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

ПРИКЛАДНАЯ ФИЗИКА

APPLIED PHYSICS

5` 26



Редакционная коллегия

Андреев Степан Николаевич — д.ф.-м.н., Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия

Болтарь Константин Олегович — д.ф.-м.н., профессор, ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», Москва, Россия

Василяк Леонид Михайлович — д.ф.-м.н., профессор (*зам. гл. ред.*), Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, Москва, Россия

Гусейн-заде Намик Гусейнович — д.ф.-м.н., профессор, Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия

Иванов Вячеслав Алексеевич — к.ф.-м.н., доцент, Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия

Иванов Виктор Владимирович — д.ф.-м.н., профессор, член-корреспондент РАН, Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия

Конов Виталий Иванович — д.ф.-м.н., академик РАН, Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия

Климанов Евгений Алексеевич — д.т.н., профессор, ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», Москва, Россия

Лебедев Юрий Анатольевич — д.ф.-м.н., Институт нефтехимического синтеза Российской академии наук, Москва, Россия

Лямшев Михаил Леонидович — к.ф.-м.н., Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия

Майоров Сергей Алексеевич — д.ф.-м.н., Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, Москва, Россия

Мирошникова Ирина Николаевна — д.т.н., профессор, НИУ «МЭИ», Москва, Россия

Никитов Сергей Аполлонович — д.ф.-м.н., академик РАН, профессор, Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук, Москва, Россия

Пономаренко Владимир Павлович — д.ф.-м.н., профессор, ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», Москва, Россия

Попов Сергей Викторович — д.т.н., Холдинг «Швабе», Москва, Россия

Старцев Вадим Валерьевич — к.т.н., АО «НИИ «Полюс» им. М. Ф. Стельмаха», Москва, Россия

Холоднов Вячеслав Александрович — д.ф.-м.н., профессор, Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук, Москва, Россия

Хомич Владислав Юрьевич — д.ф.-м.н., академик РАН, Институт электрофизики и электроэнергетики Российской академии наук, Москва, Россия

Яковлева Наталья Ивановна — д.т.н., ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», Москва, Россия

Ямщиков Владимир Александрович — д.т.н., член-корреспондент РАН, Институт электрофизики и электроэнергетики Российской академии наук, Москва, Россия

Editorial Board

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

ПРИКЛАДНАЯ ФИЗИКА®

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

2026, № 5 Основан в 1994 г. Москва

С О Д Е Р Ж А Н И Е

ОБЩАЯ ФИЗИКА

Усовершенствованные кумулятивные облицовки типа полусфера-цилиндр для взрывного формирования компактных медных элементов в широком диапазоне скоростей
Федоров С. В., Болотина И. А., Струков Ю. А., Мерзлякова П. В. 7

Рассеяние электромагнитной волны неоднородным плазмоидом
Наумов Н. Д., Петровский В. П. 15

ФОТОЭЛЕКТРОНИКА

Исследование фотоприемных структур КРТ со сверхрешетками в качестве барьера средневолнового ИК диапазона спектра
Болтарь К. О., Бурлаков И. Д., Яковлева Н. И., Трухачев А. В., Иродов Н. А., Войцеховский А. В., Горн Д. И., Михайлов Н. Н. 21

Характеристики МДП-структур с диэлектрическими слоями Al_2O_3/SiO_x, выращенными на эпитаксиальном слое HgCdTe
Романов А. А., Болтарь К. О., Трухачев А. В., Поляков А. Я. 30

Эпитаксиальное выращивание твердых растворов InAlSb слоев с низким содержанием алюминия
Кривобок В. С., Пручкина А. А., Ченцов С. И., Савин К. А., Минаев И. И., Ерошенко Г. Н., Клековкин А. В., Лосунов А. С., Николаев С. Н. 39

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ПЛАЗМЕННЫЕ МЕТОДЫ

Воздействие разряда на распыл воды вихревой форсункой при различном ее давлении
Савельев А. С., Панов В. А., Куликов Ю. М. 45

Методика анализа интерференционных картин в двухволновой интерферометрии лидерных каналов атмосферных разрядов
Батраков П. К., Байдин И. С., Родионов А. А., Болотов Я. К., Гасратов Ф. К., Старовойтова П. А., Медведев М. А., Куриленков Ю. К., Огинов А. В. 53

Воздействие мощного микроволнового излучения на порошок из смеси гранул металлов и окислов
Майоров С. А., Голятина Р. И. 61

Исследование масс-зарядового состава плазмы в момент зажигания и погасания вакуумной дуги с медно-хромовыми электродами
Николаев А. Г., Гридилев В. Д., Гушенец В. И., Фролова В. П., Юшков Г. Ю. 69

Экспериментальное исследование электрофизических и спектроскопических параметров плазмы тлеющего разряда с микрополым катодом
Шершунова Е. А., Романов К. И., Небогаткин С. В. 76

ФИЗИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ

Исследование профиля состава и электрофизических параметров гетероструктур $Cd_xHg_{1-x}Te/Cd_{0,96}Zn_{0,04}Te$
Чилясов А. В., Моисеев А. Н., Евстигнеев В. С., Дроздов М. Н., Денисов И. А., Трофимов А. А. 84

ФИЗИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА И ЕЁ ЭЛЕМЕНТЫ

Портативный источник объемной холодной плазменной струи для биомедицинских применений
Балданов Б. Б., Семенов А. П., Ранжуров Ц. В. 89

Разработка и исследование конструкции реактора металлоорганической газофазной эпитаксии нитридов III группы
Сысоев И. А., Гордиевич И. О., Касьянов И. В., Шипулин А. В., Шипулина Е. Н. 96

Мобильная система определения атмосферной турбулентности одноапертурным методом
Шалдырван И. В., Комаров В. В., Фокин М. Ю., Егоров В. А. 103

Система дистанционной беспроводной передачи данных
Когновицкий С. О. 111

ПЕРСОНАЛИИ

Юбилейная дата Евгения Алексеевича Климанова 117
Юбилейная дата Леонида Михайловича Василяка 118

ИНФОРМАЦИЯ

Правила для авторов 120

APPLIED PHYSICS [in Russian]

THE SCIENTIFIC AND TECHNICAL JOURNAL

2026, No. 5 | Founded in 1994 | Moscow

C O N T E N T S

GENERAL PHYSICS

Improved shaped-charge liners of the hemisphere-cylinder type for explosive forming compact copper elements over a wide range of velocities
Fedorov S. V., Bolotina I. A., Strukov Yu. A., and Merzlyakova P. V. 7

Electromagnetic wave scattering on inhomogeneous plasmoid
Naumov N. D. and Petrovskiy V. P. 15

PHOTOELECTRONICS

Investigation of MWIR HgCdTe Barrier Photodetector Structures with superlattices as barriers
Boltar K. O., Burlakov I. D., Iakovleva N. I., Trukhachev A. V., Irodov N. A., Gorn D. I., and Mikhailov N. N. 21

Characteristics of MIS structures with Al_2O_3/SiO_x dielectric layers grown on the surface of HgCdTe epitaxial layer
Romanov A. A., Boltar K. O., Trukhachev A. V., and Polyakov A. Y. 30

Epitaxial growth of low-aluminum-content InAlSb solid-solution layers
Krivobok V. S., Pruchkina A. A., Chentsov S. I., Savin K. A., Minaev I. I., Eroshenko G. N., Klekovkin A. V., Losunov A. S., and Nikolaev S. N. 39

PLASMA PHYSICS AND PLASMA METHODS

The effect of discharge on water spray from a vortex nozzle at different pressures
Saveliev A. S., Panov V. A., Kulikov Yu. M. 45

A Method for Analyzing Interferograms in Two-Wavelength Interferometry of Leader Channels in Atmospheric Discharges
Batrakov P. K., Baidin I. S., Rodionov A. A., Bolotov Ya. K., Gasratov F. K., Starovoitova P. A., Medvedev M. A., Kurilenkov Yu. K., and Oginov A. V. 53

On the effect of powerful microwave radiation on powdered mixtures of granular metals and oxides
Maiorov S. A. and Golyatina R. I. 61

Study of the mass-to-charge composition of plasma at the moment of ignition and extinction of a vacuum arc with copper-chromium electrodes
Nikolaev A. G., Gridilev V. D., Gushenets V. I., Frolova V. P., and Yushkov G. Yu. 69

Experimental study of electrophysical and spectroscopic parameters of a microhollow cathode glow discharge plasma
Shershunova E. A., Romanov K. I., and Nebogatkin S. V. 76

PHYSICAL SCIENCE OF MATERIALS

Study of the composition profile and electrophysical parameters of $Cd_xHg_{1-x}Te/Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te$ heterostructures
Chilyasov A. V., Moiseev A. N., Evstigneev V. S., Drozdov M. N., Denisov I. A., and Trofimov A. A. 84

PHYSICAL EQUIPMENT AND ITS ELEMENTS

A portable source of a volumetric cold plasma jet for biomedical applications
Baldanov B. B., Semenov A. P., and Ranzhurov Ts. V. 89

Development and study of the reactor design for metal‑ organic gas-phase epitaxy of group III nitrides
Sysoev I. A., Gordievich I. O., Kasianov I. V., Shipulin A. V., and Shipulina E. N. 96

Mobile system for determining atmospheric turbulence using the single-aperture method
Shaldyrvan I. V., Komarov V. V., Fokin M. Yu., and Egorov V. A. 103

Remote wireless data transmission system
Kognovitskii S. O. 111

PERSONALIA

Anniversary of E. A. Klimanov 117
Anniversary of L. M. Vasilyak 118

INFORMATION

Rules for authors 120

ОБЩАЯ ФИЗИКА
GENERAL PHYSICS

УДК 623.4.082.6; 538.951 PACS: 47.40.Rs
EDN: QDSNUU

Усовершенствованные кумулятивные облицовки типа полусфера-цилиндр для взрывного формирования компактных медных элементов в широком диапазоне скоростей

© С. В. Федоров*, И. А. Болотина, Ю. А. Струков, П. В. Мерзлякова

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва, 105005 Россия
**E-mail: sergfed-64@mail.ru*

Статья поступила в редакцию 13.07.2026; после доработки 01.09.2026; принята к публикации 22.10.2026
Шифр научной специальности 1.3.17.

Для исследований поведения материалов и объектов при высокоскоростном ударном воздействии предлагается использовать кумулятивные заряды с усовершенствованными комбинированными облицовками типа полусфера-цилиндр. По данным проведенного численного моделирования показано, что замена в таких облицовках, изготовленных из меди, полусферической части с постоянной толщиной на слегка вытянутую вдоль оси симметрии полуэллипсоидную с толщиной, снижающейся от ее вершины к основанию, позволяет получать компактные элементы, движущиеся со скоростями до 9,5 км/с.

Ключевые слова: взрыв, кумулятивный заряд (КЗ), высокоскоростной компактный элемент, комбинированная облицовка полусфера-цилиндр, численное моделирование.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-5-7-14

Введение

Исследования поведения материалов в экстремальных условиях сверхвысоких скоростей деформирования, давлений и температур, реализующихся при высокоскоростном соударении тел (со скоростями на уровне нескольких километров в секунду и выше) представляют большой интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения [1]. Для проведения экспериментов по высокоинтенсивному ударному воздействию на исследуемые объекты и материалы необходимы устройства, разгоняющие тела (ударники) определенной массы до сверхвысоких скоростей. Среди прочих методов получения высокоскоростных элементов простотой реализации отличаются взрывные методы, основанные на использовании энергии взрыва химических взрывчатых веществ (ВВ) [2, 3].

Взрывные метательные устройства

Конструктивные схемы взрывных метательных устройств весьма разнообразны. В системах многокаскадного взрывного ускорения металлических пластин достигаются скорости метания пластин миллиметровой толщины свыше 10 км/с [4]. Широко при взрывном получении высокоскоростных ударников используются взрывные кумулятивные устройства различного типа (рис. 1), в которых создаются условия для локализации определенной части энергии взрыва в ограниченной пространственной области [2, 5]. К их числу относится газокумулятивный заряд [3, 6, 7], представляющий собой трубчатый заряд ВВ, в канале которого на его оси размещается ускоряемое тело (рис. 1*а*). Такие заряды по данным [3, 6] позволяли разгонять стальные и стеклянные шарики миллиметро-

вых размеров массой 0,01–0,03 г до скоростей 10–14 км/с. При этом в случае разгона элементов граммовой массы до скорости 8 км/с требуемые массы заряда ВВ достигают 100 кг, что создает проблемы при использовании таких устройств. В кумулятивных зарядах (КЗ) с цилиндрической металлической облицовкой (рис. 1*б*) при ее схлопывании под действием сходящейся детонационной волны образуется осевой поток микроскопических металлических частиц со скоростями в десятки километров в секунду [2, 8]. Наибольшая скорость частиц была достигнута при использовании бериллиевых трубок, она достигала 90 км/с. Во взрывных устройствах, схемы которых приведены на рис. 1*в*, *г*, формирование высокоскоростного элемента происходит в результате схлопывания выемки в металлическом образце при распространении по нему ударной волны [5, 9]. Согласно экспериментальным данным [5, 9] при использовании подобных взрывных устройств удавалось получать компактные стальные элементы массой до 0,25 г со скоростью до 8 км/с, титановые элементы массой около 0,1 г со скоростью 9 км/с и алюминиевые элементы с той же, что у титановых, массой со скоростью до 11,3 км/с.

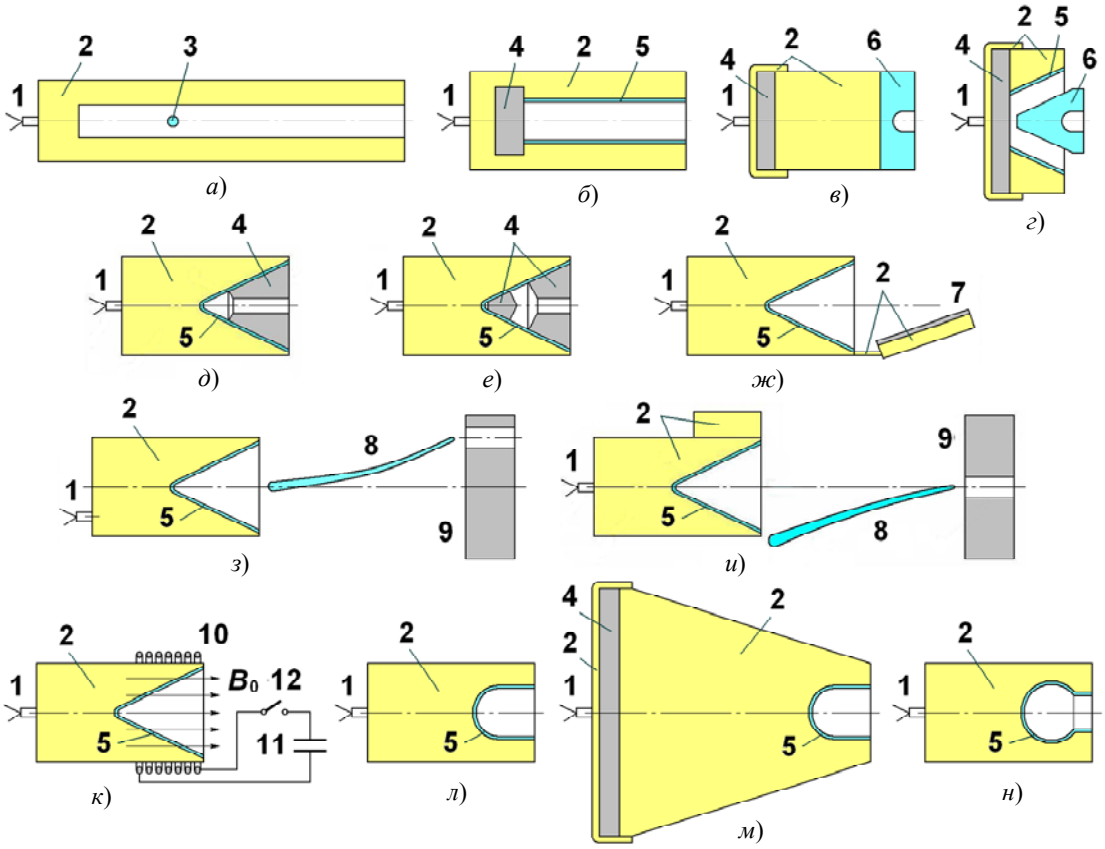


Рис. 1. Взрывные метательные устройства: а) – газокумулятивный заряд; б) – КЗ с цилиндрической облицовкой; в), г) – устройства с ударно-волновым нагружением металлического образца с выемкой; д)–к) – КЗ с конической облицовкой с различными вариантами «отсечки» компактного элемента; л)–н) – КЗ с комбинированными облицовками (1 – детонатор; 2 – взрывчатое вещество; 3 – ускоряемое тело; 4 – инертный вкладыш; 5 – кумулятивная облицовка; 6 – металлический образец с выемкой; 7 – пластина, метаемая на кумулятивную струю; 8 – искривленная кумулятивная струя; 9 – преграда для «отсечки» хвостовой части кумулятивной струи; 10 – соленоид; 11 – конденсаторная батарея; 12 – коммутатор)

Довольно большое число схем взрывного получения высокоскоростных компактных элементов связано с использованием КЗ с металлическими коническими облицовками (рис. 1*д*–*к*) [2, 10]. В обычных условиях при схлопывании таких облицовок формируются высокоградиентные (растягивающиеся в свободном полете) кумулятивные струи со скоростью «головы» до 10 км/с [2, 11]. Для отделения от металлической кумулятивной струи ее головного участка и получения, таким образом, высокоскоростного компактного элемен-

та рассматривается применение различных способов. Следует отметить, что представленные на рис. 1*д–к* схемы «отсечки» для КЗ с коническими облицовками пока рассматривались лишь в теоретическом плане. В отличие от них обширные экспериментальные данные по формированию компактных элементов имеются в отношении КЗ с облицовкой комбинированной формы полусфера-цилиндр (ПЦ-облицовкой) (рис. 1*л*) [5, 12]. Большой вклад в исследования КЗ с ПЦ-облицовками внес сотрудник московского НИИ-6 (в настоящее время ФГУП «ЦНИИХМ им. Д. И. Менделеева») П. И. Потапов, проводивший их с середины 50-х годов прошлого века. В КЗ с ПЦ-облицовками образование высокоскоростного компактного элемента происходит в результате «отсечки» схлопывающейся цилиндрической частью облицовки головного участка струйного течения, формирующегося при обжатии полусферической части облицовки. Авторами [12] путем пропорционального изменения размеров была отработана линейка КЗ с ПЦ-облицовкой, формирующих компактные стальные элементы массой от 17 до 100 г при их скоростях на уровне 6 км/с. Для увеличения скорости компактных элементов, формируемых ПЦ-облицовками, в [5] было предложено нагружать ПЦ-облицовку маховской детонационной волной за счет использования системы кольцевого инициирования заряда ВВ, что привело к существенному увеличению размеров заряда (рис. 1*м*). В результате удалось повысить скорость формируемого ПЦ-облицовкой стального элемента до 8 км/с при его массе 12 г. Возможные направления совершенствования ПЦ-облицовок были предложены по результатам численного моделирования в [13], где было показано, что на повышение массово-скоростных характеристик формируемых элементов можно рассчитывать при выполнении струеобразующей части комбинированной облицовки в форме усеченной сферы (сферического сегмента с высотой, большей его радиуса) с дегрессивной (уменьшающейся от вершины к основанию) толщиной для усиления проявления эффекта сферической кумуляции в процессе взрывного обжатия (рис. 1*н*) [14]. Возможность увеличения скорости компактных элементов за счет придания полусферической части ПЦ-облицовки дегрессивной толщины подтверждена экспериментально в [15], где с использованием подобных ПЦ-облицовок были получены стальные элементы со скоростями до 8,6 км/с. Платой за увеличение скорости явилось существенное снижение массы элементов (более, чем в 10 раз).

Проведенный анализ взрывных метательных устройств (рис. 1) позволяет выделить в качестве наиболее перспективного для практического применения по таким показателям, как масса и скорость получаемых компактных элементов, простота конструкции и масса используемого ВВ, КЗ с ПЦ-облицовкой (рис. 1*л*) при ее дополнительной модификации, в том числе, согласно предложениям [13]. Помимо придания струеобразующей части дегрессивной толщины еще одним достаточно просто реализуемым усовершенствованием ПЦ-облицовки является переход от полусферической формы струеобразующей части к форме полуэллипсоида, слегка вытянутого вдоль оси симметрии. В соответствии с данными [13, 16, 17] это позволяет увеличить массивность головного участка струйного течения, формирующегося при обжатии струеобразующей части. Целью проведенного исследования являлось определение на основании численного моделирования диапазона скоростей и масс компактных элементов, которые можно получить с использованием КЗ с усовершенствованными комбинированными облицовками.

Постановка численного моделирования

Численное моделирование проводилось в рамках двумерной осесимметричной задачи механики сплошных сред с использованием компьютерной программы моделирования взрывных и ударных процессов ЭРУДИТ, разработанной в МГТУ им. Н. Э. Баумана и реализующей вычислительный алгоритм свободных лагранжевых точек [13, 14, 17, 18]. В расчетах рассматривался цилиндрический КЗ диаметром $d_0 = 100$ мм и длиной $h_0 = 150$ мм, инициируемый в точке на оси симметрии торца, противоположного кумулятивной выемке. Характеристики используемого ВВ соответствовали высокобризантному составу на осно-

ве октогена [2]: плотность – 1,74 г/см^3; скорость детонации – 8600 м/с; в качестве материала комбинированной облицовки была выбрана медь.

Рассматривавшиеся медные комбинированные облицовки (рис. 2) имели струеобразующую часть, наружная поверхность которой была полуэллипсоидальной с экваториальным радиусом R_s и полярным радиусом R_z или полусферической при $R_z = R_s$. Толщина струеобразующей части составляла δ_s в ее основании (месте ее сопряжения с цилиндрической частью) и δ_z в ее вершине. В цилиндрической системе координат (r, z) с началом в основании струеобразующей части ее наружная поверхность описывается уравнением

$$\frac{r^2}{R_s^2} + \frac{z^2}{R_z^2} = 1 .$$

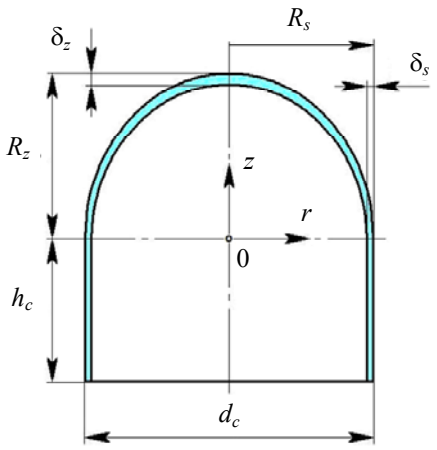


Рис. 2. Модифицированная комбинированная облицовка

Уравнение внутренней поверхности струеобразующей части имело вид

$$\frac{r^n}{(R_s - \delta_s)^n} + \frac{z^n}{(R_z - \delta_z)^n} = 1 , \qquad (1)$$

так что при показателе степени $n = 2$ внутренняя поверхность была полуэллипсоидальной, а при значениях n, отличных от 2, она имела форму полусуперэллипсоида [17]. Цилиндрическая часть комбинированной облицовки имела наружный диаметр $d_c = 2R_s$, длину h_c и толщину δ_s, совпадающую с толщиной основания струеобразующей части.

Первоначально было промоделировано формирование компактного элемента из типовой ПЦ-облицовки, геометрические размеры которой в соотношении с диаметром КЗ были такими же, как у ПЦ-облицовок, использовавшихся в экспериментах [5, 12]. Струеобразующая часть этой ПЦ-облицовки имела форму полусферы с наружным радиусом $R_s = R_z = 29{,}4$ мм и постоянной толщиной $\delta_s = \delta_z = 2{,}6$ мм, длина цилиндрической части составляла $h_c = 26$ мм, полная масса облицовки M_l была равна 224 г. На рис. 3 полями плотностей материалов и распределениями осевой скорости v_z на оси симметрии проиллюстрировано формирование компактного элемента из типовой ПЦ-облицовки (координата z отсчитывается от основания КЗ с облицовкой; время отсчитывается от момента инициирования КЗ). Скорость формируемого элемента составила $v_e \approx 6{,}17$ км/с при его массе $m_e \approx 28{,}5$ г (примерно 12,5 % от массы всей облицовки). По массе, форме и скорости компактного элемента, формируемого КЗ с типовой ПЦ-облицовкой, результаты численного моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными [12].

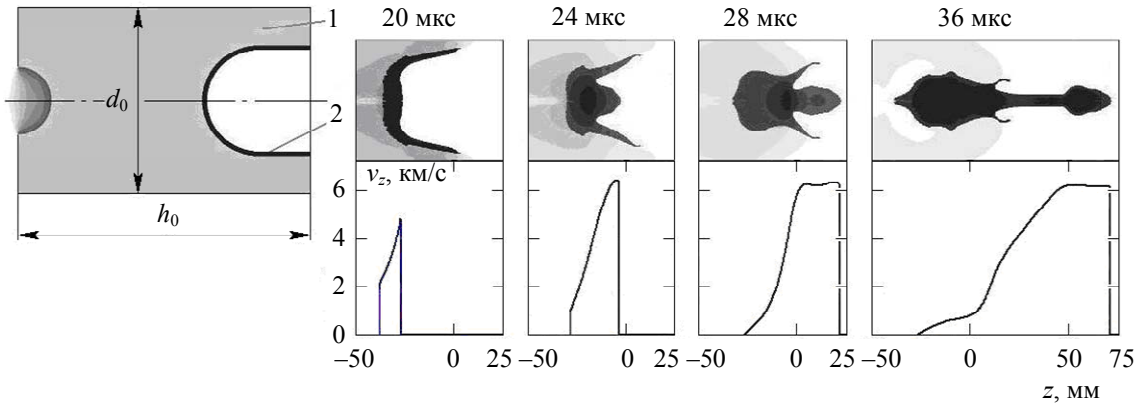


Рис. 3. Формирование высокоскоростного компактного элемента КЗ с типовой ПЦ-облицовкой (1 – заряд ВВ; 2 – ПЦ-облицовка)

Получение компактных медных элементов со скоростями от 5 до 9,5 км/с

Путем численных расчетов подбирались геометрические параметры комбинированной облицовки (рис. 2), позволяющие сформировать компактный элемент с заданным уровнем скорости при максимально возможном значении его массы. Расчеты показали, что для реализации своевременной «отсечки» компактных элементов с более высокой скоростью требуется уменьшение радиуса цилиндрической части облицовки и, соответственно, совпадающего с ним экваториального радиуса струеобразующей части R_s. В результате были определены параметры комбинированных облицовок для формирования компактных элементов со скоростями в диапазоне 5–9,5 км/с (таблица, рис. 4). Диаметр их цилиндрической части d_c (рис. 2) уменьшался от $0{,}8d_0$ до $0{,}4d_0$.

Как видно из рис. 4, во всех случаях распределение осевой скорости по длине формирующегося элемента близко к постоянному значению. При этом получаемые элементы имеют удлинение (отношение длины элемента к диаметру его миделя) в диапазоне примерно 1,5–2,5. При скоростях элементов v_e менее 8,5 км/с удается подобрать параметры комбинированной облицовки такими, чтобы масса элемента m_e была на уровне 16–18 % от массы облицовки M_l (см. таблицу), что заметно превышает показатель относительной массы элемента для типовой ПЦ-облицовки (составлявший около 12,5 %). При значениях $v_e >$ $> 8{,}5$ км/с соотношение масс получаемого элемента и облицовки m_e/M_l снижается, составляя при $v_e = 9{,}43$ км/с около 11 %. Вплоть до скорости 8 км/с кинетическая энергия W_e формируемых компактных элементов сохраняется на одном уровне, примерно на 35 % превышающем кинетическую энергию элемента со скоростью чуть выше 6 км/с, получаемого с использованием «стандартной» ПЦ-облицовки (для «стандартной» ПЦ-облицовки $W_e \approx 540$ кДж). При увеличении скорости формируемых модифицированными ПЦ-облицовками компактных элементов свыше 8 км/с снижение их массы становится более резким, и кинетическая энергия элементов W_e уменьшается (см. таблицу).

Таблица

Параметры комбинированных облицовок и формируемых при их взрывном обжатии компактных элементов

№	Параметры комбинированной облицовки								Параметры комп. элемента			
	d_c/d_0	R_s, мм	R_z, мм	n	δ_z, мм	δ_s, мм	h_c, мм	M_l, г	v_e, км/с	m_e, г	m_e/M_l	W_e, кДж
1	0,8	40	40	1,85	2,8	1,8	30	339	4,93	58,0	0,171	705
2	0,8	40	40		2,8	1,8	33	333	4,93	62,0	0,186	753
3	0,78	39	39		2,8	1,8	32	315	5,28	54,0	0,171	753
4	0,74	37	37		2,4	1,8	30	271	5,7	45,0	0,166	731
5	0,7	35	35	1,9	2,4	2,0	30	276	5,8	40,0	0,145	673
6	0,72	36	36		2,4	1,8	30	258	6,05	42,0	0,163	769
7	0,7	35	35		2,4	1,8	30	246	6,38	37,0	0,150	753
8	0,68	34	34		2,4	1,8	30	233	6,62	32,0	0,137	701
9	0,64	32	37		2,4	1,8	25	190	6,87	28,5	0,150	673
10	0,64	32	38		2,4	1,6	26	187	6,94	31,0	0,166	747
11	0,64	32	38		2,2	1,4	26	166	7,13	29,5	0,178	750
12	0,6	30	34		2,4	1,8	24	167	7,2	24,0	0,144	622
13	0,6	30	36		2,4	1,4	25	151	7,65	23,0	0,152	673
14	0,6	30	36	2	2,2	1,2	27	137	7,87	23,5	0,172	728
15	0,6	30	36		2,4	1,2	28	142	8,1	22,0	0,155	722
16	0,5	25	30		2,0	1,0	21	79	8,45	14,0	0,177	500
17	0,5	25	29		2,4	1,0	24	86	8,95	12,5	0,145	501
18	0,5	25	29		2,6	1,0	27	93	9,25	12,0	0,129	513
19	0,4	20	23		2,6	1,0	23	61	9,43	6,5	0,107	289

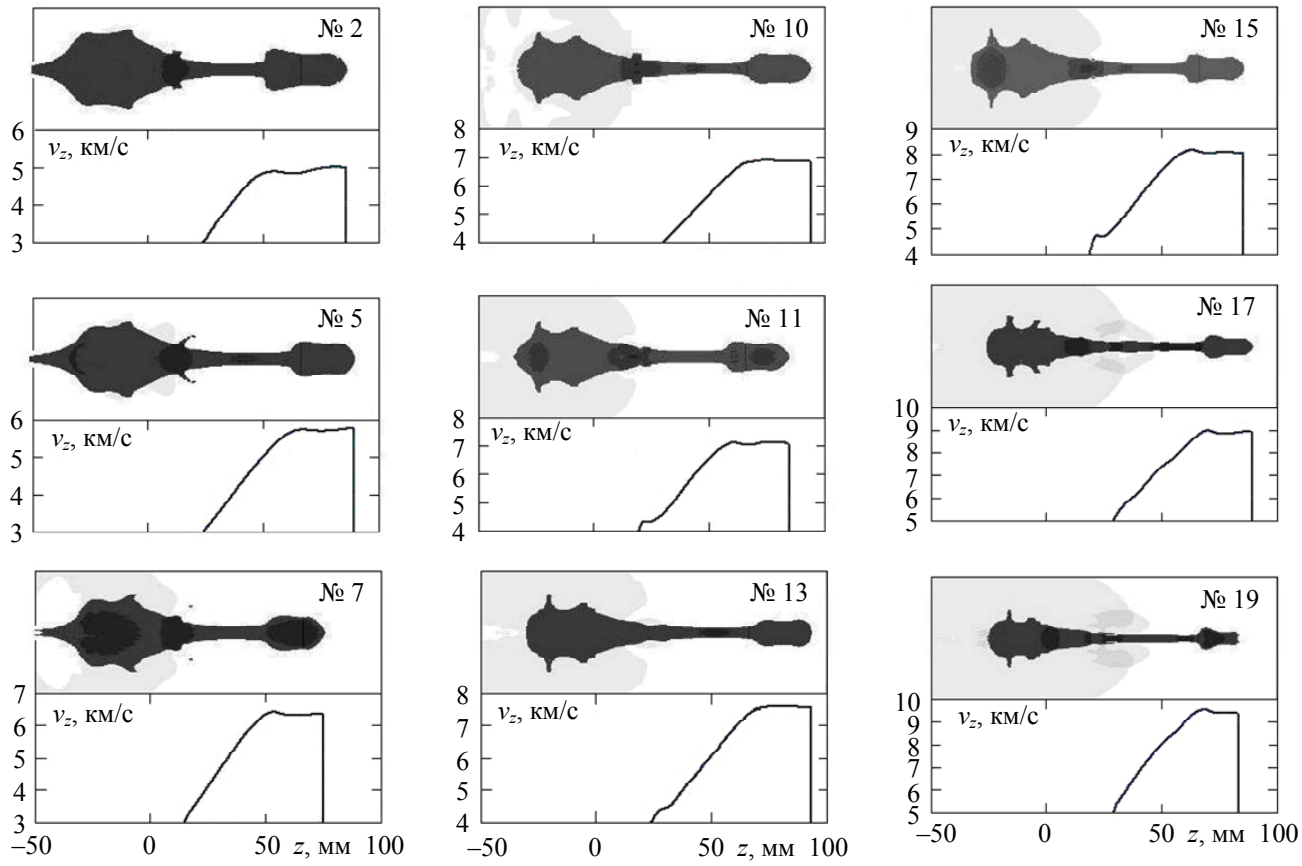


Рис. 4. Формирование компактных элементов со скоростями в диапазоне 5–9,5 км/с с использованием усовершенствованных комбинированных облицовок (для каждого варианта указан его номер в таблице)

Заключение

Проведенное на основании численного моделирования исследование позволяет указать возможные направления совершенствования геометрии комбинированных облицовок для существенного повышения скорости формируемых компактных элементов по сравнению с уровнем, обеспечиваемым применяемыми в настоящее время ПЦ-облицовками со струеобразующей частью в форме полусферы постоянной толщины. Переход к модифицированным ПЦ-облицовкам со струеобразующей частью дегрессивной толщины, наружная поверхность которой является полусферической или полуэллипсоидальной, а внутренняя – полуэллипсоидальной или полусуперэллипсоидальной, обеспечил возможность получения медных компактных элементов со скоростями в диапазоне 5–9,5 км/с. При принятом диаметре КЗ d_0 = 100 мм масса получаемых с использованием модифицированных ПЦ-облицовок компактных элементов со скоростью 9 км/с может быть на уровне 10 г.

Статья посвящается памяти сотрудника РФЯЦ-ВНИИЭФ Виктора Александровича Могилева, внесшего большой вклад в исследования взрывных методов ускорения тел до высоких скоростей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. High-velocity impact phenomena / Ed. Kinslow R. – New York and London, Academic Press, 1970.

2. Физика взрыва. В 2-х т. Т. 2 / Под ред. Орленко Л. П. – М.: Физматлит, 2004.

3. *Мержиевский Л. А., Титов В. М., Фадеенко Ю. И., Швецов Г. А.* / Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23. № 5. С. 77–91.

4. *Batkov Yu. V., Kovalev N. P., Kovtun A. D., Kuropatkin V. G., Lebedev A. I., Makarov Yu. M., Manachkin S. F., Novikov S. A., Raevsky V. A.* / International Journal of Impact Engineering. 1997. Vol. 20. № 1-5. P. 89–92.

5. *Герасимов С. И., Маляров Д. В., Сироткина А. Г., Капинос С. А., Калмыков А. П., Князев А. С.* / Физика горения и взрыва. 2020. Т. 56. № 4. С. 128–136.

6. *Титов В. М., Фадеенко Ю. И., Титова Н. С.* / Доклады Академии наук СССР. 1968. Т. 180. № 5. С. 1051–1052.

7. *Belov G. V., Dyakin E. P., Demidov A. A., Zimalin V. S., Meltsas V. Yu., Polevoi O. N., Smirnov G. S., Chikin Yu. N., Chizhov V. I., Shustova N. I., Yamolkin E. L.* / International Journal of Impact Engineering. 2003. Vol. 29. № 1-10. P. 105–116.

8. *Koski W. S., Lucy F. A., Shreffler R. G., Willig F. J.* / Journal of Applied Physics. 1952. Vol. 23. № 12. P. 1300–1305.

9. *Selivanov V. V., Gryaznov E. F., Goldenko N. A., Sudomoev A. D., Feldstein V. A.* / Acta Astronautica. 2017. Vol. 135. P. 56–62.

10. *Katayama M., Kibe S.* / International Journal of Impact Engineering. 2001. Vol. 26. № 1-10. P. 357–368.

11. *Walters W. P., Zukas J. A.* Fundamentals of Shaped Charges. – New York, Wiley, 1989.

12. *Жданов И. В., Князев А. С., Маляров Д. В.* / Тр. Томского гос. ун-та. Сер. физ.-мат. 2010. Т. 276. С. 193–195.

13. *Федоров С. В., Баянова Я. М., Ладов С. В.* / Физика горения и взрыва. 2015. Т. 51. № 1. С. 150–164.

14. *Федоров С. В.* / Вестник МГТУ им. Н. Э. Баумана. Сер. Естеств. науки. 2017. № 3. С. 71–92. https://doi.org/10.18698/1812-3368-2017-3-71-92.

15. *Федоров С. В., Ладов С. В., Никольская Я. М., Баскаков В. Д., Бабурин М. А., Курепин А. Е., Горбунков А. А., Пирозерский А. С.* / Физика горения и взрыва. 2017. Т. 53. № 4. С. 122–125.

16. *Selivanov V. V., Ladov S. V., Silnikov M. V., Nikol'skaya Ya. M.* / Acta Astronautica. 2021. Vol. 180. P. 149–154.

17. *Fedorov S. V., Kolpakov V. I., Vinogradova E. P., Bolotina I. A.* / Acta Astronautica. 2022. Vol. 190. P. 231–240.

18. *Федоров С. В., Бабкин А. В., Велданов В. А., Гладков Н. А., Ладов С. В.* / Вестник МГТУ им. Н. Э. Баумана. Сер. Естеств. науки. 2016. № 5. С. 18–32. https://doi.org/10.18698/1812-3368-2016-5-18-32.

PACS: 47.40.Rs

Improved shaped-charge liners of the hemisphere-cylinder type for explosive forming compact copper elements over a wide range of velocities

S. V. Fedorov*, I. A. Bolotina, Yu. A. Strukov, and P. V. Merzlyakova

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005 Russia
**E-mail: sergfed-64@mail.ru*

Received 13.07.2026; revised 01.09.2026; accepted 22.10.2026

To study the behavior of materials and objects under high-velocity impact, it is proposed to use shaped charges with improved combined hemisphere-cylinder liners. According to numerical modeling data, it is shown that replacing a hemispherical part with a constant thickness in such copper liners with a semi-ellipsoid one slightly elongated along the symmetry axis with a thickness decreasing from its tip to the base makes it possible to obtain compact elements moving at velocities up to 9.5 km/s.

Keywords: explosion, shaped charge, high-velocity compact element, combined hemisphere-cylinder liner, numerical modeling.

REFERENCES

1. High-velocity impact phenomena / Ed. Kinslow R. New York and London, Academic Press, 1970.
2. Physics of Explosion. In 2 vols. Vol. 2. / Ed. Orlenko L. P. Moscow, Fizmatlit, 2004 [in Russian].
3. Merzhievskii L. A., Titov V. M., Fadeenko Yu. I., and Shvetsov G. A., Combustion, Explosion, and Shock Waves **23** (5), 576–589 (1987).
4. Batkov Yu. V., Kovalev N. P., Kovtun A. D., Kuropatkin V. G., Lebedev A. I., Makarov Yu. M., Manachkin S. F., Novikov S. A., and Raevsky V. A., International Journal of Impact Engineering **20** (1-5), 89–92 (1997).
5. Gerasimov S. I., Malyarov D. V., Sirotkina A. G., Kapinos S. A., Kalmykov A. P., and Knyazev A. S., Combustion, Explosion, and Shock Waves **56** (4), 486–493 (2020).
6. Titov V. M., Fadeenko Yu. I., and Titova N. S., Dokl. Akad. Nauk SSSR **180** (5), 1051–1052 (1968).
7. Belov G. V., Dyakin E. P., Demidov A. A., Zimalin V. S., Meltsas V. Yu., Polevoi O. N., Smirnov G. S., Chikin Yu. N., Chizhov V. I., Shustova N. I., and Yamolkin E. L., International Journal of Impact Engineering **29** (1-10), 105–116 (2003).

8. Koski W. S., Lucy F. A., Shreffler R. G., and Willig F. J., Journal of Applied Physics **23** (12), 1300–1305 (1952).
9. Selivanov V. V., Gryaznov E. F., Goldenko N. A., Sudomoev A. D., and Feldstein V. A., Acta Astronautica **135**, 56–62 (2017).
10. Katayama M. and Kibe S., International Journal of Impact Engineering **26** (1-10), 357–368 (2001).
11. Walters W. P. and Zukas J. A. Fundamentals of Shaped Charges. New York, Wiley, 1989.
12. Zhdanov I. V., Knyazev A. S., and Malyarov D. V., Tr. Tomsk. Gos. Univ., Ser. Fiz.-Mat. **276**, 193–195 (2010) [in Russian].
13. Fedorov S. V., Bayanova Ya. M., and Ladov S. V., Combustion, Explosion, and Shock Waves **51** (1), 130–142 (2015).
14. Fedorov S. V. Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Natural Sciences, № 3, 71–92 (2017). https://doi.org/10.18698/1812-3368-2017-3-71-92.
15. Fedorov S. V., Ladov S. V., Nikolskaya Ya. M., Baskakov V. D., Baburin M. A., Kurepin A. E., Gorbunkov A. A., and Pirozerskii A. S., Combustion, Explosion, and Shock Waves **53** (4), 479–482 (2017).
16. Selivanov V. V., Ladov S. V., Silnikov M. V., and Nikol'skaya Ya. M., Acta Astronautica **180**, 149–154 (2021).
17. Fedorov S. V., Kolpakov V. I., Vinogradova E. P., and Bolotina I. A., Acta Astronautica **190**, 231–240 (2022).
18. Fedorov S. V., Babkin A. V., Veldanov V. A., Gladkov N. A., and Ladov S. V., Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Natural Sciences, № 5, 18–32 (2016). https://doi.org/10.18698/1812-3368-2016-5-18-32.

Об авторах

Федоров Сергей Владимирович, старший преподаватель кафедры СМ-4 «Высокоточные летательные аппараты» МГТУ им. Н. Э. Баумана (105005, Москва, Россия). E-mail: sergfed-64@mail.ru SPIN-код: 8488-0728, AuthorID: 126035

Болотина Ирина Алексеевна, старший преподаватель кафедры СМ-12 «Технологии ракетно-космического машиностроения» МГТУ им. Н. Э. Баумана (105005, Москва, Россия). E-mail: b.mount@mail.ru SPIN-код: 3333-3294, AuthorID: 860494

Струков Юрий Алексеевич, к.т.н., доцент кафедры ФН-4 «Физика» МГТУ им. Н. Э. Баумана (105005, Москва, Россия). E-mail: ustrukov@rambler.ru SPIN-код: 4592-3598, AuthorID: 681082

Мерзлякова Полина Владимировна, лаборант, студентка 5-го курса кафедры СМ-4 «Высокоточные летательные аппараты» МГТУ им. Н. Э. Баумана (105005, Москва, Россия). E-mail: merzlaykova@list.ru ORCID: 0009-0009-3080-9197

ОБЩАЯ ФИЗИКА
GENERAL PHYSICS

УДК 621.371.182 PACS: Hr 52.35
EDN: YNKXST

Рассеяние электромагнитной волны неоднородным плазмоидом

© Н. Д. Наумов, В. П. Петровский*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, 125412 Россия
** E-mail: b1p2a3@mail.ru*

Статья поступила в редакцию 19.08.2026; после доработки 03.09.2026; принята к публикации 22.10.2026
Шифр научной специальности: 1.3.9.

Рассматривается упрощенный метод оценки рассеяния плоской электромагнитной волны неоднородным плазмоидом, где по аналогии с принципом Гюйгенса рассеянное поле представляется в виде суперпозиции полей волн, источниками которых являются переменные токи, возбуждаемые падающей волной в небольших объемах плазмы. С помощью этого метода проведены расчеты эффективной площади рассеяния сферически симметричного плазмоида с радиальной неоднородностью концентрации электронов. Проведено сравнение с результатами аналогичных вычислений на основе решения задачи дифракции плоской электромагнитной волны на плазмоиде.

Ключевые слова: электромагнитная волна, дифракция, рассеяние, плазмоид, эффективная площадь рассеяния.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-5-15-20

Введение

Теоретические и экспериментальные исследования рассеяния электромагнитных волн плазменными образованиями применяются в радиолокации [1], метеорной радиосвязи и радиоастрономии [2, 3], при разработке технологий изменения отражательных свойств объектов с помощью плазмы [4]. Получение количественных результатов для задачи рассеяния этих волн неоднородным плазмоидом является сложной задачей и требует применения численных методов. В связи с этим несомненный интерес представляют аналитические методы оценки рассеяния волн.

Такой метод предложен в работе [5], в которой по аналогии с принципом Гюйгенса рассеянное поле представляется в виде суперпозиции полей волн, создаваемых элементарными электрическими вибраторами. В качестве таких вибраторов рассматриваются токи, возбуждаемые падающей волной в совокупности небольших объемов плазмы, причем поля элементарных вибраторов следует суммировать с учетом разности фаз волн.

Для оценки адекватности этого метода можно использовать решение задачи дифракции электромагнитной волны на плазмоиде, поскольку рассеянное поле представляет собой внешнее поле дифракции на больших расстояниях, когда напряженность поля обратно пропорциональна расстоянию от плазмоида.

Целью данной работы является решение задачи дифракции для сферически симметричного плазмоида с радиальной неоднородностью концентрации электронов и сравнение результатов расчета эффективной площади рассеяния (ЭПР) этого плазмоида на основе полученного решения и с помощью метода работы [5].

ЭПР плазмоида

Рассмотрим сферически симметричный плазмоид с радиальной неоднородностью концентрации электронов, плазма которого

является проницаемой для падающей электромагнитной волны. Речь идет о низкотемпературной плазме и высокочастотной волне, когда можно пренебречь как движением ионов, так и столкновениями электронов. Тогда диэлектрическая проницаемость плазмы в сферической системе координат r, θ, φ с началом в центре плазмоида равна: $\varepsilon = \varepsilon(r) = 1 - e^2N/\varepsilon_0 m_e\omega^2$, где e, m_e – заряд и масса электрона, $N = N(r)$ – концентрация электронов, ε_0 – электрическая постоянная, ω – круговая частота волны. Отсюда следует, что плазма будет проницаемой для падающей волны, если выполняется условие $e^2N/\varepsilon_0 m_e\omega^2 < 1$.

Исходя из общего выражения для ЭПР $\sigma = 4\pi R^2|A_s|^2/|A|^2$, где A_s – амплитуда поля обратно рассеянной волны, A – амплитуда поля падающей волны, R – расстояние до излучателя [1], в работе [5] было получено следующее выражение для ЭПР неоднородного плазмоида в случае пространственно совмещенных излучателя и приемника:

$$\sigma = 4\pi r_e^2 \left| \int N e^{i\Psi} dV \right|^2. \qquad (1)$$

Здесь r_e – классический радиус электрона, Ψ – разность фаз волн для вибраторов.

