenner D. J. / *PLoS ONE*. 2016. Vol. 11 (6). P. e0138418. doi: 10.1371/journal
15. Narita K., Asano K., Morimoto Y., Igarashi T., Nakane A. / *PLoS ONE*. 2018. Vol. 13 (7). P. e0201259. doi: 10.1371/journal.pone.0201259.
16. Hessling M., Haag R., Sieber N., Vatter P. / *GMS Hyg Infect Control*. 2021. Vol. 16. P. Doc07. doi: 10.3205/dgkh000378
17. Narita K., Asano K., Naito K., Ohashi H., Sasaki M., Morimoto Y., Igarashi T., Nakane A. / *J Hosp Infect*. 2020. Vol. 105. № 3. P. 459–467. doi: 10.1016/j.jhin.2020.03.030
18. Ohashi H., Koi T., Igarashi T. / *Journal of Science and Technology in Lighting*. 2020. Vol. 44. P. 9–11. doi: 10.2150/jstl.IEIJ20A000006
19. Zwicker P., Schleusener J., Lohan S. B., Busch L., Sicher C., Einfeldt S., Kneissl M., Kuhl A. A., Keck C. M., Witzel C., Kramer A., Meinke M. C. / *Sci Rep*. 2022. Vol. 12. № 1. P. 2587. doi: 10.1038/s41598-022-06397-z
20. Buonanno M., Welch D., Brenner D. J. / *Photochemistry and Photobiology*. 2021. Vol. 97 (3). P. 517–523. doi: 10.1111/php.13383
21. Woods J. A., Evans A., Forbes P. D., Coates P. J., Gardner J., Valentine R. M., Moseley H. / *Photodermatology, Photoimmunology & Photomedicine*. 2015. Vol. 31 (3). P. 159–166. doi: 10.1111/phpp.12156
22. Tavares R. S. N., Adamoski D., Girasole A. et al. / *J Photochem Photobiol B*. 2023. Vol. 243. P. 112713. doi: 10.1016/j.jphotobiol.2023.112713
23. Kaidzu S., Sugihara K., Sasaki M., Nishiaki A., Ohashi H., Igarashi T., Tanito M. / *Photochemistry and Photobiology*. 2021. Vol. 97 (3). P. 505–516. doi: 10.1111/php.13419
24. Sugihara K., Kaidzu S., Sasaki M. et al. / *Photochem Photobiol*. 2023. Vol. 99 (3). P. 967–974. doi: 10.1111/php.13710
25. Kousha O., O'Mahoney P., Hammond R., Wood K., Eadie E. / *Photochem Photobiol*. 2024. Vol. 100. P. 137–145. doi: 10.1111/php.1380
26. Claus H. / *Photochemistry and Photobiology*. 2021. Vol. 97 (3). P. 471–476. doi: 10.1111/php.13391

PACS: 87.50; 92.60.Sz

Application of UV radiation 222 nm of excimer KCl lamps for disinfection

L. M. Vasilyak^{1,*}, N. N. Kudryavtsev², S. V. Kostyuchenko³, D. O. Sivin³ and I. S. Timofeev³

¹ Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412 Russia

* E-mail: vasilyak@ihed.ras.ru

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

³ NPO "LIT", Moscow Region, Dolgoprudny, 141701, Russia

Received 16.06.2025; revised 15.08.2025; accepted 20.10.2025

The prospects of using UV radiation from 222 nm excimer KrCl lamps for disinfection of air and surfaces are analyzed. The alleged main advantages of 222 nm radiation, which include the ability to disinfect in the presence of humans, and a higher bactericidal efficacy compared to the wavelength of 254 nm, are being tested experimentally. Studies show conflicting results about the safety of such radiation for the skin and for the eyes of mammals. It has been established that there is an effect on tissues, but it has not yet been proven that it is safe with pro-

longed multiple exposures. Inactivation of viruses and simple bacteriological strains by UV radiation of 222 nm and 254 nm is achieved at similar UV doses, however, UV radiation of 254 nm has a significant advantage for larger objects (endospores, fungi, fungal hyphae). The efficiency of 222 nm UV radiation generation in industrial KrCl lamps is 3–5 %, which is significantly less than for low-pressure mercury and amalgam lamps 30–35 %.

Keywords: air; disinfection; UV radiation; 222 nm.

REFERENCES

1. Vasilyak L. M., Plasma Phys Rep. **47**, 318 (2021).
2. Barnard I. R. M., Eadie E. and Wood K., Photodermatology, Photoimmunology & Photomedicine **36** (6), 476–477 (2020). doi: 10.1111/phpp.12580
3. Buonanno M., Ponnaiya B., Welch D., Stanislauskas M., Randers-Pehrson G., Smilenov L. and Brenner D. J., Radiation Research **187** (4), 493–501 (2017). doi: 10.1667/rr0010cc.1
4. Yamano N., Kunisada M., Kaidzu S., Sugihara K., Nishiaki-Sawada A., Ohashi H. and Nishigori C., Photochemistry and Photobiology **96** (4), 853–862 (2020). doi: 10.1111/php.13269
5. Buonanno M., Welch D., Shuryak I. and Brenner D. J., Sci. Rep. **10** (1), 10285 (2020). doi: 10.1038/s41598-020-67211-2
6. Sosnin E. and Tarasenko V., Photonics, № 1/49/, 60–69 (2015).
7. Lomaev M. I., Skakun V. S., Sosnin E. A., Tarasenko V. F., Shitts D. V. and Erofeev M. V., Phys. Usp. **46**, 193–209 (2003).
8. Sosnin E. A., Skakun V. S., Panarin V. A., Avdeev S. M. and Sorokin D. A., Journal of Optical Technology **88** (10), 587–592 (2021).
9. Sosnin E. A. and Zhdanova O. S., Quantum Electronics **50** (10), 984–988 (2020).
10. <https://uv-can.com/collections/far-uv-222nm-disinfection-components/products/helios-far-uv-222nm-excimer-lamp> (accessed July 05, 2025).
11. Blatchley III E. R., Brenner D. J., Claus H., Cowan T. E., Linden K. G., Liu Y., Ted Mao, Sung-Jin Park, Piper P. J., Simons R. M. and Sliney D. H., Critical Reviews in Environmental Science and Technology **53** (6), 733–753 (2022). doi: 10.1080/10643389.2022.2084315
12. Welch D., Buonanno M., Grilj V., Shuryak I., Crickmore C., Bigelow A. W., Randers-Pehrson G., Johnson G. W. and Brenner D. J., Scientific Reports **8** (1), 2752 (2018). doi: 10.1038/s41598-018-21058-w
13. Setlow J. The molecular basis of biological effects of ultraviolet radiation and photoreactivation. In Current topics in radiation research, M. E.; A. H., Eds. North Holland Publishing Company: Amsterdam, 1966. Vol. II. P. 195–248.
14. Buonanno M., Stanislauskas M., Ponnaiya B., Bigelow A. W., Randers-Pehrson G., Xu Y. and Brenner D. J., PLoS ONE **11** (6), e0138418 (2016). doi: 10.1371/journal
15. Narita K., Asano K., Morimoto Y., Igarashi T. and Nakane A., PLoS ONE **13** (7), e0201259 (2018). doi: 10.1371/journal.pone.0201259
16. Hessling M., Haag R., Sieber N. and Vatter P., GMS Hyg Infect Control **16**, Doc07 (2021). doi: 10.3205/dgkh000378
17. Narita K., Asano K., Naito K., Ohashi H., Sasaki M., Morimoto Y., Igarashi T. and Nakane A., J. Hosp Infect. **105** (3), 459–467 (2020). doi: 10.1016/j.jhin.2020.03.030
18. Ohashi H., Koi T. and Igarashi T., Journal of Science and Technology in Lighting **44**, 9–11 (2020). doi: 10.2150/jstl.IEIJ20A000006
19. Zwicker P., Schleusener J., Lohan S. B., Busch L., Sicher C., Einfeldt S., Kneissl M., Kuhl A. A., Keck C. M., Witzel C., Kramer A. and Meinke M. C., Sci Rep. **12** (1), 2587 (2022). doi: 10.1038/s41598-022-06397-z
20. Buonanno M., Welch D. and Brenner D. J., Photochemistry and Photobiology **97** (3), 517–523 (2021). doi: 10.1111/php.13383
21. Woods J. A., Evans A., Forbes P. D., Coates P. J., Gardner J., Valentine R. M. and Moseley H., Photodermatology, Photoimmunology & Photomedicine **31** (3), 159–166 (2015). doi: 10.1111/phpp.12156
22. Tavares R. S. N., Adamoski D., Girasole A. et al., J. Photochem Photobiol B. **243**, 112713 (2023). doi: 10.1016/j.jphotobiol.2023.112713
23. Kaidzu S., Sugihara K., Sasaki M., Nishiaki A., Ohashi H., Igarashi T. and Tanito M., Photochemistry and Photobiology **97** (3), 505–516 (2021). doi: 10.1111/php.13419
24. Sugihara K., Kaidzu S., Sasaki M. et al., Photochem Photobiol. **99** (3), 967–974 (2023). doi: 10.1111/php.13710

25. Kousha O., O'Mahoney P., Hammond R., Wood K. and Eadie E., *Photochem Photobiol.* **100**, 137–145 (2024). doi: 10.1111/php.1380
26. Claus H., *Photochemistry and Photobiology* **97** (3), 471–476 (2021). doi: 10.1111/php.13391

Об авторах

Василяк Леонид Михайлович, д.ф.-м.н., главный научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур РАН (125412, Россия, Москва, Ижорская ул. 13, стр. 2). E-mail: vasilyak@ihed.ras.ru SPIN-код: 5623-5167, AuthorID: 19599, ORCID 0000-0001-6982-3038, Scopus 7004886755

Кудрявцев Николай Николаевич, президент, академик, Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) (141701, Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9). AuthorID: 19586, Scopus 7006127196

Костюченко Сергей Владимирович, к.ф.-м.н., заместитель генерального директора по науке, НПО «ЛИТ» (141701, Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Лихачевский проезд, 25). E-mail: lit@lit-uv.ru AuthorID: 19597, ORCID 0009-0005-7450-8741

Сивин Денис Олегович, к.т.н., заведующий лабораторией, НПО «ЛИТ» (141701, Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Лихачевский проезд, 25). E-mail: light@lit-uv.ru AuthorID: 139704, ORCID 0000-0002-6341-6180, Scopus 8351574400

Тимофеев Иван Сергеевич, к.ф.-м.н., технический директор Департамента разработки оборудования, НПО «ЛИТ» (141701, Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Лихачевский проезд, 25). E-mail: timofeev@lit-uv.ru SPIN-код: 6932-1594, AuthorID: 839789

УДК 621.315.592
EDN: CDVPRNPACS: 73.40QV, 73.21AS,
85.60GZ, 73.61GA

Исследование токов поверхностной утечки $n\text{Вn}$ HgCdTe фоточувствительной структуры со сверхрешёточным барьером, детектирующей излучения в длинноволновом инфракрасном диапазоне спектра

© А. В. Войцеховский^{1,*}, С. М. Дзядух¹, Д. И. Горн¹, С. А. Дворецкий^{1,2},
Н. Н. Михайлов^{1,2}, Г. Ю. Сидоров², М. В. Якушев²

¹ Томский государственный университет, г. Томск, 634050 Россия

* E-mail: vav43@mail.tsu.ru

² Институт физики полупроводников СО РАН им. А. В. Ржанова, г. Новосибирск, 630090 Россия

Статья поступила в редакцию 18.07.2025; после доработки 4.08.2025; принята к публикации 20.10.2025
Шифр научной специальности: 1.3.11

Проведены исследования структур в конфигурациях $n\text{-B(SL)-n}$ и $\text{MI-}n\text{-B(SL)-n}$, сформированных на основе эпитаксиальных пленок, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) из HgCdTe со сверхрешеткой в барьерной области. Состав в поглощающем слое структур рассчитан на работу в диапазоне LWIR и составлял величину 0,22. Было изготовлено и исследовано два образца с разной архитектурой сверхрешетки. Исследование темновых токов $n\text{-B(SL)-n}$ структур показало, что для обоих типов образцов наблюдается аномальная зависимость плотности тока от температуры с минимумом плотности тока при температурах 100–120 К. Выявлено доминирование компонент тока поверхностной утечки для обеих структур. На основании исследования адмиттанса структур $\text{MI-}n\text{-B(SL)-n}$ показано, что характеристики исследованных структур в целом имеют вид, схожий с характеристиками МДП-структур, изготовленных на основе однородного $\text{Hg}_{0,78}\text{Cd}_{0,22}\text{Te}$.

Ключевые слова: HgCdTe ; молекулярно-лучевая эпитаксия; барьерная структура; $n\text{Вn}$; сверхрешетка; поверхностные токи.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-5-15-24

Введение

Для создания инфракрасных (ИК) фотоприёмных устройств для длинноволновой области инфракрасного (ИК) спектра (LWIR, 8–14 мкм), работающих при более высоких температурах охлаждения, чем классические фотодиоды на основе HgCdTe , перспективными являются униполярные барьерные $n\text{Вn}$ -структуры на основе HgCdTe [1]. Одной из многообещающих архитектур барьерных фоточувствительных структур являются $n\text{Вn}$ -структуры на основе HgCdTe n -типа проводимости, выращиваемые методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [2]. В настоящее

время наиболее перспективной конфигурацией считается структура с барьером в виде сверхрешётки (СР) – $n\text{-B(SL)-n}$ -структуры. Изменение параметров СР (составы и толщины слоёв) позволяет управлять положениями краёв энергетических зон в барьерном слое $n\text{Вn}$ -структуры и свести к минимуму величину разрывов энергетических зон на гетерограницах поглощающий слой/барьер/контактный слой [3].

К настоящему моменту в мировой научной литературе имеется крайне мало работ, посвящённых изготовлению $n\text{Вn}$ -структур на основе HgCdTe с барьером в виде СР и их экспериментальному исследованию [4–7]. Боль-

шинство работ, посвящённых nBn -структурам на основе $HgCdTe$, являются теоретическими и описывают моделирование различных конфигураций гетероструктур с целью снижения темновых токов и повышения чувствительности. В частности, нет ни одной работы, посвящённой исследованию $n-B(SL)-n$ -структур на основе $HgCdTe$, предназначенных для LWIR-диапазона.

Практической реализации $n-B(SL)-n$ -структур на основе $HgCdTe$ кроме фундаментальных (не нулевой разрыв валентной зоны [8]) препятствуют также и проблемы их изготовления. Спроектированные при помощи теоретических моделей структуры подобного типа часто при экспериментальном исследовании демонстрируют характеристики, не соответствующие предсказанным теоретически. Это в равной степени относится как к параметрам барьерного слоя в виде СР, определяемым из экспериментальных данных, так и к экспериментально измеренным значениям темнового тока. В частности, известно, что наблюдаемые в эксперименте темновые вольт-амперные характеристики (ВАХ) часто отличаются от теоретических по причине доминирования токов поверхностной утечки. Наличие данного механизма формирования темнового тока связано с особенностями технологии изготовления экспериментальных образцов и, главным образом, с технологией нанесения пассивирующего слоя на поверхность экспериментального образца. Также на данный момент не известно ни одного удовлетворительного примера моделирования и последующей экспериментальной верификации эффективного барьерного слоя в виде сверхрешётки для фоточувствительной nBn -структуры на основе $HgCdTe$. Одной из причин сказанного является малое число исследований в области разработки, практической реализации и экспериментального исследования $n-B(SL)-n$ $HgCdTe$ структур, которое к настоящему моменту не обеспечило достаточное количество теоретических и экспериментальных данных.

В данной работе были предложены две конфигурации фоточувствительных $n-B(SL)-n$ -структур на основе $n-HgCdTe$ со сверхрешеткой в барьерной области для LWIR-диапазона. Параметры барьерных слоёв в виде СР выбирались, исходя из проведённых теоретических оценок, так, чтобы обеспечить максимально возможную высоту барьера для основных но-

сителей заряда в зоне проводимости и минимальную величину барьера для неосновных носителей.

Данная работа посвящена анализу каналов формирования тока в двух различных LWIR nBn -структурах на основе $HgCdTe$ со сверхрешеткой в барьерной области.

Образцы и методики эксперимента

На подложках из GaAs (013) были выращены два типа эпитаксиальных плёнок $HgCdTe$. Плёнки выращивались в Институте физики полупроводников СО РАН на установке молекулярно-лучевой эпитаксии «Объ-М». Для согласования эпитаксиальных слоёв структуры с подложкой, на ее поверхности сначала выращивались буферные слои $ZnTe$ толщиной $\sim 0,3$ мкм и $CdTe$ толщиной $\geq 5,5$ мкм. Затем последовательно выращивались варизонный слой $HgCdTe$ с переходом состава от 0,28 на границе с $CdTe$ до $\sim 0,22$, соответствующего составу в поглощающем слое, толщина которого составляла $\sim 5,5$ мкм.

После этого выращивалась сверхрешетка, выполнявшей роль барьерного слоя, на поверхности которой создавался контактный слой с составом $\sim 0,22$ толщиной $\sim 0,5$ мкм. Плёнки различались параметрами слоёв сверхрешетки. Для структуры № 1 сверхрешетка состояла из 15 ям шириной 12 нм и 16 барьеров шириной 8 нм. Сверхрешетка структуры № 2 состояла из 15 ям шириной 4 нм и 16 барьеров шириной 8 нм. Выращенная плёнка $HgCdTe$ преднамеренно не легировалась. После выращивания эпитаксиальной плёнки, производилось её травление через специальную маску на глубину, соответствующую положению границы раздела поглощающего и барьерного слоёв. В результате на поверхности плёнки были сформированы отдельно стоящие nBn -структуры (мезаструктуры), диаметр которых варьировался от 0,50 мм до 0,02 мм.

Для исследования токовых характеристик и адмиттанса на основе выращенных эпитаксиальных плёнок были изготовлены два варианта экспериментальных образцов: вариант с напылением индиевых электродов непосредственно на контактный слой (структура $n-B(SL)-n$) и вариант металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) с отделением электродов от контактного слоя слоем функциональ-

ного диэлектрика (структура MI-*n*-B(SL)-*n*). Оба варианта структур имели пассивацию всей не металлизированной поверхности эпитаксиальной пленки диэлектриком Al_2O_3 , наносимого методом плазменного атомно-слоевого осаждения (PE ALD).

Исследования проводились на автоматизированной установке спектроскопии адмиттанса гетероструктур, в состав которой входило: пикоамперметр Keithley 6487, криогенная система термостатирования и система вакуумирования. Данная установка способна длительное время поддерживать стабильную температуру рабочего столика, на котором располагается образец, в диапазоне от 11 К до 475 К с точностью термостатирования не хуже, чем 0,2 К.

Результаты и их обсуждение

На рисунке 1а представлены зависимости плотности тока от напряжения смещения для меза структур различного диаметра при температуре 80 К, полученные для структуры № 1. Из рисунка видно, что плотность тока при фиксированном напряжении смещения увеличивается с уменьшением диаметра меза структуры. Для определения объемной и поверхностной компонент тока были построены зависимости плотностей тока от отношения периметра P меза структуры к её площади A при напряжении смещения +0,2 В. Данные зависимости представлены на рисунке 1б. Из рисунка видно, что данный тип структур обладает высокими значениями плотностей токов поверхностной утечки.

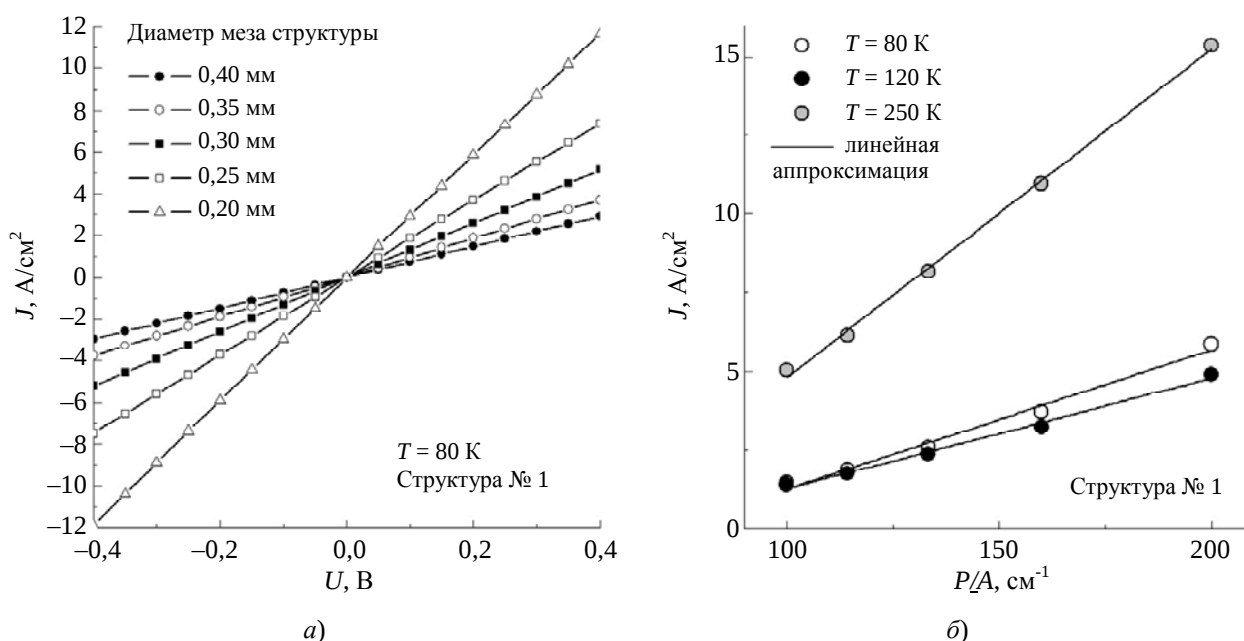


Рис. 1. Зависимости плотности тока J от напряжения смещения U для меза структур различного диаметра при температуре 80 К (а), а также зависимости плотности тока от отношения P/A при различных температурах при $U = +0,2 \text{ В}$ (б) для структуры № 1

На рисунке 2, а изображены зависимости плотностей тока от напряжения для структур различного диаметра при температуре 80 К полученные для структуры № 2. Видно, что для данной структуры также характерна тенденция сильного увеличения плотности тока при уменьшении диаметра меза структуры

при фиксированном напряжении смещения, что указывает на наличие значительной по величине компоненты тока поверхностной утечки. Построенные зависимости плотностей тока от отношения периметра структуры к её площади при напряжении смещения +0,2 В для структуры № 2 представлены на рисунке 2б.

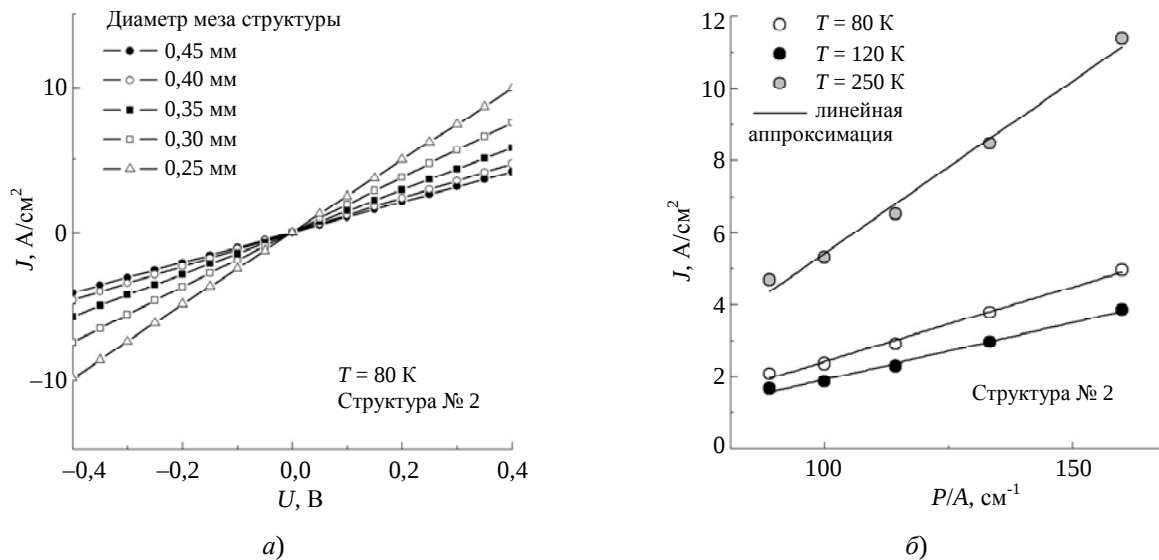


Рис. 2. Зависимости плотности тока J от напряжения смещения U для меза структур различного диаметра при температуре 80 K (а), а также зависимости плотности тока от отношения P/A при различных температурах при $U = +0,2 \text{ В}$ (б) для структуры № 2

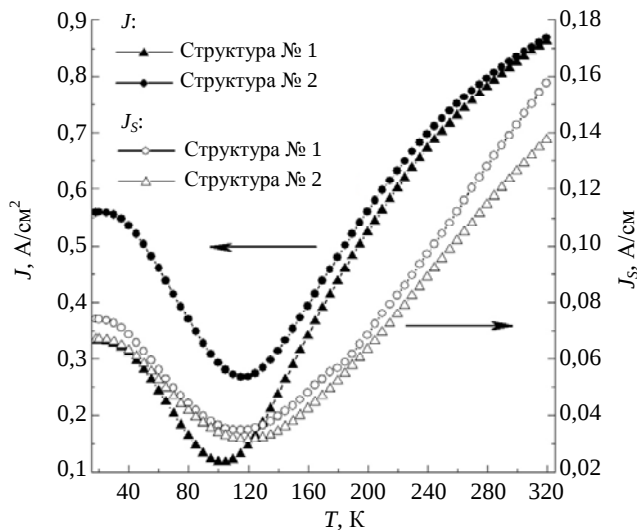


Рис. 3. Зависимости общей плотности тока J (для меза структуры с диаметром 0,4 мм) и плотности тока поверхностной утечки J_s от температуры T при напряжении $+0,2 \text{ В}$ для структур № 1 и № 2

На рисунке 3 представлены зависимости общей плотности тока (диаметр меза структуры 0,4 мм), а также плотности тока поверхностной утечки от температуры образца, полученные по наклонам зависимостей плотностей тока от отношения периметра P структуры к её площади A при различных температурах, для структур № 1 и № 2. Из рисунка видно, что для данного типа образцов наблюдается аномальная зависимость плотности тока от температуры. Данные зависимости обладают минимумом плотности тока при температурах 100–120 K. Причем для меза структур разного диаметра, изготовленных на

основе одной и той же эпитаксиальной пленки, положения минимумов совпадают. При этом минимумы наблюдаются при разных температурах для структур, изготовленных на основе пленок № 1 и № 2. Зависимости плотностей тока поверхностной утечки от температуры образца также имеют минимум, но в данном случае для структур № 1 и № 2 минимумы практически совпадают. Полученные значения компонент тока поверхностной утечки при одинаковых температурах близки для исследованных образцов. Максимальное различие в значениях плотностей тока во всем исследованном диапазоне температур не превышает 15 %. Отсюда можно сделать вывод о хорошей стабильности технологии пассивации структур. Определение объемной компоненты тока не представляется возможным в виду доминирования компоненты тока поверхностной утечки, что делает дальнейшие исследования токов непосредственно неинформативными.

В подобной ситуации для анализа изготовленных структур хорошо подходит метод спектроскопии адмиттанса [9]. Для обработки измерения адмиттанса использовался метод эквивалентных схем. Эквивалентные схемы, а также формулы для определения продольного сопротивления приведены в статье [10]. На рисунке 4 приведены зависимости величины, обратной продольному сопротивлению объема эпитаксиальной пленки R_s , выделенной из измерений адмиттанса при помощи метода эквивалентных схем, от температуры для структур № 1 и № 2 с диаметрами меза струк-

тур 0,35 мм, полученные на частоте 1 МГц в режиме обогащения. Из рисунка видно, что температурные зависимости величины $1/R_S$ для образцов № 1 и № 2 имеют качественное сходство с температурными зависимостями компонент тока поверхностной утечки.

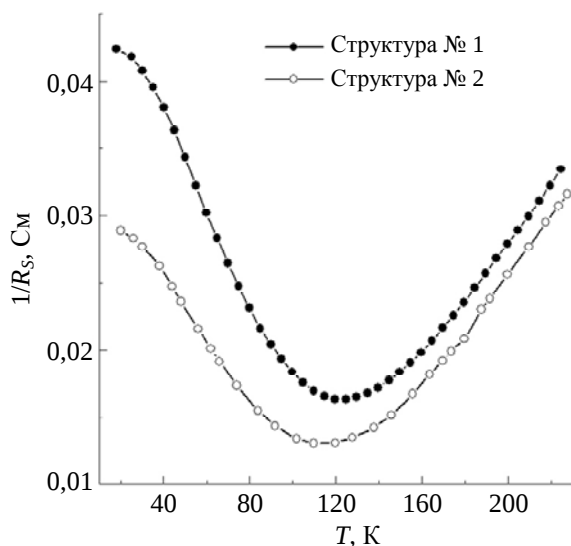


Рис. 4. Зависимость величины $1/R_S$ от температуры для структур № 1 и № 2 с диаметрами меза структур 0,35 мм на частоте 1 МГц

На рисунках 5а и 5б изображены вольт-фарадные характеристики (ВФХ) структур № 1 и № 2 с диаметром меза структур 0,5 мм, измеренные при температуре 15 К. Здесь C – электрическая ёмкость. Измерения производились при одинаковых скоростях и направлениях развертки напряжения смещения. Продольное сопротивление объема эпитаксиальной

пленки из результатов измерения исключено. Из рисунков следует, что напряжение плоских зон для первой структуры имеет значение, находящееся вблизи нуля напряжения смещения. Это означает, что данные структуры не обладают каким-либо значительным фиксированным зарядом в диэлектрическом покрытии. Однако напряжение плоских зон для образца № 2 имеет положительное значение и больше по модулю, чем для образца № 1.

Концентрация основных носителей заряда для образца № 1, определенная по наклону обратной величины квадрата ёмкости в режиме обеднения на частоте 1 МГц, составила величину $1,24 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$. Что в диапазоне температур от 15 К до 150 К дает максимальную ширину области пространственного заряда (ОПЗ) от $3,80 \times 10^{-7} \text{ м}$ до $2,18 \times 10^{-7} \text{ м}$. С учётом толщины контактного слоя, равной $5,0 \times 10^{-7} \text{ м}$, это говорит о том, что ОПЗ не достигает барьерного слоя со сверхрешеткой. Согласно эквивалентной схеме, это означает, что влияние барьерного слоя сказывается только на продольном сопротивлении объема эпитаксиальной пленки. Концентрация основных носителей заряда для образца № 2, определенная в тех же условиях, составила величину $7,65 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$. В диапазоне температур от 15 К до 120 К это дает максимальную ширину ОПЗ в диапазоне $4,80 \times 10^{-7} \text{ м}$ до $2,28 \times 10^{-7} \text{ м}$. Это говорит о том, что для данного образца ОПЗ также не достигает барьерного слоя со сверхрешеткой, а лишь приближается к его границе при температуре 15 К.

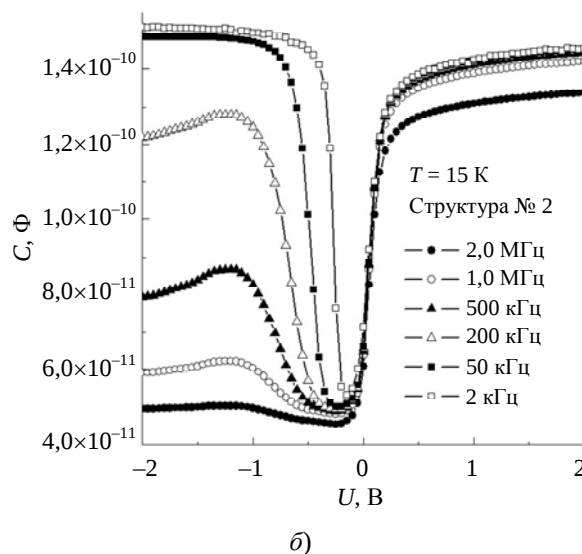
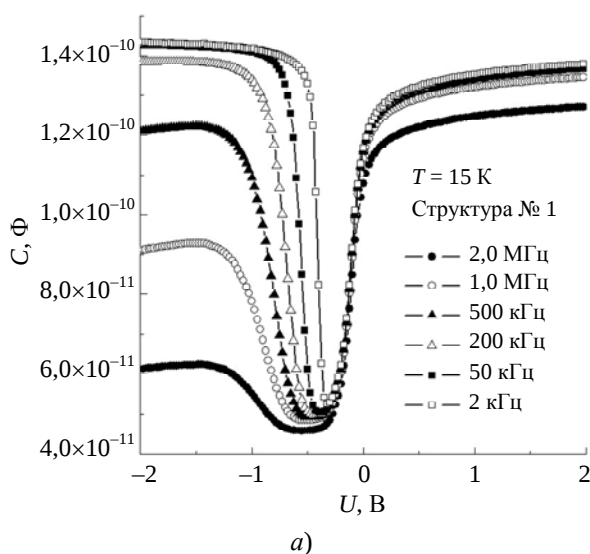


Рис. 5. ВФХ для структуры № 1 (а) и структуры № 2 (б) при температуре 15 К, измеренные при прямой развертке напряжения

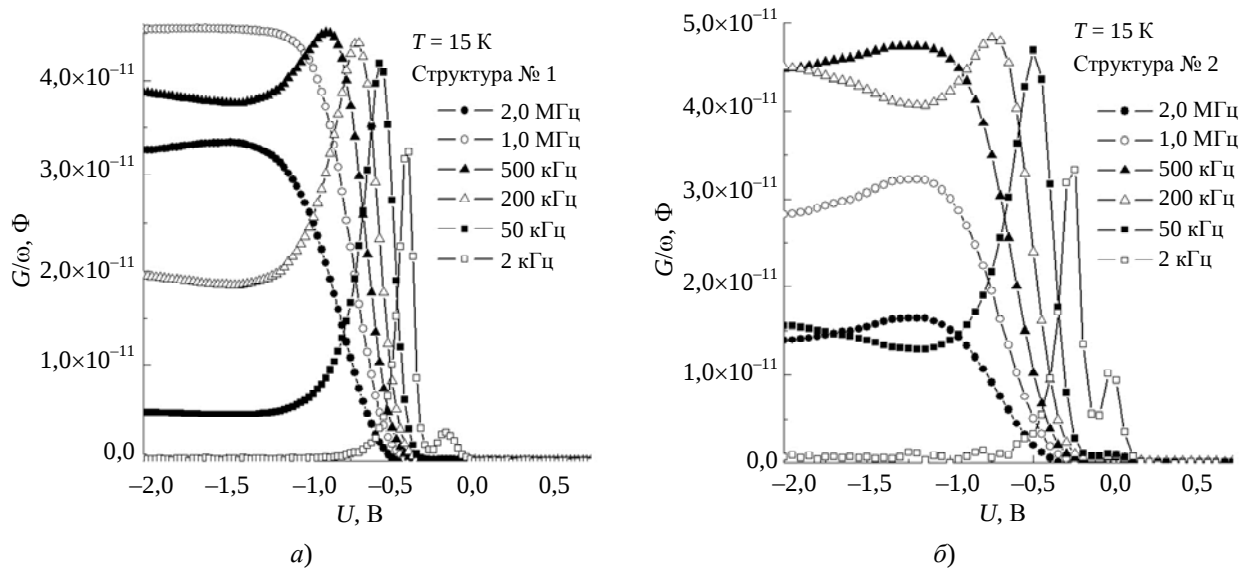


Рис. 6. Зависимости дифференциальной проводимости структуры № 1 (а) и структуры № 2 (б) от напряжения смещения при температуре 15 К, измеренная при прямой развертке напряжения

На рисунке 6 изображены зависимости дифференциальной проводимости для структур № 1 и № 2, измеренные при температуре 15 К. Продольное сопротивление объема эпитаксиальной пленки также исключено из результатов измерения на представленных рисунках. На зависимостях дифференциальной проводимости от напряжения смещения для структур № 1 и № 2 в области напряжений смещения, соответствующих режиму обеднения, имеется максимум, связанный с наличием плотности быстрых поверхностных состояний. Их наличие обусловлено отсутствием приповерхностного варизонного слоя.

Исследование ВФХ, измеренных при прямых и обратных направлениях разверток напряжения смещения, показало, что характеристики обеих структур обладают незначительным гистерезисом. Это свидетельствует о малой плотности медленных поверхностных состояний, но все же величина плотности поверхностных состояний для структуры № 2 несколько больше, чем для структуры № 1. Также общим для обеих структур является то, что при гистерезисе не наблюдается значительного изменения уровня ёмкости в минимуме ВФХ, что характерно для структур без приповерхностного варизонного слоя.

На рисунке 7 представлены зависимости R_{DA} от обратной температуры, полученная в режиме сильной инверсии (при напряжении смещения -2 В) на частоте 1 МГц для образцов № 1 и № 2. Из рисунка видно, что при

низких температурах сопротивление ОПЗ структур ограничено межзонным туннелированием, а при более высоких температурах R_{DA} – диффузией неосновных носителей заряда из квазинейтрального объема. Для структуры № 2 значения R_{DA} больше, чем для структуры № 1, и в максимуме достигают величины около $12,4 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$. Более высокие значения R_{DA} в режиме сильной инверсии для структуры № 2 подтверждается и измерениями ВФХ, которые для структуры № 2 при тех же условиях имеют более высокочастотный вид относительно времени формирования инверсионного слоя.

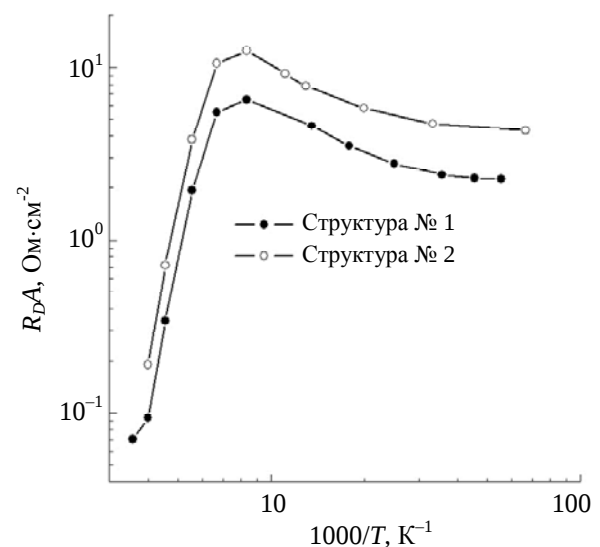


Рис. 7. Зависимости R_{DA} от обратной температуры, полученная в сильной инверсии на частоте 1 МГц для образцов № 1 и № 2

Согласно методу эквивалентных схем продольное сопротивление объема эпитаксиальной пленки несет информацию о части полупроводниковой пленки в МДП-структуре, не входящей в ОПЗ. Из наклона зависимости логарифма величины обратной сопротивлению объема от $q/(k_B \times T)$ на различных частотах переменного тестового сигнала получены значения энергии активации носителей заряда для образцов № 1 и № 2 при условии их межзонной генерации. Зависимость энергии активации, определяемой из температурной зависимости продольного сопротивления объема, от частоты переменного тестового сигнала представлена на рисунке 8. С ростом частоты определяемая энергия активации линейно возрастает в диапазоне частот от 500 кГц до 2 МГц. Интерпретация подобных результатов на данном этапе затруднена и требует дальнейших исследований. Однако стоит заметить, что на частоте 1 МГц полученное значение энергии активации для образца № 1 составляет 72 мэВ, что более чем в два раза меньше, чем значение ширины запрещенной зоны для HgCdTe с составом $x = 0,22$ в данном диапазоне температур ($E_g \approx 0,158$). Полученное в тех же условиях значение энергии активации для образца № 2 составляет величину 147 мэВ, что достаточно близко к значению ширины запрещенной зоны для HgCdTe с составом $x = 0,22$. Из представленных результатов можно сделать вывод, что в образце № 1, в отличие от образца № 2, присутствует энергетический уровень в запрещенной зоне, который определяется при высоких температурах из зависимости продольного сопротивления объема от температуры и обуславливает уменьшение дифференциального сопротивления.

Наличие на экспериментальных образцах меза структур с различными площадями поперечного сечения позволяет построить график зависимости величины, обратной продольному сопротивлению объема эпитаксиальной пленки R_S , от отношения периметра меза структуры P к её площади A . На рисунке 9 представлены данные зависимости, построенные на различных частотах для образца № 2. Из рисунка видно, что характер зависимости соответствует представлению о том, что с ростом отношения P/A происходит увеличение проводимости за счет механизмов, связан-

ных с протеканием тока по поверхности. Если провести аппроксимацию данных зависимостей прямыми, то по их наклону можно определить компоненту проводимости, связанную с поверхностной утечкой.

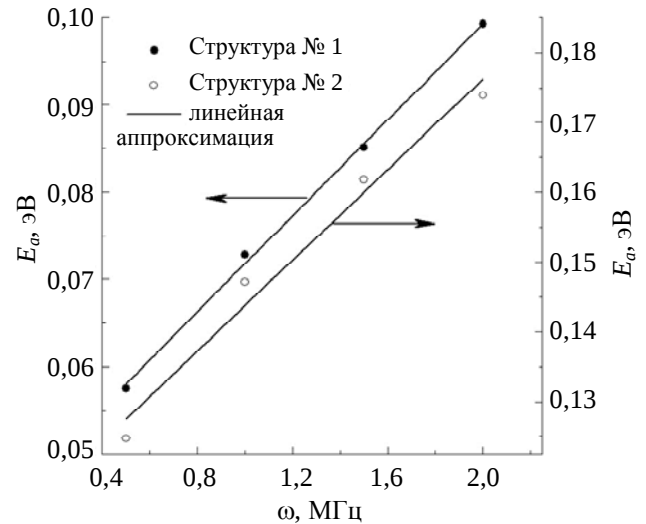


Рис. 8. Зависимость определяемой энергии активации E_a от частоты переменного тестового сигнала ω для образцов № 1 и № 2

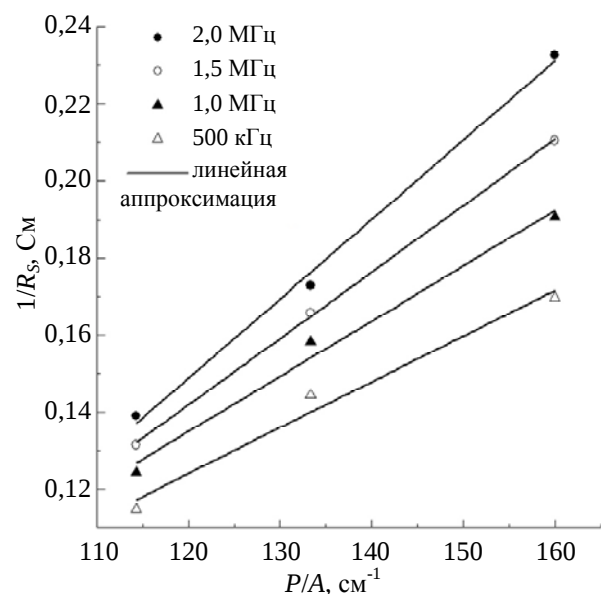


Рис. 9. Зависимость величины $1/R_S$ от отношения P/A на различных частотах переменного тестового сигнала

На рисунке 10 представлены зависимости компоненты проводимости, связанной с процессами поверхностного протекания тока, от частоты переменного тестового сигнала, построенные по наклону аппроксимированных прямыми зависимостей $1/R_S(P/A)$. Из ри-

сунка видно, что значения поверхностной проводимости для образца № 1 во всем исследованном диапазоне частот превышают значения проводимости для образца № 2. Данное обстоятельство коррелирует с данными, приведенными на рисунке 7, и связывает снижение значения R_{DA} для образца № 1, в том числе за счет большего значения тока поверхностной утечки.

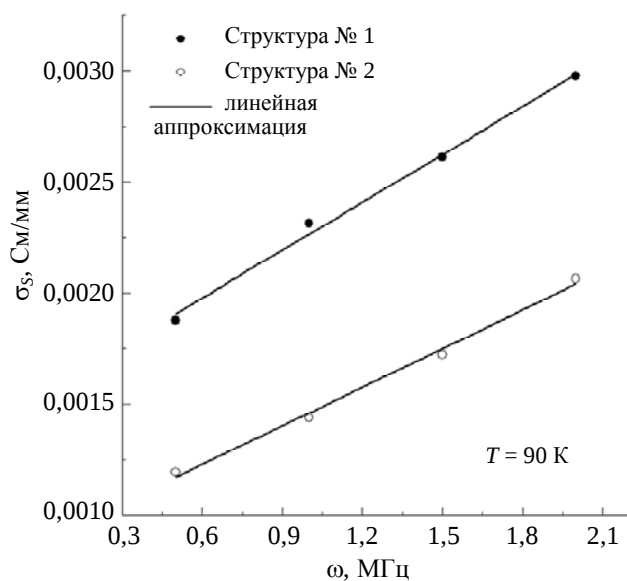


Рис. 10. Зависимость поверхностной проводимости σ_s от частоты переменного тестового сигнала ω при температуре 90 K

Заключение

В работе представлены результаты исследования структур в конфигурации n -B(SL)- n и MI- n -B(SL)- n , сформированных на основе эпитаксиальных пленок, выращенных методом МЛЭ из трехкомпонентного полупроводника HgCdTe со сверхрешеткой в барьерной области. Состав в поглощающем слое структур рассчитан на работу в диапазоне LWIR и составлял величину 0,22.

Исследование темновых токов n -B(SL)- n структур показало, что для обоих типов образцов наблюдается аномальная зависимость плотности тока от температуры с минимумом плотности тока при температурах 100–120 K. Температурные зависимости компонент тока поверхностной утечки, также как и общая плотность темнового тока, имеют минимумы. Исследование также показало, что структура № 1 обладает большей по величине компонен-

той тока поверхностной утечки во всем исследованном диапазоне температур.

На основании проведенных исследований адмиттанса можно сделать вывод, что характеристики исследованных структур в целом имеют вид, схожий с характеристиками МДП-структур, изготовленных на основе однородного $Hg_{0,78}Cd_{0,22}Te$. Данным структурам присуща низкая плотность медленных поверхностных состояний, что хорошо иллюстрируют полученные ВФХ исследованных структур. Температурные зависимости R_{DA} указывают на наличие межзонного туннелирования при низких температурах, что также характерно для МДП-структур на основе однородного HgCdTe с составом 0,2 без варизонного слоя. Более низкие значения R_{DA} для образца № 1 относительно образца № 2, вероятно, связано в том числе с большими значениями величины тока поверхностной утечки. Занижение примерно в два раза энергии активации образца № 1, определяемой из температурной зависимости продольного сопротивления объема эпитаксиальной пленки относительно ширины запрещенной зоны, указывает на наличие в запрещенной зоне центров генерации свободных носителей заряда. Значение энергии активации образца № 2 составляет величину, достаточно близкую к значению ширины запрещенной зоны для HgCdTe с составом $x = 0,22$. Температурные зависимости плотностей тока поверхностной утечки и величины, обратной продольному сопротивлению объема эпитаксиальной пленки, имеют качественно схожий характер. Причины наличия сильной частотной зависимости энергии активации образцов на данном этапе исследования пока не поддаются интерпретации, что требует проведения дальнейших исследований.

Исследование выполнено за счет гранта
Российского научного фонда № 23-62-10021,
<https://rscf.ru/project/23-62-10021/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shi Q., Zhang S.-K., Wang J.-L., Chu J.-H. / J. Infrared Millim. Waves. 2022. Vol. 41 (1). P. 139–150.
2. Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M., Gorn D. I., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Sidorov G. Y. Ch. 6. II-VI Semiconductor-Based Unipolar

Barrier Structures for Infrared Photodetector Arrays in Handbook of II-VI Semiconductor-Based Sensors and Radiation Detectors. – Cham: Springer, 2023. P. 135–154.

3. Kopytko M., Wrobel J., Jozwikowska K., Rogalski A., Antoszewski J., Akhavan N. D., Umana-Membreno G. A., Faraone L., Becker C. R. / Journal of Electronic Materials. 2015. Vol. 44 (1). P. 158–166.

4. Benyahia D., Martyniuk P., Kopytko M., Antoszewski J., Gawron W., Madejczyk P., Rutkowski J., Gu R., Faraone L. / Opt Quant Electron. 2016. Vol. 48. P. 215.

5. Izhnin I. I., Kurbanov K. R., Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Sidorov G. Y., Yakushev M. V. / Applied Nanoscience. 2020. № 10. P. 4571–4576.

6. Voitsekhovskii A. V., Dzyadukh S. M., Gorn D. I., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Sidorov G. Yu., Yakushev M. V. / Journal of Communications Technology and Electronics. 2023. Vol. 68 (2). P. S132–S137.

7. Sellers R., Man P., Khalidi Z. El., Ahmad Z., Zangeneh D., Grein C., Krishnamurthy S., Hahn S.-R., Mlynarski T., Sivananthan S. / J. Appl. Phys. 2025. Vol. 137. P. 084502.

8. Voitsekhovskii A. V., Dzyadukh S. M., Gorn D. I., Mikhailov N. N., Dvoretzky S. A., Sidorov G. Yu., Yakushev M. V. / Journal of Optical Technology. 2024. Vol. 91 (2). P. 67–76.

9. Zubkov V. I., Yakovlev I. N., Litvinov V. G., Ermachihin A. V., Kucheroval O. V., Cherkasova V. N. / Semiconductors. 2014. Vol. 48. P. 917–923.

10. Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M. / Russian Physics Journal. 2005. Vol. 48 (6). P. 584–591.

PACS: 73.40QV, 73.21AS, 85.60GZ, 73.61GA

Study of surface leakage currents in LWIR *n*Bn HgCdTe photosensitive structure with superlattice barrier

A. V. Voitsekhovskii^{1,*}, S. M. Dzyadukh¹, D. I. Gorn¹, S. A. Dvoretzky^{1,2}, N. N. Mikhailov^{1,2}, G. Yu. Sidorov² and M. V. Yakushev²

¹ National Research Tomsk State University, Tomsk, 634050 Russia

* E-mail: vav43@mail.tsu.ru

² A. V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS, Novosibirsk, 630090 Russia

Received 18.07.2025; revised 4.08.2025; accepted 20.10.2025

The studies of *n*-B(SL)-*n* and MI-*n*-B(SL)-*n* structures formed on the basis of epitaxial films grown by the MBE method from HgCdTe with a superlattice in the barrier region are carried out. The composition in the absorbing layer of the structures is designed for operation in the LWIR range and was 0.22. Two different superlattice architectures of the sample were fabricated and studied. The study of dark currents of *n*-B(SL)-*n* structures showed that for both types of samples an anomalous dependence of the current density on temperature is observed with a minimum of the current density at temperatures of 100–120 K. The dominance of the surface leakage current components was revealed for both structures. Based on the study of the admittance of MI-*n*-B(SL)-*n* structures, it is shown that the characteristics of the studied structures as a whole have a form similar to the characteristics of MIS structures fabricated on the basis of homogeneous Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te.

Keywords: HgCdTe; molecular beam epitaxy; barrier structure; *n*Bn; superlattice; surface current.

REFERENCES

- Shi Q., Zhang S.-K., Wang J.-L. and Chu J.-H., J. Infrared Millim. Waves. **41** (1), 139–150 (2022).
- Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M., Gorn D. I., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Sidorov G. Y. Ch. 6, II-VI Semiconductor-Based Unipolar Barrier Structures for Infrared Photodetector Arrays in Handbook of II-VI Semiconductor-Based Sensors and Radiation Detectors. Cham. Springer, 2023. P. 135–154.
- Kopytko M., Wrobel J., Jozwikowska K., Rogalski A., Antoszewski J., Akhavan N. D., Umana-Membreno G. A., Faraone L. and Becker C. R., Journal of Electronic Materials **44** (1), 158–166 (2015).

4. Benyahia D., Martyniuk P., Kopytko M., Antoszewski J., Gawron W., Madejczyk P., Rutkowski J., Gu R. and Faraone L., *Opt Quant Electron.* **48**, 215 (2016).
5. Izhnin I. I., Kurbanov K. R., Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Sidorov G. Y. and Yakushev M. V., *Applied Nanoscience.* № 10, 4571–4576 (2020).
6. Voitsekhovskii A. V., Dzyadukh S. M., Gorn D. I., Dvoretzky S. A., Mikhailov N. N., Sidorov G. Yu. and Yakushev M. V., *Journal of Communications Technology and Electronics* **68** (2), S132–S137 (2023).
7. Sellers R., Man P., Khalidi Z. El., Ahmad Z., Zangeneh D., Grein C., Krishnamurthy S., Hahn S.-R., Mlynarski T. and Sivananthan S., *J. Appl. Phys.* **137**, 084502 (2025).
8. Voitsekhovskii A. V., Dzyadukh S. M., Gorn D. I., Mikhailov N. N., Dvoretzky S. A., Sidorov G. Yu. and Yakushev M. V., *Journal of Optical Technology* **91** (2), 67–76 (2024).
9. Zubkov V. I., Yakovlev I. N., Litvinov V. G., Ermachihin A. V., Kucheroва O. V. and Cherkasova V. N., *Semiconductors* **48**, 917–923 (2014).
10. Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N. and Dzyadukh S. M., *Russian Physics Journal* **48** (6), 584–591 (2005).

Об авторах

Войцеховский Александр Васильевич, д.ф.-м.н., главный научный сотрудник, Томский государственный университет (634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36). E-mail: vav43@mail.tsu.ru SPIN-код: 2257-4512, AuthorID: 4641

Дзядух Станислав Михайлович, к.ф.-м.н., научный сотрудник, Томский государственный университет (634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36). E-mail: bonespirit@mail2000.ru SPIN-код: 5292-6000, AuthorID: 571424

Горн Дмитрий Игоревич, к.ф.-м.н., заведующий лабораторией, Томский государственный университет (634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36). E-mail: gorn.di@gmail.com SPIN-код: 4514-3163, AuthorID: 724442

Дворецкий Сергей Алексеевич, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Томский государственный университет (634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36). Институт физики полупроводников СО РАН им. А. В. Ржанова (630090, Россия, г. Новосибирск, пр. академика Лаврентьева, 13). E-mail: dvor@isp.nsc.ru SPIN-код: 8129-7857, AuthorID: 20787

Михайлов Николай Николаевич, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Томский государственный университет (634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36). Институт физики полупроводников СО РАН им. А. В. Ржанова (630090, Россия, г. Новосибирск, пр. академика Лаврентьева, 13). E-mail: mikhailov@isp.nsc.ru SPIN-код: 3449-3155, AuthorID: 107682

Сидоров Георгий Юрьевич, к.ф.-м.н., заместитель директора, Институт физики полупроводников СО РАН им. А. В. Ржанова (630090, Россия, г. Новосибирск, пр. академика Лаврентьева, 13). E-mail: george@isp.nsc.ru SPIN-код: 2965-0930, AuthorID: 551326

Якушев Максим Витальевич, д.ф.-м.н., заместитель директора, Институт физики полупроводников СО РАН им. А. В. Ржанова (630090, Россия, г. Новосибирск, пр. академика Лаврентьева, 13). E-mail: yakushev@isp.nsc.ru SPIN-код: 2025-2315, AuthorID: 33282

УДК 53
EDN: GMNUEJPACS: 07.07.Df, 07.57.-c,
81.05.Ea, 81.65.Rv

Тестовые структуры для исследования зависимости фотоэлектрических характеристик крупноформатных МФПУ от топологии элементов на основе InSb

© А. А. Лопухин^{1,*}, Е. В. Пермикина¹, К. В. Барышева¹, В. В. Лопатин²¹ АО «НПО «Орион», Москва, 111538 Россия

* E-mail: alexmatr0@mail.ru

² Фонд перспективных исследований, Москва, 121059 Россия

Статья поступила в редакцию 3.09.2025, после доработки 15.09.2025; принята к публикации 20.10.2025

Шифр научной специальности: 1.3.5

С целью получения и сравнения основных фотоэлектрических характеристик МФПУ в пределах одной крупноформатной матрицы, разработаны топологии тестовых матричных структур на основе InSb с квадратной и круглой формами фоточувствительной области, шагом элементов 10, 12, 15 и 20 мкм, предназначенных для гибридизации с БИС считывания формата 1280×1024 и шагом 12 мкм. Представлена структура комплекта фотошаблонов с матричными тестовыми элементами для реализации клиновидного утоньшения с целью получения сверхтонких структур с контролируемой толщиной для повышения прочности и минимизации взаимосвязи. Проанализированы возможности реализации предложенных тестовых структур.

Ключевые слова: матричные фотоприемные устройства (МФПУ); матрица фоточувствительных элементов (МФЧЭ); антимоноид индия; взаимосвязь; сканирующая маска; топология; тестовая матричная структура.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-5-25-32

Введение

В современных МФПУ среднего ИК спектрального диапазона с высокой разрешающей способностью и полем зрения при обнаружении тепловых объектов используются фотодиодные матрицы из InSb [1]. Оптическое излучение, падающее со стороны просветленной поверхности матрицы фоточувствительных элементов, генерирует фототок в объеме МФЧЭ, при этом часть фотоносителей при большой длине диффузии может собираться в соседних элементах, увеличивая фотоэлектрическую взаимосвязь. При уменьшении шага элементов фотоэлектрическая взаимосвязь становится критическим параметром, а также неизбежно увеличивается отношение периметра к площади и усиливается влияние поверхностных токов утечки на ха-

рактеристики. Для решения проблемы взаимосвязи применяются структуры с тонкой фоточувствительной областью, что требует упрочнения МФЧЭ [2, 3, 4] и выбора компромисса между величиной взаимосвязи и квантовым выходом фотоприемника. Однородность фотоэлектрических характеристик элементов матрицы ФЧЭ (в особенности, крупноформатной) непосредственно определяется сложностью её изготовления.

С другой стороны, современные мегапиксельные МФПУ построены по гибридной схеме, где наиболее сложной и дорогостоящей частью является большая интегральная схема (БИС) считывания, требующая длительного периода разработки, проектирования, тестирования и отладки.

В связи с этим с целью получения максимально достоверной информации о зависи-

мости фотоэлектрических характеристик матричных ФЧЭ (взаимосвязь, обнаружительная способность, квантовый выход и т. д.) от шага элементов, толщины фоточувствительной структуры, топологии фоточувствительной области (меза, планар, меза-планар), формы фоточувствительных областей (квадрат, круг) предложено использовать матричные тестовые структуры МФЧЭ с различной топологией, гибридизированные с большой интегральной схемой считывания формата 1280×1024 и шагом 12 мкм. Для того, чтобы уменьшить влияние большого технологического разброса, связанного с неоднородностями материала по площади пластины, тестовые структуры рас-

полагаются в пределах одной матрицы, и сравниваются фотоэлектрические характеристики геометрически близко расположенных друг к другу элементов, отличающихся топологией и шагом (рис. 1). Сравнение фотоэлектрических характеристик в пределах одной матрицы позволяет более точно устанавливать «тонкие» различия между элементами.

Исследование фотоэлектрических характеристик МФЧЭ, гибридизированного с мегапиксельной БИС считывания, также позволяет выявить особенности функционирования интегральной схемы и, при необходимости, скорректировать разработанную БИС считывания.

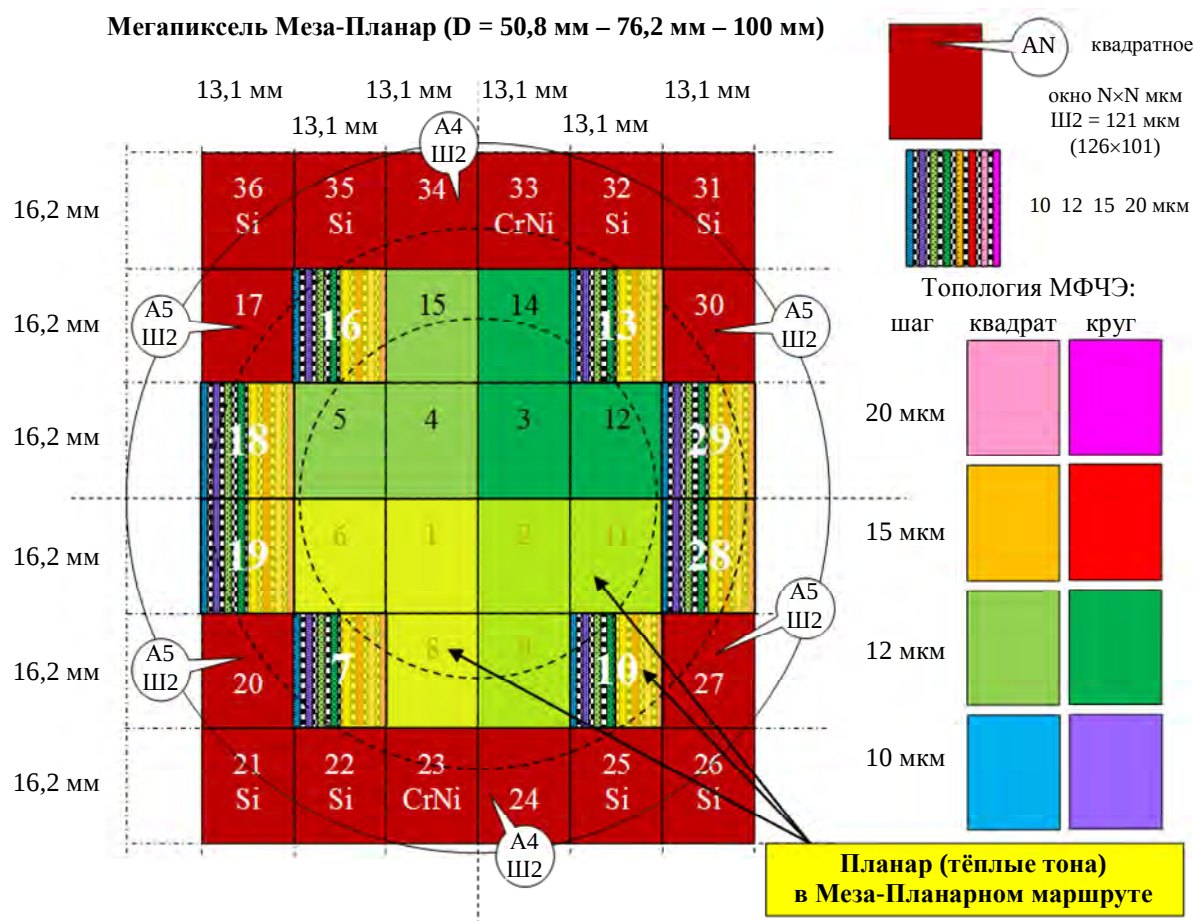


Рис. 1. Расположение тестовых структур на пластине МФЧЭ из InSb (меза-планарный вариант)

Топология матричных тестовых структур

На рисунке 1 представлены 8 матричных тестовых структур (№№ 7, 10, 13, 16, 18, 19, 28, 29), отличающихся квадратной и круглой формами фоточувствительной области и шагом элементов: 10, 12, 15 и 20 мкм в пределах одной матрицы. В рамках меза-планарного

маршрута возможно реализовать области элементов в виде полос вдоль длинной стороны одной матрицы, как показано на рисунке 2, для архитектур, позволяющих совмещать такие варианты, и проводить их «тонкое» сравнение (рис. 1, 2). Желтыми и теплыми тонами обозначены планарные варианты фоточувствительных элементов, светло-голу-

быми (рис. 2 слева) – структурные массивы фотодиодов с изменяемой площадью для

определения качества пассивации матриц ФЧЭ [5, 6].

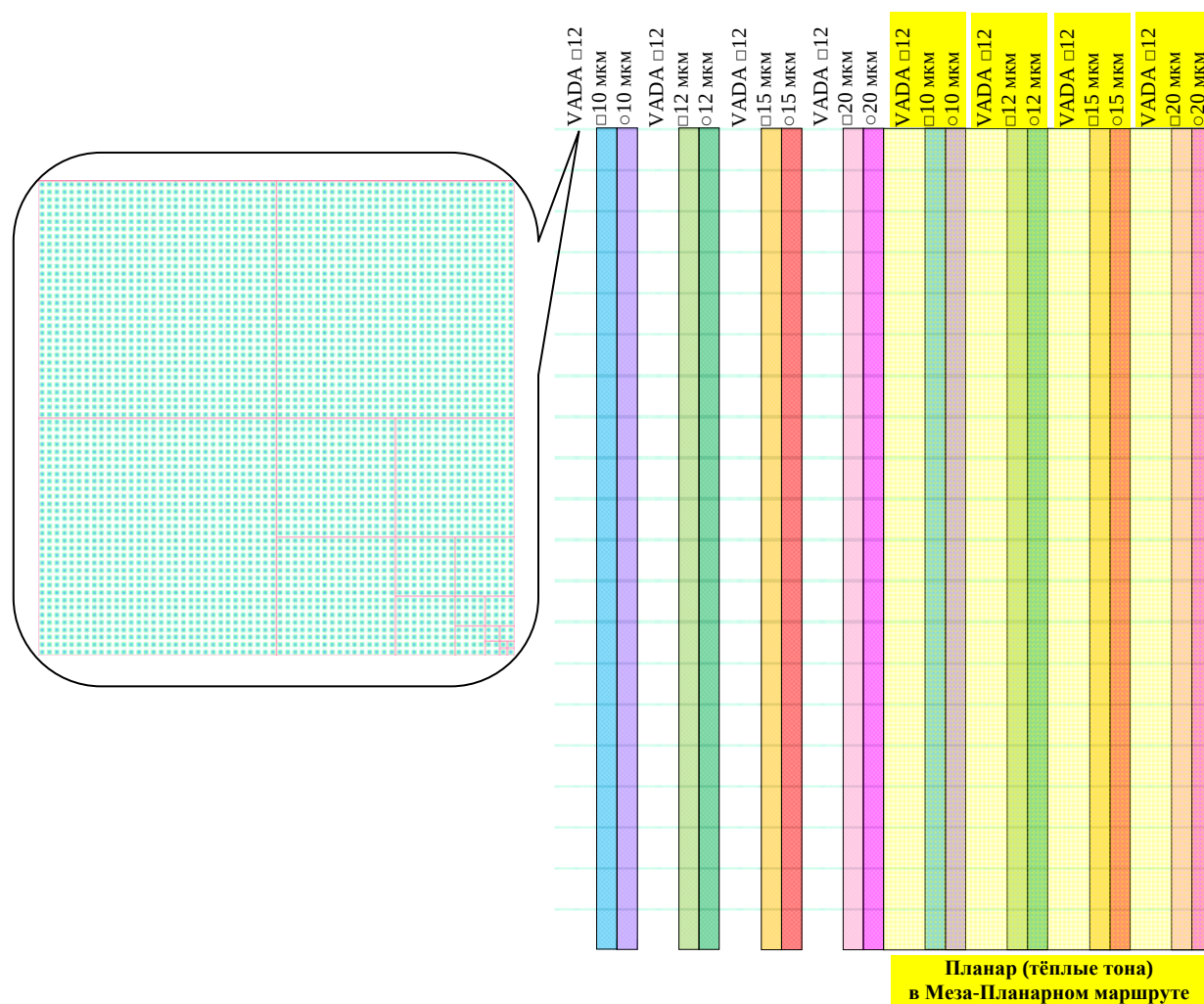


Рис. 2. Варианты тестовых структур МФЧЭ в пределах одной матрицы: 1/2 матрицы слева – меза (холодные тона); 1/2 матрицы справа – планар (теплые тона)

Реализация тестовых матричных структур возможна одновременно с изготовлением МФЧЭ формата 1280×1024 и шагом 12 мкм на пластинах и эпитаксиальных структурах антимонида индия диаметрами 76,2 мм и 100 мм. Однако получение угловых элементов тестовых матриц возможно и на пластинах диаметром 50,8 мм при дальнейшей гибридизации этих угловых элементов на один БИС считывания и утоньшении сборки. Таким образом, тестовые структуры не ограничивают получение максимального количества годных рабочих матриц ФЧЭ в рамках данных диаметров пластин.

Для изготовления МФЧЭ необходимы шесть основных фотошаблонов. В таблице

приведены минимальные размеры, обеспечиваемые каждым из фотошаблонов с учетом шага ФЧЭ. Фотошаблон для формирования окон предлагается одновременно использовать для получения сканирующих масок и хром-никелевых зеркал на периферии пластин из кремния диаметром 100 мм (ФШ «Окно+Si»). Сканирующие маски могут применяться для исследования распределения чувствительности по площади пикселя матричного фотоприёмника [7, 8], а хром-никелевые зеркала использоваться при измерении темнового тока для определения эффективности пассивации крупноформатных МФЧЭ [5, 6]. Данные тестовые структуры обозначены на рисунке 1 темно-красным цветом.

Таблица

Минимальные размеры	шаг = 20 мкм	шаг = 15 мкм	шаг = 12 мкм	шаг = 10 мкм
1. ФШ «Меза»	1 мкм	1 мкм	1 мкм	1 мкм
2. ФШ «Планар»	2 мкм	2 мкм	2 мкм	2 мкм
3. ФШ «Окно+Si»	4 мкм	4 мкм	4 мкм	3 мкм
4. ФШ «CrNi»	7 мкм	7 мкм	7 мкм	6 мкм
5. ФШ «In»	7 мкм	7 мкм	7 мкм	6 мкм
6. ФШ «Канавка»	5 мкм	5 мкм	5 мкм	5 мкм

Основной топологической особенностью МФЧЭ является квадратная или круглая форма элементов (рис. 3). При достижении хорошей чувствительности и максимального квантового выхода квадратная или круглая форма фоточувствительной области имеют свои преимущества, обусловленные шагом элементов в матричной структуре. С уменьшением шага более оптимальной является круглая форма вследствие роста влияния периметра, особенно в планарном варианте, где боковая часть p – n -перехода приводит к увеличению темнового тока, по сравнению с вариантом мезы. С другой стороны, из-за плотной упаковки элементов в МФЧЭ в случае круглой формы возникает значительная область, требующая пассивации поверхности для уменьшения скорости поверхностной рекомбинации и увеличения квантового выхода. Выбранный ряд шагов 10, 12, 15 и 20 мкм позволит выявить основные тенденции фотоэлектрических параметров МФЧЭ.

На рисунке 3 представлены изображения угловых фрагментов совмещения топологий верхних слоев БИС считывания формата 1280×1024 с шагом 12 мкм с учетом 4-х рядов общих контактов и не менее двух неопрашиваемых рядов, выполняющих функцию «охранных колец» с целью подавления краевых эффектов, обусловленных боковой диффузией неосновных носителей заряда, с топологией МФЧЭ для шагов 10 мкм (а), 12 мкм (б), 15 мкм (в), 20 мкм (г) с квадратной и круглой формами фоточувствительных элементов. Видно, что периоды из 6, 5, 4, 3 элементов МФЧЭ соответствуют шагам 10, 12, 15, 20 мкм и равны периоду из 5-ти элементов БИС считывания с шагом 12 мкм. На рисунке 3а показан вариант наилучшего совмещения квадрат-

ной и круглой области In микроконтактов формата 5×5 элементов, в пределах которой возможно получение основных фотоэлектрических параметров МФПУ для шага 10 мкм. При этом каждый шестой элемент МФЧЭ должен изготавливаться без In микроконтактов и замыкаться по CrNi дорожкам на общий контакт на периферии, образуя решетку замкнутых p – n -переходов для предотвращения краевых эффектов, обусловленных боковой диффузией неосновных носителей заряда. С целью обеспечения наилучшего контакта и отсутствия замыканий для шага МФЧЭ 15 мкм (рис. 3в) определено смещение от центра мезы размером 1 мкм в направлении по диагонали к центру каждого элемента группы 4×4 элементов МФЧЭ. Аналогично, для шага МФЧЭ 20 мкм (рис. 3г) определено смещение от центра мезы размером 2 мкм в направлении от центра каждого краевого элемента группы 3×3 элементов МФЧЭ.

Изменяемые топологические параметры элементов (квадрат, круг, шаг) в пределах одной матрицы были реализованы в виде полос вдоль длинных сторон кристаллов с целью клиновидного утоньшения вдоль этих полос после гибридизации с БИС считывания для измерения зависимостей фотоэлектрических характеристик от толщины. Из этих зависимостей можно извлечь такие параметры как объемную диффузионную длину, судить о механизмах возникновения темнового тока, получить информацию о рекомбинации на границе эпитаксиального роста с подложкой и т. д. Для точного измерения толщины по интерференции в каждом элементе предполагается использовать поэлементное измерение спектральных характеристик [9].

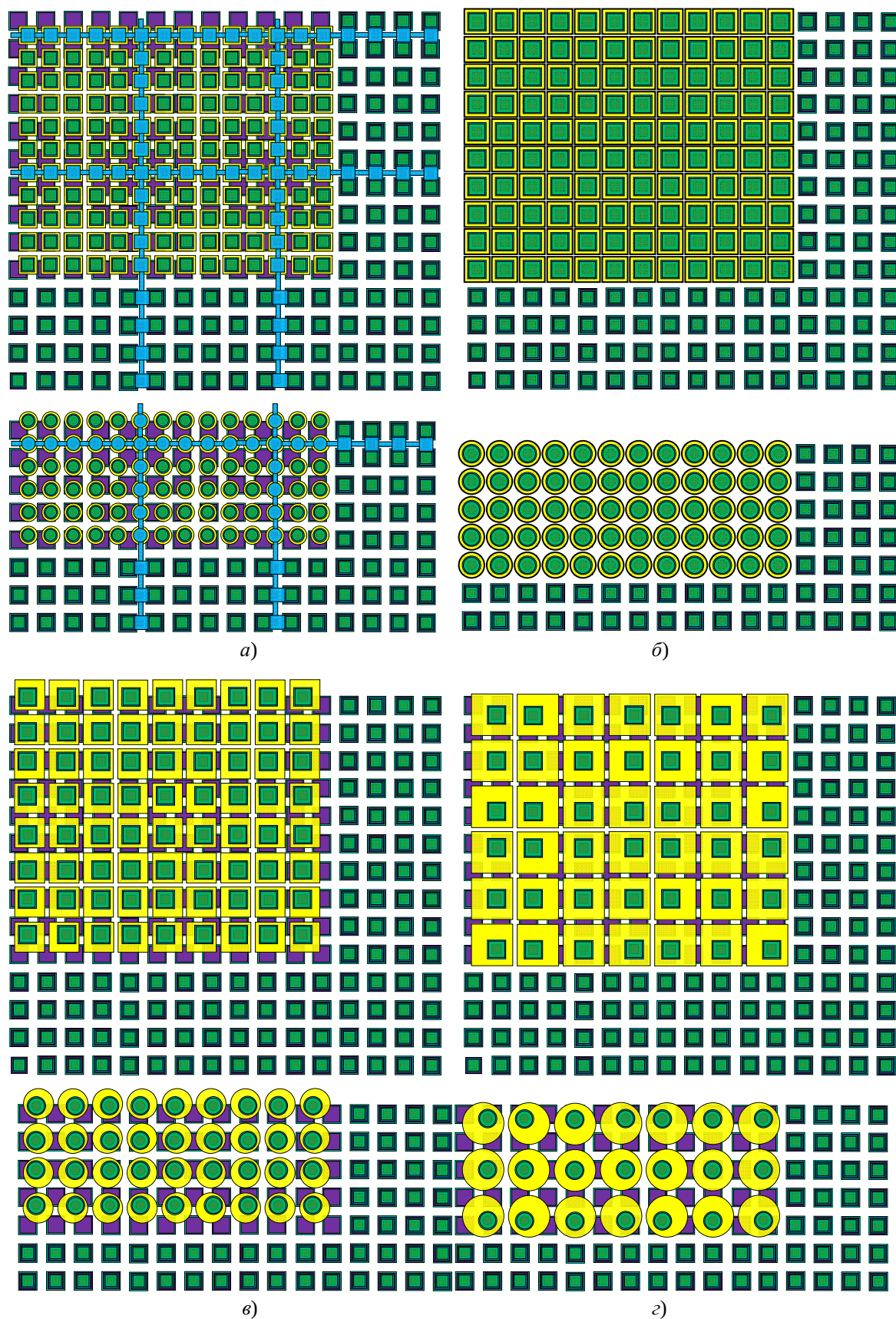
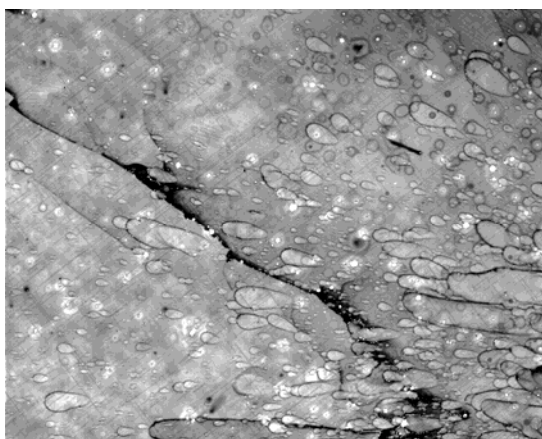


Рис. 3. Изображения угловых фрагментов совмещения топологий верхних слоев БИС считывающего формата 1280×1024 элементов с шагом 12 мкм (CrNi – ■, In – ■) с топологиями МФЧЭ формата 1536×1228 с шагом 10 мкм (а), формата 1280×1024 с шагом 12 мкм (б), формата 1024×819 с шагом 15 мкм (в), формата 768×614 с шагом 20 мкм (г) для квадратной (выше) и круглой (ниже) топологий

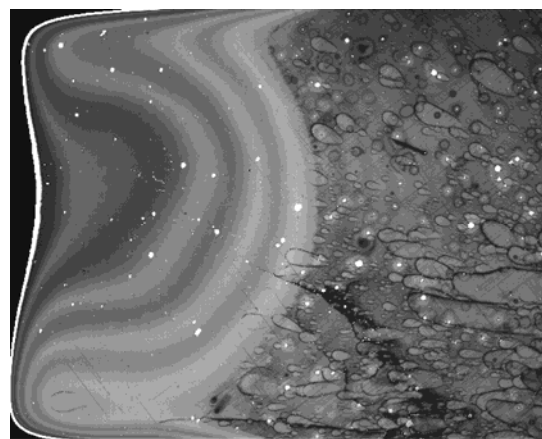
Клиновидный тест

Особое значение имеет исследование взаимосвязи фотоэлектрических элементов и квантового выхода фотоприемника в зависимости от толщины фоточувствительной области. Как известно, с уменьшением толщины фоточувствительной области фотоэлектрическая взаимосвязь между элементами уменьшается, но вместе с этим уменьшение числа фотоносителей приводит к понижению квантового выхода и, соответственно, чувствительности фотоприемника. Определение оптимального соотношения толщины и взаимосвязи элементов возможно, исследуя распределение чувствительности ФЧЭ по площади утоньшенных клиновидным образом

матриц с применением сканирующих масок из кремния [7, 8]. Смотриющую сторону матрицы ФЧЭ без просветления с изменяющейся толщиной необходимо предварительно обработать ионами аргона для исключения поверхностной рекомбинации [3, 4]. На рисунке 4 приведен пример изображений выходного сигнала эпитаксиального образца с толщиной поглощающего слоя 4 мкм, выращенного на высоколегированной подложке антимонида индия ориентации (100), с имплантированными p - n -переходами формата 640×512 с шагом 15 мкм до и после утоньшения клиновидным образом слева направо от ~0 до ~14 мкм без антиотражающего покрытия с ионной обработкой Ag^+ .



а)



б)



в)

Рис. 4. Пример распределения величины выходного сигнала МФПУ с толщиной поглощающего слоя 4 мкм, выращенного эпитаксиально на высоколегированной подложке антимонида индия ориентации (100), с имплантированными p - n -переходами формата 640×512 с шагом 15 мкм: а) – до утоньшения; б) – утоньшенного клиновидным образом слева направо от ~0 до ~14 мкм без антиотражающего покрытия с ионной обработкой Ag^+ при фоновой засветке и в) – без фоновой засветки

На рисунке 4а представлено распределение величины выходного сигнала эпитаксиального образца до утоньшения при фоновой засветке. Светлые участки соответствуют утечкам p - n -переходов, а темные – соответствуют рекомбинации в n -области. После утоньшения со стороны подложки клиновид-

ным образом на фотоэлектрическом изображении, полученном в фоновом режиме, хорошо видна граница эпитаксиального роста (рис. 4б) с разрешением по толщине ~20 нм, ограниченным шагом матрицы 15 мкм и величиной клина. В левой части изображения хорошо различимы 4 интерференционные поло-

сы, соответствующие клиновидной толщине эпитаксиального слоя от 0 до 4 мкм после утоньшения при длине волны поглощения МФПУ 3,6÷5 мкм и полного удаления подложки. В правой части изображения сохраняются темные участки, соответствующие рекомбинации в основном на границе подложки и эпитаксиального слоя. Таким образом, мы имеем возможность наблюдать резкую границу раздела подложка/эпитаксиальный слой. Интересно, что некоторые рекомбинационные области распространяются на глубину роста эпитаксиального слоя до ~1 мкм. В то же время, большая часть рекомбинационных областей не наблюдается в выращенном эпитаксиальном слое, то есть происходит своеобразное «залечивание» дефектных областей, возникших на границе роста. Напротив, на изображении темновых токов (рис. 4б) не наблюдаются не только граница роста, но и отсутствует зависимость темнового тока от толщины эпитаксиального слоя, что свидетельствует о преобладании генерационно-рекомбинационного механизма возникновения темнового тока в области пространственного заряда непосредственно в p - n -переходе над диффузионным механизмом генерации темнового тока в эпитаксиальной структуре [10].

Выводы

Разработаны тестовые матричные структуры на основе InSb, предназначенные для гибридизации с БИС считывания формата 1280×1024 и шагом 12 мкм с целью исследования зависимости от топологии МФЧЭ основных фотоэлектрических характеристик МФПУ в пределах одной крупноформатной матрицы.

Предложены варианты тестовых структур МФЧЭ и топологии сканирующих масок из кремния с универсальным шагом, превышающим диффузионную длину неосновных носителей заряда в InSb, предназначенных для измерения взаимосвязи.

Разработана структура комплекта фотошаблонов с распределением по площади матричных тестовых структур для реализации клиновидного утоньшения с целью получения сверхтонких структур с контролируемой толщиной по площади для повышения прочности и минимизации взаимосвязи. Проанализиро-

ваны возможности реализации предложенных тестовых структур.

Исследовано изменение характеристик распределения величины выходного сигнала в изображении при клиновидном утоньшении эпитаксиального образца, выращенного на высоколегированной подложке антимонида индия формата 640×512 с шагом 15 мкм:

- экспериментально показано «залечивание» дефектных областей (с повышенной рекомбинацией), возникших на границе роста;
- глубина проникновения дефектных областей в эпитаксиальный слой порядка 1 мкм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gershon G., Albo A., Eylon M., Cohen O., Calahorra Z., Brumer M., Nitzani M., Avnon E., Aghion Y., Kogan I., Ilan E., Tuito A., Ben Ezra M., Shkedy L. Semiconductor Devices (SCD), Israel // «Large Format InSb Infrared Detector with 10 μ m Pixels», OPTRO-2014-2931891.
2. Болтарь К. О., Гришина А. Н., Лопухин А. А., Шишигин С. Е. / Успехи прикладной физики. 2022. Т. 10. № 1. С. 14–22.
3. Лопухин А. А., Пермикина Е. В., Болтарь К. О., Гришина А. Н. / Успехи прикладной физики. 2023. Т. 11. № 5. С. 421–432.
4. Лопухин А. А., Власов П. В., Гришина А. Н., Пермикина Е. В., Шишигин С. Е. Способ изготовления утоньшенного многоэлементного фотоприемника на основе антимонида индия с улучшенной однородностью и повышенной механической прочностью. Патент № RU 2811379 С1 (РФ). 2024.
5. Лопухин А. А., Пермикина Е. В., Таубес Е. В., Шишигин С. Е., Мирофьянченко А. Е., Мирофьянченко Е. В. / Успехи прикладной физики. 2025. Т. 13. № 1. С. 21–29.
6. Лопухин А. А., Пермикина Е. В., Лаврентьев Н. А., Таубес Е. В., Шишигин С. Е., Мирофьянченко А. Е., Мирофьянченко Е. В. Способ измерения темнового тока на тестовых матричных структурах с изменяемой топологией для определения эффективности пассивации широкоформатных матричных фотоприемников с малым шагом. Патент № RU 2841177 С1 (РФ). 2025.
7. Болтарь К. О., Акимов В. М., Арбузов М. А., Лопухин А. А. / Прикладная физика. 2021. № 5. С. 44–52.
8. Болтарь К. О., Акимов В. М., Арбузов М. А., Лопухин А. А. Способ получения распределения чувствительности по площади пикселя матричного фотоприёмника. Патент № RU 2783220 С1 (РФ). 2022.
9. Давлетиин Р. В., Лазарев П. С., Никонов А. В., Корнеева М. Д. / Прикладная физика. 2016. № 4. С. 63–66.
10. Чижко В. Ф., Касаткин И. Л., Бурлаков И. Д., Лопухин А. А., Пономаренко В. П., Филачев А. М., Бородин Д. В., Осипов В. Ю., Карпов В. В., Крошин В. М. / Прикладная физика. 2007. № 2. С. 64–68.

PACS: 07.07.Df, 07.57.-c, 81.05.Ea, 81.65.Rv

Testing array patterns for research dependence performance InSb FPA large-format from pixel topology

A. A. Lopukhin^{1,*}, E. V. Permikina¹, K. V. Barysheva¹ and V. V. Lopatin²

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

* E-mail: alexmatr0@mail.ru

² Foundation for Advanced Research, Moscow, 121059 Russia

Received 3.09.2025, revised 15.09.2025; accepted 20.10.2025

The topology of squares mesa and rounded mesa of testing array patterns with 10, 12, 15 and 20 μm pitch based on InSb intended for hybridization with 12 μm pitch 1280 $\times$ 1024 ROIC for research of basic photo-electric characteristics in single FPA large-format are developed. The structure of a complete set of photomasks with distribution over the area of testing array patterns for realization wedge-like thinning is presented in order to obtain ultra-thin structures with a controlled thickness over the area with to increase strength and minimize the crosstalk. Possibilities of realization of the offered testing array patterns are analysed.

Keywords: Focal Plane Array (FPA); indium antimonide; crosstalk; the scanning mask; topology; testing array patterns.

REFERENCES

1. Gershon G., Albo A., Eylon M., Cohen O., Calahorra Z., Brumer M., Nitzani M., Avnon E., Aghion Y., Kogan I., Ilan E., Tuito A., Ben Ezra M. and Shkedy L., Semiconductor Devices (SCD), Israel. «Large Format InSb Infrared Detector with 10 μm Pixels», OPTRO-2014-2931891.
2. Lopukhin A. A., Boltar K. O., Grishina A. N. and Shishigin S. E., Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics) **10** (1), 14–22 (2022) [in Russian].
3. Lopukhin A. A., Permikina E. V., Boltar K. O. and Grishina A. N., Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics) **11** (5), 421–432 (2023) [in Russian].
4. Lopukhin A. A., Vlasov P. V., Grishina A. N., Permikina E. V. and Shishigin S. E. Method for manufacturing thinned multi-element photodetector based on indium antimonide with improved uniformity and increased mechanical strength. Patent № RU 2811379 C1 (RF). 2024.
5. Lopukhin A. A., Permikina E. V., Taubes E. V., Shishigin S. E., Mirofyanchenko A. E. and Mirofyanchenko E. V., Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics) **13** (1), 21–29 (2025) [in Russian].
6. Lopukhin A. A., Permikina E. V., Lavrentev N. A., Taubes E. V., Shishigin S. E., Mirofyanchenko A. E. and Mirofyanchenko E. V. Method of measuring dark current on test matrix structures with variable topology for determining passivation efficiency of large-format matrix photodetectors with small pitch. Patent № RU 2841177 C1 (RF). 2025.
7. Lopukhin A. A., Boltar K. O., Akimov V. M. and Arbuzov M. A., Applied Physics, № 5, 44–52 (2021) [in Russian].
8. Boltar K. O., Akimov V. M., Arbuzov M. A. and Lopukhin A. A. Method for obtaining the sensitivity distribution over the matrix photodetector pixel area. Patent № RU 2783220 C1 (RF). 2022.
9. Davletshin R. V., Lazarev P. S., Nikonov A. V. and Korneeva M. D., Applied Physics, № 4, 63–66 (2016) [in Russian].
10. Chishko V. F., Kasatkin I. L., Burlakov I. D., Lopukhin A. A., Ponomarenko V. P., Filachev A. M., Borodin D. V., Osipov Yu. V., Karpov V. V. and Kroshin A. M., Applied Physics, № 2, 64–68 (2007) [in Russian].

Об авторах

Лопухин Алексей Алексеевич, к.т.н., начальник лаборатории, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). E-mail: alexmatr0@mail.ru SPIN-код: 7352-7713, AuthorID: 221931

Пермикина Елена Вячеславовна, ведущий инженер, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). SPIN-код: 4231-5554, AuthorID: 780646

Барышева Ксения Владимировна, инженер 1 категории. АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9).

Лопатин Вадим Владимирович, д.т.н., руководитель проекта, Фонд перспективных исследований (121059, Россия, Москва, Бережковская наб., 22, стр. 3). AuthorID: 370192

УДК 538.915
EDN: JXGWKM

PACS: 85.60.-q

Радиационная стойкость светоизлучающих структур с наноструктурами Ge(Si) на подложках «кремний на изоляторе»

© Ю. А. Кабальнов*, М. М. Иванова

ФГУП «РФЯЦ ВНИИЭФ», Нижегородская обл., г. Саров, 607188 Россия

* E-mail: Kabalnov@niiis.nnov.ru

Статья поступила в редакцию 22.07.2025; после доработки 18.08.2025; принята к публикации 20.10.2025

Шифр научной специальности: 2.2.2

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований воздействия γ -нейтронного излучения на параметры светоизлучающих структур с массивом наноструктур Ge(Si), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках «кремний на изоляторе». Данные структуры показали высокий уровень стойкости к воздействию γ -нейтронного излучения, сравнимый с уровнем стойкости структур с наноструктурами Ge(Si) на подложках Si(001). Снижение интенсивности люминесценции данных структур совпадает с теоретической оценкой степени влияния радиационных дефектов. Результаты моделирования, а также экспериментальные данные показывают, что на радиационную стойкость светодиодов в наибольшей степени влияет структура массива наноструктур Ge(Si), обусловленная технологией их изготовления.

Ключевые слова: светоизлучающие структуры; массивы наноструктур Ge(Si); структуры «кремний на изоляторе»; радиационная стойкость; γ -нейтронное излучение.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-5-33-42

Введение

Структуры «кремний на изоляторе» (КНИ) наряду со структурами «кремний на сапфире» (КНС) находят широкое применение в качестве исходных материалов при создании радиационно-стойкой элементной базы микроэлектроники. Скрытый диэлектрик служит барьером, снижающим влияние радиационных дефектов подложки на активные области полупроводниковых приборов и микросхем. КНИ структуры вместе с тем обладают особыми свойствами, представляющими интерес при разработке изделий оптоэлектроники [1, 2]. Различие в показателях преломления Si и SiO₂ (3,5 и 1,45 соответственно) упрощает задачу создания волноводной связи между элементами с планарной геометрией, выполненными на КНИ структурах. Поле световой волны, концентрируясь между скрытым диэлектриком и

поверхностью гетероструктуры, создает максимальную напряженность в слое кремния. В гетероструктурах отмечены повышающие напряженность поля эффекты вертикальных резонансов типа Фабри-Перо, обусловленные интерференцией волн, отраженных от границ раздела поверхность-Si и Si-SiO₂ [3]. В перспективе КНИ структуры можно рассматривать как основу наноструктурированной интегральной оптики с приборами генерации, усиления и детектирования оптических сигналов, с волноводами и ответвителями в качестве пассивных элементов при этом сохраняя совместимость со стандартной кремниевой технологией.

Использование гетероэпитаксиальных структур с наноструктурами Ge(Si) (квантовыми точками) позволяет расширить спектральные характеристики оптических элементов на основе кремния в область ближнего и средне-

го инфракрасных диапазонов с перекрытием коммуникационного диапазона длин волн 1,3–1,55 мкм, соответствующего окну прозрачности волоконных световодов. Пространственная локализация носителей заряда по всем трем направлениям снижает чувствительность излучательных свойств структур с наноструктурами к радиационным дефектам по сравнению со структурами с меньшей локализацией, к которым относится объемный кремний и структуры с квантовыми ямами [4]. Хотя структуры с наноструктурами Ge(Si) характеризуются наличием сигналов фото- и электролюминесценции (ФЛ, ЭЛ) вплоть до комнатных температур, низкая эффективность излучательной рекомбинации носителей заряда сдерживает их промышленное освоение. Одним из наиболее перспективных способов повышения интенсивности излучения структур с наноструктурами Ge(Si), как показывают результаты исследований [5], является встраивание активной излучающей среды в различные типы резонаторов. При этом возможность встраивания структур с наноструктурами Ge(Si) в структуры резонаторов обеспечивается использованием КНИ подложек. Положительный эффект роста интенсивности излучения наблюдается при применении таких резонаторов как микродиски, фотонные кристаллы, плазмонные и диэлектрические микрорезонаторы [3, 5, 6]. Добиться увеличения эффективности излучательной рекомбинации можно также с использованием оптимизированных по параметрам и конструкции волноводных структур, сформированных на подложках КНИ. При этом процесс формирования наноструктур Ge(Si) по механизму Странски-Крастанова интегрируется в маршрут изготовления волноводных структур. Использование данных способов повышения квантового выхода обуславливает реальную возможность создания эффективных источников фотонного излучения на структурах с наноструктурами Ge(Si).

С учетом перспективности использования структур КНИ для приборов интегральной оптики актуальными являются вопросы обеспечения радиационной стойкости светоизлучающих структур, выращенных на КНИ подложках. Проведенные исследования влияния ионизирующего излучения на фото- и электролюминесценцию гетероэпитаксиальных

структур с наноструктурами Ge(Si), выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках объемного кремния – Si(001) [4, 7], показали их потенциально высокую радиационную стойкость. Процессы самоформирования наноструктур Ge(Si) стимулируются накоплением упругих напряжений в эпитаксиальных слоях в условиях значительного рассогласования параметров кристаллических решеток подложки и пленки. При превышении критических значений толщины растущего слоя упругие напряжения релаксируют путем роста наноструктур по механизму Странски-Крастанова. Поле упругих напряжений скрытого слоя диэлектрика КНИ структур при стандартной для микросхем субмикронной толщине эпитаксиальной пленки кремния потенциально может оказывать влияние на процессы самоформирования наноструктур Ge(Si), повышая концентрацию структурных дефектов и снижая радиационную стойкость приборов. В работе представлены результаты исследований воздействия импульсного γ -нейтронного излучения на параметры светоизлучающих структур с массивом наноструктур Ge(Si), выращенных на подложках КНИ. Результаты даются в сравнении с результатами облучения подобных структур на подложках объемного кремния.

Методика эксперимента

Образцы светодиодов выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на установке Balzers UMS-500. В качестве подложек использовались КНИ структуры с ориентацией (001), полученные методом сращивания (bonding). Толщина поверхностного слоя кремния составляла 200 нм, скрытого слоя диэлектрика 1 мкм. На поверхность подложки при температуре 600 °С осаждался нижний контактный слой Si p^+ -типа проводимости толщиной 300 нм легированный бором с концентрацией $\sim 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Толщина нижнего контактного слоя кремния относительно структур на объемном кремнии была увеличена с целью сохранения низкого сопротивления контактов. Далее выращивался слой нелегированного Si толщиной 50 нм. Массивы наноструктур Ge(Si) формировались при температуре 600 °С на поверхности подложки.

Активная область светодиодов включала до 20 слоев наностроек, разделенных кремневыми барьерами толщиной от 15 до 20 нм, что обеспечивало их вертикальное упорядочение. Формирование строек происходило при осаждении слоя Ge толщиной 6,5–8,5 монослоев (МС) (1 МС $\sim 0,136$ нм). Слои Si и Ge осаждались с двух электронно-лучевых испарителей со скоростями роста 0,1 нм/с и 0,02 нм/с соответственно. Поля упругих напряжений нижележащих слоев в процессе роста оказывали влияние на размеры наностроек последующих слоев. Для повышения однородности размеров строек количество Ge при осаждении снижалось для каждого последующего слоя на $\sim 0,1$ МС. Формирование структур светодиодов завершалось осаждением слоя нелегированного Si толщиной 50 нм и контактного слоя Si n^+ -типа проводимости толщиной 200 нм, легированного сурьмой с концентрацией $\sim 10^{19}$ см $^{-3}$.

Одной из важных проблем в процессе эпитаксиального роста многослойных структур с наностройками на подложках КНИ является контроль температуры на поверхности пластин. Температура подложки относится к критическому параметру, определяющему структуру и свойства массива наностроек. В методе МЛЭ нагрев пластин осуществляется от источника излучения со стороны подложки. Температура также контролируется со стороны подложки. Различия температуры поверхности КНИ структур и стандартных Si(001) подложек наблюдалось при одинаковой мощности, подаваемой на нагреватель, и одинаковых показаниях термопар. Причиной служит наличие достаточно толстого (~ 1 мкм) скрытого слоя диэлектрика в исследуемых структурах КНИ. В процессе формирования структур была проведена калибровка режимов эпитаксии с оценкой реальной температуры поверхности КНИ подложек в зависимости от подаваемой на излучатель мощности. Калибровка проводилась на основе экспериментальных данных по температурной зависимости параметров наностроек Ge(Si) на подложках объемного кремния – Si(001) и структурах КНИ.

Морфология выращенных структур изучалась методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) в атмосферных условиях при помощи микроскопа «Силвер Про» компании НТ-МТД

(Россия). Кристаллическая структура эпитаксиальных слоев исследовалась методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) высокого разрешения с использованием микроскопа JEOL JEM 2100F. Толщина пленки при переходе от двумерного к трехмерному режиму формирования наностроек определялась с помощью дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Измерения спектров фотолюминесценции выполнялись с помощью Фурье спектрометра ДАЗ-36. Для возбуждения сигнала ФЛ использовалось излучение Nd:YAO лазера с длиной волны $\lambda = 532$ нм. Спектры ЭЛ и ФЛ регистрировались с помощью охлаждаемых Ge и InSb фотоприемников. Исследуемые образцы подвергались импульсному γ -нейтронному облучению. В качестве источника нейтронов использовался импульсный реактор с характерной энергией нейтронов ~ 1 МэВ и флюенсом до 10^{15} н/см 2 . Экспозиционная доза γ -излучения составляла ~ 400 кР.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Необходимые для обеспечения радиационной стойкости условия локализации носителей заряда определяются формирующейся системой наностроек Ge(Si) светоизлучающих структур. Характеристики строек (размеры, форма, состав, упруго-напряженное состояние) зависят от условий роста [8]. На процессы самоформирования оказывают влияние такие параметры как температура подложки, скорость осаждения, морфология поверхности, скорость поверхностной и объемной диффузии компонент и т. д. В процессе эпитаксиального роста наблюдается трансформация формы наностроек Ge(Si). После перехода от слоевого роста к трехмерному образуется система наностроек Ge(Si) с прямоугольным основанием (hut-островки) и пирамидальных строек (pyramid-островки), которая затем трансформируется в систему однородных куполообразных строек (dome-островки), упорядоченных в плоскости подложки [9]. Данный переход энергетически выгоден, т. к. энергия упругих напряжений для куполообразных строек меньше, чем для строек иной формы. Куполообразные

островки Ge(Si) ограниченные плоскостями (105), (113) не отличаются развитой поверхностью. Отражающие границы наностроек при низкой поверхностной рекомбинации способствует локализации носителей заряда. Для dome-остроек наблюдается наиболее глубокая потенциальная яма для дырок. Пространственно упорядоченные массивы dome-остроек Ge(Si) формируются с большой плотностью, занимают максимальную площадь подложки и при высокой локализации зарядов в потенциальных ямах обеспечивают наибольшую эффективность параметров светоизлучающих структур.