Для рассматриваемого плазмоида набег фазы падающей волны при распространении вдоль оси Oz от плоскости $z = -a$ до вибратора в центре плазмоида равен: $\Phi_0 = k\int\limits_{-a}^{0} \sqrt{\varepsilon(z)}dz$, где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны, a – радиус плазмоида. Аналогичный результат для вибратора с координатами r, θ имеет вид: $\Phi = k[a - d + \int\limits_{0}^{b} \sqrt{\varepsilon(r(s))}ds]$, где $b = d + r\cos\theta$, $d = \sqrt{a^2 - r^2\sin^2\theta}$, $r(s) = \sqrt{a^2 + s^2 - 2sd}$. Учитывая, что в случае обратного рассеяния такими же будут и набеги фаз волн, создаваемых этими вибраторами, в итоге для разности фаз получим: $\Psi = 2(\Phi_0 - \Phi)$.

После интегрирования в выражении (1) по угловой координате φ расчет ЭПР плазмоида с неоднородным распределением концентрации электронов: $N = N_0(1 - \beta r^2/a^2)$, где β, N_0 – постоянные, сводится к вычислению двойного интеграла:

$$\frac{\sigma}{\pi a^2} = \left| \gamma_0 \alpha^2 \int\limits_0^1 \int\limits_0^\pi e^{i\Psi}(1 - \beta\xi^2)\xi^2 \sin\theta d\xi d\theta \right|^2, \qquad (2)$$

$$\Psi = \alpha[(1-\chi)(\eta - 2) - \xi\zeta\cos\theta + \frac{\delta_0^2}{\tau}\ln\frac{\delta_0}{\eta - \tau} - \frac{1}{\tau}(\eta^2 - \chi^2\tau^2)\ln\frac{\zeta + \xi\tau\cos\theta}{\eta - \chi\tau}],$$

где $\delta_0 = \sqrt{1 - \gamma_0}$, $\gamma_0 = r_e\lambda^2 N_0/\pi$, $\tau = \sqrt{\beta\gamma_0}$, $\chi = \sqrt{1 - \xi^2\sin^2\theta}$, $\eta = \sqrt{\delta_0^2 + \tau^2}$, $\zeta = \sqrt{\delta_0^2 + \tau^2\xi^2}$.

Аналогичное выражение для однородного плазмоида имеет более простой вид:

$$\frac{\sigma}{\pi a^2} = \left| \gamma\alpha^2 \int\limits_0^1 \int\limits_0^\pi \xi^2 \sin\theta e^{2i\alpha[(1-\delta)\sqrt{1-\xi^2\sin^2\theta} - \delta\xi\cos\theta}} d\xi d\theta \right|^2, \qquad (3)$$

где $\delta = \sqrt{1 - \gamma}$, $\gamma = r_e\lambda^2 N/\pi$.

Приближенное решение задачи дифракции

Для решения задачи дифракции исходным является уравнение для электрического поля монохроматической волны $\mathbf{E} = \mathbf{F}e^{-i\omega t}$ в неоднородной плазме [6]:

$$\Delta\mathbf{F} + \varepsilon k^2\mathbf{F} + \mathrm{grad}\left(\frac{1}{\varepsilon}\mathbf{F}\mathrm{grad}\varepsilon\right), \qquad (4)$$

а также разложение электромагнитного поля $\mathbf{E}_0 = \mathbf{F}_0 e^{-i\omega t}$, $\mathbf{H}_0 = \mathbf{G}_0 e^{-i\omega t}$ плоской линейно поляризованной волны [7]:

$$\mathbf{F}_0 = A\mathbf{e}_x e^{ikz} = A\sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)}\left(\mathbf{M}_{ns} - i\mathbf{N}_{nc}\right),$$

$$\mathbf{G}_0 = A\mathbf{e}_y e^{ikz} = \frac{A}{W_0}\sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)}\left(\mathbf{M}_{nc} + i\mathbf{N}_{ns}\right).$$

Здесь $\mathbf{e}_x$, $\mathbf{e}_y$ – орты декартовой системы координат, W_0 – волновое сопротивление вакуума,

$$\mathbf{M}_{n\mu} = w_\mu \frac{j_n(\rho)}{\sin\theta} P_n^1(\cos\theta)\mathbf{e}_\theta - u_\mu j_n(\rho)\frac{dP_n^1(\cos\theta)}{d\theta}\mathbf{e}_\varphi,$$

$$\mathbf{N}_{n\mu} = u_\mu \frac{n(n+1)}{\rho} j_n(\rho) P_n^1(\cos\theta)\mathbf{e}_r + \left(\rho j_n(\rho)\right)' \frac{u_\mu}{\rho}\frac{dP_n^1(\cos\theta)}{d\theta}\mathbf{e}_\theta + \left(\rho j_n(\rho)\right)' \frac{w_\mu P_n^1(\cos\theta)}{\rho\sin\theta}\mathbf{e}_\varphi,$$

где индекс μ принимает значения c, s, $u_c = \cos\varphi$, $u_s = \sin\varphi$, $w_\mu = du_\mu/d\varphi$, $j_n(x)$ – сферическая функция Бесселя, $P_n^1(x)$ – присоединенная функция Лежандра, $\mathbf{e}_r$, $\mathbf{e}_\theta$, $\mathbf{e}_\varphi$ – орты сферической системы координат; штрихом обозначается дифференцирование по переменной $\rho = kr$.

Если выполняется условие слабонеоднородности плазмы: $(1/\varepsilon k)\mathrm{grad}\varepsilon << 1$, то можно найти приближенное решение уравнения (4) с помощью метода последовательных приближений. Представляя поле электромагнитной волны в виде ряда по степеням указанного малого параметра, в основном приближении имеем:

$$\Delta\mathbf{F} + \varepsilon k^2\mathbf{F} = 0. \qquad (5)$$

Как нетрудно проверить, с принятой точностью векторы $\mathbf{P} = \mathrm{rot}(\psi\mathbf{r})$, $\mathbf{Q} = (1/k\sqrt{\varepsilon})\mathrm{rot}\mathbf{P}$ являются решениями уравнения (5), если функция $\psi = \psi(r,\theta,\varphi)$ удовлетворяет уравнению

$$\Delta\psi + \varepsilon k^2\psi = 0.$$

Будем искать решение уравнения (5) для электрического поля внутри плазмоида в виде:

$$\mathbf{F}_i = A\sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)}\left(B_n\mathbf{P}_{ns} - iC_n\mathbf{Q}_{nc}\right),$$

где B_n, C_n – пока неопределенные постоянные коэффициенты. Тогда из уравнения Максвелла $\mathrm{rot}\,\mathbf{e} = -\mu_0\partial\mathbf{H}/\partial t$ для магнитного поля внутри плазмоида имеем:

$$\mathbf{G}_i = \sqrt{\varepsilon}\frac{A}{W_0}\sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)}\left(C_n\mathbf{P}_{nc} + iB_n\mathbf{Q}_{ns}\right).$$

В результате найдем, что вектор $\mathbf{P}_{n\mu}$ получается из вектора $\mathbf{M}_{n\mu}$ заменой функции $j_n(\rho)$ на функцию $f_n(\rho)$, а вектор $\mathbf{Q}_{n\mu}$ определяется аналогично вектору $\mathbf{N}_{n\mu}$ выражением:

$$\mathbf{Q}_{n\mu} = u_\mu \frac{n(n+1)}{\rho\sqrt{\varepsilon}} f_n(\rho) P_n^1(\cos\theta)\mathbf{e}_r + \left(\rho f_n(\rho)\right)' \frac{u_\mu}{\rho\sqrt{\varepsilon}}\frac{dP_n^1(\cos\theta)}{d\theta}\mathbf{e}_\theta + \left(\rho f_n(\rho)\right)' \frac{w_\mu P_n^1(\cos\theta)}{\rho\sqrt{\varepsilon}\sin\theta}\mathbf{e}_\varphi.$$

Здесь функция $f_n(\rho)$ является решением обыкновенного дифференциального уравнения:

$$\rho^2 f_n'' + 2\rho f_n' + [\varepsilon\rho^2 - n(n+1)]f_n = 0. \qquad (6)$$

Если диэлектрическая проницаемость плазмы плавно изменяется вблизи центра плазмоида, то начальные условия для уравнения (6) имеют вид: $f_n(0) = g_n(0)$, $f_n'(0) = g_n'(0)$, где функция $g_n(\rho)$ является решением уравнения (6) при $\varepsilon = \varepsilon(0)$.

Внешнее поле дифракции описывается следующими выражениями:

$$\mathbf{F}_e = A\sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)}\left(b_n\mathbf{p}_{ns} - ic_n\mathbf{q}_{nc}\right),$$

$$\mathbf{G}_e = \frac{A}{W_0}\sum_{n=1}^{\infty} i^n \frac{2n+1}{n(n+1)}\left(c_n\mathbf{p}_{nc} + ib_n\mathbf{q}_{ns}\right),$$

где b_n, c_n – постоянные коэффициенты, векторы $\mathbf{p}_{n\mu}$, $\mathbf{q}_{n\mu}$ получаются из векторов $\mathbf{M}_{n\mu}$, $\mathbf{N}_{n\mu}$ заменой функции $j_n(\rho)$ на сферическую функцию Бесселя $h_n^{(1)}(\rho)$.

Чтобы найти коэффициенты B_n, C_n, b_n, c_n, следует использовать граничные условия, которые заключаются в равенстве при $\rho = \alpha$, где $\alpha = ka$, тангенциальных составляющих полей вне плазмоида $\mathbf{F}_0 + \mathbf{F}_e$, $\mathbf{G}_0 + \mathbf{G}_e$ и полей внутри плазмоида $\mathbf{F}_i$, $\mathbf{G}_i$. Эти условия позволяют по-

лучить для указанных коэффициентов систему алгебраических уравнений, из которой для коэффициентов, определяющих внешнее поле дифракции, найдем:

$$b_n = \frac{j_n(\alpha)\left[\alpha f_n(\alpha)\right]' - f_n(\alpha)\left[\alpha j_n(\alpha)\right]'}{f_n(\alpha)\left[\alpha h_n^{(1)}(\alpha)\right]' - h_n^{(1)}(\alpha)\left[\alpha f_n(\alpha)\right]'},$$

$$c_n = \frac{\varepsilon(a) f_n(\alpha)\left[\alpha j_n(\alpha)\right]' - j_n(\alpha)\left[\alpha f_n(\alpha)\right]'}{h_n^{(1)}(\alpha)\left[\alpha f_n(\alpha)\right]' - \varepsilon(a) f_n(\alpha)\left[\alpha h_n^{(1)}(\alpha)\right]'}.$$

Если диэлектрическая проницаемость ε является постоянной величиной, то $f_n(\rho) = j_n(\rho\sqrt{\varepsilon})$ и полученное выше решение совпадает с известными выражениями для дифракции электромагнитной волны на однородном диэлектрическом шаре [7].

Расчет ЭПР плазмоида

С помощью полученного решения были проведены расчеты ЭПР неоднородного плазмоида при $N_0 = 1/4r_e a^2$, $\beta = 0{,}5$. Расчеты производились при значениях параметра слабонеоднородности плазмы не более 0,1, что для выбранных значений постоянных N_0, β соответствует значению $2\pi a/\lambda$ не менее 5,5. Результаты расчета представлены на рис. 1 сплошной линией. Пунктирная линия на этом рисунке соответствует расчету ЭПР с помощью выражения (2).

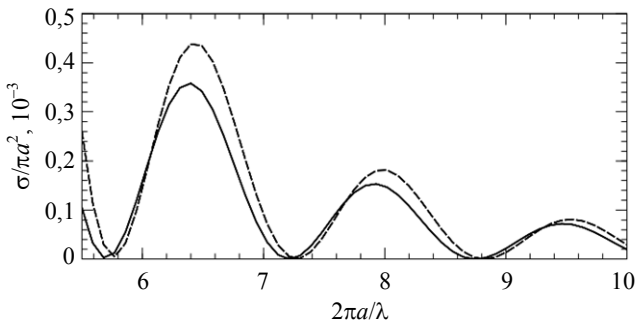


Рис. 1. ЭПР неоднородного плазмоида. Сплошная линия – приближенное решение задачи дифракции, пунктирная линия – выражение (2)

Для сравнения на рис. 2 представлены результаты расчета ЭПР однородного плазмоида, который содержит такое же количество электронов, что и неоднородный плазмоид. Сплошная линия соответствует точному решению задачи дифракции электромагнитной волны на однородном диэлектрическом шаре [7], пунктирная линия получена на основе выражения (3).

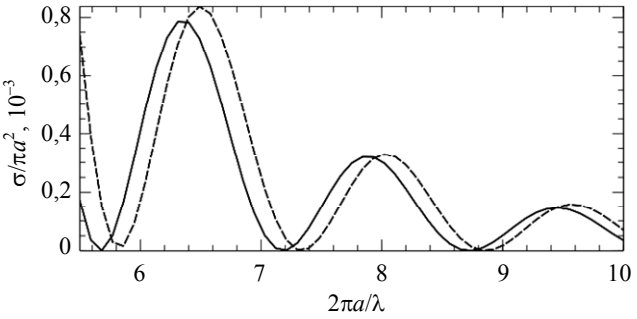


Рис. 2. ЭПР однородного плазмоида. Сплошная линия – точное решение задачи дифракции [7], пунктирная линия – выражение (3)

Как видно из этих графиков, максимальные значения ЭПР неоднородного плазмоида существенно меньше ЭПР однородного плазмоида. Уменьшение значения ЭПР в случае неоднородного плазмоида может быть обусловлено пространственным изменением плазменной частоты внутри плазмоида, что приводит к размытию внешней границы отражения и уменьшению общей площади отражения по сравнению с однородным плазмоидом. Максимальная погрешность вычисления амплитудного значения ЭПР однородного плазмоида приближенным расчетом не превышает 8 % (рис. 2), а неоднородного плазмоида – не превышает 15 % (рис. 1). Смещение максимумов ЭПР для точного и приближенного расчета (рис. 2) составляет не более 4 %. Такая точность определения ЭПР обусловлена принятой в работе [5] упрощенной трактовкой рассеяния волны плазмоидом.

Заключение

Предложенная упрощенная физическая модель рассеяния проходящих электромагнитных волн и аналитические решения задачи дифракции приводят к близким значениям ЭПР плазмоидов по сравнению с численными решениями задачи дифракции для сложных моделей неоднородных плазмоидов. Упро-

щенную модель можно использовать для проведения оперативных практических оценок рассеяния электромагнитной волны неоднородным проницаемым плазмоидом.

Обнаружено уменьшение значения ЭПР неоднородного плазмоида в сравнении с однородным плазмоидом, что может быть обусловлено пространственным изменением плазменной частоты внутри плазмоида.

Если для части плазмы не выполняется условие прохождения (указанное в начале статьи условие проницаемости), то с точки зрения метода [5] внутри плазмоида возникает поверхность отражения падающей волны. Для учета влияния этой поверхности на рассеяние волны требуется дальнейшая доработка этого метода.

Полученное решение задачи дифракции для сферически симметричного плазмоида с радиальной неоднородностью концентрации электронов может быть полезным в таких приложениях, как микроволновая обработка материалов [8], создание компактных плазменных источников излучения [9], кластерной плазмы [10].

Авторы выражают благодарность Печёркину В. Я. за конструктивные замечания, способствующие улучшению статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Финкельштейн М. И.* Основы радиолокации. – М.: Радио и Связь, 1983.
2. *Долуханов М. П.* Дальнее распространение ультракоротких волн. – М.: Связьиздат, 1962.
3. *Мак-Кинли Д.* Методы метеорной астрономии. – М., Мир, 1964.
4. *Hema S., Simy A., Rakesh M. J.* Plasma-based radar cross section reduction. – Springer: Singapore Heidelberg New York Dordrecht London, 2016.
5. *Наумов Н. Д., Петровский В. П.* / ТВТ. 2025. Т. 63. № 2. С. 189–192.
6. *Бреховских Л. М.* Волны в слоистых средах. – М.: Наука, 1973.
7. *Стрэттон Дж. А.* Теория электромагнетизма. – М.-Л.: ГИТТЛ, 1948.
8. *Bykov Yu. V., Rybakov L. I., Semenov V. I.* / J. Phys. D; Appl. Phys. 2001. Vol. 34. P. R35–R37.
9. *Glyavin M. Yu., Golubev I. V., Izotov I. V. et al.* / Appl. Phys. Lett. 2014. Vol. 105. P. 174101–174104.
10. *Gildenburg V. B., Kostin V. A., Pavlichenko I. A.* / Phys. Plasmas. 2011. Vol. 18. P. 092101–092106.

PACS: Hr 52.35

Electromagnetic wave scattering on inhomogeneous plasmoid

N. D. Naumov and V. P. Petrovskiy*

Joint Institute of High Temperatures, Moscow, 125412 Russia
** E-mail: b1p2a3@mail.ru*

Received 19.08.2026; revised 03.09.2026; accepted 22.10.2026

The calculation technique for electromagnetic wave scattering on inhomogeneous plasmoid is considered. Approximate solution for the problem of electromagnetic wave diffraction on spherically symmetrical slightly inhomogeneous plasmoid is obtained. The radar cross section calculations for this plasmoid on the basis of the technique and this solution are compared.

Keywords: electromagnetic wave, scattering, diffraction, plasmoid, radar cross section.

REFERENCES

1. Finkelshtein M. I. Foundation of radiolocation. Moscow: Radio i Svyaz, 1983 [in Russian].
2. Dolukhanov M. P. Long-range ultra short waves propagation. Moscow: Svyazizdat, 1962 [in Russian].
3. McKinley D. W. R. Meteor science and engineering. McGraw-Hill Book Company, 1961.

4. Hema S., Simy A., and Rakesh M. J. Plasma-based radar cross section reduction. Springer: Singapore Heidelberg New York Dordrecht London, 2016.
5. Naumov N. D. and Petrovskiy V. P., High temperatures **63** (2), 189–192 (2025) [in Russian].
6. Brekhovskikh L. M. Waves in stratified media. Moscow: Nauka, 1973 [in Russian].
7. Stratton J. A. Electromagnetic theory. McGraw-Hill Book Company, 1941.
8. Bykov Yu. V., Rybakov L. I., and Semenov V. I., J. Phys. D; Appl. Phys. **34**, R35–R37 (2001).
9. Glyavin M. Yu., Golubev I. V., Izotov I. V., et al., Appl. Phys. Lett. **105**, 174101–174104 (2014).
10. Gildenburg V. B., Kostin V. A., and Pavlichenko I. A., Phys. Plasmas. **18**, 092101–092106 (2011).

Об авторах

Наумов Николай Дмитриевич, д.ф.-м.н., ведущий инженер, Объединенный институт высоких температур РАН (125412, Москва, Россия). E-mail: ndnaumov@mail.ru

Петровский Виктор Павлович, д.т.н., начальник лаборатории, Объединенный институт высоких температур РАН (125412, Москва, Россия). E-mail: b1p2a3@mail.ru SPIN-код: 8097-8642, AuthorID: 10769

ФОТОЭЛЕКТРОНИКА
PHOTOELECTRONICS

УДК 621.383.4/5
EDN: XIZVVF

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

Исследование фотоприемных структур КРТ со сверхрешетками в качестве барьера средневолнового ИК диапазона спектра

© К. О. Болтарь[1,2], И. Д. Бурлаков[1,3], Н. И. Яковлева[1*], А. В. Трухачев[1], Н. А. Иродов[1], А. В. Войцеховский[4], Д. И. Горн[4], Н. Н. Михайлов[5]

[1] *АО «НПО «Орион», Москва, 111538 Россия*
[*] *E-mail: niiakovleva@mail.ru*
[2] *Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Московская обл., г. Долгопрудный, 141701, Россия*
[3] *МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, 119454 Россия*
[4] *Томский государственный университет, г. Томск, 634050 Россия*
[5] *Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск, 630090 Россия*

Статья поступила в редакцию 05.10.2026; после доработки 20.10.2026; принята к публикации 22.10.2026
Шифр научной специальности: 1.3.11.

Созданы и исследованы фотоприемные структуры КРТ средневолнового ИК-диапазона спектра (MWIR) на основе nBn-гетероструктур со сверхрешетками HgTe/CdHgTe в качестве барьеров. Выявлены новые технологические подходы для дальнейшего совершенствования методов пассивации поверхности nBn-архитектур и улучшения их характеристик. Измерены вольт-амперные и спектральные характеристики, а также основные параметры ФЧЭ экспериментальных образцов.

Ключевые слова: униполярный приемник, *n*B*n*-гетероструктура, MWIR, CdHgTe, матрица фоточувствительных элементов (МФЧЭ), спектральная характеристика.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-5-21-29

1. Введение

Фотоприемные структуры на основе униполярных *n*B*n*-гетероструктур из тройного раствора кадмий-ртуть-теллур (CdHgTe, КРТ) со сверхрешетками в качестве барьеров крайне перспективны для работы в спектральных диапазонах 3–5 мкм (MWIR) и 8–12 мкм (LWIR) [1–4], поскольку они обладают рядом ключевых преимуществ по сравнению с традиционными *p–n*-структурами. К таким преимуществам относится отсутствие сложно формируемых слоев *p*-типа проводимости, что радикально упрощает технологию эпитаксиального выращивания и обеспечивает достижение минимальных темновых токов, включая токи диффузии, генерации-рекомбинации и поверхностной утечки.

Несмотря на преимущества барьерных фотоприемников, их создание осложняется разрывом валентной зоны на границе поглощающего и барьерного слоев КРТ. В *n*B*n*-структурах барьер в валентной зоне блокирует дырки – неосновные носители заряда, отвечающие за полезный сигнал. Замена барьерного слоя на сверхрешетку HgTe/CdHgTe, предложенная в работах [5, 6], позволяет снизить данный разрыв и добиться существенного улучшения параметров.

В рамках проведенных исследований изготовлены фотоприемные структуры КРТ с *n*B*n*-архитектурой, выявлены технологические подходы для их дальнейшего совершенствования, включая методы защиты поверхности архитектур КРТ пассивирующими слоями. Выбранный в качестве фоточувствительного

материала тройной раствор CdHgTe привлекателен как возможностью настройки запрещенной зоны на заданный спектральный диапазон, так и потенциалом уменьшения темновых токов при оптимизации архитектуры фоточувствительного элемента. В связи с этим разработка и изготовление структур многоэлементных фотоприемных структур на основе униполярных МЛЭ *n*B*n*-гетероструктур КРТ, в том числе со сверхрешетками в качестве барьера является крайне актуальной задачей, решение которой позволит перейти к изготовлению ФПУ нового класса с повышенными рабочей температурой и параметрами.

2. Конфигурация барьерных *n*B*n*-гетероструктур на основе CdHgTe

Для изготовления фотоприемных структур КРТ предложены следующие перспективные архитектуры с барьерными слоями (рисунок 1, таблица 1).

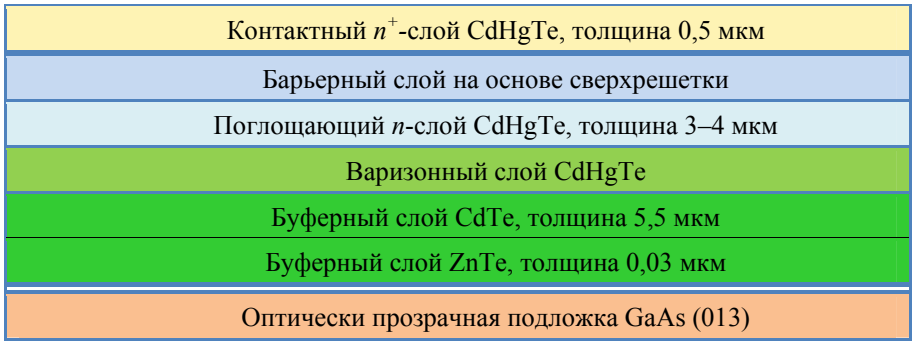


Рис. 1. Послойная конфигурация барьерной nBn-структуры на основе CdHgTe со сверхрешеткой

Таблица 1

Наименование слоя в структуре	MWIR ГЭС КРТ № КРТ821			MWIR ГЭС КРТ № КРТ822		
	Концентрация, $см^{-3}$	Состав MWIR	Толщина, мкм	Концентрация, $см^{-3}$	Состав MWIR	Толщина, мкм
Контактный слой *n*-$Cd_xHg_{1-x}Te$	*n*~$(3–5)\times10^{14}$	0,35	0,5	*n*~$(3–5)\times10^{14}$	0,28	0,5
Барьерный слой *n*-$Cd_xHg_{1-x}Te$	–	0,03 (яма) / 0,75 (барьер)	0,0013 (яма)/ 0,0087 (барьер); 19 периодов 0,20 (общая)	–	0,03 (яма) / 0,75 (барьер)	0,0011 (яма)/ 0,0074 (барьер); 19 периодов 0,17 (общая)
Поглощающий *n*-слой $Cd_xHg_{1-x}Te$	*n*~$(3–5)\times10^{14}$	0,33	4,0–6,0	*n*~$(3–5)\times10^{14}$	0,32	4,0–6,0
Варизонный слой CdHgTe	–	1,0 – 0,3	1,0	–	1,0–0,3	1,0
Буферный слой CdTe	–	–	5,5	–	–	5,5
Буферный слой ZnTe	–	–	0,03	–	–	0,03
Оптически прозрачная подложка GaAs (013), ∅ 50,8 мм			600			600

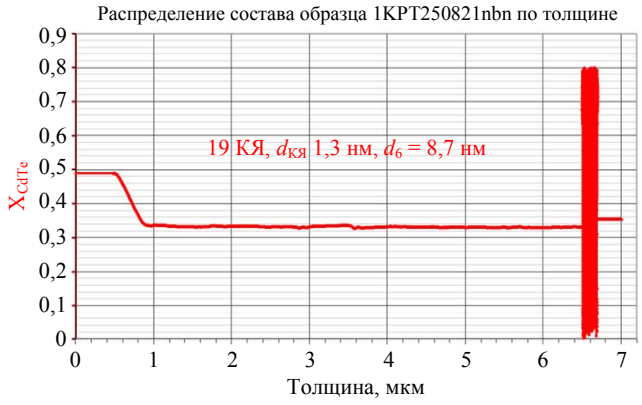
Исследуемые *n*B*n*-гетероструктуры на основе *n*-$Cd_xHg_{1-x}Te$ выращивались методом МЛЭ на подложках из GaAs (013). Сверху подложки последовательно формировались буферный слой ZnTe (толщиной 30 нм), релаксирующий напряжение буферный слой CdTe (5,5 мкм), варизонный слой $Cd_xHg_{1-x}Te$ (~ 1 мкм). Рабочая область *n*B*n*-гетероструктуры из *n*-$Cd_xHg_{1-x}Te$ состояла из поглощающего, барьерного и контактного

слоев (см. рис. 1, табл. 1). Поглощающий слой $Cd_xHg_{1-x}Te$ имел толщину порядка 5,0 мкм, содержание CdTe в барьерном слое и состав в контактном слое толщиной ≤ 0,5 мкм выбирались в зависимости от рабочего спектрального диапазона. В процессе выращивания легирование рабочей области проводилось донорной примесью индия, причем концентрация примеси в поглощающем и барьерном выбиралась примерно одинаковой, а в контактном слое – немного выше.

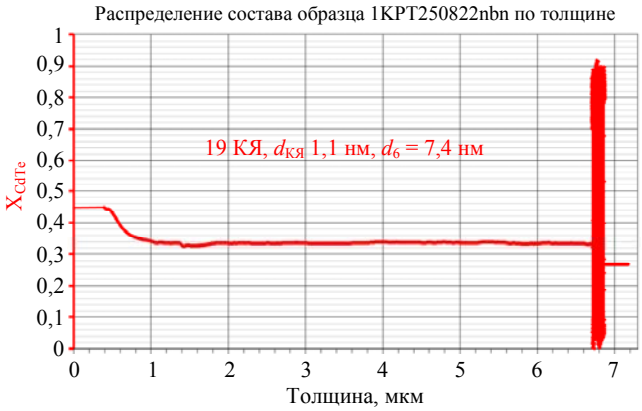
Распределение состава по толщине барьерных структур МЛЭ *n*-CdHgTe средневолнового ИК диапазона спектра со сверхрешетками в качестве барьера показано на рисунке 2 (*а*, *б*).

Распределение состава по толщине в области барьера двух модификаций: барьеров из квантовых ям показано на рисунке 3 (*а*, *б*).

Структура КРТ821 имеет барьер на основе сверхрешетки, состоящей из 19 периодов $HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te$ (состав КРТ $x = 0,8$) толщиной порядка 200 нм (рис. 3*а*), структура КРТ822 имеет барьер, состоящей из 19 периодов на основе сверхрешетки $HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te$ (состав КРТ $x = 0,8$) толщиной порядка 170 нм (рис. 3*б*).

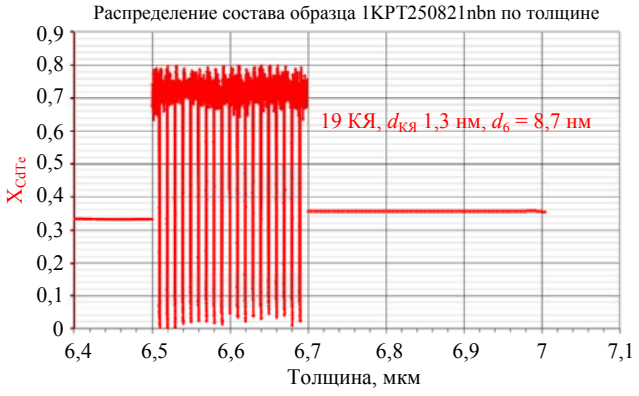


а) *n*B*n*-гетероструктура на основе ГЭС КРТ МЛЭ со сверхрешеткой в качестве барьера

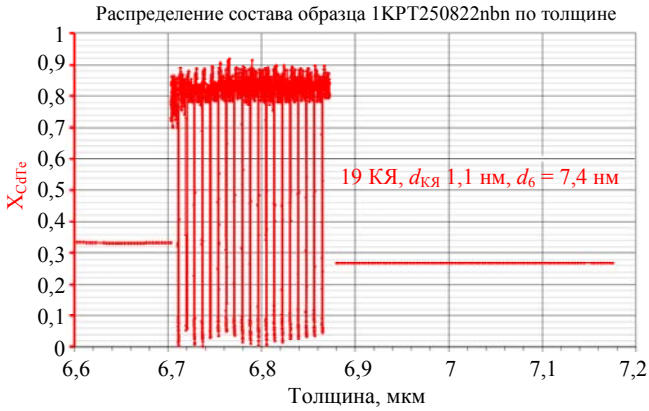


б) *n*B*n*-гетероструктура на основе ГЭС КРТ МЛЭ со сверхрешеткой в качестве барьера

Рис. 2. Распределение состава по толщине nBn-гетероструктур МЛЭ на основе слоев n-CdHgTe состава x = 0,3



а) *n*B*n*-гетероструктура на основе ГЭС КРТ МЛЭ со сверхрешеткой в качестве барьера



б) *n*B*n*-гетероструктура на основе ГЭС КРТ МЛЭ со сверхрешеткой в качестве барьера

Рис. 3. Распределение состава и концентрации легирующей примеси по толщине униполярных барьерных nBn-гетероструктур МЛЭ n-CdHgTe состава x = 0,3

3. Изготовление и исследование фотоприемных структур CdHgTe

Главной задачей технологического процесса изготовления фотоприемных меза-структур КРТ являлось формирование канавки и разделение фоточувствительных элементов без повреждения поверхности *n*B*n*-гетероструктуры, что достигалось методом сухого ионного травления и жидкостного дотравли-

вания с последующим контролем темнового тока.

При травлении меза-структур на боковых гранях ФЧЭ образуются оборванные химические связи, выступающие как центры рекомбинации, захватывающие носители заряда и снижающие полезный сигнал, а значит, и чувствительность матрицы. Дополнительно в структурах КРТ наблюдается миграция ртути к поверхности, что меняет локальный состав и способствует появлению микро-шунтирующих каналов и паразитных токов, ухудшающих параметры фотоприемных структур. Проблему миграции эффективно решает диэлектрический пассивирующий слой.

Пассивация предназначена для изоляции активных поверхностей меза-структуры от внешней среды. Незакрытые участки при неудачном нанесении или в узких местах структуры образуют «слабые точки», повышающие концентрацию поверхностных состояний, ухудшающих стабильность параметров. Поверхностные состояния служат ловушками для электронов и дырок, а непредсказуемое накопление заряда приводит к изменению распределения электрического поля вблизи поверхности и искажает вольт-амперные характеристики фоточувствительных элементов.

Формирование диэлектрического пассивирующего покрытия для уменьшения темновых токов на поверхности фотоприемных меза-структур на основе *n*B*n*-архитектур со сверхрешетками HgTe/CdHgTe являлось ключевой операцией технологического процесса. Пассивация структур достигалась с помощью нанесения специального диэлектрического покрытия.

Для нанесения пассивирующего диэлектрика наиболее часто используются следующие методы:

физическое (химическое) осаждение из газовой фазы (CVD), которое позволяет получать равномерные, однородные слои;

атомно-слоевое осаждение (ACO, ALD), наиболее часто используемое для ультратонких слоев и структур с высоким аспектным соотношением, когда глубина намного больше ширины зазора. ALD работает за счет последовательной химической реакции прекурсоров с поверхностью, что обеспечивает высокую повторяемость и качество диэлектрического покрытия;

реактивное магнетронное распыление (RMS) применяют, когда нужно нанести тонкие пленки химических соединений (прежде всего оксидов, нитридов, карбидов) на различные пластины для получения равномерных покрытий на больших площадях со стабильно воспроизводимыми параметрами при относительно низкой температуре.

Часто применяют дополнительные сложные методы, заключающиеся в использовании промежуточных диэлектрических слоев, способствующих улучшению свойств пассивации; оптимизируют температуру подложки, давление в реакторе, чтобы равномерно защитить сложные участки структуры.

Исследованы следующие методы нанесения пассивирующего диэлектрика:

(*1*) *Нанесение слоя ZnS на поверхность меза-структуры методом магнетронного распыления.*

Процесс нанесения слоя ZnS на поверхность меза-структуры обычно применяют для защиты чувствительных элементов меза-матрицы на основе КРТ от внешних воздействий, что снижает поверхностную рекомбинацию и помогает стабилизировать параметры фоточувствительных элементов.

Для нанесения ZnS используется высокочастотное (ВЧ, RF) магнетронное распыление, т. к. оно лучше подходит для получения слоя высокого качества. В ходе технологического процесса задаются следующие параметры: мощность разряда; время напыления (от этого напрямую зависит толщина слоя); температура подложки. Для получения диэлектрического слоя выбирается низкотемпературный режим (100–150 °C), чтобы не вызвать нежелательных изменений в приповерхностной области структуры КРТ, поскольку материал КРТ чрезвычайно чувствителен к нагреву.

При оптимизации технологии, для получения более надежного диэлектрического покрытия, проводится ионная очистка и пассивация дополнительными диэлектрическими слоями, такими как: SiO_x или Al_2O_3, что улучшает качество покрытия.

(*2*) *Нанесение слоя ZnS на поверхность меза-структуры методом атомно-слоевого осаждения.*

Метод атомно-слоевого осаждения (АСО) при нанесении ZnS на меза-структуру обеспечивает равномерный слой даже при сложных, ступенчатых рельефах. Предварительная подготовка поверхности для удаления остаточных оксидных слоев, нарушающих адгезию и приводящих к неоднородности пленки ZnS, включает удаление собственных «native» оксилов, для чего используется термическая обработка и промывка в специальных растворах. Циклический процесс АСО состоит из нескольких повторяющихся циклов. В каждом цикле последовательно в рабочую камеру установки подаются два разных прекурсора, а между ними проводится очистка рабочими газами. Для соединения ZnS наиболее часто используется пара: источник цинка – диэтилцинк (DEZn) и источник серы – сероводород (H2S).

К достоинствам метода АСО следует отнести высокую повторяемость и регулируемость процесса, что позволяет равномерно наносить слои ZnS даже на сложные профили меза-структур с глубокими канавками. Получаемый в итоге однородный слой диэлектрического покрытия ZnS успешно используется для защиты меза-матриц от внешних воздействий, снижая поверхностные состояния и улучшая оптические свойства структуры.

Получены положительные результаты при пассивации поверхности методом магнетронного распыления ZnS. Характеристики пассивированных слоев существенно зависят от обработки поверхности перед нанесением ZnS, что свидетельствует о наличии остаточных оксидов КРТ на поверхности структур.

После нанесения пассивирующего покрытия и формирования окон на поверхности ФЧЭ напыляются контактные металлы Au/Mo, а сверху напыляется индий с последующим изготовлением индиевых микроконтактов к отдельным ФЧЭ высотой 4–8 мкм методом взрыва и вжигания. Технологический процесс изготовления индивидуальных индиевых микроконтактов к *n*-областям *p*–*n*-переходов и общих контактов к *p*-области при помощи фотолитографии и ионного травления [7] являлся завершающим.

На рисунке 5 схематично представлен фрагмент МФЧЭ на основе CdHgTe, полученный меза-структурной технологией.

Проведены измерения темновых вольт-амперных характеристик тестовых ФЧЭ матриц МФЧЭ-01 и МФЧЭ-02 формата 64×64 элементов с шагом 40 мкм на основе *n*B*n*-гетероструктур CdHgTe при $T = 300$ K рисунки 6*а* и 6*б*, соответственно.

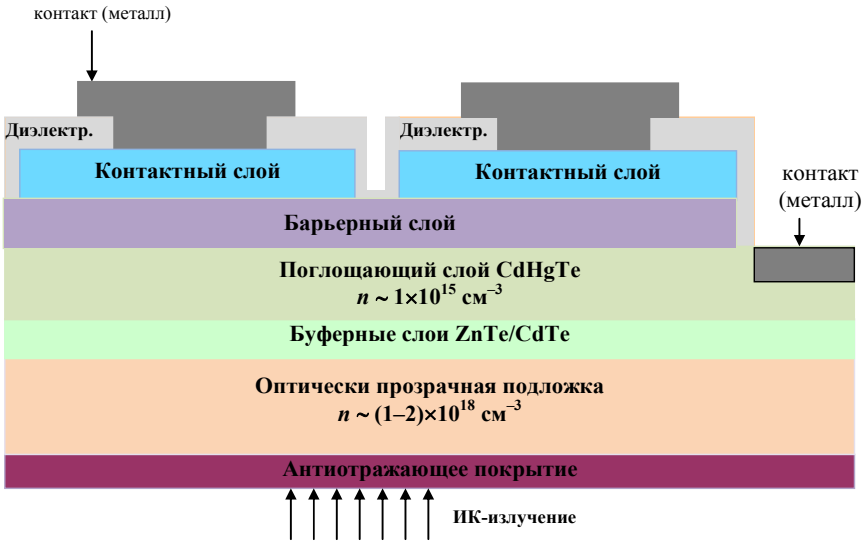
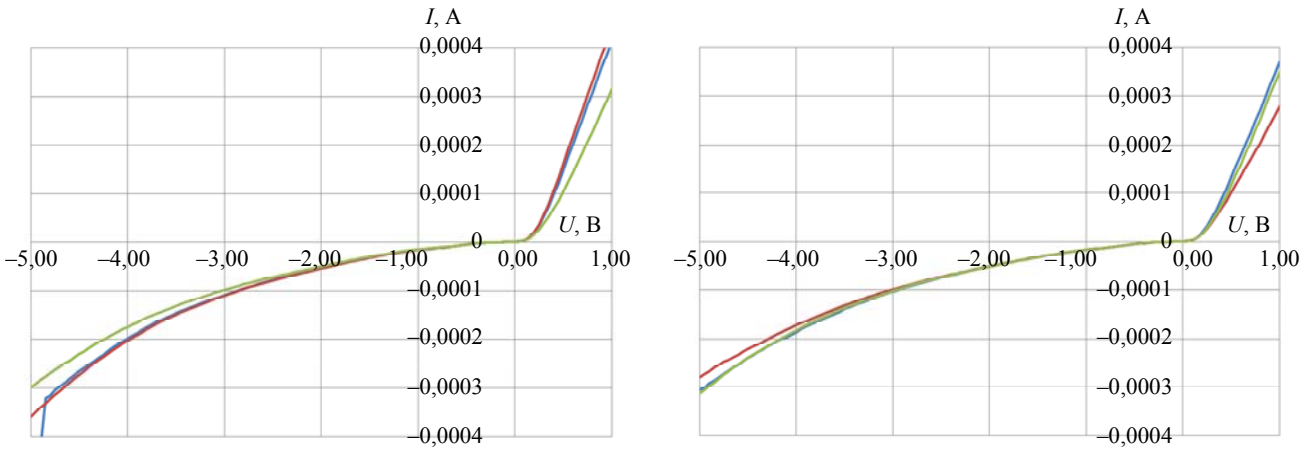


Рис. 5. Схематичное представление фрагмента МФЧЭ на основе CdHgTe



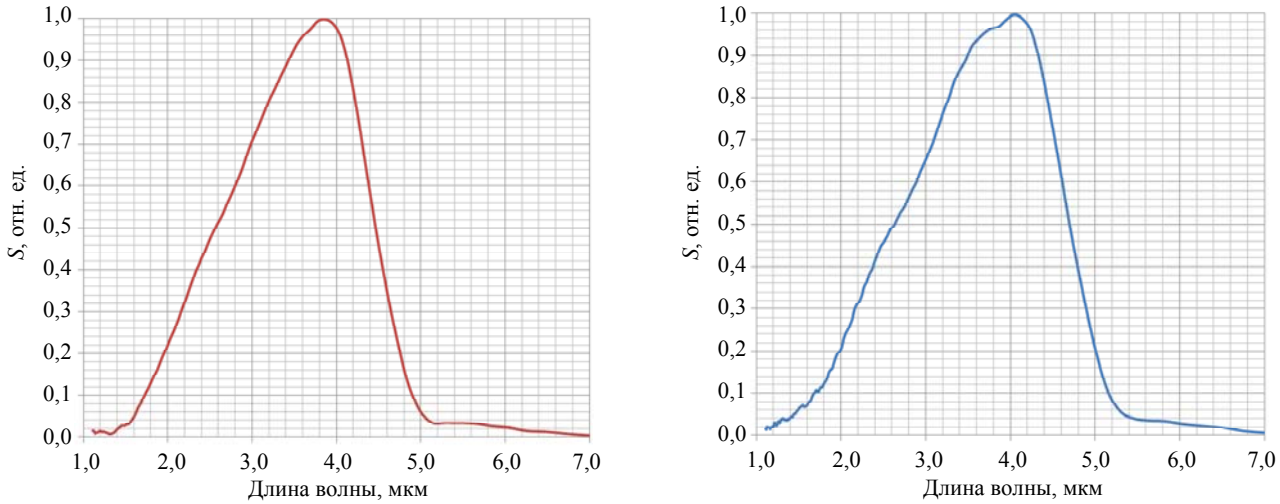
а) МФЧЭ-01 со сверхрешеткой в качестве барьера

б) МФЧЭ-02 со сверхрешеткой в качестве барьера

Рис. 6. Вольтамперные характеристики тестовых ФЧЭ на основе nBn-гетероструктур CdHgTe при T = 300 K

Проведены измерения спектральных характеристик чувствительности МФЧЭ на основе *n*B*n*-гетероструктур CdHgTe со сверхрешеткой в качестве барьера. Результаты измерений спектральных характеристик тестовых элементов МФЧЭ показаны на рисунке 7 (а, б).

Результаты измерений: границ спектральной чувствительности экспериментальных образцов МФЧЭ на основе МЛЭ гетероструктур *n*B*n* со сверхрешетками в качестве барьера MWIR диапазона для двух тестовых матриц МФЧЭ-01 и МФЧЭ-02, представлены в таблице 2.



а) МФЧЭ-01 со сверхрешеткой в качестве барьера

б) МФЧЭ-02 со сверхрешеткой в качестве барьера

Рис. 7. Спектральные характеристики чувствительности тестовых элементов МФЧЭ на основе nBn-гетероструктур CdHgTe при T = 77 K

Таблица 2

Границы спектральной чувствительности МФЧЭ на основе nBn гетероструктур n-CdHgTe со сверхрешетками в качестве барьера

Наименование параметров	Результаты измерений МФЧЭ-01	Результаты измерений МФЧЭ-02
1. Длинноволновая граница области спектральной чувствительности, мкм	4,45	4,75
2. Коротковолновая граница области спектральной чувствительности, мкм	2,60	2,60

Длинноволновая граница спектральной характеристики фоточувствительности составила у тестовых элементов экспериментальных образцов МФЧЭ-01 и МФЧЭ-02: $\lambda_{д0,5}$ = = 4,45 мкм и $\lambda_{д0,5}$ = 4,75 мкм, она сформирована выбором состава x соединения $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (КРТ), а коротковолновая граница составила $\lambda_{к0,5}$ = 2,60 мкм и $\lambda_{к0,5}$ = 2,60 мкм, она определяется поглощением излучения в варизонном слое *n*B*n*-гетероструктуры толщиной 1 мкм.

Определение фотоэлектрических параметров МФПУ на основе *n*B*n*-гетероструктур CdHgTe проводилось по данным измерений фотосигнала и шума. Для проведения измерений использовалась гибкая автоматизированная система сбора и обработки информации, работающая в автоматическом режиме. Укрупнено структура измерительной системы состояла из следующих основных узлов:

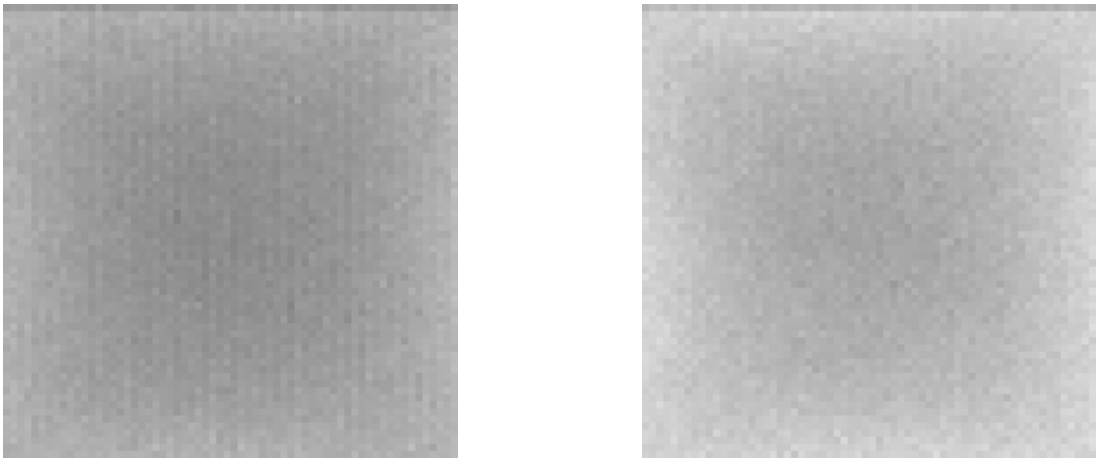
– формирователя оптического сигнала на основе абсолютно-черного тела (АЧТ);

– электроники управления (блока аналоговой обработки и управления ФПУ, блока аналого-цифровой обработки, блока сопряжения);

– системы измерения, в которую входили: вычислительный блок и интерфейсные платы.

Проведены измерения тока, фотосигнала и шума экспериментальных устройств: МФЧЭ-01 и МФЧЭ-02 средневолнового ИК диапазона спектра (диаграммы распределения тока по элементам матриц представлены на рисунке 8 а, б).