Массивы наностроек Ge(Si) выращивались в оптимальных для получения эффективных параметров светоизлучающих структур режимах. При формировании системы наностроек Ge(Si) одним из наиболее критичных параметров в процессе роста являлась температура подложки. Было установлено, что при нагреве в диапазоне температур от 550 °C до 650 °C температура поверхности КНИ структур на 40 °C выше, чем у пластин объ-

емного кремния. При этом оптимальной для формирования характерного массива dome-остроек является температура поверхности пластин 600 °C. На рис. 1а представлено АСМ изображение КНИ структуры с сформированным массивом Ge(Si) наностроек. Морфология Ge(Si) наностроек выращенных на КНИ структурах при оптимальной температуре поверхности подложки ~ 600 °C близка к морфологии наностроек выращенных на объемном Si(001). Полученные типичные значения параметров морфологии отличаются малым разбросом по размерам dome-остроек. Поверхностная плотность $N \sim 5,0 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$, средняя высота остроек $h \sim 15 \text{ нм}$, средние латеральные размеры D менее 100 нм с разбросом ~ 15 % (определенные по уровню 0,1 h от поверхности смачивающего слоя Ge), а также средние значения доли германия в $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ ($x = 0,54$) близки к значениям параметров наностроек, выращенных на Si(001). Близость морфологий наностроек, выращенных на КНИ и Si(001) структурах, облегчает сравнительный анализ радиационных эффектов при воздействии γ -нейтронного излучения.

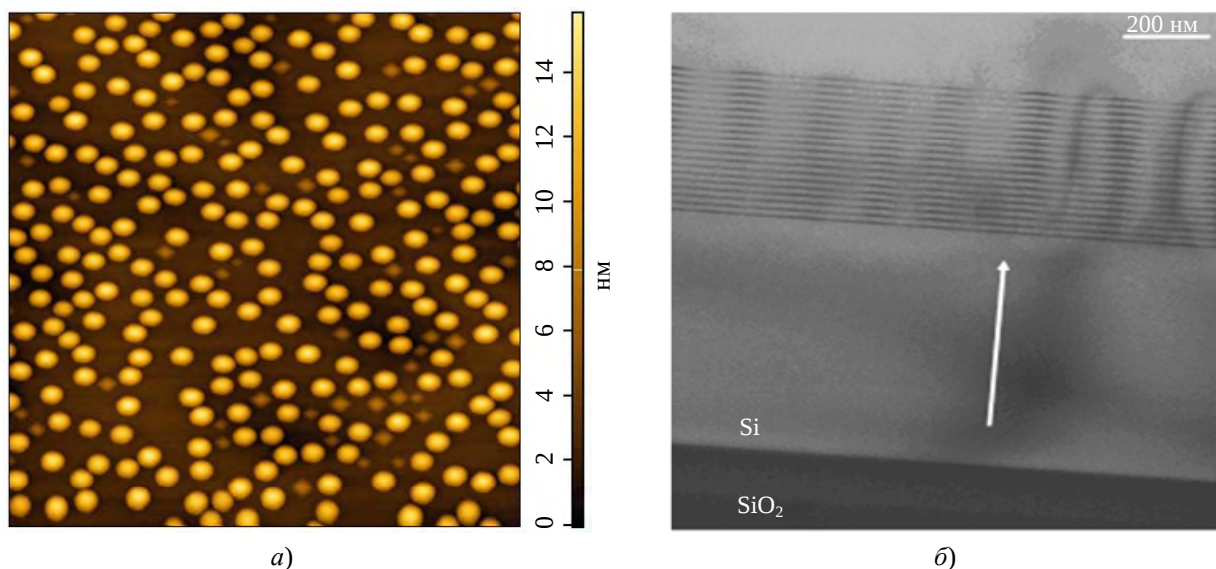


Рис. 1. АСМ изображение поверхности КНИ структуры с самоформирующимся массивом куполообразных Ge(Si) наностроек (а) и полученный методом ПЭМ снимок многослойной структуры с Ge(Si) наностройками выращенными на КНИ подложке (б)

На снимке, полученном методом ПЭМ (рис. 1б), представлена многослойная структура Ge(Si) наностроек в активной области светоизлучающего $p-i-n$ диода сформирован-

ного на КНИ подложке. Вертикальное упорядочение структуры слоев обусловлено влиянием поля упругих напряжений нижележащих Ge(Si) наностроек. Послойная корреляция

островков массива зависит от параметров разделительных (спейсерных) слоев Si. При этом оптимальные значения толщины спейсерных слоев лежат в диапазоне от 15 до 20 нм. Исследования многослойных структур с толщиной разделительного слоя кремния от 15 до 20 нм также показали, что концентрация дефектных областей в них значительно меньше, чем в структурах с толщиной слоя Si больше 25 нм. При толщине спейсерного слоя сравнимой с размерами Ge(Si) наноструктур в направлении роста, деформация кремния носит характер растяжения между соседними островками, что приводит к формированию глубокой (до 100 мэВ) потенциальной ямы для электронов на границе Ge/Si. Формирование потенциальной ямы обуславливает локализацию носителей заряда вблизи наноструктур и обеспечивает рост интенсивности электролюминесценции структур. Отсутствие на снимке

видимой границы между исходным слоем кремния КНИ структуры и выращенным МЛЭ буферным слоем Si подчеркивает эффективность методов подготовки поверхности пластин перед эпитаксией.

Для измерения параметров светоизлучающих $p-i-n$ диодов с массивом Ge(Si) наноструктур в активной области с помощью плазмохимического травления формировались мезаструктуры размером 1×1 мм и $1 \times 0,5$ мм. Верхний контакт к слою n^+ -Si был выполнен в виде сетки металлизации с целью увеличения свободной поверхности для вывода излучения. Нижний контакт к p^+ -области кремния окружал мезаструктуру по периметру. В качестве металлизации использовалось золото с подслоем Ti. На рис. 2а приведены для сравнения спектры фотолюминесценции многослойных структур, выращенных на подложках Si(001) и КНИ со схожими массивами Ge(Si) наноструктур.

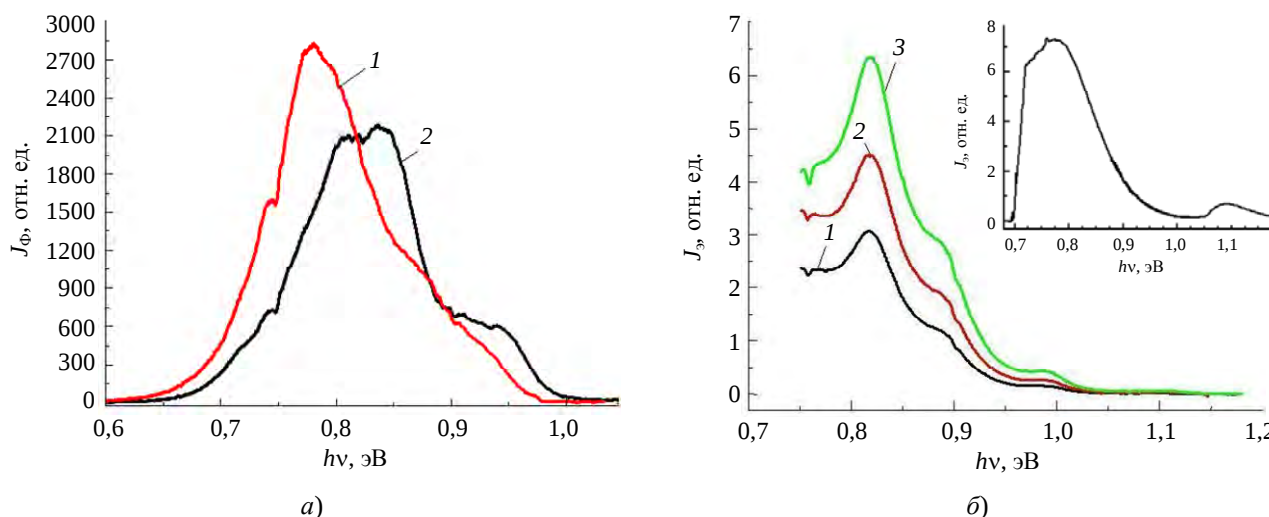


Рис. 2. Спектры ФЛ структур, сформированных на подложках Si(001) (1) и КНИ (2) с массивами Ge(Si) наноструктур (а) и спектры ЭЛ структур с массивом наноструктур Ge(Si) на подложках КНИ при различных токах накачки (1 – 150 мА, 2 – 200 мА, 3 – 250 мА) (б), на вкладке – спектр ЭЛ структур с массивами Ge(Si) на подложках Si(001). Спектры измерены при температурах 77 К (а) и 300 К (б)

Интенсивность ФЛ $J_{\text{ф}}$ дана в относительных единицах. Для структур Si(001) и КНИ характерны широкие пики ФЛ (рис. 2а) связанные с излучательной рекомбинацией локализованных в области наноструктур Ge(Si) носителей заряда. Наблюдается небольшое смещение максимумов интенсивности в диапазоне энергии квантов $h\nu \sim 0,7-1,0$ эВ ($\lambda \sim 1,3-1,7$ мкм). Интенсивность люминесцентных откликов обеих спектров сравнима по величине, что свидетельствует о схожей морфологии наноструктур Ge(Si). Захоро-

ненный диэлектрик, по-видимому, не оказывает существенного влияния на морфологию наноструктур и как следствие излучательные свойства диодов, а качество кристаллической структуры активных областей пластин КНИ изготовленных методом срачивания не уступает качеству объемного кремния. Вместе с тем по характеру спектры различаются. В спектрах светоизлучающих структур, сформированных на подложках КНИ, присутствуют не менее двух максимумов. Следствием особенностей структур на КНИ подложках

являются вертикальные резонансы типа Фабри-Перо, обусловленные интерференцией волн отраженных от границ раздела Si-поверхность и Si-захороненный SiO₂.

На рис. 2б приведены спектры электролюминесценции многослойных структур светодиодов выращенных на подложках КНИ при различных токах накачки. Спектры измерялись при комнатной температуре. Интенсивность ЭЛ J_e представлена в относительных единицах. Сигнал ЭЛ детектировался с поверхности структуры светодиодов. При измерениях поверхность образцов фиксировалась перпендикулярно направлению оптической оси измерительной системы. Как видно из рисунка интенсивность люминесценции изменяется в зависимости от величины тока накачки, но характер спектров при этом не меняется. На кривой по-прежнему наблюдаются максимумы интенсивности. Основным максимум излучения соответствует длине волны $\sim 1,50$ мкм ($h\nu \sim 0,83$ эВ). Из рисунка видно, что соотношение величин и положение максимумов интенсивности от тока накачки не зависит, поэтому максимумы интенсивности не связаны с различными процессами излучения в исследуемой структуре, а определяются явлениями интерференции волн.

Проведенные исследования зависимости интенсивности ЭЛ диодов на КНИ подложке от угла наблюдения показали, что характер спектров излучения при смене угла не изменяется. В зависимости от угла относительно нормали к поверхности структуры (размах от 0 до 90°), длина волны пика излучения изменялась в диапазоне $\lambda \sim 1,45\text{--}1,60$ мкм при этом величина интенсивности ЭЛ практически не менялась. Выполненные исследования угловой зависимости сигнала ЭЛ позволяют связать наблюдаемые максимумы в спектре с интерференцией волн в активной области структуры. Максимумы сигнала ЭЛ обычно появляются на тех длинах волн, оптические пути которых содержат целое число длин полуволн. Другим отличием спектров диодов на структурах КНИ является отсутствие сигнала, связанного с межзонной рекомбинацией носителей заряда в Si в области энергии квантов 1,12 эВ (вкладка рис. 2б). Сигнал от кремния для структур, выращенных на Si(001), по большей части является результатом излуча-

тельной рекомбинации дырок и неравновесных электронов в объеме подложки. В структурах светодиодов, выращенных на КНИ, скрытый окисел препятствует диффузии неравновесных носителей в подложку, что приводит к снижению люминесцентного отклика от кремния.

Воздействие потока нейтронов на полупроводниковую структуру сопровождается образованием первичных радиационных дефектов типа пар Френкеля. Считается, что атомы матрицы всегда смещаются, приобретая энергию больше некоторой пороговой энергии смещения атома. Хотя вероятность передачи большого количества энергии смещенному атому подложки невелика, практически в каждом каскаде столкновений при облучении кремния нейтронами есть возможность появления подобного события. Поэтому радиационные дефекты в каскадах столкновений облученной области распределены неравномерно, образуя локальные разупорядоченные области (РО) [10]. РО радиационных дефектов выступают как центры безызлучательной рекомбинации и обуславливают снижение интенсивности люминесценции. При рассмотрении воздействия γ -нейтронного излучения необходимо учитывать сложную многослойную структуру светодиодов с гетерогенными границами различных материалов. С помощью программы «TRIM» был проведен расчет структуры радиационных дефектов в подложках КНИ и КНС при облучении потоком быстрых нейтронов с флюенсом 5×10^{14} н/см² и средней энергией ~ 1 МэВ. Расчет проводился при условии изотропного облучения. В ходе вычислений анализировались границы раздела кремния со скрытым слоем диэлектрика для структур КНИ и КНС, а также металлизации с кремнием. На рис. 3а представлена расчетная зависимость концентрации дефектов (N) в слое кремния для структур «SiO₂-Si», «Al₂O₃-Si», «Al-Si», «Au-Si» и «воздух-Si», выраженная в относительных единицах от расстояния до границы раздела X. При расчетах учитывалось, что РО в кремнии могут быть сформированы атомами Al, Au и O, которые при взаимодействии с нейтронами инжектируются из прилегающего к кремнию материала. Так как сечение взаимодействия быстрых нейтронов с атомами Au больше, чем

с атомами Si или Al взаимодействие их с нейтронами идет намного эффективнее. Концентрация дефектов гетерограницы Au-Si в приповерхностном слое Si толщиной ~ 50 нм значительно превышает концентрацию дефектов объемного кремния. Эффективно модифицируется граница с сапфиром: концентрация

РО составляет $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в прилегающем к границе слое кремния толщиной до 150 нм. При этом в структурах КНИ взаимодействие с кислородом не приводит к росту концентрации радиационных дефектов гетерограницы скрытый слой SiO_2 -Si относительно объемного кремния.

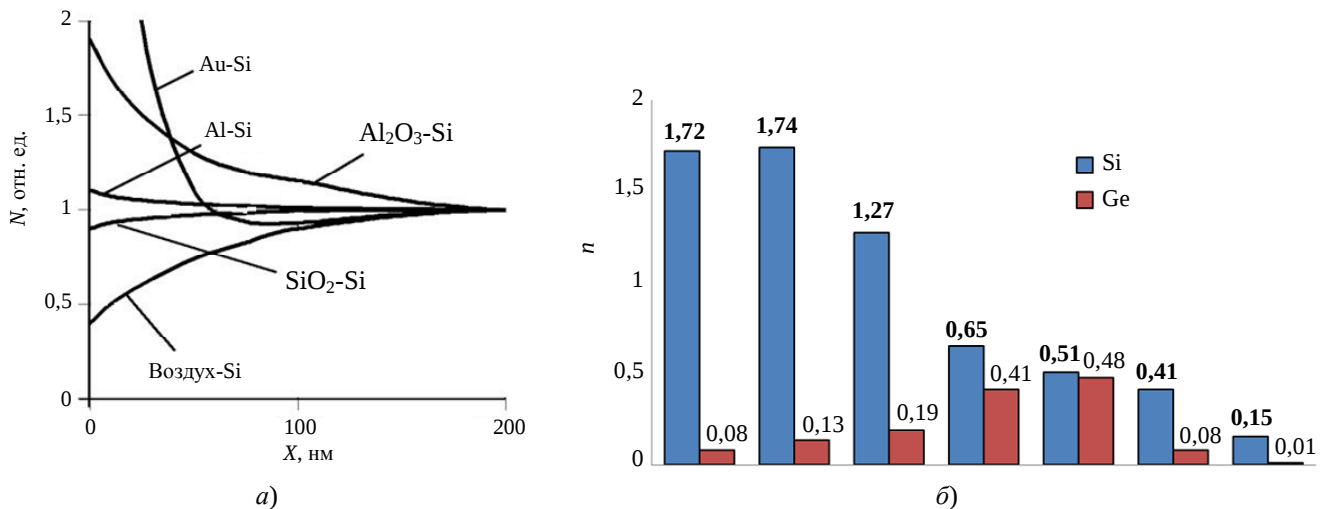


Рис. 3. Зависимость концентрации дефектов в слое кремния N от расстояния до границы раздела X в гетероструктурах « Al_2O_3 -Si», «Al-Si», «Au-Si», « SiO_2 -Si» и «воздух-Si» при воздействии потока быстрых нейтронов (концентрация дефектов в объеме кремния соответствует 1) (а). Среднее количество субкластеров в каскадах атомных смещений n для атомов Si и Ge в зависимости от размера субкластера L (б)

Моделирование каскадов атомных смещений, инициированных первично выбитыми атомами Si и Ge при облучении структуры светодиодов потоком быстрых нейтронов с флюенсом $5 \times 10^{14} \text{ н/см}^2$ и средней энергией ~ 1 МэВ, проводилось методом Монте-Карло по TRIM алгоритму. Формирование РО для светоизлучающих структур с массивом наноостровков Ge(Si) рассчитывалось без учета нарушений границы скрытый слой SiO_2 -Si, которые по расчетам носят локальный характер (рис. 3а). Энергия смещения из узлов кристаллической решетки для атомов Si и Ge задавалась равной 20 эВ. Для массива наноостровков учитывалось количество Si и Ge в составе твердого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ ($x = 0,54$). Плотность кремния составляла $2,33 \text{ г/см}^3$, а плотность твердого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x} \sim 3,80 \text{ г/см}^3$. Первично выбитые атомы Si и Ge формируют каскады атомных смещений в виде локальных скоплений дефектов – субкластеров. На рис. 3б представлены результаты моделирования каскадов атомных смещений для атомов Si и Ge. Показано среднее количество субкластеров в каскадах атом-

ных смещений n в зависимости от размера субкластера L . Для первично выбитых атомов Si и Ge РО имеют различные геометрические размеры. Для атомов Si характерно формирование в активной области светодиодов большого количества субкластеров малых размеров (менее 10 нм), а для Ge напротив – формирование малого количества субкластеров с большими размерами ~ 40 нм. В области обеднения p - i - n диодов при наличии спейсерных и буферных слоев Si доля атомов Ge намного уступает доле атомов кремния. По результатам расчетов атомы Ge по сравнению с атомами Si оказывают значительно меньшее влияние на деградацию оптоэлектронных свойств гетероструктур с наноостровками Ge(Si).

Теоретическая оценка влияния РО на свойства светоизлучающих структур с Ge(Si) наноостровками выращенных на подложках Si(001) при γ -нейтронном облучении была проведена в работе [11]. Электрическое поле области пространственного заряда РО снижает концентрацию локализованных в наноостровках Ge(Si) носителей и в совокупности с

процессами безызлучательной рекомбинации на радиационных дефектах обуславливает спад интенсивности люминесценции. Рассчитанная доля наноструктур, попавших в зону влияния электрического поля РО для структур светодиодов на подложках Si(001), составляла 40 %. При этом расчет поля РО проводился без учета первично выбитых атомов Ge. При локальном характере нарушений гетерограницы скрытый слой диэлектрика – кремний ($\text{SiO}_2\text{-Si}$) (рис. 3а) и преимущественном влиянии Si на формирование каскадов атомных смещений (рис. 3б), доля наноструктур в зоне влияния поля РО для гетероструктур выращенных на подложках Si(001) должна быть сравнима с долей наноструктур для структур на подложках КНИ. Полученный вывод подтверждают экспериментальные данные. На рис. 4 представлены спектры ФЛ структур с массивом наноструктур Ge(Si) выращенных на подложках КНИ до и после γ -нейтронного облучения. Интенсивность ФЛ J_Φ представлена в относительных единицах.

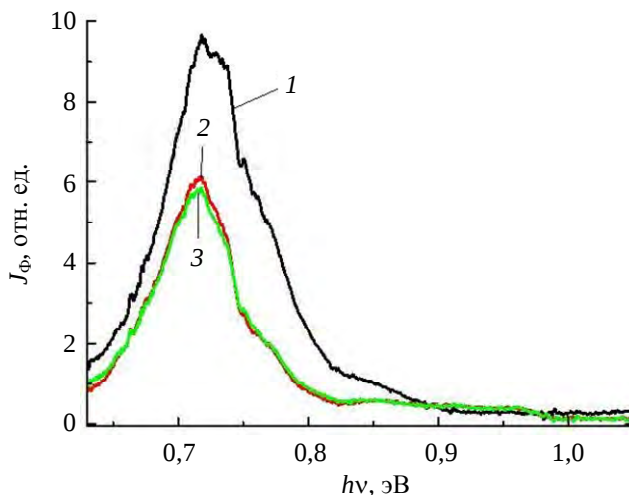


Рис. 4. Спектры ФЛ структур с наноструктурами Ge(Si) выращенными на подложках КНИ до (1) и после однократного (2) и двукратного (3) γ -нейтронного облучения с флюенсами 2×10^{14} н/см². Спектры измерены при температуре 77 К

Пики ФЛ облученных и необлученных структур лежат в диапазоне длин волн $\lambda \sim 1,4\text{--}1,8$ мкм (энергия квантов $h\nu \sim 0,65\text{--}0,85$ эВ). Длина волны максимума интенсивности спектра ФЛ после облучения не изменяется. При двукратном облучении не наблюдается снижения интенсивности люминесценции относительно однократного, что связано, по-

видимому, с формированием устойчивых кластеров, служащих стоком радиационных дефектов. Приведенные на рис. 4 спектры свидетельствуют об уменьшении на 35 % интенсивности сигнала ФЛ после воздействия быстрых нейтронов, что совпадает с теоретической оценкой влияния РО на свойства структур с наноструктурами Ge(Si) и экспериментальными данными по снижению интенсивности люминесценции для структур, выращенных на подложках Si(001). [11]. Результаты моделирования и экспериментальные данные по воздействию γ -нейтронного излучения показывают, что уровень радиационной стойкости светодиодов в основном определяется структурой массива наноструктур Ge(Si). Использование подложек КНИ не снижает радиационную стойкость структур.

Заключение

Исследовались характеристики светоизлучающих структур с массивом наноструктур Ge(Si), выращенных методом МЛЭ на подложках КНИ. Показано, что параметры морфологии наноструктур Ge(Si) на структурах КНИ (поверхностная плотность, средняя высота, латеральные размеры) близки к значениям параметров наноструктур, выращенных в аналогичных режимах на подложках Si(001). Спектры ФЛ светоизлучающих структур на подложках КНИ и Si(001) сравнимы по интенсивности люминесцентных откликов, но отличаются по характеру. Полученная зависимость интенсивности ЭЛ светоизлучающих структур на подложках КНИ от величины тока накачки не отражается на характере спектров. Так как положение максимумов интенсивности в спектрах не зависит от тока накачки, их появление не связано с различными процессами излучения в исследуемой структуре. Максимумы интенсивности в спектрах структур на подложках КНИ определяются вертикальными резонансами типа Фабри-Перо, обусловленными интерференцией волн, отраженных от границ раздела кремния с поверхностью и скрытым слоем диэлектрика.

Представлены результаты исследований воздействия γ -нейтронного излучения на параметры светоизлучающих структур. При рассмотрении воздействия излучения на обед-

ненные области светодиодов с массивом наноструктур Ge(Si), выращенных на подложках КНИ, учитывалась их сложная многослойная структура с гетерогенными границами различных материалов. С использованием программы «TRIM» рассчитана структура радиационных дефектов в подложках КНИ. Показано, что взаимодействие нейтронов с кислородом скрытого слоя диэлектрика не приводит к выходу уровня дефектности гетерограницы Si-SiO₂ за уровень дефектности слоя Si. Методом Монте-Карло по программе «TRIM» в структурах светодиодов моделировались каскады атомных смещений, инициированных первично выбитыми атомами Si и Ge. Показано, что атомы Si оказывают значительно большее влияние на деградацию оптоэлектронных свойств гетероструктур с наноструктурами Ge(Si) по сравнению с атомами Ge. При локальном характере нарушений гетерограницы скрытый слой SiO₂-Si доля наноструктур в зоне влияния радиационных дефектов для структур, выращенных на подложках КНИ, соответствуют доле наноструктур на подложках Si(001). Интенсивность сигнала ФЛ для структур на подложках КНИ после воздействия нейтронов снижается на 35 %, что соответствует снижению интенсивности для структур на подложках Si(001) и совпадает с теоретической оценкой влияния привнесенной дефектности. Результаты моделирования и экспериментальные данные показывают, что наибольшее влияние на уровень

радиационной стойкости светодиодов оказывает структура массива наноструктур Ge(Si).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Boucaud P., Li X., El Kurdi M. et al. / Optical Materials. 2005. № 27. P. 792–798.
2. Смагина Ж. В., Зиновьев В. А., Степихова М. В. и др. / Физика и техника полупроводников. 2021. Т. 55. Вып. 12. С. 1210–1215.
3. Якимов А. И., Кириенко В. В., Блошкин А. А. и др. / Физика и техника полупроводников. 2024. Т. 58. Вып. 7. С. 386–392.
4. Новиков А. В., Яблонский А. Н., Платонов В. В. и др. / Физика и техника полупроводников. 2010. Т. 44. Вып. 3. С. 346–351.
5. Смагина Ж. В., Новиков А. В., Степихова М. В. и др. / Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54. Вып. 8. С. 708–715.
6. Зиновьев В. А., Смагина Ж. В., Зиновьева А. Ф. и др. / Физика и техника полупроводников. 2024. Т. 58. Вып. 5. С. 238–241.
7. Красильник З. Ф., Кудрявцев К. Е., Качемцев А. Н. и др. / Физика и техника полупроводников. 2011. Т. 45. Вып. 2. С. 230–234.
8. Пчеляков О. П., Болховитянов Ю. Б., Двуреченский А. В. и др. / Физика и техника полупроводников. 2000. Т. 34. Вып. 11. С. 1281–1299.
9. Востоков Н. В., Гусев С. А., Долгов И. В. и др. / Физика и техника полупроводников. 2000. Т. 34. Вып. 1. С. 8–12.
10. Кабальнов Ю. А., Качемцев А. Н., Оболенский С. В. / Вопросы атомной науки и техники. 2019. № 3. С. 12–18.
11. Иванова М. М., Кабальнов Ю. А., Качемцев А. Н., Скупов А. В. / Успехи прикладной физики. 2025. Т. 13. № 3. С. 201–208.

PACS: 85.60.-q

Radiation resistance of light-emitting structures with Ge/Si nanoislands on SOI substrate

Yu. A. Kabalnov* and M. M. Ivanova

FSUE “RFNC-VNIIEF”, Nizhny Novgorod Region, Sarov, 607188 Russia

* E-mail: Kabalnov@niiis.nnov.ru

Received 22.07.2025; revised 18.08.2025; accepted 20.10.2025

Theoretical and experimental research results are presented to demonstrate the impact of γ -neutron radiation on the parameters of light-emitting structures with an array of Ge(Si) nanoislands grown by methods of molecular beam epitaxy on SOI substrates. These structures showed a high level of resistance to the impact of γ -neutron radiation comparable with re-

sistance level of structures with Ge(Si) nanoislands on Si(001) substrates. Reduction of luminescence intensity of these structures coincides with theoretical estimate of radiation defects influence level. Simulation results and experimental data show that the Ge(Si) nanoislands array structures affect the radiation resistance of LEDs to the greatest extent.

Keywords: light-emitting structures; Ge(Si) nanoislands arrays; SOI structures; radiation resistance; γ -neutron radiation.

REFERENCES

1. Boucaud P., Li X., El Kurdi M. et al., Optical Materials, № 27, 792–798 (2005).
2. Smagina Zh. V., Zinovyev V. A., Stepikhova M. V. et al., Physics and Semiconductor Technology **55** (12), 1210–1215 (2021).
3. Yakimov A. I., Kirienko V. V., Bloshkin A. A. et al., Physics and Semiconductor Technology **58** (7), 386–392 (2024).
4. Novikov A. V., Yabloskiy A. N., Platonov V. V. et al., Physics and Semiconductor Technology **44** (3), 346–351 (2010).
5. Smagina Zh. V., Novikov A. V., Stepikhova M. V. et al., Physics and Semiconductor Technology **54** (8), 708–715 (2020).
6. Zinovyev V. A., Smagina Zh. V., Zinovyev A. F. et al., Physics and Semiconductor Technology **58** (5), 238–241 (2024).
7. Krasilnikov Z. F., Kudryavtsev K. E., Kachemtsev A. N. et al., Physics and Semiconductor Technology **45** (2), 230–234 (2011).
8. Pchelyakov O. P., Bolkhovityanov Yu. B., Dvurechenskiy A. V. et al., Physics and Semiconductor Technology **34** (11), 1281–1299 (2000).
9. Vostokov N. V., Gusev S. A., Dolgov I. V. et al., Physics and Semiconductor Technology **34** (1), 8–12 (2000).
10. Kabalnov Yu. A., Kachemtsev A. N. and Obolenskiy S. V., Problems of atomic science and technology, № 3, 12–18 (2019).
11. Ivanova M. M., Kabalnov Yu. A., Kachemtsev A. N. and Skupov A. V., Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics) **13** (3), 201–208 (2025) [in Russian].

Об авторах

Кабальнов Юрий Аркадьевич, к.т.н., ведущий научный сотрудник, ФГУП «РФЯЦ ВНИИЭФ» (607188, Россия, Нижегородская обл., г. Саров, пр. Мира, 37). E-mail: Kabalnov@niiis.nnov.ru

Иванова Мария Михайловна, ведущий инженер, ФГУП «РФЯЦ ВНИИЭФ» (607188, Россия, Нижегородская обл., г. Саров, пр. Мира, 37). SPIN-код: 8630-2864, AuthorID: 1210282

УДК 621.315.592
EDN: LAQZFZ

PACS: 81.15.Hi

Сравнение расчетных и экспериментальных значений собственной концентрации свободных носителей заряда в антимониде индия© А. Г. Белов¹, Р. Ю. Козлов^{1,2}, Е. О. Журавлев^{1,2,*}, Е. В. Молодцова¹, Н. Г. Хихеев¹,
Н. А. Саркисов³, М. А. Панков³, В. Б. Куликов⁴¹ АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет» имени Н. П. Сажина», Москва, 111524 Россия
* E-mail: EOZhuravlev@yandex.ru² Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС»,
Москва, 119049 Россия³ АО «НПО «Орион», Москва, 111538 Россия⁴ АО «ЦНИИ «Циклон», Москва, 107497 Россия

Статья поступила в редакцию 30.09.2025; после доработки 16.10.2025; принята к публикации 20.10.2025

Выполнены расчеты значений собственной концентрации свободных носителей заряда, n_i , в антимониде индия при $T = 295$ К и $T = 77$ К с учетом непараболичности зоны проводимости. Показано, что $n_{i_{295}} = (2,14 \pm 0,01) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а $n_{i_{77}} = (2,47 \pm 0,01) \times 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Проведено сравнение значений произведения $n \times p_T$ и квадрата собственной концентрации, n_i^2 , и показано, что они отличаются между собой. Высказано предположение, что эти различия обусловлены непараболичностью зоны проводимости. Анализируются литературные данные (результаты экспериментов по определению значений n_i в широком интервале температур). Показано, что результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Предполагается, что полученные результаты будут в дальнейшем использоваться для оптимизации технологических процессов выращивания и легирования монокристаллов антимонида индия.

Ключевые слова: антимонид индия; собственная концентрация свободных носителей заряда.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-5-43-50

Введение

Собственная концентрация свободных носителей заряда (СКСНЗ) является важнейшей характеристикой любого полупроводникового материала и одним из основных параметров, используемых при расчетах распределения электронов и дырок. Не имея информации о СКСНЗ, невозможно правильно подобрать массы легирующих примесей и режимы выращивания полупроводниковых материалов.

Применительно к антимониду индия в литературе представлены значения СКСНЗ,

относящиеся к температурному интервалу $T \geq 150$ К и практически отсутствует информация о значениях СКСНЗ при температурах, близких к точке кипения жидкого азота.

Мы попытались восполнить этот пробел. Целью настоящей работы является расчет значений СКСНЗ применительно к антимониду индия при $T = 295$ К и $T = 77$ К, а также анализ литературных данных, касающихся методов определения значений СКСНЗ. Предполагается, что полученные результаты будут в дальнейшем использоваться для оптимизации технологических процессов получения и легирования монокристаллов InSb.

Теоретические расчеты

Зонная структура антимонида индия представлена на рис. 1 [1].

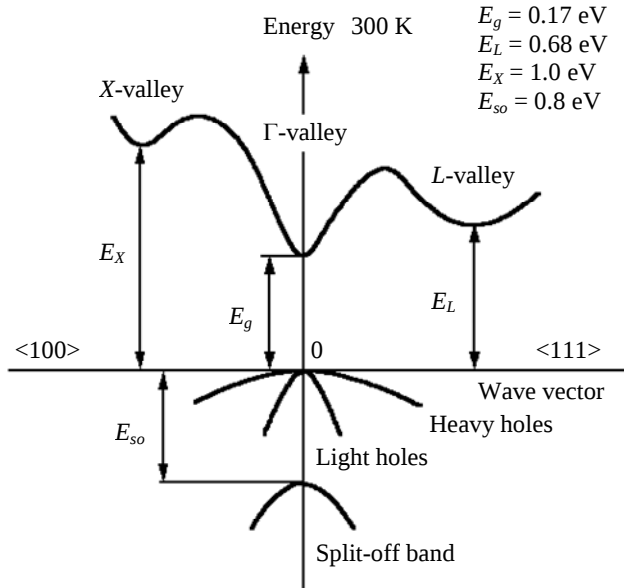


Рис. 1. Зонная структура InSb

В соответствии с приведенной в обзоре [1] формулой для температурной зависимости ширины запрещенной зоны в интервале температур ($0 < T < 300$ K):

$$E_g = 0,24 - 6 \times 10^{-4} \times T^2 / (T + 500), \text{ эВ}; \quad (1)$$

получаем $(E_g)_{295} = 0,17$ эВ; $(E_g)_{77} = 0,23$ эВ.

Для концентраций электронов (n), легких (p_l) и тяжелых (p_r) дырок справедливы следующие соотношения [2]:

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

$$p_l = \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}\pi^2} \times \frac{(kTE_g)^{\frac{3}{2}}}{P_{cv}^3} \times {}^0L_0^{\frac{3}{2}}\left[\left(-\frac{1}{\beta} - \eta\right), \beta\right]; \quad (3)$$

$$p_r = \frac{8\pi}{3h^3} \times (2m_{pr}kT)^{\frac{3}{2}} \times F_{\frac{3}{2}}\left(-\frac{1}{\beta} - \eta\right), \quad (4)$$

где $\eta = \frac{E_F}{kT}$ – приведенный уровень Ферми;

$\beta = \frac{kT}{E_g}$ – параметр непараболичности зоны

проводимости и легких дырок в модели Кейна [3]:

Здесь E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника; $k = 1,38 \times 10^{-16}$ эрг/К – постоянная Больцмана; $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, где $h = 6,62 \times 10^{-27}$ эрг·с – постоянная Планка; $m_{pr} = 0,43 m_0$ [1] – эффективная масса тяжелых дырок ($m_0 = 9,11 \times 10^{-28}$ г – масса свободного электрона); $P_{cv} = 8,7 \times 10^{-8}$ эВ·см [4] – матричный элемент взаимодействия валентной зоны легких дырок и зоны проводимости (считается не зависящим от температуры и одинаковым для всех соединений A_3B_5).

За нуль отсчета энергии принимается дно зоны проводимости; положительное направление – вверх; нас будут интересовать значения $\eta \leq 0$.

В формулах (2) и (3) используются двухпараметрические интегралы Ферми:

$${}_mL_k^n(\eta, \beta) = \int_0^\infty \left(-\frac{\partial f_0}{\partial x} \right) \frac{x^m (x + \beta x^2)^n}{(1 + 2\beta x)^k} dx \quad (5)$$

Двухпараметрический интеграл ${}_0L_0^{\frac{3}{2}}(\eta, \beta)$ переходит в однопараметрический интеграл $F_{\frac{3}{2}}(\eta)$ (4) при $\beta \rightarrow 0$, то есть когда непараболичностью зоны можно пренебречь.

$$F_{\frac{3}{2}}(\eta) = \int_0^\infty \left(-\frac{\partial f_0}{\partial x} \right) x^{\frac{3}{2}} dx, \quad (6)$$

где

$$f_0(x, \eta) = [1 + \exp(x - \eta)]^{-1} \quad (7)$$

Алгоритм определения СКЧНЗ состоит в следующем.

1. Выбирается некоторое значение параметра η , и с использованием формул (2), (3) и (4) вычисляются значения концентраций электронов, легких и тяжелых дырок.

2. Выбирается другое значение упомянутого параметра, и процедура расчета повторяется (и так далее).

3. Строятся графики зависимостей концентраций свободных носителей заряда от приведенного уровня Ферми в логарифмическом масштабе.

4. Находится точка пересечения этих графиков и отвечающие ей значения концентраций свободных носителей заряда. Это и будет искомое значение СКЧЗ.

Все расчеты были выполнены для температур $T = 295$ К и $T = 77$ К. Рассмотрим подробнее оба этих случая.

$$T = 295 \text{ К}; E_g = 0,17 \text{ эВ}; kT = 25,4 \times 10^{-3} \text{ эВ};$$

$$\beta = 0,149; \frac{1}{\beta} = 6,69.$$

Формулы (2), (3), (4) примут вид:

$$n = 2,676 \times 10^{16} \times {}^0L_0^{\frac{3}{2}}(\eta; 0,149) \quad (8)$$

$$p_{\text{л}} = 2,676 \times 10^{16} \times {}^0L_0^{\frac{3}{2}}(-6,69 - \eta; 0,149) \quad (9)$$

$$p_{\text{т}} = 5,185 \times 10^{18} \times F_{\frac{3}{2}}(-6,69 - \eta) \quad (10)$$

В интересующем нас диапазоне положений приведенного уровня Ферми ($-6,69 \leq \eta \leq 0$) интегралы Ферми, входящие в формулы (9) и (10) мало отличаются между собой, тогда как коэффициенты при них отличаются приблизительно в 190 раз. Иначе говоря, $\frac{p_{\text{л}}}{p_{\text{т}}} \approx \frac{1}{190}$, то

есть концентрация тяжелых дырок более, чем на два порядка, превышает концентрацию легких, так что вкладом последних в значение СКЧЗ можно пренебречь и вычислять значение n_i исходя из соотношения:

$$n = p_{\text{т}}. \quad (11)$$

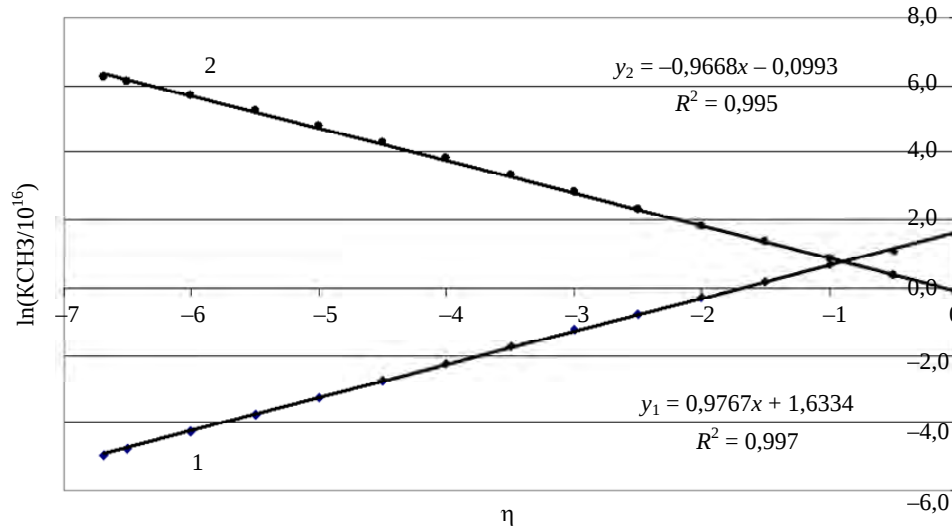


Рис. 2. Зависимости $(n/10^{16})$ и $(p_{\text{т}}/10^{16})$ от приведенного уровня Ферми в логарифмическом масштабе для $T = 295$ К: 1 — электроны; 2 — тяжелые дырки

На рис. 2 представлены расчетные зависимости КСЧЗ от приведенного уровня Ферми в логарифмическом масштабе для $T = 295$ К. Видно, что обе зависимости хорошо описываются линейными функциями. Точка пересечения имеет координаты: $\eta_i = -0,8915$, $\ln(n/10^{16}) = 0,7627$, что соответствует значению собственной концентрации $n_i = (2,14 \pm \pm 0,01) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Рассмотрим теперь случай низких температур.

$$T = 77 \text{ К}; E_g = 0,23 \text{ эВ}; kT = 6,62 \times 10^{-3} \text{ эВ};$$

$$\beta = 0,0288; \frac{1}{\beta} = 34,7.$$

Будем считать, что эффективная масса тяжелых дырок не зависит от температуры и равна $0,43 m_0$.

Соотношения (2)–(4) для $T = 77$ К примут вид:

$$n = 5,620 \times 10^{15} \times {}^0L_0^{\frac{3}{2}}(\eta; 0,0288) \quad (12)$$

$$p_{\text{л}} = 5,620 \times 10^{15} \times {}^0L_0^{\frac{3}{2}}(-34,7 - \eta; 0,0288) \quad (13)$$

$$p_{\text{т}} = 6,914 \times 10^{17} \times F_{\frac{3}{2}}(-34,7 - \eta) \quad (14)$$

Считая, что интегралы Ферми, входящие в формулы (13) и (14) мало отличаются между собой, получим, что $\frac{p_d}{p_T} \approx \frac{1}{120}$.

Зависимости, аналогичные перечисленным выше, для $T = 77$ К представлены на

рис. 3. Как и в предыдущем случае, обе зависимости хорошо описываются прямыми линиями, точка пересечения которых имеет координаты: $\eta_i = -14,94$, $\ln(n/10^{15}) = -12,91$, что соответствует значению собственной концентрации $n_i = (2,47 \pm 0,01) \times 10^9 \text{ см}^{-3}$.

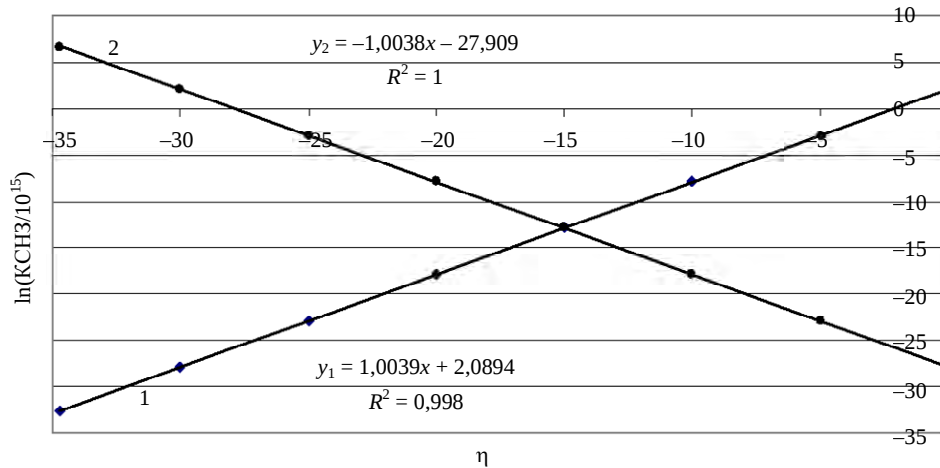


Рис. 3. Зависимости $(n/10^{15})$ и $(p_m/10^{15})$ от приведенного уровня Ферми в логарифмическом масштабе для $T = 77$ К: 1 – электроны; 2 – тяжелые дырки

Отметим, что η_I при $T = 295$ К лежит в запрещенной зоне недалеко от дна зоны проводимости, тогда как при $T = 77$ К аналогичное значение близко к середине запрещенной зоны ($\eta_{\text{средн}} = -17,35$). Иными словами, при понижении температуры уровень Ферми перемещается к середине запрещенной зоны сверху – факт, хорошо известный из литературы (см., например, [5]).

Хорошо известно, что соотношение

$$n \times p_T = n_i^2 \quad (15)$$

должно выполняться для невырожденных полупроводников [5]. Проверим, так ли это в рассматриваемых случаях. На рис. 4 и 5 приведены зависимости произведения значений концентраций электронов и тяжелых дырок от приведенного уровня Ферми, соответственно для $T = 295$ К и $T = 77$ К; горизонтальной прямой показано значение n_i^2 .

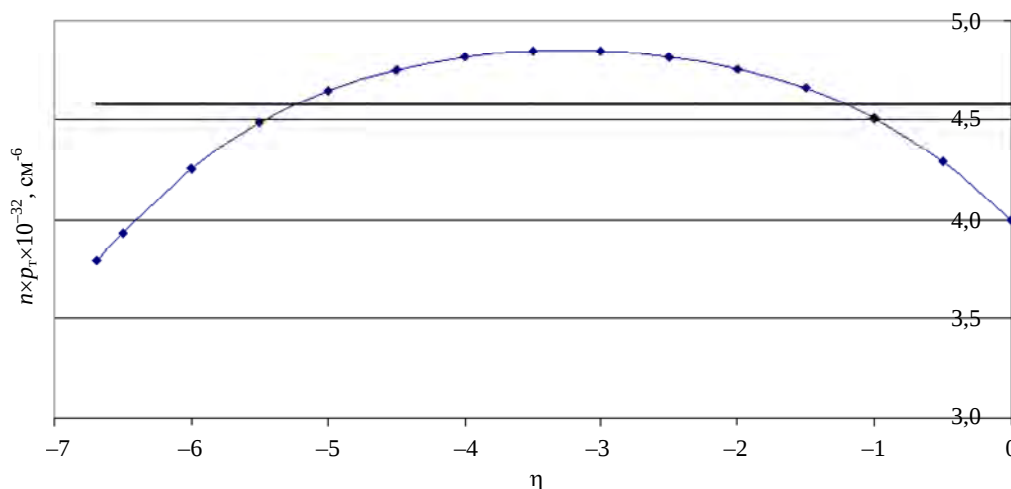


Рис. 4. Зависимость произведения $n \times p_T$ от приведенного уровня Ферми для $T = 295$ К. Горизонтальная прямая соответствует значению $n_i^2 = 4,58 \times 10^{32} \text{ см}^{-6}$

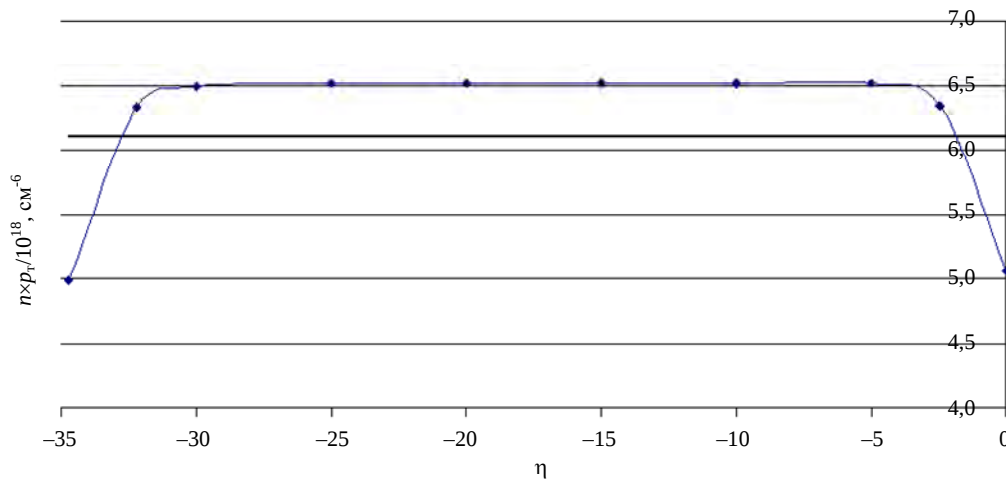


Рис. 5. Зависимость произведения $n \times p_T$ от приведенного уровня Ферми для $T = 77$ К. Горизонтальная прямая соответствует значению $n_i^2 = 6,10 \times 10^{18} \text{ см}^{-6}$

Из рисунков 4 и 5 видно, что соотношение (15) выполняется весьма приблизительно, причем максимальное отклонение значений $n \times p_T$ от n_i^2 составляет +5,7 % при $T = 295$ К и +6,9 % при $T = 77$ К. Следует заметить, что при $T = 77$ К на кривой $n \times p_T$ имеется участок, параллельный горизонтальной прямой n_i^2 (см. рис. 5), тогда как зависимость $n \times p_T$ при $T = 295$ К имеет явно колоколообразный вид (см. рис. 4).

Мы связываем эти различия с непараболическостью зоны проводимости, которая явно больше при комнатной температуре: $\beta_{295} = 0,149$; $\beta_{77} = 0,0288$.

Обсуждение экспериментальных результатов

Перейдем теперь к обсуждению литературных данных, касающихся определения значений СКЧЗ экспериментальным путем. Обычно значения СКЧЗ определяют из зависимости коэффициента Холла, R , (в логарифмическом масштабе) от обратной температуры, $10^3/T$ (учитывается и температурный множитель $\sim T^{\frac{3}{2}}$). На упомянутой зависимости находят прямолинейный участок, который и приписывают области собственной концентрации [6, 7], а вот способ определения концентрации свободных носителей заряда по коэффициенту Холла вызывает ряд вопросов.

Начнем с того, что при определении СКЧЗ авторы работ [6, 7] не учитывают влияние легких дырок. Считается, что в собственном полупроводнике ими можно пренебречь и что выполняется соотношение (11).

В самом общем случае (носители заряда трех типов: электроны, легкие и тяжелые дырки) выражение для коэффициента Холла в слабых магнитных полях ($\mu^2 B^2 \ll 1$) может быть записано в виде:

$$R = \frac{1}{e} \times \frac{(p_T \mu_{p_T}^2 + p_n \mu_{p_n}^2 - n \mu_n^2)}{(p_T \mu_{p_T} + p_n \mu_{p_n} + n \mu_n)^2}, \quad (16)$$

где μ_{p_T} , μ_{p_n} , μ_n — подвижности, соответственно, тяжелых дырок, легких дырок и электронов. Формулу (16) можно преобразовать к виду:

$$R = \frac{1}{e p_T} \times \frac{\left(1 + \frac{p_n}{p_T} \times \frac{\mu_{p_n}^2}{\mu_{p_T}^2} - \frac{n}{p_T} \times \frac{\mu_n^2}{\mu_{p_T}^2}\right)}{\left(1 + \frac{p_n}{p_T} \times \frac{\mu_{p_n}}{\mu_{p_T}} + \frac{n}{p_T} \times \frac{\mu_n}{\mu_{p_T}}\right)^2} \quad (17)$$

Оценим теперь вклады свободных носителей заряда разных типов в коэффициент Холла для собственной концентрации $n = p_T = n_i$. Выберем для оценки следующие значения параметров, входящих в формулу (17).

$T = 295 \text{ K}$: $\frac{p_n}{p_T} = \frac{1}{190}$ (см. выше); $\mu_{p_T} = 850 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ [1]; $\mu_{p_n} = 17000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ (отношение $\frac{\mu_{p_n}}{\mu_{p_T}}$ будем считать не зависящим от температуры и равным 20 [8]); $\mu_n = 25000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Тогда из формулы (17) получим:

$$R = \frac{1}{en_i} \times \frac{(1 + 2,1 - 865)}{(1 + 0,105 + 29,4)^2} \quad (18)$$

Аналогично, для $T = 77 \text{ K}$ имеем: $\frac{p_n}{p_T} = \frac{1}{120}$ (см. выше); $\mu_{p_T} = 5000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ [1]; $\mu_{p_n} = 100000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$; $\mu_n = 200000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Из формулы (17) получим:

$$R = \frac{1}{en_i} \times \frac{(1 + 3,33 - 1600)}{(1 + 0,167 + 40)^2} \quad (19)$$

Из формул (18) и (19) видно, что вклады от легких и тяжелых дырок одного порядка, но вместе они много меньше вклада электронов. Иначе говоря, использование авторами работ [6, 7] простой формулы

$$R = -\frac{1}{n_i e} \quad (20)$$

можно считать вполне обоснованным в указанном выше смысле.

Необходимо отметить, однако, что формула (20) справедлива только для слабых магнитных полей, когда для всех типов свободных носителей заряда выполняется условие:

$$(\mu B)^2 \ll 1, \quad (21)$$

где B – индукция магнитного поля (берется в Тл, а μ – в $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$).

Видно, что для электронов это условие не выполняется уже при $T = 295 \text{ K}$; для $B = 0,4 \text{ Тл}$ [7] получаем $(\mu_n B)^2 = 1$, и тем более не выполняется при $T = 77 \text{ K}$: $(\mu_n B)^2 = 64$. Отсюда следует, что при вычислении значений n_i по коэффициенту Холла необходимо вместо формулы (20) использовать более

сложные соотношения, учитывающие влияние магнитного поля (см., например, [2]). Использование формулы (20) может приводить к заметным погрешностям при определении значений n_i , оценить которые заранее не возможно.

В литературе приводятся разные формулы для расчета значений СКЧЗ в широком интервале температур. Все они получены из температурных зависимостей коэффициента Холла. Не приводя здесь эти соотношения, ограничимся лишь вычисленным по ним значениям n_i для $T = 295 \text{ K}$: $2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [1]; $1,63 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [4]; $1,81 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [6]; $1,75 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [7]. Добавим сюда значение $n_i \approx 1,9 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, полученное методом интерференции геликонных волн [9].

Видно, что все эти значения меньше полученного нами расчетным путем значения $(2,14 \pm 0,01) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Это незначительное расхождение с экспериментальными данными может быть связано с некорректной интерпретацией температурных зависимостей коэффициента Холла (см. выше).

Что касается температуры $T = 77 \text{ K}$, то здесь данные о значениях СКЧЗ весьма малочисленны и противоречивы. В качестве примера можно привести данные, полученные в работе [8]: экстраполяция прямой n_i на область низких температур (рис. 3) дает приблизительное значение $2 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, что согласуется с результатами наших расчетов: $(2,47 \pm 0,01) \times 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Заключение

1. Выполнены расчеты значений собственной концентрации свободных носителей заряда в InSb для температур $T = 295 \text{ K}$ и $T = 77 \text{ K}$. Показано, что

$$n_{i_{295}} = (2,14 \pm 0,01) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$$

$$\text{и } n_{i_{77}} = (2,47 \pm 0,01) \times 10^9 \text{ см}^{-3}.$$

2. Проведены сравнения значений произведения $n \times p_T$ и n_i^2 . Показано, что максимальное различие между упомянутыми зависимостями составляет 5,7 % для $T = 295 \text{ K}$ и 6,9 % для $T = 77 \text{ K}$.

3. Проведено сравнение значений $n_{i_{295}}$ и $n_{i_{77}}$ с литературными данными, полученными экспериментально. Показано, что расчетные данные согласуются с экспериментальными результатами.

4. Предполагается, что полученные результаты будут в дальнейшем использоваться для оптимизации технологических режимов выращивания и легирования монокристаллов InSb.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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>

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

3. 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).

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

5. Бонч-Бруевич В. Л., Калашиников С. Г. Физика полупроводников. – М.: Наука, 1977.

6. Cunningham R. W., Gruber J. B. / J. of Appl. Phys. 1970. Vol. 41. № 4. P. 1804–1809.

7. Oszwaldowski M., Zimpel M. / J. Phys. Chem. Solids. 1988. Vol. 49. № 10. P. 1179–1185.

8. Угрин Ю. О., Шерезуй Е. М. / Физика и техника полупроводников. 1988. Т. 22. № 8. С. 1375–1380.

9. Chen K. K., Furdyna J. K. / J. of Appl. Phys. 1972. Vol. 43. № 4. P. 1825–1829.

PACS: 81.15.Hi

The calculation of free charge carrier intrinsic concentration values in indium antimonide

A. G. Belov¹, R. Yu. Kozlov^{1,2}, E. O. Zhuravlev^{1,2,*}, E. V. Molodtsova¹, N. G. Khikheev¹, N. A. Sarkisov³, M. A. Pankov³ and V. B. Kulikov⁴

¹ Giredmet, JSC, Moscow, 111524 Russia

* E-mail: EOZhuravlev@yandex.ru

² National University of Science and Technology MISiS, Moscow, 119049 Russia

³ RD&P Center ORION, JSC, Moscow, 111538 Russia

⁴ Joint Stock Company “Central Scientific-Research Institute “Cyclone”, Moscow, 107497 Russia

Received 30.09.2025; revised 16.10.2025; accepted 20.10.2025

The calculations of free charge carrier intrinsic concentration values, n_i , in indium antimonide for $T = 295$ K and $T = 77$ K have been made, taking into account the nonparabolism of conduction band. It was shown, that $n_{i_{295}} = (2.14 \pm 0.01) \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ and $n_{i_{77}} = (2.47 \pm 0.01) \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$.

The comparison of $n \times p_h$ product and n_i^2 -values has been made, and they were shown to differ from each other. It has been suggested, that these differences are due to conduction band nonparabolism. Literary data have been analyzed (the results of experiments to determine n_i -values in wide temperature range). The results of calculation are shown to be in satisfactory agreement with experimental data. It is suggested that results obtained will be used in the future for optimization of technological processes of InSb single crystal growth and doping.

Keywords: indium antimonide; intrinsic free charge carrier concentration.

REFERENCES

1. 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>

2. Askerov B. M. Kineticheskie efekty v poluprovodnikah. Moscow, Nauka, 1970 [in Russian].

3. 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).
4. Madelung O. Fizika poluprovodnikovyh soedinenij elementov III-V grupp; per. s angl. Moscow, Mir, 1967 [in Russian].
5. Bonch-Bruevich V. L. and Kalashnikov S. G. Fizika poluprovodnikov. Moscow, Nauka, 1977 [in Russian].
6. Cunningham R. W. and Gruber J. B., J. of Appl. Phys. **41** (4), 1804–1809 (1970).
7. Oszwaldowski M. and Zimpel M., J. Phys. Chem. Solids. **49** (10), 1179–1185 (1988).
8. Ugrin Yu. O. and Sheregij E. M., Fizika i tekhnika poluprovodnikov **22** (8), 1375–1380 (1988) [in Russian].
9. Chen K. K. and Furdyna J. K., J. of Appl. Phys. **43** (4), 1825–1829 (1972).

Об авторах

Белов Александр Георгиевич, к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет» имени Н. П. Сажина» (111524, Россия, Москва, Электродная ул., д. 2, стр. 1). E-mail: IADenisov@rosatom.ru SPIN-код: 9546-0477, AuthorID: 38536

Козлов Роман Юрьевич, начальник лаборатории, АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет» имени Н. П. Сажина» (111524, Россия, Москва, Электродная ул., д. 2, стр. 1), Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС» (119049, Россия, Москва, Ленинский проспект, д. 4, стр. 1). E-mail: RYKozlov@rosatom.ru SPIN-код: 7324-5403, AuthorID: 1302882

Журавлев Евгений Олегович, научный сотрудник, АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет» имени Н. П. Сажина» (111524, Россия, Москва, Электродная ул., д. 2, стр. 1), Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС» (119049, Россия, Москва, Ленинский проспект, д. 4, стр. 1). E-mail: EOZhuravlev@yandex.ru SPIN-код: 5492-0419, AuthorID: 1297975

Молодцова Елена Владимировна, к.т.н., ведущий научный сотрудник, АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет» имени Н. П. Сажина» (111524, Россия, Москва, Электродная ул., д. 2, стр. 1)

Хихеев Николай Германович, инженер, АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет» имени Н. П. Сажина» (111524, Россия, Москва, Электродная ул., д. 2, стр. 1), Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС» (119049, Россия, Москва, Ленинский проспект, д. 4, стр. 1).

Саркисов Никита Андреевич, инженер 2 категории, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, Косинская ул., д. 9). E-mail: nsarkisov@mail.ru

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

Куликов Владимир Борисович, д.т.н., начальник отдела, АО «ЦНИИ «Циклон» (107497, Россия, Москва, Щелковское ш., 77). E-mail: v.kulikov@cyclone-jsc.ru SPIN-код: 2840-0055, AuthorID: 1017695

УДК 53, 63
EDN: LYBVBI

PACS: 52.80.Hc

**Воздействие плазмы коронного разряда
на окислительно-восстановительные процессы в почве**

© В. Л. Бычков*, А. П. Шваров, А. А. Логунов, Д. В. Бычков, Д. Н. Ваулин

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, 119991 Россия*** E-mail: bychvl@gmail.com**Статья поступила в редакцию 12.05.2025; после доработки 6.06.2025; принята к публикации 20.10.2025**Шифр научной специальности: 1.3.9*

Проведены исследования влияния плазмы коронного разряда на окислительно-восстановительные реакции почвы, а именно на образцы низинного торфа (капиллярно насыщенного водой) и чистого кварцевого песка (воздушно сухого) в чистом виде и в смесях при разном соотношении торфа и песка. Параметры разряда: время действия до 60 мин, напряжение на разряде $U = 10\text{--}20$ кВ, ток в разряде $I = 20\text{--}100$ мкА. Максимальный эффект обработки коронным разрядом образцов был получен в отношении окислительно-восстановительного потенциала. Процесс окисления органического вещества идет под влиянием озона и отрицательных ионов, образующихся в плазме коронного разряда. Эффективность воздействия отрицательной короны в 2–5 раз выше, чем положительной, что связано с более эффективной наработкой отрицательных ионов.

Ключевые слова: коронный разряд; окислительно-восстановительные реакции почвы; низинный торф; чистый кварцевый песок.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-5-51-56

Введение

Окислительно-восстановительный потенциал (ОВП) для характеристики состояния почвы (увлажнения, величины pH, растворимых соединений и др.) широко применяется в научных исследованиях [1–6]. ОВП почв чрезвычайно чутко реагирует на изменение условий почвообразования, на мелиоративные мероприятия и агротехнику. Например, известкование кислых почв, вспашка, сооружение открытых дренажей вызывает значительное увеличение уровня ОВП в почвах. Наоборот, прикатывание почв, травосеяние, внесение органических удобрений снижают ОВП. Благодаря существованию в почвенных горизонтах тех или иных окислительно-восстановительных систем пара электродов, погруженная в почвенную толщу или выделенный почвенный раствор, дает разность потенциалов, величина которой зависит от концентрации и

соотношения окислителей и восстановителей, образующихся в процессе почвообразования. Эта разность потенциалов является удобным суммарным показателем окислительно-восстановительного потенциала данного горизонта или раствора в милливольтках. ОВП указывает на уровень активности прохождения реакций в рамках которых осуществляется передача либо присоединение электронов [1,6]. В общем виде реакцию окисления-восстановления можно представить так [1]: $Ox + ne \rightarrow Red$, где Ox – окислитель; n – число электронов, участвующих в реакции; e – электроны; Red – восстановитель. Одни вещества теряют электроны и окисляются (реакция окисления), другие приобретают электроны и восстанавливаются (реакция восстановления). Большинство реакций окисления органических веществ необратимы.

Научный интерес представляет использование холодной плазмы коронного разряда

для стимуляции ОВП, как фактора развития почв во времени под воздействием искусственных условий. Данное исследование является продолжением цикла наших исследований, посвященных воздействию плазмы коронного разряда на биологические объекты [8, 9]. Большой интерес представляет синергизм воздействия холодной плазмы на растения и почву. Эти вопросы становятся актуальными при изучении возможности создания областей человеческой жизнедеятельности в экстремальных условиях. В связи с этим одной из целей данной работы было проведение экспериментов по оценке воздействия коронного разряда на ОВП в почве.

Объекты исследования

Объектом исследования послужили образцы низинного торфа (капиллярно насыщенного водой) и чистого кварцевого песка (воздушно сухого) в чистом виде и в смесях при разном соотношении торфа и песка.

Характеристика объектов исследования.

1. Торф. Тип торфа – низинный. Вид торфа – тростниковый. Степень разложения торфа 45,0 %. Ботанический состав образца торфа: тростник – 50–55 %, древесина лиственных деревьев – 15 %, кора сосны – 5 %, кора березы – 5 %, вахта – 5 %, хвощ – 5 %, неизвестные травянистые остатки – 10 %.

2. Смеси торф + песок кварцевый среднезернистый:

2.1. Чистый торф 100 % по массе образца зольность 10,5 % (89,5 % органическое вещество, 10,5 % минеральная часть).

2.2. Торф + песок (78,6 + 21,4) % по массе образца (70,3 % органическое вещество, 29,7 % минеральная часть).

2.3. Торф + песок (50 + 50) % по массе образца (44,25 % органическое вещество, 55,75 % минеральная часть).

2.4. Торф + песок (21,4 + 78,6) % по массе образца (19,2 % органическое вещество, 80,8 % минеральная часть).

2.5. Чистый песок кварцевый среднезернистый 100 % (100 % минеральная часть).

Методы исследования и экспериментальная установка

Образцы массой 70 грамм подвергались обработке плазмой коронного разряда –

отрицательной и положительной короной ($U = 10\text{--}20$ кВ, $I = 20\text{--}100$ мкА) в течение 60 минут. Выбор коронного разряда был сделан на основе данных о плазме воздуха богатой ионами и известными свойствами коронного разряда, которые в практике используется для получения озона [10]. После обработки образцы доводились до пастообразного состояния, в котором определялся параметр удельной электрической проводимости. Другая часть образцов помещалась в колбы с добавлением дистиллированной воды в соотношении почва-вода = 1:5. Производилось взбалтывание в течение 10 минут и фильтрация суспензии через бумажный фильтр. В отфильтрованных образцах водной вытяжки из почв определялись параметры удельной электропроводности и величины ОВП. Величину ОВП определяли в водной вытяжке (1:5) из образцов в эксперименте анализатором ORP. Электропроводность почвенных паст определяли прибором Land Mapper [7].

Схема экспериментального устройства для обработки образцов почвы коронным разрядом представлена в работах [8, 9]. Установка состоит из кюветы, наполненной почвенными образцами, и электрической цепи. Верхний электрод представлял собой мультиигольчатую систему (29 игл) с радиусом кончика игл 0,4 мм. Иглы были помещены на высоте 5–15 мм над поверхностью образцов. Кюветы были выполнены из металла или диэлектрика. Ток в разряде измерялся миллиамперметром, напряжение измерялось цепью, состоящей из сопротивления R_1 и миллиамперметра. Были измерены вольт-амперные характеристики разряда над поверхностью почвы.

Время дрейфа t образованных ионов в электрическом поле коронного разряда порядка [11] $t = x/v = 5 \times 10^{-7} - 5 \times 10^{-6}$ с, где x – расстояние от иголки электрода до поверхности почвы (5–7 мм), $v = 10^5\text{--}10^6$ см/с – скорость дрейфа ионов. Оно много меньше типичного времени обработки почвы. Образованные в плазме воздуха активные частицы при действии диффузии быстро двигаются к поверхности почвы. Характерное время диффузии t_D равно [12], $t_D = x^2/D$, где D – коэффициент диффузии ионов (типичный коэффициент диффузии ионов O_2^- в кислороде $0,83$ см²/с, O_3^- в кислороде $0,056$ см²/с, атомов $N_2\text{--}O_2$ – $0,182$ см²/с.) Характерное время диффузии об-

разованных в плазме частиц к поверхности почвы находится в диапазоне 0,3–1 с, что также много меньше времени обработки почвы плазмой коронного разряда. Поэтому можно считать, что образование активных частиц в воздухе коронным разрядом, которые влияют на ОВП в почве, является важным фактором воздействия плазмы.

Результаты экспериментов с отрицательной короной

В таблице 1 представлены параметры разряда отрицательной короны.

В таблице 2 представлены удельные электропроводности почвенной пасты.

Органогенный образец показывает максимальную удельную электропроводность, равную 1174 мкСм/см. С увеличением мине-

ральной составляющей образцов электропроводность уменьшается. В чистом песке она минимальна и составляет 68 мкСм/см.

Обработка образцов коронным разрядом приводит к росту удельной электропроводности (табл. 2). С уменьшением доли органической составляющей в образцах снижается влияние обработки на электропроводность. Также влияние обработки образцов на рост электропроводности было зафиксировано в чистом песке.

В таблице 3 представлены результаты по измерению окислительно-восстановительного потенциала и удельной электропроводности водной вытяжки.

Аналогичная закономерность влияние обработки образцов коронным разрядом была отмечена при измерении электропроводности водной вытяжки (табл. 3).

Таблица 1

Параметры разряда отрицательной короны

Образец	Средний ток, мкА	Среднее напряжение, кВ	Средняя энергия, Дж
Торф 100 %	39	7,5	108
Торф + песок 78,6 + 21,4	107	8,6	331
Торф + песок 50 + 50	160	7,7	444
Торф + песок 21,6 + 78,6	146	10,4	547
Песок 100 %	210	7,3	551

Таблица 2

Удельная электропроводность почвенной пасты

Образец	ЕС контроль (без обработки), мкСм/см	ЕС обработка, мкСм/см	ΔЕС, мкСм/см (по сравнению с контролем)
Торф 100 %	1174	1300	126
Торф + песок 78,6 + 21,4	972	1055	83
Торф + песок 50 + 50	605	750	55
Торф + песок 21,6 + 78,6	450	485	35
Песок 100 %	68	120	52

Таблица 3

ОВП и удельная электропроводность водной вытяжки

Образец	Электропроводность мкСм/см		ОВП, мВ	
	Контроль	Обработка	Контроль	Обработка
Торф 100 %	465	544	+38	+815
Торф + песок 78,6 + 21,4	360	390	+65	+665
Торф + песок 50 + 50	270	340	+72	+94
Торф + песок 21,6 + 78,4	95	166	+81	+98
Песок 100 %	27	44	+94	+105

Более значительный эффект обработки коронным разрядом образцов был получен в отношении показателя окислительно-восстановительных условий. Во всех контрольных образцах этот показатель составлял от +38 mV на чистом торфе и +94 mV на чистом песке. Эти величины ОВП свидетельствуют о преобладании восстановительных условий, что характерно с точки зрения генезиса объектов. Торф является гидроморфным образованием в генезисе которого доминируют восстановительные процессы.

Эффект обработки образцов отрицательным коронным разрядом в отношении показателя ОВП был очень значительным. Процесс окисления органического вещества идет ускоренно под влиянием нескольких факторов. Главным окисляющим фактором является действие озона и отрицательных ионов, которые образуются в газовой фазе воздуха при воздействии коронного разряда на воздух с образованием отрицательных ионов и озона в воздухе.

Эксперимент с положительной короной

В таблице 4 представлены параметры разряда положительной короны.

Из таблицы 4 видно, что условия воздействия сильно менялись. По-видимому, на результаты измерений сильно влияла величина влажности в лаборатории или происходила неполная гомогенизация (перемешивание) смеси торфа и песка.

В таблице 5 представлены результаты, полученные по удельной электропроводности почвенной пасты и ОВП образцов, обработанных положительной короной.

ОВП варианта торф + песок 21,4 + 78,6 % выше значения торф + песок 50 + 50 %. Но это не ошибка измерения, а показатель неполной гомогенизации (перемешивания) смеси торфа и песка.

ОВП в случае положительной короны оказывается значительно меньшим, чем в случае с отрицательной короной. Это показывает большую перспективность применения именно отрицательной короны при активации почвы.

Таблица 4

Параметры разряда положительной короны

Образец	Средний ток, мкА	Среднее напряжение, кВ	Средняя энергия, Дж
Торф 100 %	6,3	4,0	9,1
Торф + песок 78,6 + 21,4 %	3,1	13,0	14,5
Торф + песок 50 + 50 %	76	2,5	68
Торф + песок 21,4 + 78,6 %	216	3,9	303
Песок 100 %	12,8	10,4	48

Таблица 5

ОВП почвенной пасты и удельная электропроводность образцов, обработанных положительной короной

Образец	ОВП, мВольт	ЕС водной вытяжки, мкСм/см	ЕС пасты, мкСм/см
Торф 100 %	+156	1195	1698
Торф + песок 78,6 + 21,4 %	+110	893	1336
Торф + песок 50 + 50 %	+70	574	923
Торф + песок 21,4 + 78,6 %	+105	282	622
Песок 100 %	+45	75	136

Заключение

При обработке коронным разрядом почвы получен значительный эффект в отношении показателя окислительно-восстановительных условий, что является положительным фактором при анализе воздействия разряда на почву. Во всех контрольных образцах этот показатель составлял от +38 mV на чистом торфе и +94 mV на чистом песке. Эти величины ОВП свидетельствуют о преобладании восстановительных условий. Торф является гидроморфным образованием, в генезисе которого доминируют восстановительные процессы. Эффект в отношении показателя ОВП оказался очень значительным поскольку процесс окисления органического вещества идет ускоренно под влиянием нескольких факторов, реализующихся в плазме коронного разряда.

Сравнение эффективности действия положительной и отрицательной корон показывает на более высокую эффективность отрицательной короны. Это может быть связано с наработкой отрицательных ионов $[10] \text{O}^-$, O_2^- , приводящих к дополнительной наработке атомарного кислорода и последующего образования озона. Такой канал отсутствует при воздействии положительной короны на воздух.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Орлов Д. С., Садовникова Л. К., Суханова Н. И. Химия почв. – М.: Высшая школа, 2005.
2. Цанко Ю. Л., Зубковская В. В., Огородняя А. И. / Почвоведение-агрохимия. 2017. № 1. С. 78–79.
3. McKenzie L. J., Whiteside E. P., Erickson A. E. / Soil Sci. Soc. Am. J. 1960. Vol. 24. P. 300–301.
4. Yu K., Patrick W. H. / Soil Sci. Soc. Am. J. 2003. Vol. 67. P. 1952. doi: 10.2136/sssaj2003.1952.
5. Bohn H. L. / Soil Sci. 1971. Vol. 112. P. 1–2.
6. Hunting E. R., Harrison R. G., Bruder A., van Bodegom P. M. et al. / Front. Physiol. 2019. Vol. 10. P. 1, D.
7. Поздняков А. И. / Почвоведение. 2008. № 10. С. 1188.
8. Бычков В. Л., Горячкин П. А., Черников В. А., Шваров А. П., Изотов А. М., Тарасенко Б. А., Дударев Д. П. / Прикладная физика. 2023. № 2. С. 15.
9. Бычков В. Л., Горячкин П. А., Ваулин Д. Н., Шваров А. П., Изотов А. М., Тарасенко Б. А., Дударев Д. П. / Прикладная физика. 2024. № 1. С. 13.
10. Лунин В. В., Самойлович В. Г., Ткаченко С. Н., Ткаченко И. С. Теория и практика получения и применения озона. – М.: Изд-во Московского университета, 2023.
11. Смирнов Б. М. Физика слабоионизованного газа. – М.: Наука, 1985.
12. Mc Daniel R. W., Mason E. A. The mobility and diffusion of ions in gases. – New-York-London-Sydney-Toronto: John Wiley and Sons, 1973.

PACS: 52.80.Hc

Effect of corona discharge plasma on redox processes in soil

V. L. Bychkov*, A. P. Shvarov, A. A. Logunov, D. V. Bychkov and D. N. Vaulin

Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

* E-mail: bychvl@gmail.com

Received 12.05.2025; revised 6.06.2025; accepted 20.10.2025

Studies have been conducted on the effect of corona discharge plasma on redox reactions of the soil, namely on samples of lowland peat (capillary saturated with water) and pure quartz sand (air-dry) in pure form and in mixtures with different ratios of peat and sand. Discharge parameters: duration up to 60 minutes, discharge voltage $U = 10\text{--}20 \text{ kV}$, discharge current $I = 20\text{--}100 \text{ microA}$. A maximum effect of the corona discharge treatment of the samples has been obtained in relation to the redox potential. The process of oxidation of organic matter is under the influence of ozone and negative ions in the plasma of the corona discharge. The effectiveness of the negative corona is 2–5 times higher than of the positive one and is connected with more effective production of negative ions.

Keywords: corona discharge; redox reactions of soil; lowland peat; pure quartz sand.

REFERENCES

1. Orlov D. S., Sadovnikova L. K. and Sukhanova N. I. Chemistry of soils. Moscow, Vysshaya shkola, 2005 [in Russian].
2. Tsapko Y. L., Zubkovskaya V. V. and Ogorodnaya A. I., Pochvovedenie – agrokhimiya, № 1, 78 (2017) [in Russian].
3. McKenzie L. J., Whiteside E. P. and Erickson A. E., Soil Sci. Soc. Am. J **24**, 300 (1960).
4. Yu K. and Patrick W. H., Soil Sci. Soc. Am. J **67**, 1952 (2003). doi: 10.2136/sssaj2003.1952.
5. Bohn H. L., Soil Sci. **112**, 1 (1971).
6. Hunting E. R., Harrison R. G., Bruder A., van Bodegom P. M. et al., Front. Physiol. **10**, 1, D (2019).
7. Pozdnyakov A. I., Pochvovedeniye, № 10, 1188 (2008).
8. Bychkov V. L., Goryachkin P. A., Chernikov V. A., Shvarov A. P., Izotov A. M., Tarasenko B. A. and Dudarev D. P., Applied Physics, № 2, 15 (2023) [in Russian].
9. Bychkov V. L., Goryachkin P. A., Vaulin D. N., Shvarov A. P., Izotov A. M., Tarasenko B. A. and Dudarev D. P., Applied Physics, № 1, 13 (2024) [in Russian].
10. Lunin V. V., Samoilovich V. G., Tkachenko S. N. and Tkachenko I. S. Theory and practice of ozone obtaining and application. Moscow, Moscow university publishers, 2023 [in Russian].
11. Smirnov B. M. Physics of low ionized gas. Moscow, Nauka publishers, 1985 [in Russian].
12. McDaniel R. W. and Mason E. A. The mobility and diffusion of ions in gases. New-York- London- Sydney-Toronto, John Wiley and Sons, 1973.

Об авторах

Бычков Владимир Львович, д.ф.-м.н. ведущий научный сотрудник, Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (119991, Россия, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2). E-mail: bychvl@gmail.com SPIN-код: 2936-1116, AuthorID: 18266

Шваров Александр Петрович, к.б.н., доцент, Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (119991, Россия, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2). E-mail: ashvarov@mail.ru SPIN-код: 5431-8919, AuthorID: 91766

Логунов Александр Александрович, к.ф.-м.н., научный сотрудник, Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (119991, Россия, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2). SPIN-код: 8069-9474, AuthorID: 244088

Бычков Дмитрий Владимирович, к.ф.-м.н., научный сотрудник, Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (119991, Россия, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2). AuthorID: 611220

Ваулин Дмитрий Николаевич, к.ф.-м.н., научный сотрудник, Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (119991, Россия, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2).

УДК 537.52
EDN: QPMEAK

PACS: 52.80.Wq

**Влияние локальных неоднородностей проводимости
на форму разрядного канала в воде**

© 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 23.04.2025; после доработки 12.05.2025; принята к публикации 20.10.2025
Шифр научной специальности 1.3.9

Экспериментально показан эффект формирования встречных разрядных каналов при инициации пробоя в слабопроводящей воде по следу с повышенной проводимостью от движущегося кристалла поваренной соли. Первый канал иницируется в промежутке между высоковольтным электродом и кристаллом соли, благодаря чему ток начинает протекать преимущественно по следу с повышенной проводимостью в результате растворения кристалла. Второй канал иницируется внутри следа на некотором расстоянии от кристалла и не имеет прямого контакта с заземленным электродом, который расположен на расстоянии 8 мм. Встречное движение разрядных каналов приводит к их объединению и окончательному формированию единого канала. На основе численного моделирования было дано объяснение данного эффекта, которое состоит в наличии вихревых структур в следе непосредственно за движущимся кристаллом, которые формируют более широкую, по сравнению с основной частью следа, область с более низкими концентрацией соли и проводимостью. В результате, плотность тока в данной области оказывается ниже, чем в основной части следа, что приводит к более позднему вскипанию жидкости и появлению плазменного канала.

Ключевые слова: направленный разряд; пробой; вода; электролит; поваренная соль; NaCl; кристалл; неоднородное поле проводимости.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-5-57-63

Введение

Направление электрического разряда может быть реализовано различными способами в зависимости от того, по какой среде ему предстоит распространяться: в газе это становится возможным как вследствие обычных тепловых эффектов (нагрев в области распространения излучения [1]), так и при оптическом пробое, приводящем к появлению длинной лазерной искры [2].

Одним из вариантов направления разряда является пробой вдоль поверхности раздела сред [3–5].

В случае подводных свободно распространяющихся разрядов межэлектродный

промежуток заполнен водой. Таким образом, предпробойные явления зависят от её проводимости [6] топологии электродов и параметров импульсов высокого напряжения, которые определяются схемой возбуждения импульсов. Начальная фаза свободного подводного разряда может включать образование газовой полости за счет джоулева нагрева и последующее развитие газового разряда в этой полости (теория газового пузыря [7]).

В жидкости направление разряда также возможно посредством лазерного излучения. В частности, в [8] исследовалась способность лазерных импульсов управлять водяными переключателями для мощных ускорителей. Авторы использовали три гармоники импульс-

ного Nd:YAG лазера (1064, 532 и 355 нм). Установлены пороговые значения плотности излучения – 110 Дж/см^2 (14 ГВт/см^2) для 532 нм.

Однако направление разряда в жидкости можно осуществить более простым и экономичным способом. В частности, в работе [9] для стабилизации процесса пробоя и создания более длинных искровых плазменных каналов между электродами авторы использовали тонкую металлическую проволоку. В таких случаях предпробойные процессы включают в себя быстрый импульсный нагрев и расплавление проволоки и последующий пробой канала, заполненного газом (паром) и каплями жидкого металла. Такие пробои, инициированные проволокой, обычно приводят к значительно более короткому времени инициирования и меньшим потерям энергии по сравнению со свободно распространяющимися разрядами в воде. Это направление широко исследовано в работе [10].

Экспериментальная часть работы [9] была сосредоточена на изучении импульсов давления, генерируемых разрядами со свободным распространением и проволочными разрядами в терминах энергии, доступной в разряде, её потерь до пробоя и энергии, подаваемой в искровой канал.

В [11] исследовалось влияние проводимости раствора на импульсный электрический разряд в жидкости методом оптической эмиссионной спектроскопии в реакторе с геометрией электродов «игла-плоскость». Интенсивность излучения радикалов гидроксила (ОН-), радикала водорода (H+) и радикала кислорода (О-) измерялись с использованием метода калибровки интенсивности.

В [12] проведено параметрическое исследование импульсного плазменного разряда в воде в электродной конфигурации «игла-игла» (pin-to-pin). Рассматривалось влияние двух параметров: проводимости воды (от 50 до 500 мкСм/см) и приложенного напряжения (от 6 до 16 кВ). Для изучения распространения разряда и пробоя в воде были использованы две дополнительные диагностики на основе показателя преломления (с временным разрешением), а также электрические измерения. Для низкой проводимости (от 50 до 100 мкСм/см) результаты подтвердили существование двух режимов разряда (катодный и анодный), а увеличение приложенного напря-

жения сначала способствует появлению анодного режима. Для проводимости 500 мкСм/см для низкого приложенного напряжения в основном реализуется катодный режим, а также смешанный режим (анодный и катодный) для большого приложенного напряжения.

В работах [13, 14] рассматривалось явление разряда на поверхности воды и под водой, когда молния ударяет в поверхность жидкости. Лабораторные эксперименты проводились с использованием системы электродов точка-плоскость в среде, моделирующей морскую воду. Использовались водопроводная вода и солевые растворы с различной проводимостью, удар молнии имитировался импульсным разрядом на поверхности воды. Получены зависимости среднего значения тока, плотности электрического тока на аноде и катоде в зависимости от межэлектродного расстояния и электропроводности среды.

Анализ литературных источников показывает, что внимание исследователей сосредоточено на газожидкостных разрядах (разряд с жидким электродом), распространяющихся вдоль и перпендикулярно межфазной поверхности, а также на развитии разряда в средах с различной, но однородной по объему электропроводностью. Таким образом, в настоящее время отсутствуют результаты по исследованию разряда в жидкостях со стратификацией проводимости вследствие пространственной неоднородности равновесной концентрации носителей заряда (ионов примеси).

Ранее было показано [15], что направляющее действие на развитие разряда в слабопроводящей воде оказывает след от кристалла соли, движущего в воде, а напряжение подавалось в момент, когда кристалл оставлял высоковольтный электрод позади, а разряд распространялся по однородному следу в виде единого (без разрывов) плазменного канала.

Целью настоящей работы является экспериментальное и численное исследование эффекта формирования двух отдельных разрядных каналов, формирующихся на электроде и в следе, разделенных кристаллом.

Экспериментальная установка и методы

Экспериментальная часть работы состоит из двух этапов. Первый этап состоит в ре-

гистрации электрического разряда, направляемого по следу от движущегося кристалла соли. Второй этап состоит в определении проводимости жидкости внутри следа.

На первом этапе использовалась установка, подробно описанная ранее в [15], в которой метод неконтролируемого засева группы кристаллов в разрядный промежуток заменен методом введения одиночного кристалла в контролируемую точку разрядного промежутка. Это было сделано с помощью установки тонкой стеклянной трубки диаметром 3 мм и длиной около 10 см, зауженный конец которой ($\varnothing$ 1 мм) касался поверхности воды в точке над острием высоковольтного электрода. При подаче кристалла в открытый торец трубки, вектор приобретаемой при падении скорости был близок к вертикальному, что повышало точность позиционирования и повторяемость эксперимента. Кристаллы соли предварительно калибровались по размерам на вибрационных ситах.

На втором этапе проводились измерения проводимости жидкости внутри следа. Для этого была проведена модификация установки, заключающаяся в изменении ее оптической и электрической частей. Метод измерения проводимости в следе заключается в измерении сопротивления между двумя электродами, разнесенными друг от друга на известное расстояние и контактирующими со следом длиной в это расстояние и диаметром, измеряемым оптическим методом.

Для измерения диаметра следа использовался оптический (теневого) метод визуализации, с помощью которого можно обнаруживать области жидкости, где концентрация соли ненулевая. Поскольку точность измерения диаметра следа оказывает наибольшее влияние на точность измерений, скоростная камера была снабжена микроскопом, что позволило увеличить пространственное разрешение более чем в 40 раз (до 2 мкм/пиксель). Остальные части оптической системы остались без изменений. Для контроля длины следа также использовалась оптическая система. Для этого скоростная видеокамера работала в режиме запуска по изображению. В нижней части области визуализации был виден частично заостренный электрод, а видеокамера была настроена таким образом, что когда кристалл соли приближался к его поверхности,

происходил ее запуск на запись. Этот же метод применялся для запуска на первом (разрядном) этапе экспериментов. Поскольку выходные сигналы камеры поступали на осциллограф, происходил его запуск в этот же момент, что обеспечивало контроль длины следа, по которому протекал ток. Для его создания прикладывалась разность потенциалов к обеим сторонам следа за счет подачи напряжения (5 В) к заостренному электроду и к проволоке диаметром 0,2 мм из никелевого сплава, которая размещалась внутри стеклянной трубки таким образом, что ее конец был заподлицо со срезом стеклянной трубки.

Осциллограммы показывают, что в момент касания кристалла электрода происходит заметный и относительно быстрый его рост, а сопротивление между электродами значительно уменьшается. Сопротивление следа между электродами рассчитывалось как отношение между приложенным напряжением и разностью величин тока, измеренных до момента касания электрода кристаллом соли и после этого момента. В связи со значительной разностью между проводимостью рассола в следе и в окружающей его воде, протеканием тока через боковые границы следа можно пренебречь. Далее проводимость в следе рассчитывалась в проводнике тока постоянного круглого сечения при известных его длине и диаметре. Это стало возможным из-за значительной разницы между характерным временем диффузии соли в воде и временем формирования следа (падения кристалла).

Результаты и обсуждение

Экспериментальные результаты. На рисунке 1 представлена кинограмма развития разряда вблизи острого анода. Движение кристалла происходит вдоль вектора $\vec{g}$ поля тяжести со скоростью около 5 см/с. Автоматическая подача импульса напряжения происходит в момент, когда расстояние между электродом и кристаллом составляет около 50 мкм. В течение первых 15 мкс инициируется первый плазменный канал в промежутке между высоковольтным электродом и кристаллом соли, а также прогрев и парообразование в следе за кристаллом, выраженные в виде потемнения его центральной части и трех

отдельных очагов более интенсивного вскипания, отмеченных пунктиром, и связанных, вероятно, с отделением от кристалла макроскопических частиц. Общее сопротивление промежутка (рис. 2) между анодом и катодом в это время сначала снижается за счет появления первого плазменного канала, а затем одновременно повышается около 20 мкс, что, вероятнее всего, связано с переходом жидкости в следе в газообразную фазу. Затем внутри нее происходит ионизация, в результате чего формируется второй плазменный канал, а сопротивление промежутка стремительно снижается. При этом между первым и вторым плазменными каналами остается существенный неионизированный промежуток около $\sim 0,5$ мм (кадр 31 мкс). В последующие 30 мкс происходит их встречное движение: первый канал огибает кристалл вдоль его поверхности, а второй продвигается по проводящему следу навстречу первому. Смыкание каналов происходит в момент 55 мкс. После этого сопротивление промежутка, напряжение и ток выходят на стационарные значения.

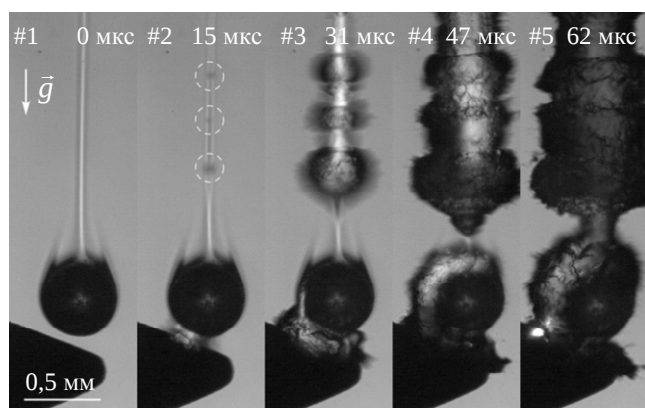


Рис. 1. Фотографии разрядного промежутка при развитии электрического разряда в воде, направляемого следом от тонущего кристалла поваренной соли. Время экспозиции 10 мкс, 64000 кадр/с

Формирование двух встречных каналов может быть обусловлено особенностями распределения концентрации соли (и проводимости) в области позади кристалла. На это косвенно указывают видимые контуры следа вблизи поверхности кристалла – помимо цилиндрической вертикальной части следа, которая начинается на верхнем полюсе кристалла и продолжается вверх за границы видимой области, видны также боковые следы, которые

начинаются ближе к экватору и направлены в сторону цилиндрической части под некоторым углом.

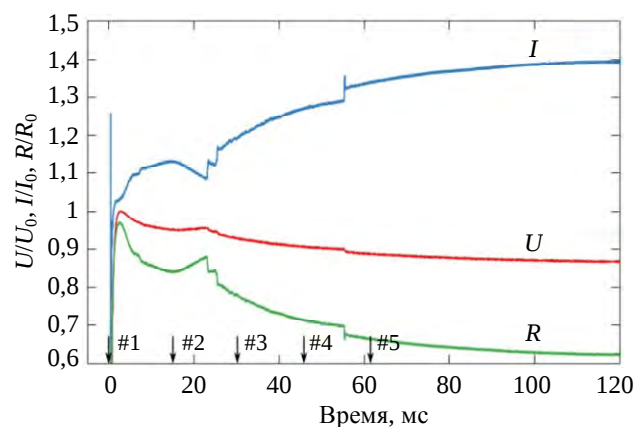


Рис. 2. Осциллограммы напряжения (U), тока (I) и сопротивления (R) на разрядном промежутке, соответствующие кинограмме на рис. 1. Сверху указаны номера кадров

Математическое моделирование. Для проверки данного предположения было проведено двумерное (плоское) численное моделирование, состоящее из двух частей: 1) моделирование режима обтекания кристалла с диффузией поваренной соли с поверхности кристалла для получения распределения концентрации соли в следе; 2) моделирование протекания тока в воде с учетом неоднородности проводимости.

Результаты моделирования течения представлены на рисунке 3 для поля скорости (слева) и проводимости (справа). Режим обтекания кристалла является ламинарным, с формированием пары вихрей со стороны следа. Их форма и положение определяют распределение проводимости среды (и концентрации соли). Его структура совпадает с наблюдаемой экспериментально: наличие центральной части и боковых огибающих с началом около экватора кристалла и окончанием на центральной части следа на расстоянии около 0,5 мм от поверхности кристалла. Более вытянутая форма широкой части следа в моделировании может быть связано с влиянием силы тяжести, которая не учитывается в настоящем расчете, но может сокращать длину широкой части следа и с ограниченной чувствительностью теневого метода к градиентам плотности.

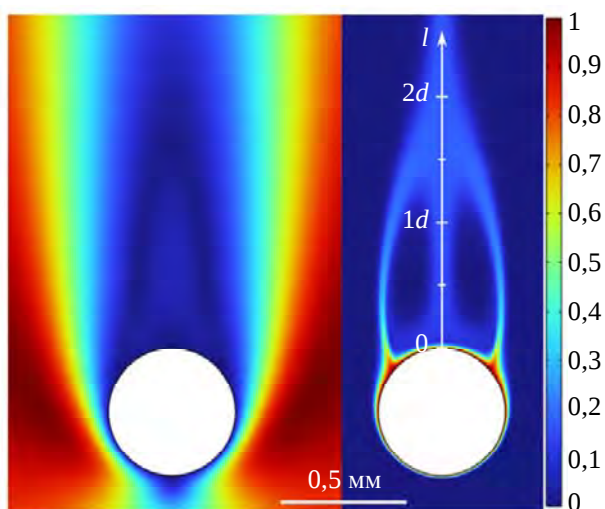


Рис. 3. Результаты моделирования обтекания кристалла для скорости (слева, м/с) и проводимости (справа, мСм/см) среды

Результаты моделирования протекания электрического тока представлены на рисунке 4.

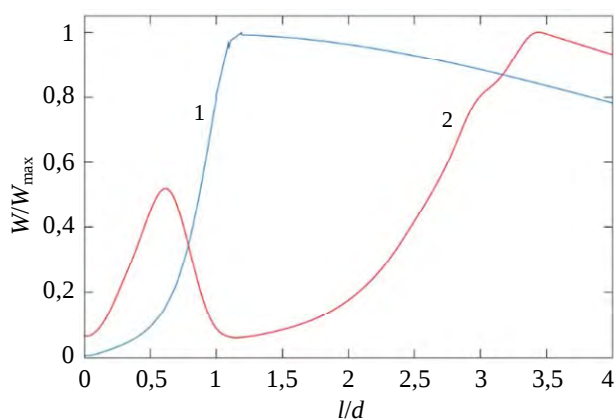


Рис. 4. Результаты моделирования распределения тепловыделения $W [Вт/м^3]/W_{max} [Вт/м^3]$ на оси следа. Расстояние l отсчитывается от поверхности кристалла (см. рисунок 3, справа). Кривая 1 – вариант расчета с постоянной проводимостью в следе; кривая 2 – с переменной проводимостью с учетом наличия вихрей

Распределение объемного тепловыделения ($Вт/см^3$) дано на оси следа с началом на поверхности кристалла в нормированном виде для двух случаев: 1) среда разделена на две области – окружающая жидкость с проводимостью 50 мСм/см, контур следа, повторяющий экспериментальный, с постоянной внутри него проводимостью, рассчитанной из эксперимента и равной 50 мСм/см; 2) отличается от первого контуром следа и распределением проводимости, взятыми из расчета. Несмотря

на упрощения, принятые в первом случае, график тепловыделения (кривая 1) хорошо согласуется с наблюдаемой картиной вскипания – выход на максимальное значение происходит на расстоянии 0,5 мм, где экспериментально фиксируется потемнение следа и последующее вскипание. Во втором случае (кривая 2) формирование вихрей с пониженной внутри них проводимостью приводит к протеканию тока преимущественной в приосевой зоне, что объясняет появление локального максимума вблизи координаты $x = 0,3$ мм. На амплитуду этого максимума значительно влияет время расчета, т. к. диффузия ионов NaCl имеет низкое значение. Для приведенного графика выбран момент времени, близкий ко времени движения кристалла от поверхности воды до поверхности высоковольтного электрода. По мере удаления от кристалла оба графика демонстрируют спад тепловыделения, что связано со снижением напряженности поля в результате отдаления от обоих электродов (высоковольтного и заземленного), что согласуется с ограниченным распространением разрядного канала в следе, зафиксированным ранее [15].

Выводы

Развитие электрического разряда в воде, направляемого проводящим следом от движущегося кристалла соли NaCl имеет ряд особенностей, связанных с распределением концентрации растворенной соли в следе, которые в конечном итоге влияют на структуру формирующегося разрядного канала. Ламинарное обтекание кристалла приводит к формированию вихрей, примыкающих к кристаллу со стороны следа, которые способствуют расширению следа в этой части и неоднородному распределению растворившейся соли. Экспериментальные результаты и моделирование указывают на неравномерность тепловыделения в следе, что приводит к инициации двух отдельных разрядных каналов, разделенных объемом неионизованной жидкости. При этом первый канал начинается на поверхности электрода и заканчивается на поверхности кристалла, а второй – начинается и заканчивается в следе, то есть имеет только опосредованный контакт с электродами через

окружающую жидкость с низкой проводимостью и участок следа вблизи кристалла (и не имеет прямого контакта «плазма–металл»).

Данная особенность не наблюдалась ранее, когда к моменту подачи напряжения высоковольтный электрод оставался позади кристалла, а инициации разряда происходила в однородной цилиндрической части следа. Наличие кристалла и широкой части следа, примыкающей к нему, на пути разрядного канала вносит задержку в формирование единого плазменного канала на уровне десятков микросекунд (в условиях настоящего эксперимента), что следует учитывать в случае практического использования такого способа направленной инициации пробоя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Apollonov V. V., Vasilyak L. M., Kazantsev S. Y., Kononov I. G., Polyakov D. N., Saifulin A. V., Firsov K. N. / *Quantum Electronics*. 2002. Vol. 32. № 2. P. 115–120.
2. Василяк Л. М., Унковский С. Ю. / *Теплофизика высоких температур*. 1990. Т. 28. № 3. С. 590–593.
3. Vaulin D. N., Yershov A. P., Kamenschikov S. A., Chernikov V. A. / *High Temperature*. 2011. Vol. 49. № 3. P. 356–362.
4. Shmelev V. M., Margolin A. D. / *High Temperature*. 2003. Vol. 41. № 6. P. 735–741.
5. Stephan K. D., Sheleg G. / *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2015. Vol. 43. № 2. P. 501–505.
6. Hogg M., Timoshkin I., Given M., Wilson M., Macgregor S., Wang T., Fouracre R., Lehr J. / *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*. 2012. Vol. 19. № 5. P. 1559–1568.
7. Li X., Xiao T., Lan M., He H., Li R., Xiong D., Li J. / *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*. 2022. Vol. 29. № 6. P. 2236–2242.
8. Woodworth J. R., Zamoski N. D., Johnson D. L., Sarkisov G. S., Blickem J. R., Valde D. M. V. D., Starbird R. L., Wilkins F. L. *Laser Triggering of Water Switches in Terawatt-Class Pulse Power Accelerators* – Sandia National Laboratories, 2005.
9. Chai Y., Timoshkin I. V., Wilson M. P., Given M. J., MacGregor S. J. / *Energies*. 2023. Vol. 16. № 13. P. 4932.
10. Юткин Л. А. *Электрогидравлический эффект и его применение в промышленности*. – Л.: Машиностроение, 1986.
11. Shih K.-Y., Locke B. R. / *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2011. Vol. 39. № 3. P. 883–892.
12. Rond C., Desse J. M., Fagnon N., Aubert X., Vega A., Duten X. / *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2018. Vol. 52. № 2. P. 025202.
13. Midi N. S., Ohyama R.-I. / *2010 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*. – West Lafayette, IN, USA, 2010. P. 1–4.
14. Midi N. S., Ohyama R.-I. / *2011 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*. – Cancun, Mexico, 2011. P. 223–226.
15. Панов В. А., Савельев А. С., Куликов Ю. М. / *Прикладная физика*. 2025. № 6 (в печати).