Достижение высоких параметров МФПУ барьерного типа гарантируется как качеством исходных гетероструктур КРТ, так и технологией изготовления МФЧЭ, БИС и гибридной сборки на их основе по разработанному технологическому маршруту. Фотоэлектрические параметры барьерных МФПУ формата 64×64 элементов с шагом 40 мкм средневолнового ИК диапазона спектра на основе *n*B*n*-гетероструктур CdHgTe представлены в таблице 3.



а) МФЧЭ-01 *б*) МФЧЭ-02

Рис. 8. Распределение тока по МФЧЭ формата 64×64 элементов с шагом 40 мкм на основе барьерных nBn-гетероструктур CdHgTe MWIR-диапазона

Таблица 3

Фотоэлектрические параметры барьерных МФПУ формата 64×64 элементов с шагом 40 мкм средневолнового ИК диапазона спектра на основе nBn-гетероструктур CdHgTe

№ ФПУ	Фотоэлектрические параметры (800K, $T_{нак}$=0,3мс)		
	Вольтовая чувствительность, S_u, В/Вт	Шум N, мкВ	Обнаружительная способность D^*, смГц$^{1/2}$Вт$^{-1}$
МФЧЭ-01	$0{,}42\times10^8$	0,33	$0{,}67\times10^{11}$
МФЧЭ-02	$0{,}62\times10^8$	0,31	$0{,}75\times10^{11}$

Среднее значение обнаружительной способности для МФЧЭ-01 составило $D^*_{ср} = 0{,}67\times$ $\times10^{11}$ смВт$^{-1}$Гц$^{1/2}$. Среднее значение вольтовой чувствительности S_u по элементам МФЧЭ-01 составило $S_{uср} = 0{,}42\times10^8$ В/Вт. Среднее значение обнаружительной способности для МФЧЭ-02 составило $D^*_{ср} = 0{,}75\times10^{11}$ смВт$^{-1}$Гц$^{1/2}$. Среднее

значение вольтовой чувствительности S_u по элементам МФЧЭ-02 составило $S_{ucp} = 0{,}62 \times 10^8$ В/Вт.

Полученные значения основных фотоэлектрических параметров подтверждают возможность создания МФПУ на основе *n*B*n*-гетероструктур CdHgTe со сверхрешетками в качестве барьеров, а также правильность путей отработки технических и конструктивно-технологических решений их изготовления. Для дальнейшего улучшения основных параметров МФПУ необходима оптимизация архитектур чувствительного элементов и доработка технологии изготовления МФЧЭ на основе *n*B*n*-гетероструктур CdHgTe со сверхрешетками в качестве барьеров.

4. Заключение

В работе представлены перспективные *n*B*n*-архитектуры на основе CdHgTe со сверхрешетками в качестве барьеров, экспериментально исследованы фотоэлектрические и спектральные характеристики, изготовленных на их основе МФПУ.

Получены следующие результаты. Длинноволновая граница спектральной характеристики фоточувствительности составила у тестовых элементов экспериментальных образцов МФЧЭ-01 и МФЧЭ-02: $\lambda_{д0,5} = 4{,}45$ мкм и $\lambda_{д0,5} = 4{,}75$ мкм, она сформирована выбором состава x соединения $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (КРТ), а коротковолновая граница составила порядка $\lambda_{к0,5} = 2{,}60$ мкм, она определялась поглощением излучения в варизонном слое *n*B*n*-гетероструктуры. Значение обнаружительной способности составило ~ 10^{11} смВт$^{-1}$Гц$^{1/2}$; вольтовой чувствительности ~ 10^8 В/Вт.

Полученные значения основных фотоэлектрических параметров подтверждают возможность создания МФПУ на основе *n*B*n*-гетероструктур CdHgTe со сверхрешетками в качестве барьеров, а также правильность путей отработки технических и конструктивно-технологических решений их изготовления. Таким образом, *n*B*n*-гетероструктуры с барьерами на основе сверхрешеток представляют собой перспективное направление для создания следующего поколения ИК-ФПУ, способных работать в двух ключевых спектральных диапазонах. Однако для полного раскрытия их потенциала требуется дальнейшая технологическая оптимизация.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Болтарь К. О., Бурлаков И. Д., Яковлева Н. И., Седнев М. В., Трухачев А. В., Иродов Н. А., Лопухин А. А., Пермикина Е. В., Войцеховский А. В., Горн Д. И., Михайлов Н. Н.* / Прикладная физика. 2025. № 1. С. 38–44.

2. *Войцеховский А. В., Горн Д. И.* / Прикладная физика. 2016. № 4. С. 83–86.

3. *Kopytko M. et al.* / J. Electron. Mater. 2015. Vol. 44. № 1. P. 158–166.

4. *Rogalski A., Martyniuk P., Kopytko M., Hu W.* / Appl. Sci. 2021. Vol. 11. P. 501.

5. *Akhavan N. D., Umana-Membreno G. A., Jolley G., Antoszewski J., Faraone L.* / Appl. Phys. Lett. 2014. Vol. 105. № 12.

6. *Войцеховский А. В., Дзядух С. М., Горн Д. И., Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н., Сидоров Г. Ю., Якушев М. В.* / Прикладная физика. 2022. № 3. P. 37–42.

7. *Болтарь К. О., Корнеева М. Д., Мезин Ю. С., Седнев М. В.* / Прикладная физика. 2011. № 1. С. 96–100.

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

Investigation of MWIR HgCdTe Barrier Photodetector Structures with superlattices as barriers

K. O. Boltar[1,2], I. D. Burlakov[1,3], N. I. Iakovleva[1*], A. V. Trukhachev[1], N. A. Irodov[1], A.V. Voitsekhovskii[4], D. I. Gorn[4], and N. N. Mikhailov[5]

[1] *RD&P Center ORION, JSC, Moscow, 111538 Russia*
[*] *E-mail: niiakovleva@mail.ru*

[2] *Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow Region, 141701 Russia*
[3] *MIREA – Russian Technological University, Moscow, 119454 Russia*
[4] *National Research Tomsk State University, Tomsk, 634050 Russia*
[5] *Rzhanov Institute of Semiconductor Physics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090 Russia*

Received 05.10.2026; revised 20.10.2026; accepted 22.10.2026

MWIR CdHgTe photodetector structures based on nBn-architectures with HgTe/CdHgTe superlattices as barriers have been created and studied. New technological approaches have been identified for further improvement of surface protection methods for complex architectures and improvement of their characteristics. The volt-ampere and spectral characteristics, as well as the performance of the experimental samples have been measured and investigated.

Keywords: unipolar photodetector, *n*B*n*-heterostructure, MWIR, HgCdTe, MCT, Focal Plane Array (FPA), spectral response.

REFERENCES

1. Boltar K. O., Burlakov I. D., Iakovleva N. I., Sednev M. V., Trukhachev A. V., Irodov N. A., Lopukhin A. A., Permikina E. V., Voitsekhovskii A. V., Gorn D. I., and Mikhailov N. N., Applied Physics, № 1, 38–44 (2025) [in Russian].
2. Voitsekhovskii A. V. and Gorn D. I., Applied Physics, № 4, 83–86 (2016) [in Russian].
3. Kopytko M. et al., J. Electron. Mater., **44** (1), 158–166 (2015).
4. Rogalski A., Martyniuk P., Kopytko M., and Hu W., Appl. Sci., **11**, 501 (2021).
5. Akhavan N. D., Umana-Membreno G. A., Jolley G., Antoszewski J., and Faraone L., Appl. Phys. Lett., **105** (12), (2014).
6. Voitsekhovskii A. V., Dzyadukh S. M., Gorn D. I., Dvoretskii S. A., Mikhailov N. N., Sidorov G. Yu., Yakushev M. V., Applied Physics, № 3, 37–42 (2022) [in Russian].
7. Boltar K. O., Korneeva M. D., Mezin Yu. S., and Sednev M. V., Applied Physics, № 1, 96–100 (2011) [in Russian].

Об авторах

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

Бурлаков Игорь Дмитриевич, д.т.н., профессор, заместитель генерального директора по инновациям и науке, АО «НПО «Орион» (111538, Москва, Россия); МИРЭА – Российский технологический университет (119454, Москва, Россия). SPIN-код: 6042-3634, AuthorID: 171368

Яковлева Наталья Ивановна, д.т.н., главный научный сотрудник НТЦ МФЭ, АО «НПО «Орион» (111538, Москва, Россия). E-mail: niiakovleva@mail.ru SPIN-код: 1077-9113, AuthorID: 602076

Трухачев Антон Владимирович, начальник отдела матричных технологий, АО «НПО «Орион» (111538, Москва, Россия). E-mail: orionmoscow@mail.ru

Иродов Никита Александрович, к.т.н., начальник участка НТЦ МФЭ, АО «НПО «Орион» (111538, Москва, Россия).

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

Горн Дмитрий Игоревич, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Томский государственный университет (634050, г. Томск, Россия). E-mail: gorn_dim@sibmail.com SPIN-код: 4514-3163, AuthorID: 724442

Михайлов Николай Николаевич, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт физики полупроводников СО РАН (630090, г. Новосибирск, Россия). E-mail: mikhailov@isp.nsc.ru SPIN-код: 3449-3155, AuthorID: 107682

ФОТОЭЛЕКТРОНИКА
PHOTOELECTRONICS

УДК 621.315.592
EDN: YLIXDU

PACS: 73.40.Qv, 86.60.Gz, 77.55.-g, 73.61.-r, 81.15.-z

Характеристики МДП-структур с диэлектрическими слоями Al_2O_3/SiO_x, выращенными на эпитаксиальном слое HgCdTe

© А. А. Романов[1,2*], К. О. Болтарь[1,3], А. В. Трухачев[1], А. Я. Поляков[2]

[1] *АО «НПО «Орион», Москва, 111538 Россия*
[2] *Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Москва, 119049 Россия*
[*] *E-mail: romanov.andrei.a@mail.ru*
[3] *Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Московская обл., г. Долгопрудный, 141701 Россия*

Статья поступила в редакцию 25.09.2026; после доработки 06.10.2026; принята к публикации 22.10.2026
Шифр научной специальности: 1.3.11.

Выращивание тонких диэлектрических плёнок Al_2O_3 методом атомно-слоевого осаждения на поверхности теллурида кадмия-ртути – перспективный метод пассивации поверхности полупроводника для создания матричных ИК-фотоприемников. Исследование направлено на поиск методов уменьшения плотности интерфейсных состояний встроенного в диэлектрик заряда, а также концентрации медленных ловушек в выращенных слоях для нескольких вариаций диэлектрических слоёв, включающих Al_2O_3 и SiO_x. Показано, что при осаждении дополнительного слоя SiO_x поверх Al_2O_3 удаётся добиться снижения плотностей эффективного накопленного заряда в диэлектрике и на интерфейсных состояниях, а также заряда, обусловленного медленными ловушками, до значений $4{,}6\times10^{11}$ см$^{-2}$ и $-5{,}3\times10^{10}$ см$^{-2}$, соответственно. Прогнозируется возможность устранения эффекта гистерезиса вольт-фарадных характеристик МДП-структур $Ni/SiO_x/Al_2O_3/HgCdTe$ при определённом соотношении толщин SiO_x/Al_2O_3.

Ключевые слова: HgCdTe, Al_2O_3, атомно-слоевое осаждение, пассивация поверхности, МДП-структура, вольт-фарадные характеристики.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-5-30-38

Введение

Твёрдый раствор теллурида кадмия-ртути (HgCdTe или КРТ) – полупроводниковый материал, получивший широкое применение в области фотовольтаических детекторов инфракрасного излучения [1, 2]. Позиция данного материала в этой сфере обусловлена возможностью тонкой настройки ширины запрещённой зоны, большими оптическими коэффициентами, обеспечивающими высокую квантовую эффективность, а также относительно высокими рабочими температурами приборов на основе КРТ по сравнению с другими узкозонными полупроводниковыми материалами [3].

Использование HgCdTe для создания средневолновых и длинноволновых детекторов инфракрасного излучения подразумевает значения ширины запрещённой зоны материала от 300 мэВ до 100 мэВ, соответственно. Это обуславливает высокое влияние поверхностного потенциала на свойства полупроводниковой структуры. Его изменение в пределах 100 мВ уже способно приводить к заметному искривлению зон и изменению концентрации носителей заряда. Кроме того, наличие рекомбинационных центров, обу-

словленных дефектами на поверхности полупроводника, приводит к увеличению темновых токов и снижению характеристик матричных ИК-фотоприемников. С целью уменьшения подобных негативных поверхностных эффектов применяются различные методы пассивации поверхности HgCdTe [3–5].

Распространённым методом пассивации на данный момент является термическое осаждение в вакууме более широкозонного по отношению к КРТ теллурида кадмия (CdTe). Этот материал имеет кристаллическую структуру, хорошо согласующуюся по параметру решётки с HgCdTe, обладает отличной химической совместимостью с КРТ и способен обеспечивать высокое электрическое сопротивление пассивирующего слоя [3, 6, 7]. Однако с развитием фотоприёмных устройств и переходом к матрицам с большим разрешением и малым шагом между фоточувствительными элементами требования к технологии пассивации поверхности возрастают. Термическое осаждение плохо подходит для достижения высокой однородности плёнок при пассивации структур с высоким соотношением сторон элементов (high aspect ratio). Именно поэтому активно исследуются альтернативные, более продвинутые в технологическом плане методы пассивации.

Одним из возможных решений является применение плазмостимулированного атомно-слоевого осаждения (plasma-enhanced atomic layer deposition, PE-ALD). Эта технология обеспечивает высокую однородность осаждаемых плёнок [8, 9]. При этом процесс роста возможно проводить при низких температурах подложки (от 80 °C), что положительно сказывается на сохранении первоначальных свойств полупроводникового материала HgCdTe. Так как CdTe не может быть выращен данным методом, то наиболее перспективными вариантами материалов для пассивации являются Al_2O_3 и HfO_2. Другими научными группами успешно была продемонстрирована возможность пассивации поверхности КРТ с помощью Al_2O_3, однако нестабильность заряда, накапливаемого в диэлектрике, а также изменение свойств при воздействии повышенных температур остаются проблемами, требующими решения [10–12].

Данная работа направлена на изучение плотности зарядов в плёнках Al_2O_3 и на гетероинтерфейсе $HgCdTe/Al_2O_3$ ёмкостными методами исследования, а также анализ влияния на данный параметр дополнительных диэлектрических слоёв SiO_x, наносимых поверх выращенной методом PE-ALD плёнки Al_2O_3.

Информация об исследуемых структурах и методах измерения

Исследованы слои $Hg_{1-x}Cd_xTe$ состава $x = 0{,}279$ с проводимостью *p*-типа, выращенные на подложке ZnCdTe методом жидкофазной эпитаксии в АО «ГИРЕДМЕТ». Толщина эпитаксиального слоя составляла 19 мкм. Концентрация носителей заряда *p*-типа составляла $2{,}5\times10^{16}$ см$^{-3}$, подвижность носителей заряда – $\mu_p = 300$ см$^2\cdot$В$^{-1}\cdot$с$^{-1}$. Определение концентрации и подвижности дырок проводилось с помощью анализа эффекта Холла при температуре 78 K.

Для проведения измерений на поверхности эпитаксиальной структуры были сформированы три типа структур метал-диэлектрик-полупроводник. С целью минимизации неоднородности свойств полупроводникового материала все три типа структур подвергались одинаковым температурным и химическим воздействиям.

Для подготовки подложки к процессу нанесения пассивирующего слоя диэлектрика поверхность HgCdTe была химически очищена в органических растворителях: диметилформамиде, ацетоне, толуоле. После этого проведена обработка поверхности в кислородной плазме в течение 2 минут при мощности 250 Вт с целью удаления остатков органических загрязнений. Непосредственно перед нанесением диэлектрика проведено освежающее травление в растворе Br_2:MeOH в течение 5 секунд для удаления слоя собственного оксида [12].

Во всех трёх случаях на поверхность HgCdTe была нанесена тонкая плёнка Al_2O_3 методом плазмостимулированного атомно-слоевого осаждения (plasma enhanced atomic layer deposition, PE-ALD). Во время процесса осаждения диэлектрика температура подложки поддерживалась на уровне 140 °C. Это значение было выбрано для минимизации температурного воздействия на КРТ при достиже-

нии оптимального качества Al_2O_3 [13, 14]. Толщина диэлектрической плёнки составила 60 нм, что было подтверждено эллипсометрическими методами анализа на длине волны 632,8 нм. При этом показатель преломления составил $n = 1{,}697$. Это значение меньше показателя преломления для монокристаллического α-Al_2O_3 ($n = 1{,}766$). Такое расхождение в значениях показателей преломления обусловлено, возможно, аморфной структурой плёнки Al_2O_3, выращенной методом PE-ALD, и её более низкой плотностью по сравнению с лейкосапфиром [15].

Первый тип структур МДП был сформирован путём осаждения Ni контактов толщиной 30 нм непосредственно на поверхность пассивирующего слоя Al_2O_3 методом магнетронного напыления в вакууме. Затем данные контакты были покрыты In толщиной 5 мкм для создания дополнительного слоя с целью повышения удобства зондовых измерений. Форма и размер контактов формировались с помощью контактной фотолитографии под взрыв металла с применением негативного фоторезиста. Омические контакты к объёму эпитаксиального слоя HgCdTe были сформированы из In.

Процесс создания второго и третьего типа структур отличался от первого случая лишь дополнительным шагом для нанесения диэлектрического слоя SiO_x между слоем Al_2O_3 и никелевыми контактами. Толщина слоя SiO_x для II типа структур составила 30 нм, а для III типа структур – 350 нм. Нанесение проводилось с помощью термического осаждения в вакууме. При этом температура подложки не превышала 90 °C на протяжении всего процесса.

Исследованы три типа структур МДП-структур: $Ni/Al_2O_3/HgCdTe$, Ni/SiO_x(30 нм)/$Al_2O_3/HgCdTe$ и Ni/SiO_x(350 нм)/$Al_2O_3/HgCdTe$. Для оценки электрического сопротивления МДП измерены вольт-амперные (I–V) характеристики. С целью определения плотности эффективного накопленного заряда (суммарный заряд, приходящийся как на поверхностные состояния, так и на заряд, встроенный в диэлектрик) измерены и проанализированы вольт-фарадные (C–V) характеристики.

Оценка плотности заряда производилась на основе смещения экспериментального значения плоских зон, полученного из C–V кривых, относительно его теоретического значения, рассчитанного на основе разницы работ выхода из металла и полупроводника [16, 17]. Данный метод также позволил проанализировать эффект гистерезиса, проявляющийся в смещении вольт-фарадных кривых при изменении направления развёртки по напряжению. Смещение напряжения плоских зон в пределах петли гистерезиса позволило оценить плотность заряда, накопленного на медленных ловушках в слое диэлектрика, так как именно эти состояния отвечают за эффект гистерезиса в вольт-фарадных характеристиках.

Измерение вольт-амперных характеристик проводилось с использованием многофункционального анализатора Agilent B1500. Ёмкостные измерения осуществлялись в диапазоне частот зондирующего сигнала от 1 кГц до 7 МГц с использованием LCR-метра Tonghui TH2836. Во время всех измерений образец находился в вакуумной камере криостатируемого столика Linkam HFS350EV-PB4.

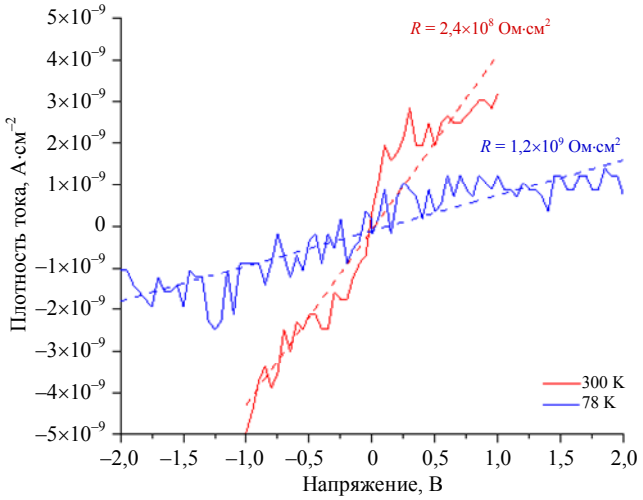
Результаты и их обсуждение

На первом этапе измерений были проанализированы ВАХ для МДП-структур трёх типов. На рис. 1*а* представлены вольт-амперные характеристики структуры I типа (то есть без дополнительного диэлектрического слоя SiO_x). Плотность тока через МДП-структуру $Ni/Al_2O_3/HgCdTe$ составила порядка 2×10^{-9} А·см$^{-2}$ при напряжении смещения 2 В. При этом измерения проводились на металлическом контакте малой площади (195×145 мкм^2), а сам ток, проходящий через структуру, не превышал 5×10^{-13} А, что лежит вблизи нижней границы детектирования измерительного оборудования – именно этим обусловлен шум в измерениях токовых характеристик. Электрическое сопротивление МДП-структуры I типа составило $1{,}2\times10^9$ Ом·см^2, что соответствует удельному объёмному сопротивлению плёнки Al_2O_3, 2×10^{14} Ом·см.

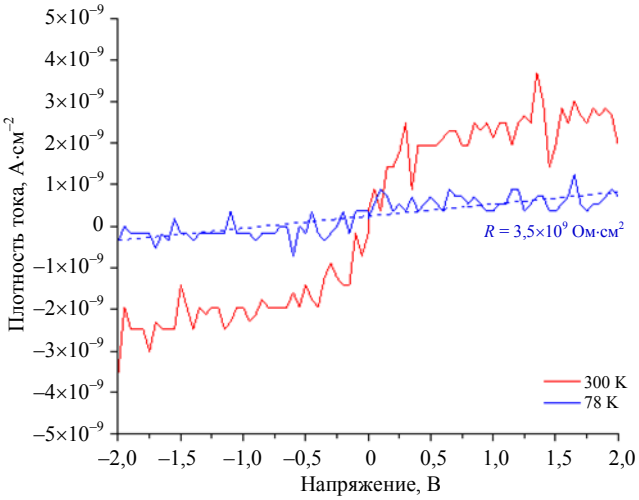
На рис. 1(*б*, *в*) представлены вольт-амперные измерения для второго и третьего типа структур с дополнительным диэлектрическим слоем SiO_x. Как видно из характе-

ристик, дополнительный слой оксида кремния увеличил электрическое сопротивление МДП-структуры при температуре 78 K примерно в 3 раза – до значения $3{,}5\times10^{9}$ Ом·см^2. Увеличение толщины этого слоя с 30 нм до 350 нм не привнесло значительного возрастания сопротивления структуры.

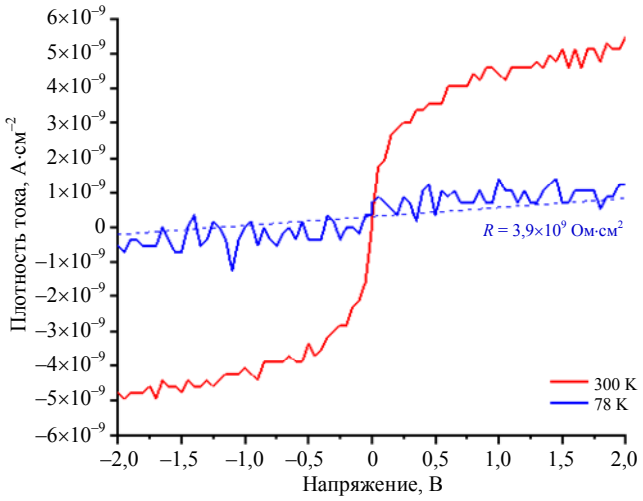
Измерения зависимости ёмкости структур от частоты зондирующего сигнала показали значительное снижение ёмкости при частотах выше 1 МГц, что наблюдается для всех трёх типов структур. Результаты представлены на рисунке 2. При этом дополнительный слой SiO_x приводит к более плавному снижению ёмкости на высоких частотах, однако на низких частотах сигнала (в диапазоне от 1 кГц до 1 МГц) начинает наблюдаться нестабильность в измерении ёмкости структуры и её плавный спад при увеличении частоты. Уменьшение измеряемой ёмкости на высоких частотах может быть объяснено влиянием последовательного сопротивления МДП-структуры [16]. При этом эффект уменьшения измеряемой ёмкости также может быть обусловлен влиянием медленных состояний. Однако чтобы разделить эти два эффекта необходимо проводить дополнительный анализ, что является предметом будущих исследований.



а)



б)



в)

Рис. 1. Вольт-амперные характеристики для МДП-структур при температурах 300 и 78 K: (а) $Ni/Al_2O_3/HgCdTe$; (б) Ni/SiO_x(30 нм)$/Al_2O_3/HgCdTe$ и (в) Ni/SiO_x(350 нм)$/Al_2O_3/HgCdTe$

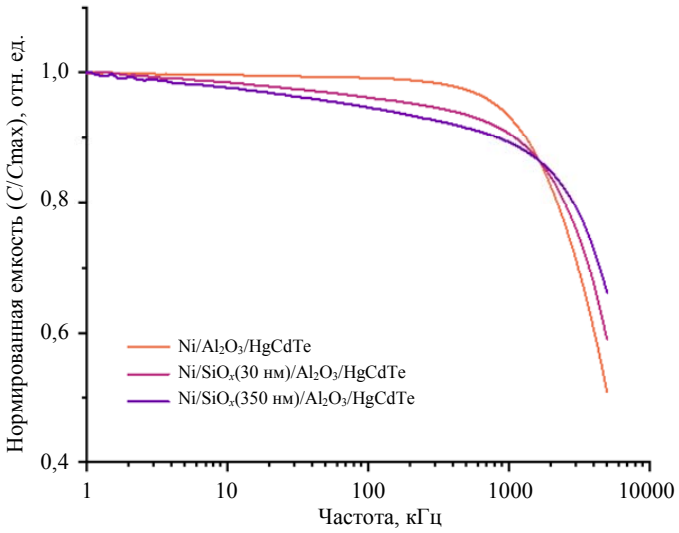


Рис. 2. Зависимость нормированной ёмкости трёх типов структур от частоты зондирующего сигнала

Измерения вольт-фарадных характеристик проводились при частоте зондирующего сигнала 100 кГц, что, с одной стороны, позволило минимизировать влияние последовательного сопротивления на измеряемую ёмкость, а с другой – получить вольт-фарадные характеристики с наименьшим значением шума в сигнале.

Теоретическое значение напряжения плоских зон определялось из разности работ выхода из металла и полупроводника, которое не зависит от диэлектрика, находящегося между ними, а значит, для всех трёх типов структур оно оказалось одинаковым. Для определения разницы работ выхода Φ_{MS} при определённой температуре T необходимо знать сродство к электрону χ для теллурида кадмия-ртути заданного состава x, значение его ширины запрещённой зоны, а также положение уровня Ферми относительно валентной зоны [16, 17]. Расчёты данных величин были проведены по следующим формулам [18, 19]:

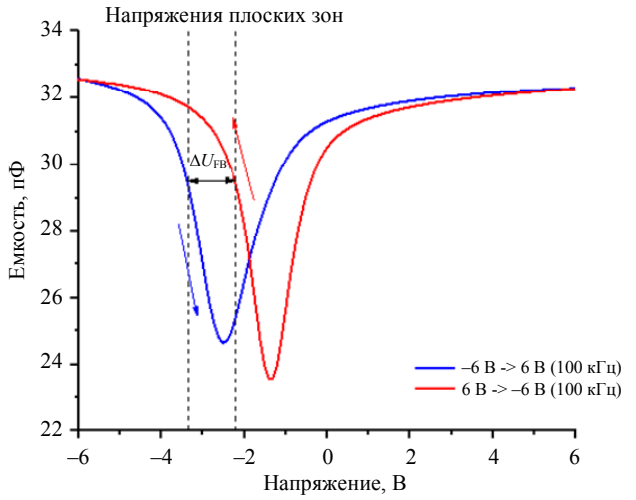
$$\Phi_{MS} = \Phi_{Ni} - \Phi_{HgCdTe} = \\ = \Phi_{Ni} - \left(\chi_{HgCdTe} + E_g - \left(E_F - E_V\right)\right), \quad (1)$$

$$\chi_{HgCdTe} = 5,59 - 1,29x + 0,54x^2 - \\ - 0,56x^3 + 7,13\times10^{-4}Tx, \quad (2)$$

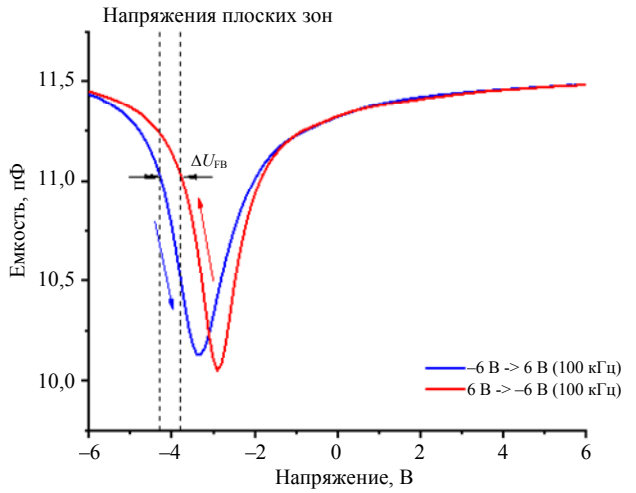
$$E_g = -0,302 + 1,93x - 0,81x^2 + \\ + 0,832x^3 + 5,35\times10^{-4}\left(1-2x\right)T. \quad (3)$$

Теоретическое значение напряжения плоских зон составило –1,0 В для всех типов структур. На рисунке 3 представлены вольт-фарадные характеристики для трёх типов структур, измеренные при температуре 78 K.

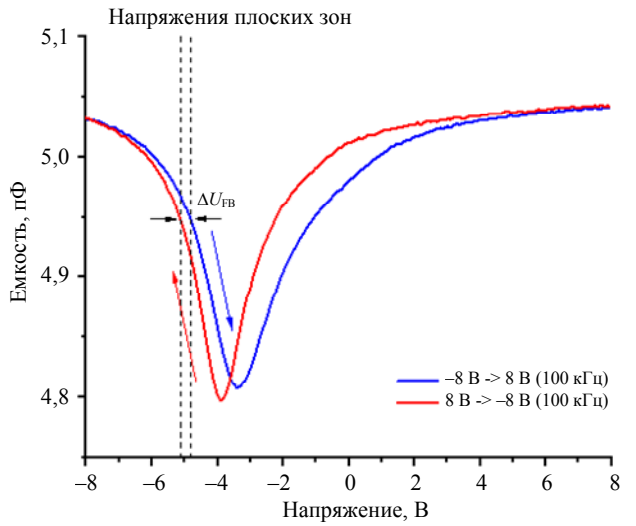
Для I типа структур экспериментальное напряжение плоских зон принимает значения −2,2 В и −3,3 В, что обусловлено наличием эффекта гистерезиса. При этом ясно, что при обратном направлении развёртки напряжения (красная линия) происходило накопление положительного заряда в диэлектрике в момент перехода структуры от обеднения к аккумуляции. Об этом же свидетельствует и увеличенная минимальная ёмкость структуры в прямом направлении развёртки напряжения (синяя линия). Это обуславливается экранированием электрического поля со стороны электрода [20].



а)



б)



в)

Рис. 3. Вольт-фарадные характеристики трёх типов МДП-структур при T = 78 K: (а) Ni/Al_2O_3/HgCdTe; (б) Ni/SiO_x(30 нм)/Al_2O_3/HgCdTe и (в) Ni/SiO_x(350 нм)/Al_2O_3/HgCdTe

Плотность эффективного накопленного заряда для структуры Ni/Al_2O_3/HgCdTe составила $8{,}7\times10^{11}$ см$^{-2}$. Плотность заряда, обуславливающего эффект гистерезиса, при этом составила $7{,}9\times10^{11}$ см$^{-2}$, что сравнимо с плотностью эффективного накопленного заряда, а их суммарное значение составляет $1{,}7\times10^{12}$ см$^{-2}$, что является крайне высоким значением.

Большой положительный эффективный накопленный заряд обусловлен наличием инверсного слоя на поверхности КРТ, образовавшегося после плазмохимической обработки поверхности полупроводника перед нанесением Al_2O_3. Вид высокочастотных вольт-фарадных характеристик, которые представлены на рисунке 4, подтверждает *p*-тип проводимости [16, 17] основного объема эпитаксиальной структуры HgCdTe.

Для II типа структур (Ni/SiO_x(30 нм)/Al_2O_3/HgCdTe) наблюдается смещение напряжения плоских зон в отрицательные значения – значения составили –3,8 В и –4,3 В с учётом гистерезиса. Однако данное увеличение напряжения плоских зон по абсолютной величине обусловлено лишь уменьшением эффективной ёмкости диэлектрических слоёв. Плотность эффективного накопленного заряда при этом уменьшилась до $7{,}1\times10^{11}$ см$^{-2}$. Эффект гистерезиса также стал менее выраженным, и плотность заряда, отвечающего за него, снизилась примерно в 6 раз до значения $1{,}3\times10^{11}$ см$^{-2}$.

Анализ ВФХ III типа структур (Ni/SiO_x(350 нм)/Al_2O_3/HgCdTe) показал дальнейшее смещение напряжения плоских зон в область отрицательных значений вплоть до –5,1 В. При этом плотность эффективного

накопленного заряда оказалась наименьшей и составила $4{,}6\times10^{11}$ см$^{-2}$. Стоит отметить, что произошла смена направления эффекта гистерезиса – кривая, соответствующая прямому направлению развёртки, стала лежать правее кривой с обратным направлением развёртки. Плотность же заряда, обуславливающего этот эффект, оказалась равной $-5{,}3\times10^{10}$ см$^{-2}$.

Это позволяет говорить о компенсации эффекта гистерезиса при увеличении толщины дополнительного слоя диэлектрика SiO_x. Данное явление, по-видимому, объясняется изменением поверхностного потенциала, которое приводит к увеличению энергетического зазора между уровнем Ферми и глубокими уровнями. Вследствие этого снижается интенсивность захвата и высвобождения дырок со стороны полупроводника и начинает преобладать подобный процесс для электронов со стороны металлического контакта МДП-структуры. Ожидается, что возможна минимизация эффекта гистерезиса при соотношении толщин SiO_x/Al_2O_3 около 4/1, что требует проверки в будущих исследованиях.

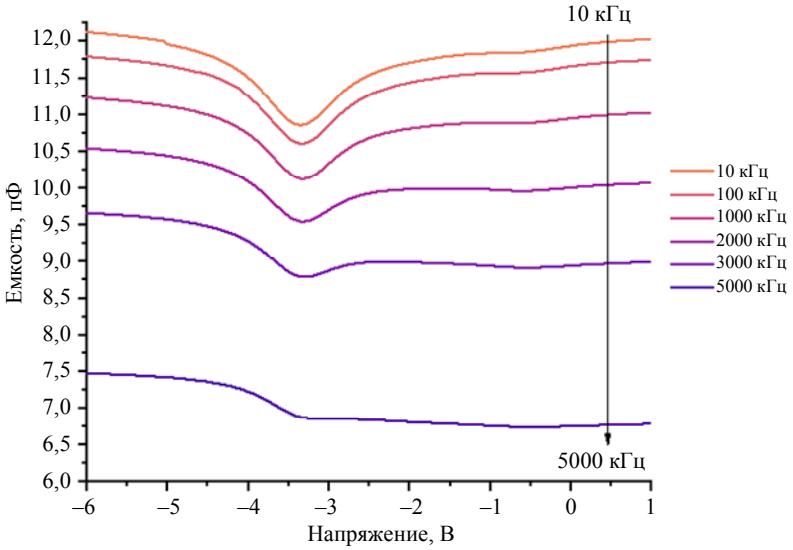


Рис. 4. Вольт-фарадные характеристики при различных частотах зондирующего сигнала для структуры Ni/SiO_x(30 нм)/Al_2O_3/HgCdTe

Заключение

В ходе выполнения данной работы исследованы электрофизические характеристики трёх типов МДП-структур, сформированных для пассивации поверхности эпитаксиальной структуры HgCdTe диэлектрическим слоем Al_2O_3, выращенным методом плазмостимулированного атомно-слоевого осаждения.

По результатам измерений вольт-амперных характеристик определены токи утечки через диэлектрические слои и электрическое сопротивление МДП-структур: для $Ni/Al_2O_3/HgCdTe$ сопротивление составило $1{,}2\times10^9$ Ом·см^2, для Ni/SiO_x(30 нм)/Al_2O_3/HgCdTe – $3{,}5\times10^9$ Ом·см^2, для Ni/SiO_x(350 нм)/Al_2O_3/HgCdTe – $3{,}9\times\times10^9$ Ом·см^2. Это позволило оценить удельное объёмное сопротивление плёнки Al_2O_3, значение которого составило 2×10^{14} Ом·см, что согласуется с литературными данными для данного материала.

По вольт-фарадным характеристикам оценена плотность эффективного накопленного заряда, состоящего из заряда на интерфейсных состояниях и встроенного в диэлектрический материал заряда. При увеличении толщины дополнительного диэлектрического слоя SiO_x наблюдалось снижение плотности эффективного накопленного заряда с $8{,}7\times\times10^{11}$ см$^{-2}$ для I типа структур (без SiO_x) до $7{,}1\times10^{11}$ см$^{-2}$ – для II типа структур (SiO_x 30 нм) и $4{,}6\times10^{11}$ см$^{-2}$ – для III типа структур (SiO_x 350 нм).

При увеличении толщины слоя SiO_x происходит уменьшение величины гистерезиса ВФХ, а для МДП-структуры III типа наблюдается смена направления петли гистерезиса. Плотность эффективного заряда, накопленного на медленных ловушках, обуславливающих наличие эффекта гистерезиса, изменялась от значения $7{,}9\times10^{11}$ см$^{-2}$ (без SiO_x) до $1{,}3\times10^{11}$ см$^{-2}$ (SiO_x 30 нм) и $-5{,}3\times10^{10}$ см$^{-2}$ (SiO_x 350 нм).

При определённой толщине диэлектрического слоя SiO_x возможно устранение гистерезиса ВФХ для МДП-структур вида $Ni/SiO_x/Al_2O_3/HgCdTe$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rogalski A., Antoszewski J., Faraone L.* / J. Appl. Phys. 2009. Vol. 105. P. 091101.
2. *Lei W., Antoszewski J., Faraone L.* / Appl. Phys. Rev. 2015. Vol. 2. P. 041303.
3. *Rogalski A.* / Rep. Prog. Phys. 2005. Vol. 68. № 10. P. 2267–2336.
4. *Яковлева Н. И., Болтарь К. О., Бурлаков И. Д., Старцев В. В.* / Успехи прикладной физики. 2025. Т. 13. № 5. С. 378–419.
5. *Акимов В. М., Болтарь К. О., Бурлаков И. Д., Климанов Е. А., Мансветов Н. Г., Пономаренко В. П., Сагинов Л. Д., Соляков В. Н., Стафеев В. И., Тимофеев А. А., Филачев А. М.* / Прикладная физика. 2005. № 2. С. 7–15.
6. *Головин С. В., Кашуба А. С.* Способ пассивации поверхности теллурида кадмия-ртути. Патент на изобретение № 2611211 (РФ). 2017.
7. *Пермикина Е. В., Кашуба А. С.* / Успехи прикладной физики. 2016. Т. 4. № 5. С. 493–499.
8. *Profijt H. B., Potts S. E., van de Sanden M. C. M., Kessels W. M. M.* / J. Vac. Sci. Technol. A. 2011. Vol. 29. P. 050801.
9. *Arts K., Hamaguchi S., Ito T., Karahashi K., Knoops H. C. M., Mackus A. J. M., Kessels W. M. M.* / Plasma Sources Sci. Technol. 2022. Vol. 31. P. 103002.
10. *Fu R., Pattison J.* / Opt. Eng. 2012. Vol. 51. P. 104003.
11. *Zhang P., Ye Z.-H., Sun C.-H., Chen Y.-Y., Zhang T.-N., Chen X., Lin C., Ding R.-G., He L.* / J. Electron. Mater. 2016. Vol. 45. № 9. P. 4716–4720.
12. *Kovchavtsev A. P., Sidorov G. Yu., Nastovjak A. E., Tsarenko A. V., Sabinina I. V., Vasilyev V. V.* / J. Appl. Phys. 2017. Vol. 121. P. 125304.
13. *Gorshkov D. V., Sidorov G. Yu., Sabinina I. V., Sidorov Yu. G., Marin D. V., Yakushev M. V.* / Tech. Phys. Lett. 2020. Vol. 46. № 8. P. 741–744.
14. *Кашуба А. С., Головин С. В., Болтарь К. О., Пермикина Е. В., Атрашков А. С.* / Прикладная физика. 2014. № 4. С. 76–79.
15. *Kim S., Lee S.-H., Jo I. H., Seo J., Yoo Y.-E., Kim J. H.* / Sci. Rep. 2022. Vol. 12. P. 5124.
16. *Schroder D. K.* Semiconductor Material and Device Characterization. – Hoboken: John Wiley & Sons, Inc., 2015.
17. *Sze S. M.* Physics of Semiconductor Devices. – Hoboken: John Wiley & Sons, Inc., 2007.
18. *Hansen G. L., Schmit J. L., Casselman T. N.* / J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. P. 7099–101.
19. *Voitsekhovskii A. V., Gorn D. I., Izhnin I. I., Izhnin A. I., Goldin V. D., Mikhailov N. N., Dvoretskii S. A., Sidorov Yu. G., Yakushev M. V., Varavin V. S.* / Russ. Phys. J. 2013. Vol. 55. P. 910–916.
20. *Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Dzyadukh S. M.* / Russ. Phys. J. 2015. Vol. 58. P. 540–551.

PACS: 73.40.Qv, 86.60.Gz, 77.55.-g, 73.61.-r, 81.15.-z

Characteristics of MIS structures with Al_2O_3/SiO_x dielectric layers grown on the surface of HgCdTe epitaxial layer

A. A. Romanov[1,2*], K. O. Boltar[1,3], A. V. Trukhachev[1], and A. Y. Polyakov[2]

[1] *RD&P Center ORION, JSC, Moscow, 111538 Russia*
[2] *National University of Science and Technology «MISIS», Moscow, 119049 Russia*
[*] *E-mail: romanov.andrei.a@mail.ru*
[3] *Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow Region, 141701 Russia*

Received 25.09.2026; revised 06.10.2026; accepted 22.10.2026

Atomic layer deposition of thin dielectric films on the surface of mercury cadmium telluride (HgCdTe) draws significant attention being promising passivation technique for infrared FPA detectors fabrication. This study is aimed to investigate methods of lowering interface states densities, built-in charge in the dielectric, and presence of slow traps in the grown layers for three variations of dielectrics, including Al_2O_3 and SiO_x. It was shown that deposition of an additional SiO_x layer on top of Al_2O_3 leads to the reduction of effective accumulated charge density, as well as the charge density associated with slow traps, to values of 4.6×10^{11} cm^{-2} and -5.3×10^{10} cm^{-2}, respectively. The possibility of eliminating the hysteresis effect in the capaci-

tance–voltage characteristics of MIS structures at a certain SiO_x/Al_2O_3 thickness ratio is predicted.

Keywords: HgCdTe, Al_2O_3, atomic-layer deposition, surface passivation, MIS structure, capacitance-voltage curves.

REFERENCES

1. Rogalski A., Antoszewski J., and Faraone L., J. Appl. Phys. **105**, 091101 (2009).
2. Lei W., Antoszewski J., and Faraone L., Appl. Phys. Rev. **2**, 041303 (2015).
3. Rogalski A., Rep. Prog. Phys. **68** (10), 2267–2336 (2005).
4. Iakovleva N. I., Boltar K. O., Burlakov I. D., and Startsev V. V., Advances in Applied Physics **13** (5), 378–419 (2025) [in Russian].
5. Akimov V. M., Boltar K. O., Burlakov I. D., Klimanov Ye. A., Mansvetov N. G., Ponomarenko V. P., Saginov L. D., Solyakov V. N., Stafeev V. I., Timofeev A. A., and Filachev A. M., Applied Physics, № 2, 7–15 (2005) [in Russian].
6. Golovin S. V. and Kashuba A. S. Method of passivating surface of cadmium-mercury telluride. Patent for invention № 2611211 (RF). 2017.
7. Permikina E. V. and Kashuba A. S., Advances in Applied Physics **5** (5), 493–499 (2016) [in Russian].
8. Profijt H. B., Potts S. E., van de Sanden M. C. M., Kessels W. M. M., J. Vac. Sci. Technol. A. **29**, 050801 (2011).
9. Arts K., Hamaguchi S., Ito T., Karahashi K., Knoops H. C. M., Mackus A. J. M., and Kessels W. M. M., Plasma Sources Sci. Technol. **31**, 103002 (2022).
10. Fu R. and Pattison J., Opt. Eng. **51**, 104003 (2012).
11. Zhang P., Ye Z.-H., Sun C.-H., Chen Y.-Y., Zhang T.-N., Chen X., Lin C., Ding R.-G., and He L., J. Electron. Mater. **45** (9), 4716–4720 (2016).
12. Kovchavtsev A. P., Sidorov G. Yu., Nastovjak A. E., Tsarenko A. V., Sabinina I. V., Vasilyev V. V., J. Appl. Phys. **121**, 125304 (2017).
13. Gorshkov D. V., Sidorov G. Yu., Sabinina I. V., Sidorov Yu. G., Marin D. V., and Yakushev M. V., Tech. Phys. Lett. **46** (8), 741–744 (2020).
14. Kashuba A. S., Golovin S. V., Boltar K. O., Permikina E. V., and Atrashkov A. S., Applied physics, № 4, 76–79 (2014) [in Russian].
15. Kim S., Lee S.-H., Jo I. H., Seo J., Yoo Y.-E., and Kim J. H., Sci. Rep. **12**, 5124 (2022).
16. Schroder D. K. Semiconductor Material and Device Characterization. Hoboken: John Wiley & Sons, Inc., 2015.
17. Sze S. M. Physics of Semiconductor Devices. Hoboken: John Wiley & Sons, Inc., 2007.
18. Hansen G. L., Schmit J. L., and Casselman T. N., J. Appl. Phys. **53**, 7099–101 (1982).
19. Voitsekhovskii A. V., Gorn D. I., Izhnin I. I., Izhnin A. I., Goldin V. D., Mikhailov N. N., Dvoretskii S. A., Sidorov Yu. G., Yakushev M. V., and Varavin V. S., Russ. Phys. J. **55**, 910–916 (2013).
20. Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., and Dzyadukh S. M., Russ. Phys. J. **58**, 540–551 (2015).

Об авторах

Романов Андрей Андреевич, инженер 2 категории, АО «НПО «Орион» (111538, Москва, Россия); НИТУ «МИСИС» (119049, Москва, Россия). E-mail: romanov.andrei.a@mail.ru ORCID: 0000-0003-3679-0393, Scopus AuthorID: 58778914000

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

Трухачев Антон Владимирович, ведущий инженер, АО «НПО «Орион» (111538, Москва, Россия). E-mail: orionmoscow@mail.ru

Поляков Александр Яковлевич, к.т.н., профессор кафедры ППЭиФПП НИТУ «МИСИС» (119049, Москва, Россия). E-mail: aypolyakov@gmail.com ORCID: 0000-0001-6898-6126, Scopus AuthorID: 7201781040

ФОТОЭЛЕКТРОНИКА
PHOTOELECTRONICS

УДК 538.915 PACS: 81.15.Hi
EDN: XZAIRQ

Эпитаксиальное выращивание твердых растворов InAlSb слоев с низким содержанием алюминия

© В. С. Кривобок[1,2], А. А. Пручкина[1*], С. И. Ченцов[1], К. А. Савин[1], И. И. Минаев[1], Г. Н. Ерошенко[1], А. В. Клековкин[1], А. С. Лосунов[1], С. Н. Николаев[1]

[1] *Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, 119991 Россия*
[*] *E-mail: pruchkinaaa@lebedev.ru*
[2] *АО «НПО «Орион», Москва, 111538 Россия*

Статья поступила в редакцию 11.08.2026; после доработки 27.08.2026; принята к публикации 22.10.2026
Шифр научной специальности: 1.3.8.

Методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках InSb(100) получены слои напряженных твердых растворов InAlSb с низким содержанием алюминия. Слои охарактеризованы с помощью рентгеноструктурного анализа, атомно-силовой микроскопии и низкотемпературной фотолюминесценции. Показано, что в диапазоне температур 350–390 С возможно получение однородных по составу и свободных от дефектов твердых растворов InAlSb с краем фундаментального поглощения, смещенным в коротковолновую область по отношению к InSb.

Ключевые слова: молекулярно-пучковая эпитаксия, ИК фотодетектор, InSb, фоточувствительный элемент.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-5-39-44

Введение

Антимонид индия (InSb) является одним из основных узкозонных полупроводников для создания фоточувствительных элементов и матричных фотоприемников среднего инфракрасного диапазона (3–5 мкм). Благодаря высокой подвижности носителей заряда, малой ширине запрещенной зоны и хорошо развитой технологии молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) InSb широко применяется в высокочувствительных ИК-фотодетекторах [1]. При температуре 80 K ширина запрещенной зоны InSb составляет около 0,233 эВ [2], что соответствует длинноволновой границе фоточувствительности 5,2–5,3 мкм.

Однако для ряда практических задач такая граница является избыточной. Увеличение ширины запрещенной зоны позволяет сместить край фоточувствительности в коротковолновую область и одновременно снизить концентрацию термически генерируемых носителей, уменьшая темновой ток и шумы фотоприемников.

Одним из перспективных способов решения этой задачи является использование твердых растворов $In_{1-x}Al_xSb$ с низким содержанием алюминия. Согласно литературным данным [2] ширина запрещенной зоны $In_{1-x}Al_xSb$ возрастает практически линейно с увеличением концентрации Al

$$Eg = 0{,}233 + 1{,}69x \pm 0{,}05x, \text{ эВ} \qquad (1)$$

достигая около 0,25 эВ уже при содержании алюминия 1–2 % [3, 4]. При этом физические свойства материала и технологические процессы изготовления приборов остаются близкими к используемым для InSb.

Однако сам эпитаксиальный рост твердых растворов InAlSb значительно сложнее, чем InSb, вследствие низкой поверхностной

подвижности атомов алюминия. Поэтому качество слоев существенно зависит как от температуры роста, так и от отношения потоков элементов III и V групп. Ранее было показано, что получение псевдоморфных слоев высокого качества возможно лишь в узком диапазоне температур роста [5], а отклонение температуры и отношения потоков приводит к ухудшению морфологии поверхности и образованию V-образных дефектов [6].

Несмотря на большое число исследований гетеросистемы InSb/InAlSb большинство работ было посвящено структурам с высоким содержанием алюминия, тогда как напряженные слои $In_{1-x}Al_xSb$ с низкой концентрацией Al (< 5 %), предназначенные для использования в качестве поглощающего материала фотоприемников среднего ИК-диапазона, изучены значительно меньше. В связи с этим целью настоящей работы является разработка технологии МПЭ напряженных слоев $In_{1-x}Al_xSb$ с низким содержанием алюминия на подложках InSb(001) и исследование их структурных и оптических свойств.

Результаты и обсуждение

Все исследованные в данной работе структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке Riber Compact-21T и представляли собой слои InAlSb с содержанием алюминия $x < 5$ %. В качестве подложек использовались монокристаллические пластины *n*-InSb (100), легированные теллуром до концентрации ~6×10^{17} см$^{-3}$. Перед ростом проходил поиск оптимальных условий подготовки ростовой поверхности пластин в камере МЛЭ. Для этого in-situ анализировалась картина дифракции быстрых электронов.

При температуре подложки $T_{sub} \sim 350$ C регистрировалась реконструкция 1x3, но рефлексы были размыты (уширены).

При $T_{sub} \sim 360$ C рефлексы слегка вытягивались, но всё ещё были размыты. При $T_{sub} \sim 370$ C рефлексы стали уже, и наблюдалась хорошо выраженная реконструкция 1x3. Перед ростом InAlSb выращивался буферный слой In(As)Sb с содержанием As до 0,4 %. Рост буфера и слоя $InAl_{1-x}Sb_x$ проходил при различных температурах и отношениях потоков компонент III/V группы. В данной работе будут подробно обсуждаться эпитаксиальные слои, параметры роста которых обеспечивали приемлемое структурное совершенство, см. таблицу.

Таблица

Параметры гетероструктур. Толщина (L) и составы (x, y) различных слоев определялись на основе аппроксимации рентгеновских кривых качания

№		**Буфер** $InAs_ySb_{1-y}$	**Слой** $In_{1-x}Al_xSb$
88	Состав	$y = 0{,}39$ %	$x = 2{,}26$ %
	L, нм	350	574
	T, °C	**350**	360
89	Состав	$y = 0{,}25$ %	$x = 2{,}21$ %
	L, нм	360	552
	T, °C	370	380
91	Состав	$y = 0{,}37$ %	$x = 2{,}0$ %
	L, нм	320	541
	T, °C	380	390
66	Состав	–	$x = 0$ %
	L, нм	–	1000
	T, °C	–	350
104	Состав	$y = 0$ %	$x = 1{,}6$ %
	L, нм	300	2000
	T, °C	340	350

Для анализа морфологии поверхности выращенных структур применялась атомно-силовая микроскопия (АСМ). На рис. 1*а–в* приведены АСМ изображения поверхности структур 88, 89, 91. Для каждой структуры видны террасы послойного роста. На поверхности образцов отсутствуют видимые следы дефектов, средняя шероховатость поверхности слоев не превышала 0,15 нм для всех образцов. Данная величина, существенно меньшая ширины одного монослоя In(Al)Sb, подтверждает высокое качество поверхности и отсутствие каких-либо признаков потери плоского фронта кристаллизации.

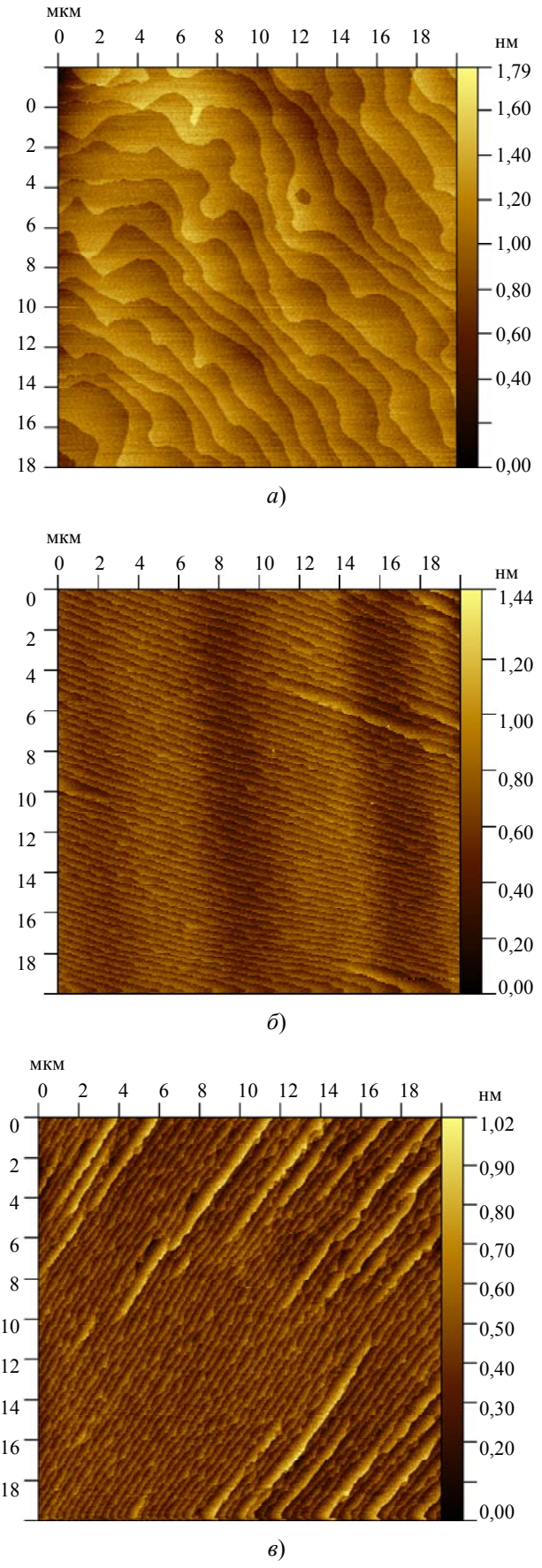


Рис. 1. Изображения поверхности структур № 88 (сверху), 89 (в центре) и (91) снизу, полученные на АСМ

Для структурной характеризации выращенных слоев использовался рентгенодифракционный анализ, выполненный с помощью дифрактометра ДРОН-8Т, оснащённого рентгеновской трубкой с медным катодом ($\lambda = 1{,}5406$ Å). Для измерений использовался сцинтилляционный точечный детектор, схема измерения – с монохроматором первичного пучка (прорезной кристалл Ge 004 с четырёхкратным отражением) и монохроматором-анализатором на дифрагированном пучке (прорезной кристалл Ge с трёхкратным отражением). Измерения проводились стандартным 2θ–Ω методом. Сначала определялись параметры χ и Ω, соответствующие углу 2θ подложки, после чего проводился 2θ–Ω скан. Для моделирования с помощью ПО переходили к углу θ, причём нулём выбирался угол, соответствующий InSb подложке 28,38°. Параметрами выступали толщина (определяемая по соответствующим интерференционным максимумам) и стехиометрический состав выращенных слоёв.

Характерный вид кривой качания (образец № 89) показан на рисунке 2. Пик 1 соответствует подложке GaSb. Пики 2 и 3 соответствуют слоям In(As)Sb и $In_{1-x}Al_xSb$, соответственно. Также в спектре присутствуют интерференционные особенности, период которых определяется толщинами слоёв 2 и 3. Как видно из рис. 2, используемая двухслойная модель (красная кривая) хорошо соответствует эксперименту (черная кривая).

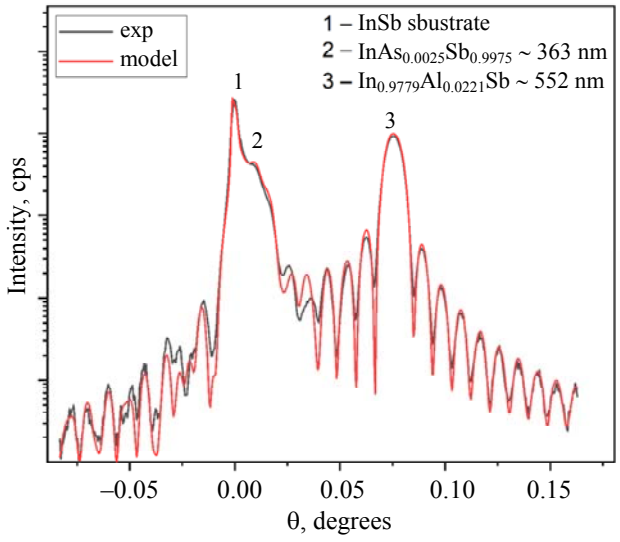


Рис. 2. Рентгеновская кривая качания для образца 89 вблизи рефлекса [004]

Для корректного определения состава необходима также информация о степени релаксации напряжений в слоях, которую невозможно определить измерением только кривых качания прямых рефлексов – нужно построить карту обратного пространства (КОП) косого рефлекса. Для построения КОП вокруг несимметричного (косого) рефлекса, например, (115) в кубических полупроводниках, выполняют серию связанных 2θ–Ω сканов. При каждом фиксированном Ω проводится 2θ–Ω сканирование: детектор движется по 2θ, а образец синхронно по Ω. В результате получается двумерный массив данных $I(\Omega, 2\theta)$. Для косого рефлекса такая схема позволяет независимо отследить изменения как горизонтальной (параллельной поверхности), так и вертикальной (перпендикулярной поверхности) составляющих вектора рассеяния. Каждой точке (Ω, 2θ) ставится в соответствие вектор рассеяния q. Компонентами вектора являются $q\parallel$ (qx) – компонента, параллельная плоскости образца, и $q\perp$ (qz) – перпендикулярная ей. Преобразование каждого измерения $I(\Omega, 2\theta)$ в координаты ($q\parallel$, $q\perp$) дает КОП. На рис. 3 представлена характерная КОП (образец № 91) для наших образцов. В случае полностью нерелаксированного слоя постоянные решётки вдоль ox и oy у подложки и слоя должны совпадать. Поскольку именно они определяют значение $q\parallel$, то на КОП пик слоя и пик подложки будут лежать на одной вертикальной прямой. Так и наблюдается в нашем случае (рис. 3). Следовательно, выращенные слои являются нерелаксированными.

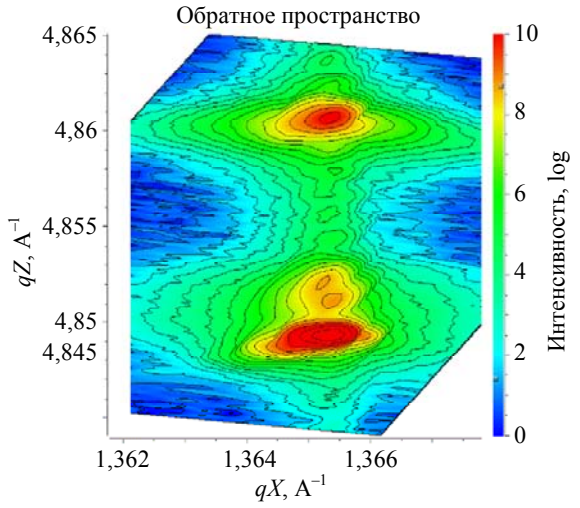


Рис. 3. Двумерная КОП на примере образца № 91

Для определения ширины запрещенной зоны в выращенных слоях использовались измерения фотолюминесценции (ФЛ) при температуре 80 K. Образец находился в вакууме на медном хладопроводе и возбуждался стационарным лазером, работающим на длине волны 1,55 мкм. Рекомбинационное излучение анализировалось решеточным спектрографом и регистрировалось охлаждаемым КРТ детектором, работающим в режиме синхронного детектирования.

Типичный спектр ФЛ слоев $In_{1-x}Al_xSb$ (синяя кривая) и InSb (серая кривая) приведен на рис. 4. Как видно из рисунка, в каждом случае спектр представляет собой асимметричную полосу, коротковолновый край которой определяется эффективной температурой неравновесных носителей, а длинноволновый – структурой комбинированной плотности состояний вблизи края поглощения. Качественное сходство длинноволновых крыльев у двух кривых на рис. 4 позволяет утверждать, что добавление Al не приводит к заметному размытию комбинированной плотности состояний вблизи края поглощения. Это означает, что роль флуктуаций потенциала, как в валентной зоне, так и в зоне проводимости InAlSb не является существенной. В то же время, коротковолновый сдвиг линии при переходе от InSb к InAlSb составляет приблизительно 20 мэВ. Это означает, что ширина запрещенной зоны в InAlSb при $x = 2{,}21$ % увеличена до ~ 0,25 эВ.

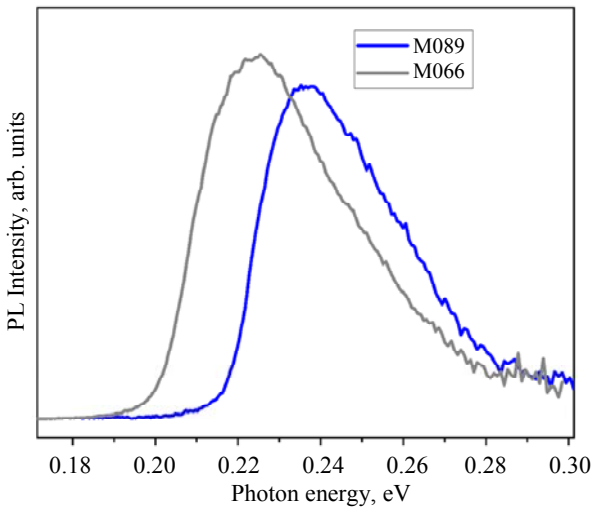


Рис. 4. ФЛ образцов 66 и 89 при T = 80 K

Расхождение между экспериментальным значением и оценкой по выражению (1) связа-

но с тем, что последнее справедливо для релаксированного твердого раствора, тогда как исследуемый слой InAlSb является когерентно напряженным относительно подложки. При рассогласовании параметров решетки в слое возникает двуосная упругая деформация, которая через деформационные потенциалы изменяет зонную структуру материала: в рассматриваемом случае гидростатическая составляющая деформации смещает дно зоны проводимости и потолок валентной зоны в сторону меньших энергий, а сдвиговая составляющая снимает вырождение валентной зоны и расщепляет подзоны тяжелых и легких дырок. При этом подзона тяжелых дырок смещается вверх по энергии и становится верхней валентной подзоной, тогда как подзона легких дырок смещается вниз. В результате уменьшается энергия межзонного перехода, что приводит к смещению максимума фотолюминесценции в низкоэнергетическую область. Для данного слоя деформационный вклад уменьшает эффективную ширину запрещенной зоны по сравнению со значением, ожидаемым для ненапряженного InAlSb примерно на 13 мэВ. Поэтому экспериментально полученное значение E_g оказывается ниже рассчитанного по формуле (1).

Заключение

Таким образом, отработана технология термической подготовки подложек (001)InSb перед эпитаксиальным ростом структур InAlSb. Установлены оптимальные температуры роста слоев и давления потоков, обеспечивающие высокое структурное совершенство слоев InAlSb с содержанием Al 2–3 % необходимых для создания МФПУ со смещенной длинноволновой границей чувствительности. Определен уровень фонового легирования As непосредственно из ростовой камеры. Полученные результаты представляют интерес для получения фоточувствительных материалов с улучшенными фотоэлектрическими характеристиками для ИК матриц средневолнового диапазона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Klipstein P., Aronov D., Ezra M. B., et al.* / Infrared Physics & Technology. 2013. Vol. 59. P. 172–181.

2. *Arias R. M., Armenta C. A., Emminger C., Zamarripa C. M., Samarasingha N. S., Love Ja. R., Yadav S., Zollner S.* / Journal of Vacuum Science & Technology B. 2023. Vol. 41. № 2. Art. 022203.

3. *Mangesh S. Diware, Tae Jung Kim, Jae Jin Yoon, Nilesh S. Barange, Jong Sung Byun, Hyoung Gon Park, Young Do Kim, Sung Ho Shin, Jong Deok Song* / Thin Solid Films. 2013. Vol. 546. P. 26–30.

4. *Yoon J. J., Kim T. J., Jung Y. W., Aspnes D. E., Kim Y. D., Kim H. J., Chang Y. C., Shin S. H., Song J. D.* / Applied physics letters. 2010. Vol. 97. № 11. P. 111902-3.

5. *Whitehouse C. R., Mcconville C. F., Williams G. M., Cullis A. G., Barnett S. J., Saker M. K., Skolnick M. S., Pitt A. D.* / MRS Online Proceedings Library (OPL). 1990. Vol. 198. P. 283–288.

6. *Kim Y. H., Lee J. Y., Noh Y. G., Kim M. D., Kwon Y. J., Oh J. E.* / Journal of crystal growth. 2006. Vol. 296. № 1. P. 75–80.

PACS: 81.15.Hi

Epitaxial growth of low-aluminum-content InAlSb solid-solution layers

V. S. Krivobok[1,2], A. A. Pruchkina[1*], S. I. Chentsov[1], K. A. Savin[1], I. I. Minaev[1], G. N. Eroshenko[1], A. V. Klekovkin[1], A. S. Losunov[1], and S. N. Nikolaev[1]

[1] *P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia*
[*] *E-mail: pruchkinaaa@lebedev.ru*
[2] *RD&P Center ORION, JSC, Moscow, 111538 Russia*

Received 11.08.2026; revised 27.08.2026; accepted 22.10.2026

Strained InAlSb solid-solution layers with low aluminum content were grown on InSb(100) substrates by molecular beam epitaxy. The layers were characterized by X-ray diffraction analysis, atomic force microscopy, and low-temperature photoluminescence. It was shown that, within the temperature range of 350–390°C, it is possible to obtain compositionally homogene-

ous and defect-free InAlSb solid solutions with the fundamental absorption edge shifted toward shorter wavelengths relative to InSb.

Keywords: molecular beam epitaxy, IR photodetector, InSb, photosensitive element.

REFERENCES

1. Klipstein P., Aronov D., Ezra M. B., et al., Infrared Physics & Technology **59**, 172–181 (2013).
2. Arias R. M., Armenta C. A., Emminger C., Zamarripa C. M., Samarasingha N. S., Love Ja. R., Yadav S., and Zollner S., Journal of Vacuum Science & Technology B **41** (2), Art. 022203 (2023).
3. Mangesh S. Diware, Tae Jung Kim, Jae Jin Yoon, Nilesh S. Barange, Jong Sung Byun, Hyoung Gon Park, Young Do Kim, Sung Ho Shin, and Jong Deok Song, Thin Solid Films. **546**, 26–30 (2013).
4. Yoon J. J., Kim T. J., Jung Y. W., Aspnes D. E., Kim Y. D., Kim H. J., Chang Y. C., Shin S. H., and Song J. D., Applied physics letters. **97** (11), 111902-3 (2010).
5. Whitehouse C. R., Mcconville C. F., Williams G. M., Cullis A. G., Barnett S. J., Saker M. K., Skolnick M. S., and Pitt A. D., MRS Online Proceedings Library (OPL). **198**, 283–288 (1990).
6. Kim Y. H., Lee J. Y., Noh Y. G., Kim M. D., Kwon Y. J., and Oh J. E., Journal of crystal growth. **296** (1), 75–80 (2006).

Об авторах

Кривобок Владимир Святославович, д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (119991, Москва, Россия); АО «НПО «Орион» (111538, Москва, Россия). E-mail: kolob7040@gmail.com AuthorID: 135304; ORCID 0000-0001-8846-3891, Scopus AuthorID: 8604415500

Пручкина Анна Артемовна, к.ф.-м.н., научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (119991, Москва, Россия). E-mail: pruchkina_aa@mail.ru SPIN-код: 6300-7523, AuthorID: 1132343, Scopus Author ID: 55922160600

Ченцов Семен Игоревич, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (119991, Москва, Россия). E-mail: semtch@gmail.com SPIN-код: 2361-8799, AuthorID: 1288583, ORCID 0000-0001-5243-1759, Scopus Author ID: 57038999600

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

Минаев Илья Иванович, младший научный сотрудник, аспирант, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (119991, Москва, Россия). E-mail: i.minaev@lebedev.ru ORCID 0009-0007-0410-4033, Scopus ID: 57226567016

Ерошенко Григорий Николаевич, младший научный сотрудник, аспирант, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (119991, Москва, Россия). ORCID 0009-0003-1098-1586, Scopus ID: 57225204607

Клековкин Алексей Владимирович, младший научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (119991, Москва, Россия). E-mail: klekovkinav@lebedev.ru SPIN-код: 2137-8228, AuthorID: 818286, ORCID 0000-0002-8948-4878, Scopus Author ID: 56471867800

Лосунов Антон Сергеевич, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (119991, Москва, Россия).

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

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ПЛАЗМЕННЫЕ МЕТОДЫ
PLASMA PHYSICS AND PLASMA METHODS

УДК 537.52 PACS: 52.80.Wq
EDN: WSRQTB

Воздействие разряда на распыл воды вихревой форсункой при различном ее давлении

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

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, 125412 Россия
** E-mail: fisteh@mail.ru*

Статья поступила в редакцию 15.04.2026; после доработки 28.05.2026; принята к публикации 22.10.2026
Шифр научной специальности: 2.2.3.

Экспериментально исследовано влияние импульсно-периодического искрового разряда, инициируемого вблизи пленки жидкости у выходного отверстия вихревой форсунки, на пространственное распыление воды. Разряд зажигался между заостренным высоковольтным электродом (положительная полярность, 14 кВ) и поверхностью пленки. Измерения проведены в диапазоне частот следования разрядов 0,1–40 кГц при избыточных давлениях воды от 0,5 до 4 бар. По данным скоростной теневой визуализации количественно определена ширина конуса распыла и введен параметр H/H_0, характеризующий относительное увеличение ширины (угла) пространственного распыления при включении разряда. Показано, что зависимость H/H_0 от частоты носит немонотонный характер с выраженным максимумом, положение которого смещается в область более высоких частот с ростом давления воды, тогда как абсолютная величина максимума снижается. Наибольшее значение $H/H_0 \approx 5$ – при давлении 0,5–1 атм. Обнаруженный эффект объясняется генерацией волны сжатия в канале разряда, сообщающей каплям дополнительный радиальный импульс и вызывающей раннее разрушение пленки. Обсуждается энергетическая эффективность метода при различных давлениях воды.

Ключевые слова: аэрозоль, искровой разряд, форсунка.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-5-45-52

Введение

Распыление жидкости представляет собой процесс, в котором разрушающее действие сил инерции и внешних аэродинамических сил противостоит влиянию вязкости жидкости и силе поверхностного натяжения [1, 2]. Теоретический и экспериментальный анализ механизма распыления проводился в работах [3, 4], а сложность данного явления связана с влиянием различных параметров на начальный распад струи: условия течения внутри инжектора, характеристики турбулентности, взаимодействие жидкости с окружающей средой, развитие волн вдоль поверхности жидкости, а также двухфазная природа течения [5, 6].

Распылительные устройства играют значительную роль в современной технике [3, 4] и используются повсеместно: для распыления топлива в двигателях внутреннего сгорания [7], для получения порошков и сплавов путем распыления расплавов металлов [8], при распылительном пиролизе, сушке и сублимационной сушке [9–11], в системах пожаротушения [12], в сельском хозяйстве [13], в системах капельного охлаждения [14], при нанесении лакокрасочных покрытий [15] и др. Для этого используются различные типы форсуночных устройств: гидравлические, центробежные,

пневматические, ультразвуковые, электростатические и др. [16]. Повысить эффективность работы в ряде случаев удается с помощью комбинации нескольких факторов воздействия на поток [17].

Анализ показывает, что интенсификация образования капель происходит при повышении рабочего давления жидкости, уменьшении диаметра выходного отверстия, повышении степени закрутки потока, уменьшении вязкости и коэффициента поверхностного натяжения. Ранее авторами был предложен метод электрического воздействия на факел с помощью инициирования барьерного разряда между пленкой жидкости, возникающей вблизи выходного отверстия вихревой форсунки и кольцевым электродом, покрытым диэлектриком, что позволило увеличить общее число капель в единицу времени на 10 % и заметно уменьшить их диаметр D32 в центральной области распыла при сохранении расхода жидкости [18]. Однако данный метод практически не влиял на форму факела форсунки. В других работах авторов исследовалось влияние искровых разрядов на динамику распада пленки жидкости вблизи выходного отверстия форсунки при фиксированной частоте следования (2 кГц) [19]. Было показано, что искровой разряд приводит к увеличению угла раскрытия факела, а увеличение частоты немонотонным образом сказывается на амплитуде этого увеличения [20].

В настоящей работе проведено измерение эффективности пространственного распыления жидкости при различных частотах инициирования искрового разряда и при различных давлениях жидкости, подаваемой на форсунку вихревого типа. Измерены электрические параметры искрового разряда при различных частотах его инициирования.

Экспериментальная установка

Для создания распыла жидкости использовалась гидравлическая схема, представленная на правой части рисунка 1. Вода на форсунку 1 вихревого типа подавалась из резервуара 2 с помощью насоса 3 с электрическим приводом. Питание электромотора насоса осуществляется с помощью лабораторного блока питания (мощность составляла около 20 Вт при всех давлениях воды). Вода, прежде чем быть распыленной, проходила демпфирующий пульсации давления резервуар 4 и фильтр тонкой очистки 5. Установка и контроль давления воды осуществлялись с помощью частично перекрываемого крана 6 и манометра 7. В результате за выходным отверстием форсунки образуется сложное пространственное течение жидкости 8: пленка жидкости, которая ниже по потоку, распадается на капли. Полученный распыл воды попадает обратно в резервуар 2. Электропроводность воды, использованной во всех экспериментах, составила 12 мкСм/см.

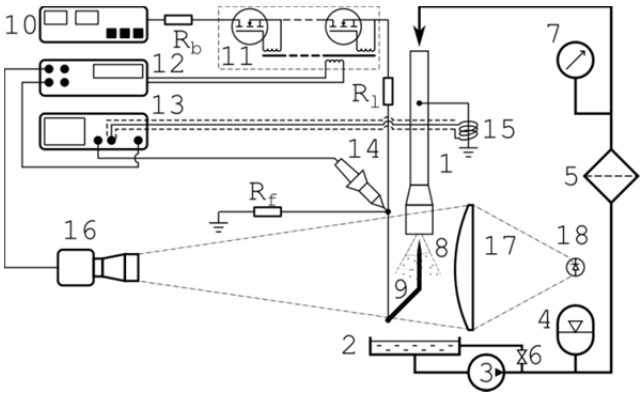


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Электрическая схема для инициирования искрового разряда представлена слева на рисунке 1. На заостренный электрод 9 диаметром 1 мм из нержавеющей стали, расположенный на оси форсунки таким образом, что его острие находилось внутри пленки жидкости, подавалось через балластный резистор R_b и полупроводниковый ключ 11 напряжение 14 кВ положительной полярности с высоковольтного источника с внутренней емкостью около 1 мкФ. Управление ключом осуществлялось с помощью программируемого многоканального генератора импульсов 12. Характерная длительность фронта нарастания напряжения на заостренном электроде составляла величину порядка 100 нс, при этом длительность спада напряжения с электрода (в случае без разряда) после закрытия ключа 11 задавалась величиной сопротивления R_f и емкостью схемы, и это время (несколько микросекунд) было значительно меньше периода следования импульсов. Резистор R_l был

относительно небольшого сопротивления и использовался для уменьшения амплитуды импульсов тока и, т. о. для уменьшения риска выхода из строя транзисторов ключа 11.

Напряжение на источнике 10, длительность открытого состояния ключа 11 (2 мкс), зазор между электродом 9 и поверхностью форсунки 1 были подобраны таким образом, чтобы искровой разряд гарантированно происходил во всем выбранном для исследования частотном диапазоне (до 40 кГц). Измерение электрических параметров осуществлялось с помощью цифрового запоминающего осциллографа 13 (200 МГц, 2 ГВыб./с, 120 000 осциллограмм в секунду), делителя напряжения 14 (1:1000, 100 МГц), токового пробника 15 (1В/А, 120 МГц). Для визуализации процесса распыления жидкости в присутствии искрового разряда теневым методом использовалась оптическая схема, представленная на рисунке 1 (снизу). Скоростная видеокамера 16 фокусировалась на область, в которой были видны пленка воды и искровой разряд внутри нее и капли распыла. Эта область освещалась постоянным потоком света от люминесцентного сверхъяркого светодиода 18. Скорость съемки составляла 1000 к/с при разрешении 800×800 пикселей и экспозиции 2 мкс.

Результаты и обсуждение

На рисунке 2 (сверху) представлены характерные осциллограммы тока и напряжения одного разряда, а также полученные наложением друг на друга в режиме накопления осциллограмм (в рамке). Из полученных осциллограмм процесса видно, что от разряда к разряду его электрические параметры сохраняются, а пропуски отсутствуют.

Источник высокого напряжения имеет встроенные цифровые индикаторы, что дает возможность определить средний по времени ток, протекающий в цепи во время эксперимента. На рисунке 2 (снизу) представлена зависимость этого тока от частоты инициирования разряда, из которого видно, что данная зависимость является линейной, что также косвенно свидетельствует о том, что пропуски разрядов при их инициировании в диапазоне частоты 0,1–40 кГц отсутствуют.

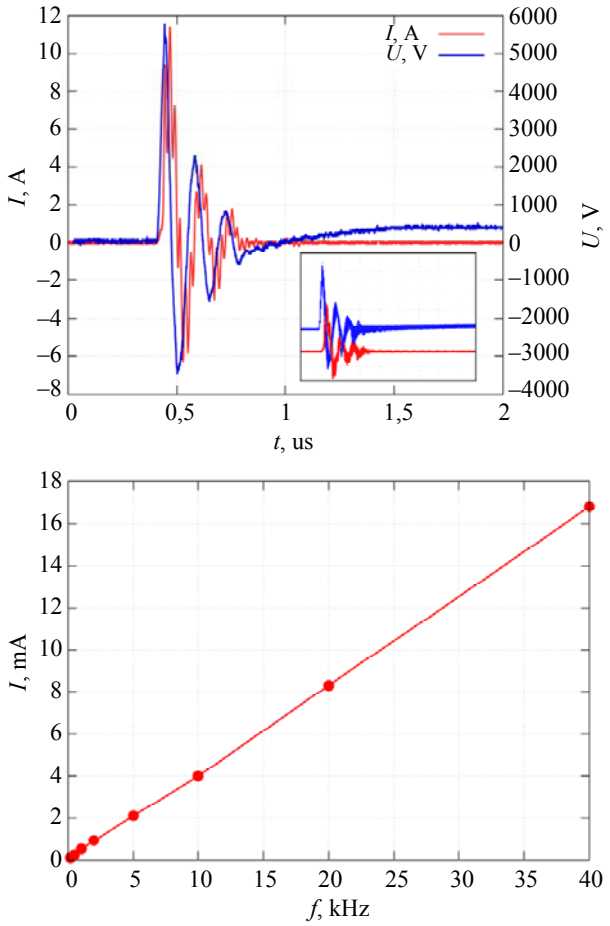


Рис. 2. Электрические характеристики разряда: осциллограммы тока и напряжения (сверху) и зависимость среднего тока в цепи от частоты следования разряда (снизу). В рамке – осциллограммы тока и напряжения в режиме накопления по нескольким разрядам

Данный график дает возможность оценить количество энергии, затрачиваемой на создание одного искрового разряда, как произведение тока, напряжения, периода следования разряда. Эта величина составляла в эксперименте около 5 мДж, что соответствует энергозатратам «от розетки». Следует отметить, что величина среднего тока является дополнительным индикатором правильной установки величины зазора между острием высоковольтного электрода и поверхностью форсунки: при увеличении зазора средний ток растет, а при уменьшении – падает. Наконец, интегрирование во времени произведения осциллограмм тока и напряжения (т. е. мощности) дает возможность оценить энергию одного разряда непосредственно в разрядном промежутке. Эта величина составила примерно 1 мДж для всего диапазона частот инициирования.

При выделении энергии вблизи (внутри)пленки жидкости, истекающей из отверстия форсунки, с помощью искрового разряда субмикросекундной длительности с длиной канала в несколько миллиметров и энергией порядка 1 мДж происходит формирование волны сжатия, распространяющейся с околозвуковой скоростью. Волна переносит импульс давления в пространстве, что может приводить к разрушению пленки жидкости, которая уже имеет на своей поверхности возмущения в виде неровностей. В отсутствие электрического разряда данные неровности приводят к разрушению пленки на капли на некотором расстоянии от выходного отверстия форсунки. При инициировании искрового разряда происходит воздействие на всю внутреннюю поверхность пленки, что приводит к ее разрушению на капли значительно быстрее, при этом волна сжатия сообщает им дополнительный импульс в направлении от оси отверстия форсунки. Это, в конечном счете, приводит к тому, что ширина конуса распыла жидкости при инициировании искрового разряда значительно увеличивается (рис. 3 и 4), т. е. увеличивается эффективность пространственного распыления жидкости.

Для количественной оценки этой эффективности в случаях без и с разрядом проведена скоростная теневая визуализация. Для этого при фиксированных частоте инициирования разряда и давлении воды проводилась теневая съемка распыла в течение двух секунд, первая из которых соответствовала случаю «без разряда», а вторая – «с разрядом». Затем проводился анализ полученных изображений методом, описанным в [20]. Кадры из первой и второй частей киноограммы отдельно усреднялись, проводилась нормализация интенсивности для уменьшения неравномерности фоновой подсветки. Затем проводился анализ интенсивности на усредненных кадрах вдоль прямой, проходящей перпендикулярно оси форсунки и на расстоянии от ее поверхности 10 мм. В результате измерялась ширина конуса распыла как расстояние между точками, в которых интенсивность падает до уровня, среднего между интенсивностью фоновой подсветки (капель нет) и минимальным значением внутри конуса распыла (наибольшее скопление капель). Эксперимент показывает, что при инициировании разряда во всем частотном диапазоне 0,1–40 кГц ширина конуса распыла увеличивается, а отношение измеренной ширины конуса H в случае «с разрядом» к ширине H_0 в случае «без разряда» может характеризовать увеличение эффективности пространственного распыления. На рисунке 3 представлена зависимость H/H_0 от частоты инициирования искрового разряда для различных значений давления воды.

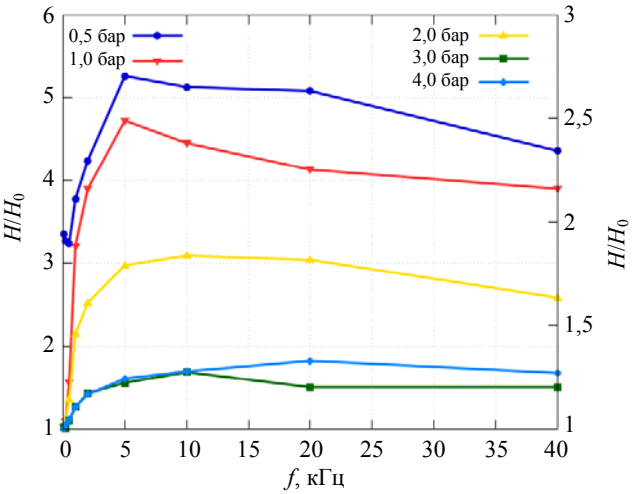


Рис. 3. Зависимость эффективности пространственного распыления H/H_0 от частоты инициирования искрового разряда f для различных значений давления воды. Для наглядности использованы две оси ординат для давления 0,5–1 бар (левая ось), 2–4 бар (правая ось)

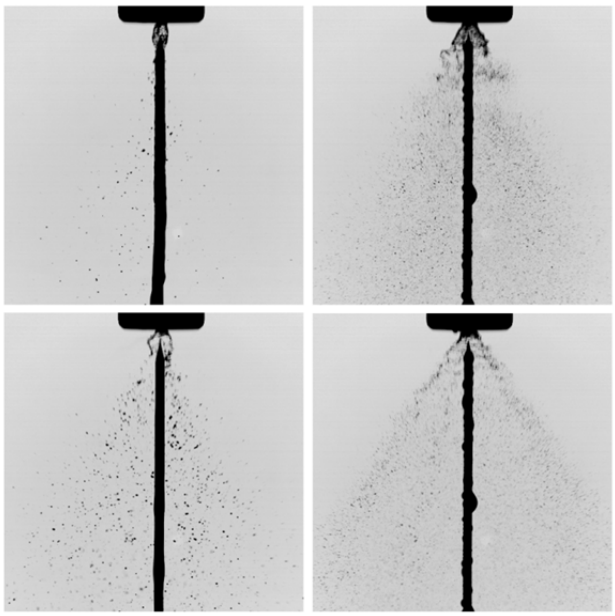


Рис. 4. Примеры отдельных кадров теневых киноограмм течения воды вблизи выходного отверстия форсунки (вверху без разряда, снизу с разрядом, инициируемым с частотой 40 кГц) при различных давлениях жидкости: слева 0,5 бар, справа 4 бар

На полученной зависимости видно, что H/H_0 имеет максимум в диапазоне частот 0,1–40 кГц, при этом величина частоты, соответствующая максимуму H/H_0, увеличивается по мере увеличения давления. Кроме того, само значение максимума падает с увеличением давления воды. Следует отметить, что в случае давления воды 0,5–1 бар величина ширины конуса распыла H_0 является условной, т. к. при этом пленка жидкости касается поверхности электрода и не разрушается, т. е. не формируется конус распыла в привычном понимании. На рисунке 4 представлено сравнение двух мгновенных теневых фотографий течения воды из форсунки при давлении 0,5 бар и 4 бар для случаев «с разрядом» и «без разряда». Видно, что в случае избыточного давления воды 4 бар пленка разрушается на капли на некотором расстоянии от отверстия форсунки, при этом при давлении 0,5 бар пленка имеет т. н. форму тюльпана [3] и касается поверхности электрода ранее, чем разрушается, что приводит к отсутствию выраженного конуса распыла.

На кадрах, соответствующих случаям «с разрядом», видно существенное увеличение ширины конуса, а также то обстоятельство, что разрушение пленки происходит существенно раньше. Поскольку инициирование разряда происходит в импульсно-периодическом режиме, существует интервал времени, на протяжении которого пленка увеличивает свою длину. Если это время меньше, чем необходимая для полного восстановления величина, пленка в следующем импульсе разряда снова будет разрушена волной сжатия. Таким образом, можно говорить о существовании оптимального времени между импульсами следования искровых разрядов, и это объясняет наличие максимума на зависимости H/H_0 (см. рис. 3). Различная величина частоты, при которой отношение H/H_0 максимально, для различного избыточного давления может быть объяснена тем, что скорость роста пленки из отверстия определяется скоростью истечения жидкости, которая, в свою очередь, зависит от давления воды.

Полученное в эксперименте уменьшение величины максимума в зависимости H/H_0 при увеличении давления воды p объясняется тем, что при относительно низком p форма пленки жидкости оказывается близка не к поверхности конуса (как в случае p = 3–4 бар), а имеет форму поверхности тюльпана [3], что само по себе не обуславливает формирование широкого конуса распыла. А в случае давления 0,5–1 бар такая форма пленки приводит к тому, что ее край касается поверхности электрода до ее разрушения, и формирование капель затруднено, т. к. вода стекает по поверхности электрода без их образования. При давлении воды 0,5 бар определение величины H_0 по усредненным теневым фотографиям затруднено, поэтому в качестве этой величины взята максимальная ширина пленки. В случае относительно высокого давления p (3–4 бар) форма пленки является поверхностью конуса, что дает возможность достоверно определить величину H_0. Известно, что после достижения давления воды некоторого значения (в данном эксперименте 3 бар) пленка и распыл в целом становятся полностью сформированными, дальнейшее повышение p не приводят к их качественному изменению [3]. Этим объясняется практически постоянное значение максимума зависимостей $H/H_0(f)$ для давления p = 3–4 бар. Представляется, что для увеличения ширины конуса распыла H с помощью искрового разряда необходимо увеличивать его энергию, т. е. увеличивать амплитуду давления переносимой формируемой таким образом волной сжатия. Однако следует учитывать, что амплитуда давления растет с энергией разряда значительно медленнее, чем линейная зависимость [21], что ставит под вопрос целесообразность такого способа воздействия на процесс формирования распыла при высоких давлениях воды с точки зрения энергозатрат.

Выводы

Проведено исследование действия искрового разряда, инициируемого вблизи выходного отверстия форсунки в импульсно-периодическом режиме, на формирование конуса распыла жидкости. Энергия одного импульса разряда была фиксированна и составляла величину около 1 мДж, а частота инициирования варьировалась от 0,1 до 40 кГц. Избыточное давление воды варьировалось в диапазоне от 0,5 бар до 4 бар.

При инициировании искрового разряда вблизи выходного отверстия форсунки вихревого типа формируется волна сжатия в воздухе, действие которой на пленку жидкости, истекающей из форсунки, приводит к ее разрушению и образованию капель, имеющих дополнительный импульс в направлении от оси форсунки, что в целом приводит к увеличению эффективности пространственного распыления жидкости.

Зависимость увеличения эффективности пространственного распыления жидкости имеет максимум, величина которого уменьшается при увеличении давления воды. Это объясняется тем, что при относительно низком давлении жидкости сам по себе процесс распыления с помощью форсунки выбранного типа не является эффективным: форма пленки воды отличается от поверхности конуса, а капли, которые возникают из-за ее распада, сконцентрированы в основном на оси форсунки и имеют относительно небольшую скорость. При включении разряда, во-первых, пленка жидкости разрушается значительно раньше, а, во-вторых, образующиеся капли имеют дополнительную скорость, направленную в сторону от оси форсунки.

Факт существования максимума зависимости H/H_0 и увеличение значения f_{max} частоты инициирования искрового разряда, при котором достигается этот максимум, при увеличении давления воды объясняются скоростью роста пленки жидкости и ее зависимостью от параметров эксперимента. Поскольку скорость истечения жидкости возрастает монотонно от ее избыточного давления p (степенная зависимость с показателем около 0,5, [3]), а длина пленки практически слабо зависит от давления воды в диапазоне 3–4 бар, следует ожидать уменьшение времени роста пленки при увеличении p. По той же причине величина максимума H/H_0 слабо зависит от давления воды в диапазоне 3–4 бар, поскольку течение сформировано, и существенное увеличение эффективности пространственного распыления может быть осуществлено с помощью увеличения энергии в одном импульсе искрового разряда. Такое увеличение, с одной стороны, приведет к увеличению импульса капель, а с другой – к пропорциональному росту энергозатрат. Из представленных в работе данных следует, что энергозатраты на увеличение эффективности пространственного распыления воды оказываются больше, чем энергозатраты на поддержание ее избыточного давления, в случае уже сформированного течения при p = 3–4 бар. При меньших давлениях воды энергозатраты на создание разряда оказываются сравнимы или меньше.

Полученные данные могут быть использованы при создании распылительных устройств (форсунок), в которых процесс распада пленки жидкости на капли контролируется путем создания вблизи выходного отверстия электрического разряда в импульсно-периодическом режиме.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rayleigh L.* / Proceedings of the London Mathematical Society. 1878. Vol. s1-10. № 1. P. 4–13.
2. *Tyler E.* / The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. 1933. Vol. 16. № 105. P. 504–518.
3. *Lefebvre A. H., McDonell V. G.* Atomization and Sprays. – Boca Raton: CRC Press, 2017.
4. Handbook of Atomization and Sprays: Theory and Applications / ed. Ashgriz N. – US: Springer, 2011.
5. *Lozano A., Call C. J., Dopazo C.* / Proceedings of the Sixth International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems. – Italy, Napoli, 2023. P. 24–31.
6. *Carvalho I., Heitor M., Santos D.* / International Journal of Multiphase Flow. 2002. Vol. 28. № 5. P. 773–789.
7. *Lenz H. P.* Mixture Formation in Spark-Ignition Engines. – Vienna, Springer, 1992.
8. ASM Handbook: Vol. 7: Powder Metal Technologies and Applications 3rd ed. / ed. Lee P. W. – Ohio: ASM International, 2006.
9. *Eslamian M., Ahmed M., Ashgriz N.* / Nanotechnology. 2006. Vol. 17. № 6. P. 1674–1685.
10. *Jayanthi G. V., Zhang S. C., Messing G. L.* / Aerosol Science and Technology. 1993. Vol. 19. № 4. P. 478–490.
11. *Chau A., Eslamian M., Ashgriz N.* / Particle and Particle Systems Characterization. 2008. Vol. 25. № 2. P. 183–191.
12. NIST Special Publication 1069. Advanced Technology for Fire Suppression in Aircraft / ed. Gann R. G. – Gaithersburg, MD: National Institute of Standards and Technology, 2007.
13. *Gong J., Fan W., Peng J.* / International Journal of Precision Agricultural Aviation. 2019. Vol. 2. № 1. P. 26–30.
14. *Benther J., Pelaez-Restrepo J., Stanley C., Rosengarten G.* / International Journal of Heat and Mass Transfer. 2021. Vol. 178. P. 121587.