PACS: 52.80.Wq

The influence of local conductivity inhomogeneities on the shape of a discharge channel in water

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

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

* E-mail: panovvladislav@gmail.com

Received 23.04.2025; revised 12.05.2025; accepted 20.10.2025

The paper experimentally demonstrates the effect of formation of counter discharge channels during breakdown initiation in weakly conducting water along a trace with increased conductivity from a moving crystal of table salt. The first channel is initiated in the gap between the high-voltage electrode and the salt crystal, due to which the current begins to flow mainly along the trace with increased conductivity as a result of the crystal dissolution. The second channel is initiated inside the trace at some distance from the crystal and has no direct contact with the grounded electrode, which is located at a distance of 8 mm. The counter motion of the discharge channels leads to their unification and final formation of a single channel. This effect is explained based on numerical modeling, which consists in the presence of vortex struc-

tures in the trace directly behind the moving crystal, which form a wider, compared to the main part of the trace, region with lower salt concentration and conductivity. As a result, the current density in this region is lower than in the main part of the trace, which leads to later boiling of the liquid and the appearance of a plasma channel.

Keywords: guided discharge; breakdown; water; electrolyte; salt; NaCl; crystal; non-uniform conductivity field.

REFERENCES

1. Apollonov V. V., Vasilyak L. M., Kazantsev S. Y., Kononov I. G., Polyakov D. N., Saifulin A. V. and Firsov K. N., Quantum Electronics **32** (2), 115–120 (2002).
2. Vasilyak L. M. and Unkovski S. Yu., Teplofizika vysokikh temperature **28** (3), 590–593 (1990) [in Russian].
3. Vaulin D. N., Yershov A. P., Kamenshikov S. A. and Chernikov V. A., High Temperature **49** (3), 356–362 (2011).
4. Shmelev V. M. and Margolin A. D., High Temperature **41** (6), 735–741 (2003).
5. Stephan K. D. and Sheleg G., IEEE Transactions on Plasma Science **43** (2), 501–505 (2015).
6. Hogg M., Timoshkin I., Given M., Wilson M., Macgregor S., Wang T., Fouracre R. and Lehr J., IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation **19** (5), 1559–1568 (2012).
7. Li X., Xiao T., Lan M., He H., Li R., Xiong D. and Li J., IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation **29** (6), 2236–2242 (2022).
8. Woodworth J. R., Zamoski N. D., Johnson D. L., Sarkisov G. S., Blickem J. R., Valde D. M. V. D., Starbird R. L. and Wilkins F. L. Sandia National Laboratories, 2005.
9. Chai Y., Timoshkin I. V., Wilson M. P., Given M. J. and MacGregor S. J., Energies **16** (13), 4932 (2023).
10. Yutkin L. A. Elektrogidravlicheskiy effekt i ego primeneniye v promyshlennosti. L., Mashinostroyeniye, 1986 [in Russian].
11. Shih K.-Y. and Locke B. R., IEEE Transactions on Plasma Science **39** (3), 883–892 (2011).
12. Rond C., Desse J. M., Fagnon N., Aubert X., Vega A. and Duten X., Journal of Physics D: Applied Physics **52** (2), 025202 (2018).
13. Midi N. S. and Ohya R.-I. Proc. 2010 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena. West Lafayette, IN, USA, 2010. P. 1–4.
14. Midi N. S. and Ohya R.-I. Proc. 2011 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena. Cancun, Mexico, 2011. P. 223–226.
15. Panov V. A., Savelyev A. S. and Kulikov Yu. M., Applied Physics, № 6 (in print) (2025) [in Russian].

Об авторах

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

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

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

УДК 537.527.9; 537.53
EDN: RANDZX

PACS: 52.50.Dg

Стример, плазменная диффузная струя и тлеющий разряд при пробое в воздухе низкого давления импульсом напряжения с фронтом около 20 мс

© В. Ф. Тарасенко*, Н. П. Виноградов, Е. Х. Бакшт

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, 634050 Россия

* E-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru

Статья поступила в редакцию 27.05.2025; после доработки 20.06.2025; принята к публикации 20.10.2025

Шифр научной специальности: 1.3.9

Исследовано формирование диффузной плазмы в трубках с внутренними диаметрами 8,4 и 14,2 см при скорости роста напряжения $V \approx 35$ кВ/мкс и ≈ 100 В/мс. Приводятся фотографии свечения разряда в различных режимах. Показано, что при $V \approx 100$ В/мс и давлениях воздуха $p = 0,4$ и 1 Торр пробой промежутка инициируется за счёт распространения стримера от плоского электрода положительной полярности. Установлено, что после прохождения стримером промежутка плоскость – остриё и образования плазменной диффузной струи красного цвета, происходит формирование тлеющего разряда, который может поддерживаться как в импульсном, так и в стационарном режиме. Показано, что наибольшую мощность излучения из плазмы разряда в этих условиях даёт фронт стримера, а наибольшие энергии излучения первой и второй положительных систем азота достигаются за счёт увеличения длительности импульса возбуждения при переходе в режим тлеющего разряда. Подтверждено, что при $p = 0,4$ и 1 Торр спектр излучения положительного столба тлеющего разряда соответствует спектру излучения красных столбчатых спрайтов.

Ключевые слова: положительный стример; плазменная диффузная струя; тлеющий разряд; воздух низкого давления.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-5-64-70

Введение

Известны различные формы высотных разрядов (красных спрайтов, голубых струй, гало, эльфов и других, см., например, обзор [1]). Наибольшее число публикаций посвящено красным спрайтам, изучение которых проводится из наземных лабораторий [2], самолётов [3], спутников [4] и Международной космической станции [5]. Однако при изучении высотных разрядов требуются большие материальные затраты и дорогостоящая аппаратура. Кроме того, хотя появления красных спрайтов наблюдается над грозовыми облаками, они возникают спонтанно, а их размеры, форма и место появления всё время изменяет-

ся. Поэтому проводятся экспериментальные и теоретические работы, в которых моделируются основные свойства высотных атмосферных разрядов, в основном красных спрайтов. При этом используются различные режимы разряда, которые условно можно разбить на две группы. В первой группе применяются разряды между металлическими электродами [6–9]. Во второй группе аналоги красных спрайтов формируются без контакта с металлическими электродами [10–14].

Один из вопросов, который требует изучения – это появление в красных столбчатых спрайтах яркой светящейся области (glow) [15]. Данная область возникает в «столбе» спрайта после прохождения положительного

стримера, startующего от образования «гало» в мезосфере, которое имеет повышенную концентрацию зарядов [1,15]. При формировании области glow фронт стримера продолжает движение вниз к грозovým облакам, а её интенсивность излучения увеличивается. При этом местоположение области glow практически не меняется.

Цель данной работы – экспериментально смоделировать область яркого свечения, подобного наблюдаемому в столбчатых красных спрайтах, и проанализировать условия, необходимые для её появления. В известных работах задача по экспериментальному моделированию области glow красных спрайтов ранее не ставилась.

Установка и методики измерений

Для изучения формы и светимости разряда при низких давлениях воздуха использовались две установки, упрощённые схемы которых вместе с фотографиями разряда приведены на рис. 1 и рис. 2.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки № 1 с вставленной фотографией свечения плазменной диффузной струи (ПДС), полученной при давлении воздуха 0,4 Торр и экспозиции 0,25 с. 1 и 6 – фланцы из капрлона; 2 – трубка из поликарбоната ESALUX TX с внешним диаметром 15 см и толщиной стенки 4 мм; 3 – заземлённый электрод из дюралюминия с отверстием для кварцевой трубки 4 с внешним диаметром 21 мм и толщиной стенки 1,5 мм; 5 – внешний кольцевой электрод из стальной фольги шириной 10 мм; U_1 – импульсный генератор с амплитудой импульса напряжения на нагрузке $U = +7$ кВ и частотой $f = 21$ кГц., подключённый к электродам 3 и 5

В установке № 1, показанной на рис. 1, применялась трубка из поликарбоната ESALUX TX с внутренним диаметром 14,2 см, которая была прозрачной в видимой области спектра. Ось трубки были расположена на расстоянии 24 см от металлической плиты экспериментального стенда. Большой диаметр

трубки позволял создавать удалённые от её внутренней стенки плазменные диффузные струи (ПДС). Длина трубки равнялась 55 или 147 см. Плазменные диффузные струи формировались от плазмы, создаваемой за счёт ограниченного одним барьером ёмкостного разряда между электродами 3–5, на которые подавались импульсы напряжения от генератора U_1 . Импульсы напряжения следовали с частотой следования 21 кГц и имели амплитуду в рабочем режиме ≈ 7 кВ. Длительность импульсов на полувывоте равнялась $\approx 1,3$ мкс, а их фронт и спад составляли $\approx 0,4$ мкс. Так как столбчатые красные спрайты инициируются положительными стримерами [1, 15], то в экспериментах использовались импульсы напряжения положительной полярности, при которых ПДС инициировались положительными стримерами [11, 12]. В установке № 2, показанной на рис. 2, использовалась трубка из кварца КУ с внешним диаметром 9 см.

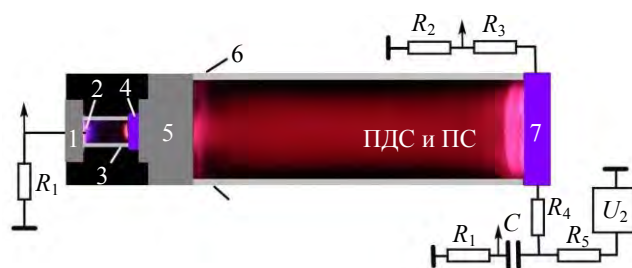


Рис. 2. Схема экспериментальной установки № 2 с вставленной фотографией свечения плазменной диффузной струи (ПДС) и положительного столба тлеющего разряда (ПС) при давлении воздуха 0,4 Торр. Фотография получена при экспозиции 3,2 с и однократном включении установки. На фотографии фланцы из капрлона 1 и 5 закрывают электрод 2 и свечение разряда, соответственно. 1 и 5 – фланцы из капрлона с отверстиями; 2 – заземлённый электрод из стали с радиусом кривизны 0,5 мм; 3 – кварцевая трубка с внешним диаметром 21 мм и толщиной стенки 1,5 мм, вставленная в сквозное отверстие фланца 5; 4 – внешний кольцевой электрод из стальной фольги шириной 10 мм, который закрывает свечение разряда; 6 – трубка из кварца КУ с внешним диаметром 9 см и толщиной стенки 3 мм; 7 – высоковольтный плоский электрод из дюралюминия. U_2 – источник постоянного напряжения. R_1 – шунты, R_2 и R_3 – делитель напряжения, R_4 – сопротивление для ограничения тока разряда, R_5 – зарядное сопротивление конденсатора С

Ось трубки 6 была расположена на расстоянии 30 см от металлической плиты экспериментального стенда. От источника постоян-

ного регулируемого напряжения U_2 положительной полярности с амплитудой до 10 кВ через сопротивления $R_5 = 1$ МОм заряжался конденсатор $C = 10$ нФ, который был подключён к высоковольтному электроду 7. Второй вывод конденсатора C через металлическую плиту экспериментального стенда и шунты $R_1 = 20$ Ом подключался к дополнительному электроду 2, установленному в центре фланца 1 из диэлектрика. Электрод 4 находился под плавающим потенциалом. Напряжение пробоя при его скорости нарастания ~ 100 В/мс на электроде 7 составляло единицы киловольт. Отметим, что на рис. 2 используется фотография разряда в тёмном помещении, поэтому на ней фланцы 1, 5 и электроды 4 и 7 в оригинале имели чёрный цвет. Для лучшего восприятия эти фланцы и электроды были окрашены в другие цвета. Кроме того, надо иметь в виду, что электрод 4 и фланец 5 закрывают свечение разряда в отверстиях.

Форма импульсов напряжения измерялась с помощью делителя АКТАКОМ АСА-6039. Сопротивления делителя были 900 кОм (низковольтное плечо) и 900 МОм (высоковольтное). Ток разряда определялся с помощью шунтов с сопротивлением 20 Ом. Сигналы с делителя, шунтов и ФЭУ подавались на осциллограф MDO 3104 (1 ГГц, частота дискретизации 5 выборок/нс). Оптическое излучение плазмы разряда регистрировалось цифровым фотоаппаратом Canon 2000D и через световод спектрометром HR2000+ES (диапазон 200–1150 нм; оптическое разрешение $\approx 0,9$ нм). Спектральные чувствительности HR2000+ES и световода были известны. Форма импульса излучения определялась с помощью кремниевого ФЭУ (Si-PM) в составе модуля MicroFC-SMA-10035. Время нарастания переходной характеристики ФЭУ составляло 0,3 нс, время восстановления ячеек – 180 нс. Максимальную чувствительность ФЭУ имеет на длине волны 420 нм, и она плавно уменьшается в обе стороны от максимума, при этом на краях диапазона (320–800 нм) чувствительность равнялась $\approx 15\%$ от максимальной. При измерениях записывалось 3–5 импульсов излучения, форма и амплитуда которых повторялись с отклонением от среднего импульса не более 10 %. ФЭУ регистрировали излучение из областей разряда шириной ≈ 1 см. Центры этих областей

находились в установке № 2 на её центральной оси на расстояниях 2, 12,5 и 27 см от левой поверхности электрода 7. Остальная часть трубки закрывалась чёрным экраном. Спектры излучения на этой установке определялись в тех же областях, где регистрировались импульсы излучения с ФЭУ. Фотографирование разряда, регистрация импульсов излучения с помощью ФЭУ и измерения спектров проводились в отсутствие внешнего освещения. Относительная влажность воздуха в лабораторном помещении равнялась $\approx 24\%$, а температура 23 °С.

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 показана фотография разряда, полученная при давлении атмосферного воздуха 0,4 Торр и частоте следования импульсов 21 кГц. На ней видно интегральное свечение 5250 ПДС, которые имеют красный цвет с голубым оттенком. С увеличением давления до 1 Торр интенсивность излучения ПДС и её длина уменьшались. ПДС в этих условиях появляются за счёт положительных или отрицательных стримеров, инициирование которых изучалось в наших предыдущих работах [11, 12]. При низких давлениях воздуха и фронте импульса напряжения от первого генератора $\approx 0,4$ мкс (скорость роста напряжения ≈ 35 кВ/мкс) стримеры формировались за счёт создания плотной плазмы и быстрого роста приведённой напряжённости электрического поля на её границе. Однако удельная плотность энергии излучения ПДС, в которую вносит вклад фронт стримера и его послесвечение, была сравнительно малая. Амплитуда тока разряда и его длительность на установке № 1 были ограничены за счёт диэлектрического барьера, образованного стенкой кварцевой трубки 4. Поэтому для фотографирования разряда надо было использовать импульсно-периодический режим генерации ПДС.

Для увеличения интенсивности излучения разряда в исследуемых аналогах красных столбчатых спрайтов была применена схема, см. рис. 2. В данной схеме для увеличения длительности импульса тока был использован конденсатор C , который подключался к электродам 2 и 7 через сопротивление R_4 . Кроме

того, к электроду 7 через сопротивление R_5 подключался источник постоянного напряжения U_2 . За счёт конденсатора формировался импульс тока с большей амплитудой и длительностью, чем в случае использования генератора U_1 . Благодаря использованию C , двух электродов 2 и 7 без диэлектрических барьеров, а также источника U_2 , можно было на установке № 2 после формирования ПДС зажигать тлеющий разряд как в режиме однократных импульсов, так и в непрерывном режиме. Разряд на установке № 2 переходил в тлеющий с положительным столбом в трубке б. В таком режиме энергия излучения разряда существенно увеличилась, см. фотографию разряда за один импульс на рис. 2. В области около электрода 2, который являлся катодом, цвет излучения изменялся, как и должно быть в случае тлеющего разряда. Применение сопротивления R_4 , а также оптимизация ёмкости конденсатора C позволила исключить при увеличении длительности разряда образование в положительном столбе тлеющего разряда страт, которые наблюдались в работе [13]. Важным результатом, полученным на данной установке в режиме однократных импульсов, оказалось инициирование разряда за счёт положительного стримера при скорости нарастания напряжения $V \sim 100$ В/мс и его фронте ~ 20 мкс и более. При скорости нарастания напряжения 35 кВ/мкс, как было установлено ранее, см., например, работу [12], стримеры стабильно формируются и инициируют плазменную диффузную струю. Доказательства формирования стримера с плоского электрода при $V \sim 100$ В/мс приведены на рис. 3.

Свечение фронта стримера появлялось у электрода 7 (осциллограмма 2), затем регистрировалось в центральной части трубки б (осциллограмма 3) и далее у фланца 5 (осциллограмма 4). Длительность импульса на высоте составляла ~ 100 нс, что согласуется с измерениями в работе [12]. Скорость распространения фронта стримера составила 1,8 мм/нс на первом участке от электрода 7 и 1,1 мм/нс на втором участке после прохождения центральной части трубки б. Таким образом было установлено, что при низких давлениях воздуха и малой скорости нарастания напряжения, ~ 20 мс для осциллограммы 1 на

рис. 3, инициирование разряда происходит за счёт положительного стримера, который формирует ПДС, переходящую в режим тлеющего разряда. Длительность разряда, а также его режим в этом случае зависят от величин C , R_4 , R_5 и давления воздуха. Изменение величин C , R_4 , R_5 и напряжения источника U_2 позволяет изменять длительность импульса возбуждения, и, соответственно, длительность импульса излучения. Увеличение сопротивления R_5 до 18 МОм для установки на рис. 2 приводило к ограничению тока от источника U_2 и разряд прекращается за время ~ 10 мс. С трубкой диаметром 15 см на установке № 2 мы также зарегистрировали инициирование пробоя положительным стримером, стартующим от электрода 7.

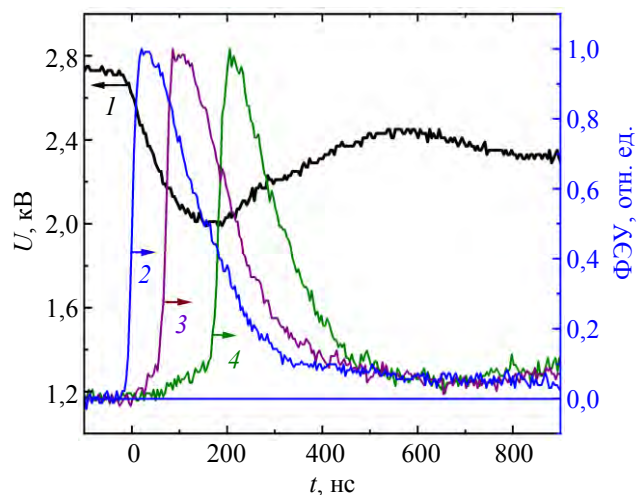


Рис. 3. Осциллограммы импульсов напряжения U (1) и излучения стримера из областей на расстояниях 2 (2), 14,5 (3) и 27 см (4) от левой поверхности электрода 7, который имел положительную полярность. $C = 10$ нФ, $R_3 = 1$ МОм, $R_4 = 10$ кОм, $p = 0,4$ Торр. Установка № 2. Фотография свечения разряда в этом режиме приведена на рис. 2

Из сравнения цвета разряда на рис. 1 и рис. 2 видно, что при одинаковом давлении воздуха голубой оттенок разряда во втором случае исчез и цвет разряда стал лучше соответствовать излучению красных столбчатых спрайтов, см., например, фотографии на рисунках под номером 1 в работах [13, 16]. Спектр излучения, полученный на установке № 2 при основном вкладе положительного столба тлеющего разряда, приведён на рис. 4.

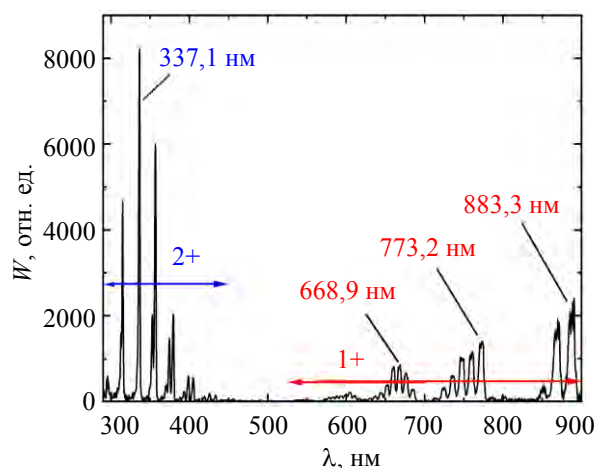


Рис. 4. Спектр излучения для условий на рис. 3 из области, находящейся на расстояниях 14,5 см от левой поверхности электрода 7. Время экспозиции – 30 сек.

Основной вклад в спектр излучения давали полосы второй (2+) и первой положительной (1+) систем молекулярного азота. При этом спектральная плотность энергии излучения трёх полос 2+ системы азота была значительно больше, чем у полос 1+ системы, которые определяют красный цвет ПДС. Особенностью исследованного режима является отсутствие полос первой отрицательной системы (1-) молекулярного иона азота, что соответствует результату, полученному для области glow при измерении спектров излучения красных спрайтов [17]. Кроме того, была зарегистрирована высокая интенсивность излучения полос 1+ системы азота на полосах с длинами волн 869,5 и 888,3 нм в ближней ИК области спектра. В режимах, реализуемых на установке № 1 при микросекундных длительностях импульсов напряжения, как и в работах [11–13, 16], спектральная плотность энергии этих полос меньше, чем у полос с наибольшей W на длинах волн 668,9 и 773,2 нм. Отметим, что в излучении красных спрайтов также регистрировалось мощное излучение в ИК области спектра [18].

Заключение

Проведённые исследования показали, что для усиления интенсивности излучения в столбе красных спрайтов надо изменять режим разряда за счёт присутствия дополнительного источника энергии. В лабораторных экспериментах это было осуществлено за счёт

подключения конденсатора и увеличения длительности импульса возбуждения. При этом, начальный пробой воздуха низкого давления осуществлялся за счёт положительного стримера, который формировал плазменную диффузную струю, переходящую в положительный столб тлеющего разряда. В красных столбчатых спрайтах, согласно нашей гипотезе, ярко светящаяся область glow формируется при участии отрицательных зарядов, накапливаемых на высотах от уровня моря 60–70 км за счёт частиц льда, см. работу [19]. Эти заряды обеспечивают дополнительный вклад энергии в излучение столба спрайта после прохождения стримера, формируя область glow. Кроме того, на прохождение тока в этой области могут влиять пары сгоревших метеоритов из элементов с малым потенциалом ионизации, влияние которых обсуждалось в работе [20].

Авторы благодарят В. А. Панарина и В. С. Скакуна за помощь в проведении экспериментов.

Данное исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда за счёт гранта № 24-29-00166.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Surkov V. V., Hayakawa M. / *Surveys in Geophysics*. 2020. Vol. 41. № 5. P. 1101–1142.
2. Stenbaek-Nielsen H. C., Haaland R., McHarg M. G., Hensley B. A., Kanmae T. / *J. of Geophys. Res.* 2010. Vol. 115. Art. no. A00E12.
3. Sentman D. D., Wescott E. M., Osborne D. L., Hampton D. L., Heavner M. J. / *Geophys. Res. Letters*. 1995. Vol. 22. P. 1205–1208.
4. Garipov G. K., Khrenov B. A., Klimov P. A., Klimenko V. V., Mareev E. A., Martines O., Mendoza E. et al. / *J. of Geophys. Res.: Atmospheres*. 2013. Vol. 118. P. 370–379.
5. Jehl A., Farges T., Blanc E. / *J. of Geophys. Res.: Space Physics*. 2013. Vol. 118. P. 454–461.
6. Williams E., Valente M., Gerken E., Golka R. *Sprites, Elves and Intense Lightning Discharges*. – Dordrecht: Springer, 2006.
7. Goto Y., Ohba Y., Narita K. / *J. of Atmospheric Electricity*. 2007. Vol. 27. № 2. P. 105–112.
8. Opaitis D. F., Shneider M. N., Howard P. J., Miles R. B., Milikh G. M. / *Geophys. Res. Letters*. 2010. Vol. 37. Art. no. L14801.
9. Evtushenko A., Kuterin F., Svechnikova E. / *J. of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2021. Vol. 221. Art. no. 105670.

10. Robledo-Martinez A., Garcia-Villarreal A., Sobral H. J. / *Geophys. Res.: Space Physics*. 2017. Vol. 122. P. 948–962.
11. Тарасенко В. Ф., Бакиит Е. Х., Виноградов Н. П. / *Прикладная физика*. 2022. № 4. С. 11–17.
12. Тарасенко В. Ф., Бакиит Е. Х., Панарин В. А., Виноградов Н. П. / *Физика плазмы*. 2023. Т. 49. № 6. С. 590–599.
13. Tarasenko V. F., Vinogradov N. P., Panarin V. A., Skakun V. S., Sorokin D. A., Baksht E. Kh. / *Atmospheric and Oceanic Optics*. 2024. Vol. 37. Suppl. 1. P. S183–S191.
14. Тарасенко В. Ф., Панарин В. А., Скакун В. С., Виноградов Н. П. / *Прикладная физика*. 2024. № 2. С. 31–37.
15. Marskar R. / *Plasma Sources Science and Technology*. 2024. Vol. 33. Art. no. 025024.
16. Sorokin D. A., Tarasenko V. F., Baksht E. K., Vinogradov N. P. / *Physics of Plasmas*. 2023. Vol. 30. Art. no. 083515.
17. Stenbaek-Nielsen H. C., McHarg M. G., Haaland R., Luque A. / *J. of Geophys. Res.: Atmospheres*. 2020. Vol. 125. Art. no. e2020JD033170.
18. Siefing C. L., Morrill J. S., Sentman D. D., Heavner M. J. / *J. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115. Art. no. A00E57.
19. Hervig M., Thompson R. E., McHugh M., Gordley L. L., Russell III J. M., Summers M. E. / *Geophys. Res. Letters*. 2001. Vol. 28. P. 971–974.
20. Zabotin N. A., Wright J. W. / *Geophys. Res. Letters*. 2001. Vol. 28. P. 2593–2596.

PACS: 52.80.Hc

Streamer, plasma diffuse jet and glow discharge during breakdown in low-pressure air by a voltage pulse with a front of ~20 ms

V. F. Tarasenko^{*}, N. P. Vinogradov and E. Kh. Baksht

Institute of High Current Electronics, SB RAS, Tomsk, 634055 Russia

^{*}E-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru

Received 27.05.2025; revised 20.06.2025; accepted 20.10.2025

Formation of diffuse plasma in tubes with inner diameters of 8.4 and 14.2 cm at voltage growth rate $V \sim 35$ kV/ μ s and ~ 100 V/ms is investigated. Photographs of discharge glow in different modes are presented. It is shown that at $V \sim 100$ V/ms and air pressures p 0.4 and 1 Torr, breakdown of the gap is initiated by streamer propagation from a flat electrode of positive polarity. It is established that after the streamer passes the gap plane - tip and forms a red diffuse plasma jet, a glow discharge is formed, which can be maintained both in pulsed and in stationary mode. It is shown that the greatest radiation power from the discharge plasma under these conditions is given by the streamer front, and the greatest radiation energies of the first and second positive nitrogen systems are achieved by increasing the excitation pulse duration during the transition to the glow discharge mode. It is confirmed that at $p = 0.4$ and 1 Torr the radiation spectrum of the positive column of the glow discharge corresponds to the radiation spectrum of red columnar sprites.

Keywords: plasma diffuse jet; low-pressure air; collision of two jets; capacitive discharge.

REFERENCES

1. Surkov V. V. and Hayakawa M., *Surveys in Geophysics* **41** (5), 1101–1142 (2020).
2. Stenbaek-Nielsen H. C., Haaland R., McHarg M. G., Hensley B. A. and Kanmae T., *J. of Geophys. Res.* **115**, Art. no. A00E12 (2010).
3. Sentman D. D., Wescott E. M., Osborne D. L., Hampton D. L. and Heavner M. J., *Geophys. Res. Letters* **22**, 1205–1208 (1995).
4. Garipov G. K., Khrenov B. A., Klimov P. A., Klimenko V. V., Mareev E. A., Martines O., Mendoza E., Morozenko V. S. et al., *J. of Geophys. Res.: Atmospheres* **118**, 370–379 (2013).
5. Jehl A., Farges T. and Blanc E., *J. of Geophys. Res.: Space Physics* **118**, 454–461 (2013).

6. Williams E., Valente M., Gerken E. and Golka R. *Sprites, Elves and Intense Lightning Discharges*. Dordrecht, Springer, 2006.
7. Goto Y., Ohba Y. and Narita K., *J. of Atmospheric Electricity* **27** (2), 105–112 (2007).
8. Opaitis D. F., Shneider M. N., Howard P. J., Miles R. B. and Milikh G. M., *Geophys. Res. Letters* **37**, Art. no. L14801 (2010).
9. Evtushenko A., Kuterin F. and Svechnikova E., *J. of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* **221**, Art. no. 105670 (2021).
10. Robledo-Martinez A., Garcia-Villarreal A. and Sobral H. J., *Geophys. Res.: Space Physics* **122**, 948–962 (2017).
11. Tarasenko V. F., Vinogradov N. P. and Baksht E. Kh., *Applied Physics*, № 4, 11–17 (2022) [in Russian].
12. Tarasenko V. F., Baksht E. K., Panarin V. A. and Vinogradov N. P., *Plasma Physics Reports* **49** (6), 786–794 (2023).
13. Tarasenko V. F., Vinogradov N. P., Panarin V. A., Skakun V. S., Sorokin D. A. and Baksht E. Kh., *Atmospheric and Oceanic Optics* **37** (1), S183–S191 (2024).
14. Tarasenko V. F., Panarin V. A., Skakun V. S. and Vinogradov N. P., *Applied Physics*, № 2, 31–37 (2024) [in Russian].
15. Marskar R., *Plasma Sources Science and Technology* **33** (2), Art. no. 25024 (2024).
16. Sorokin D. A., Tarasenko V. F., Baksht E. K., Vinogradov N. P., *Physics of Plasmas* **30**, Art. no. 083515 (2023).
17. Stenbaek-Nielsen H. C., McHarg M. G., Haaland R. and Luque A., *J. of Geophys. Res.: Atmospheres* **125**, Art. no. e2020JD033170 (2020).
18. Siefring C. L., Morrill J. S., Sentman D. D. and Heavner M. J., *J. of Geophys. Res.* **115**, Art. no. A00E57 (2010).
19. Hervig M., Thompson R. E., McHugh M., Gordley L. L., Russell III J. M. and Summers M. E., *Geophys. Res. Letters* **28**, 971–974 (2001).
20. Zabolotin N. A. and Wright J. W., *Geophys. Res. Letters* **28**, 2593–2596 (2001).

Об авторах

Тарасенко Виктор Федотович, д.ф.-м.н., главный научный сотрудник, Институт сильноточной электроники СО РАН (634050, Россия, Томск, просп. Академический, 2/3. E-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru SPIN-код: 2449-8880, AuthorID: 18759

Виноградов Никита Петрович, аспирант. Институт сильноточной электроники СО РАН (634050, Россия, Томск, просп. Академический, 2/3. E-mail: vinogradov@loi.hcei.tsc.ru SPIN-код: 7766-5493, AuthorID: 1186281

Бакшт Евгений Хаимович, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник. Институт сильноточной электроники СО РАН (634050, Россия, Томск, просп. Академический, 2/3. E-mail: BEH@loi.hcei.tsc.ru SPIN-код: 3676-6490, AuthorID: 40278

УДК 533.9.082.5
EDN: RNGKPM

PACS: 47.80.Jk, 52.70.Kz, 52.80.-s

Исследование газовых потоков, создаваемых разрядом с жидким электролитным катодом

© А. В. Чистилинов^{1,*}, П. Н. Казанский¹, Р. В. Якушин², В. М. Чепелев¹, А. С. Тюфтяев¹¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, 125412 Россия

* E-mail: a-chi@yandex.ru

² Российский химико-технологический университет им. Д. И. Менделеева, Москва, 125047 Россия

Статья поступила в редакцию 14.03.2025; после доработки 4.04.2025; принята к публикации 20.10.2025

Методами цифровой трассерной визуализации (PIV) и скоростной фотосъемки исследован разряд с жидким электролитным катодом при атмосферном давлении в воздухе. Определено поле скоростей газовых потоков, создаваемых разрядом. Показано, что газовый поток, создаваемый разрядом, движется вниз вдоль разрядного канала к поверхности раствора, достигая максимальной скорости вблизи его поверхности. Встречаясь с поверхностью раствора газ начинает растекаться вдоль неё в тонком слое толщиной около двух миллиметров. Таким образом, установлено, что компоненты раствора, перенесённые из раствора в газовую фазу под действием разряда с жидким катодом, выносятся из зоны разряда в горизонтальном направлении, вдоль поверхности раствора.

Ключевые слова: цифровая трассерная визуализация (PIV); газовые потоки; электрический разряд; жидкий катод; атмосферное давление; воздух; перенос компонентов раствора в газовую фазу.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-5-71-77

Введение

Взаимодействия электроразрядной плазмы с поверхностью жидкости и, в частности, с поверхностью водных растворов является объектом повышенного интереса исследователей в последние годы [1]. Если жидкость является электропроводящей, то наиболее простым и эффективным способом организации взаимодействия электроразрядной плазмы с её поверхностью является создание электрического разряда, в котором эта жидкость будет выполнять роль одного из электродов. Такой разряд с жидким электродом при характерных токах от нескольких миллиампер до нескольких сотен миллиампер является тлеющим разрядом при атмосферном давлении [2].

Если раствор в этом разряде является катодом, то бомбардировка поверхности раствора положительными ионами приводит к ин-

тенсивным плазмохимическим реакциям в жидкости [2, 3]. Поэтому исследование разряда с жидким катодом представляет большой интерес с точки зрения плазмохимических приложений. Разряды с жидким катодом имеют перспективы практического применения в новых методах очистки воды, модифицирования высокомолекулярных соединений, стерилизации водных растворов, анализа растворов на содержание металлов, биомедицинских приложениях и многих других [3–15]. Перспективы практического применения делают актуальными исследования разрядов с жидким катодом [16–28].

Величина катодного падения напряжения в разряде с жидким катодом достаточно велика и составляет, в зависимости от состава жидкого катода, от 400 до 700 В [2, 3]. Поэтому ионная бомбардировка поверхности жидкого катода приводит к интенсивному переносу

су компонентов раствора в газовую фазу. Перенос компонентов раствора в газовую фазу под действием разряда с жидким катодом принято характеризовать коэффициентом переноса, который равен количеству перенесённых в газовую фазу молекул вещества в расчёте на один бомбардирующий поверхность раствора ион [2]. При этом, в газовую фазу переносятся не только летучие, но и нелетучие компоненты раствора, такие как ионы металлов, что, в частности, позволяет определять их в плазме разряда с жидким катодом по эмиссионным спектрам [8–10, 21, 24].

Но, наиболее интенсивно переносится в газовую фазу в разряде с жидким катодом из разбавленных растворов вода. Существуют разные данные по переносу воды в газовую фазу в разряде с жидким катодом, так как этот процесс, по-видимому, зависит от многих факторов, таких как: температура раствора, режим его перемешивания и т. д. [25]. Однако, в самом простом случае, когда разряд с жидким катодом происходит в непроточной разрядной ячейке с естественным перемешиванием раствора и естественным его охлаждением за счёт взаимодействия с атмосферой, коэффициент переноса воды в газовую фазу при разрядном токе 50 мА составляют около 500 молекул/ион [29]. Плотность тока в катодном пятне на поверхности раствора по данным [30] составляет $0,5 \text{ А/см}^2$, а плотность водяного пара при атмосферном давлении и температуре 100°C составляет $0,6 \text{ кг/м}^3$. При этих условиях для средней скорости истечения потоков водяного пара из катодного пятна получаем оценку $0,8 \text{ м/с}$. При более высокой температуре пара средняя скорость истечения из катодного пятна будет очевидно ещё выше.

После истечения из катодного пятна пар начинает взаимодействовать с атмосферным воздухом. Очевидно, что в результате взаимодействия с атмосферным воздухом температура водяного пара в конечном счёте упадёт ниже 100°C и тогда его парциальное давление станет ниже атмосферного. То есть, покинуть зону разряда водяной пар сможет только вместе с потоком воздуха. Поэтому движение атмосферного воздуха вблизи разряда с жидким катодом должно оказывать чрезвычайно сильное влияние на измеряемый коэффициент переноса воды из водного раствора.

В настоящей работе мы исследуем движение воздуха вблизи разрядного канала разряда с жидким катодом методом цифровой трассерной визуализации (PIV).

Метод цифровой трассерной визуализации относится к классу бесконтактных методов измерения скорости в потоках. В ряду других инструментов для исследования структуры течений он занимает особое место благодаря возможности регистрировать мгновенные пространственные распределения скорости. Измерение мгновенного поля скорости потока в заданном сечении основано на измерении перемещения частиц примеси, находящихся в плоскости сечения, за фиксированный интервал времени.

В поток жидкости или газа добавляются частицы малого размера (трассеры). Лазерный луч формируется в световой лист, освещающий засеянные частицы дважды с коротким временным интервалом. Измерительной областью потока считается плоскость, «вырезаемая» световым листом. Рассеянный частицами свет записывается на два последовательных кадра цифровой камеры высокого разрешения. Последующая обработка изображений позволяет рассчитать смещения частиц за время между вспышками источника света и построить двухкомпонентное поле скорости. Измеренные двухкомпонентные значения векторов являются проекциями реальных (трехмерных) векторов на плоскость, перпендикулярную оптической оси, регистрирующей образы частиц аппаратуры [31].

Экспериментальная установка и методика измерений

Для исследования поля скоростей газовых потоков вблизи разрядного канала и вблизи поверхности раствора использовался разряд с жидким катодом при атмосферном давлении в воздухе. Разряд создавался между стержневым вольфрамовым электродом диаметром 2 мм и поверхностью раствора. Расстояние между стержневым электродом и поверхностью раствора составляло 4 мм, разрядный ток 60 мА.

Раствор находился в непроточной стеклянной разрядной ячейке цилиндрической формы объёмом 100 мл. Глубина разрядной

ячейки составляла 14 мм. Уровень раствора совпадал с краем разрядной ячейки.

В качестве раствора использовался раствор нитрата натрия в дистиллированной воде с удельной электропроводностью 300 мкСм/см и уровнем pH = 4,7.

Для получения скоростного изображения разрядного канала с высоким пространственным разрешением использовался фотоаппарат Nikon D500. Время экспозиции одного кадра при фотосъёмке составляло 125 мкс.

Для определения скоростей газовых потоков вблизи разрядного канала и вблизи поверхности жидкого катода применялась система измерения скорости частиц LaVision FlouMaster Stereo PIV с разрешением до 50 мкм.

Световой лист толщиной 0,5 мм, сформированный лазерным лучом, создавался в вертикальной плоскости на расстоянии примерно 1 мм перед электродом, роль которого выполнял вольфрамовый стержень диаметром 2 мм. Таким образом, съёмка велась в вертикальном срезе, находящемся на расстоянии около 2 мм от оси разряда. Ближайшие 0,5 мм вблизи поверхности раствора не попадали в зону съёмки, чтобы избежать отражения лазерного излучения от поверхности раствора.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Для определения общего вида разряда с жидким катодом при разрядном промежутке 4 мм и разрядном токе 60 мА для раствора нитрата натрия с электропроводностью 300 мкСм/см и pH = 4,7 использовалась скоростная фотосъёмка (рис. 1).

Данные скоростной фотосъёмки показали, что разряд имеет форму близкую к конусообразной. Вершина конуса упирается в точку привязки разряда к поверхности вольфрамового электрода. Основанием конуса служит поверхность раствора. Вблизи поверхности раствора разрядный канал разделяется на отдельные филаменты, каждый из которых заканчивается отдельным катодным пятном. Изучение данных скоростной фотосъёмки показало, что количество филаментов и их положение меняется во времени. Изменяется также диаметр зоны, занятой катодными пят-

нами на поверхности раствора. Диаметр зоны, занятой катодными пятнами, при этом он не превышает 4 мм, что находится в хорошем согласии с данными для средней плотности катодного тока из [8, 9].

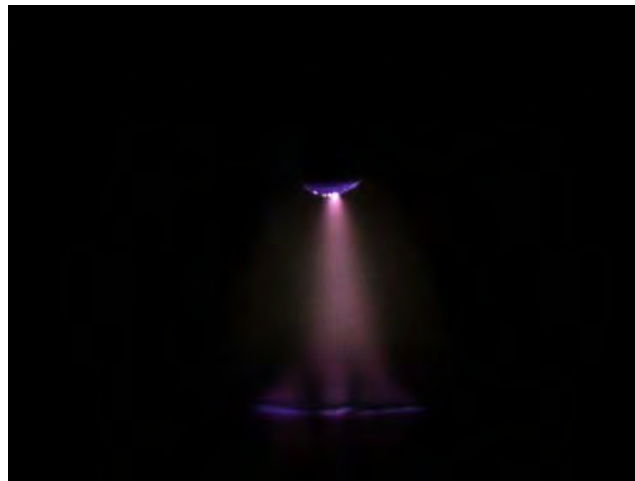


Рис. 1. Фотография разряда с жидким катодом. Разрядный промежуток 4 мм, разрядный ток 60 мА. Раствор нитрата натрия с электропроводностью 300 мкСм/см и pH = 4,7

Поскольку световой лист, сформированный лазерным лучом, находился достаточно близко к металлическому электроду (расстояние около 1 мм), поверхность электрода была слегка им подсвечена. Фотография рассеяния лазерного излучения на металлическом электроде и взвешенных в воздухе частицах позволяла привязать положение электрода и поверхности раствора к координатной сетке (рис. 2). Согласно этой привязке нижняя граница электрода находилась на уровне –4 мм, а поверхность раствора на уровне –8 мм.

Определение распределения скоростей газовых потоков в разряде с жидким катодом PIV методом показало, что в зоне разрядного канала скорость газа направлена вертикально вниз (рис. 3). Причём, скорость газового потока возрастает при движении от кончика металлического электрода к поверхности раствора. Вблизи кончика металлического электрода скорость газового потока составляет около 0,3 м/с, а вблизи поверхности раствора около 0,85 м/с. Белая вертикальная линия на рис. 3 – результат засветки в результате рассеяния лазерного излучения на поверхности электрода.

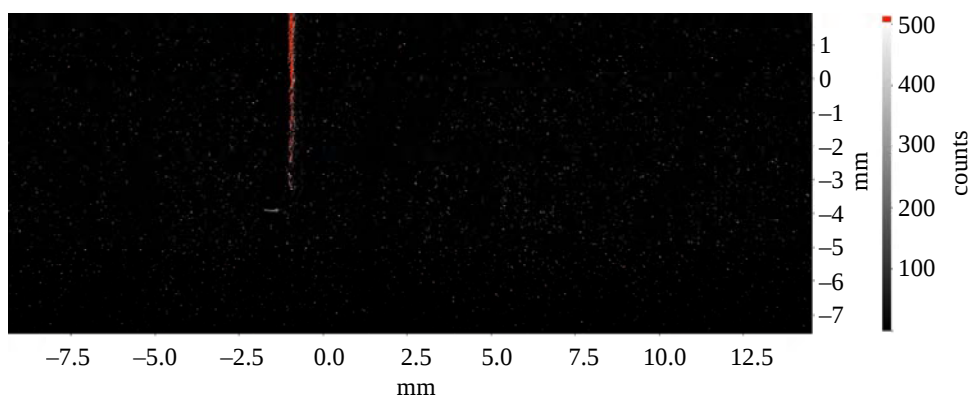


Рис. 2. Фотография рассеяния лазерного излучения на металлическом электроде и взвешенных в воздухе частицах с привязанной координатной сеткой

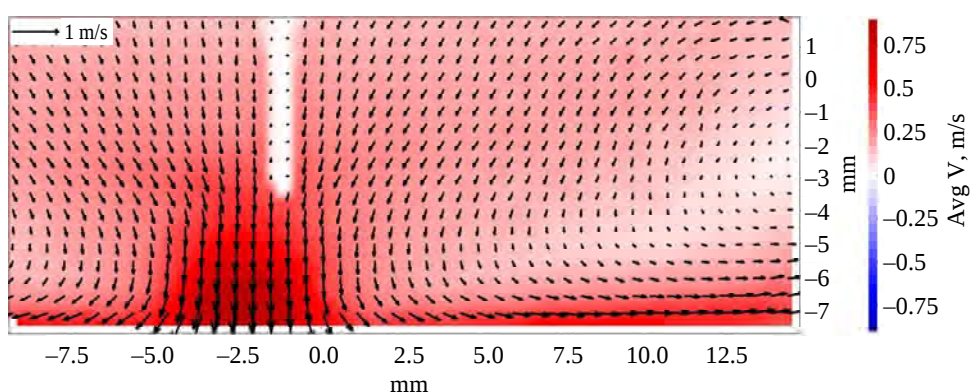


Рис. 3. Распределение скоростей газовых потоков вблизи разряда с жидким катодом. Цветом показан модуль скорости газового потока

Вблизи поверхности раствора газовый поток разворачивается и начинает растекаться от оси разряда во все стороны вдоль поверхности раствора. Максимальная горизонтальная составляющая скорости газового потока достигается вблизи поверхности раствора на расстоянии 0,5 мм от поверхности (более близкие к поверхности слои не попадали в зону съёмки). Максимальная горизонтальная составляющая скорости газового потока вблизи поверхности составляет 0,2 м/с (рис 4).

На расстоянии менее 10 мм от оси разряда вблизи поверхности раствора существует вертикальная составляющая газового потока, направленная вниз. На расстоянии примерно от 10 до 15 мм от оси разряда газовый поток движется вдоль поверхности раствора практически горизонтально. Горизонтальная составляющая скорости на этом участке достигает своего максимума. При расстоянии более 15 мм от оси разряда появляется вертикальная составляющая скорости потока, направленная от поверхности раствора.

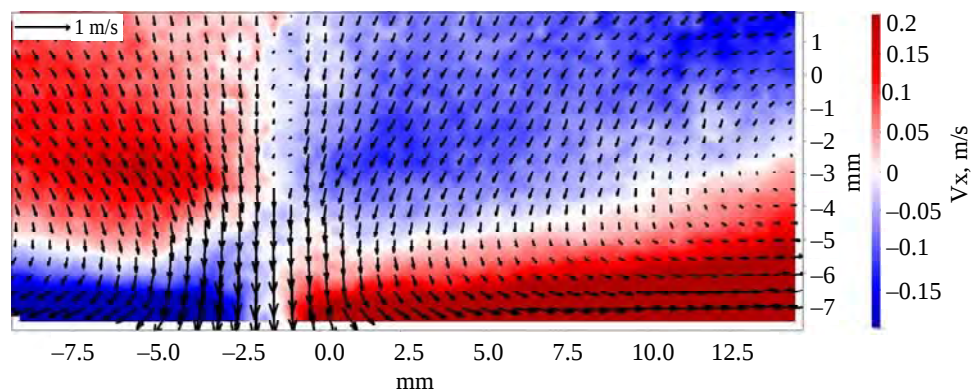


Рис. 4. Распределение скоростей газовых потоков вблизи разряда с жидким катодом. Цветом показана проекция скорости на горизонтальную ось

Можно предположить, что в разряде с жидким электролитным катодом движение положительных ионов (концентрация которых с учётом частичного прилипания электронов выше концентрации отрицательных ионов) приводит в движение нейтральную компоненту газа, что и приводит к засасыванию окружающего воздуха из области вблизи металлического электрода и его движению вниз к поверхности раствора. Для подтверждения данного механизма ускорения нейтральной компоненты газа планируется проведение дальнейших исследований, которые будут включать анализ всех факторов, способных вызвать движение нейтральных частиц, а также эксперименты со сменой полярности электродов.

В настоящей работе показано, что вблизи разряда с жидким электролитным катодом газ движется вдоль разрядного канала вниз к поверхности раствора и растекается вдоль поверхности раствора в тонком слое примерно 2 мм толщиной с максимальной горизонтальной составляющей скорости 0,2 м/с. Важность этого результата состоит в том, что в этом же тонком слое вместе с потоками газа будет выноситься из зоны разряда и вода в виде пара и микрокапель раствора, перенесённая в газовую фазу под действием разряда с жидким катодом. Однако, из-за тонкости этого слоя и его близости к поверхности раствора в этой области возможен диффузионный перенос компонентов раствора из газовой фазы обратно в раствор. При расстоянии более 15 мм от оси разряда появляется вертикальная составляющая скорости потока, направленная от поверхности раствора. В этой области начинается необратимый вынос перенесённых в газовую фазу компонентов раствора из разрядной ячейки.

Заключение

Методами скоростной фотосъёмки и PIV исследован разряд с жидким катодом при разрядном промежутке 4 мм и разрядном токе 60 мА при атмосферном давлении в воздухе. С помощью PIV метода измерено поле скоростей газовых потоков вблизи разрядного канала и вблизи поверхности раствора. Показано, что газовый поток, создаваемый электри-

ческим разрядом, движется вниз вдоль разрядного канала к поверхности раствора. Максимальная скорость вертикального движения газа достигается вблизи разрядного канала у поверхности раствора и составляет 0,85 м/с. Далее газ растекается вдоль поверхности раствора в тонком слое примерно 2 мм толщиной с максимальной горизонтальной составляющей скорости 0,2 м/с. Компоненты раствора, перенесённые из раствора в газовую фазу под действием разряда с жидким катодом, выносятся из зоны разряда этим газовым потоком. Учитывая небольшую толщину этого газового потока и большую площадь его контакта с поверхностью раствора, можно предположить, что какая-то часть компонентов раствора, перенесённая в газовую фазу, может при этом возвращаться обратно в раствор.

*Работа выполнена при поддержке
Министерства науки и высшего образования
Российской Федерации (государственное задание
№ 075-00269-25-00).*

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bruggeman P., Frontiera R., Kortshagen U., Kushner M., Linic S., Schatz G., Andaraarachchi H., Exarhos S., Jones L., Mueller C., Rich C., Xu C., Yue Y., Zhang Y. / J. Appl. Phys. 2021. Vol. 129. P. 200902.
2. Максимов А. И. Физико-химические свойства плазменно-растворных систем и возможности их технологических применений / Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Т. XI-5. Прикладная химия плазмы / Под ред. Лебедева Ю. А., Платэ Н. А., Фортова В. Е. – М.: Янус-К, 2006.
3. Кутепов А. М., Захаров А. Г., Максимов А. И. Вакуумно-плазменное и плазменно-растворное модифицирование полимерных материалов. – М.: Наука, 2004.
4. Yang Y., Cho Y. I., Fridman A. Plasma Discharge in Liquid: Water Treatment and Applications. – CRC Press, 2012.
5. Ren J., Yao M., Yang W., Li Y., Gao J. / Centr. Eur. J. Chem. 2014. Vol. 12. № 12. P. 1213.
6. Rezaei F., Vanraes P., Nikiforov A., Morent R., De Geyter N. / Materials. 2019. Vol. 12. № 17. P. 2751.
7. Malik M. A. / Plasma Chem. Plasma Proc. 2010. Vol. 30. P. 21.
8. Mezei P., Cserfalvi T. / Appl. Spectr. Rev. 2007. Vol. 42. № 6. P. 573.
9. Webb M. R., Andrade F. J., Gamez G., McCrindle R., Hieftje G. M. / J. Anal. At. Spectrom. 2005. Vol. 20. № 11. P. 1218.

10. Bencs L., Laczai N., Mezei P., Cserfalvi T. / *Spectrochim. Acta, Part B*. 2015. Vol. 107. P. 139.
11. Choi H. S., Shikova T. G., Titov V. A., Rybkin V. V. / *J. Coll. Interface Sci.* 2006. Vol. 300. № 2. P. 640.
12. Joshi R., Schulze R.-D., Meyer-Plath A., Friedrich J. / *Plasma Proc. Polym.* 2008. Vol. 5. P. 695.
13. Saito G., Akiyama T. / *J. Nanomat.* 2015. Vol. 2015. P. 123696.
14. Mariotti D., Sankaran R. M. / *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2010. Vol. 43. № 32. P. 323001.
15. Суров О. В., Воронова М. И., Тумов В. А., Захаров А. Г. / *Прикладная физика*. 2021. № 1. С. 17.
16. Bruggeman P., Leys C. / *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2009. Vol. 42. № 5. P. 1.
17. Bruggeman P., Liu J., Degroote J., Kong M. G., Vierendeels J., Leys Ch. / *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2008. Vol. 41. P. 215201.
18. Vanraes P., Bogaerts A. / *Applied Physics Reviews*. 2018. Vol. 5. P. 031103.
19. Verreycken T., Schram D. C., Leys C., Bruggeman P. / *Plasma Sources Sci. Technol.* 2010. Vol. 19. P. 045004.
20. Гайсин А. Ф., Сон Э. Е. / *TBT*. 2005. Т. 43. № 1. С. 5.
21. Максимов А. И., Хлюстова А. В., Хорев М. С. / *Прикладная физика*. 2008. № 5. С. 40.
22. Тазмеев Х. К., Тимеркаев Б. А., Тазмеев Г. Х., Сарваров Ф. С., Арсланов И. М. / *Прикладная физика*. 2015. № 2. С. 58.
23. Chistolinov A. V., Yakushin R. V., Sargsyan M. A., Khromov M. A., Perfilieva A. V. / *Journal of Physics: Conference Series*. 2020. Vol. 1556. P. 012090.
24. Chistolinov A. V., Yakushin R. V., Perfilieva A. V., Sargsyan M. A., Gadzhiev M. Kh., Tyuftyaev A. S. / *Journal of Physics: Conference Series*. 2020. Vol. 1698. P. 012020.
25. Chistolinov A. V., Khromov M. A., Yakushin R. V., Gadzhiev M. Kh., Tyuftyaev A. S. / *Journal of Physics: Conference Series*. 2021. Vol. 2100. P. 012025.
26. Чистолинов А. В., Тюфтяев А. С., Гаджиев М. Х. / *Прикладная физика*. 2021. № 5. С. 5.
27. Чистолинов А. В., Якушин Р. В., Перфильева А. В. / *Прикладная физика*. 2022. № 1. С. 12.
28. Чистолинов А. В., Якушин Р. В., Лубин А. А., Перфильева А. В. / *Прикладная физика*. 2024. № 4. С. 5.
29. Sirotkin N. A., Titov V. A. / *Plasma Phys. Tech.* 2016. Vol. 3. № 3. P. 126.
30. Bruggeman P., Ribezl E., Maslani A., Degroote J., Malesevic A., Rego R., Vierendeels J., Leys C. / *Plasma Sources Sci. Technol.* 2008. Vol. 17. № 2. P. 025012.
31. Raffel M., Willert C. E., Scarano F., Kähler C. J., Wereley S. T., Kompenhans J. *Particle Imaging Velocimetry A Practical Guide*. – Springer, 2018.

PACS: 47.80.Jk, 52.70.Kz, 52.80.-s

Investigation of gas flows created by a discharge with a liquid electrolyte cathode

A. V. Chistolinov^{1,*}, P. N. Kazansky¹, R. V. Yakushin², V. M. Chepelev¹ and A. S. Tyuftyaev¹

¹ Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412 Russia

* E-mail: a-chi@yandex.ru

² Dmitry Mendeleev University of Chemical Technology of Russia, Moscow, 125047 Russia

Received 14.03.2025; revised 4.04.2025; accepted 20.10.2025

The discharge with a liquid electrolyte cathode at atmospheric pressure in the air was studied using PIV and high-speed photography methods. The velocity field of the gas flows created by the discharge was found. It was shown that the gas flow created by the discharge moves down along the discharge channel to the surface of the solution, reaching a maximum velocity near its surface. Meeting with the surface of the solution, the gas begins to spread along it in a thin layer about two millimeters thick. Thus, it was found that the components of the solution transferred from the solution to the gas phase under the action of a discharge with a liquid cathode are removed from the discharge zone in a horizontal direction, along the surface of the solution.

Keywords: Particle Image Velocimetry (PIV); gas flows; electric discharge; liquid cathode; atmospheric pressure; air; transfer of solution components to the gas phase.

REFERENCES

1. Bruggeman P., Frontiera R., Kortshagen U., Kushner M., Linic S., Schatz G., Andaraarachchi H., Exarhos S., Jones L., Mueller C., Rich C., Xu C., Yue Y. and Zhang Y., *J. Appl. Phys.* **129**, 200902 (2021).
2. Maksimov A. I. Physicochemical properties of plasma-solution systems and the possibilities of their technological applications. Encyclopedia of low-temperature plasma. Vol. 11 chapter 5 / Ed. Lebedev Yu. A., Plate N. A., Fortov V. E. Moscow, Janus-K, 2006 [in Russian].
3. Kutepov A. M., Zakharov A. G. and Maksimov A. I. Vacuum-plasma and plasma-solution modification of polymeric materials. Moscow, Nauka, 2004 [in Russian].
4. Yang Y., Cho Y. I. and Fridman A. Plasma Discharge in Liquid: Water Treatment and Applications. CRC Press, 2012.
5. Ren J., Yao M., Yang W., Li Y. and Gao J., *Centr. Eur. J. Chem.* **12** (12), 1213 (2014).
6. Rezaei F., Vanraes P., Nikiforov A., Morent R. and De Geyter N., *Materials* **12** (17), 2751 (2019).
7. Malik M. A., *Plasma Chem. Plasma Proc.* **30**, 21 (2010).
8. Mezei P. and Cserfalvi T., *Appl. Spectr. Rev.* **42**, 573 (2007).
9. Webb M. R., Andrade F. J., Gamez G., McCrindle R. and Hieftje G. M., *J. Anal. At. Spectrom.* **20**, 1218 (2005).
10. Bencs L., Laczai N., Mezei P. and Cserfalvi T., *Spectrochim. Acta, Part B.* **107**, 139 (2015).
11. Choi H. S., Shikova T. G., Titov V. A. and Rybkin V. V., *J. Coll. Interface Sci.* **300**, 640 (2006).
12. Joshi R., Schulze R.-D., Meyer-Plath A. and Friedrich J., *Plasma Proc. Polym.* **5**, 695 (2008).
13. Saito G. and Akiyama T., *J. Nanomat.* **2015**, 123696 (2015).
14. Mariotti D. and Sankaran R. M., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 323001 (2010).
15. Surov O. V., Voronova M. I., Titov V. A. and Zakharov A. G., *Applied Physics*, № 1, 17 (2021) [in Russian].
16. Bruggeman P. and Leys C., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** (5), 1 (2009).
17. Bruggeman P., Liu J., Degroote J., Kong M. G., Vierendeels J. and Leys C., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41**, 215201 (2008).
18. Vanraes P. and Bogaerts A., *Applied Physics Reviews* **5**, 031103 (2018).
19. Verreycken T., Schram D. C., Leys C. and Bruggeman P., *Plasma Sources Sci. Technol.* **19**, 045004 (2010).
20. Gaisin A. F. and Son E. E., *High Temperature* **43** (1), 1 (2005).
21. Maximov A. I., Khlyustova A. V. and Khorev M. S., *Applied Physics*, № 5, 40 (2008) [in Russian].
22. Tazmeev Kh. K., Timerkaev B. A., Tazmeev G. Kh., Sarvarov F. S. and Arslanov I. M., *Applied Physics*, № 2, 58 (2015) [in Russian].
23. Chistolinov A. V., Yakushin R. V., Sargsyan M. A., Khromov M. A. and Perfilieva A. V., *Journal of Physics: Conference Series* **1556**, 012090 (2020).
24. Chistolinov A. V., Yakushin R. V., Perfilieva A. V., Sargsyan M. A., Gadzhiev M. Kh. and Tyuftyaev A. S., *Journal of Physics: Conference Series* **1698**, 012020 (2020).
25. Chistolinov A. V., Khromov M. A., Yakushin R. V., Gadzhiev M. Kh. and Tyuftyaev A. S., *Journal of Physics: Conference Series* **2100**, 012025 (2021).
26. Chistolinov A. V., Tyuftyaev A. S. and Gadzhiev M. Kh., *Applied Physics*, № 5, 5 (2021) [in Russian].
27. Chistolinov A. V., Yakushin R. V. and Perfilieva A. V., *Applied Physics*, № 1, 12 (2022) [in Russian].
28. Chistolinov A. V., Yakushin R. V., Lubin A. A. and Perfilieva A. V., *Applied Physics*, № 4, 5 (2024) [in Russian].
29. Sirotkin N. A. and Titov V. A., *Plasma Phys. Tech.* **3** (3), 126 (2016).
30. Bruggeman P., Ribezi E., Maslani A., Degroote J., Malesevic A., Rego R., Vierendeels J. and Leys C., *Plasma Sources Sci. Technol.* **17** (2), 025012 (2008).
31. Raffel M., Willert C. E., Scarano F., Kähler C. J., Wereley S. T. and Kompenhans J. Particle Imaging Velocimetry A Practical Guide. Springer, 2018.

Об авторах

Чистилинов Андрей Владимирович, научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур РАН (125412, Россия, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2). E-mail: a-chi@yandex.ru SPIN-код: 5329-3703, AuthorID: 1192062

Казанский Павел Николаевич, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур РАН (125412, Россия, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2). E-mail: fokkoo@yandex.ru SPIN-код: 7674-9889, AuthorID: 887141

Якушин Роман Владимирович, к.т.н., декан, доцент, Российский химико-технологический университет им. Д. И. Менделеева (125047, Россия, Москва, Миусская пл., 9). E-mail: yakushin@muctr.ru SPIN-код: 7201-2016, AuthorID: 724318

Чепелев Владимир Михайлович, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур РАН (125412, Россия, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2). E-mail: chepelev@ihed.ras.ru SPIN-код: 3535-9857, AuthorID: 1238512

Тюфтяев Александр Семёнович, д.т.н., главный научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур РАН (125412, Россия, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2). E-mail: astpl@mail.ru SPIN-код: 5341-2934, AuthorID: 40635

УДК 537.523
EDN: RXVDSZ

PACS: 52.80.-s

**Оценка заряда, формируемого на выходе из коаксиального
плазменного реактора с микрополым катодом**

© Е. А. Шершунова*, С. В. Небогаткин, А. В. Клубков, К. И. Романов

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, Санкт-Петербург, 191181 Россия***E-mail: eshershunova@ieeras.ru**Статья поступила в редакцию 30.04.2025; после доработки 29.05.2025; принята к публикации 20.10.2025**Шифр научной специальности: 1.3.13*

Проведена экспериментальная оценка количества заряда, выносимого из коаксиального плазменного реактора с микрополым катодом в зависимости от напряжения питания и скорости прокачки газа через активную зону реактора. Показано, что количество заряда, выносимого из реактора, определяется не только прокачкой газоразрядного промежутка и расстояния до мишени, но и от режима горения разряда. Сравнительный анализ режимов питания реактора выявил значительную разницу в эффективности генерации и транспорта заряда: при использовании источника постоянного высокого напряжения выносимый заряд превышает аналогичный показатель в импульсном режиме в 5 раз. Данное различие обусловлено как повышенной частотой зажигания разряда, так и увеличенной длительностью ионизационных процессов в непрерывном режиме. В то же время установлено, что комбинация регулируемого импульсного высоковольтного питания и управляемой скорости газового потока позволяет гибко контролировать динамику выноса заряда, обеспечивая возможность дозированного и локализованного плазменного воздействия.

Ключевые слова: разряд с микрополым катодом; прокачка; заряд; режим горения разряда.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-5-78-84

Введение

Плазменные технологии, использующие холодную плазму, находят применение в различных областях, включая: медицину, сельское хозяйство, промышленность, технологии производства материалов, энергетику и пр. [1–6]. Существуют различные способы по созданию холодной плазмы. Наиболее распространены установки, использующие поверхностный и объемный барьерный разряд [7–9], коронный разряд [10, 11]. Благодаря перспективному применению в устройствах освещения [12], микродвижения и точной обработки поверхности [13, 14] большой интерес вызывает плазма микронного размера, которая может быть сгенерирована в разряде с микропо-

лым катодом, где в катоде есть полость диаметром десятки-сотни микрон [15]. Такой микроразряд может быть сформирован при очень низкой потребляемой мощности, единицы ватт даже при атмосферном давлении. При этом разряд с микрополым катодом может обеспечивать плотность мощности до 100 кВт/см^3 , что делает его уникальным источником плазмы.

Как правило, в технологическую установку для создания холодной плазмы входит плазменный реактор с системой электродов, между которыми горит электрический разряд, высоковольтный источник, питающий этот реактор, и система прокачки рабочей среды, которая обеспечивает вынос плазмы из активной зоны реактора в зону обрабатываемой по-

верхности. В качестве рабочей среды часто используется воздух или инертные газы (такие как, аргон, неон и пр.). Тип высоковольтного источника определяется видом электрического разряда, используемого в данной технологии. Используются как высоковольтные источники постоянного и синусоидального напряжения промышленной частоты, так и источники импульсов различной формы [16, 17, 18].

В зависимости от конструкции плазменного реактора, системы электродов и наличия прокачки различают прямые и не прямые источники плазмы. В случае прямого источника плазма генерируется между электродами, один из которых является объектом. В случае непрямого источника плазма сначала генерируется в реакторе, а потом выносится на объект, который может быть как под плавающим, так и под земляным потенциалом [19]. Непрямые источники плазмы также называют ино-

да плазменными струями. Параметры плазменных струй, переносимый заряд и их состав зависят как от параметров самого разряда, напряжения на электродах реактора, скорости прокачки рабочей среды, так и от мишени, на которую замыкается струя, от ее материала, потенциала, от расстояния до мишени [18].

В данной работе проводится оценка заряда, выносимого из плазменного реактора коаксиальной конструкции при его прокачке, где формируется разряд с микрополым катодом, при подаче на электроды плазменного реактора напряжения разной формы, постоянного напряжения и прямоугольных наносекундных импульсов.

Экспериментальные установки

Схема и фотография экспериментальной установки представлена на рис. 1.

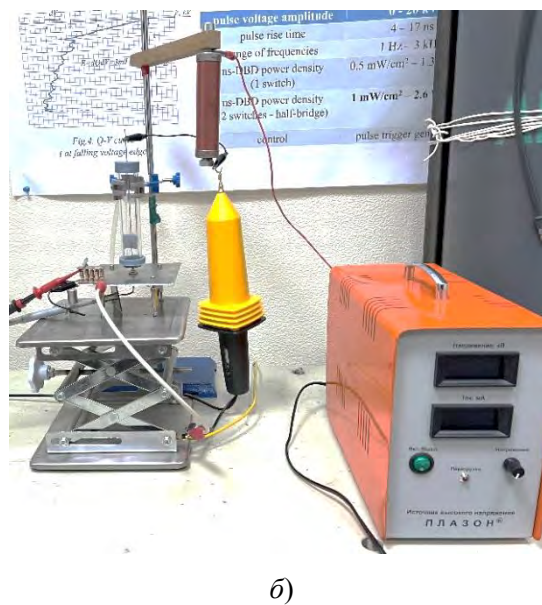
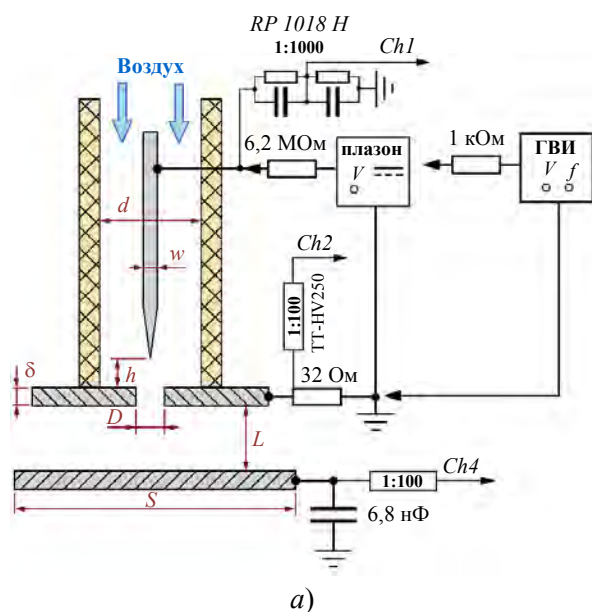


Рис. 1. Схема (а) и фотография (б) экспериментальной установки

В экспериментах использовались 2 разных высоковольтных источника. В первой серии экспериментов использовался генератор высоковольтных импульсов ГВИ, позволяющий получать импульсы положительной полярности амплитудой до 6 кВ, длительностью 600 нс, фронтом 25–30 нс и частотой следования импульсов от 100 Гц до 3 кГц [20]. Во второй серии экспериментов использовался источник постоянного высокого напряжения Плазон ИВНР-30/10 с максимальным напряжением на выходе до 30 кВ и током в

нагрузке до 10 мА. Сам разрядный реактор представлял из себя трубку из кварцевого стекла с внутренним диаметром $d = 24$ мм с расположенной по центру тугоплавкой вольфрамовой иглой диаметром $w = 1$ мм, заостренной с одной стороны с радиусом $r \approx 0,2$ мм. Высокое напряжение подавалось с генератора на иглу через токоограничивающий резистор с сопротивлением 1 кОм при питании от ГВИ и 6,2 МОм при питании от Плазона, соответственно. Перпендикулярно игле на расстоянии $h = 1$ мм располагался

плоский электрод с отверстием диаметром $D = 1$ мм, выполненный из никелевой фольги толщиной $\delta = 0,15$ мм. Разряд зажигался между иглой и плоским никелевым электродом, а за счет прокачки воздуха через трубку реактора через отверстие в катоде осуществлялся направленный вынос продуктов разряда. Катод заземлялся через шунт сопротивлением 32 Ом. Напряжение с шунта снималось пробником TT-HV250 с коэффициентом ослабления 100 и подавалось на 2-й канал цифрового запоминающего четырёхканального осциллографа Keysight с полосой пропускания 500 МГц. По падению напряжения на шунте определялся разрядный ток в реакторе. Падение напряжения на реакторе измерялось непосредственно на высоковольтном положительном электроде, игле, через высоковольтный пробник RP 1018 Н с коэффициентом ослабления 1000, сигнал с которого подавался на 1-й канал осциллографа. На расстоянии L от торца реактора располагалась проводящая круглая мишень диаметром $S = 25$ мм. Для определения величины заряда мишень заземлялась через высоковольтной конденсатор КВИ-3 ёмкостью 6800 пФ. Напряжение с измерительной ёмкости поступало через пробник с коэффициентом ослабления 10 на 4-й канал осциллографа. Расстояние L от катода до мишени варьировалось.

Результаты экспериментов

По результатам осциллографирования напряжения на измерительном конденсаторе были получены зависимости выносимого на мишень заряда от расхода воздуха $Q_{\text{вын}} = f(V)$ при питании реактора постоянным и импульсным напряжением. Изменение расхода воздуха через реактор осуществлялось при помощи компрессора.

Стоит отметить, что в случае питания реактора постоянным напряжением в зависимости от среднего потребляемого тока разряд генерировался в двух режимах, при токах до 1 мА – в режиме самопульсаций, при больших токах – в режиме постоянного горения, что также наблюдалось в работе [21, 22].

Зависимости переносимого заряда при фиксированном расстоянии до мишени для режима самопульсаций и при питании прямоугольными импульсами представлены на

рис. 2. Из получившихся зависимостей видно, что при равных расходах воздуха при питании реактора от источника постоянного напряжения величина вынесенного заряда в 5 раз превышает заряд, полученный при питании от источника импульсного напряжения.

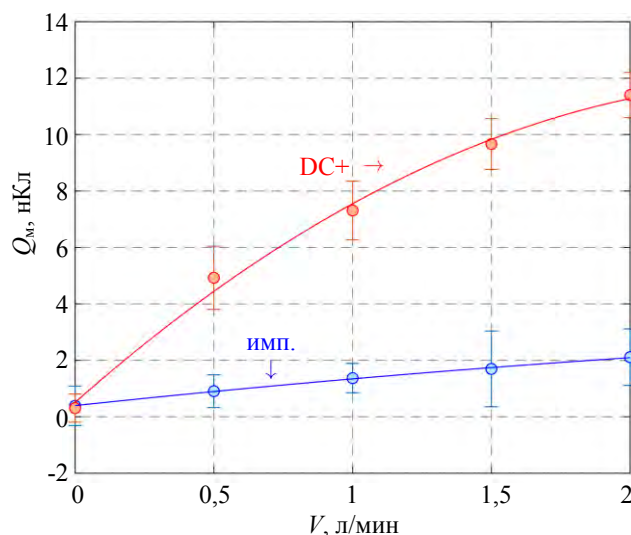


Рис. 2. Зависимости заряда, вынесенного на мишень от расхода воздуха через реактор при импульсном (синяя кривая) и постоянном напряжении положительной полярности (красная кривая) (расстояние до мишени $L = 3$ мм)

Отчасти это связано с различной частотой импульсов разряда. При питании от источника импульсного напряжения частота зажигания разряда в плазменном реакторе определялась частотой работы этого источника (3 кГц), которая более чем в 2 раза ниже частоты самопульсаций (при питании от DC) (рис. 3а). Длительность импульса тока разряда на полувысоте при питании от источника постоянного напряжения составляла порядка 30–40 нс, в то время как при питании от источника импульсного напряжения длительность составила порядка 250 нс. В режиме самопульсаций частота определяется емкостью промежутка [22], что характерно для разряда с микрополым катодом. Кроме того, в режиме самопульсаций форма напряжения на разрядном промежутке имеет пилообразный характер, обусловленный процессом зарядки собственной емкости системы. Во время постепенного нарастания напряжения ионизационные процессы начинаются чуть раньше достижения напряжения зажигания, соответственно, и время наработки заряда больше.

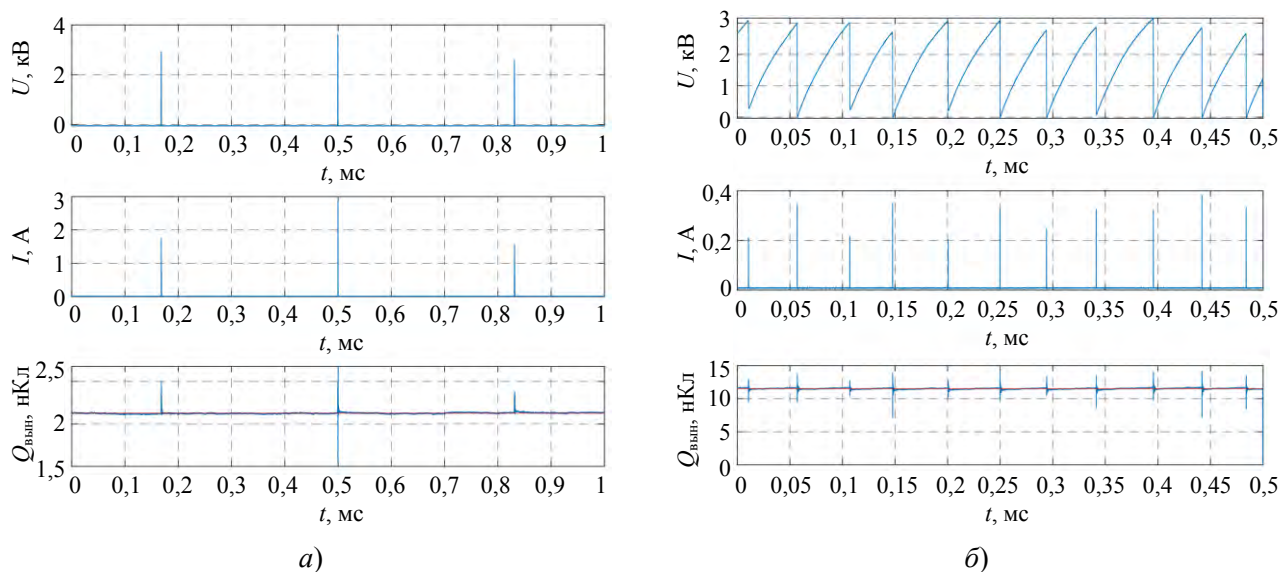


Рис. 3. Осциллограммы напряжения на разрядном промежутке, тока разряда и заряда выносимого на мишень при расходе воздуха 2 л/мин при питании реактора от: (а) – ГВИ, (б) – Плазона

На основании электростатической полевой картины активной зоны реактора вблизи катода при атмосферном давлении и влажности 30 % была проведена оценка скорости дрейфа положительных ионов азота V^{u+} .

Полевая картина, а также график распределения напряженности поля вдоль кратчайшей силовой линии (линия № 5 снизу) представлены на рис. 4а и рис. 4б, соответственно. Расчет электрического поля выполнен в программе конечно-элементного моделирования BETAFields. В программе используются треугольные конечные элементы высоких порядков (второго и третьего), а вычисление градиентов выполняется с ис-

пользованием метода SPR gradient recovery [23]. Расчетная модель учитывала геометрию электродной системы и электрические свойства материалов конструкции реактора. Модель не учитывала объемный заряд.

Так как вблизи поверхности катода напряженность электрического поля достаточно слабая, меньше 1 кВ/мм, подвижность можно считать константой, а скорость дрейфа ионов принять линейно зависящей от напряженности поля. Согласно данным из работы [24] в условиях, соответствующих экспериментальным, значение подвижности положительных ионов азота в воздухе равно $k_n = 1,42 \times 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

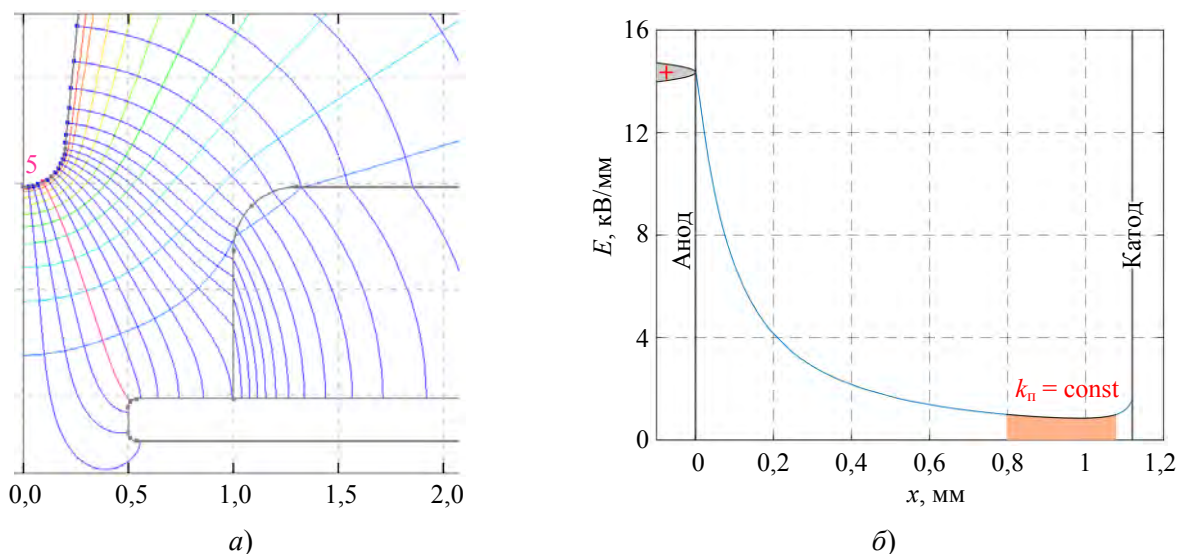


Рис. 4. К оценке скорости дрейфа положительных ионов: (а) – картина распределения электрического поля активной зоны реактора, (б) – график изменения напряженности электрического поля вдоль кратчайшей силовой линии (линия № 5)

При подстановке значений напряженности поля и подвижности ионов характерная скорость дрейфа положительных ионов вблизи поверхности катода составляет порядка 120 м/с, что всего на порядок превышает характерные скорости прокачиваемого газа (42 м/с при расходе 2 л/мин).

Заключение

Была проведена экспериментальная оценка заряда, выносимого из коаксиального плазменного реактора с микрополым катодом. Установлено, что количество заряда напрямую зависит от скорости прокачки газоразрядного промежутка. Установлена разница в количестве заряда при различной форме напряжения на электродах реактора. При питании реактора от источника постоянного напряжения величина вынесенного заряда в 5 раз превышает заряд, полученный при питании от источника импульсного напряжения, что объясняется большим числом актов зажигания разряда за фиксированный интервал времени, а также большей длительностью протекания ионизационных процессов. Но несмотря на эффективность получения заряда при использовании высоковольтного источника постоянного напряжения, использование регулируемого импульсного источника высокого напряжения совместно с регулированием скорости прокачки воздуха через реактор может дать возможность управления динамикой процесса выноса нарабатываемого заряда. Это, в свою очередь, может быть полезно, например, для обеспечения точечного воздействия на обрабатываемые поверхности наиболее чувствительных материалов.

*Работа выполнена при поддержке
Минобрнауки РФ (FFGR-2022-0007)*

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Metelmann H. R., von Woedtke T., Weltmann K. D. Comprehensive Clinical Plasma Medicine. – Springer, 2018.
2. Lee T., Puligundla P., Mok C. / Journal of Food Engineering. 2018. Vol. 223. P. 168–174.
3. Балданов Б. Б., Ранжуров Ц. В. / Химия высоких энергий. 2023. Т. 57. № 6. С. 490–494.
4. Анисович А. Г., Филатова И. И. и др. / Литье и металлургия. 2019. № 2. С. 85–91.
5. Kostov K. G. et al. / Applied Surface Science. 2014. Vol. 314. P. 367–375.
6. Cheng C., Liye Z., Zhan R. J. / Surface and Coatings Technology. 2006. Vol. 200. № 24. P. 6659–6665.
7. Lu X., Laroussi M., Puech V. / Plasma Sources Science and Technology. 2012. Vol. 21. № 3. P. 034005.
8. Winter J., Brandenburg R., Weltmann K. D. / Plasma sources science and technology. 2015. Vol. 24. № 6. P. 064001.
9. Panousis E. et al. / Plasma Sources Science and Technology. 2006. Vol. 15. № 4. P. 828.
10. Kuwahara T. et al. / Thin Solid Films. 2012. Vol. 523. P. 2–5.
11. Schutze A. et al. / IEEE transactions on plasma science. 1998. Vol. 26. № 6. P. 1685–1694.
12. Kogelschatz U. / Plasma chemistry and plasma processing. 2003. Vol. 23. № 1. P. 1–46.
13. Takao Y. et al. / Japanese journal of applied physics. 2006. Vol. 45. № 10S. P. 8235.
14. Shin J., Tuyen P. D. / IEEE Transactions on Plasma Science. 2011. Vol. 39. № 11. P. 2944–2945.
15. Schoenbach K. H., Becker K. / The European Physical Journal D. 2016. Vol. 70. P. 1–22.
16. Bárdos L., Baránková H. / Thin solid films. 2010. Vol. 518. № 23. P. 6705–6713.
17. Laroussi M., Akan T. / Plasma Processes and Polymers. 2007. Vol. 4. № 9. P. 777–788.
18. Shershunova E. A., Moshkunov S. I., Khomich V. Y. / IEEE Transactions on Plasma Science. 2019. Vol. 47. № 11. P. 4909–4914.
19. Weltmann K. D. et al. / Pure and Applied Chemistry. 2010. Vol. 82. № 6. P. 1223–1237.
20. Мошкунев С. И., Хомич В. Ю., Шершунова Е. А. / Письма в Журнал технической физики. 2019. Т. 45. № 3. С. 34–36.
21. Moshkunov S. I., Nebogatkin S. V., Romanov K. I., Shershunova E. A. / 15th International Conference "Gas Discharge Plasmas and Their Applications" GDP 2021. – Ekaterinburg, 2021. P. 76.
22. Мошкунев С. И. и др. / Прикладная физика. 2021. № 5. С. 11–15.
23. Лоханин А. К., Ларин В. С., Матвеев Д. А. / Электричество. 2005. № 7. С. 82–85.
24. Zhang B., He J., Ji Y. / IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. 2017. Vol. 24. № 2. P. 923–929.

Charge estimation at the output of the micro-hollow cathode discharge

E. A. Shershunova*, S. V. Nebogatkin, A. V. Klubkov and K. I. Romanov

Institute for Electrophysics and Electric Power RAS, St.-Petersburg, 191181 Russia

*E-mail: eshershunova@ieeras.ru

Received 30.04.2025; revised 29.05.2025; accepted 20.10.2025

In this work, an experimental assessment of the amount of charge carried out from a coaxial plasma reactor with a micro-hollow cathode is carried out depending on the supply voltage and the rate of gas pumping through the active zone of the reactor. It is shown that the amount of charge carried out of the reactor is determined not only by the pumping of the gas discharge gap and the distance to the target, but also by the discharge mode. A comparative analysis of different power supply modes revealed a significant difference in the efficiency of charge generation and transport: under DC high voltage, the extracted charge is five times higher than that obtained in pulsed mode. This difference is attributed to both a higher discharge ignition frequency and longer duration of ionization processes in the continuous regime. At the same time, it has been demonstrated that combining a controllable pulsed high-voltage power supply with adjustable gas flow enables flexible control over the charge extraction dynamics, thereby providing the capability for precise, localized, and dose-controlled plasma treatment.

Keywords: micro-hollow cathode discharge; pumping; charge; discharge mode.

REFERENCES

1. Metelmann H. R., von Woedtk T. and Weltmann K. D., Comprehensive Clinical Plasma Medicine. Springer, 2018.
2. Lee T., Puligundla P. and Mok C., Journal of Food Engineering **223**, 168–174 (2018).
3. Baldanov B. B. and Ranzhurov Ts. V., High Energy Chemistry **57** (6), 527–531 (2023).
4. Anisovich A. G., Filatova I. I. et al., Lit'ye i metallurgiya, № 2, 85–91 (2019) [in Russian].
5. Kostov K. G. et al., Applied Surface Science **314**, 367–375 (2014).
6. Cheng C., Liye Z. and Zhan R. J., Surface and Coatings Technology **200** (24), 6659–6665 (2006).
7. Lu X., Laroussi M. and Puech V., Plasma Sources Science and Technology **21** (3), 034005 (2012).
8. Winter J., Brandenburg R. and Weltmann K. D., Plasma sources science and technology **24** (6) P. 064001 (2015).
9. Panousis E. et al., Plasma Sources Science and Technology **15** (4), 828 (2006).
10. Kuwahara T. et al., Thin Solid Films **523**, 2–5 (2012).
11. Schutze A. et al., IEEE transactions on plasma science **26** (6), 1685–1694 (1998).
12. Kogelschatz U., Plasma chemistry and plasma processing **23** (1), 1–46 (2003).
13. Takao Y. et al., Japanese journal of applied physics **45** (10S), 8235 (2006).
14. Shin J. and Tuyen P. D., IEEE Transactions on Plasma Science **39** (11), 2944–2945 (2011).
15. Schoenbach K. H. and Becker K., The European Physical Journal D **70**, 1–22 (2016).
16. Bárdos L. and Baránková H., Thin solid films **518** (23), 6705–6713 (2010).
17. Laroussi M. and Akan T., Plasma Processes and Polymers **4** (9), 777–788 (2007).
18. Shershunova E. A., Moshkunov S. I. and Khomich V. Y., IEEE Transactions on Plasma Science **47** (11), 4909–4914 (2019).
19. Weltmann K. D. et al., Pure and Applied Chemistry **82** (6), 1223–1237 (2010).
20. Moshkunov S. I., Khomich V. Yu. and Shershunova E. A., Letters to the Journal of Technical Physics **45** (3), 34–36 (2019) [in Russian].
21. Moshkunov S. I., Nebogatkin S. V., Romanov K. I. and Shershunova E. A. 15th International Conference "Gas Discharge Plasmas and Their Applications" GDP 2021, Ekaterinburg, 2021, p. 76.
22. Moshkunov S. I et al., Applied Physics, № 5, 11–15 (2021) [in Russian].
23. Lokhanin A. K., Larin V. S. and Matveev D. A., Elektrichestvo, № 7, 82–85 (2005) [in Russian].
24. Zhang B., He J. and Ji Y., IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation **24** (2), 923–929 (2017).

Об авторах

Шершунова Екатерина Александровна, к.т.н., заведующая лабораторией мощной импульсной техники, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт электрофизики и электроэнергетики РАН (191181, Россия, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., 18, литера А). E-mail: eshershunova@ieeras.ru SPIN-код: 1314-5887, AuthorID: 630856

Небогаткин Сергей Вячеславович, к.т.н., заведующий лабораторией прикладной электрофизики, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт электрофизики и электроэнергетики РАН (191181, Россия, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., 18, литера А). E-mail: snebogatkin@mail.ru SPIN-код: 8374-9520, AuthorID: 172235

Клубков Александр Владимирович, младший научный сотрудник, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт электрофизики и электроэнергетики РАН (191181, Россия, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., 18, литера А). E-mail: a-klubkov@mail.ru SPIN-код: 4567-5421, AuthorID: 1181434

Романов Кирилл Ильич, инженер, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт электрофизики и электроэнергетики РАН (191181, Россия, Санкт-Петербург, Дворцовая наб., 18, литера А). E-mail: kiromanov@ieeras.ru SPIN-код: 2258-4044, AuthorID: 1123274

УДК 621.315.592
EDN: TWNYFH

PACS: 81.10-h

**Измерение масштабов неоднородности размещения дислокационных
ямок травления на цифровых изображениях монокристаллов GaAs**© Н. Ю. Комаровский^{1,2,*}, С. Н. Князев¹, Э. А. Соколовская², А. В. Кудря²,
А. С. Суханова^{2,3}, В. Е. Антонова^{2,3}, Е. В. Молодцова¹¹ АО «Гиредмет», Москва, 111524 Россия

* E-mail: nickkomarovskiy@mail.ru;

² НИТУ «МИСиС», Москва, 119049 Россия³ АО «НПО «Орион», Москва, 111538 Россия

Статья поступила в редакцию 2.06.2025; после доработки 1.07.2025; принята к публикации 20.10.2025
Шифр научной специальности: 2.2.3, 2.6.1

Однородность свойств полупроводниковых монокристаллов является одним из главных трендом развития отрасли в последнее время. Однако на данный момент не существует единого представления о мере неоднородности свойств и методах ее оценки. Предложен метод анализа неоднородности размещения дислокационных ямок травления на основе решения задачи о близости объектов бинарного изображения разбиением пространства на полиэдры Вороного. Фильтрацию объектов по размерам проводили с учетом известной природы объектов измерения. На основе гистограммы распределения площадей темных объектов был рассчитан «статистический» порог фильтрации, величина которого составила 585 мкм². Уточнение природы шумов на изображении проводилось на основе прямого наблюдения ямок травления методами сканирующей электронной микроскопии, что позволило оценить величину «физического» порога фильтрации – 16 мкм². Установлено, что группам темных объектов, выделяемых «статистической» и «физической» фильтрацией, в координатах «площадь объекта S – его периметр P » отвечали различные значения тангенсов углов наклона аппроксимирующих кривых: 0,33 и 0,85 соответственно. Показано, что для получения объективных результатов при цифровой обработке изображений необходимо накопление представительной статистики измерений. Так, для исследуемого в работе панорамного изображения ямок травления в GaAs размер площади измерений должен быть не менее 0,42 мм².

Ключевые слова: метод Чохральского; A^{III}B^V; GaAs; плотность дислокаций; световая микроскопия; цифровая обработка изображения; полиэдры Вороного.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-5-85-93

1. Введение

Главным трендом развития полупроводниковой отрасли последних лет является достижение необходимой степени структурной однородности монокристаллов, определяемой плотностью дислокационных ямок травления и геометрией их размещения [1]. В монокристаллах арсенида галлия, выращенных мето-

дом Чохральского с жидкостной герметизацией расплава, плотность дислокаций (N_d) составляет $\sim 10^4$ см⁻². Их влияние на электрофизические параметры конечной интегральной схемы неоднозначно – с одной стороны они создают дополнительные уровни в запрещенной зоне, с другой – являются стоком точечных дефектов [2]. Уровень плотности дислокаций в случае роста по методу Чохральского

определяется в первую очередь величиной релаксации термопластической деформации и для полупроводниковых соединений группы $A^{III}B^V$ лежит в интервале N_d : 10^2 (InSb) ... 8×10^4 см^{-2} (GaAs) [3, 4].

Неравномерность размещения дислокаций зависит от градиента напряжений, возникающих в процессе роста и обусловленных, в первую очередь, неоднородным температурным полем печи [5]. В случае высокотемпературных полупроводниковых соединений группы $A^{III}B^V$ (InAs, GaAs) процесс дополнительно усложняется необходимостью жидкостной герметизации расплава, которая, в свою очередь, может внести свой вклад в неоднородность температурного поля на фронте кристаллизации. Нивелировать неоднородность теплового поля можно путем подбора температурных и динамических параметров процесса выращивания – ξ . Так, например, изменение температуры фонового нагревателя (в пределах поля допуска) позволяет снизить отток тепла от поверхности растущего слитка [6]. Однако на практике оценить эффективность такого подбора затруднительно, в связи с отсутствием меры структурной неоднородности, расчет которой дополнительно осложнен наличием на поверхности шлифа объектов (шумов), природа образования которых не связана с дислокационной структурой материала, а также единых представлений о необходимом объеме измерений.

Целью данной работы является исследование природы шумов, возникающих в ходе формирования изображения ямок травления, и разработка методики расчета неоднородности их размещения.

2. Объект исследования

Монокристаллы GaAs, легированные Te, диаметром 40 мм были выращены методом

Чохральского с жидкостной герметизацией расплава LEC в кристаллографическом направлении [100]. Образцами служили пластины, отрезанные перпендикулярно оси роста на станке дисковой резки. Поверхность пластин была подвергнута шлифованию, химической полировке в течении 25 секунд при комнатной температуре в растворе кислот в следующем соотношении – H_2SO_4 , H_2O_2 , H_2O (3:1:1) и селективному травлению в расплаве щелочи KOH при температуре 450 °C в течение 7 минут [7, 8].

В качестве объекта исследования были использованы панорамные изображения дислокационных структур на пластинах GaAs, полученные в световом микроскопе Axio Observer D1m Carl Zeiss при увеличении 50 крат за счет сшивки отдельных кадров в программном пакете Thixomet [9].

3. Природа шумов на изображении

Для выявления природы формирования шумов на 2D-изображениях, полученных в световом микроскопе, была исследована морфология строения ямок травления по их наблюдениям средствами сканирующей электронной микроскопии (рис. 1а). Строение ямок на их бинарных изображениях (на основе предложенных в работе подходов) было подобно морфологии ямок травления, наблюдаемых средствами световой микроскопии (рис. 1б).

Например, встречались ямки с незамкнутым контуром. Причиной их образования на изображении, мог быть наклон дислокаций по направлению к плоскости шлифа, дно таких ямок было смещено относительно их геометрического центра на расстояние d – рис. 2а.

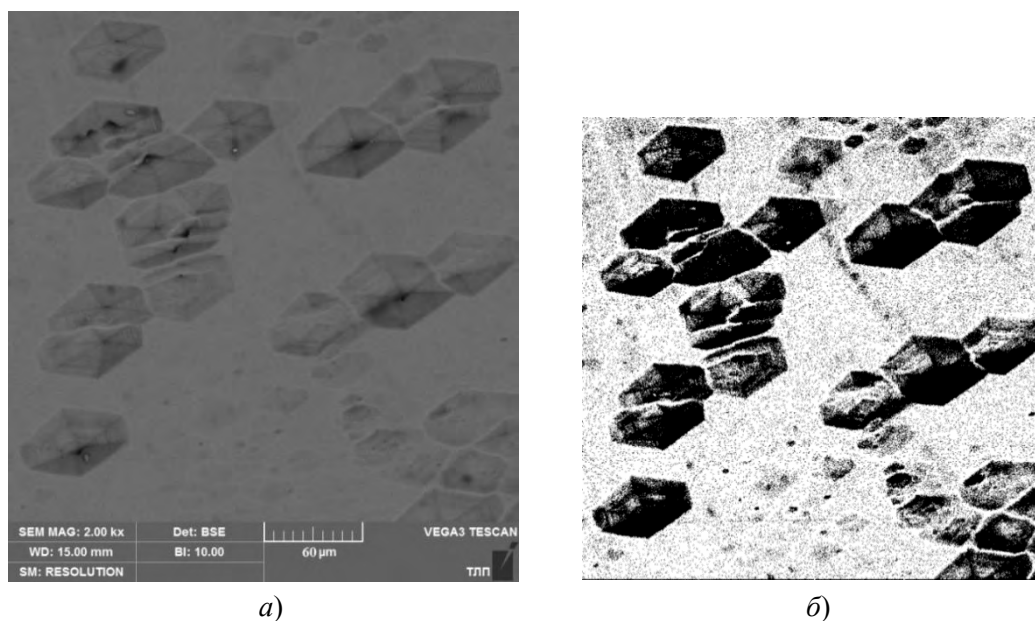


Рис. 1. Исходное изображение ямок травления в сканирующем электронном микроскопе (а) и после бинаризации (б)

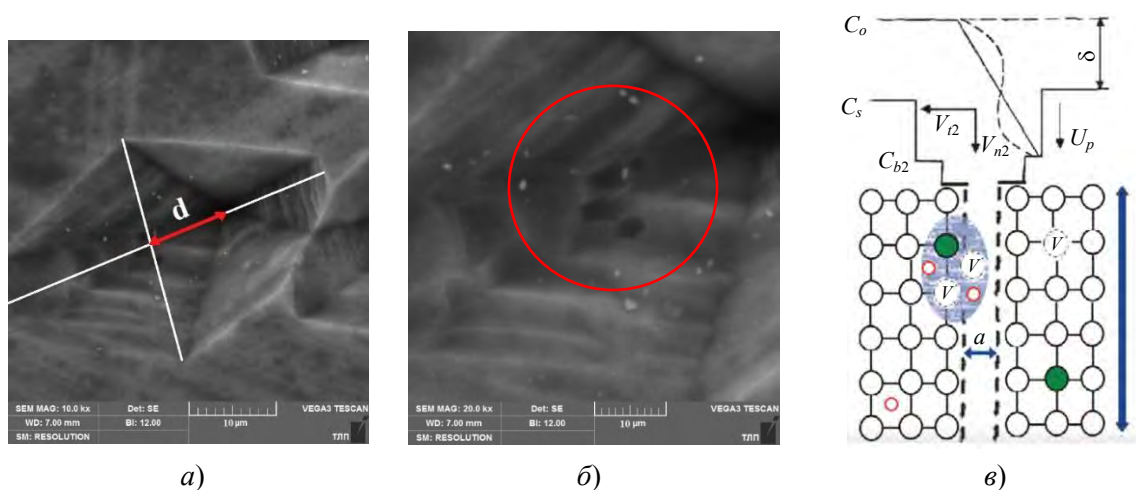


Рис. 2. Смещение дна ямки травления а); б) – ямки травления обусловленные точечными дефектами; в) – схема образования ямки травления в месте выхода на поверхность дислокации с атмосферой Коттрелла

Комплексы точечных дефектов, формирующие атмосферу Коттрелла вдоль линии дислокации (l) шириной (a) [10], могли образовывать ямки травления правильной формы рис. 2в. Их площадь, как правило, не превышала 16 мкм^2 , что определило минимальный («физический») порог фильтрации. Размер выделяемых таким образом темных объектов значительно ниже «статистического» порога фильтрации (585 мкм^2), который можно выделить на основе гистограмм распределения значений площадей темных объектов. Интересно, что в координатах «площадь объекта S –

его периметр P » (рис. 3) трем группам объектов на изображении, соответствующих ямкам травления и фону, выделенному на основе физического и статистического порогов фильтрации, отвечали различные значения тангенсов углов наклона аппроксимирующих кривых: 0,13; 0,85 и 0,33 соответственно. Линейность аппроксимирующих кривых – признак самоподобия физического явления: его неизменности при одинаковом кратном изменении координат S и P , что может отразить существующее различие в природе описываемых объектов [11].

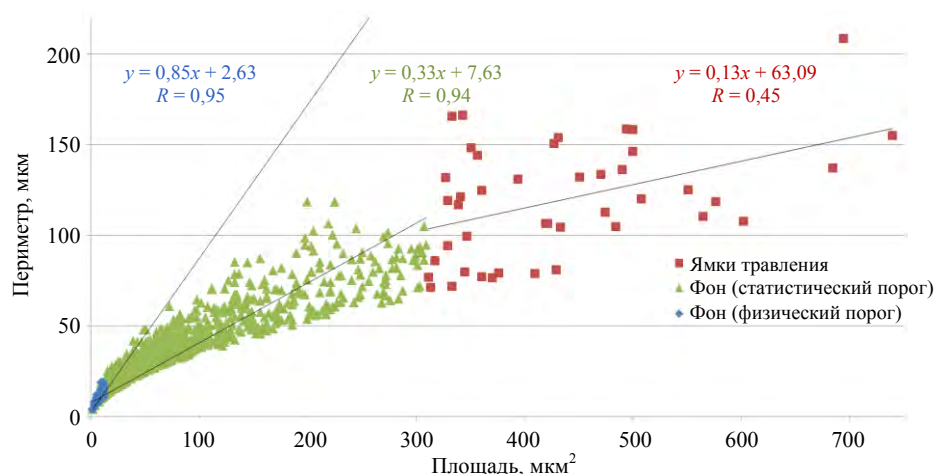


Рис. 3. Соотношение периметра темных объектов и их площади

Различие в природе объектов, отсекаемых физической и статистической фильтрацией, может быть, связано с особенностью процесса формирования контура ямок, возникающих в местах выхода на поверхность пластины атмосфер Коттрелла – их размер во многом определяется кинетикой растворения самих дислокаций, в отличие от ямок, образующихся в местах выхода на поверхность комплексов точечных дефектов [10].