15. *Hines R. L.* / Journal of Applied Physics. 1966. Vol. 37. № 7. P. 2730–2736.
16. *Kowalczuk P. B., Drzymala J.* / Particulate Science and Technology. 2016. Vol. 34. № 6. P. 645–647.
17. *Kudryashova O., Shalunov A., Genne D., Dorovskikh R., Titov S.* / Applied Sciences. 2023. Vol. 13. № 22. P. 12330.
18. *Савельев А. С., Угрюмов А. В.* / Прикладная физика. 2024. № 5. С. 33–39.
19. *Савельев А. С., Куликов Ю. М., Панов В. А.* / Вестник ОИВТ РАН. 2025. Т. 17. С. 7–10.
20. *Савельев А. С., Куликов Ю. М., Панов В. А.* / Вестник ОИВТ РАН. 2025. Т. 18. С. 1–8.
21. *Седов Л. И.* Методы подобия и размерности в механике (8-е издание). – М.: Наука, 1977.

PACS: 52.80.Wq

The effect of discharge on water spray from a vortex nozzle at different pressures

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

Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences
Bld. 2, 13 Izhorskaya st., Moscow, 125412 Russia
** E-mail: fisteh@mail.ru*

Received 15.04.2026; revised 28.05.2026; accepted 22.10.2026

The effect of a repetitively pulsed spark discharge initiated directly in the liquid film near the exit orifice of a vortex-type nozzle on the spatial atomization efficiency of water is studied experimentally. The discharge was ignited between a sharp high-voltage electrode (positive polarity, 14 kV) and the film surface. Measurements were performed over a discharge repetition frequency range of 0.1–40 kHz and water gauge pressures from 0.5 to 4 bar. Using high-speed shadowgraphy, the spray cone width was quantified, and the parameter H/H_0 was introduced to characterize the relative enhancement of spatial atomization when the discharge is applied. The H/H_0 vs. frequency dependence is found to be non-monotonic with a pronounced maximum; the frequency of this maximum shifts to higher values with increasing water pressure, while the peak magnitude decreases. Electrical measurements yield a single-discharge energy estimate of ~ 1 mJ and confirm the absence of misfires over the entire frequency range. The observed effect is attributed to the compression wave generated in the discharge channel, which imparts an additional radial momentum to the droplets and causes earlier film breakup. The energy efficiency of the method is discussed for different water pressures.

Keywords: aerosol, spark discharge, nozzle.

REFERENCES

1. Rayleigh L., Proceedings of the London Mathematical Society **s1-10** (1), 4–13 (1878).
2. Tyler E., The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science **16** (105), 504–518 (1933).
3. Lefebvre A. H. and McDonell V. G. Atomization and Sprays. Boca Raton: CRC Press, 2017.
4. Handbook of Atomization and Sprays: Theory and Applications / ed. Ashgriz N. US: Springer, 2011.
5. Lozano A., Call C. J., and Dopazo C. Proceedings of the Sixth International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems. Italy: Napoli, 2023, pp. 24–31.
6. Carvalho I., Heitor M., and Santos D., International Journal of Multiphase Flow **28** (5), 773–789 (2002).
7. Lenz H. P. Mixture Formation in Spark-Ignition Engines. Vienna: Springer, 1992.
8. ASM Handbook: Volume 7: Powder Metal Technologies and Applications 3rd ed. / ed. Lee P. W. Ohio: ASM International, 2006.
9. Eslamian M., Ahmed M., and Ashgriz N., Nanotechnology **17** (6), 1674–1685 (2006).

10. Jayanthi G. V., Zhang S. C., and Messing G. L., Aerosol Science and Technology **19** (4), 478–490 (1993).
11. Chau A., Eslamian M., and Ashgriz N., Particle and Particle Systems Characterization **25** (2), 183–191 (2008).
12. NIST Special Publication 1069. Advanced Technology for Fire Suppression in Aircraft / ed. Gann R. G. Gaithersburg, MD: National Institute of Standards and Technology, 2007.
13. Gong J., Fan W., and Peng J., International Journal of Precision Agricultural Aviation **2** (1), 26–30 (2019).
14. Benther J., Pelaez-Restrepo J., Stanley C., and Rosengarten G., International Journal of Heat and Mass Transfer **178**, 121587 (2021).
15. Hines R. L., Journal of Applied Physics **37** (7), 2730–2736 (1966).
16. Kowalczuk P. B. and Drzymala J., Particulate Science and Technology **34** (6), 645–647 (2016).
17. Kudryashova O., Shalunov A., Genne D., Dorovskikh R., and Titov S., Applied Sciences **13** (22), 12330 (2023).
18. Saveliev A. S. and Ugryumov A. V., Applied Physics, № 5, 33–39 (2024) [in Russian].
19. Saveliev A. S., Kulikov Yu. M., and Panov V. A., Vestnik Obedinennogo Instituta Vysokih Temperatur **17**, 7–10 (2025) [in Russian].
20. Saveliev A. S., Kulikov Yu. M., and Panov V. A., Vestnik Obedinennogo Instituta Vysokih Temperatur **18**, 1–8 (2025) [in Russian].
21. Sedov L. I. Metody podobiya i razmernosti v mekhanike (8-e izdanie). Moscow: Nauka, 1977 [in Russian].

Об авторах

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

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

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

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ПЛАЗМЕННЫЕ МЕТОДЫ
PLASMA PHYSICS AND PLASMA METHODS

УДК 533.9.082 PACS: 52.70.-m
EDN: VTGWSG

Методика анализа интерференционных картин в двухволновой интерферометрии лидерных каналов атмосферных разрядов

© П. К. Батраков[1*], И. С. Байдин[1], А. А. Родионов[1], Я. К. Болотов[1], Ф. К. Гасратов[1], П. А. Старовойтова[1,2], М. А. Медведев[1], Ю. К. Куриленков[3], А. В. Огинов[1]

[1] *Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, 119991 Россия*
[*] *E-mail: p.batrakov@lebedev.ru*
[2] *Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, 109028 Россия*
[3] *Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, 125412 Россия*

Статья поступила в редакцию 17.07.2026; после доработки 28.07.2026; принята к публикации 22.10.2026
Шифр научной специальности: 1.3.9.

Представлена методика исследования пространственной структуры лидерных каналов атмосферных газовых разрядов. На основе цифровой обработки интерферограмм, включающей автоматическое выделение центров полос, обратное преобразование Абеля и радиально-базисную интерполяцию, детально реконструированы двумерные карты пространственного распределения электронной плотности. Выявлены характерные особенности радиальной структуры и градиентов плотности в каналах разряда, подтверждающие высокую устойчивость предложенного комплексного подхода к диагностике нестационарной плазмы. Совокупность представленных результатов подтверждает, что разработанная методика применима к лабораторным атмосферным разрядам.

Ключевые слова: двухволновая интерферометрия, атмосферный электрический разряд.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-5-53-60

Введение

Изучение процессов, сопровождающих развитие атмосферных разрядов в контролируемых лабораторных условиях, имеют фундаментальное значение для понимания природы электрических разрядов в атмосфере. Количественная диагностика быстропротекающих явлений на микро- и наносекундных временных масштабах требует применения высокоточных методов, обеспечивающих одновременно высокое пространственное и временное разрешение [1–6].

Одним из эффективных методов диагностики плазменных каналов является двухволновая интерферометрия [7]. В основе метода лежит регистрация фазовых сдвигов когерентного излучения, обусловленных его взаимодействием с плазменной средой. Анализ интерференционной картины позволяет определять локальные изменения показателя преломления, что даёт прямую информацию о пространственном распределении плотности исследуемых объектов [8–10]. За счёт использования двух длин волн удаётся компенсировать ряд систематических ошибок, существенно повышая точность восстановления плотности плазмы.

В данной работе представлена методика комплексной обработки интерферометрических данных, полученных в ходе двухволновой диагностики плазмы. Вычислительный подход основан на выделении интерференционных полос, применении обратного преобразования Абеля и последующей реконструкции пространственных карт электронной плот-

ности. Полученные результаты позволяют детально описать пространственную конфигурацию плазменных неоднородностей в лидерных каналах и дают новые возможности для анализа физических процессов, лежащих в основе формирования атмосферных электрических разрядов.

Схема эксперимента

Для генерации высоковольтного атмосферного разряда в лабораторных условиях использовалась установка с генератором импульсного напряжения (ГИН), собранная по схеме Аркадьева–Маркса. Генератор включал 15 пар конденсаторов IK-100-0.4 ёмкостью 0,4 мкФ каждый и напряжением 100 кВ. Общая запасённая энергия генератора составляла около 60 кДж. Длительность импульса составляла примерно 1 мкс при времени нарастания напряжения 120–220 нс. Максимальная амплитуда импульса достигала 1,2 МВ, а максимальный ток разряда 10–15 кА. Длина разрядного промежутка составляла 55 см. Электродная система состояла из игольчатого катода с радиусом закругления 0,5 мм и полусферического анода из стальной сетки диаметром 9 см [9–12].

Для диагностики плазменного канала применялись методы двухволновой лазерной интерферометрии. Использовался Nd:YAG-лазер с длительностью импульса 7 нс и энергией 80 мДж на длинах волн $\lambda_1 = 532$ нм и $\lambda_2 = 1064$ нм. Лазерный пучок направлялся через исследуемую область разрядного промежутка, а регистрация интерференционной картины осуществлялась с помощью интерферометра с воздушным клином (рис. 1) [9, 10].

Регистрация изображений выполнялась на цифровые CMOS-камеры с разрешением 5184×3456 пикселей и фильтром RGGB. Для инфракрасного диапазона $\lambda_2 = 1064$ фильтры IR-cut удалялись заранее. Пространственное разрешение в объектной плоскости составляло примерно 50 м/пиксель, а временное разрешение – 7 нс (рис. 1) [9, 10].

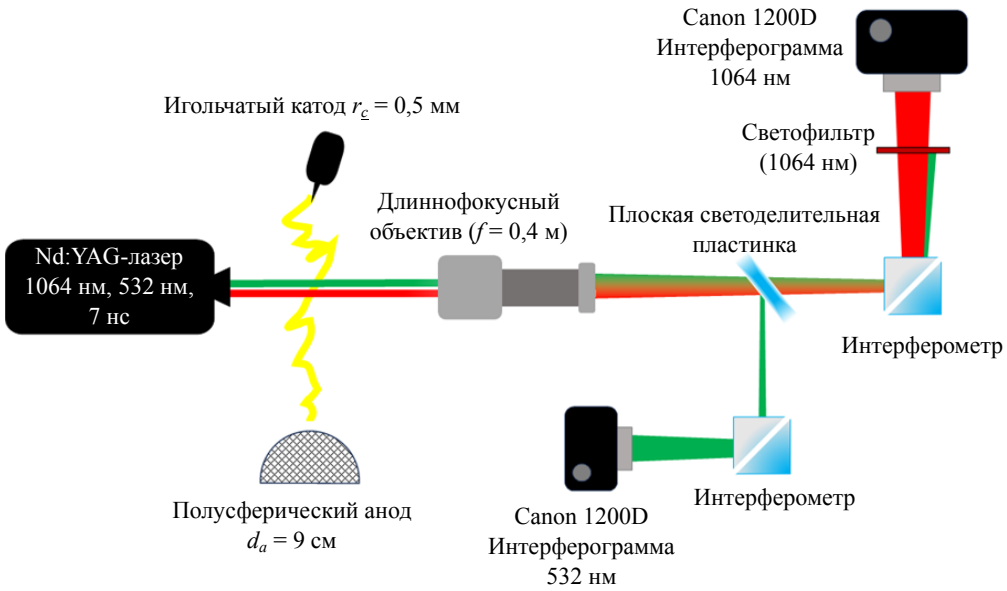


Рис. 1. Схема экспериментальной установки двухволновой лазерной интерферометрии для диагностики плазменного канала высоковольтного атмосферного разряда. Показаны направление распространения зондирующего излучения, интерферометры и система регистрации

Каждому эксперименту соответствовали две интерферограммы, одна на длине волны $\lambda_1 = 532$ нм, вторая – $\lambda_2 = 1064$. Каждая интерферограмма представляла двумерную проекцию интегрального фазового сдвига, сформированного вдоль направления распространения лазерного луча. Эти изображения использовались в разработанном алгоритме по обработке, локализации характерных точек и восстановления распределения электронной плотности.

Синхронизация момента зондирования с фазами развития высоковольтного разряда осуществлялась с помощью управляемого блока задержек. Импульс запуска от системы накачки Nd:YAG-лазера поступал на блок задержки, который с задержкой $\tau \approx 80$ мкс формировал сигнал поджига генератора импульсных напряжений. Такая схема обеспечивала открытие активного затвора лазера и генерацию 7-нс зондирующего импульса строго в заданный момент фазы развития разряда. Контроль временной привязки лазерного импульса к осциллограммам тока и напряжения выполнялся скоростным фотоприёмником.

Метод анализа интерференционных картин

Двухволновая интерферометрия является эффективным методом измерения электронной плотности n_e в лабораторных газовых разрядах [7, 9, 10, 13]. В отличие от интерферометрии на одной длине волны регистрация фазовых сдвигов δ на двух длинах волн $\lambda_1 = 532$ нм и $\lambda_2 = 1064$ позволяет разделить вклады свободных электронов и тяжелых частиц (ионов и нейтральных частиц). В условиях эксперимента зондирующее излучение проходило через канал лидера вблизи катодной области, обеспечивая определение интегральной плотности электронов вдоль линии зондирования (рис. 1).

В приближении высокой частоты зондирующего поля $\nu_{ei}/f << 1$ связь измеряемого фазового сдвига δ с показателем преломления среды n и интегральной электронной плотностью вдоль линии зондирования y описывается следующими выражениями [7, 9, 10, 13]:

$$\delta(\lambda) = \frac{1}{\lambda}\int\left(n(x,y)-1\right)dx, \qquad (1)$$

$$n(\lambda)-1 = -4.46\times10^{-14}\lambda^2 n_e + 2\pi\sum_i N_i\alpha_i, \qquad (2)$$

где N_i – концентрация частиц, а α_i - поляризуемость частиц i-го сорта. Учет данных уравнений для двух длин волн позволяет полностью исключить вклад ионно-нейтральной компоненты и учесть только электронную составляющую

$$\int n_e dx = \frac{\delta(\lambda_2)\lambda_2 - \delta(\lambda_1)\lambda_1}{4,46\times10^{-14}\left(\lambda_1^2-\lambda_2^2\right)}. \qquad (3)$$

Для перехода от интегрального измеряемого сдвига к локальному радиальному распределению электронной плотности $n_e(r)$ использовалось приближение цилиндрической симметрии плазменного канала. В этом случае задача сводится к решению интегрального уравнения Абеля [7, 14, 15]

$$\delta(y) = \frac{2}{\lambda}\int_y^R \frac{\left[n(r)-1\right]r}{\sqrt{r^2-y^2}}. \qquad (4)$$

Численное решение уравнения (4) в сочетании с алгоритмами сглаживания позволяет перейти от зарегистрированных поперечных профилей фазового сдвига к искомому радиальному распределению электронной плотности $n_e(r)$ в исследуемом канале разряда.

Полученные результаты

Для анализа физических параметров плазменного канала высоковольтного атмосферного разряда были исследованы экспериментальные интерферограммы, полученные на двух длинах волн: $\lambda_1 = 532$ нм и $\lambda_2 = 1064$ (рис. 1). На основе зарегистрированных интерференционных картин были восстановлены пространственные распределения фазового сдвига. Полученные фазовые карты использовались совместно для определения локальной электронной плотности n_e.

На начальном этапе выполнялось выделение центров интерференционных полос, определяющих форму фазового сдвига. На рисунке 2 представлены зарегистрированные интерферограммы плазменного канала вблизи катода и результаты геометрического выделения центров полос. Поперечный размер исследуемого разрядного канала составляет около 450 мкм. Различие в числе наблюдаемых интерференционных полос для двух длин волн обусловлено двукратной разницей в длине волны зондирующего излучения $\lambda_1 = 532$ нм и $\lambda_2 = 1064$, а также дисперсионными свойствами плазмы.

Вдоль каждой полосы были экспериментально определены координаты их центров. Выделенные центры полос на рисунке 2 визуализированы поверх зарегистрированных интерференционных картин, что позволяет наглядно оценить точность их локализации. Каждой выделенной полосе соответствует своя группа точек, обозначенная отдельным символом (A, B, C, D). На основе полученных геометрических координат центров полос выполнена реконструкция радиального профиля электронной плотности с использованием обратного преобразования Абеля (4).

Поскольку обратное преобразование Абеля является некорректной задачей и усиливает высокочастотные шумовые компоненты, полученные радиальные профили электронной плотности подвергались регуляризации. Для этого использовалась аппроксимация взвешенными B-сплайнами

$$\min_{S_B(r)}\left[\sum_i \frac{\left(e_i(r_i)-S_B(r_i)\right)^2}{\sigma_i^2}+S_p\int\left(S_B''(r)\right)^2 dr\right], \quad (5)$$

где e_i – значения электронной плотности, полученные после обратного преобразования Абеля, σ_i – оценки погрешностей, S_B – сглаживающий B-сплайн, S_p – параметр регуляризации. Первый член обеспечивает согласование с экспериментальными данными, а второй ограничивает кривизну решения и подавляет осцилляции, возникающие вследствие абелизации. Параметр сглаживания S_p подбирается таким образом, чтобы сохранить физическую форму профиля при эффективном подавлении шума [16, 17].

На рисунке 3 представлены восстановленные и сглаженные радиальные профили плазменных каналов, которые были показаны на рисунке 2.

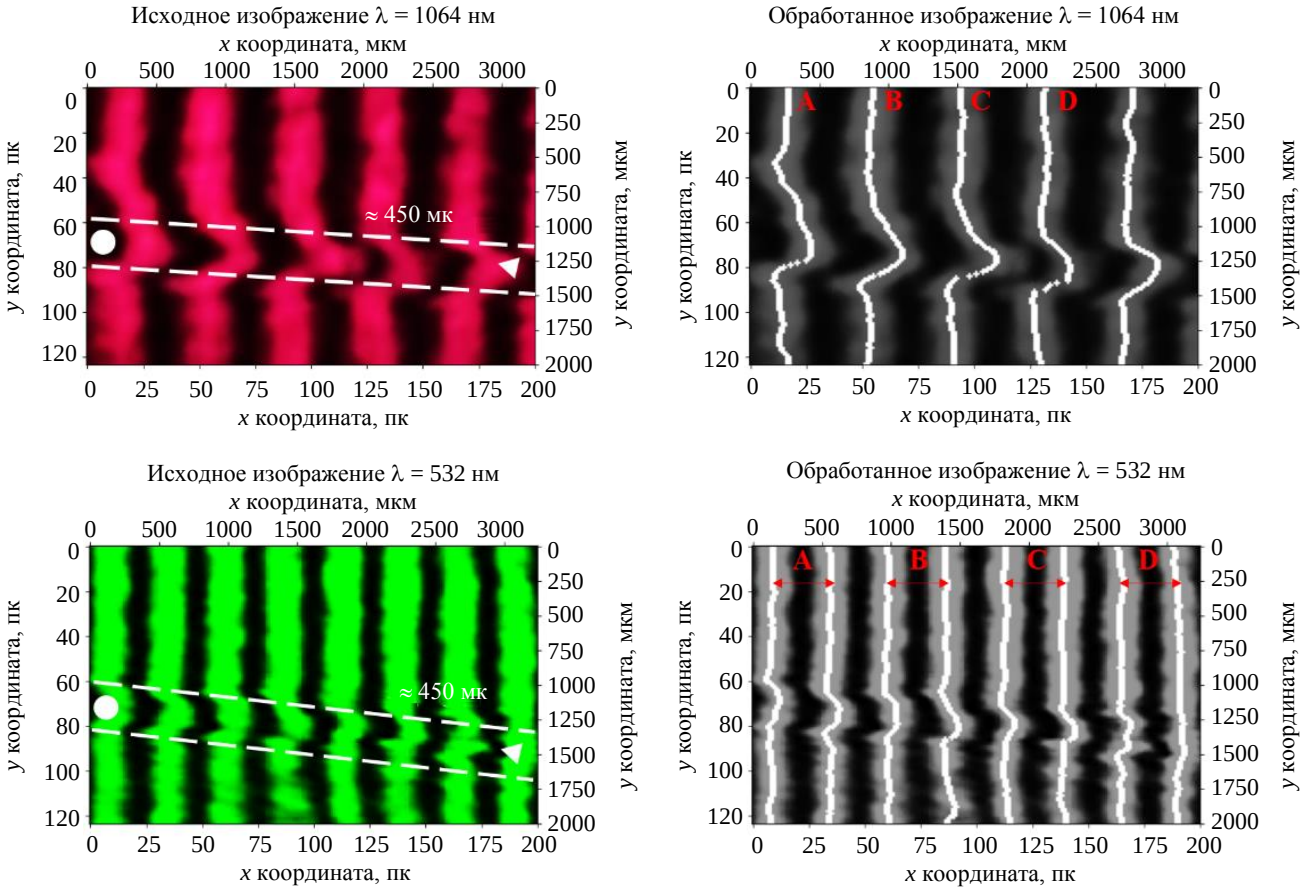


Рис. 2. Интерферограммы и результаты их обработки. Направление катода представлено треугольником, а анода – кругом. Точки, обозначенные символами A, B, C и D, соответствующими определённым полосам и их положению на интерференционной картине

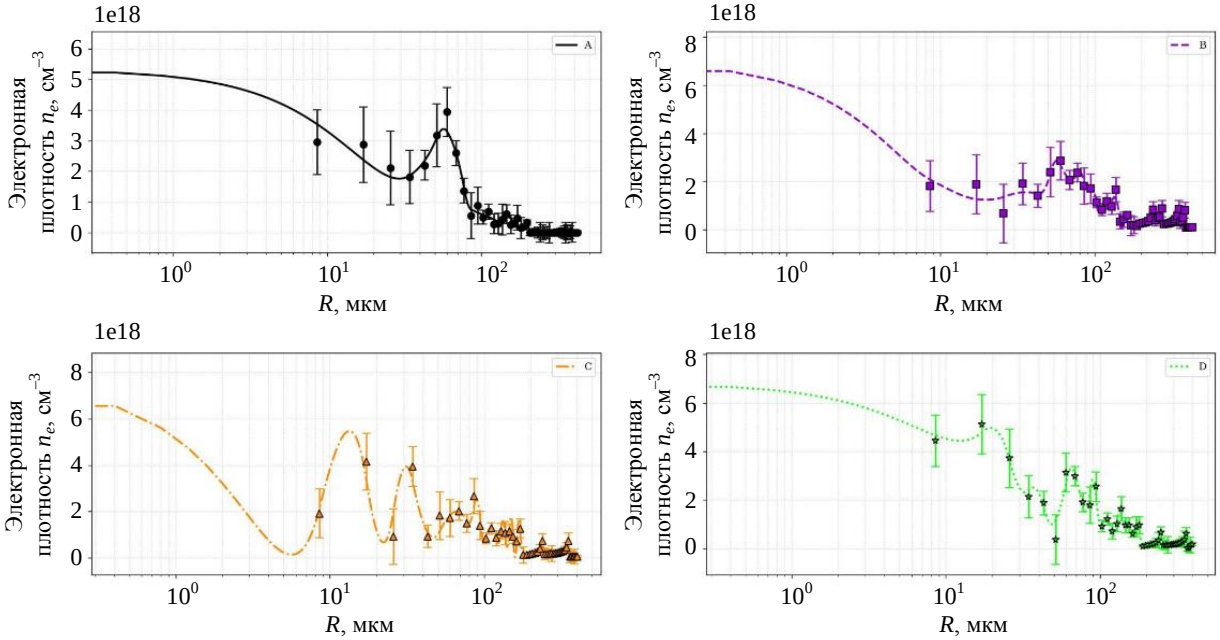


Рис. 3. Радиальные профили электронной плотности $n_e(r)$, восстановленные с помощью обратного преобразования Абеля, отмеченные точками, и их сглаженная аппроксимация взвешенными B-сплайнами показана линиями

Использование сглаживающих B-сплайнов позволило эффективно подавить экспериментальные шумы и восстановить непрерывное пространственное распределение электронной плотности n_e. Максимальное значение электронной плотности достигается в приосевой области 6×10^{18} см$^{-3}$ – 8×10^{18} см$^{-3}$. Наличие характерных локальных скачков плотности на профилях указывает на неоднородную структуру лидерного канала. Оценки погрешностей σ_i вычислялись на основе экспериментальных данных и определялись совокупным вкладом локализации центров интерференционных полос, а также локальной асимметрией поперечного сечения плазменного канала относительно оси абелизации.

На основе восстановленных радиальных профилей электронной плотности $n_e(r)$ (рис. 3) реконструировано двумерное распределение $n_e(x, y)$, характеризующее пространственную структуру плазменного канала (рис. 4). Для построения непрерывной карты по дискретному набору вычисленных значений применялась радиально-базисная интерполяция (Radial Basis Function, RBF) [18, 19]. В рамках данного подхода искомая функция распределения представляется в виде взвешенной суммы радиально-симметричных базисных функций

$$n_e(x,y)=\sum_{i=1}^{N} o_i\,\phi\big((x,y)-(x_i,y_i)\big), \qquad (6)$$

где o_i – весовые коэффициенты, определяемые из системы линейных уравнений, x_i, y_i – координаты исходных точек, а $\phi(r)$ – выбранная радиально-базисная функция. В данном подходе использовалась сглаживающая функция вида

$$\phi(r)=\sqrt{r^2+\varepsilon^2}, \qquad (7)$$

где r – евклидово расстояние между интерполируемой точкой и узлами выборки, а параметр ε задаёт степень сглаживания интерполяции. Полученная двумерная карта электронной плотности $n_e(x, y)$ (рис. 4) позволила визуализировать пространственную структуру плазмы и выявить выраженную пространственную неоднородность плазменного канала. Полученное распределение показывает, что канал разряда характеризуется наличием дискретных областей с повышенной концентрацией электронов. В целом обнаруживается существенная неравномерность параметров плазмы как в поперечном сечении токового шнура, так и вдоль направления его распространения.

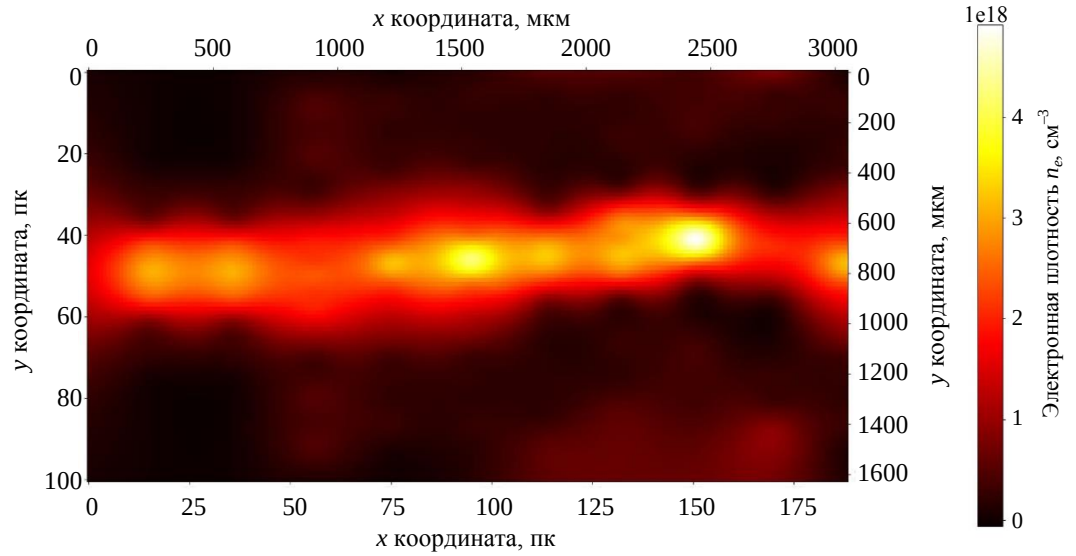


Рис. 4. Восстановленная двумерная карта распределения электронной плотности $n_e(x, y)$ в области плазменного канала, полученная методом радиально-базисной интерполяции

Заключение

В работе представлена комплексная методика анализа интерференционных изображений, получаемых при диагностике быстропротекающих атмосферных газовых разрядов в экспериментальных условиях. Разработанный подход обеспечивает надежное автоматическое детектирование координат центров интерференционных полос, их геометрическую группировку и последующую реконструкцию локальных параметров плазмы.

Предложенный метод основан на совместном использовании обратного преобразования Абеля, сглаживающей B-сплайнов и радиально-базисной интерполяции. Сформулированная расчетная схема позволяет восстанавливать радиальные профили электронной плотности, а также реконструировать двумерные карты пространственного распределения $n_e(x, y)$, детально отражающие структуру и градиенты параметров плазменного канала.

Разработанная методика существенно повышает точность и воспроизводимость результатов оптической диагностики нестационарной плазмы. Предложенный подход может быть эффективно применен для исследования физических процессов на стримерной и лидерной стадиях атмосферного газового разряда, а также адаптирован для широкого класса фундаментальных и прикладных задач диагностики высокотемпературных газодинамических объектов.

Благодарности. *Авторы выражают благодарность Смазновой Христине Тимофеевне за ценный вклад в подготовку экспериментальной диагностики, представленной в данной статье.*

Финансирование работы. *Данная работа финансировалась за счет средств Российского научного фонда (грант № 23-19-00524-П).*

Конфликт интересов. *Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.*

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Petersen D., Bailey M., Beasley W. H., Hallett J.* / J. Geophys. Res. 2008. Vol. 113. № 17. P. D17205. https://doi.org/10.1029/2007JD009036

2. *Rahman M., Cooray V., Ahmad N. A., Nyberg J., Rakov V. A., Sharma S.* / Geophys. Res. Lett. 2008. Vol. 35. № 6. P. L06805; https://doi.org/10.1029/2007GL032678

3. *Bazelyan E. M., Raizer Yu. P.* Lightning Physics and Lightning Protection. – Bristol: Philadelphia: Institute of Physics Publishing, 2000.

4. *Mesyats G. A.* Pulsed Power and Electronics. – Moscow: Nauka, 2004.

5. *Kochkin P. O., van Deursen A. P. J., Ebert U.* / J. Phys. D: Appl. Phys. 2015. Vol. 48. № 2. P. 025205. https://doi.org/10.1088/0022-3727/48/2/025205

6. *Dwyer J. R., Saleh Z., Rassoul H. K., Concha D., Rahman M., Cooray V., Jerauld J., Uman M. A., Rakov V. A.* / J. Geophys. Res. 2008. Vol. 113. № 23. P. D23207. https://doi.org/10.1029/2008JD010315

7. *Зайдель А. Н., Островская Г. В.* Лазерные методы исследования плазмы. – Л.: Наука, 1977.

8. *Romanova V. M., Ivanenkov G. V., Parkevich E. V., Tilikin I. N., Medvedev M. A., Shelkovenko T. A., Pikuz S. A., Selyukov A. S.* / J. Phys. D: Appl. Phys. 2021. Vol. 54. № 17. P. 175201. https://doi.org/10.1088/1361-6463/abdce5

9. *Smaznova Ch. T., Medvedev M. A., Gavrilov S. Yu., Oginov A. V.* / Kvant. Elektron. 2024. Vol. 54. № 11. P. 673–677.

10. *Smaznova Kh. T., Batrakov P. K., Rodionov A. A., Oginov A. V.* / Phys. Rev. E 2026. Vol. 113. № 3. P. 035211. https://doi.org/10.1103/g9b8-f4jf

11. *Baidin I. S., Batrakov P. K., Bolotov Ya. K., Gasratov F. K., Parkevich E. V., Rodionov A. A., Starovoitova P. A., Shpakov K. V., Oginov A. V.* / Teplofiz. Vys. Temp. 2026. Vol. 64. № 1. P. 28–41. https://doi.org/10.7868/S3034610X26010035

12. *Batrakov P. K., Baidin I. S., Rodionov A. A., Oginov A. V.* / Tech. Phys. Lett. 2026. Vol. 52. № 3. P. 21–25. https://doi.org/10.61011/PJTF.2026.03.62177.20469

13. *Komuro A., Natsume C., Ando A.* / Plasma Sources Sci. Technol. 2021. Vol. 30. № 9. P. 095007. https://doi.org/10.1088/1361-6595/ac1def

14. Physical Measurements in Gas Dynamics and Combustion / eds. R. W. Ladenburg, B. Lewis, R. N. Pease, H. S. Taylor. – London: Oxford University Press, 1955.

15. *Gribkov V. A., Nikulin V. Ya., Sklizkov G. V.* / Sov. J. Quantum Electron. 1971. Vol. 1. № 6. P. 60–68. https://doi.org/10.1070/QE1972v001n06ABEH003297

16. *Lalgudi Gopalakrishnan G., Schmidt M.* / Earth Planets Space. 2022. Vol. 74. P. 143. https://doi.org/10.1186/s40623-022-01693-4

17. *Glasser J., Chapelle J., Boettner J. C.* / Appl. Opt. 1978. Vol. 17. № 23. P. 3750–3754. https://doi.org/10.1364/AO.17.003750

18. *Majdisova Z., Skala V.* / Comput. Geosci. 2017. Vol. 109. P. 51–58. https://doi.org/10.1016/j.cageo.2017.08.007

19. *Arora G., KiranBala, Emadifar H., Khademi M.* / J. Egypt. Math. Soc. 2023. Vol. 31. P. 6. https://doi.org/10.1186/s42787-023-00164-3

PACS: 52.70.-m

A Method for Analyzing Interferograms in Two-Wavelength Interferometry of Leader Channels in Atmospheric Discharges

P. K. Batrakov[1*], I. S. Baidin[1], A. A. Rodionov[1], Ya. K. Bolotov[1], F. K. Gasratov[1], P. A. Starovoitova[1,2], M. A. Medvedev[1], Yu. K. Kurilenkov[3], and A. V. Oginov[1]

[1] *P. N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia*
[*] *E-mail: p.batrakov@lebedev.ru*
[2] *HSE University, Moscow, 109028 Russia*
[3] *Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412 Russia*

Received 17.07.2026; revised 28.07.2026; accepted 22.10.2026

The paper presents a methodology for studying the spatial structure of leader channels of atmospheric gas discharges. Based on digital processing of interferograms, including automatic detection of fringe centers, inverse Abel transformation, and radial basis interpolation, two-dimensional maps of the spatial distribution of electron density $n_e(x, y)$ were reconstructed in detail. Characteristic features of the radial structure and density gradients in the discharge channels were identified, confirming the high stability of the proposed comprehensive approach to the diagnostics of non-stationary plasma. The set of the presented results confirms that the developed methodology is applicable to laboratory atmospheric discharges.

Keywords: two-wavelength interferometry, atmospheric electrical discharge.

REFERENCES

1. Petersen D., Bailey M., Beasley W. H., and Hallett J., J. Geophys. Res. **113** (17), D17205 (2008).
2. Rahman M., Cooray V., Ahmad N. A., Nyberg J., Rakov V. A., and Sharma S., Geophys. Res. Lett. **35** (6), L06805 (2008).

3. Bazelyan E. M. and Raizer Yu. P. Lightning Physics and Lightning Protection. Bristol; Philadelphia: Institute of Physics Publishing, 2000.
4. Mesyats G. A. Pulsed Power and Electronics. Moscow: Nauka, 2004 [in Russian].
5. Kochkin P. O., van Deursen A. P. J., and Ebert U., J. Phys. D: Appl. Phys. **48** (2), 025205 (2015).
6. Dwyer J. R., Saleh Z., Rassoul H. K., Concha D., Rahman M., Cooray V., Jerauld J., Uman M. A., and Rakov V. A., J. Geophys. Res. **113** (23), D23207 (2008).
7. Zaidel A. N. and Ostrovskaya G. V. Laser Methods for Plasma Investigation. Leningrad: Nauka, 1977 [in Russian].
8. Romanova V. M., Ivanenkov G. V., Parkevich E. V., Tilikin I. N., Medvedev M. A., Shelkovenko T. A., Pikuz S. A., and Selyukov A. S., J. Phys. D: Appl. Phys. **54** (17), 175201 (2021).
9. Smaznova Ch. T., Medvedev M. A., Gavrilov S. Yu., and Oginov A. V., Kvant. Elektron. **54** (11), 673–677 (2024) [in Russian].
10. Smaznova Kh. T., Batrakov P. K., Rodionov A. A., and Oginov A. V., Phys. Rev. E **113** (3), 035211 (2026).
11. Baidin I. S., Batrakov P. K., Bolotov Ya. K., Gasratov F. K., Parkevich E. V., Rodionov A. A., Starovoitova P. A., Shpakov K. V., and Oginov A. V., Teplofiz. Vys. Temp. **64** (1), 28–41 (2026) [in Russian].
12. Batrakov P. K., Baidin I. S., Rodionov A. A., and Oginov A. V., Tech. Phys. Lett. **52** (3), 21–25 (2026).
13. Komuro A., Natsume C., and Ando A., Plasma Sources Sci. Technol. **30** (9), 095007 (2021).
14. Physical Measurements in Gas Dynamics and Combustion, eds. Ladenburg R. W., Lewis B., Pease R. N., and Taylor H. S. London: Oxford University Press, 1955.
15. Gribkov V. A., Nikulin V. Ya., and Sklizkov G. V., Sov. J. Quantum Electron. **1** (6), 60–68 (1971).
16. Lalgudi Gopalakrishnan G. and Schmidt M., Earth Planets Space **74**, 143 (2022).
17. Glasser J., Chapelle J., and Boettner J. C., Appl. Opt. **17** (23), 3750–3754 (1978).
18. Majdisova Z. and Skala V., Comput. Geosci. **109**, 51–58 (2017).
19. Arora G., KiranBala, Emadifar H., and Khademi M., J. Egypt. Math. Soc. **31**, 6 (2023).

Об авторах

Батраков Павел Кириллович, высококвалифицированный младший научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (ФИАН) (119991, Москва, Россия). E-mail: p.batrakov@lebedev.ru SPIN-код: 6265-4824, AuthorID: 1330126, ORCID ID: 0009-0003-5159-3256, Scopus Author ID: 59451053500

Байдин Иван Сергеевич, к.ф.-м.н., высококвалифицированный научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (ФИАН) (119991, Москва, Россия). E-mail: i.baydin@lebedev.ru SPIN-код: 4215-4937, AuthorID: 1321989, ORCID ID: 0009-0008-7188-4647, Scopus Author ID: 57410222600

Родионов Андрей Александрович, к.ф.-м.н., высококвалифицированный научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (ФИАН) (119991, Москва, Россия). E-mail: rodionovaa@lebedev.ru SPIN-код: 4998-5386, AuthorID: 739643, ORCID ID: 0000-0002-6267-2465

Болотов Ярослав Константинович, высококвалифицированный младший научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (ФИАН) (119991, Москва, Россия). E-mail: ya.bolotov@lebedev.ru ORCID ID: 0000-0001-5179-0223

Гасратов Фарид Кудратович, высококвалифицированный младший научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (ФИАН) (119991, Москва, Россия). E-mail: f.gasratov@lebedev.ru SPIN-код: 6316-3693, AuthorID: 1323014, ORCID ID: 0009-0002-9389-9547, Scopus Author ID: 57223850684

Старовойтова Полина Александровна, младший научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (ФИАН) (119991, Москва, Россия); Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики» (109028, Москва, Россия). E-mail: p.starovoitova@lebedev.ru SPIN-код: 1464-7992, AuthorID: 1332346, ORCID ID: 0009-0006-5180-6495

Медведев Михаил Андреевич, младший научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (ФИАН) (119991, Москва, Россия). E-mail: 0067NW@rambler.ru ORCID ID: 0000-0002-9996-5130, Scopus Author ID: 57193313800

Куриленков Юрий Константинович, к.ф.-м.н., высококвалифицированный старший научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур РАН (125412, Москва, Россия). E-mail: yu.kurilenkov@lebedev.ru SPIN-код: 8645-8675, Author ID: 27108, ORCID ID: 0000-0001-8305-9574, Scopus Author ID: 6603877505

Огинов Александр Владимирович, к.ф.-м.н., высококвалифицированный ведущий научный сотрудник, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (ФИАН) (119991, Москва, Россия). E-mail: oginovav@lebedev.ru SPIN-код: 5658-4468, Author ID: 137426, ORCID ID: 0000-0003-4151-6903

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ПЛАЗМЕННЫЕ МЕТОДЫ
PLASMA PHYSICS AND PLASMA METHODS

УДК 53.043, 533.9.072 PACS: 52.77.-n, 52.77.-j
EDN: WEEVNY

Воздействие мощного микроволнового излучения на порошок из смеси гранул металлов и окислов

© С. А. Майоров[1*], Р. И. Голятина[2]

[1] *Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва, 125412 Россия*
[*] *E-mail: mayorov_sa@mail.ru*
[2] *Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, 119991 Россия*

Статья поступила в редакцию 10.07.2026; после доработки 10.08.2026; принята к публикации 22.10.2026

Выполнен анализ экспериментов с импульсным воздействием излучения гиротрона интенсивностью 30 кВт/см^2 и длительностью порядка 10 мс на границу раздела порошок-воздух атмосферного давления. В составе порошка имелись полидисперсные частицы размером 5–10 мкм из различных металлов (алюминия, меди, железа, серебра или платины) и окислов. Рассмотрена задача о разлете частиц порошка с его поверхности в окружающий газ. Для этого выполнен анализ процессов нагрева гранул разного размера в результате поглощения микроволнового излучения, теплопроводности воздуха, металлических пылинок и окислов, сделаны оценки скорости нагрева пылинок и их разлета в атмосферу из-за повышения давления воздуха в порах порошка.

Ключевые слова: микроволновое излучение, гиротрон, металлические микрочастицы, плазмохимические процессы, граница порошок-воздух, атмосферное давление.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-5-61-68

Введение

Возможность синтеза новых материалов путем воздействия мощного микроволнового излучения на порошки из смеси металлов и диэлектриков привлекает в последние годы большое внимание [1–6]. В частности, в экспериментальных работах [4–6] путем импульсного воздействия излучения гиротрона на порошки разного состава исследовались различные плазмохимические процессы в образующейся взвеси пылинок с окружающим газом с целью синтеза новых материалов. Разлет пылинок с границы раздела порошок-газ в окружающую атмосферу происходит из-за воздействия многих физических факторов: поглощение СВЧ излучения пылинками, их нагрев, повышение давления газа в порах, сдувание пылинок из-за термического расширения газа. На пылинки при этом действуют также силы термофореза из-за температурных градиентов на частице, отталкивания пылинок при их зарядке в плазме (кулоновский взрыв), адгезии пылинок между собой и гравитации.

В настоящей работе рассмотрена задача о разлете порошка с полидисперсными частицами размером 5–10 мкм из различных металлов (алюминия, меди, серебра или платины) и окислов с поверхности реактора при импульсном воздействии излучения гиротрона длительностью меньше 10 мс и интенсивностью 30 кВт/см^2 в воздух атмосферного давления.

В процессе воздействия излучения гиротрона на порошок со свободной границей можно выделить следующие характерные этапы:

1) при воздействии излучения гиротрона на порошок в основном нагреваются металлические частицы, и в начальный момент они неподвижны;

2) нагревание металлических частиц приводит к повышению температуры газа в порах порошка, вытеканию горячего газа из пор порошка в атмосферу и разлету верхнего слоя частиц из-за повышения давления в порах;

3) при продолжающемся излучении гиротрона металлические частицы достигают температуры плавления, и в порах порошка появляются пары из атомов металла;

4) появление паров металла и понижение плотности газа в порах порошка из-за его разогрева улучшают условия для пробоя и возникновения газового разряда, что в свою очередь приводит к появлению у пылинок отрицательного заряда;

5) по окончании импульса разряд тухнет, и частицы взаимодействуют между собой за счет кулоновских сил остаточного заряда на них, столкновений с молекулами газа и силы тяжести, а в объеме над поверхностью порошка начинают происходить сложные плазмохимические реакции синтеза и горения.

При достаточно высокой интенсивности и длительности импульса излучения металлические частицы могут сильно разогреваться, плавиться и кипеть. Внутри порошка при испарении пары металла будут заполнять поры межу пылинками. На свободной границе порошка с атмосферой испарение и кипение частиц порошка будет приводить к образованию облака из паров металла, давление в котором равно атмосферному, а температура равна температуре плавления или кипения металла. Соответственно, числовая плотность паров металла будет примерно на порядок ниже, чем в атмосфере, и приведенная напряженность электрического поля E/N в таком облаке паров металла будет, соответственно, примерно на порядок выше. Поэтому пробой будет возникать именно в точках высокой температуры вблизи металлических частиц на поверхности порошка.

Если мощность и длительность излучения гиротрона достаточно велики для пробоя и возникновения газового разряда, то частицы порошка приобретают электрический заряд, который во многом определяет их динамику из-за взаимодействия с плазмой и между собой [2].

О нагреве металлов микроволновым излучением

При воздействии излучения гиротрона на порошок из смеси полидисперсных частиц в основном будут нагреваться металлические частицы. В металлах при постоянном поле электроны проводимости собираются на поверхности и экранируют электрическое поле. В переменном поле ситуация несколько усложняется из-за того, что электроны проводимости могут не успевать экранировать внешнее поле, и оно проникает лишь на характерную глубину, называемую скин-слоем.

Положим, что зависимость напряженности электрического поля гиротрона имеет вид:

$$E(t) = E_0 \sin\omega t, \qquad (1)$$

где $\omega = 2\pi\nu$, частота гиротрона $\nu = 75$ ГГц. Плотность потока энергии S связана с амплитудой поля волны E_0 соотношением $S_0 = cE_0^2 / 8\pi$ [7]. Соответственно, амплитуда электрического поля определяется только плотностью потока энергии волны и в практических единицах

$$E_0\left[\frac{\text{В}}{\text{см}}\right] = 27,46\sqrt{S_0\left[\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}\right]}. \qquad (2)$$

В поле волны (1) при $S_0 = 3\times10^4 \dfrac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ осцилляторная скорость электрона $V_E = eE_0 / m\omega$ и амплитуда его колебаний $r_E = V_E / \omega$ составляют 174 км/с и 0,38 мкм, соответственно.

Проникновение поля электромагнитной волны (1) в проводящие материалы ограничено скин-слоем, в котором поле в зависимости от расстояния до поверхности z спадает по закону $E(z) = E_0 \exp(-r/\delta)$. Для немагнитных металлов длина скин-слоя определяется следующей зависимостью [8]:

$$\delta[\text{см}] = 5,03\times10^3\sqrt{\rho_0[\text{Ом см}]/\ \nu[\text{Гц}]}, \quad (3)$$

где ρ_0 – удельное сопротивление. Наличие даже малых примесей в металлах может приводить к значительному увеличению их сопротивления и толщины скин-слоя. Свойство некоторых металлов намагничиваться (железо, кобальт, никель с точкой Кюри 770, 1120 и

358 градусов Цельсия, соответственно) приводит к уменьшению значения толщины скин-слоя.

За полупериод волны энергия ее электрической компоненты $E^2/8\pi$ превращается в тепловую энергию материала частицы. Тогда в единичном объеме металла за единицу времени поглощаемая энергия равна:

$$Q_{RF} = \nu E^2/4\pi. \qquad (4)$$

Тепловая энергия от воздействия внешнего микроволнового излучения выделяется в тонком приповерхностном слое металла. Положив, что амплитуда поля в зависимости от расстояния до поверхности z падает по закону $E(z) = E_0 \exp(-z/\delta)$, получаем, что плотность потока энергии, поглощаемая в расчете на единичную площадь поверхности частицы, равна:

$$\Delta S_0 = \delta\nu \cdot \frac{E_0^2}{16\pi} = \frac{\delta}{\lambda} S_0, \qquad (5)$$

т. е. от потока падающей энергии вблизи поверхности поглощается доля скин-слоя в длине волны.