4. Оценка неоднородности размещения ямок травления

Выделение искомым объектов на бинарном изображении – ямки травления, связанные с дислокационной структурой монокристалла (с использованием статистической фильтрации – площадью менее 585 мкм^2), выявило не только их различие в размерах, но и в размещении на поверхности шлифа: наличие областей их скопления и разрежения (рис. 4).

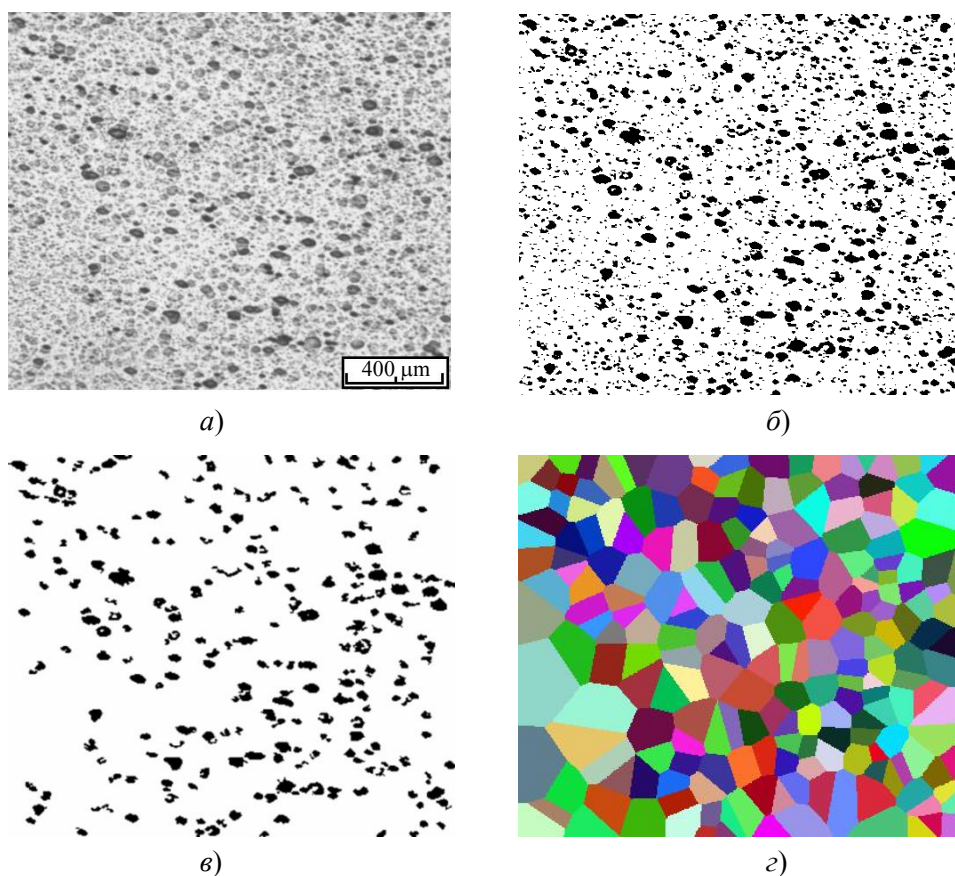


Рис. 4. Исходное изображение (а), его бинарное представление (б), в т. ч. после «статистической» фильтрации (в) и последующего разбиения изображения на полигоны Вороного (г)

Для оценки неоднородности размещения ямок травления было использовано разбиение пространства на полиэдры Вороного-Дирехле – многогранники, внутри которых все точки (пикселы) располагаются ближе к их центру, чем центрам соседних областей (рис. 4з) [17]. Такое разбиение позволяет объективно определить расстояние между ближайшими ямками травления. На рис. 5 представлена гистограмма распределения расстояний между темными объектами – центрами полиэдров.

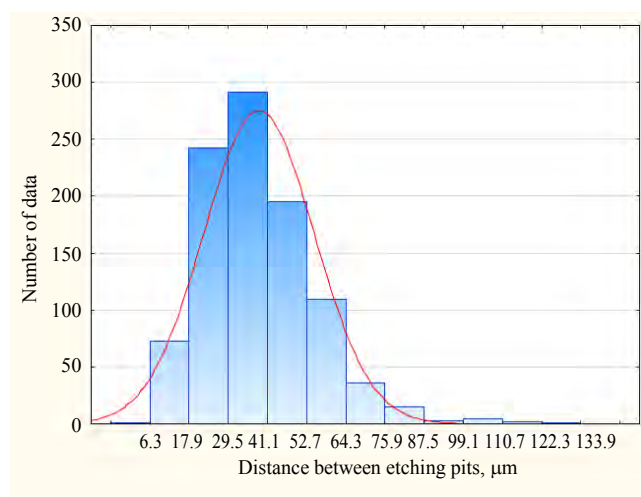


Рис. 5. Гистограмма распределения значений расстояний между центрами полиэдров Вороного (ямками травления)

Распределение расстояний между темными объектами было отлично от нормального распределения (коэффициент асимметрии – 1,12; эксцесс – 2,39), что подтверждает визуально наблюдаемую на изображении (см. рис. 4) неоднородность размещения ямок травления. Отсюда, например, разделение

изображения на четыре равных по площади фрагмента (рис. 6), дает для каждого из них не только своё среднее расстояние между центрами полиэдров Вороного, но и позволяет оценить статистическую природу их распределения – таблица. Из полученных результатов вытекает необходимость обоснования минимального объема экспериментальных данных для получения воспроизводимых результатов измерений плотности и характера размещения ямок травления на шлифе.

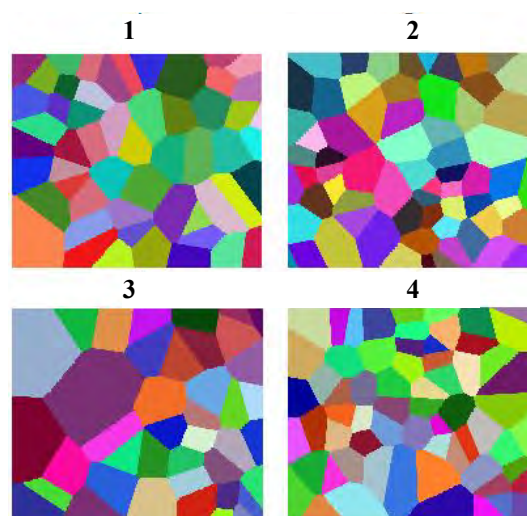


Рис. 6. Разбиение на полиэдры Вороного четырех фрагментов исходного изображения (рис. 4)

На рис. 7 представлены зависимости средних значений площади темных объектов, расстояния между ними (полиэдрами), их числа ближайших соседей от объемов измерения, изменявшихся в диапазоне ~ от 0,053 до 0,846 мм² (в масштабе пластины) для двух независимых участков панорамы.

Таблица

Статистические характеристики распределения расстояний между ямками травления для различных фрагментов изображения, представленных на рис. 6

№ фрагмента		1	2	3	4
Среднее расстояние между полиэдрами, мкм		38,3 ± 1,1	35,7 ± 0,9	42,4 ± 1,7	36,2 ± 0,9
Коэффициенты	асимметрии	1,12 ± 0,26	0,71 ± 0,24	2,13 ± 0,28	0,52 ± 0,24
	эксцесса	1,85 ± 0,55	0,22 ± 0,48	7,54 ± 0,62	0,053 ± 0,49

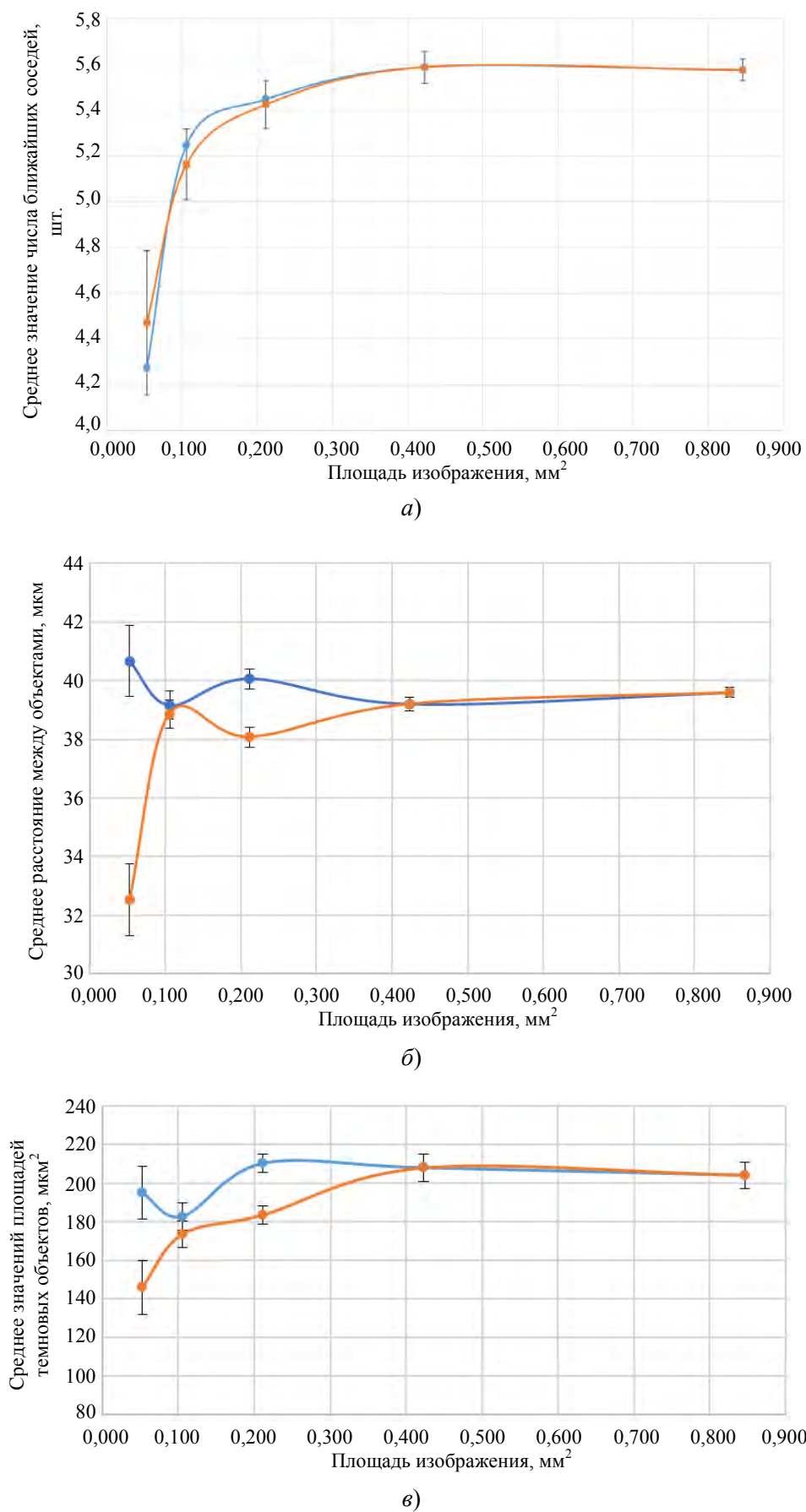


Рис. 7. Изменение средних значений числа ближайших соседей (полиэдров – темных объектов) – (а), расстояний между ними (б) и площадей темных объектов (в) в зависимости от объема измерений для двух независимых фрагментов панорамы (–●–; –○–)

Из полученных результатов следует, что при увеличении площади измерения более $0,42 \text{ мм}^2$ значения получаемых характеристик стабилизируются, вне зависимости от выбранного участка панорамы, чем обеспечивается их воспроизводимость и сопоставимость. При меньших объемах выборки возможно получение как идентичных, так и противоположных результатов, не совпадающих при этом с истинными значениями искомых величин. Полученные результаты подтверждают необходимость получения представительной статистики наблюдений при цифровых измерениях структур. Следует также отметить, что в макромасштабе образца могут наблюдаться области, отличные по морфологии ямок травления, друг относительно друга. В этой связи полноценное представление о строении ямок травления могут дать измерения их геометрии в масштабах всего образца (изделия).

Заключение

1. На основе статистики распределения площадей темных объектов для исследуемого в работе панорамного изображения определен порог фильтрации шумов – 585 мкм^2 . Показано, что группам темных объектов, выделяемых «статистической» (на основе гистограмм распределения значений площадей) и «физической» (по прямым наблюдениям морфологии ямок травления в сканирующем электронном микроскопе) фильтрацией, в координатах «площадь объекта S – его периметр P », отвечали различные значения тангенсов углов наклона аппроксимирующих кривых: 0,33 и 0,85 соответственно. Линейность кривых отражает самоподобие наблюдаемых физических явлений, а параметры кривых – различие в природе объектов.

2. Для оценки неоднородности размещения ямок травления на панорамном изображении использовано его разбиение по методу Вороного, с последующей оценкой статистики расстояний между темными объектами (цен-

трами полиэдров Вороного) и числа ближайших соседей.

3. Установлено, что получение воспроизводимых результатов измерения морфологии и закономерностей распределения ямок травления на поверхности пластин GaAs Te (100) возможно при размерах исследуемой области от $0,42 \text{ мм}^2$ и более (в масштабе образца).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Subramanyam N., Tsai C. T. / Journal of materials processing technology. 1995. Vol. 55 (3-4). P. 278–287. doi: 10.1016/0924-0136(95)02018-7
2. Frigeri C., Weyher J. L., Jimenez J., Martin P. / Journal de Physique III. 1997. № 12. P. 2339–2360.
3. Elliot A. G., Wei C. L., Vanderwater D. A. / Journal of Crystal Growth. 1987. Vol. 85 (1-2). P. 59.
4. Yu H. Y., Zhao Y. W., Zhan R., Gao Y. L., Hui F. / J. Semicond. 2008. Vol. 29 (9). P. 1775.
5. Jin C. H. / J. Semicond. 2013. Vol. 34 (6). P. 063005. doi: 10.1088/1674-4926/34/6/063005.
6. Оксанич А. П., Шевченко И. В., Краснополянская Ю. А. / Автоматизированные системы управления и приборы автоматики. 2011. № 156. С. 16–26.
7. SEMI M36-0699 Test Method for Measuring Etch Pit Density (EPD) in low dislocation density Gallium Arsenide wafers
8. Sangwal K. Etching of crystals: theory, experiment and application. – Elsevier, 2012.
9. <http://www.thixomet.com/>
10. Komarovskiy N. Yu., Zhuravlev E. O., Molodtsova E. V., Kudrya A. V. / Industrial laboratory Diagnostics of materials. 2024. Vol. 90 (7). P. 32–39.
11. Mandelbrot B. B. The fractal geometry of nature / Revised and enlarged edition. – New York, 1983.
12. Ozer S., Besikci C. / Journal of Physics D: Applied Physics. 2003. Vol. 36 (5). P. 559.
13. Huang M. L., Zheng Z. N., Dai Z. X., Guo X. J., Wang S. S., Jiang L. L., Wei J. C., Chen S. Y. / J. Semicond. 2022. Vol. 43 (4). P. 042101. <https://doi.org/10.1088/1674-4926/43/4/042101>
14. Belov A. G., Kanevskii V. E., Evgeniya I. K. et al. / Modern Electronic Materials. 2023. Vol. 9 (2). P. 69–76.
15. Standard practice for assessing the degree of banding or orientation of microstructures ASTM E1268-01
16. Kudrya A. V., Sokolovskaya E. A., Nihn L. H., Trachenko V. A., Skorodumov S. C., Papina K. B., Churong T. H. / Frontier Materials & Technologies. 2014. № 4. P. 44–52.
17. Martinez J., Hornus S., Song H., Lefebvre S. / ACM Transactions on Graphics. 2018. Vol. 37 (4). P. 1–15. doi: 10.1145/3197517.3201343

Measurement of the scales of inhomogeneity in the placement of etch dislocation holes in digital images of GaAs single crystals

N. Y. Komarovskiy^{1,2,*}, S. N. Knyazev¹, E. A. Sokolovskaya², A. V. Kudrya²,
A. S. Sukhanova^{2,3}, V. E. Antonova^{2,3} and E. V. Molodtsova¹

¹ Sazhin Giredmet JSC, Moscow, 111524 Russia

*E-mail: nickkomarovskiy@mail.ru

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

³ RD&P Center ORION, JSC, Moscow, 111538 Russia

Received 2.06.2025; revised 1.07.2025; accepted 20.10.2025

The homogeneity of the properties of semiconductor single crystals has been a key trend in the industry's recent development. However, there is currently no consensus on the degree of property heterogeneity or methods for its assessment. A method for analyzing the heterogeneity of dislocation etch pit distributions is proposed. This method is based on solving the problem of the proximity of binary image objects by partitioning the space into Voronoi polyhedra. Object size filtering was performed taking into account the known nature of the measured objects. A statistical filtering threshold of $585 \mu\text{m}^2$ was calculated using a histogram of the distribution of dark object areas. The nature of image noise was clarified through direct observation of etch pits using scanning electron microscopy, which allowed us to estimate the physical filtering threshold at $16 \mu\text{m}$. It was found that groups of dark objects identified by "statistical" and "physical" filtering, in the "object area S – its perimeter P " coordinates, corresponded to different slope values of the approximating curves: 0.33 and 0.85, respectively. It was shown that, to obtain objective results in digital image processing, it is necessary to accumulate representative measurement statistics – the size of the measurement area when studying the dislocation structure of GaAs should be at least 0.42 mm^2 .

Keywords: Czochralski method; GaAs; etching patterns; dislocations concentration; light microscopy; digital image processing; Voronoi polyhedral.

REFERENCES

1. Subramanyam N., Tsai C. T., Journal of materials processing technology. **55** (3-4), 278–287 (1995). doi: 10.1016/0924-0136(95)02018-7
2. Frigeri C., Weyher J. L., Jimenez J. and Martin P., Journal de Physique III., № 12, 2339–2360 (1997).
3. Elliot A. G., Wei C. L. and Vanderwater D. A., Journal of Crystal Growth. **85** (1-2), 59 (1987).
4. Yu H. Y., Zhao Y. W., Zhan R., Gao Y. L. and Hui F., J. Semicond. **29** (9), 1775 (2008).
5. Jin C. H., J. Semicond. **34** (6), 063005 (2013). doi: 10.1088/1674-4926/34/6/063005.
6. Oksanich A. P., Shevchenko I. V. and Krasnopol'skaya Yu. A., Avtomatizirovanny'e sistemy' upravleniya i pribory' avtomatiki, № 156, 16–26 (2011).
7. SEMI M36-0699 Test Method for Measuring Etch Pit Density (EPD) in low dislocation density Gallium Arsenide wafers
8. Sangwal K. Etching of crystals: theory, experiment and application. Elsevier, 2012.
9. <http://www.thixomet.com/>
10. Komarovskiy N. Yu., Zhuravlev E. O., Molodtsova E. V. and Kudrya A. V., Industrial laboratory Diagnostics of materials. **90** (7), 32–39 (2024).
11. Mandelbrot B. B. The fractal geometry of nature / Revised and enlarged edition. New York, 1983.
12. Ozer S. and Besikci C., Journal of Physics D: Applied Physics **36** (5), 559 (2003).
13. Huang M. L., Zheng Z. N., Dai Z. X., Guo X. J., Wang S. S., Jiang L. L., Wei J. C. and Chen S. Y., J. Semicond. **43** (4), 042101 (2022). <https://doi.org/10.1088/1674-4926/43/4/042101>

14. Belov A. G., Kanevskii V. E., Evgeniya I. K. et al., Modern Electronic Materials. **9** (2), 69–76 (2023).
15. Standard practice for assessing the degree of banding or orientation of microstructures ASTM E1268-01
16. Kudrya A. V., Sokolovskaya E. A., Nihn L. H., Trachenko V. A., Skorodumov S. C., Papina K. B. and Chuong T. H., Frontier Materials & Technologies, № 4, 44–52 (2014).
17. Martínez J., Hornus S., Song H. and Lefebvre S, ACM Transactions on Graphics. **37** (4), 1–15 (2018). doi:10.1145/3197517.3201343

Об авторах

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

Князев Станислав Николаевич, к.т.н., начальник лаборатории, АО «Гиредмет» (111524, Россия, Москва, ул. Электродная, д. 2, стр. 1). E-mail: stnknyazev@rosatom.ru ORCID: 0000-0002-2580-1707

Соколовская Элина Александровна, к.т.н., доцент кафедры металловедения и физики прочности, Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС» (119049, Россия, Москва, Ленинский просп., д. 4, стр. 1). E-mail: sokolovskaya@misis.ru ORCID 0000-0001-9381-9223. Web of Science Researcher ID AAM-6419-2021. Scopus Author ID 15077468100. SPIN-код: 2633-6344. AuthorID: 185426

Кудря Александр Викторович, д.т.н., профессор, заместитель заведующего кафедрой металловедения и физики прочности, Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС» (119049, Россия, Москва, Ленинский просп., д. 4, стр. 1). E-mail: AVKudrya@misis.ru ORCID: 0000-0002-0339-2391. Web of Science ResearcherID GWZ-8579-2022. Scopus AuthorID 6603628218. SPIN-код: 6497-2109. AuthorID: 11030

Суханова Анна Сергеевна, инженер, Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС» (119049, Россия, Москва, Ленинский просп., д. 4, стр. 1). АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). E-mail: sukhanova11@mail.ru SPIN-код: 3007-4250. AuthorID: 1245396

Антонова Валерия Евгеньевна, инженер 2 кат., Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС» (119049, Россия, Москва, Ленинский просп., д. 4, стр. 1). АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). E-mail: avaleriya98@mail.ru

Молодцова Елена Владимировна, к.т.н., ведущий научный сотрудник лаборатории низкотемпературных полупроводниковых соединений $A^{III}B^V$, АО «Гиредмет» (111524, Россия, Москва, ул. Электродная, д. 2, стр. 1). E-mail: evmol@bk.ru ORCID: 0000-0002-2699-9524

УДК 383
EDN: UCJTOH

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

Стенд для проведения ресурсных испытаний в форсированных режимах фотомодуля из состава фотоприемного устройства космического базирования© Д. Г. Соловьев¹, В. В. Буравцова¹, А. А. Красавин¹, К. Д. Кочнов^{1,*}, В. Б. Куликов²¹ АО «НПО «Орион», Москва, 111538 Россия

* E-mail: kir.nekko@gmail.com

² АО «ЦНИИ «Циклон», Москва, 107497 Россия

Статья поступила в редакцию 25.08.2025; после доработки 22.09.2025; принята к публикации 20.10.2025

Шифр научной специальности: 2.2.6

Спроектирован стенд для проведения ресурсных испытаний в форсированных режимах фотомодуля (ФМ) инфракрасного диапазона (ИК) с режимом временной задержки и накопления (ВЗН) из состава фотоприемного устройства космического базирования. Особенностью разработки является возможность получения экспериментальных данных об отказах, возникающих при длительном функционировании ФМ, которые оказывают влияние на пороговые характеристики устройства. Стенд позволяет подтвердить достаточность мер для обеспечения долговечности и безотказности работы фотомодуля, а также оценить надежность всей аппаратуры применения в целом. Апробация стенда будет проведена посредством запланированных испытаний.

Ключевые слова: стенд; фотоприемное устройство; фотомодуль; надежность.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-5-94-99

Введение

При изготовлении аппаратуры дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ), применение которой подразумевается в космическом пространстве, на этапе разработки предусматривается проведение расчетов и оценки надежности, особенно в случаях сверхдлительной эксплуатации порядка 10–15 лет под постоянным воздействием ионизирующего излучения космического пространства [1]. На основании расчетов и оценок надежности, а также требований к аппаратуре ДЗЗ определяются также схемотехнические и конструкционные решения по изготовлению.

Ключевым элементом аппаратуры ДЗЗ являются фотоприёмные устройства (ФПУ), работающие в инфракрасном (ИК) диапазоне спектра. Наиболее перспективными типами

ИК ФПУ с точки зрения надёжности и радиационной стойкости считаются ИК ФПУ сканирующего типа с режимом временной задержки и накопления заряда (ВЗН), использующие в качестве фотоприёмника фотомодули с цифровыми выходами (ФМ-Д). Надёжность и радиационная стойкость таких ИК ФПУ обусловлена тем, что аналого-цифровое преобразование сигнала осуществляется внутри большой интегральной схемы (БИС) считывания в составе ФМ-Д [2].

В составе рассматриваемого фотоприемного устройства была определена самая критичная составная часть – ФМ-Д, матрица фоточувствительных элементов (ФЧЭ) которого представлена фотодиодами на основе HgCdTe (кадмий-ртуть-теллур) [3]. В указанной работе был проведён расчет надежности фотомодуля.

Описание объекта измерения

Фотомодуль состоит из коварового основания, на которое установлен мультиплексор с 1024 ВЗН-каналами со встроенными в каждый канал 14-разрядными аналого-цифровыми преобразователями с присоединенными ФЧЭ формата (1024×10), топологически представляющих собой четыре субматрицы [4, 5]. Материал фоточувствительных элементов кадмий-ртуть-теллур. Каждый фотомодуль формирует на своих выходах цифровые последовательности, представляющие собой результаты аналого-цифрового преобразования сигналов с 1024 ВЗН-каналов мультиплексора.

Методика испытаний

Ресурсные испытания проводят с целью отработки и подтверждения надежности аппаратуры, выявления и устранения потенциальных схемо-конструктивных дефектов, проявляющихся при длительном функционировании аппаратуры за сроки службы (назначенный ресурс) по техническому заданию, и оценки (прогнозирования) характеристик надежности по результатам ресурсных испытаний. Для сокращения сроков проведения ресурсных аппаратуры с длительными сроками активного существования космического аппарата (3 года и более) допускается проводить испытания в форсированных режимах.

Форсированные ресурсные испытания содержат четыре процедуры:

- Процедура 1 – термоциклирование, 1120 часов, состоит из 70 термоциклов;
- Процедура 2 – испытание на воздействие пониженной рабочей температуры минус 110 °С, 150 часов, состоит из 3 циклов;
- Процедура 3 – длительная работа фотомодуля при рабочей температуре минус (103±2) °С в режиме питания «Включено-Выключено», 2676 часов, состоит из 2676 циклов «фотомодуль включен»-«фотомодуль выключен»;
- Процедура 4 – испытание на воздействие повышенной температуры + 35 °С, 604 часа, состоит из 2 циклов.

Стенд для проведения испытаний

Для проведения ресурсных испытаний в форсированных режимах фотомодуля из состава фотоприемного устройства космического базирования разработан стенд, позволяющий оценить долговечность и безотказность работы фотомодуля. В состав стенда (см. рисунок) входят:

- криостат с системой охлаждения жидким азотом, обеспечивающий охлаждение внутренней конструкции, к которой крепится измерительная оснастка фотомодуля;
- блок управления и питания в составе:
 - 1) блок управления, обеспечивающий:
 - контроль величин установленных значений питающих напряжений;
 - установку режимов работы фотомодуля;
 - вывод в аналоговой форме, для осциллографического контроля, сигналов, представляющих последовательности выборок 512-ти четных или 512-ти нечетных каналов с выходов OUT1, OUT2 фотомодуля;
 - вывод в аналоговой форме, для осциллографического контроля, сигналы, представляющие собой последовательности выборок с одного из 512-ти четных или 512-ти нечетных каналов фотомодуля;
 - установку режима синхронизации сканера внешней засветки и мультиплексора;
 - измерение суммарного тока потребления фотомодуля;
 - контроль импульсов управления фотомодуля;
 - организацию взаимодействия с управляющей ПЭВМ.
 - 2) блок связи, обеспечивающий связь между фотомодулем в измерительной оснастке и блоком управления и контроль работоспособности, чем достигается выполнение следующих проверок:
 - проверка диапазонов изменения напряжений питания и управления фотомодуля;
 - проверка канала измерения суммарного тока потребления фотомодуля;
 - проверка временных диаграмм импульсов управления фотомодулем;
 - проверка канала вывода аналоговой информации для осциллографического контроля;
 - проверка целостности цепей датчиков температуры;

- проверка исправности USB-канала передачи информации из блока управления и питания в ПЭВМ.

- 3) кабель, соединяющий блок управления с блоком связи;

- 4) USB-кабель, соединяющий блок управления с ПЭВМ;

- 5) сетевой кабель.

- термодат-17Е6 TD13303625 (предназначен для измерения и регулирования температуры по нескольким каналам одновременно);

- лабораторный источник питания MATRIX VPS-3005L-3 (используется для нагревания элементов (резисторов) и поддержания температуры в измерительной оснастке и блоке связи);

- лабораторный источник питания АКТАКОМ АТН-3335 (используется для нагревания элементов (резисторов) и поддержания температуры в блоке связи);

- измеритель температуры многоканальный прецизионный МИТ 8.03 (предназначен для прецизионных измерений температуры и измерения температурных полей);

- вольтметр универсальный АКИП В7-78/1 (позволяет с высокой точностью определить силу переменного и постоянного тока, сопротивление, напряжение, частоту и температуру при подключении внешних датчиков);

- осциллограф Tektronix MDO4054B-3 (обеспечивает регистрацию аналоговых, цифровых и радиочастотных сигналов с корреляцией по времени, позволяет исследовать сигнал и осуществлять измерения в частотной и временной областях одновременно);

- насос турбовакуумный Agilent TPS-mini (создает разреженное пространство внутри криостата);

- вакуумметр электронный TELEVAK СС-10 (предназначен для точного измерения абсолютного давления);

- модуль абсолютно черного тела М305 (является источником излучения);

- модулятор с блоком управления New Focus, модель 3502 (модулирует поток излучения от абсолютно черного тела);

- ПЭВМ;

- программное обеспечение, предназначенное для обработки информации, идущей от фотомодуля, и вывода информационных кадров вместе с результатами расчёта характеристик фотомодуля на экран монитора ПЭВМ.

ФМ-Д устанавливается в измерительную оснастку, которая вместе с блоком связи размещаются в охлаждаемой зоне криостата. Затем внутри криостата с помощью высоковакуумного насоса снижается давление до сверхвысокого вакуума (меньше 10^{-5} Па), уровень давления контролируется соответствующим датчиком внутри криостата. Затем ФМ-Д охлаждается с помощью жидкого азота до рабочей температуры, контроль которой выполняется соответствующим датчиком внутри криостата. К примеру, рабочая температура составляет порядка 80 К для фотомодуля, фоточувствительные элементы которого представляют собой фотодиоды, изготовленные из CdHgTe длинноволнового инфракрасного диапазона спектра. Затем выполняется питание и первичная настройка ФМ-Д посредством блока управления и питания [6].

Блок связи снабжен термодатчиком и резисторами-нагревателями (НГ2 и НГ3), предназначенными для поддержания положительной температуры на блоке связи.

Криостат имеет две зоны:

- откачиваемую с помощью насоса герметизированную зону, с установленными в ней измерительной оснасткой с фотомодулем и блоком связи (охлаждаемая зона);

- зона для заливки жидкого азота (камера для азота).

Оснастка с фотомодулем в охлаждаемой зоне устанавливается на медную пластину, которая прикрепляется к теплопроводу, идущему в камеру для азота. Для регулировки температуры на фотомодуле на пластину устанавливаются резистор-нагреватель (НГ1) и датчик температуры (Т1), в качестве которого используется чувствительный элемент платиновый ЧЭПТ-50П. Изменяя ток через резистор-нагреватель (НГ1), устанавливаются заданные температуры охлаждения или нагрева фотомодуля. Блок связи не имеет теплового контакта с медной пластиной. Тепловой поток от блока связи к фотомодулю идет по соединяющему их кабелю. Для поддержания на блоке связи положительной температуры при всех видах испытаний фотомодуля блок связи снабжен двумя резисторами-нагревателями (НГ2 и НГ3) и датчиком температуры LN222Pt100, с помощью которого выводится температура с блока связи (Т4). Дополнительно в измерительную оснастку с фотомодулем

встроены два датчика температуры LN222Pt100, формирующие температуры T2 и T3. Нагрев резистора-нагревателя (НГ1) осуществляется от лабораторного источника (И1). Управляющие и питающие напряжения на фотомодуль, а также съём с него информационных сигналов осуществляется с помощью блока связи и блока управления из состава блока управления и питания. С помощью вольтметра и осциллографа, подключенных к блоку управления, осуществляется контроль группового тока потребления и сигналов на выходе фотомодуля. В блоке управления информационные сигналы с выходов фотомодуля преобразовываются в единый цифровой поток, который по USB – каналу поступает для обработки и индикации в ПЭВМ. Для фотомодуля внутри криостата должно поддерживаться пониженное давление, ($10^{-6} \div 10^{-4}$ мм. рт. ст), создаваемое с помощью электровакуумного насоса «Agilent TPS-mini». Давление внутри

криостата должно контролироваться с помощью вакуумметра TELEVAC CC-10. С помощью нагревательных элементов (резисторов) НКЗ, НГЗ и двух-канального источника АКТАКОМ АТН-3335 температура блока связи (Т4) должна поддерживаться в диапазоне ($10 \div 30$) °С. Контроль рабочей температуры фотомодуля осуществляется с помощью трех датчиков температуры:

- датчика Т1, установленного на пластине с оснасткой;
- датчиков Т2, Т3 типа LN222Pt100, установленных внутри оснастки.

Термодатчики, формирующие данные температур Т2, ..., Т4 подключаются к четырехканальному регулятору (измерителю температур) термодат-17Е6. Значения Т2, ..., Т4 выводятся на индикаторное табло измерителя и, одновременно, передаются в ПЭВМ по интерфейсному каналу, сформированному с помощью преобразователя RS-232/USB типа МОХА.

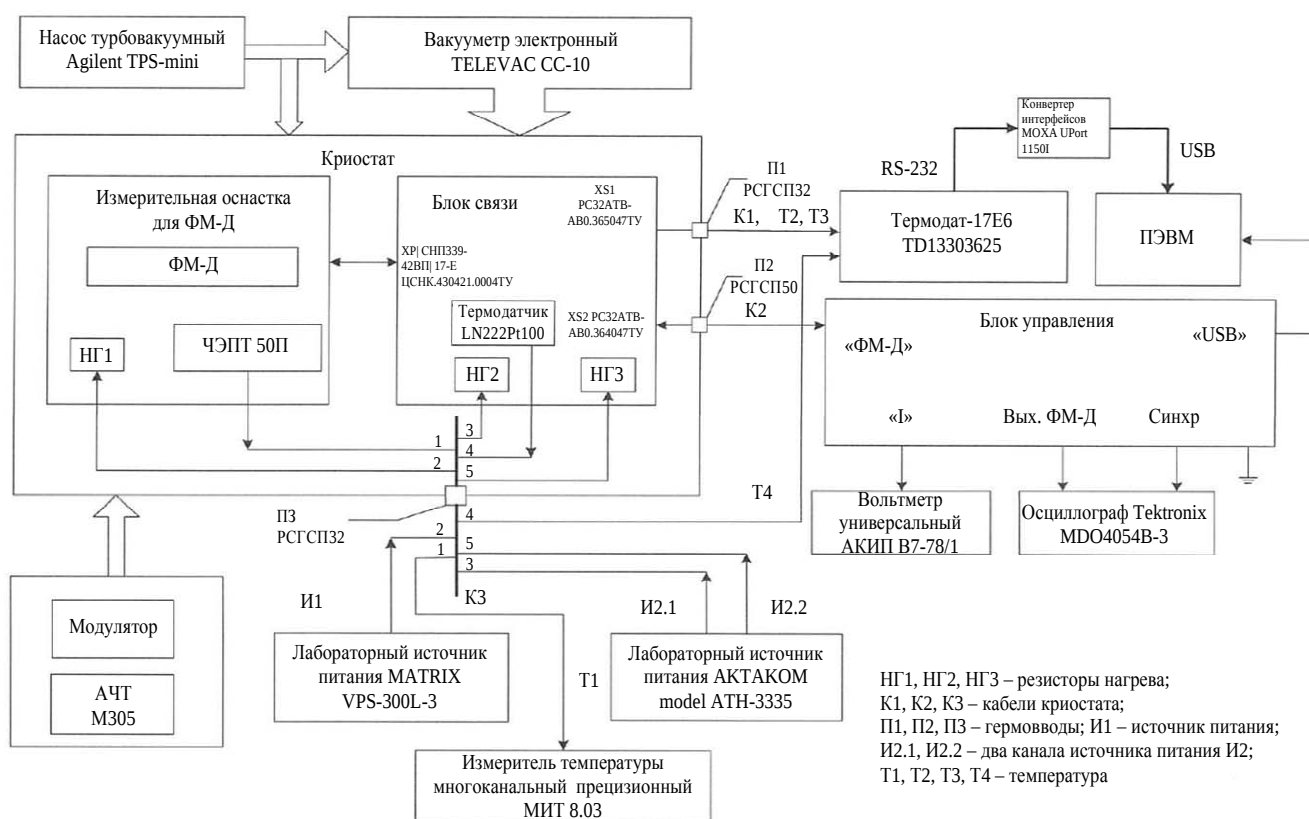


Рисунок. Структурная схема стенда

Заключение

Стенд для проведения ресурсных испытаний в форсированных режимах фотомодуля из состава фотоприемного устройства косми-

ческого базирования позволяет выявить и устранить дефекты и отказы при длительном функционировании фотомодуля, осуществить контроль и подтверждение достаточных мер по обеспечению заданной вероятности без-

отказной работы и назначенного ресурса, реализуемого в форсированном режиме по воздействию факторам, подтвердить неразрушающий характер электротермотренировки фотомодуля. Для подтверждения оценки надежности, проведенной в статье [3] на данном стенде будут проведены ресурсные испытания в форсированных режимах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гапонов О. В., Сокольский М. А., Романов Е. К. / Успехи прикладной физики. 2024. Т. 12. № 6. С. 501–530.
2. Козлов К. В., Патрашин А. И., Бурлаков И. Д., Бычковский Я. С., Дразников Б. Н., Кузнецов П. А. / Успехи прикладной физики. 2017. Т. 5. № 1. С. 63–78.

3. Романов Е. К., Бурлаков В. И., Чеботаренко Д. Д., Юдовская А. Д. / Прикладная физика. 2025. № 3. С. 25–33.

4. Ларионов Н. А., Якимов Ю. А., Моцев И. С., Храпунов М. Л., Стрельцов В. А., Кузнецов П. А. / Тезисы докладов XXVI международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. – Москва, 2022. С. 216–218.

5. Якимов Ю. А., Ларионов Н. А., Кузнецов А. Н. / Тезисы докладов X научно-практической конференции молодых ученых и специалистов «Фотосенсорика: новые материалы, технологии, приборы, производство». – Москва, 2021. С. 45–48.

6. Гапонов О. В., Бурлаков В. И., Власова О. И. Способ деселекции последовательностей избыточно шумящих элементов в каналах инфракрасного фоточувствительного модуля с режимом временной задержки и накопления. Патент на изобретение № 2805779 (РФ). 2023.

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

The stand for conducting resource tests in forced modes of a photosensitive element from a space-based photodetector device

D. G. Solovyov¹, V. V. Buravtsova¹, A. A. Krasavin¹, K. D. Kochnov^{1,*}
and V. B. Kulikov²

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

* E-mail: kir.nekko@gmail.com

² Joint Stock Company “Central Scientific-Research Institute “Cyclone”, Moscow, 107497 Russia

Received 25.08.2025; revised 22.09.2025; accepted 20.10.2025

A stand has been designed for carrying out resource tests in forced modes of a photomodule (FM) of the infrared range (IR) with a temporary hold and accumulation mode (VZN) from a space-based photodetector. A feature of the development is the possibility of obtaining experimental data on failures that occur during prolonged operation of the FM, which affect the threshold characteristics of the device. The stand allows us to confirm the sufficiency of measures to ensure the durability and reliability of the photomodule, as well as to assess the reliability of all equipment used in the whole. The stand will be tested through scheduled tests.

Keywords: stand; photodetector device; photosensitive element.

REFERENCES

1. Gaponov O. V., Sokolsky M. A. and Romanov E. K., Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics) 12 (6), 501–530 (2024) [in Russian].
2. Kozlov K. V., Patrashin A. I., Burlakov I. D., Bychkovsky Ya. S., Drazhnikov B. N. and Kuznetsov P. A. (Advances in Applied Physics) 5 (1), 63–78 (2017) [in Russian].
3. Romanov E. K., Burlakov V. I., Chebotarenko D. D. and Yudovskaya A. D. Applied Physics, № 3, 25–33 (2025) [in Russian].
4. Larionov N. A., Yakimov Yu. A., Moshev I. S., Khrapunov M. L., Streltsov V. A. and Kuznetsov P. A. Abstracts of the XXVI international scientific and technical conference on Photoelectronics and night vision devices. Moscow, 2022, pp. 216–218 [in Russian].

5. Yakimov Yu. A., Larionov N. A. and Kuznetsov A. N. / Proc. X scientific and practical conference of young scientists and specialists "Fotosensorika: novye materialy, tekhnologii, pribory, proizvodstvo". Moscow, 2021, pp. 45–48 [in Russian].
6. Gaponov O. V., Burlakov V. I. and Vlasova O. I. Method for deselecting sequences of excessively noisy elements in the channels of an infrared photosensitive module with a time delay and accumulation mode. Patent for invention № 2805779 (RF). 2023.

Об авторах

Соловьев Дмитрий Георгиевич, начальник отдела, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). E-mail: sol.discovery@yandex.ru

Буравцова Вера Валерьевна, главный специалист, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). E-mail: vera_bur@rambler.ru

Красавин Александр Александрович, ведущий инженер, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). E-mail: meeting62@inbox.ru

Кочнов Кирилл Дмитриевич, инженер, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, 9). E-mail: kir.nekko@gmail.com

Куликов Владимир Борисович, д.т.н., начальник отдела, АО «ЦНИИ «Циклон» (107497, Россия, Москва, Щелковское ш., 77). E-mail: v.kulikov@cyclone-jsc.ru SPIN-код: 2840-0055, AuthorID: 1017695

УДК 620. 179. 152
EDN: UTDMLX

PACS: 87.53.Bn

Количественная оценка качества радиографического контроля с учетом специфики генерации и формирования рабочих пучков проникающего излучения© А. С. Декопов¹, А. А. Лукьянов^{1,2,*}, С. П. Масленников², С. В. Михайлов¹¹ Акционерное общество «Энергомонтаж Интернэшнл», Москва, 107078 Россия

* E-mail: lukyanov_a_a@bk.ru

² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, 115409 Россия

Статья поступила в редакцию 5.06.2025; после доработки 27.06.2025; принята к публикации 20.10.2025

Представлена количественная оценка качества радиографического контроля с учетом особенностей формирования системами глубокой коллимации рабочих пучков проникающего излучения в портативных средствах радиографического контроля затворного типа, оснащённых источниками на основе радионуклида ^{192}Ir , генерирующими потоки ионизирующего излучения фокальными пятнами поверхностей «дно» и «бок» цилиндрической капсулы. Проведено математическое моделирование взаимодействия гамма-излучения с элементами систем глубокой коллимации различной геометрии с использованием программных комплексов MCNP5 и Geant4. Установлено, что применение пирамидальной системы глубокой коллимации позволяет улучшить соотношение «сигнал/шум» примерно в два раза по сравнению с прямоугольно-пирамидальной, что способствует повышению качества регистрируемого изображения и снижению массогабаритных характеристик оборудования. Кроме того, ориентация капсулы излучателя относительно «зоны интереса» фокальным пятном излучающей области «дно» незначительно увеличивает вклад шумового эффекта и ухудшает параметры фактора «сигнал/шум» не более, чем на 1 %.

Ключевые слова: глубоко коллимированный; шумовой эффект; фактор «сигнал/шум»; гамма-дефектоскоп затворного типа.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-5-100-105

Высокое качество радиографического метода контроля с относительной чувствительностью 1–2 % в диапазоне радиационных толщин до 70 мм по стали гарантированно достигается с использованием глубоко коллимированных серийных средств радиографического контроля (СРК) переносного класса, оснащаемых серийными излучателями на основе радионуклида ^{192}Ir [1].

По экспертным оценкам в РФ на объектах судостроения, предприятий химической, нефтегазовой и нефтеперерабатывающей промышленности, а также в энергетической от-

расли в промышленной эксплуатации находится до 10 тысяч серийных гамма-дефектоскопов переносного класса.

Широкое распространение в отечественной практике неразрушающего контроля получил разработанный АО «НИИТФА» адаптивно к конструктивно стесненным условиям монтажа и ремонта портативный гамма-дефектоскоп затворного типа серии «Стапель» [2], снабженный системой глубокой коллимации.

При работе с указанными СРК на предприятиях судостроительной промышленности

сформировалось гипотетическое предположение, что наилучшая чувствительность метода контроля в условиях глубокой коллимации фронтального пучка излучения достигается стандартными излучателями, ориентированными в направлении объекта контроля исключительно излучающей областью донной рабочей поверхности цилиндрической капсулы источника.

Указанная гипотеза предварительно исследована и оценена канавочным эталоном № 2 (ГОСТ 7512-82) на судостроительном предприятии в штатных условиях регистрации макроструктуры сварных стыков. Полученные фактические результаты эталонной оценки качества радиографического контроля реальных объектов не позволили отдать предпочтение какой-либо из систем координации фокальных пятен излучающих областей «бок» и «дно» капсулы при ориентации капсулы излучателя относительно «зоны интереса» донной и боковой поверхностями.

В этой связи практика радиографии с использованием указанных СРК и анализ конструктивной композиции формирователя коллимированного пучка излучения затворных гамма-дефектоскопов подсказывают необходимость иного подхода к исследованию поставленной задачи с учетом специфики формирования глубоко коллимированных рабочих пучков излучения, например, посредством количественной оценки эффектов конвертации излучения и генерации негативно сказывающегося на чувствительности метода шумового потока рассеянного излучения ($I_{\text{ф}}$) и несущего полезную информацию потока нерассеянного излучения ($I_{\text{п}}$) в цифровом формате.

В этой связи с учетом различных физических возможностей трансформации потока первичного излучения конструктивными версиями систем глубокой коллимации целесообразна количественная оценка достигаемого качества контроля с использованием цифровых технологий по фактору «сигнал/шум» ($I_{\text{п}}/I_{\text{ф}}$), который позволит оценить степень размытия изображения при несовершенстве узловых решений указанного формирователя, применении фильтра, а также использовании излучателей с нестандартными размерами активированного сердечника и в том числе геометрической ориентации капсулы излучателя в системе.

Таким образом, в сфере интереса настоящей работы оказался вопрос установления фактора «сигнал/ шум» применительно к различным системам глубокой коллимации (пирамидально-прямоугольной рис. 1 (A1-A1) и пирамидальной рис. 1 (A2-A2) в ранее описанных условиях экспонирования фокальными пятнами излучающих областей «бок» и «дно» цилиндрической капсулы источника. Система радиографического контроля для данного случая детально представлена на рисунке 1.

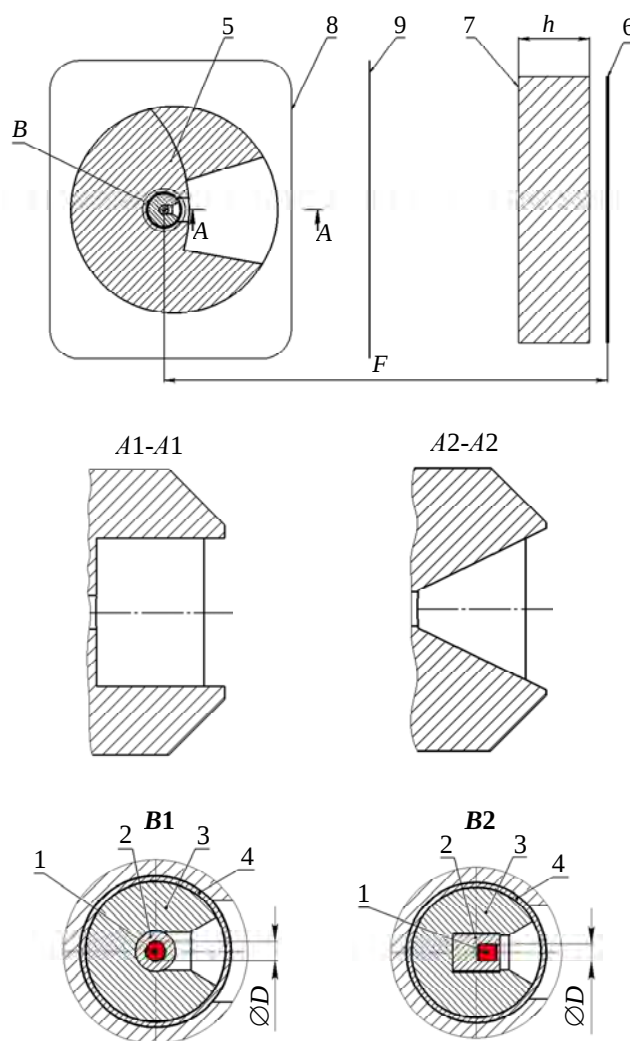


Рис. 1. Упрощенная система радиографического контроля: A1-A1 – вид в разрезе пирамидально-прямоугольной системы глубокой коллимации; A2-A2 – вид в разрезе пирамидальной системы глубокой коллимации; B1 – фокальное пятно излучающей области «бок»; B2 – фокальное пятно излучающей области «дно»; 1 – активная часть излучателя; 2 – капсула излучателя; 3 – держатель источника; 4 – гильза; 5 – защитно-коллимационный блок с затвором; 6 – пленочный детектор; 7 – объект контроля; 8 – корпус системы ручной координации пучка излучения; 9 – фильтр Pb

Взаимодействие фотонов радионуклидного излучателя на основе ^{192}Ir [4] с компонентами системы и количественное установление потоков I_f и I_p , зарегистрированных пленочно-эмульсионным детектором [5], реализовано методом математического моделирования Монте-Карло с использованием программного комплекса MCNP5 согласно расчетной модели с учетом координации фокальных пятен в положениях «дно» и «бок» в системе применительно к случаям использования фильтра Pb и излучателей в том числе с нестандартными размерами активированного сердечника. В расчётной модели заданы материалы: блок защиты на основе урана-238, держатель источника ВНЖ-95, капсула источника и втулка гнезда блока зажимы из нержавеющей стали 12Х18Н10Т, активная часть на основе ^{192}Ir .

Результаты моделирования по фактору «сигнал/шум» в программном комплексе MCNP5 представлены в таблице.

Визуализированные отображения распределений регистрируемых потоков гамма-излучения в различных конструктивных ис-

полнениях систем глубокой коллимации были реализованы моделированием в программном комплексе Geant4 [6] с запуском $3,7 \times 10^8$ событий распада применительно к излучателю на основе радионуклида ^{192}Ir размерами активной части $\varnothing 1,5 \times 1,5$ мм на фокусном расстоянии 150 мм с последующим построением распределения потоков (рис. 2) в среде MATLAB, а также графиков распределения интенсивности потока по осям X и Y без вклада рассеянного излучения (рис. 3).

На рис. 2 представлены карты треков распределения гамма-квантов на фокусном расстоянии 150 мм в зависимости от геометрии системы глубокой коллимации.

Максимальный размер интересующей области 150×150 мм на фокусном расстоянии 150 мм согласно РЭ на аппараты типа «Стапель5 Se75 Ir192» с системой глубокой коллимации.

В исследовательских экспериментах настоящей работы практическое применение получил снабженный системой глубокой коллимации портативный гамма-дефектоскоп затворного типа «Стапель» [2].

Таблица

ИИИ Ir192 ТУ95.930-82	Фактор «сигнал/шум»			
	Ориентация изучающей рабочей поверхности «бок» Прямоугольно-пирамидальный коллиматор	Ориентация изучающей рабочей поверхности «дно» Прямоугольно-пирамидальный коллиматор	Ориентация изучающей рабочей поверхности «бок» Пирамидальный коллиматор	Ориентация изучающей рабочей поверхности «дно» Пирамидальный коллиматор
Размер активной части ИИИ $\varnothing 1,5 \times 1,5$ мм	$22,411 \pm 0,0041$	$22,199 \pm 0,0044$	$47,539 \pm 0,0054$	$47,216 \pm 0,0053$
Размер активной части ИИИ $\varnothing 1,5 \times 1,5$ мм с фильтром 0,1 мм	$21,619 \pm 0,0054$	$21,411 \pm 0,0053$	$46,964 \pm 0,0073$	$46,463 \pm 0,0073$
Размер активной части ИИИ $\varnothing 1,5 \times 1,7$ мм	$21,622 \pm 0,0041$	$21,404 \pm 0,0044$	$46,959 \pm 0,0053$	$46,461 \pm 0,0053$
Размер активной части ИИИ $\varnothing 1,5 \times 1,7$ мм с фильтром 0,1 мм	$21,431 \pm 0,0053$	$21,167 \pm 0,0053$	$46,714 \pm 0,0074$	$45,963 \pm 0,0073$

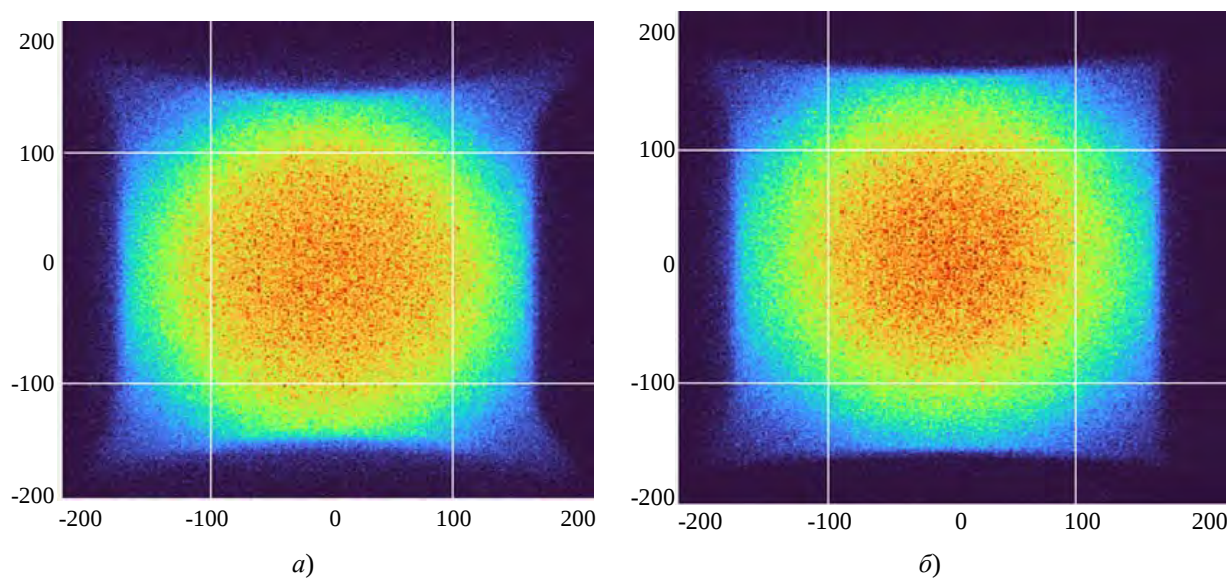


Рис. 2. Распределения потоков прямого и рассеянного излучения гамма-квантов системами глубокой коллимации: а) – пирамидально-прямоугольная; б) – пирамидальная

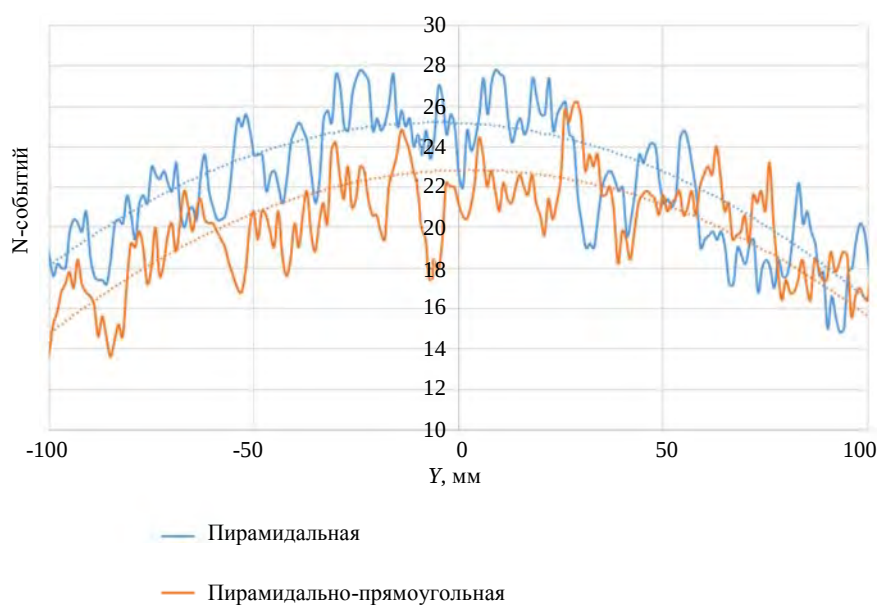
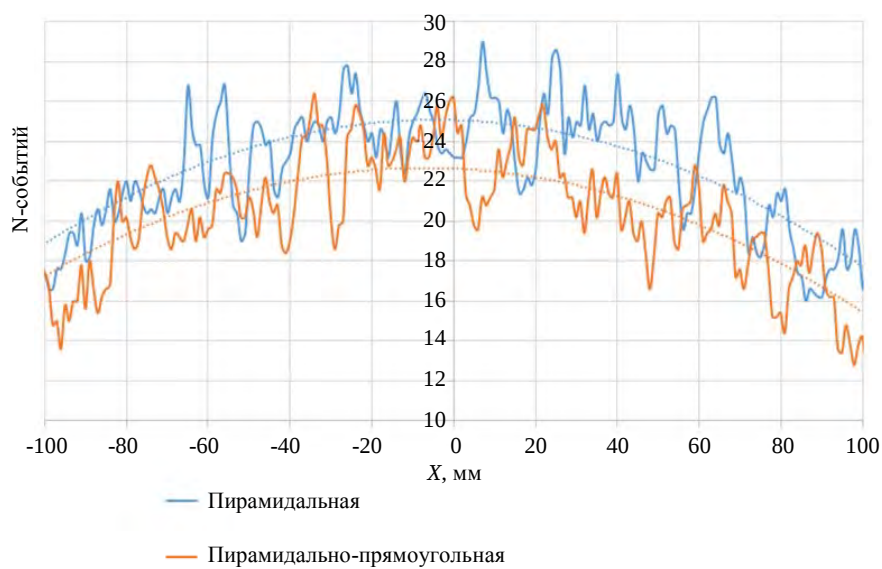


Рис. 3. Графики распределения интенсивностей потоков по осям

Максимальный размер интересующей области 150×150 мм на фокусном расстоянии 150 мм согласно РЭ на аппараты типа «Стапель5 Se75 Ir192» с системой глубокой коллимации.

В исследовательских экспериментах настоящей работы практическое применение получил снабженный системой глубокой коллимации портативный гамма-дефектоскоп затворного типа «Стапель» [2].

При апробации указанного серийного СРК в условиях конструктивной стесненности зоны контроля к основным эксплуатационным недостаткам отнесена низкая прецизионность координации условной геометрической оси коллимированного пучка излучения по центру «зоны интереса» объекта контроля, что негативно отражается на качестве регистрируемой информации вследствие высокой вероятности смещений зоны облучения за пределы «зоны интереса», регистрации при этом эффектов обратно-рассеянного излучения от сопредельных конструкций, а также повышения радиационной опасности, сопряженной с повышением лучевых нагрузок на персонал и окружающую среду.

В этой связи АО «ЭМИ» разработано патентованное техническое решение (№ 2791427) [7] обновленной модели затворного гамма-дефектоскопа, обеспечивающее визуализированную координацию траектории нацеливания центра рабочего пучка гамма-излучения в ручном режиме относительно точно обозначенного центра «зоны интереса» объекта контроля. Это техническое решение реализовано конвертацией штатной откидной ручки переноса, армированной острофокусным генератором лазерного излучения, для визуализированного сопровождения траектории курсовой направленности виртуальной геометрической оси пучка гамма-излучения оператором совмещением точечной проекции узконаправленного лазерного луча с ранее маркированным центром «зоны интереса» объекта контроля.

Выводы

1. Расчетные данные фактора «сигнал/шум» полученных с применением ПК позволяют констатировать: пирамидальная система глубокой коллимации в ≈ 2 раза улучшает соотношение «сигнал/шум» (таблица

в сравнении с прямоугольно-пирамидальной, что должно сказаться на уменьшении размытия изображения.

2. Согласно расчетным данным (таблица) фильтр из Pb толщиной 0,1 мм не уменьшает вклад шумового эффекта.

3. Ориентация капсулы излучателя относительно «зоны интереса» фокальным пятном излучающей области «дно» незначительно увеличивает вклад шумового эффекта и $< 1\%$ ухудшает параметры фактора «сигнал/шум» в связи с внутренним самопоглощением. Исходя из этого ориентация капсулы фокальным пятном излучающей области «бок» или «дно» безразлично.

4. Пирамидальная система глубокой коллимации позволяет уменьшить вес затворного узла в $\approx 1,4$ раза, вследствие чего увеличивается устойчивость к динамическим нагрузкам в условиях аварийного транспортирования.

5. Интенсивность потока прямого нерассеянного излучения пирамидальной системы глубокой коллимации выше по оси X в 1,11 раз по оси Y в 1,1 раза, что видно из графиков рис. 3.

6. Создано оригинальное техническое решение № 2791427 координации виртуальной геометрической оси коллимированного пучка излучения относительно «зоны интереса» с целью увеличения прецизионности, уменьшения шумовых эффектов обратно рассеянного излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ТУ95.930-82 Источники гамма-излучения закрытые на основе радионуклида иридий-192. Технические условия.
2. Хорошев В. Н. и др. Гамма-дефектоскоп. Патент № 2418290 (РФ). 2011.
3. IAEA Nuclear Data Section [Электронный ресурс]. URL: <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>.
4. MCNP [Электронный ресурс]. URL: <https://mcnp.lanl.gov/manual.html>
5. Декопов А. С. Исследования методов радиографического контроля кольцевых сварных соединений узлов ядерных реакторов: дисс. ... канд. техн. наук. – М., 2012.
6. Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. / Nucl. Instrum. Meth. A. 2003. Vol. 506. P. 250–303.
7. Декопов А. С. и др. Гамма-дефектоскоп затворного типа. Патент № 2791427 (РФ). 2023.

Quantitative assessment of the quality of radiographic control, taking into account the specifics of generation and formation of working beams of penetrating radiation

A. S. Dekopov¹, A. A. Lukyanov^{1,2,*}, S. P. Maslennikov² and S. V. Mikhailov¹

¹ Joint Stock Company «Energomontazh International», Moscow, 107078 Russia

² National Research Nuclear University MEPhI, Moscow 115409 Russia

Received 5.06.2025; revised 27.06.2025; accepted 20.10.2025

The paper presents a quantitative assessment of the quality of radiographic testing taking into account the features of formation of working beams of penetrating radiation by various design versions of deep collimation systems in portable radiographic testing devices of the shutter type equipped with sources based on the radionuclide ¹⁹²Ir, generating flows of ionizing radiation by focal spots of the emitting working surfaces "bottom" and "side" of the cylindrical capsule of the emitter. Mathematical modeling of the interaction of gamma radiation with elements of deep collimation systems of various geometries was carried out using the MCNP5 and Geant4 software packages. It was found that the use of a pyramidal deep collimation system allows improving the signal-to-noise ratio by approximately two times compared to a rectangular-pyramidal one, which helps to improve the quality of the recorded image and reduce the weight and size characteristics of the equipment. In addition, the orientation of the emitter capsule relative to the "zone of interest" by the focal spot of the emitting region "bottom" slightly increases the contribution of the noise effect and <1% worsens the parameters of the "signal/noise" factor.

Keywords: deep collimated system; noise effect; signal-to-noise factor; gate-type gamma-ray flaw detector.

REFERENCES

1. TU95.930-82 Sealed emission sources based on iridium-192 radionuclide. Technical conditions.
2. Khoroshev V.N. et al., Gamma detector. Patent № 2418290 (RF). 2011.
3. MCNP. Electronic resource: URL: <https://mcnp.lanl.gov/manual.html>
4. IAEA Nuclear Data Section. Electronic resource: <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>
5. Dekopov A. S. Research of methods of radiographic testing of ring welded joints of nuclear reactor units: diss. Candidate of Technical Sciences. M., 2012.
6. Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al., Nucl. Instrum. Meth. A **506**, 250–303 (2003).
7. Dekopov A. S. et al. Gamma-defectoscope of shutter type. Patent № 2791427 (RF). 2023.

Об авторах

Декопов Андрей Семенович, к.т.н., заслуженный работник атомной промышленности, консультант, Акционерное общество «Энергомонтаж Интернэшнл» (107078, Россия, Москва, Красноворотский проезд, д. 3, стр. 1). E-mail: 16deko29@mail.ru AuthorID: 647102

Лукьянов Александр Андреевич, аспирант, Акционерное общество «Энергомонтаж Интернэшнл» (107078, Россия, Москва, Красноворотский проезд, д. 3, стр. 1). Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (115409, Россия, Москва, Каширское шоссе, 31). E-mail: lukyanov_a_a@bk.ru SPIN-код: 9321-1309, AuthorID: 1215288

Маслеников Сергей Павлович, д.т.н., доцент, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (115409, Россия, Москва, Каширское шоссе, 31). E-mail: spmaslennikov@mephi.ru SPIN-код: 8452-5020, AuthorID: 113692

Михайлов Сергей Владимирович, директор СКБ, Акционерное общество «Энергомонтаж Интернэшнл» (107078, Россия, Москва, Красноворотский проезд, д. 3, стр. 1). E-mail: svm@jscemi.ru

УДК 533.9
EDN: VAIXRC

PACS: 52.50.Dg

Экспериментальный комплекс для СВЧ-плазменной модификации дисперсных материалов при атмосферном давлении© В. Н. Тихонов¹, С. Н. Антипов^{2,*}, И. А. Иванов¹, А. В. Тихонов¹, М. Х. Гаджиев²,
М. В. Ильичев², А. С. Тюфтяев²¹ «Курчатовский комплекс радиологии и агроэкологии Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт», Калужская обл., г. Обнинск, 249035 Россия² Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, 125412 Россия

* E-mail: antipov@ihed.ras.ru

Статья поступила в редакцию 25.06.2025; после доработки 16.07.2025; принята к публикации 20.10.2025

Шифр научной специальности: 1.3.2.

Представлена экспериментальная установка, созданная на базе СВЧ-плазмотрона волноводного типа, для исследования плазменной модификации дисперсных материалов (сыпучих порошков) в безэлектродном СВЧ-разряде атмосферного давления в газовом потоке. Разработаны устройства (модули установки) для формирования вихревого потока плазмообразующего газа и управляемой инжекции дисперсных частиц в СВЧ-разряд. Проведены предварительные эксперименты по обработке микрочастиц SiO₂, MgO и политетрафторэтилена (ПТФЭ) в СВЧ-разряде в потоке аргона. Анализ частиц проводился методом сканирующей электронной микроскопии. На примере оксидов было показано, что СВЧ-плазменное воздействие может приводить к агрегации частиц и их сфероидизации. Созданный экспериментальный комплекс с использованием разнообразных рабочих газов предоставляет универсальные возможности для задач плазменной модификации дисперсных частиц в широком диапазоне размеров и материалов.

Ключевые слова: СВЧ-плазмотрон; СВЧ-разряд атмосферного давления; плазменная модификация; дисперсные материалы.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-5-106-112

1. Введение

Современные технологические достижения в области функциональных материалов, нанотехнологий и порошковой металлургии ставят перед исследователями задачу разработки высокоэффективных и универсальных методов модификации свойств дисперсных материалов. В связи с этим особый интерес вызывает использование плазменных технологий, обеспечивающих широкий диапазон термодинамических и химических условий для воздействия на микрочастицы.

Плазменная модификация сыпучих порошков позволяет изменять их физико-

химические свойства, включая морфологию, фазовый состав, структуру кристаллической решетки, а также формировать функциональные оболочки на поверхности частиц. Это открывает путь к созданию новых материалов с заданными характеристиками, востребованных в различных отраслях науки и техники – от катализаторов до композитов. Так, например, плазменная модификация порошков открывает новые возможности её применения для получения новых дисперсных композиционных материалов (ДКМ), в которых твердые микрочастицы используются в качестве наполнителя для придания материалу новых свойств. Модифицируя с помощью плазмы

свойства наполнителей можно регулировать химическую стойкость, теплостойкость, тепло- и электропроводность, и другие характеристики ДКМ. Одной из наиболее перспективных направлений в этой области является применение микроволновой (СВЧ) плазмы, отличающейся высокой плотностью энергии, неравновесным характером и возможностью эффективного управления параметрами разряда [1–10]. Помимо физического воздействия (нагрев, испарение и др.), микроволновая плазма обеспечивает активную химическую среду за счёт наличия возбужденных атомов и радикалов, что делает возможным изменение структуры поверхности, а также нанесение различных (оксидных или нитридных) покрытий. Отметим, что при всем многообразии генерируемых в плазме активных частиц их действие на материалы ограничивается очень небольшим поверхностным слоем, толщина которого, как правило, меньше 1 мкм. Таким образом, все эффекты плазменной обработки материалов определяются набором физико-химических процессов, инициируемых активными частицами плазмы в тонком поверхностном слое. Однако, при обработке материалов в виде микропорошков, модифицированный слой может составлять значительную долю всего объема микрочастицы.

На современном этапе развития данной области одной из ключевых задач остается создание экспериментальных комплексов, обеспечивающих надежный и воспроизводимый режим плазменной обработки частиц с различными размерами и химическим составом. Безэлектродные СВЧ-разряды, работающие при атмосферном давлении, обладают рядом преимуществ: простота реализации, стабильность и отсутствие электродов, что устраняет источник эрозии и загрязнений. Они позволяют локализовать область плазмообразования и направленно воздействовать на дисперсные материалы. Кроме того, возможность использования различных газов (инертные газы, азот, воздух и др.) позволяет гибко настраивать состав плазменной среды в зависимости от требуемого технологического результата. Тем не менее, практическая реализация эффективной обработки дисперсных частиц газоразрядной плазмой требует решения ряда технических задач, включая формирование газового потока и контролирующую

инжекцию частиц. Для повышения эффективности модификации важно обеспечить равномерное распределение частиц в объеме разряда и минимизировать агрегацию или оседание. Вихревой газовый поток в сочетании с инжекционными системами может служить решением этой задачи, позволяя одновременно транспортировать и диспергировать частицы в зоне максимальной концентрации активных плазменных компонентов.

В настоящей работе представлена экспериментальная установка, реализующая подход к плазменной модификации дисперсных материалов при атмосферном давлении с использованием СВЧ-плазмотрона волноводного типа и устройств подачи плазмообразующего газа с обрабатываемым порошком. Предложены технические решения, направленные на формирование устойчивого вихревого потока плазмообразующего газа и управление режимами дозирования частиц в область СВЧ-разряда для обеспечения эффективной плазменной обработки. Особое внимание уделено универсальности комплекса, позволяющего обрабатывать широкий спектр порошковых материалов различной природы.

2. СВЧ-плазмотрон и устройства подачи газа и порошков в СВЧ-разряд

Экспериментальный комплекс был создан на базе разработанного ранее магнетронного СВЧ-плазмотрона волноводного типа, установленного на стенде для исследования безэлектродного СВЧ-разряда атмосферного давления [11–14]. СВЧ-плазмотрон конструктивно состоит из двух блоков – собственно СВЧ-генератора и блока высоковольтного питания, неразъемно соединенных высоковольтным кабельным жгутом длиной 2 м, помещенным в защитный гофрированный металлорукав.

Технические характеристики СВЧ-плазмотрона:

- напряжение питания магнетрона – 4,45 кВ,
- анодный ток – 0,4–0,9 А,
- напряжение накала – 3,15 В,
- накальный ток – 11 А,
- регулировка выходной мощности – от 1,5 до 2,5 кВт, 3 уровня,
- охлаждение блока питания – воздушное,

- охлаждение блока СВЧ – водяное, 0,9 л/мин, не менее,
- защита трансформаторов от перегрева – термореле на сердечниках,
- габариты блока питания (ДШВ) – 500×220×400 мм,
- габариты блока СВЧ (ДШВ) – 370×170×270 мм,
- масса блока питания – 27 кг, не более,
- масса блока СВЧ – 6 кг, не более.

В состав экспериментального комплекса входят также:

- СВЧ-циркулятор с рабочей мощностью до 5 кВт,
- согласованные волноводные водяные нагрузки,
- широкий набор элементов волноводного тракта.

Для целей плазменной модификации сыпучих порошков в СВЧ-плазме атмосферного давления в газовом потоке было разработано и изготовлено устройство инъекции дисперсных частиц в область СВЧ-разряда. При необходимости введения порошков в разряд следует учитывать ряд особенностей СВЧ-раз-

ряда при атмосферном давлении. Для поддержания устойчивости разряда и изолирования его от стенок разрядной камеры используются, как правило, различные схемы «подкрутки» газовой струи. Однако в этом случае, при введении в поток газа твердых частиц, происходит их центробежный выброс из центральной области на стенку камеры. Эффективность воздействия на поверхность частиц при этом невелика. На рис. 1 представлена схема газотрансформатора, которая позволяет построить конструкцию СВЧ-плазматрона, в котором тангенциальная составляющая скорости газового потока может быть сколь угодно малой – за счет поворота изогнутых на выходе трубок подачи рабочего газа либо использования трубок подачи рабочего газа либо использования трубок без искривления. Устойчивость разряда при этом достигается за счет скачка скорости и завихрения потока за кромкой конуса, как неудобообтекаемого тела. Было изготовлено и опробовано в работе, с возможностью ввода в плазму дисперсных порошков, несколько вариантов газотрансформаторов со стеклянными и керамическими пустотелыми, а также тефлоновыми и комбинированными конусами.

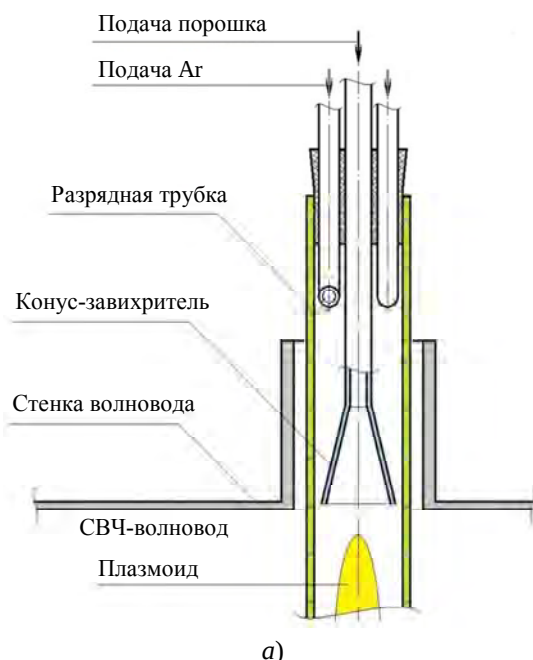


Рис. 1. Схема газотрансформатора с неудобообтекаемым телом – конусом-завихрителем (а) и его опытный образец в эксперименте с подачей порошка (б)

Следующим этапом разработки устройства для инъекции в плазму микропорошков было создание микродозатора. Был разработан и изготовлен пирамидальный приемный нако-

пительный бункер, оснащенный регулируемым пневматическим вибратором (рис. 2а). Подающий однозаходный винтовой шнек приводится в движение электродвигателем,

скорость вращения которого может варьироваться с помощью преобразователя частоты питающего напряжения.

Предотвращение нежелательного выхода подаваемого газа через винтовой шнек питателя достигалось за счет достаточной толщины слоя порошка в приемном накопительном бункере.



а)



б)

Рис. 2. Микродозатор сыпучих материалов (а) и фотография эксперимента по плазменной обработке частиц в микроволновом разряде в потоке газа (б). На вставке показан винтовой шнек в нижней части бункера (вид сверху)

3. SEM-анализ микрочастиц обработанных порошков

Анализ морфологии и элементного состава обработанных порошков проводился методом сканирующей электронной микроскопии (SEM). В наших исследованиях использовался сканирующий (растровый) электронный микроскоп производства компании JEOL с ускоряющим напряжением от 0,5 до 20 кВ. Электронно-оптическая система микроскопа позволяет получать изображения с максимальным увеличением $\times 100000$. Пространственное разрешение при энергии электронного пучка 20 кВ в режиме высокого вакуума составляло 4 нм. Микроскоп оснащен высокоэффективным детектором вторичных

электронов и компактным, недорогим энергодисперсионным спектрометром, позволяющим проводить спектральное картирование, анализ элементного состава в отдельных точках. Кроме того, микроскоп укомплектован устройством для нанесения покрытий методом напыления для предварительной подготовки непроводящих образцов к SEM сканированию.

Результаты электронного микроскопирования частиц порошка MgO при увеличении $\times 10000$ представлены на рис. 3. Как видно, частицы до плазменной обработки в основном имеют вид «хлопьев» сильно асимметричной оскольчатой (чешуйчатой или игольчатой) формы толщиной менее 1 мкм и длиной несколько мкм. После обработки в порошке по-

являются более крупные и симметричные частицы округлой формы размером около 10 мкм и больше. Таким образом, можно говорить о том, что в результате СВЧ-плазменной обработки частиц MgO происходит их агломерация, вследствие спекания, и последующая сфероидизация.

Для порошка SiO₂ после плазменной обработки изменился его гранулометрический состав. Контрольный порошок (до обработки) состоял из грубо сферических частиц с крупной фракцией 10–50 мкм, «обсыпанных» на порядок более мелкими частицами. В результате плазменной обработки данная фракция стала преобладающей. Было отмечено, что частицы приобрели более симметричную и гладкую (округлую) форму, а степень «обсыпки» уменьшилась. В этом случае так же можно говорить о сфероидизации частиц в плазме

СВЧ-разряда, по-видимому, вследствие оплавления их поверхности.

Что касается частиц ПТФЭ, проведённый анализ не выявил существенных изменений их морфологии в результате воздействия СВЧ-разряда при применявшихся режимах обработки. Это, вероятно, обусловлено высокой химической инертностью ПТФЭ, его низкой поверхностной энергией и термической стойкостью, препятствующими эффективному взаимодействию с активными компонентами плазмы при заданных параметрах разряда. Данный результат указывает на необходимость оптимизации режимов обработки (например, за счёт повышения СВЧ-мощности, увеличения времени обработки или использования реакционноспособных газов) для достижения заметного плазменного воздействия на ПТФЭ.

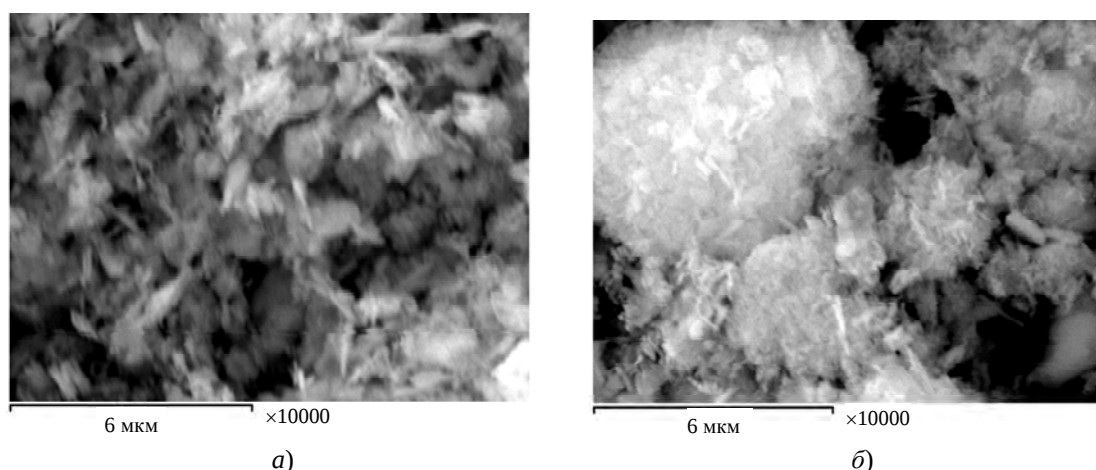


Рис. 3. SEM-фотографии частиц MgO при увеличении $\times 10000$ до (а) и после (б) СВЧ-плазменной обработки

4. Заключение

Описанная в настоящей работе экспериментальная установка для исследования СВЧ-плазменной модификации дисперсных материалов была создана на базе действующего стенда с разработанным ранее СВЧ-плазмотроном волноводного типа, дополненного специально разработанными модулями для подачи рабочего газа и дисперсных частиц в безэлектродный СВЧ-разряд атмосферного давления – вихревым газоформирователем, микродозатором, винтовым шнеком и смесителем порошков с рабочим газом.

Была проведена плазменная обработка микронных частиц трех материалов: оксиды

SiO₂, MgO и частицы ПТФЭ. Из анализа морфологии частиц методом сканирующей электронной микроскопии для оксидов было получено, что в результате плазменной обработки происходит агломерация частиц (в большей степени выраженная для MgO) и их сфероидизация вследствие оплавления. Несмотря на то, что обработка частиц ПТФЭ не дала существенного эффекта, подбор оптимальных для его достижения режимов обработки (СВЧ-мощность, длительность обработки и др.) и плазмообразующих газов является целью дальнейших исследований.

Созданный экспериментальный комплекс обладает высокой универсальностью и представляет собой востребованный инстру-

мент для разработки СВЧ-плазменных методов получения новых дисперсных, в том числе композиционных, материалов со специальными функциональными свойствами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Reza M., Setiawan K. M., Steky F. V., Nugroho F. G., Agusta M. K., Indarto A., Suendo V. / *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*. 2024. Vol. 694. P. 134134.
2. Ma Z., Ouyang B., Zuo X. / *Journal of Adhesion Science and Technology*. 2024. Vol. 38. № 24. P. 4507–4525.
3. Szabó D. V., Schlabach S. / *Inorganics*. 2014. Vol. 2. № 3. P. 468–507.
4. Szabo D. V., Vollath D., Arnold W. / *Ceramic Transactions (USA)*. 2000. Vol. 111. P. 217–224.
5. Wojnarowicz J., Chudoba T., Lojkowski W. / *Nanomaterials*. 2020. Vol. 10. № 6. P. 1086.
6. Hossain F. et al. / *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. 2024. Vol. 202. P. 114650.
7. Van Laar J. H. et al. / *Journal of the Southern African Institute of Mining and Metallurgy*. 2016. Vol. 116. № 10. P. 941–946.
8. Диденко А. Н., Прокопенко А. В., Смирнов К. Д. / *Известия Российской академии наук. Энергетика*. 2012. № 3. С. 144–150.
9. Кутепов А. М., Захаров А. Г., Максимов А. И. Вакуумно-плазменное и плазменно-растворное модифицирование полимерных материалов. – М.: Наука, 2004.
10. Hunke H., Soin N., Shah T. H. et al. / *Materials*. 2015. Vol. 8. № 5. P. 2258.
11. Tikhonov V. N., Aleshin S. N., Ivanov I. A. et al. / *Journal of Physics: Conference Series*. 2017. Vol. 927. № 1. P. 012067.
12. Тихонов В. Н., Иванов И. А., Тихонов А. В. / *Прикладная физика*. 2018. № 4. С. 123.
13. Ivanov I. A., Tikhonov V. N., Tikhonov A. V. / *Journal of Physics: Conference Series*. 2019. Vol. 1393. № 1. P. 012042.
14. Tikhonov V. N., Gorbato S. A., Ivanov I. A. et al. / *Journal of Physics: Conference Series*. 2021. Vol. 2064. № 1. P. 012131.

PACS: 52.80.-s

Experimental setup for microwave plasma modification of dispersed materials at atmospheric pressure

V. N. Tikhonov¹, S. N. Antipov^{2,*}, I. A. Ivanov¹, A. V. Tikhonov¹, M. Kh. Gadzhiev²,
M. V. Il'ichev² and A. S. Tyuftayev²

¹ Institute of Radiology and Agroecology of National Research Centre «Kurchatov Institute»,
Kaluga Region, Obninsk, 249035 Russia

² Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412 Russia

* E-mail: antipov@ihed.ras.ru

Received 25.06.2025; revised 16.07.2025; accepted 20.10.2025

The article presents an experimental setup based on a waveguide-type microwave plasmatron has been developed for investigating plasma-assisted modification of dispersed materials (powders) in an electrodeless microwave discharge at atmospheric pressure in a gas flow. Devices (installation modules) have been developed for the formation of a vortex gas flow and controlled injection of dispersed particles into a microwave discharge. Preliminary experiments have been conducted on the treatment micron-sized SiO₂, MgO, and polytetrafluoroethylene (PTFE) particles in a microwave discharge in an argon flow. Particle analysis has been performed using scanning electron microscopy (SEM). In the case of oxide materials, it has been shown that microwave plasma treatment can lead to particle agglomeration and spheroidization. The experimental complex developed, combined with the use of various working gases, provides a versatile platform for plasma modification of dispersed particles across a wide range of sizes and material compositions.

Keywords: microwave plasmatron; atmospheric pressure microwave discharge; plasma modification; disperse materials.

REFERENCES

1. Reza M., Setiawan K. M., Steky F. V., Nugroho F. G., Agusta M. K., Indarto A. and Suendo V., *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects* **694**, 134134 (2024).
2. Ma Z., Ouyang B. and Zuo X., *Journal of Adhesion Science and Technology* **38** (24), 4507–4525 (2024).
3. Szabó D. V. and Schlabach S., *Inorganics* **2** (3), 468–507 (2014).
4. Szabo D. V., Vollath D. and Arnold W., *Ceramic Transactions (USA)* **111**, 217–224 (2000).
5. Wojnarowicz J., Chudoba T. and Lojkowski W., *Nanomaterials* **10** (6), 1086 (2020).
6. Hossain F. et al., *Renewable and Sustainable Energy Reviews* **202**, 114650 (2024).
7. Van Laar J. H. et al., *Journal of the Southern African Institute of Mining and Metallurgy* **116** (10), 941–946 (2016).
8. Didenko A. N., Prokopenko A. V. and Smirnov K. D., *Izvestiya RAN. Energetika*, № 3, 144–150 (2012) [in Russian].
9. Kutepov A. M., Zakharov A. G. and Maksimov A. I. *Vacuum-plasma and plasma-solution modification of polymer materials*. Moscow, Nauka, 2004 [in Russian].
10. Hunke H., Soin N., Shah T. H. et al., *Materials* **8** (5), 2258 (2015).
11. Tikhonov V. N., Aleshin S. N., Ivanov I. A. et al., *Journal of Physics: Conference Series* **927** (1), 012067 (2017).
12. Tikhonov V. N., Ivanov I. A. and Tikhonov A. V., *Applied Physics*, № 4, 123 (2018) [in Russian].
13. Ivanov I. A., Tikhonov V. N. and Tikhonov A. V., *Journal of Physics: Conference Series* **1393** (1), 012042 (2019).
14. Tikhonov V. N., Gorbatov S. A., Ivanov I. A. et al., *Journal of Physics: Conference Series* **2064** (1), 012131 (2021).

Об авторах

Тихонов Виктор Николаевич, научный сотрудник, «Курчатовский комплекс радиологии и агроэкологии Национального исследовательского центра «Курчатовский институт» (249035, Россия, Калужская обл., г. Обнинск, Киевское шоссе, 1, корп. 1). E-mail: v.n.tihonov@yandex.ru SPIN-код: 2888-3451, AuthorID: 27078

Антипов Сергей Николаевич, к.ф.-м.н., научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур РАН (125412, Россия, Москва, Ижорская 13 стр. 2). E-mail: antipov@ihed.ras.ru SPIN-код: 6324-4441, AuthorID: 40329

Иванов Игорь Анатольевич, научный сотрудник, «Курчатовский комплекс радиологии и агроэкологии Национального исследовательского центра «Курчатовский институт» (249035, Россия, Калужская обл., г. Обнинск, Киевское шоссе, 1, корп. 1). SPIN-код: 6969-7420, AuthorID: 783821

Тихонов Александр Викторович, младший научный сотрудник, «Курчатовский комплекс радиологии и агроэкологии Национального исследовательского центра «Курчатовский институт» (249035, Россия, Калужская обл., г. Обнинск, Киевское шоссе, 1, корп. 1). E-mail: ti_@list.ru SPIN-код: 4479-1819, AuthorID: 989747

Гаджиев Махач Хайрудинович, к.ф.-м.н., заведующий лабораторией, Объединенный институт высоких температур РАН (125412, Россия, Москва, Ижорская 13 стр. 2). E-mail: makhach@mail.ru SPIN-код: 2169-8355, AuthorID: 605045

Ильичев Максим Валерьевич, к.т.н., научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур РАН (125412, Россия, Москва, Ижорская 13 стр. 2). E-mail: imvpl@mail.ru AuthorID: 185149

Тюфтяев Александр Семенович, д.т.н., главный научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур РАН (125412, Россия, Москва, Ижорская 13 стр. 2). E-mail: astpl@mail.ru SPIN-код: 5341-2934, AuthorID: 40635

К 80-летнему юбилею Юрия Анатольевича ЛЕБЕДЕВА



11 ноября 2025 г. исполняется 80 лет известному российскому ученому, доктору физико-математических наук, члену редколлегии журнала «Прикладная физика» **Юрию Анатольевичу Лебедеву.**

Ю. А. Лебедев родился 11 ноября 1945 г., в 1968 г. окончил факультет электроники Московского института нефтехимической и газовой промышленности, а в 1973 г. окончил физический факультет Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, в 1977 г. защитил кандидатскую, а в 1993 г. – докторскую диссертацию по специальности «Физика плазмы». Прошёл путь от инженера в одном из конструкторских бюро до заведующего лабораторией и главного научного сотрудника Института нефтехимического синтеза им. А. В. Топчиева РАН.

Ю. А. Лебедев является известным специалистом в области физики низкотемпературной плазмы и газовых разрядов, плазмохимии, методов генерации плазмы, диагностики и моделирования плазмы. Ю. А. Лебедевым опубликовано около 500 научных публикаций, в том числе монографий и учебных пособий. Юрий Анатольевич является заместителем Председателя научного совета РАН по физике низкотемпературной плазмы, членом редколлегии Энциклопедии низкотемпературной плазмы и нескольких научных журналов, членом нескольких диссертационных советов, членом Международного научного комитета по проблеме «Микроволновые разряды: основы и применение».

Юрий Анатольевич за годы работы был удостоен ряда отечественных и международных наград. Он является Почетным деятелем науки и техники г. Москвы, заслуженным работником института нефтехимического синтеза РАН, награждён медалью 300 лет Российской академии наук, в 2018 году награждён дипломом "Выдающийся рецензент" для журнала Journal of Physics D: Applied Physics (издательство IOP Publishing).

Редакция и редколлегия журнала «Прикладная физика» искренне признательны Вам, Юрий Анатольевич, за творческое участие в развитии нашего издания, членом редколлегии которого Вы являетесь. Мы совместно с Вашими многочисленными коллегами, друзьями и учениками поздравляем Вас с юбилеем и желаем Вам крепкого здоровья, плодотворной научной деятельности, успехов и удачи в достижении новых результатов.

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

2. Рукопись статьи в редакцию представляется обязательно на русском языке.

3. Рукопись статьи должна сопровождаться экспертным заключением о возможности публикации в открытой печати, оформленным в установленном порядке.

4. Объем статьи (вместе с рисунками, библиографией и англоязычной частью) не должен превышать **7 страниц** формата A4 при однократном межстрочном интервале. (Статью большего объема предлагается направлять в аффилированный журнал "Успехи прикладной физики", предназначенный для публикации развернутых статей и обзоров). Материал статьи представляется в печатном виде (на бумажном носителе) и в электронном варианте на CD/DVD-диске с текстом в формате Word (гарнитура шрифта – Times New Roman, размер шрифта – 12), причем текст уже должен содержать в нужном месте рисунки и подписи под ними. Однако следует избегать приведения в тексте излишне подробных и громоздких математических преобразований и выражений. Оформление статьи следующее:

- название раздела журнала;
- индекс УДК;
- код классификации PACS (https://publishing.aip.org/wp-content/uploads/2019/01/PACS_2010_Alpha.pdf);
- заголовок статьи;
- инициалы и фамилии авторов;
- аннотация статьи (10–15 строк с раскрытием цели работы и её основных результатов);
- ключевые слова;
- шифр научной специальности.

5. Основной текст статьи должен начинаться разделом «Введение» с четкой постановкой цели и задач работы, сопровождаемой аргументами в пользу ее выполнения на фоне существующего состояния затронутой в статье проблемы. Дальнейший текст статьи также должен иметь смысловые рубрикаторы (разделы и подразделы) без их нумерации. Заканчиваться статья должна отдельным разделом «Заключение» с перечислением основных результатов, следующих из них выводов и, по возможности, предложений по развитию исследований и использованию их результатов.

Внизу первой страницы текста помещается отдельный абзац (полужирным шрифтом), содержащий контактную информацию об авторе (или авторах) (**обязательный раздел**): фамилия, имя, отчество (полностью), **e-mail (всех авторов)**, профили и регистрационные номера в наукометрических базах данных (SPIN-код, РИНЦ Author ID, ArXiv Author ID, Orcid ID, Scopus Author ID), ученая степень, звание, должность, почтовый адрес (предприятия).

Также необходимо указать ответственного за переписку с редакцией.

Авторы могут предложить возможных рецензентов (2–3 человека с указанием ФИО (полностью), места работы и адрес электронной почты). При этом предполагаемые кандидаты не должны работать в учреждениях, в которых работают авторы.

После основного текста – список использованных источников под названием «Список литературы». Примеры обозначения в разделе "Список литературы" использованных источников.

Ссылка на **статьи** дается следующим образом: Фамилия И.О., название журнала, год, том, номер, номера страниц.

Иванов И. И. // Прикладная физика. 2022. № 1. С. 12–18.

Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. № 7. P. 3023–3034.

Ссылка на **книги**: Фамилия И.О., название книги, город, издательство, год. (При ссылке на определенную главу или страницу в книге после года ставится номер страницы.)

Корн Г., Корн Е. Справочник по математике. – М.: Наука, 1974.

Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. – М.: Наука, 1982. С. 371.

Ультрафиолетовые технологии в современном мире / под ред. Кармазинов Ф. В. Костюченко С. В., Кудрявцев Н. Н. – Долгопрудный: Интеллект, 2012.

Ссылка на **материалы конференции**: Фамилия И.О., название публикации, место и дата проведения, номера страниц.

Романов А. В., Степович М. А., Филиппов М. Н. / Труды XVII Международного совещания «Радиационная физика твердого тела». – Севастополь, 2007. С. 592–599.

Ссылка на **патенты**: Фамилия И.О., название, вид, номер, год.

Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Якубов Р. Х. Вакуумный искровой разрядник. Патент на изобретение № 2654494 (РФ). 2018.

Ссылка на **диссертации и авторефераты**: Фамилия И.О., название работы (автореферата), дисс. ... канд. (д-ра) физ.-мат. наук, город, организация, год.

Гречихин В. А. Разработка и анализ компьютерных алгоритмов обработки одночастичных сигналов лазерных доплеровских анемометров: Автореф. дисс. канд. техн. наук. – М.: МЭИ, 1996.

Далее размещается подробная англоязычная информация о статье, необходимая для индексирования всего журнала, данной статьи и её авторов в международных наукометрических базах данных, а именно: PACS, название статьи, фамилия и инициалы авторов (английская транслитерация), предприятие, его почтовый адрес, e-mail автора (авторов), аннотация, ключевые слова (Keywords), пристатейная библиография (References); поскольку журнал распространяется и за рубежом, редакция оставляет за собой право корректировать английскую часть текста без изменения его смысла.

Оформление пристатейной библиографии в англоязычной части статьи (References) имеет свои особенности. В частности, если цитируемая книга или монография является русскоязычным переводом с зарубежного издания, то указываются исходные данные этого издания (авторы, название книги, издательство, город или страна, год издания), а также русскоязычное издательство и год издания на русском языке. Ниже приведены основные примеры обозначения использованных источников в разделе References:

Статья из журнала:

Ivanov I. I., Applied Physics, № 1, 12–18 (2022) [in Russian].

Lang D. V., J. Appl. Phys. 45 (7), 3023–3034 (1974).

Примечание: если русскоязычный журнал имеет печатный англоязычный аналог, то используется английское название аналога и номера страниц должны быть указаны из него. Если англоязычного аналога нет, то применяется английская транслитерация русскоязычного названия.

Книга:

Korn G. and Korn E., Mathematical Handbook. New York-London, McGraw-Hill Book Company, 1968; Moscow, Nauka, 1974.

Ultraviolet technologies in the modern world / ed. Karmazinov F. V., Kostyuchenko S. V., Kudryavtsev N. N. Dolgoprudny, Intellect, 2012 [in Russian].

Материалы конференции:

Romanov A. V., Stepovich M. A., and Filippov M. N. Proc. XVII Intern. Meeting on Radiation Physics of Solid State. Sevastopol, 2007, pp. 592–599.

Патенты:

Davydov S. G., Dolgov A. N., Yakubov R. H. Vacuum spark gap. Patent for invention № 2654494 (RF). 2018.

Диссертации и авторефераты:

Grechikhin V. A. Development and analysis of computer algorithms for processing single-particle signals of laser Doppler anemometers: Abstract. Diss. Candidate of Technical Sciences. M., MEI, 1996.

6. Список использованных источников («Список литературы») должен соответствовать всем ссылкам на внешние источники в тексте статьи. Эти ссылки оформляются в квадратных скобках, например, [1–3], [7, 8]. Внутренние ссылки, т. е. ссылки на формулы, рисунки и таблицы статьи оформляются с использованием круглых скобок, например, формула (3), уравнение (1), (рис. 2), (табл. 3). Любые ссылки в подписях к рисункам и в самих рисунках не рекомендуются.

7. Количество рисунков и фотографий для типовой статьи не должно превышать 4. Если один рисунок содержит два, три или более вариантов графических (или фото) изображений типа «рис. 2а», «рис. 2б» и т. д., то каждый отдельный вариант в этом случае засчитывается как отдельный рисунок. При превышении вышеуказанных лимитов на количество рисунков (фотографий) статья возвращается авторам на переработку. Графика (черно-белая и цветная) представляется непосредственно в нужном месте в статье и в желаемом масштабе. Рядом с осями графиков указываются отображаемые физические величины только (**строго!**) в символьной (буквенной) форме, а через запятую – размерность величины по-русски (прямым шрифтом). Различные кривые на графиках рекомендуется нумеровать, даже если они характеризуются отдельным цветом или типом линии. Графики представляются только (**строго!**) на белом фоне. Вспомогательные сетки на площади графика не допускаются.

8. Подписи под соответствующими рисунками представляются в нужных местах текста. Каждая подпись должна быть по возможности лаконичной, но емкой по содержанию. Любой указываемый в подписи физический (технический) символ должен иметь там же свое словесное раскрытие.

9. Простые формулы вводить в текст в формате используемого текстового редактора, более сложные формулы – с использованием редактора формул MathType. Стандартные математические обозначения (например, $\tan$, $\log$, $\sin$, $\exp$ и т. д.) должны быть набраны прямо. То же относится к цифрам и числам. Номера формул пишутся справа в круглых скобках. Для символьного обозначения не векторных физических (технических) величин использовать только латинский и греческий алфавиты, при этом в тексте для греческих букв использовать прямой шрифт, для латинских букв – наклонный шрифт (курсив). Векторы и матрицы обозначать полужирным прямым шрифтом (предпочтительнее) или стрелкой над курсивным символом вектора (менее желательно). Для нижних и верхних индексов применять арабские цифры, латинские или греческие буквы, но если индекс, обычно нижний, представляет собой краткую (сокращенную) форму русского слова-характеристики, то допустимо использовать в его обозначении русские буквы (прямой шрифт), например $U_{\text{вх}}$, $I_{\text{вых}}$, $v_{\text{гр}}$ 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. № 5. С. 1–116.

Подписано в печать 20.10.2025

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