Основные теплофизические характеристики наиболее часто используемых в работах [4–6] металлов приведены в табл. 1. Там же приведено и удельное сопротивление для твердой и жидкой фаз, необходимое для оценки толщины скин-слоя.

Таблица 1

Металл	Al, 13	Fe, 26	Cu, 29	Ag, 47	Pt, 78
M, а.е.м.	27,0	55,8	63,5	108	195
ρ, г/см^3	2,70	7,87	8,92	10,5	21,5
c_p, Дж/(г·К)	0,9	0,46	0,39	0,25	0,14
κ, Вт/(см·К)	2,10	0,59	3,80	4,29	0,71
$\chi = \kappa/\rho c_p$, см^2/с	0,90	0,23	1,14	1,66	0,24
T_{melt}, °C	660	1535	1083	962	1769
T_{boil}, °C	2452	2750	2567	2167	3800
H, Дж/г	390	272	210	88	113
L, Дж/г	10500	4300	4720	2420	2620
$\rho_{0\ solid}$, мкОм·см	2,80	9,8	1,72	1,59	10,7
$\rho_{0\ liquid}$, мкОм·см	25	139	21,5	16,5	55

Характеристики некоторых металлов: атомный вес и плотность ρ, удельная теплоемкость при постоянном давлении c_p, коэффициенты теплопроводности κ и температуропроводности $\chi = \kappa/\rho c_p$, температуры плавления T_{melt} и кипения T_{boil}, удельная энтальпия H и теплота парообразования L, удельное сопротивление в твердой $\rho_{0\ solid}$ и жидкой $\rho_{0\ liquid}$ фазах.

О нагреве круглых металлических частиц микроволновым излучением

В экспериментах [4–6] с нагревом полидисперсных порошков излучением гиротрона содержатся частицы из диэлектриков и металлов разной формы и размеров, которые для оценок могут быть приближены сферическими такого же объема. Уравнение баланса энергии для круглой частицы в сферически симметричном случае имеет вид:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r} r^2 \kappa \frac{\partial T}{\partial r} + Q_{RF}, \qquad (6)$$

где $T = T(r, t)$ – температура, ρ и c_p – плотность и удельная теплоёмкость материала пылинки, κ – коэффициент теплопроводности, $Q_{RF}(r) = \nu E^2(r)/4\pi$ – поглощаемая в единице объема мощность, усредненная по периоду волны.

При постоянных значениях коэффициента теплопроводности, теплоемкости и плотности уравнение (6) при введении замены $u = rT(r, t)$ сводится к уравнению теплопроводности для плоской геометрии:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{r Q_{RF}}{\rho c_p}, \qquad (7)$$

где $\chi = \kappa/\rho c_p$ – коэффициент температуропроводности.

Для решения уравнения теплопроводности необходимо задать начальные и граничные условия. Начальные условия тривиальны, а граничное условие для уравнения теплопроводности (6) в центре частицы определяется из условия симметрии – задается нулевое значение производной. Определение граничных условий для поверхности горячего твердого тела с холодным газом является сложной задачей [8]. Для учета потерь энергии на охлаждение поверхности пылинки газом $Q_{\Delta T}$ и на радиационные потери Q_{rad} используются условия третьего рода, связывающие температуру с ее градиентом.

В общем случае взаимодействие электромагнитной волны со сферической частицей описывается теорией Ми [1–3, 6]. В случае малости параметра $x = \dfrac{\delta}{2\pi\lambda}$ для металлических немагнитных частиц с высокой проводимостью она может быть сведена к задаче экранировки электрического поля током проводимости с пренебрежением влияния переменного магнитного поля на разогрев. Рассмотрим предельные случаи малых и больших по сравнению с длиной скин-слоя частиц.

Нагрев микроволновым излучением металлических частиц, размер которых меньше длины скин-слоя

В случае маленьких по сравнению с длиной скин-слоя металлических частиц $a << \delta$ электроны проводимости в металле успевают полностью экранировать внешнее поле электромагнитной волны, собираясь на ее поверхности. Тогда энергия поля $\dfrac{E_0^2}{8\pi}$ за период волны дважды превращается в тепловую энергию материала частицы и во всем объеме металлической частицы выделяется тепловая энергия, пропорциональная ее объему и мощности греющего излучения. Отметим, что в частицах диэлектрика ослабление поля происходит из-за поляризации атомов или молекул. При этом в диэлектриках перенос электронов за счет действия внешнего поля практически отсутствует, поле не совершает работы, и диэлектрик поэтому практически не греется.

Для маленьких частиц из-за большей теплопроводности металла воспользуемся приближением равномерного прогрева частицы: $T(r, t) = T(t)$. Тогда из уравнения теплопроводности (6) для частиц малого размера получаем уравнение для средней по объему температуры от времени:

$$\rho c_p \frac{4\pi a^3}{3}\frac{dT}{dt} = \frac{4\pi a^3}{3}\frac{\nu E_0^2}{4\pi} - 4\pi a^2\left[\alpha_{\Delta T}\left(T - T_0\right) + \alpha_{BB}\sigma_{\text{SB}}\left(T^4 - T_0^4\right)\right], \quad (8)$$

где $\alpha_{\Delta T}$ – коэффициент теплоотдачи от поверхности твердого тела газу, α_{BB} – коэффициент черноты, σ_{SB} – постоянная Стефана-Больцмана, T_0 – комнатная температура.

На начальном этапе, когда температура металлической частицы мало отличается от комнатной температуры $T(t) - T_0 << T_0$, скорость нагрева пылинки с учетом малости поправок на радиационное излучение и охлаждение газом определяется только поглощаемой во всем объеме мощностью. Температура пылинки в этом приближении растет со временем линейно: $\dfrac{dT}{dt} = \dfrac{\nu E_0^2}{4\pi\rho c_p}$. Отсюда получаем полезную для практических целей оценку времени, за которое пылинка повысит свою температуру в два раза: $\Delta t_{heat} = 4\pi\rho c_p T_0 / \nu E_0^2$, а также грубую оценку времени, за которое пылинка достигнет температуры плавления: $\Delta t_{melt} = 4\pi\rho c_p (T_{melt} - T_0) / \nu E_0^2$. В табл. 2 приведены соответствующие значения скин-слоя и времен нагрева Δt_{heat}, Δt_{melt}.

Таблица 2

Название	Al	Fe	Cu	Ag	Pt
Длина скин-слоя, мкм	0,31	0,58	0,24	0,23	0,60
Δt_{heat}, мс	4,7	7,0	6,8	5,1	5,9
Δt_{melt}, мс	10	37	25	16	35

Длина скин-слоя, характерное время нагревания Δt_{heat}, за которое маленькая пылинка повысит свою температуру в два раза, время до плавления Δt_{melt}.

Отметим, что в рассматриваемых экспериментах [4–6] значения интенсивности пучка греющего излучения являются средними по радиусу пучка значениями, соответственно, интенсивность излучения в центре пучка может быть значительно выше.

О нагреве больших, по сравнению с длиной скин-слоя, металлических частиц

Характерный размер частиц в экспериментах [4–6] с воздействием излучения гиротрона на порошки из различных материалов составлял от 5 до 10 мкм, и для них условие $a << \delta$ не выполняется. Для частиц с радиусом $a >> \delta$ тепловая энергия будет выделяться в приповерхностном слое толщины ~δ/2, в котором в соответствии с (5) будет поглощаться δ/λ доля от плотности потока энергии излучения гиротрона.

Для оценки характеристик прогрева больших частиц рассмотрим задачу о распространении тепловой волны с заданным потоком энергии ΔS_0 на поверхности и постоянным коэффициентом теплопроводности в плоской геометрии. Решение соответствующей автомодельной задачи дает, что внутрь полуплоскости будет идти волна прогрева со скоростью $V_{\text{wave}} \approx \sqrt{\frac{\chi}{t}} \propto 1/\sqrt{t}$, которая определяется только коэффициентом температуропроводности $\chi = \frac{\kappa}{\rho c_p}$. Положение фронта волны прогрева также не зависит от мощности излучения в силу автомодельности задачи:

$$x_{\text{wave}} \approx 2\sqrt{\chi t} \propto \sqrt{t}. \qquad (9)$$

Характерное время прогрева частицы определяется положением фронта волны прогрева и равно: $\tau_{heat} \approx a^2/4\chi$. Рост температуры поверхности пропорционален потоку поглощаемой единичной поверхностью энергии и в приближении плоской геометрии равен:

$$T_s - T_0 = 2\Delta S_0 \sqrt{\frac{t}{\pi \rho c_p \kappa}} = \\ = \Delta S_0 \frac{2\,\delta}{\rho c_p \lambda} \sqrt{\frac{t}{\pi\chi}} \propto \Delta S_0 \sqrt{t}. \qquad (10)$$

Выделяемая в металлических частицах энергия за счет теплопроводности передается газу (воздуху) в порах порошка и далее частицам из диэлектриков (окислам).

Нагрев газа в порах порошка и нагрев диэлектрических частиц при их разлете с границы в атмосферу

После существенного нагрева поверхности металлических пылинок будет происходить нагрев газа в порах порошка и нагрев диэлектрических частиц. Некоторые характеристики наиболее часто использованных в экспериментах диэлектриков Al_2O_3 и SiO_2 приведены в табл. 3, для воздуха $\chi_{air} = 0{,}19$ см^2/с.

Таблица 3

Значения коэффициента температуропроводности, температур плавления и кипения для окислов алюминия и кремния

Название	Al_2O_3, сапфир	Al_2O_3, керамика	SiO_2, кварц	SiO_2, стекло
$\chi = \kappa/\rho c_p$, см^2/с	$3{,}8\times10^{-3}$	$1{,}2\times10^{-3}$	$1{,}4\times10^{-4}$	$8{,}4\times10^{-5}$
T_{melt}, °C	2040	2050	1713	~1000
T_{boil}, °C	2980	2707	2230	2230

Положим, что характерный размер поры по порядку величины равен диаметру сферической пылинки. Тогда для десятимикронной частицы время, за которое волна прогрева газа в поре порошка пройдет это расстояние равно $\tau_{heat} \approx a^2/4\chi_{air}$, что составляет примерно 0,3 мкс. При длительности греющего импульса 10 мс и соотношениях значений коэффициентов температуропроводности металлов, газов и окислов (см. табл. 1 и 3) поглощаемая металлическими частицами тепловая энергия будет достаточно эффективно отводиться че-

рез поры порошка к частицам из диэлектриков. При этом распределение температуры внутри металлических частиц из-за высокой теплопроводности будет практически равномерным, поскольку для них характерное время прогрева $\tau_{heat} \approx a^2 / 4\chi << 1$ мкс.

Рассмотрим энергетический баланс частиц порошка и воздуха в его порах. Поглощаемая в приповерхностном слое металлических частиц порошка энергия будет отводиться не только через поры порошка диэлектрическим частицам, а также в окружающую холодную среду за счет теплообмена с холодным газом и радиационного излучения.

Оценим мощность потерь энергии на охлаждение пылинки атомами холодного газа $Q_{\Delta T}$. Для случая малости их размера по сравнению с длиной свободного пробега атомов газа в предположении полной аккомодации энергии падающих молекул и диффузном законе их отражения получаем формулу для отвода мощности с единицы площади:

$$Q_{\Delta T} = 4\pi a^2 \cdot V_T N_a \left(T_s - T_0\right) \propto a^2, \qquad (11)$$

где V_T – тепловая скорость атомов холодного газа, N_a – плотность молекул воздуха в комнате. Для воздуха атмосферного давления длина свободного пробега составляет 68 нм, поэтому для охлаждения частиц микронных размеров формула (7) неприменима.

Для описания теплообмена между холодной поверхностью твердого тела и горячим газом часто используется эмпирический закон Ньютона-Рихмана, согласно которому, как и в (7), полагается, что тепловой поток от горячего тела к газу пропорционален разнице их температур и площади охлаждаемой поверхности:

$$Q_{\Delta T} = 4\pi a^2 \cdot \alpha_{\Delta T} \left(T - T_0\right) \propto a^2, \qquad (12)$$

где $\alpha_{\Delta T}$ – коэффициент теплоотдачи. Для его определения необходимо знание как теплофизических свойств газа (чисел Рейнольдса, Прандтля, Нуссельта), так и характера течения (ламинарный, турбулентный). Кроме того, коэффициент теплоотдачи зависит также от формы поверхности и направления гравитации, но во многих случаях определение коэффициента теплоотдачи возможно только на основе экспериментальных данных.

Рассмотрим случай переноса тепла от сферы с постоянной температурой поверхности T_s за счет теплопроводности в холодный газ с температурой T_0 в стационарном режиме. Тогда уравнение теплопроводности для зависимости температуры от радиуса $T(r)$ имеет вид:

$$Q_{\Delta T} = 4\pi r^2 \kappa\left(T\right) \frac{\partial T}{\partial r}. \qquad (13)$$

Коэффициент теплопроводности газа не зависит от его плотности, а его зависимость от температуры можно аппроксимировать степенной функцией: $\kappa\left(T\right) = \kappa\left(T_0\right)\left(\frac{T}{T_0}\right)^n$, в приближении Чепмана-Энскога $n = 1/2$. Тогда из решения уравнения (5) при $r > a$ с граничными условиями на поверхности сферы $T(a) = T_s$ и на бесконечности $T(\infty) = T_0$ получаем выражение для плотности потока энергии на поверхности сферы:

$$W_s\left(T_s\right) = \frac{\kappa\left(T_0\right) T_0}{\left(n+1\right) a}\left[\left(\frac{T_s}{T_0}\right)^{n+1} - 1\right]. \qquad (14)$$

В приближении излучения черного тела с поправкой на степень черноты, которая зависит от материала поверхности и степени ее шероховатости, мощность радиационных потерь с поверхности частицы равна:

$$Q_{\text{rad}} = 2\pi a^2 \, \alpha_{BB} \, \sigma_{\text{SB}} \left(T^4 - T_0^4\right) \propto a^2, \qquad (15)$$

где $\alpha_{BB} \approx 0{,}5 \div 1$ – коэффициент черноты, σ_{SB} – постоянная Стефана-Больцмана, T_0 – комнатная температура.

На рисунке приведены плотность потока излучения гиротрона и доля, поглощенная в скин-слое меди, а также потоки энергии за счет охлаждения газом и радиацией в зависимости от разницы температур поверхности металлической частицы и комнатной $T_s - T_0$. До температур плавления и кипения охлаждение газом доминирует над радиационным. Но поскольку теплоемкость газа в порах порошка значительно меньше теплоемкости пылинок, температура газа в порах будет расти.

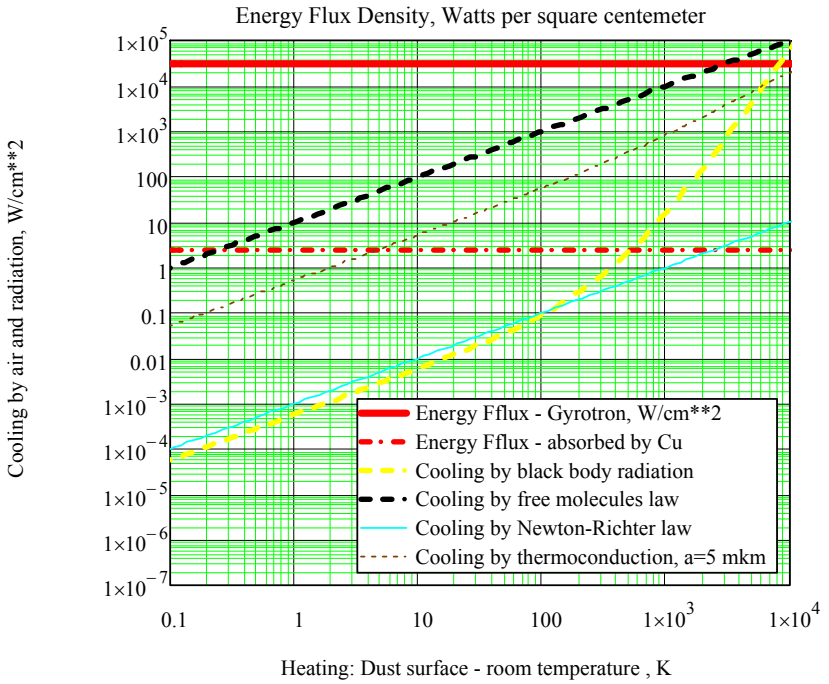


Рис. Зависимости мощности охлаждения с единичной площади поверхности десятимикронной медной пылинки от разницы температур ее поверхности и газа при комнатной температуре

При температуре плавления у магния, кальция, кобальта и никеля давление насыщающего пара составляет величину больше 0,1 % и, соответственно, присутствие легкоионизуемой добавки будет оказывать влияние на зажигание разряда.

При существенном разогреве поверхности пылинок давление газа в порах возрастет и разогретый газ из пор порошка будет вытекать в атмосферу, выталкивая при этом пылинки с поверхности из-за перепада давлений. Если импульс излучения за время существенного разогрева пылинок не закончился, то из-за вытекания разогретого газа из пор порошка в атмосферу его плотность уменьшится, и приведенная напряженность электрического поля E/N может достигнуть пробивных значений (для воздуха атмосферного давления порядка при 300 К это 30 кВ/см или 100 Тд). Тогда в верхних слоях порошка загорится разряд, и пылинки будут приобретать заряд [5].

Простые аналитические оценки по порядку величин повышения давления газа в порах порошка показывают, что верхняя оценка для скорости пылинки, приобретаемой при ее разлете с границы порошок–атмосфера при нагревании газа в порах до 1000 К для меди в экспериментах [4–6] составляет примерно 3 м/с.

Заключение

Рассмотрена задача о разлете порошка с поверхности реактора при импульсном воздействии излучения гиротрона 75 ГГц длительностью меньше 10 мс и интенсивностью 30 кВт в окружающий газ атмосферного давления. В составе порошка имеются металлические пылинки алюминия, меди, железа, серебра или платины размером 5–10 мкм, которые хорошо поглощают излучение. Получены оценки по порядку величин скорости нагрева пылинок для маленьких и больших по сравнению с длиной скин-слоя частиц до температур плавления и кипения, а также сделаны оценки повышения давления газа в порах порошка из-за теплообмена, и определены характерные значения скорости сдувания пылинок потоком расширяющегося газа в атмосферу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Biswas P., Mulholland G. W., Rehwoldt M. C. at al.* / Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2020. Vol. 247. https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2020.106938.

2. *Rybakov K. I., Olevsky E. A., Krikun E. V.* / J. Am. Ceram. Soc. 2013. Vol. 96. P. 1003–1020.

3. *Porch A., Slocombe D., Edwards P. P.* / Chem. Phys. 2013. Vol. 15. P. 2757–2763. https://doi.org/10.1039/c2cp43310a.

4. *Batanov G. M., Borzosekov V., Golberg D. et al.* / J. Nanophotonics. 2016. Vol. 10. P. 012520. https://doi.org/10.1117/1.JNP.10.012520.

5. *Skvortsova N. N., Malakhov D. V., Stepakhin V. D. at al.* / JETP Letters. 2017. Vol. 106. № 4. P. 262–267.

6. *Заклецкий З. А., Андреев С. Е., Соколов А. С.* / Изв. вузов. Радиофизика. 2023. Т. 66. № 17-8. С. 664–673. https://doi.org/10.52452/00213462_2023_66_07_664.

7. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред (серия: "Теоретическая физика", т. 8. – М.: Наука, 1982.

8. *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987.

9. *Бёрд Г.* Молекулярная газовая динамика. – М.: Мир, 1981.

PACS: 52.77.-n, 52.77.-j

On the effect of powerful microwave radiation on powdered mixtures of granular metals and oxides

S. A. Maiorov[1*] and R. I. Golyatina[2]

[1] *Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412 Russia*
[*] *E-mail: mayorov_sa@mail.ru*
[2] *Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia*

Received 10.07.2026; revised 10.08.2026; accepted 22.10.2026

An analysis of experiments with pulsed action of gyrotron radiation with an intensity of 30 kW/cm^2 and a duration of about 10 ms on the interface between powder and air at atmospheric pressure was performed. The powder contained polydisperse particles 5–10 μm in size, consisting of various metals (aluminum, copper, iron, silver, or platinum) and various oxides. The problem of scattering powder particles from its surface into the surrounding gas is considered. For this purpose, heating processes of granules of various sizes due to microwave absorption were analyzed. Estimates were made of the scattering of dust particles into the atmosphere due to an increase in gas pressure in the pores of the powder and the emergence of repulsive forces due to their charging in the plasma (Coulomb explosion).

Keywords: microwave radiation, gyrotron, metal microparticles, plasma-chemical processes.

REFERENCES

1. Biswas P., Mulholland G. W., Rehwoldt M. C. at al., Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. **247**, 106938 (2020). https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2020.106938.
2. Rybakov K. I., Olevsky E. A., and Krikun E. V., J. Am. Ceram. Soc. **96**, 1003–1020 (2013).
3. Porch A., Slocombe D., and Edwards P. P., Phys. Chem. Phys. **15**, 2757–2763 (2013). https://doi.org/10.1039/c2cp43310a.
4. Batanov G. M., Borzosekov V., Golberg D. et al., J. Nanophotonics **10**, 012520 (2016). https://doi.org/10.1117/1.JNP.10.012520.
5. Skvortsova N. N., Malakhov D. V., Stepakhin V. D. at al., JETP Letters. **106** (4), 262–267 (2017).
6. Zakletsky Z. A., Andreev S. E., and Sokolov A. S., Radiophys Quantum El, **66**, 601–609 (2023). https://doi.org/10.1007/s11141-024-10319-6.
7. Landau L. D. and Lifshits Ye. M. Elektrodinamika sploshnykh sred (seriya: "Teoreticheskaya fizika", vol. 8). Moscow: Nauka, 1982 [in Russian].
8. Rayzer Yu. P. Fizika gazovogo razryada. Moscow: Nauka, 1987 [in Russian].
9. Bird G. A. Molecular gas dynamics. Oxford: Clarendon Press, 1976; Moscow: Mir, 1981.

Об авторах

Майоров Сергей Алексеевич, д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН) (125412, Москва, Россия). E-mail: mayorov_sa@mail.ru SPIN-код: 9331-1751, AuthorID: 24761

Голятина Русудан Игоревна, научный сотрудник, Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН (119991, Москва, Россия). AuthorID: 28890

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ПЛАЗМЕННЫЕ МЕТОДЫ
PLASMA PHYSICS AND PLASMA METHODS

УДК 537.525.5 PACS: 52.80.Mg, 52.80.-s
EDN: WHELVV

Исследование масс-зарядового состава плазмы в момент зажигания и погасания вакуумной дуги с медно-хромовыми электродами

© А. Г. Николаев*, В. Д. Гридилев, В. И. Гушенец, В. П. Фролова, Г. Ю. Юшков

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, 634055 Россия
** E-mail: anik-68@mail.ru*

Статья поступила в редакцию 10.06.2026; после доработки 23.06.2026; принята к публикации 22.10.2026
Шифр научной специальности: 1.3.9.

В вакуумных выключателях, устройствах для аварийного отключения тока промышленной частоты амплитудой до десятков килоампер при размыкании контактов неизбежно возникает вакуумная дуга. В данной работе исследовался масс-зарядовый состав плазмы, образующейся при формировании, функционировании и погасании вакуумной дуги с плотностью тока, типичной для вакуумных выключателей. Исследовались два набора медно-хромовых электродов, применяемых в вакуумных выключателях с процентным соотношением меди и хрома – 70 %/30 % и 50 %/50 %, соответственно, при наложении на межэлектродный промежуток аксиального магнитного поля с величиной магнитной индукции около 1 Тл и в случае отсутствия магнитного поля.

Ключевые слова: вакуумная дуга, масс-зарядовый состав, вакуумный выключатель, медно-хромовый электрод.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-5-69-75

Введение

Вакуумные дуги широко распространены в различных электрофизических устройствах. Например, они используются в дуговых напылительных системах для получения функциональных покрытий [1] или в ионных источниках [2, 3] для имплантации материалов [4, 5]. Вакуумная дуга, возникающая при размыкании контактов в сильноточных вакуумных выключателях, приводит к интенсивной эрозии и плавлению этих контактов [6], что требует применения специальных мер, приводящих к эффективному дугогашению в момент окончания полуволны тока [7, 8]. Одним из параметров, влияющих на эффективность дугогашения, является время, необходимое для распада плазмы дуги после прохождения тока дуги через нулевое значение, которое зависит от масс-зарядового состава ионов в такой плазме [9]. Таким образом, исследование состава ионов плазмы вакуумной дуги с плотностью тока на электродах, характерных для вакуумных выключателей, является актуальной прикладной задачей.

Электроды разрядной системы сильноточных вакуумных выключателей, как правило, изготавливаются из медно-хромовых композитов. Такие композиты характеризуются высокой электропроводностью и теплопроводностью, стойкостью контактов к свариванию и высокой эрозионной стойкостью при воздействии дугового разряда [7]. Для увеличения срока службы выключателей может быть использовано наложение аксиального или поперечного магнитного поля, управляющего движением катодных пятен и контролирующего распределение плотности тока на аноде [10, 11]. В данной работе с помощью времяпролетного спектрометра исследовался массово-зарядовый состав дуговой плазмы, образующейся при формировании, функцио-

нировании и погасании вакуумной дуги с плотностью тока, типичной для вакуумных выключателей, с двумя наборами медно-хромовых электродов с различным процентным соотношением меди и хрома в них в отсутствии и в присутствии аксиального магнитного поля.

Экспериментальное оборудование

Схема экспериментальной разрядной системы, моделирующей электроды в вакуумном выключателе, представлена на рис. 1. Вакуумная дуга зажигалась между торцевыми поверхностями двух электродов диаметром 6,3 мм – катода *1* и анодного электрода *2*. Расстояние между ними составляло 4 мм. В экспериментах использовались две пары электродов *1* и *2*, выполненных из композитов на основе меди и хрома с относительным содержанием этих элементов в материале 50/50 % и 70/30 % (далее CuCr50/50 и CuCr70/30). Катод *1* размещался внутри керамической трубки, на внешней стенке которой располагался кольцевой поджигающий электрод *3*. В анодном электроде 2 имелось семь отверстий диаметром 1,5 мм, через которые плазма вакуумной дуги проникала в полый анод *4* и заполняла его. На торце полого анода *4* располагалась трехэлектродная многоапертурная ионно-оптическая система *5* диаметром 10 см, подробно рассмотренная в работе [3], с помощью которой происходило извлечение ионного пучка *6*, состав которого анализировался времяпролетным спектрометром. Импульсное магнитное поле в разрядном промежутке создавалось соленоидом *7* с внутренним диаметром 44 мм. Каркас соленоида *7* находился под плавающим потенциалом относительно других электродов и имитировал защитный экран, которым, как правило, окружены электроды в вакуумном выключателе. Кроме того, внутренняя стенка каркаса и внешняя поверхность анодного электрода были закрыты керамическими изоляторами *8* для предотвращения зажигания дуги на других поверхностях, кроме торцов электродов *1* и *2*.

Экспериментальная разрядная система размещалась на торце вакуумной камеры, откачиваемой до давления 5×10^{-7} Торр. На другом торце вакуумной камеры располагался времяпролетный масс-спектрометр с длиной базы 1 м для анализа масс-зарядового состава плазмы дуги по составу извлеченного ионного пучка. Затвор спектрометра типа Бредбери–Нильсона содержал пять пар концентрических колец, к которым прикладывался отклоняющий ионы высоковольтный импульс напряжения [12]. Для измерения тока, извлеченного из плазмы дуги, использовался перемещаемый магнитоизолированный цилиндр Фарадея с площадью коллимирующего отверстия 10 см^2, расположенный на расстоянии 80 см от ионно-оптической системы.

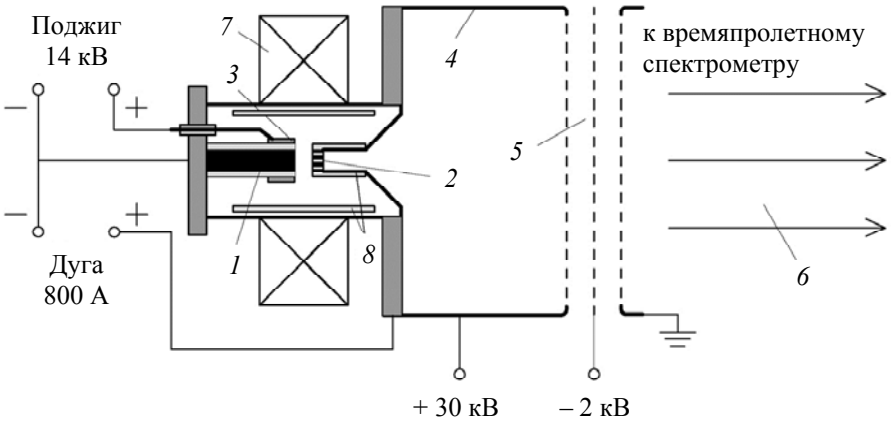


Рис. 1. Схема экспериментальной разрядной системы: 1 – катод, 2 – анодный электрод, 3 – поджигающий электрод, 4 – полый анод, 5 – ионно-оптическая система, 6 – ионный пучок, 7 – соленоид, 8 – керамические изоляторы

Инициирование дуги осуществлялось поджигающим разрядом по торцевой поверхности керамики при приложении высоковольтного импульса (до 14 кВ, 10 мкс) между катодом *1* и поджигающим электродом *2*. Этот разряд инициировал импульс тока вакуумной дуги за счет разряда формирующей *LC*-линии с волновым сопротивлением 1 Ом. Измерения проводились при амплитуде тока дуги $I_{дуги}$ около 800 А и при длительности импульса дуги по основанию $\tau_{имп}$ = 270 мкс. Импульс тока дуги для катода CuCr50/50 приведен на рис. 2 (осциллограмма 1). Импульс имел форму, близкую к прямоугольной, а его передний и задний фронты нарастания и спада тока имели длительности около 50 мкс. Средняя по рабочей поверхности электродов *1* и *2* плотность тока дуги $j_{дуги}$ в середине импульса составляла около 2,5 кА/см^2, что является типичным значением для вакуумных выключателей [8, 9]. Извлечение ионного пучка для анализа состава плазмы времяпролетным спектрометром происходило при подаче на анод, а, следовательно, на электрически соединённый с ним эмиссионный электрод ионно-оптической системы постоянного ускоряющего напряжения 30 кВ. На средний отсекающий электрод подавалось постоянное отрицательное напряжение величиной 2 кВ для отражения вторичных электронов, образующихся под воздействием пучка в результате ионно-электронной эмиссии. В экспериментах использовалось импульсное магнитное поле амплитудой около 1 Тл и длительностью импульса 780 мкс. Дуговой разряд зажигался с задержкой 200 мкс относительно момента начала импульса магнитного поля, при этом изменение величины магнитного поля в течение импульса дуги не превышало 10 %. В случае магнитного поля амплитуда импульса ионного тока на цилиндр Фарадея была почти в 3 раза выше, чем без поля (рис. 2, осциллограммы 2 и 3, соответственно), что свидетельствует о сжатии потока плазмы дуги магнитным полем.

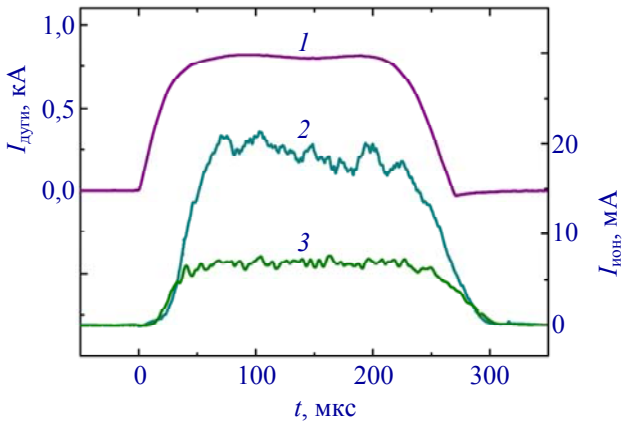


Рис. 2. Импульс тока дуги (1) и ионного тока на цилиндр Фарадея (2, 3) для материала электродов CuCr50/50. B = 1 Тл (2), 0 Тл (3). Ускоряющее напряжение – 30 кВ

Результаты экспериментов и их обсуждение

Масс-зарядовые спектры состава плазмы вакуумной дуги в случае катодов CuCr50/50 и CuCr70/30 в отсутствии магнитного поля и в случае B = 1 Тл при плотности тока 2,5 кА/см^2, измеренные через 200 мкс после инициирования импульса вакуумной дуги, представлены в качестве примера на рис. 3. При такой задержке параметры разряда находятся в квазистационарном состоянии и состав плазмы практически не изменяется. Из спектров (рис. 3) следует, что плазма разряда для двух исследуемых составов электродов без магнитного поля включает в себя ионы меди и хрома с зарядовыми состояниями от 1+ до 3+, а наиболее вероятное зарядовое состояние этих элементов – 2+. При B = 1 Тл в плазме присутствуют более высокие зарядовые состояния Cu^{4+} и Cr^{4+}, а наиболее вероятными состояниями для меди и хрома становятся ионы 3+. В случае магнитного поля в спектре появляется небольшое количество ионов газов из остаточной атмосферы вакуумной камеры – H^+, H_2^+, C^{2+} и O^{2+}.

На основании анализа спектров (рис. 3) можно оценить элементный состав плазмы дуги. Доля ионов каждого типа в плазме определялась по площади каждого пика при его

интегрировании по времени с учетом его зарядового состояния. Доли ионов меди и хрома в плазме вакуумной дуги с катодами из CuCr50/50 и CuCr70/30 совпадают с долями этих элементов в материале катода как в случае наличия, так и при отсутствии магнитного поля.

Зависимости изменения средних зарядовых состояний ионов меди и хрома в плазме в течение импульса вакуумной дуги с катодами из CuCr50/50 и CuCr70/30 в отсутствии и присутствии магнитного поля приведены на рис. 4. Максимальное значение средней зарядности $Q_{ср}$ наблюдается в начале импульса дуги и составляет для обоих материалов катода (при $B = 0$) около 2,9+ – для меди и 3,2+ – для хрома. На переднем фронте импульса в стадии формирования дуги в плазме присутствуют более высокозарядные ионы Cr^{4+} (Cr^{5+} при $B = 1$ Тл), а доля ионов Cu^{3+} и Cr^{3+} (Cu^{4+} и Cr^{4+} при $B = 1$ Тл) выше. Видимо, это связано с более высоким напряжением горения разряда в стадии формирования дуги, поскольку напряжение, приложенное к разрядному промежутку, снижается до установившегося напряжения горения дуги в течение нескольких десятков микросекунд [13, 14]. Соответственно, более высокое напряжение горения определяет более высокую температуру плазмы, при которой ионизационные процессы протекают более интенсивно. Средняя зарядность ионов как меди, так и хрома снижается примерно в 1,7–1,8 раза в течение 100 мкс горения разряда. Затем параметры дуги устанавливаются на характерных для квазистационарного режима значениях – и зарядовый состав плазмы, и, соответственно, средняя зарядность ионов слабо изменяются до конца импульса. При этом $Q_{ср}$ находится в пределах (1,65–1,7)+ – для меди и (1,8–1,85)+ – для хрома. Разница между $Q_{ср}$ меди и хрома составляет примерно 1,1 раза, что совпадает с разницей значений $Q_{ср}$ для одноэлементных катодов из этих материалов [15]. На заднем фронте импульса дуги во время погасания разряда наблюдается дальнейшее снижение $Q_{ср}$ еще примерно в 1,3 раза, что также связано с уменьшением напряжения на разрядном промежутке дуги в этой фазе функционирования разряда.

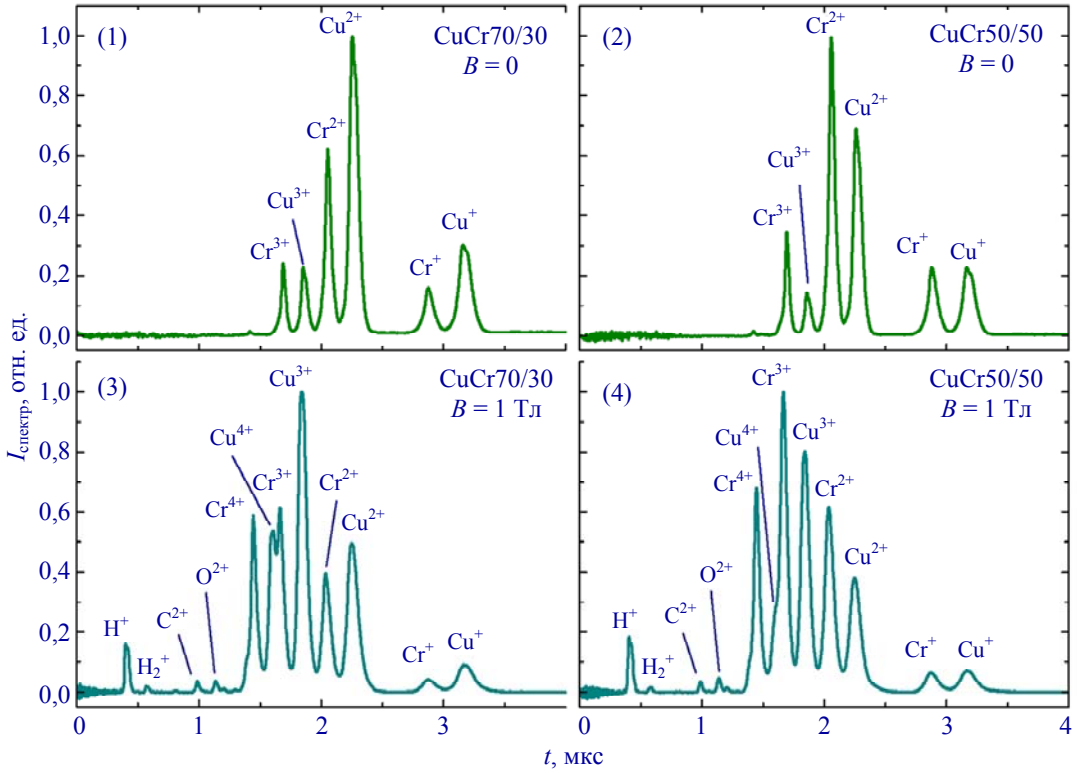


Рис. 3. Масс-зарядовый состав ионов плазмы вакуумной дуги с катодами из медно-хромовых композитов CuCr70/30 (1, 3) и CuCr50/50 (2, 4) без магнитного поля (1, 2) и в магнитном поле B = 1 Тл (3, 4). Плотность тока дуги – 2,5 кА/см^2. Момент измерения – через 200 мкс после начала импульса дуги. Ускоряющее напряжение – 30 кВ

Следует отметить, что $Q_{ср}$ ионов меди и хрома для катодов из CuCr50/50 и CuCr70/30 были близки между собой и различались для этих материалов электродов всего на (2–3) %. Это свидетельствует о том, что распределение ионов по зарядовым состояниям для катодов из двух металлов в основном определяется не соотношением этих металлов в катоде, а распределением потенциалов ионизации каждого из них.

Наложение магнитного поля на разрядный промежуток не изменяет общей картины зависимости масс-зарядового состава плазмы дуги от времени после её зажигания. Как и в случае без магнитного поля напряжение горения разряда снижается до своего квазистационарного значения и $Q_{ср}$ выходит в насыщение приблизительно за те же характерные времена. Как и в случае без магнитного поля, разница в значениях $Q_{ср}$ для ионов меди и хрома обоих материалов катода составляет также около 1,1 раза. Главное отличие состоит в том, что наложение магнитного поля приводит к существенному увеличению доли высокозарядных ионов и средних зарядностей ионов меди и хрома в плазме вакуумной дуги (рис. 4). Кратность увеличения $Q_{ср}$ ионов хрома и меди при наложении магнитного поля, определенная по зависимостям (рис. 4), составила величину примерно 1,6 раза, что коррелируется с кратностями увеличения $Q_{ср}$ для одноэлементных катодов из меди и хрома при такой величине магнитного поля [15, 16].

Такие изменения зарядового состава плазмы композитных катодов и увеличение $Q_{ср}$ обусловлены, по-видимому, теми же факторами, как что и в случае одноэлементных катодов из тех же материалов. Магнитное поле оказывает двойное влияние на плазму дуги. С одной стороны, происходит сжатие потока плазмы в разрядном промежутке магнитным полем, приводящее к росту напряжения горения и увеличению температуры электронов, что приводит к дополнительной ионизации. Как показано в [17], уже при магнитном поле $B \approx 0{,}1$ Тл температура электронов в плазме дуги кратно увеличивается. С другой стороны, сжатие плазмы магнитным полем приводит к увеличению так называемой области «заморозки» – области плотной плазмы вблизи катодного пятна вакуумной дуги, в которой происходит основная ионизация [15, 18].

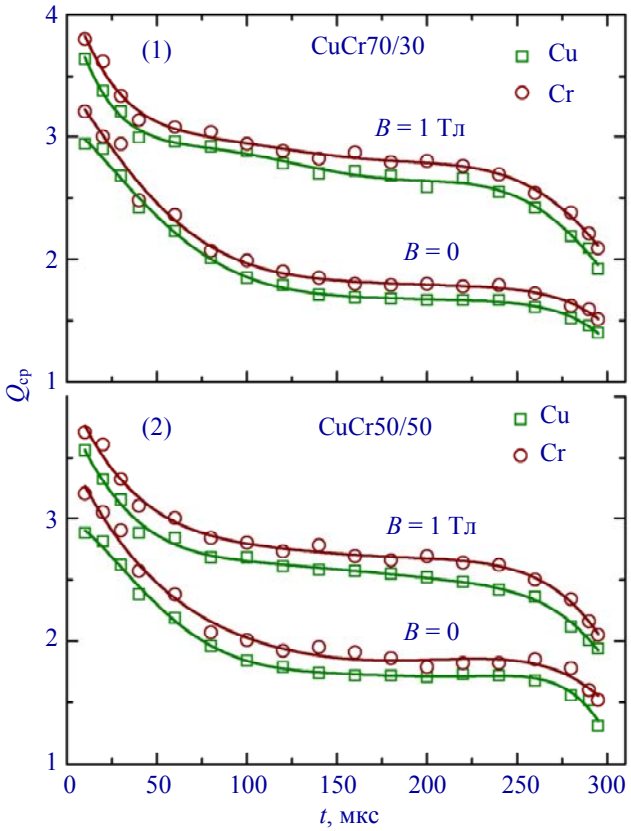


Рис. 4. Средняя зарядность ионов плазмы вакуумной дуги с катодами из медно-хромовых композитов CuCr70/30 (1) и CuCr50/50 (2) от времени, прошедшего после инициирования дуги, без магнитного поля и в магнитном поле B = 1 Тл. Плотность тока дуги – 2,5 кА/см^2, длительность импульса дуги – 270 мкс

Заключение

Была исследована эволюция массово-зарядовых состояний плазмы при зажигании, функционировании и погасании вакуумной дуги с плотностью тока 2,5 кА/см^2, типичной для вакуумных выключателей с катодами, выполненными из меднохромовых композитов с процентными соотношениями Cu/Cr – 70 %/30 % и 50 %/50 % в отсутствии и при наложении на разрядный промежуток магнитного поля величиной до 1 Тл. Показано, что максимальная средняя зарядность регистрируется при зажигании дуги, затем в течение 100 мкс средняя зарядность снижается примерно в 1,7–1,8 раза и больше не изменяется до конца импульса. На заднем фронте импульса дуги во время погасания разряда наблюдается дальнейшее снижение $Q_{ср}$ еще примерно в 1,3 раза. Наложение магнитного поля на разрядный промежуток не изменяет вид зависимости масс-зарядового состава

плазмы дуги от времени после её зажигания, но увеличивает среднюю зарядность примерно в 1,6 раза. Кратность увеличения зарядности при создании магнитного поля близка к значениям, полученным для одноэлементных катодов из меди и хрома. Все изменения зарядового состава плазмы для разных материалов катодов CuCr50/50 и CuCr70/30 слабо различались между собой, что свидетельствует о том, что распределение ионов по зарядовым состояниям для катодов из двух металлов в основном определяется не соотношением доли этих металлов в катоде, а распределением потенциалов ионизации каждого из них.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 26-19-00143 (https://rscf.ru/project/26-19-00143/)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Boxman R. L., Zhitomirsky V. N.* / Review of Scientific Instruments. 2006. Vol. 77. № 2. P. 021101.

2. *Brown I. G.* The Physics and Technology of Ion Sources. 2nd ed. – Villey-VCH, 2004.

3. *Николаев А. Г., Фролова В. П., Юшков Г. Ю.* / Прикладная физика. 2022. № 3. С. 30–36.

4. *Sokullu Urkac E., Oztarhan A., Kaya N., Tihminlioglu F., Ila D., Muntele C., Budak S., Oks E., Nikolaev A., Ezdesir A., Tek Z.* / Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. 2007. Vol. 261. № 1-2. P. 699–703.

5. *Nikolaev A. G., Savkin K. P., Yushkov G. Y., Oks E. M.* / Review of Scientific Instruments. 2014. Vol. 85. № 2. P. 02B501.

6. *Slade P. G.* / IEEE Transactions on Industry Applications. 1997. Vol. 33. № 6. P. 1501–1511.

7. *Забелло К. К., Логачёв А. А., Полуянова И. Н., Школьник С. М.* / Письма в Журнал Технической Физики. 2019. Т. 45. № 8. С. 24–27.

8. *Баринов Ю. А., Забелло К. К., Логачев А. А., Полуянова И. Н., Школьник С. М.* / Прикладная физика. 2025. № 1. С. 11–15.

9. *Gebel R.* / IEEE Transactions on Plasma Science. 1989. Vol. 17. № 5. P. 834–838.

10. *Shkol'nik S. M.* / IEEE Transactions on Plasma Science. 2022. Vol. 50. № 9. P. 2634–2641.

11. *Lamara T., Hencken K., Gentsch D.* / IEEE Transactions on Plasma Science. 2015. Vol. 43. № 5. P. 1798–1805.

12. *Brown I. G., Galvin J. E., MacGill R. A., Wright R. T.* / Review of Scientific Instruments. 1987. Vol. 58. № 9. P. 1589–1592.

13. *Anders A.* / IEEE Transactions on Plasma Science. 2001. Vol. 29. № 2. P. 393–398.

14. *Yushkov G. Yu., Anders A.* / Journal of Applied Physics. 2009. Vol. 105. № 4. P. 043303.

15. *Oks E. M., Anders A., Brown I. G., Dickinson M. R., MacGill R. A.* / IEEE Transactions on Plasma Science. 1996. Vol. 24. № 3. P. 1174–1183.

16. *Николаев А. Г., Окс Е. М., Юшков Г. Ю.* / Журнал Технической Физики. 1998. Т. 68. № 5. С. 39–43.

17. *Galonska M., Hollinger R., Spaedtke P., Krinberg I. A.* / IEEE Transactions on Plasma Science. 2005. Vol. 33. № 5. P. 1542–1547.

18. *Anders A., Yushkov G. Yu., Oks E. M., Nikolaev A. G., Brown I. G.* / Review of Scientific Instruments. 1998. Vol. 69. № 3. P. 1332–1335.

PACS: 52.80.Mg, 52.80.-s

Study of the mass-to-charge composition of plasma at the moment of ignition and extinction of a vacuum arc with copper-chromium electrodes

A. G. Nikolaev*, V. D. Gridilev, V. I. Gushenets, V. P. Frolova, and G. Yu. Yushkov

Institute of High Current Electronics SB RAS, Tomsk, 634055 Russia
** E-mail: anik-68@mail.ru*

Received 10.06.2026; revised 23.06.2026; accepted 22.10.2026

In vacuum circuit breakers, devices for emergency interruption of industrial-frequency currents with amplitudes up to tens of kiloamperes, a vacuum arc inevitably occurs when contacts open. This study investigated the mass-charge composition of the plasma generated during the formation, operation, and extinction of a vacuum arc with a current density typical for vacuum circuit breakers. Two sets of copper-chromium electrodes used in vacuum circuit breakers were studied, with copper and chromium ratios of 70 %/30 % and 50 %/50 %, respectively, with

an axial magnetic field of approximately 1 T applied to the interelectrode gap and in the absence of a magnetic field.

Keywords: vacuum arc ion source, high charge state ions, heavy metal ions, ion beam.

REFERENCES

1. Boxman R. L. and Zhitomirsky V. N., Review of Scientific Instruments **77**, 021101 (2006).
2. Brown I. G. The Physics and Technology of Ion Sources. 2nd ed. Villey-VCH, 2004.
3. Nikolaev A. G., Frolova V. P., and Yushkov G. Yu., Applied Physics, № 3, 30–36 (2022) [in Russian].
4. Sokullu Urkac E., Oztarhan A., Kaya N., Tihminlioglu F., Ila D., Muntele C., Budak S., Oks E., Nikolaev A., Ezdesir A., and Tek Z., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms **261**, 699–703 (2007).
5. Nikolaev A. G., Savkin K. P., Yushkov G. Y., and Oks E. M., Review of Scientific Instruments **85**, 02B501 (2014).
6. Slade P. G., IEEE Transactions on Industry Applications **33**, 1501–1511 (1997).
7. Zabello K. K., Logachev A. A., Shkol'nik S. M., and Poluyanova I. N., Technical Physics Letters **45** (4), 391–394 (2019).
8. Barinov Yu. A., Zabello K. K., Logachev A. A., Poluyanova I. N., and Shkol'nik S. M., Applied Physics, № 1, 11–15 (2022) [in Russian].
9. Gebel R., IEEE Transactions on Plasma Science **17**, 834–838 (1989).
10. Shkol'nik S. M., IEEE Transactions on Plasma Science **50**, 2634–2641 (2022).
11. Lamara T., Hencken K., and Gentsch D., IEEE Transactions on Plasma Science **43**, 1798–1805 (2015).
12. Brown I. G., Galvin J. E., MacGill R. A., and Wright R. T., Review of Scientific Instruments **58**, 1589–1592 (1987).
13. Anders A., IEEE Transactions on Plasma Science **29**, 393–398 (2001).
14. Yushkov G. Yu. and Anders A., Journal of Applied Physics **105**, 043303 (2009).
15. Oks E. M., Anders A., Brown I. G., Dickinson M. R., and MacGill R. A., IEEE Transactions on Plasma Science **24**, 1174–1183 (1996).
16. Nikolaev A. G., Oks E. M., and Yushkov G. Yu., Technical Physics **43** (5), 514–517 (1998).
17. Galonska M., Hollinger R., Spaedtke P., and Krinberg I. A., IEEE Transactions on Plasma Science **33**, 1542–1547 (2005).
18. Anders A., Yushkov G. Yu., Oks E. M., Nikolaev A. G., and Brown I. G., Review of Scientific Instruments **69**, 1332–1335 (1998).

Об авторах

Николаев Алексей Геннадьевич, к.т.н., старший научный сотрудник, Институт сильноточной электроники СО РАН (634055, Томск, Россия). E-mail: anik-68@mail.ru SPIN-код: 5563-9049, AuthorID: 28753

Гридилев Вадим Дмитриевич, аспирант, Институт сильноточной электроники СО РАН (634055, Томск, Россия). E-mail: gridilow@mail.ru SPIN-код: 6421-7599, AuthorID: 1272301

Гушенец Василий Иванович, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт сильноточной электроники СО РАН (634055, Томск, Россия). E-mail: gvi@hcei.ru SPIN-код: 7057-4179, AuthorID: 36339

Фролова Валерия Петровна, к.т.н., научный сотрудник, Институт сильноточной электроники СО РАН (634055, Томск, Россия). E-mail: vfrolova@hcei.ru SPIN-код: 4855-4686, AuthorID: 838120

Юшков Георгий Юрьевич, д.т.н., главный научный сотрудник, Институт сильноточной электроники СО РАН (634055, Томск, Россия). E-mail: gyushkov@mail.ru SPIN-код: 3821-2562, AuthorID: 36337

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ПЛАЗМЕННЫЕ МЕТОДЫ
PLASMA PHYSICS AND PLASMA METHODS

УДК 533.9 PACS: 52.50.Dg
EDN: XCUVEZ

Экспериментальное исследование электрофизических и спектроскопических параметров плазмы тлеющего разряда с микрополым катодом

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

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, Санкт-Петербург, 191181 Россия
** E-mail: eshershunova@ieeras.ru*

Статья поступила в редакцию 03.06.2026; после доработки 16.06.2026; принята к публикации 22.10.2026
Шифр научной специальности: 1.3.13.

Представлены результаты экспериментального исследования электрофизических и спектроскопических параметров плазмы тлеющего разряда с микрополым катодом при прокачке аргоном. Получены экспериментальные зависимости величины выносимого на проводящую мишень заряда от расхода аргона и расстояния до мишени. Снят оптический эмиссионный спектр плазмы внутри реактора с полым микрокатодом, по которому произведена оценка электронной температуры плазмы.

Ключевые слова: газовый разряд, микрополый катод, аргон, диагностика плазмы, перенесенный заряд, мишень, оптический спектр излучения, электронная температура.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-5-76-83

1. Введение

Технологии с использованием холодной плазмы находят применение в различных областях, включая медицину [1–3], химию и биохимию [1, 4], сельское хозяйство [5, 6], обработку материалов [7–9] и др. Особый интерес представляет плазма субмиллиметрового и микронного размера с характерным размером разрядной области единицы-сотни мкм, которая сочетает высокую степень неравновесности. Такие разряды могут быть реализованы либо в реакторах с проводящими электродами, где в катоде имеется полость малого диаметра, через которую осуществляется принудительная прокачка газа для охлаждения электродов и выноса продуктов реакции, либо в реакторах с диэлектрическим барьером на хотя бы одном электроде. Отдельно выделяют разряд с микрополым катодом (РМК), для которого характерно наличие полости микронного размера в катоде, что способствует высокой степени ионизации и созданию плотной плазмы [10, 11]. Особый интерес представляет возможность работы РМК при атмосферном давлении, малые габариты плазменного реактора, низкое энергопотребление и низкое напряжение зажигания [12, 13].

В отличие от механического сверления современные лазерные технологии, оптимальный выбор характеристик пучка и точности фокусировки на поверхности в зависимости от типа материала и его толщины позволяют получать прецизионные отверстия микронного и субмикронного размера, обеспечивая высокую точность позиционирования и повторяемость [14–17]. Такие технологии открывают большие возможности для конструирования и исследования источников микроплазмы.

Стремительное расширение сфер применения плазмы субмиллиметрового и микронного размера [18] требует детального изучения процессов разряда. Параметры такой плазмы, переносимый ею заряд, температура, ее состав зависят от характеристик самого разряда, амплитуды и формы напряжения,

расхода газа, а также от свойств мишени, на которую распространяется струя, выносимая из реактора [19].

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию плазмы, генерируемой в плазменном реакторе с микрополым катодом, прокачиваемым аргоном при постоянном напряжении питания. Особое внимание уделено заряду, выносимому из реактора в зависимости от расхода аргона и расстояния до проводящей мишени. На основании оптического спектра излучения плазмы проведен анализ температуры возбуждения плазмы аргона.

2. Экспериментальная установка

На рис. 1 показана экспериментальная установка, которая детально описана в работе [20]. В качестве источника питания использовался источник постоянного напряжения «Плазон», способный выдавать на выходе напряжение до 30 кВ и ток до 10 мА [21]. Постоянное напряжение подавалось на электроды реактора через токоограничивающий резистор 6,2 МОм.

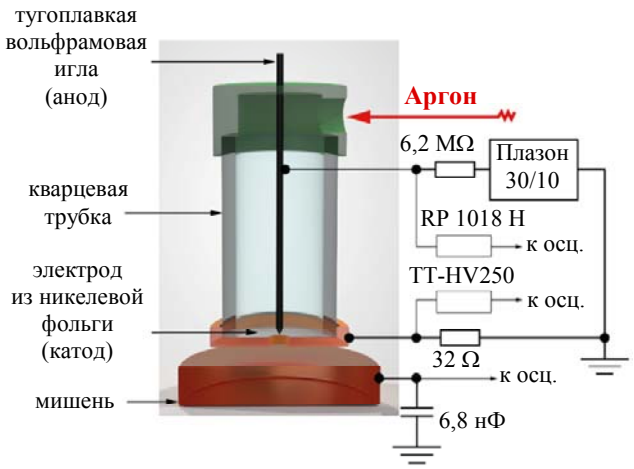


Рис. 1. Экспериментальная установка

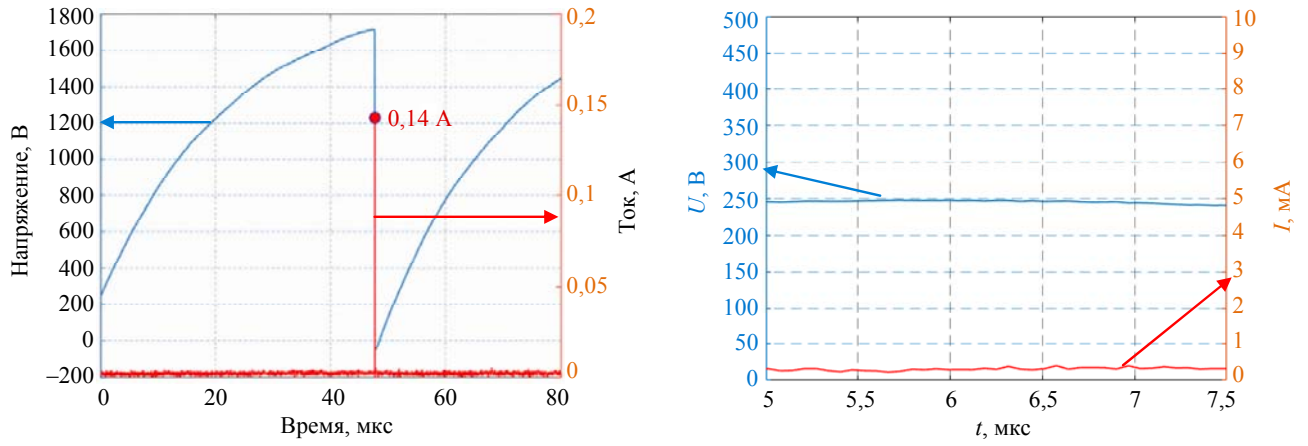
Плазменный реактор представлял собой кварцевую трубку диаметром 24 мм. В центре трубки была установлена тонкая тугоплавкая вольфрамовая игла диаметром 1 мм с радиусом скругления 0,2 мм, которая служила анодом. Катод, расположенный на расстоянии 1 мм от анода, представлял собой лист из никелевой фольги с отверстием по центру диаметром 0,95 мм. Для охлаждения электродов и выноса продуктов реакции использовался аргон атмосферного давления. При расходе газа в единицы литров в минуту скорость прокачки газа через отверстие составляла десятки-сотни м/с.

Для регистрации электрических параметров разряда использовался четырехканальный осциллограф Keysight Technologies, модель DSOX2024A, с полосой пропускания до 200 МГц и частотой дискретизации 1 Гвыб/с. Катод был подключен к земле через резистор сопротивлением 32 Ом. Напряжение на шунте измерялось с помощью пробника напряжения TT-HV250 с коэффициентом деления 100. Ток разряда в реакторе определялся по измеренному падению напряжения на резисторе. Падение напряжения на реакторе измерялось с помощью высоковольтного пробника RP 1018 H с коэффициентом деления 1000. Во время эксперимента изменялось расстояние L (от 2 до 10 мм) между выходом из реактора и проводящей круглой мишенью диаметром $S = 25$ мм. Накопленный на мишени заряд измеряли через падение напряжения на конденсаторе КВИ-3 емкостью 6800 пФ. Напряжение на конденсаторе регистрировалось с помощью пробника напряжения с коэффициентом деления 10.

В зависимости от потребляемого тока были реализованы два режима горения разряда: непрерывный (тлеющий) и самопульсирующий (рис. 2). Режим самопульсирующего разряда (рис. 2*а*) характеризовался высоким напряжением зажигания разряда, приблизительно 1700 В, с амплитудой импульсного тока 140 мА. Частота самопульсации составляла приблизительно 20 кГц. По мере увеличения тока потребления разряд становился тлеющим, переходил в непрерывный режим постоянного тока (рис. 2*б*). Напряжение зажигания в этом случае падало до 250 В. В отличие от самопульсирующего режима для тлеющего режима характерен постоянный ток в диапазоне мА.

Все экспериментальные зависимости в этой работе получены для тлеющего режима.

Оптический спектр излучения разряда регистрировался с помощью оптического спектрометра Brolight BIM-6002, работающего в диапазоне длин волн 200–900 нм с точностью измерения 1 нм. Излучение для анализа заводилось в спектрометр с помощью оптоволокна.



а) *б*)

Рис. 2. Два режима разряда при постоянном напряжении: а) – самопульсирующий, б) – тлеющий

3. Результаты эксперимента

Зависимость величины выносимого заряда от расхода газа и расстояния до мишени

На рис. 3 показана зависимость величины выносимого на мишень заряда от расхода газа в зависимости от расположения мишени, от 2 до 10 мм. Как видно из графика, величина выносимого из реактора заряда может составлять десятки-сотни нКл, что определяется величиной расхода газа и близостью мишени. Результаты показывают, что увеличение скорости прокачки газа и сокращение расстояния до мишени способствуют переносу большего количества заряда к мишени.

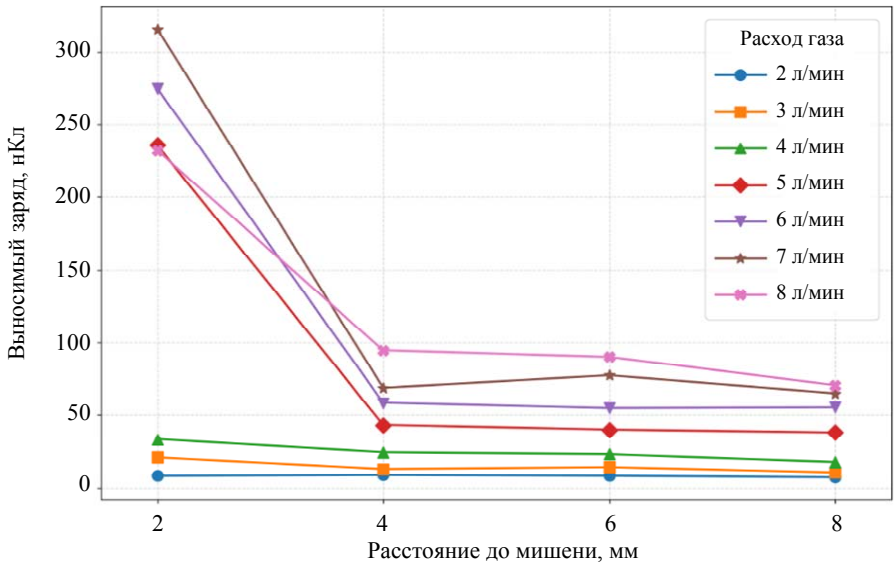


Рис. 3. Зависимость величины выносимого заряда от расстояния до мишени при разном расходе газа

Спектр оптического излучения плазмы

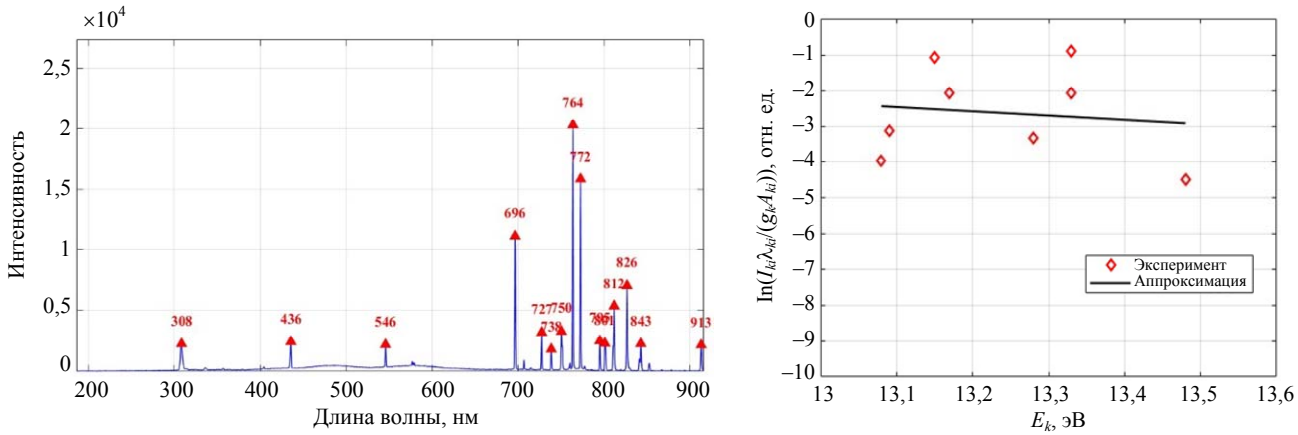
На рис. 4*а* показан спектр оптического излучения аргоновой плазмы в реакторе в тлеющем режиме при расходе аргона 3 л/мин. Как видно из рис. 4, в спектре присутствуют яркие линии высокоэнергичных переходов аргона Ar I (>13 эВ) в диапазоне длин волн 696–850 нм [22], слабая линия иона аргона Ar II (436 нм), присутствует линия OH (308 нм), указывающая на следы воды и слабые линии второй положительной линии азота (337, 356, 380 нм), говорящие о примеси воздуха. При этом, на спектре не наблюдается различимых

линий металлов, вольфрама и никеля, из которых сделаны электроды реактора. Такой спектр говорит о слабой ионизации исследуемой плазмы тлеющего разряда и отсутствии механизма распыления ионов металлов.

В предположении локального термического равновесия для линий аргона Ar I с энергиями верхнего уровня более 105000 1/см (больше 13 эВ) была установлена температура электронов T_e. Предполагалось, что температура возбуждения равна электронной температуре. Согласно [23] такое допущение справедливо для тлеющего разряда с микрополым катодом в аргоне при атмосферном давлении при квантовых числах больше 4.

Метод определения температуры возбуждения основан на построении графика Больцмана, где по оси абсцисс откладывается энергия верхнего уровня E_k, а по оси ординат – величина, определяющаяся как $\log(I_{ki}\,\lambda_{ki}/g_k A_{ki})$, где I_{ki}, λ_{ki}, A_{ki} – интенсивность, длина волны и вероятность перехода с верхнего k- на нижний i-уровень, а g_k – статистический вес верхнего уровня. Спектроскопические параметры линий излучения аргона Ar I перехода 4s-4p представлены в таблице 1.

На рис. 4*б* представлен график Больцмана линий перехода Ar I (4s-4p), экспериментальные значения и линия аппроксимации, полученная методом наименьших квадратов. По наклону графика на рис. 5 установлена электронная температура 9703 K, что сопоставимо со значением электронной температуры микроразрядов в аргоне (порядка 7000 K) при плотности электронов 10^{14} см$^{-3}$ [25].



а) *б*)

Рис. 4. а) – спектр оптического излучения плазмы в аргоне при подаче постоянного напряжения; б) – график Больцмана для перехода линии Ar I (4s-4p)

Таблица 1

Спектроскопические параметры линий излучения аргона Ar I [24]

Длина волны перехода λ_{ki}, нм	Переход	Интенсивность линии перехода I_{ki}, отн. ед.	Вероятность перехода A_{ki}, 1/с	Энергия верхнего уровня E_k, 1/см	Энергия верхнего уровня E_k, эВ	Статистический вес верхнего уровня g_k
696,5	4s-4p	11107	$6{,}4\times10^6$	107496	13,32	3
727,2	4s-4p	3173	$1{,}83\times10^6$	107496	13,32	3
738,3	4s-4p	1784	$8{,}51\times10^6$	107289	13,30	5
750,4	4s-4p	3257	$44{,}5\times10^6$	108722	13,48	5
763,5	4s-4p	20264	$24{,}5\times10^6$	106237	13,17	5
772,4	4s-4p	15851	$11{,}7\times10^6$	107496	13,32	3
794,8	4s-4p	2477	$18{,}6\times10^6$	107131	13,28	3
811,5	4s-4p	5298	$33{,}1\times10^6$	105462	13,08	7
826,4	4s-4p	7018	$15{,}3\times10^6$	107496	13,32	3
842,4	4s-4p	2235	$21{,}5\times10^6$	105617	13,09	2

4. Обсуждение результатов

Полученные экспериментальные данные позволяют установить взаимосвязь между газодинамическими параметрами, электрическими характеристиками разряда и процессами переноса заряда к внешней мишени. В зависимости от тока потребления получены два режима горения разряда: самопульсирующий и непрерывный тлеющий. Переход от самопульсирующего к тлеющему режиму происходит при увеличении тока потребления и сопровождается резким снижением напряжения горения. Такой переход типичен для разрядов с полым катодом и объясняется нагревом катода, изменением вторично-эмиссионных свойств его поверхности и перестройкой структуры катодного слоя [26]. Тлеющий режим обеспечивает стационарные условия генерации плазмы, что критически важно для воспроизводимого дозирования заряда и активных частиц, поэтому все зависимости получены именно в тлеющем режиме.

Измерения показали, что величина заряда, накапливаемого на проводящей мишени, составляет десятки – сотни нанокулон и монотонно растёт с увеличением расхода аргона и с уменьшением расстояния от выходного отверстия реактора до мишени. Эти зависимости имеют чёткое физическое обоснование. Увеличение расхода газа повышает скорость конвективного переноса заряженных частиц из области разряда через отверстие в катоде. Более того, интенсивная прокачка аргона способствует эффективному охлаждению электродов, предотвращая локальный перегрев и снижая термоэлектронную эмиссию, которые могли бы дестабилизировать тлеющий режим. Сокращение расстояния до мишени увеличивает долю ионов, достигающих поверхности без рекомбинации. При малых расстояниях плазменная струя ещё не успевает существенно расшириться, потери заряда минимальны. При увеличении расстояния до мишени до 1 см наблюдается заметное уменьшение величины фиксируемого заряда на мишени, что связано с рассеянием струи, рекомбинацией ионов на фоновых частицах, которые всегда присутствуют вне реактора в открытом воздухе.

Спектроскопические исследования показали наличие интенсивных линий аргона I в диапазоне длин волн 690–850 нм с высокой энергией верхнего уровня перехода, что позволило построить график Больцмана для этих линий. На основании графика определена температура возбуждения, которая дает нижнюю границу электронной температуры и в предположении локального термического равновесия принята равной электронной 0,84 эВ (9703 K). Полученная температура возбуждения сравнима с температурой электронов в микроразряде в аргоне атмосферного воздуха в другой работе [25].

Для количественной оценки механизма переноса заряда была произведена оценка скорости дрейфа ионов в слабом электрическом поле. На основании оптического спектра излучения плазмы можно утверждать, в плазме присутствуют ионы аргона, хоть ионизация плазмы слабая. Исходя из полученной электронной температуры плазмы 0,84 эВ, можно утверждать, что прямая ионизация электронным ударом невозможна, так как для ионизации таким способом требуется гораздо большая энергия (15,76 эВ). Ионы аргона Ar^+, похоже, рождаются путём ступенчатой ионизации при столкновении возбужденных атомов аргона с электронами или с молекулами примесей. Для оценки дрейфовой скорости ионов в плазме при атмосферном давлении использовано значение приведённой подвижности ионов аргона, полученное в работах [27, 28]: $\mu_0 = 1{,}54$ см^2/(В·с). С учетом атмосферного давления и напряженности поля вблизи катода (около 10 Тд) в реакторе получим подвижность ионов аргона 1,69 см^2/(В·с). Тогда скорость дрейфа ионов составляет 42 м/с. Следует, однако, учесть, что поле в реакторе неоднородно. У острия анода поле усиливается и составляет 30–100 Тд. В этой приэлектродной области локальная дрейфовая скорость ионов аргона может достигать сотен м/с, что существенно превышает скорость дрейфа вблизи катода. Полученная скорость дрейфа без учета потерь при расширении струи сравнима с со скоростью истечения аргона из реактора через отверстие: десятки м/с, т. е. практически совпадает со скоростью дрейфа ионов аргона. Таким образом, можно предположить, что за механизм движения плазменной струи к мишени отвечает как механизм конвекции, так и дрейф заряда в электрическом поле. Вблизи реактора, где поле у острия максимально, а поток газа направлен через отверстие, преоб-

ладает скорее всего конвективный механизм выноса заряда, а вблизи мишени, где поле слабое и поток не такой направленный – механизм дрейфа.

5. Заключение

Проведено экспериментальное исследование электрофизических и спектроскопических параметров тлеющего разряда в аргоне атмосферного давления с микрополым катодом с выносом плазмы на проводящую мишень. Показано, что величина заряда, переносимого плазменной струёй на проводящую мишень, составляет от десятков до сотен нанокулон и возрастает с увеличением расхода аргона, а также с уменьшением расстояния от выходного отверстия реактора до мишени, достигая максимума при расстоянии 2 мм и расходе 3 литра в минуту.

На основании рассчитанной скорости дрейфа ионов аргона и величины расхода аргона сделан вывод о том, что перенос заряда от реактора к мишени определяется совместным действием двух механизмов: конвективного выноса потоком газа и дрейфа в электрическом поле, причём вклады этих механизмов сопоставимы. Именно это объясняет наблюдаемую зависимость выносимого заряда, как от расхода газа, так и от расстояния до мишени.

Спектроскопические исследования показали наличие в спектре излучения интенсивных линий атомарного аргона Ar I с энергией верхнего уровня более 13 эВ. Методом построения графика Больцмана определена температура возбуждения, которая в предположении локального термического равновесия принята за электронную температуру. Полученное значение около 9700 K (примерно 0,84 эВ) характерно для неравновесной микроплазмы в аргоне при атмосферном давлении и подтверждает высокую степень неравновесности исследуемого разряда, что особенно ценно для применений, требующих генерации активных частиц при низкой термической нагрузке на обрабатываемый объект.

Разработанный реактор с микрополым катодом, работающий в тлеющем режиме при атмосферном давлении, обладает малыми габаритами, низким энергопотреблением и возможностью управления параметрами плазменной струи. Полученные результаты создают основу для проектирования источников холодной плазмы нового поколения с контролируемыми характеристиками и могут быть использованы в плазменной медицине, тонкой модификации поверхности, сельскохозяйственных технологиях и прецизионной обработке материалов.

Исследование было выполнено в рамках гранта Российского научного фонда № 24-19-00727, https://rscf.ru/project/24-19-00727/.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Wende K. et al.* / Biological Chemistry. 2018. Vol. 400. № 1. P. 19–38.
2. *Laroussi M.* / Frontiers in Physics. 2020. Vol. 8. P. 74.
3. *Bernhardt T. et al.* / Oxidative medicine and cellular longevity. 2019. Vol. 2019. № 1. P. 3873928.
4. *Зиннурова А. Б. и др.* / Сибирский онкологический журнал. 2024. Т. 23. № 6. С. 89–96.
5. *Domonkos M. et al.* / Applied Sciences. 2021. Vol. 11. № 11. P. 4809.
6. *Thirumdas R. et al.* / Trends in food science & technology. 2018. Vol. 77. P. 21–31.
7. *Hnatiuc E. et al.* / 2012 International Conference and Exposition on Electrical and Power Engineering. IEEE, 2012. P. 497–502.
8. *Анисович А. Г. и др.* / Литьё и металлургия. 2019. № 2. С. 85–91.
9. *Тихонов Е. А., Гостев К. В.* / Наука и бизнес: пути развития. 2012. С. 75–78.
10. *Schoenbach K. H. et al.* / Physics of plasmas. 2000. Vol. 7. № 5. P. 2186–2191.
11. *Мошкунов С. И. и др.* / Прикладная физика. 2021. № 5. С. 11. EDN XDVIFB.
12. *Moshkunov S. I. et al.* / Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing. 2021. Vol. 2064. № 1. P. 012032. EDN QMXBMY.
13. *Moshkunov S. I. et al.* / Plasma Physics Reports. 2022. Vol. 48. № 4. P. 449–452. EDN ZRYFGS.
14. *Jeong B. et al.* / Quantum Electronics. 2020. Vol. 50. № 2. P. 201–204.
15. *Tokarev V. N. et al.* / Laser Physics. 2015. Vol. 25. № 5. P. 056003. EDN UFTKWX.
16. *Khomich Y. V., Mikolutskiy S. I.* / Acta Astronautica. 2022. Vol. 194. P. 442–449. EDN JNZNUO.
17. *Zheleznov V. Yu. et al.* / Journal of Communications Technology and Electronics. 2023. Vol. 68. № 9. P. 1061–1066. EDN KAFUBE.
18. *Becker K. H., Schoenbach K. H., Eden J. G.* / Journal of Physics D: Applied Physics. 2006. Vol. 39. № 3. P. R55–R70.
19. *Shershunova E. A., Moshkunov S. I., Khomich V. Y.* / IEEE Transactions on Plasma Science. 2019. Vol. 47. № 11. P. 4909–4914. EDN GODHWB.

20. *Шершунова Е. А. и др.* / Прикладная физика. 2025. № 5. С. 78–84. EDN RXVDSZ.
21. *Romanov K. I. et al.* / Plasma physics and plasma technology (PPPT-11): «Kovcheg». 2025. P. 81–84. EDN TDXWHJ.
22. *Горбунков В. И. и др.* / Динамика систем, механизмов и машин. 2019. Т. 7. № 3. С. 123–130.
23. *Jovović J., Konjević N.* / The European Physical Journal D. 2014. Vol. 68. № 3. P. 60.
24. *Kramida A., Ralchenko Yu., Reader J.* NIST Atomic Spectra Database. Version 5.12 [Электронный ресурс]. NIST ASD Team. – National Institute of Standards and Technology, 2024. URL: https://physics.nist.gov/asd, (дата обращения: 08.04.2026).
25. *Sismanoglu B. N. et al.* / The European Physical Journal D. 2010. Vol. 60. № 3. P. 505–516.
26. *Du B. et al.* / Journal of Physics D: Applied Physics. 2011. Vol. 44. № 12. P. 125204.
27. *McAfee Jr K. B., Sipler D., Edelson D.* / Physical Review. 1967. Vol. 160. № 1. P. 130.
28. *Madson J. M., Oskam H. J.* / Physics Letters A. 1967. Vol. 25. № 5. P. 407–408.

PACS: 52.50.Dg

Experimental study of electrophysical and spectroscopic parameters of a microhollow cathode glow discharge plasma

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

Institute for Electrophysics and Electric Power RAS, St.-Petersburg, 191181 Russia
** E-mail: eshershunova@ieeras.ru*

Received 03.06.2026; revised 16.06.2026; accepted 22.10.2026

This work presents the results of an experimental study on the electrophysical and spectroscopic parameters of a microhollow cathode glow discharge plasma under argon flow. The experimental dependences of the charge transferred to a conductive target on the argon flow rate and the target distance were obtained. The optical emission spectrum of the plasma inside the microhollow cathode reactor was recorded, and the plasma electron temperature was estimated from it.

Keywords: gas discharge, microhollow cathode, argon, plasma diagnostics, transferred charge, target, optical emission spectrum, electron temperature.

REFERENCES

1. Wende K. et al., Biological Chemistry **400** (1), 19–38 (2018).
2. Laroussi M., Frontiers in Physics **8**, 74 (2020).
3. Bernhardt T. et al., Oxidative medicine and cellular longevity **2019** (1), 3873928 (2019).
4. Zinnurova A. B., Siberian Journal of Oncology **23** (6), 89–96 (2024) [in Russian].
5. Domonkos M. et al.,Applied Sciences **11** (11), 4809 (2021).
6. Thirumdas R. et al., Trends in food science & technology **77**, 21–31 (2018).
7. Hnatiuc E. et al. 2012 International Conference and Exposition on Electrical and Power Engineering. 2012, pp. 497–502.
8. Anisovich A. G. et al., Foundry and Metallurgy, № 2, 85–91 (2019) [in Russian].
9. Tikhonov E. A. and Gostev K. V., Science and business: development paths 75–78 (2012) [in Russian].
10. Schoenbach K. H. et al., Physics of plasmas **7** (5), 2186–2191 (2000).
11. Moshkunov S. I. et al., Applied Physics, № 5, 11 (2021) [in Russian]. EDN XDVIFB.
12. Moshkunov S. I. et al., Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing **2064** (1), 012032 (2021). EDN QMXBMY.
13. Moshkunov S. I. et al., Plasma Physics Reports **48** (4), 449–452 (2022). EDN ZRYFGS.
14. Jeong B. et al., Quantum Electronics **50** (2), 201–204 (2020).
15. Tokarev V. N., Cheshev E. A., Bezotosnyi V. V. et al., Laser Physics **25**, 056003 (2015). EDN UFTKWX.
16. Khomich Yu. V. and Mikolutskiy S. I., Acta Astranautica **194**, 442–449 (2022). https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2021.12.022. EDN JNZNUO.

17. Zheleznov V. Yu. et al., Journal of Communications Technology and Electronics **68** (9), 1061–1066 (2023). EDN KAFUBE.
18. Becker K. H., Schoenbach K. H., and Eden J. G., Journal of Physics D: Applied Physics **39** (3), R55–R70 (2006).
19. Shershunova E. A., Moshkunov S. I., and Khomich V. Y., IEEE Transactions on Plasma Science **47** (11), 4909–4914 (2019). EDN GODHWB.
20. Shershunova E. A. et al., Applied Physics, № 5, 65–70 (2025) [in Russian]. EDN UUNYOR.
21. Romanov K. I. et al., Plasma physics and plasma technology (PPPT-11): «Kovcheg» 81–84 (2025). EDN TDXWHJ.
22. Gorbunkov V. I. et al., Dinamika sistem, mexanizmov i mashin **7** (3), 123–130 (2019) [in Russian].
23. Jovović J. and Konjević N., The European Physical Journal D **68** (3), 60 (2014).
24. Kramida A., Ralchenko Yu., and Reader J. NIST Atomic Spectra Database. Version 5.12. NIST ASD Team. National Institute of Standards and Technology, 2024. URL: https://physics.nist.gov/asd
25. Sismanoglu B. N. et al., The European Physical Journal D **60** (3), 505–516 (2010).
26. Du B. et al., Journal of Physics D: Applied Physics **44** (12), 125204 (2011).
27. McAfee Jr K. B., Sipler D., and Edelson D., Physical Review **160** (1), 130 (1967).
28. Madson J. M. and Oskam H. J., Physics Letters A **25** (5), 407–408 (1967).

Об авторах

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

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

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

ФИЗИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ
PHYSICAL SCIENCE OF MATERIALS

УДК 546.47/49-121:546.24
EDN: IOXZRU
PACS: 81.05.Dz;81.15Gh; 73.40.-c;
61.72sh;82.80/Rt

Исследование профиля состава и электрофизических параметров гетероструктур $Cd_xHg_{1-x}Te/Cd_{0,96}Zn_{0,04}Te$

© А. В. Чилясов[1*], А. Н. Моисеев[1], В. С. Евстигнеев[1], М. Н. Дроздов[2], И. А. Денисов[3], А. А. Трофимов[4]

[1] *Институт химии высокочистых веществ им. Г. Г. Девятых Российской академии наук, Н. Новгород, 603951 Россия*
[*] *E-mail: chil@ihps-nnov.ru*
[2] *Институт физики микроструктур Российской академии наук, Н. Новгород, 603950 Россия*
[3] *АО «Гиредмет», Москва, 111524 Россия*
[4] *АО «НПО «Орион», Москва, 111538 Россия*

Статья поступила в редакцию 21.05.2026; после доработки 15.07.2026; принята к публикации 22.10.2026
Шифр научной специальности: 1.3.11., 1.4.1., 2.2.2.

Исследованы профиль элементного состава и электрофизические параметры гетероструктур $Cd_xHg_{1-x}Te/Cd_{0,96}Zn_{0,04}Te$. В качестве летучих прекурсоров использовали высокочистые диметилкадмий, диэтилтеллур, диизопропилтеллур и металлическую ртуть. В подобранных условиях получены слои $Cd_xHg_{1-x}Te$ с x = 0,26–0,32 и толщиной 3–8 мкм. Концентрация и подвижность носителей заряда в слоях при температуре 77 К составляла (5–400)×10^{15} $см^{-3}$ и 150–400 $см^2/(В·с)$, соответственно. Исследования методом вторично-ионной масс-спектрометрии подтвердили наличие в слоях областей с повышенным содержанием лития. Примесь лития является акцептором в $Cd_xHg_{1-x}Te$ и может определять его тип проводимости и холловскую концентрацию носителей заряда. Наиболее вероятным источником лития в слоях является подложка $Cd_{0,96}Zn_{0,04}Te$.

Ключевые слова: $Cd_xHg_{1-x}Te$, КРТ, MOCVD, подложки $Cd_{0,96}Zn_{0,04}Te$, холловские концентрация и подвижность носителей заряда в $Cd_xHg_{1-x}Te$, ВИМС, примесь лития, неоднородное распределение примеси.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-5-84-88

Введение

Эпитаксиальные слои $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) на различных подложках широко используются в современной ИК-технике для изготовления матричных фотоприемных устройств (МФПУ). Наилучшие параметры слоев обеспечивают согласованные по параметру решетки подложки CdZnTe (3–5 % мол. ZnTe). Преимущества метода химического осаждения из паров металлорганических соединений (MOCVD) – производительность, технологическая гибкость, возможность получения сложных многослойных структур высокого качества с умеренной стоимостью – позволяют некоторым зарубежным фирмам использовать этот метод для серийного производства МФПУ на основе КРТ (Leonardo MW Ltd, Vigo System S. A.) [1, 2]. Среди недостатков подложек CdZnTe отмечаются их высокая стоимость, небольшие размеры, хрупкость и невоспроизводимость электрофизических свойств слоев КРТ на них, связанная с диффузией примесей из подложки [3, с. 80, 116].

Целью настоящей работы являлось получение MOCVD-методом на изотипных подложках CdZnTe нелегированных эпитаксиальных слоев КРТ и исследование профиля элементного состава по глубине гетероструктур.

Аппаратура, методика проведения экспериментов, методы исследования слоев

Осаждение слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$ производили из паров высокочистых диметилкадмия, диэтилтеллура, диизопропилтеллура и ртути в потоке водорода при общем давлении 0,2 атм. и температуре 350–360 °С, как описано в [4]. Использовали экспериментальные подложки CdZnTe (211)B, изготовленные из монокристаллов АО «Гиредмет» и прошедшие химико-механическую полировку в АО «НПО «Орион». Поверхность подложек CdZnTe перед эпитаксией травили в полирующем растворе Br_2 (0,5 % об.) в CH_3OH, промывали в изопропиловом спирте, затем – в бидистиллированной воде. Использовали метиловый спирт ос. ч. («ХИММЕД») и изопропиловый спирт ос. ч. 11-5 (ЗАО «ЭКОС-1»).

Отжиг подложки для удаления поверхностного окисного слоя проводили при температуре 380 °С в потоке водорода.

Профили элементного состава по толщине структур исследовали методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС). Регистрацию спектров ВИМС производили на время-пролетном масс-спектрометре вторичных ионов TOF.SIMS-5. Для распыления образцов использовали ионы Cs^+. Концентрационные профили были получены с использованием импульсного ионного пучка Bi_3^+ с энергией 25 кэВ. В силу отсутствия эталонов концентрация примесей определена в условных единицах. После анализа ВИМС глубина кратеров измерялась на оптическом профилометре TALYSURF CCI-2000.

Подвижность и концентрацию основных носителей заряда в слоях определяли из измерений эффекта Холла методом Ван дер Пау при комнатной температуре и температуре жидкого азота в магнитном поле с индукцией 1 Тл.

Результаты и их обсуждение

В работе были получены слои КРТ с $x = 0{,}26$–$0{,}32$ и толщинами в диапазоне от 3 до 8 мкм. Исследование холловской концентрации и подвижности основных носителей заряда слоев КРТ при комнатной температуре показало n-тип проводимости с $n = 7\times10^{16}$–4×10^{17} см$^{-3}$ и $\mu = 5\times10^3$–150 см^2/(В·с). При температуре жидкого азота часть образцов показала p-тип проводимости с повышенной концентрацией дырок $p = (1\text{–}4)\times10^{17}$ см$^{-3}$ и $\mu = 150$–200 см^2/(В·с), другая часть – p-тип проводимости с $p = (5\text{–}50)\times10^{15}$ см$^{-3}$ и $\mu = 400$–200 см^2/(В·с). Результаты измерения концентрации носителей заряда в слоях КРТ указывают на возможность присутствия в некоторых из них неконтролируемых примесей.

Был исследован профиль элементного состава по толщине структур с высокой концентрацией носителей заряда $p_{77} \sim 1\times10^{17}$ см$^{-3}$. Показано, что в положительно заряженных ионах (рис. 1) на поверхности образца и в приповерхностной зоне, а также переходной области подложка-слой регистрируется высокая интенсивность вторичных ионов примеси лития, а в отрицательно заряженных ионах (рис. 2) в приграничной к переходу подложка-слой области в заметно меньшем количестве регистрируются примеси галогенов (F, Br, Cl), углерода, водорода, серы и кислорода.

Примесь лития в КРТ является быстродиффундирующим однозарядным акцептором [3, с. 320; 5–8] и скорее всего попадает в КРТ из подложки, хотя в объеме подложки содержание ее ниже предела определения TOF.SIMS-5 (порядка 5×10^{16}–1×10^{17} ат·см$^{-3}$ или $(4\text{–}7)\times10^{-4}$ % ат. в данном режиме измерений). Примеси галогенов в КРТ являются однозарядными донорами [3, с. 322; 7, 8] и, видимо, попадают в слои с недостаточно отмытой после химико-механической полировки поверхности CdZnTe, поскольку полирование подложек велось с использованием водного раствора гипохлорита натрия. Примеси углерода, водорода и серы являются остатками полировальной смолы, а присутствие примесей фтора и кислорода – это следствие повышенного фона по этим элементам в камере прибора.

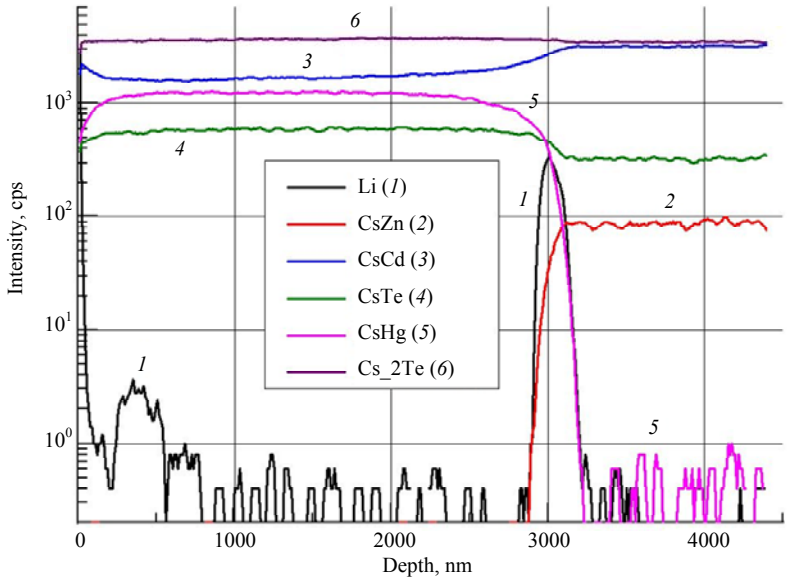


Рис. 1. ВИМС-профиль гетероструктуры $Cd_{0,3}Hg_{0,7}Te/Cd_{0,96}Zn_{0,04}Te$ (211)B в положительных ионах

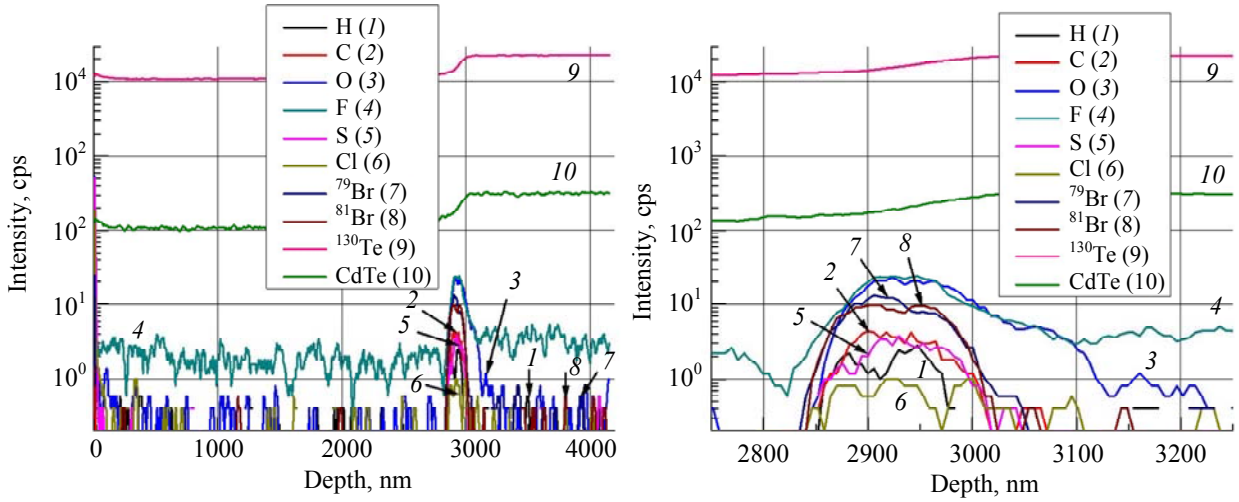


Рис. 2. ВИМС-профиль гетероструктуры $Cd_{0,3}Hg_{0,7}Te/Cd_{0,96}Zn_{0,04}Te$ (211)B в отрицательных ионах. На рисунке справа более подробно показана область гетерограницы слой-подложка

Аналогичное поведение примеси лития в слоях КРТ отмечено в работе [9]. Нелегированные слои КРТ толщиной 8–18 мкм осаждали на подложках CdTe жидкофазной эпитаксией, профиль концентрации Li по толщине образцов изучали методом ВИМС. Источником загрязнения слоев КРТ примесью Li являлись подложки CdTe. Обнаружено неоднородное распределение Li в пленках КРТ. На поверхности образцов и границе раздела слой-подложка наблюдались «всплески» концентрации Li (до 10^3–10^4 усл. ед.). Отмечено, что примесь лития концентрировалась в областях слоя КРТ, богатых нарушениями структуры (поверхность слоя, граница раздела подложка-слой, включения, нарушения в результате ионной имплантации и т. д.). Авторы предложили уменьшать концентрацию Li в структурах путем частичного стравливания их поверхностного слоя. Холловская концентрация дырок в КРТ (x = 0,3) менялась на порядок (с ~2×10^{17} до ~2×10^{16} см$^{-3}$) в зависимости от толщины химически стравленного слоя (2–6 мкм), что согласовывалось с результатами ВИМС.

В работе [4] проводилось определение концентрации примесей Li и Cu в использованных подложках CdZnTe методом ICP AES. Из трех проанализированных подложек CdZnTe в двух из них обнаружены примеси Cu и Li на уровне $(1–2)\times10^{-4}$ и $(2–6)\times10^{-4}$ % ат. соответственно, распределенных по объему образцов неоднородно. В третьей подложке эти примеси находились ниже предела обнаружения ($<7\times10^{-5}$ % ат.). Примесь меди в подложках CdZnTe в настоящей работе не обна-

ружена из-за недостаточной чувствительности метода ВИМС (порядка $n\times10^{16}$ ат.·см$^{-3}$ или $n\times10^{-4}$ % ат.). Cu и Li являются быстродиффундирующими акцепторами в КРТ и часто лимитируют его электрофизические параметры [9, 10]. Суммарное содержание примесей Cu и Li в некоторых использованных нами подложках CdZnTe на уровне $(3–8)\times10^{-4}$ % ат. при переходе их в слой КРТ может, в принципе, объяснить *p*-тип проводимости слоев КРТ с концентрацией акцепторов при 77 К на уровне конца 10^{16} – начала 10^{17} см$^{-3}$.

Заключение

Методом ВИМС качественно подтверждено наличие в слоях КРТ областей с повышенным содержанием акцепторного лития, который может определять *p*-тип проводимости и холловскую концентрацию носителей заряда в слоях. Эта примесь распределена неоднородно по слою КРТ. Литий концентрируется прежде всего на границах раздела гетероструктуры (поверхность слоя, интерфейс слой-подложка) и частично может быть компенсирован в области, прилегающей к подложке, примесями доноров – галогенов, источником которых, скорее всего, является недостаточно отмытая поверхность полированных подложек. Наиболее вероятным источником лития в слоях КРТ являются подложки CdZnTe, в некоторых из которых методом ICP-AES эта примесь обнаружена на уровне $(2–6)\times10^{-4}$ % ат.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме НИР FFSR-2025-0004 при поддержке проекта РНФ 22 12 00298-П. В работе использовалось оборудование ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Baker I., Hipwood L., Maxey C., Weller H., Thorne P.* / SPIE Newsroom. 2012. https://doi.org/10.1117/2.1201211.004557.

2. *Madejczyk P. Gawron W., Keblowski A., Mlynarczyk K., Stepien D., et al.* / J. Electron. Mater. 2020. Vol. 49. № 11. P. 6908–6916.

3. Mercury Cadmium Telluride. Growth, Properties and Applications / Ed. Capper P., Garland J. – John Wiley and Sons, Ltd., 2011.

4. *Чилясов А. В., Моисеев А. Н., Евстигнеев В. С., Костюнин М. В., Денисов И. А., Трофимов А. А.* / Неорган. материалы. 2025. Т. 61. № 1–2. С. 26–32.

5. *Wijewarnasuriya P. S., Sou I. K., Kim V. J. Mahavadi K. K., et al.* / Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 51. № 24. P. 2025–2027.

6. *Boukerche M., Wijewarnasuriya P. S., Sivananthan S., Sou I. K., Kim V. J., et al.* / J. Vac. Sci. Technol. 1988. Vol. A6. № 4. P. 2830–2833.

7. *Capper P.* / J. Cryst. Growth. 1982. Vol. 57. P. 280–299.

8. *Chu J., Sher A.* Device Physics of Narrow Gap Semiconductors. Microdevices: Physics and Fabrication Technologies. – New York: Springer, 2010. P. 10–13.

9. *Bubulac L. O., Tennant W. E., Riedel R. A., Bajaj J., Edwall D. D.* / J. Vac. Sci. Technol. 1983. Vol. 1. № 3. P. 1646–1650.

10. *Tower J. P., Tobin S. P., Norton P. W., et al.* / J. Electron. Mater. 1996. Vol. 25. № 8. P. 1183–1187.

PACS: 81.05Dz:81.15Gh:73.40.-c:61.72sh:82.80/Rt

Study of the composition profile and electrophysical parameters of $Cd_xHg_{1-x}Te/Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te$ heterostructures

A. V. Chilyasov[1*], A. N. Moiseev[1], V. S. Evstigneev[1], M. N. Drozdov[2], I. A. Denisov[3], and A. A. Trofimov[4]

[1] *G. G. Devyatykh Institute of Chemistry of High-Purity Substances of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, 603951 Russia*

[*] *E-mail: chil@ihps-nnov.ru*

[2] *Institute for Physics of Microstructures of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, 603950 Russia*

[3] *GIREDMET R&P Association, Moscow, 111524 Russia*

[4] *RD&P Center ORION, JSC, Moscow, 111538 Russia*

Received 21.05.2026; revised 15.07.2026; accepted 22.10.2026

The results of the study of the composition profile and electrophysical parameters of $Cd_xHg_{1-x}Te/Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te$ heterostructures are presented. High-purity dimethylcadmium, diethyltellurium, diisopropyltellurium and metallic mercury were used as volatile precursors. $Cd_xHg_{1-x}Te$ layers with x = 0.26–0.32 and a thickness of 3–8 microns under selected growth conditions were obtained. The concentration and mobility of charge carriers in the layers was $p = (5–400)\times10^{15}$ cm^{-3} and 150–400 $cm^2/(V\cdot s)$ at 77 K, respectively. SIMS studies confirmed the presence of regions with elevated lithium content in the $Cd_xHg_{1-x}Te$ layer. Lithium impurity acts as an acceptor in $Cd_xHg_{1-x}Te$ and can determine the conductivity type and the Hall concentration of charge carriers. The $Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te$ substrate is the most likely source of lithium in the layers.

Keywords: $Cd_xHg_{1-x}Te$, MOCVD, $Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te$ substrates, Hall concentration and mobility of charge carriers in $Cd_xHg_{1-x}Te$, SIMS, lithium impurity, non-uniform distribution of impurities.

REFERENCES

1. Baker I., Hipwood L., Maxey C., Weller H., and Thorne P., SPIE Newsroom, 2012. https://doi.org/10.1117/2.1201211.004557
2. Madejczyk P., Gawron W., Keblowski A., Mlynarczyk K., Stepien D., et al., J. Electron. Mater. **49** (11), 6908–6916 (2020).
3. Mercury Cadmium Telluride. Growth, Properties and Applications / Ed. Capper P., Garland J. John Wiley and Sons, Ltd, 2011.
4. Chilysov A. V., Moiseev A. N., Evstigneev V. S., Kostunin M. V., Denisov I. A., and Trofimov A. A., Neorganicheskie Materialy **61** (1–2), 26–32 (2025) [in Russian]. https://doi.org/10.31857/S0002337X25010039
5. Wijewarnasuriya P. S., Sou I. K., Kim V. J., Mahavadi K. K., et al., Appl. Phys. Lett. **51** (24), 2025–2027 (1987).
6. Boukerche M., Wijewarnasuriya P. S., Sivananthan S., Sou I. K., Kim V. J., et al., J. Vac. Sci. Technol. **A6** (4), 2830–2833 (1988)
7. Capper P., J. Cryst. Growth. **57**, 280–299 (1982).
8. Chu J. and Sher A. Device Physics of Narrow Gap Semiconductors. Microdevices: Physics and Fabrication Technologies. New York: Springer, 2010, pp. 10–13.
9. Bubulac L. O., Tennant W. E., Riedel R. A., Bajaj J., and Edwall D. D., J. Vac. Sci. Technol. **1** (3), 1646–1650 (1983).
10. Tower J. P., Tobin S. P., Norton P. W., et al., J. Electron. Mater. **25** (8), 1183–1187 (1996).

Об авторах

Чилясов Алексей Викторович, к.х.н., заместитель директора по научной работе, Институт химии высокочистых веществ им. Г. Г. Девятых Российской академии наук (603951, Н. Новгород, Россия). E-mail: chil@ihps-nnov.ru SPIN-код: 2387-8150, AuthorID: 571142

Моисеев Александр Николаевич, д.х.н., ведущий научный сотрудник, Институт химии высокочистых веществ им. Г. Г. Девятых Российской академии наук (603951, Н. Новгород, Россия). E-mail: moiseev@ihps-nnov.ru SPIN-код: 8769-3619, AuthorID: 43683

Евстигнеев Владимир Сергеевич, к.х.н., научный сотрудник, Институт химии высокочистых веществ им. Г. Г. Девятых Российской академии наук (603951, Н. Новгород, Россия). E-mail: evstigneev@ihps-nnov.ru SPIN-код: 6058-0596, AuthorID: 919903

Дроздов Михаил Николаевич, к.ф-м.н., старший научный сотрудник, Институт физики микроструктур Российской академии наук (603950, Н. Новгород, Россия). E-mail: drm@ipmras.ru SPIN-код: 3461-5772, AuthorID: 28296

Денисов Игорь Андреевич, к.т.н., начальник лаборатории АО «Гиредмет» (111524, Москва, Россия). E-mail: iadenisov@rosatom.ru SPIN-код: 7026-1896, AuthorID: 134718

Трофимов Александр Александрович, к.т.н., начальник отдела развития материалов, АО «НПО «Орион» (111538, Москва, Россия). E-mail: aa-trofimov@yandex.ru SPIN-код: 3716-5536, AuthorID: 818356

ФИЗИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА И ЕЁ ЭЛЕМЕНТЫ
PHYSICAL EQUIPMENT AND ITS ELEMENTS

УДК 537.523/527; 533.9.03 PACS: 52.77. –j
EDN: JXLASG

Портативный источник объемной холодной плазменной струи для биомедицинских применений

© Б. Б. Балданов*, А. П. Семенов, Ц. В. Ранжуров

Институт физического материаловедения СО РАН, Улан-Удэ, 670047 Россия
* E-mail: baibat@mail.ru

Статья поступила в редакцию 05.03.2026; после доработки 03.08.2026; принята к публикации: 22.10.2026
Шифр научной специальности: 1.3.5.

Разработан портативный плазменный стерилизатор с нагнетанием плазмообразующего газа (аргон) через завихритель, который создает в разрядном промежутке винтовой вихревой поток газа. При расходе газа > 5×10^{-5} кг/с поток газа закручивается и стримерный разряд заполняет всю площадь сечения анода на выходе из сопла. Генерируемая в разрядном промежутке нетермическая плазма выносится потоком аргона, формируя холодную плазменную струю. Показано бактерицидное действие нетермической плазмы на вегетативную форму штаммов Escherichia coli.

Ключевые слова: стримерный разряд, нетермическая аргоновая плазма, завихритель газа, плазменная струя, плазменная инактивация микроорганизмов.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-5-89-95

Введение

В настоящее время применение низкотемпературной неравновесной плазмы в медицине является одним из наиболее перспективных подходов, обеспечивающих активацию иммунного ответа и процессов заживления, уменьшение микробного обсеменения инфицированных ран и язв без инициации новых полирезистентных штаммов [1–16]. Активно изучается биофизическое воздействие нетермической плазмы на онкологические образования [17, 18]. Начиная с работ [19–22] по применению низкотемпературной плазмы для подавления жизнеспособности раковых клеток получены многообещающие результаты в фундаментальных исследованиях и клинических испытаниях [23, 24].

Среди многочисленных разновидностей низкотемпературной плазмы атмосферного давления в биомедицинских приложениях используются тлеющие высокочастотные разряды, диэлектрические барьерные разряды, и большой интерес привлекают так называемые холодные плазменные струи. Широкое распространение получили источники плазменных струй атмосферного давления, где в роли рабочего газа выступают гелий, аргон и/или их смеси с азотом. Необходимо отметить, что значительно труднее сформировать плазменные струи атмосферного давления в воздухе. В этом случае образуется высокая концентрация химически активных частиц, плазменный поток становится чувствительным к скорости прокачки газа, и возрастает его температура. Важно и то, что сформировать протяженную плазменную струю не удается [25]. Свечение формируется лишь в приэлектродной зоне и быстро затухает в свободном пространстве вне её.

Особое место среди источников неравновесной плазмы атмосферного давления занимают СВЧ-разряды как электродного, так и безэлектродного типа. В [26–28] разработаны источники СВЧ-плазмы атмосферного давления, в которых использовалась схема плаз-

менной горелки медицинского аппарата MicroPlaster β [29, 30], применяемого для лечения обширных инфицированных ран и язв. Для создания плазменного потока предложено использовать многоэлектродный СВЧ-генератор, в котором в качестве плазмообразующего газа используется аргон.

В то же время ведутся интенсивные разработки по созданию компактных источников нетермической плазмы, что открывает большие перспективы для медицинского применения [31–33]. Стремление к миниатюризации обусловлено необходимостью интеграции плазменных технологий в клиническую практику: компактные устройства проще использовать непосредственно у постели больного, в небольших кабинетах, а также в полевых условиях.

В статье предложен принципиально новый подход к формированию нетермической аргоновой струи атмосферного давления на основе стримерного разряда атмосферного давления, формируемого в вихревом потоке газа.

Техника и методика эксперимента

На рис. 1 представлена структурная схема портативного источника нетермической плазменной струи (портативного плазменного стерилизатора).

Источник плазменной струи представляет собой диэлектрический коаксиальный канал 1 длиной 14 см с внутренним диаметром 1 см, в который соосно вставлены металлический острийный электрод 3 диаметром 0,01 см и радиусом закругления острия 25 мкм и цилиндрический анод 2 длиной 4 см и внутренним диаметром 1 см, которые, в свою очередь, фиксируются полимерной втулкой 4 диаметром 1 см и длиной 1,6 см. Втулка 4 снабжена на внешней цилиндрической поверхности канавками 5 сечением 0,2 мм^2, разнесенные по внешней окружности торцевого среза втулки 4 под углом 120°. Рабочий газ (аргон) поступает по винтовой линии через три канавки в анодную полость, где создается винтовой вихревой поток 6 рабочего газа в полости анодного цилиндра. Расстояние между двумя соседними канавками, измеренное вдоль оси устройства, составляет 0,025 см. Расход аргона G измеряется с помощью ротаметра РМ-А-0,16 ГУЗ до 5×10^{-5} кг/с. Разрядная зона формируется у торца диэлектрического канала (рис. 1) между внутренним высоковольтным острийным электродом и заземленным цилиндрическим электродом. Для генерации плазменной струи использовался источник постоянного напряжения до 20 кВ. Для стабилизации разряда острийный электрод нагружался регулируемым балластным сопротивлением $R_б > 1$ МОм.

Бактерицидные свойства струи плазмы, генерируемой портативным плазменным стерилизатором, исследовались по воздействию на вегетативную форму штаммов *Escherichia coli* (кишечная палочка). Для оценки чувствительности микроорганизмов к нетермической струе плазмы использовали методику, основанную на измерении диаметров зон поражения засеянного тест-микроорганизмами газона. В чашке Петри засевали газон, для этого вносили 10^{-4} л рабочей суспензии с агаризованной средой и тщательно растирали шпателем. Засеянный газон подвергали воздействию нетермической пламенной струи и инкубировали в термостате в течение суток при температуре 310 К, после чего измеряли диаметр образовавшихся зон поражения.

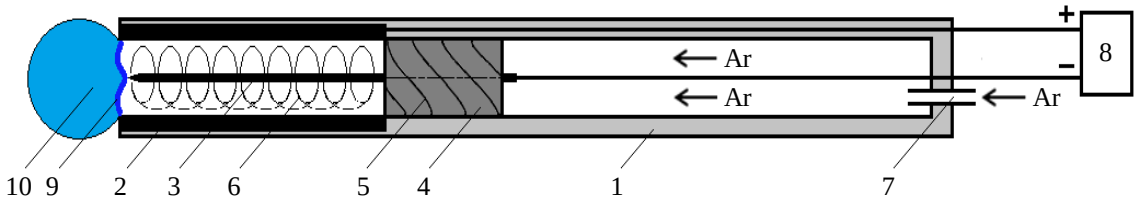


Рис. 1. Функциональная схема портативного плазменного стерилизатора: 1 – диэлектрическая трубка, 2 – анод, 3 – острийный стержневой катод, 4 – завихритель, 5 – винтовые канавки, 6 – вихревой поток газа, 7 – отверстие, 8 – высоковольтный источник питания, 9 – стримерный разряд, 10 – струя плазмы

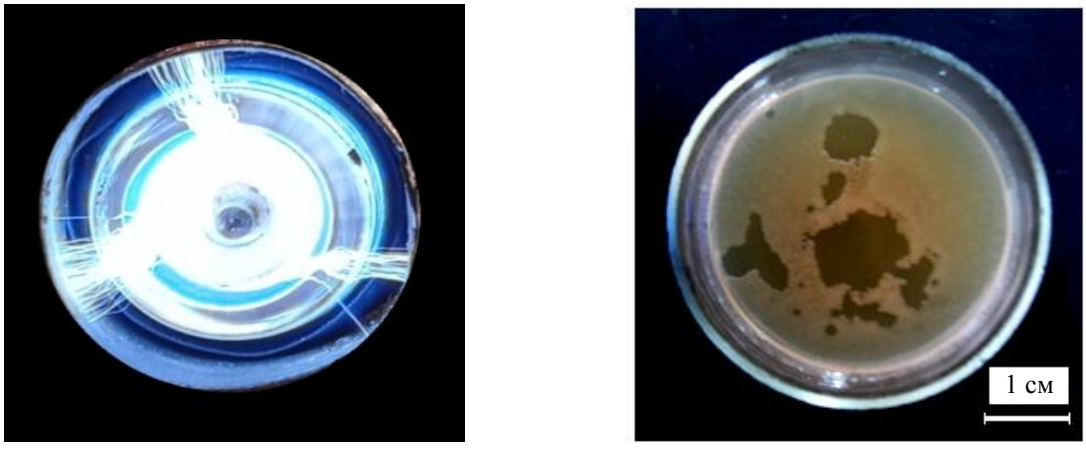
Результаты и обсуждение

При подаче рабочего газа аргона $G > 1$ л/мин и приложении к электродам высокого постоянного напряжения $U \sim 5$–6 кВ зажигается разряд (рис. 2*а*). Разряд представляет собой тонкие токовые нити (стримеры), распространяющиеся между острийным стержневым электродом и цилиндрическим анодом.

На пространственное распределение стримеров в разрядном промежутке существенное влияние оказывает вихревой режим течения газа. При небольших расходах газа G (режим 1, $G \leq 5\times10^{-5}$ кг/с) закручивание потока рабочего газа незначительно. Как видно из рис. 2*а*, распределение токовых нитей в пределах сопла в данном режиме имеет неоднородный характер. На выходе из сопла наблюдаются три небольших токовых канала, расширяющиеся в прианодной области. Наблюдаемая структура токовых каналов, предположительно, связана с формированием на срезе сопла локальных зон с различной плотностью и скоростью движения газа. Такие гидродинамические неоднородности могут приводить к изменению пространственного распределения заряженных частиц и, как следствие, к локальному изменению электрического поля. Вероятно, это способствует формированию нескольких отдельных токовых каналов, которые при дальнейшем развитии разряда могут расширяться в прианодной области.

Для оценки эффективности источника плазмы проведены модельные эксперименты по определению выживаемости микроорганизмов при воздействии нетермической аргоновой плазмы на предварительно засеянных сплошным газоном чашках Петри. Поверхность агара, засеянного культурой E.coli, спустя 24 ч после обработки плазмой представлена на рис. 2*б*.

Результаты эксперимента показали, что воздействие плазменных струй в режиме 1 подавляет рост бактерий на отдельных участках поверхности плотной питательной среды. Как видно, в результате обработки в течение 10 сек на поверхности плотной питательной среды образуются зоны отсутствия роста бактерий (зоны ингибирования) с размерами 1–1,5 см, то есть наблюдается гибель практически всех клеток в зоне воздействия плазмы. На размер и форму зон ингибирования роста бактерий на поверхности чашки существенное влияние оказывает характер развития разряда (рис. 1*а*).



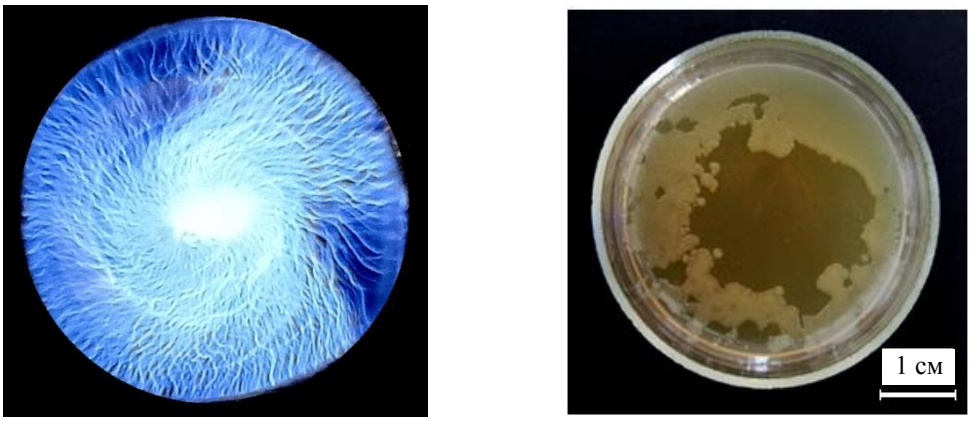
а) *б*)

Рис. 2. а) Стримерный разряд (режим 1); б) Зоны инактивации бактериального роста кишечной палочки Escherichia Coli, расход аргона G <5×10^{-5} кг/с, расстояние от сопла до поверхности агара d = 0,5 см

Выраженный антимикробный эффект плазменного облучения проявляется при увеличении расхода газа G (режим 2). В режиме 2 увеличение расхода газа ($G > 5\times10^{-5}$ кг/с) приводит к закручиванию потока газа, сопровождающемуся заполнением стримерами полости анодного электрода (рис. 3*а*). Данный подход позволяет сгенерировать объёмную нетерми-

ческую плазменную струю; диаметр сформированной плазменной струи составляет 1 см, длина струи – 1–1,5 см.

Как видно из рис. 3*б*, диаметр зоны ингибирования роста бактерий после 10 сек обработки превышает диаметр сопла генератора плазмы. Температура на поверхности питательной среды во время плазменной обработки была в пределах оптимальной температуры роста микроорганизмов (32 °C).



а) *б*)

Рис. 3. а) Стримерный разряд (режим 2); б) Зоны инактивации бактериального роста кишечной палочки Escherichia Coli, расход аргона $G > 5\times10^{-5}$ кг/с, расстояние от сопла источника до поверхности агара d = 0,5 см

Заключение

Разработан портативный источник нетермической аргоновой плазмы, формирующий в вихревом потоке газа холодную плазменную струю атмосферного давления. Установлена зависимость биоцидного эффекта плазменной обработки от закрутки рабочего газа. При небольших расходах газа ($G \le 5\times10^{-5}$ кг/с) формируется трехканальная структура разряда со стримерами, при этом антимикробный эффект выражен слабо. Значительно более выраженный эффект наблюдается при увеличении расхода газа ($G > 5\times10^{-5}$ кг/с) и закрутке потока: формируется объёмная нетермическая плазменная струя, при этом площадь зоны ингибирования после 10 с обработки значительно превышает площадь выходного сечения сопла. Это указывает на существенную роль не только наличия плазмы, но и ее пространственного распределения и объемного характера в достижении выраженного антимикробного действия.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Министерства образования и науки Республики Бурятия на реализацию проектов прикладных научных исследований, Соглашение № 30-2025-008409 и в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, научная тема FWSF-2024-0010.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *VanGils C., Hofmann S., Boekema B. K. H. L., Brandenburg R., Bruggeman P. J.* / J. Phys. D Appl. Phys. 2013. Vol. 46. P. 175203.

2. *Oh J.-S., Szili E. J., Gaur N., Hong S.-H., Furuta H., Kurita H., Mizuno A., Hatta A., Short R. D.* / J. Phys. D Appl. Phys. 2016. Vol. 49. P. 304005.

3. *Liu Z., Zhou C., Liu D., He T., Guo L., Xu D., Kong M.* / AIP Adv. 2019. Vol. 9. P. 015014.

4. *Milhan N. V. M., Chiappim W., Sampaio A. D. G., da Cruz Vegian M. R., Pessoa R. S., Koga-Ito C. Y.* / Int. J. Mol. Sci. 2022. Vol. 23. P. 4131.

5. *Schweigert I., Zakrevsky D., Milakhina E., Gugin P., Biryukov M., Polyakova A., Kryachkova N., Gorbunova E., Epanchintseva A., Pyshnaya I., Koval O.* / Plasma Physics Reports. 2024. Vol. 50. P. 1375–1387.

6. *Gherardi M., Tonini R., Colombo V.* / Trends Biotechnol. 2017. Vol. 36. P. 583–585.

7. *Lata S., Chakravorty S., Mitra T., Pradhan P. K., Mohanty S., Patel P., Jha E., Panda P. K., Verma S. K., Suar M.* / Mater. Today Bio. 2022. Vol. 13. P. 100200.

8. *Thirumdas R., Kothakota A., Annapure U., Siliveru K., Blundell R., Gatt R., Valdramidis V. P.* / Trends Food Sci. Technol. 2018. Vol. 77. P. 21–31.

9. *Subramanian P. G., Rao H., Shivapuji A. M., Girard-Lauriault P. L., Rao L.* / J. Appl. Phys. 2021. Vol. 129. P. 093303.

10. *Zhou R., Zhou R., Wang P., Xian Y., Mai-Prochnow A., Lu X. P., Cullen P. J., Ostrikov K., Bazaka K.* / J. Phys. D Appl. Phys. 2020. Vol. 53. P. 303001.

11. *Pan J., Li Y. L., Liu C. M., Tian Y., Yu S., Wang K. L., Zhang J., Fang J.* / Plasma Chem. Plasma Process. 2017. Vol. 37. P. 1091–1103.

12. *Guo J.-J., Li M.-D., Sun Q.-Q., Yang W., Zhou P., Ding S.-J., Zhang D. W.* / Chem. Vap. Depos. 2013. Vol. 19. P. 156–160.

13. *DeMelo T. F., Rocha L. C., Silva R. P., Pessoa R. S., Negreiros A. M. P., Sales Júnior R., Tavares M. B., Alves Junior C.* / Materials. 2022. Vol. 15. P. 4854.

14. *Chiappim W., Sampaio A., Miranda F., Fraga M., Petraconi G., Sobrinho A. D. S., Kostov K., Koga-Ito C., Pessoa R.* / Water. 2021. Vol. 13. P. 1480.

15. *Chiappim W., Sampaio A., Miranda F., Petraconi G., Sobrinho A. S., Cardoso P., Kostov K., Koga-Ito C., Pessoa R.* / Plasma Process. Polym. 2021. Vol. 18. P. 2100010.

16. *Sampaio A. D. G., Chiappim W., Milhan N. V. M., Neto B. B., Pessoa R., Koga-Ito C. Y.* / Int. J. Mol. Sci. 2022. Vol. 23. P. 13893.

17. *Živani M., Espona-Noguera A., Lin A., Canal C.* / Adv. Sci. 2023. Vol. 10 (8). P. 2205803.

18. *Keidar M., Shashurin A., Volotskova O., Stepp M., Srinivasan P., Sandler A., Trink B.* / Phys. Plasmas 2013. Vol. 20 (5). P. 057101.

19. *Fridman G., Fridman G., Gutsol A., Shekhter A., Vasilets V., Fridman A.* / Plasma Process. Polym. 2008. Vol. 5. P. 503–533.

20. *Huang J., Li H., Chen W., Lv G., Wang X., Zhang G., Ostrikov K., Wang P., Yang S.* / Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 99. P. 253701.

21. *Keidar M., Walk R., Shashurin A., Srinivasan P., Sandler A., Dasgupta S., Ravi R., Guerrero-Preston R., Trink B.* / Brit. J. Cancer. 2011. Vol. 105. P. 1295.

22. *Graves D.* / J. Phys. D: Appl. Phys. 2012. Vol. 45 (26). P. 263001.

23. *Lya L., Chenga X., Murthya S., Zhuang T., Jones O., Basadonna G., Keidar M., Canady J.* / Clinical Plasma Medicine, 2023, in press.

24. https://www.shebaonline.org/canady-helios-coldplasma-scalpel-for-breast-cancer-treatment (Применение Canady Helios™ Cold Plasma).

25. *Lacoste D. A., Bourdon A., Kuribara K., Urabe K., Stauss S., Terashima K.* / Plasma Sources Science and Technology. 2014. Vol. 23. № 6. P. 062006.

26. *Chepelev V. M., Chistolinov A. V., Khromov M. A., Antipov S. N., Gadzhiev M. Kh.* / J. Phys.: Conf. Ser. 2020. Vol. 1556. P. 012091.

27. *Antipov S. N., Sargsyan M. A., Gadzhiev M. Kh.* / J. Phys.: Conf. Ser. 2020. Vol. 1698. P. 012029.

28. *Chepelev V. M., Chistolinov A. V., Antipov S. N., Gadzhiev M. Kh.* / J. Phys.: Conf. Ser. 2021. Vol. 2100. P. 012029.

29. *Shimizu T., Steffes B., Pompl R., Jamitzky F., Bunk W., Ramrath K., Georgi M., Stolz W., Schmidt H.-U., Urayama T., Fujii S., Morfill G. E.* / Plasma Process. Polym. 2008. Vol. 5. P. 577.

30. *Herbst F., Schalkwyk J. V., McGovern M.* Comprehensive Clinical Plasma Medicine / Eds. Metelmann H. R., von Woedtke T., Weltmann K. D. – Springer: Cham, 2018.

31. *Coulombe S., Le´veille´ V., Yonson S., Leask R. L.* / Pure Appl. Chem. 2006. Vol. 78. P. 1147.

32. *Yu H., Perni S., Shi J. J., Wang D. Z., Kong M. G., Shama G.* / J. Appl. Microbiol. 2006. Vol. 101. P. 1323.

33. *Sladek R. E., Filoche S. K., Sissons C. H., Stoffels E.* / Lett. Appl. Microbiol. 2007. Vol. 45. P. 318.

PACS: 52.77. –j

A portable source of a volumetric cold plasma jet for biomedical applications

B. B. Baldanov*, A. P. Semenov, and Ts. V. Ranzhurov

Institute of Physical Material Science of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Ulan-Ude, 670047 Russia
** E-mail: baibat@mail.ru*

Received 05.03.2026; revised 03.08.2026; accepted 22.10.2026

A portable plasma sterilizer has been developed that pumps a plasma-forming gas (argon) through a swirler, which creates a helical vortex gas flow in the discharge gap. At a gas flow rate of $>5\times10^{-5}$ kg/s, the gas flow swirls, filling the entire cross-sectional area of the anode at the nozzle outlet with streamers. The non-thermal plasma generated in the discharge gap is carried away by the argon flow, forming a cold plasma jet. The bactericidal effect of non-thermal plasma on the vegetative form of Escherichia coli strains has been demonstrated.

Keywords: streamer discharge, nonthermal argon plasma, gas swirler, plasma jet, plasma inactivation of microorganisms.

REFERENCE

1. VanGils C., Hofmann S., Boekema B. K. H. L., Brandenburg R., and Bruggeman P. J., J. Phys. D Appl. Phys. **46**. 175203 (2013).
2. Oh J.-S., Szili E. J., Gaur N., Hong S.-H., Furuta H., Kurita H., Mizuno A., Hatta A., and Short R. D., J. Phys. D Appl. Phys. **49**, 304005 (2016).
3. Liu Z., Zhou C., Liu D., He T., Guo L., Xu D., and Kong M., AIP Adv. **9**, 015014 (2019).
4. Milhan N. V. M., Chiappim W., Sampaio A. D. G., da Cruz Vegian M. R., Pessoa R. S., and Koga-Ito C. Y., Int. J. Mol. Sci. **23**, 4131 (2022).
5. Schweigert I., Zakrevsky D., Milakhina E., Gugin P., Biryukov M., Polyakova A., Kryachkova N., Gorbunova E., Epanchintseva A., Pyshnaya I., and Koval O., Plasma Physics Reports **50**, 1375–1387 (2024).
6. Gherardi M., Tonini R., and Colombo V., Trends Biotechnol. **36**, 583–585 (2017).
7. Lata S., Chakravorty S., Mitra T., Pradhan P. K., Mohanty S., Patel P., Jha E., Panda P. K., Verma S. K., and Suar M., Mater. Today Bio. **13**, 100200 (2022).
8. Thirumdas R., Kothakota A., Annapure U., Siliveru K., Blundell R., Gatt R., and Valdramidis V. P., Trends Food Sci. Technol. **77**, 21–31 (2018).
9. Subramanian P. G., Rao H., Shivapuji A. M., Girard-Lauriault P. L., and Rao L., J. Appl. Phys. **129**, 093303 (2021).
10. Zhou R., Zhou R., Wang P., Xian Y., Mai-Prochnow A., Lu X. P., Cullen P. J., Ostrikov K., and Bazaka K., J. Phys. D Appl. Phys. **53**, 303001 (2020).
11. Pan J., Li Y. L., Liu C. M., Tian Y., Yu S., Wang K. L., Zhang J., and Fang J., Plasma Chem. Plasma Process. **37**, 1091–1103 (2017).
12. Guo J.-J., Li M.-D., Sun Q.-Q., Yang W., Zhou P., Ding S.-J., and Zhang D. W., Chem. Vap. Depos. **19**, 156–160 (2013).
13. DeMelo T. F., Rocha L. C., Silva R. P., Pessoa R. S., Negreiros A. M. P., Sales Júnior R., Tavares M. B., and Alves Junior C., Materials. **15**, 4854 (2022).
14. Chiappim W., Sampaio A., Miranda F., Fraga M., Petraconi G., Sobrinho A. D. S., Kostov K., Koga-Ito C., and Pessoa R., Water. **13**, 1480 (2021).
15. Chiappim W., Sampaio A., Miranda F., Petraconi G., Sobrinho A. S., Cardoso P., Kostov K., Koga-Ito C., and Pessoa R., Plasma Process. Polym. **18**, 2100010 (2021).
16. Sampaio A. D. G., Chiappim W., Milhan N. V. M., Neto B. B., Pessoa R., and Koga-Ito C. Y., Int. J. Mol. Sci. **23**, 13893 (2022).
17. Živani M., Espona-Noguera A., Lin A., and Canal C., Adv. Sci. **10** (8), 2205803 (2023).
18. Keidar M., Shashurin A., Volotskova O., Stepp M., Srinivasan P., Sandler A., and Trink B., Phys. Plasmas **20**, 057101 (2013).
19. Fridman G., Fridman G., Gutsol A., Shekhter A., Vasilets V., and Fridman A., Plasma Process. Polym. **5**, 503–533 (2008).
20. Huang J., Li H., Chen W., Lv G., Wang X., Zhang G., Ostrikov K., Wang P., and Yang S., Appl. Phys. Lett. **99**, 253701 (2011).
21. Keidar M., Walk R., Shashurin A., Srinivasan P., Sandler A., Dasgupta S., Ravi R., Guerrero-Preston R., and Trink B., Brit. J. Cancer. **105**, 1295 (2011).
22. Graves D., J. Phys. D: Appl. Phys. **45**, 263001 (2012).
23. Lya L., Chenga X., Murthya S., Zhuang T., Jones O., Basadonna G., Keidar M., and Canady J., Clinical Plasma Medicine, , in press. (2023).
24. https://www.shebaonline.org/canady-helios-coldplasma-scalpel-for-breast-cancer-treatment (Применение Canady Helios™ Cold Plasma).
25. Lacoste D. A., Bourdon A., Kuribara K., Urabe K., Stauss S., and Terashima K., Plasma Sources Science and Technology **23**, 062006 (2014).
26. Chepelev V. M., Chistolinov A. V., Khromov M. A., Antipov S. N., and Gadzhiev M. Kh., J. Phys.: Conf. Ser. **1556**, 012091 (2020).
27. Antipov S. N., Sargsyan M. A., and Gadzhiev M. Kh., J. Phys.: Conf. Ser. **1698**, 012029 (2020).
28. Chepelev V. M., Chistolinov A. V., Antipov S. N., and Gadzhiev M. Kh., J. Phys.: Conf. Ser. **2100**, 012029 (2021).

29. Shimizu T., Steffes B., Pompl R., Jamitzky F., Bunk W., Ramrath K., Georgi M., Stolz W., Schmidt H.-U., Urayama T., Fujii S., and Morfill G. E., Plasma Process. Polym. **5**, 577(2008).
30. Herbst F., Schalkwyk J. V., and McGovern M. Comprehensive Clinical Plasma Medicine / Eds. H. R. Metelmann, T. von Woedtke, K. D. Weltmann. Springer: Cham, 2018.
31. Coulombe S., Le´veille´ V., Yonson S., and Leask R. L., Pure Appl. Chem. **78**, 1147 (2006).
32. Yu H., Perni S., Shi J. J., Wang D. Z., Kong M. G., and Shama G., J. Appl. Microbiol. **101**, 1323 (2006).
33. Sladek R. E., Filoche S. K., Sissons C. H., and Stoffels E., Lett. Appl. Microbiol. **45**, 318 (2007).

Об авторах

Балданов Баир Батоевич, заведующий лабораторией, д.т.н., Институт физического материаловедения СО РАН (670047, г. Улан-Удэ, Россия). E-mail: baibat@mail.ru SPIN-код: 1046-6128, AuthorID: 580609

Семенов Александр Петрович, главный научный сотрудник, профессор, д.т.н., Институт физического материаловедения СО РАН (670047, г. Улан-Удэ, Россия). E-mail: alexandersemenov2018@mail.ru SPIN-код: 8786-3514, AuthorID: 1700

Ранжуров Цыремпил Валерьевич, научный сотрудник, Институт физического материаловедения СО РАН (670047, г. Улан-Удэ, Россия). E-mail: ts_ranjurov@mail.ru SPIN-код: 9601-7136, AuthorID: 42199

ФИЗИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА И ЕЁ ЭЛЕМЕНТЫ
PHYSICAL EQUIPMENT AND ITS ELEMENTS

УДК 539.23 PACS: 81.15.Gh
EDN: PGSILN

Разработка и исследование конструкции реактора металлоорганической газофазной эпитаксии нитридов III группы

© И. А. Сысоев[1*], И. О. Гордиевич[1], И. В. Касьянов[1,2], А. В. Шипулин[3], Е. Н. Шипулина[3]

[1] *ФГАОУ ВО «Северо-Кавказский федеральный университет», Ставрополь, 355017 Россия*
[*] *E-mail: eianpisia@yandex.ru*
[2] *ФГБУН «Федеральный исследовательский центр Южный научный центр РАН», Ростов-на-Дону, 344006 Россия*
[3] *ООО «Стилсофт», Ставрополь, 355012, Россия*

Статья поступила в редакцию 07.07.2026; после доработки 14.09.2026; принята к публикации 22.10.2026
Шифр научной специальности: 2.2.3.

Представлены результаты проектирования и численного моделирования отечественного реактора для металлоорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ) нитридов III группы (III-N), а также экспериментального получения пленок AlN. Ключевой особенностью разработанной конструкции является коаксиальная схема подачи прекурсоров в сочетании с активным водяным охлаждением промежуточной зоны. Это позволяет эффективно минимизировать паразитные газофазные реакции и термогравитационную конвекцию. Методами вычислительной гидродинамики показано, что данное техническое решение обеспечивает температуру газов ниже 450 °C, предотвращая преждевременное разложение металлоорганических прекурсоров до их смешения. Проведена экспериментальная оптимизация параметров роста пленок AlN на подложках Si(100). Установлено, что максимальная толщина плотного коалесцировавшего слоя составляет 800 нм и достигается при температуре подложки 700 °C и соотношении потоков TMA/NH_3, равном 0,53, что соответствует переходу процесса в диффузионно-контролируемый режим. Обсуждаются перспективы применения высокочастотной плазменной активации для синтеза метастабильных твердых растворов AlGaInN.

Ключевые слова: МОГФЭ, нитриды III группы, тонкие пленки, эпитаксия, вычислительная гидродинамика, массоперенос.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-5-96-102

1. Введение

Металлоорганическая химическая газофазная эпитаксия (МОГФЭ) является доминирующим методом синтеза эпитаксиальных структур на основе нитридов элементов III группы. Ключевую роль в современной оптоэлектронике, силовой микроэлектронике и устройствах глубокого ультрафиолетового диапазона играют нитрид галлия (GaN) и нитрид алюминия (AlN) [1–6]. Фундаментальным вызовом при реализации МОГФЭ является необходимость обеспечения высочайшего структурного совершенства и однородности пленок GaN и AlN в условиях кардинально различающихся термодинамических и кинетических режимов их роста [5–9]. Если температурный оптимум для GaN лежит в области 1000–1050 °C, то получение качественного AlN требует экстремально высоких темпера-

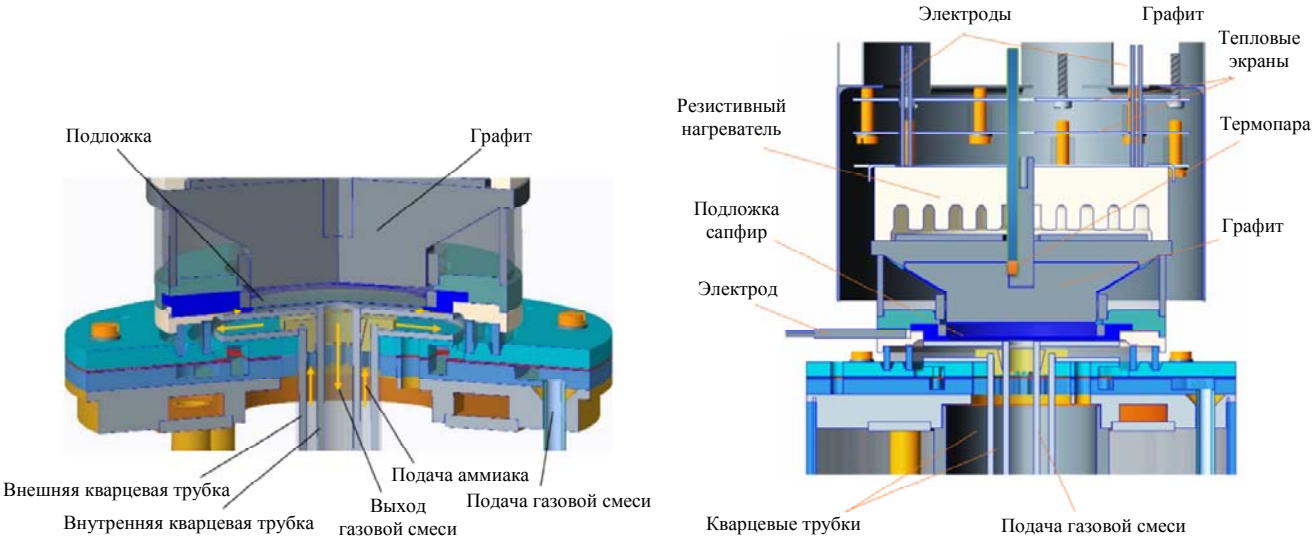
тур (1150–1200 °C) для преодоления высокого энергетического барьера десорбции азота и активации прекурсоров [10].

Столь широкий температурный коридор диктует жесткие требования к конструкции реакционной камеры: система должна обеспечивать прецизионный контроль температурных полей, эффективный массообмен и, что критически важно, подавление паразитных газофазных реакций. В частности, для AlN характерно интенсивное образование аддуктов и кластеров в пограничном слое, а для GaN – высокая чувствительность к локальным градиентам температур и парциальных давлений [11, 12]. В современных вертикальных реакторах с близко расположенным душевым узлом управление гидродинамикой и подавление нежелательной термогравитационной конвекции достигается за счет строгой оптимизации профиля скоростей газового потока и геометрии реакционного зазора [13–16].

В настоящей работе представлены физико-технические основы и оригинальная конструкция экспериментальной установки МОГФЭ, целенаправленно разработанной для эпитаксии соединений III-N. Научная и техническая новизна предлагаемого решения заключается в коаксиальной схеме ввода и отвода реакционной смеси, а также в применении графитового сусцептора с модифицированной геометрией профиля, обеспечивающего радиальную однородность температурного поля в сочетании с активным водяным охлаждением стенок камеры. Целью работы является комплексное описание архитектуры реактора, численное моделирование процессов тепломассопереноса методами вычислительной гидродинамики для специфических режимов роста GaN и AlN, а также экспериментальное исследование качества полученных эпитаксиальных пленок.

2. Конструкция установки и численное моделирование тепломассопереноса

Конструктивной основой установки является вакуумная камера с коаксиальным газовым трактом (рис. 1). В отличие от традиционных планетарных или стандартных вертикальных реакторов [10] подача газовой смеси металлоорганических прекурсоров осуществляется через внешнее кольцевое пространство, а отвод отработанной смеси и подача аммиака (NH_3) организованы через центральную кварцевую трубку. Такая схема формирует специфический профиль скоростей потоков, при котором фронт реакции «запирается» в кольцевой зоне над подложкой, что минимизирует турбулентные завихрения и рециркуляцию газов к центру. Нагрев сапфировой подложки диаметром 50 мм осуществляется резистивным нагревателем через графитовый сусцептор, имеющий форму линзы для оптимизации радиационного теплообмена.

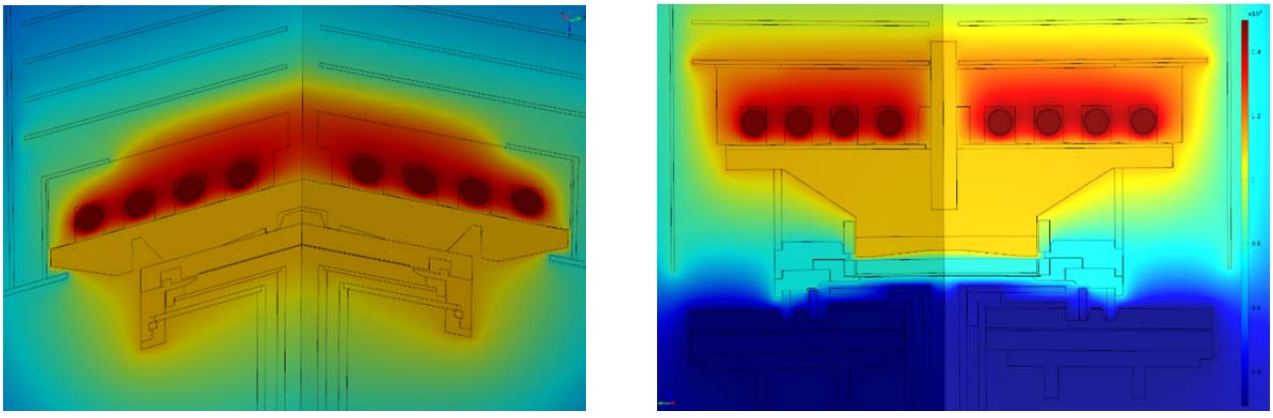


а) *б*)

Рис. 1. Схематичный разрез реакционной камеры (а) и теплового узла (б)

Для нахождения распределения температур и скоростей в рабочей зоне реакционной камеры было проведено моделирование в среде COMSOL Multiphysics. Использовалась двумерная осесимметричная модель, причем, учитывая малые числа Рейнольдса, турбулентная составляющая потока не учитывалась. В расчете учитывались три механизма теплообмена: теплопроводность в твердых телах, радиационный теплообмен между серыми телами (сусцептор, экраны, стенки камеры) и конвективный перенос тепла ламинарным потоком газа. Для обеспечения физической достоверности модели задавались следующие граничные условия: температура нагревателя варьировалась от 800 до 1200 °C, температура воды в контуре охлаждения составляла 20 °C, а массовый расход газов рассчитывался исходя из типичных для МОГФЭ скоростей роста; общее давление в камере принималось равным атмосферному. Критической проблемой при росте нитридов является преждевременное разложение металлоорганических прекурсоров при диффузии тепла против потока газа. Для решения этой задачи в нижней части реактора (до зоны смешения металлоорганических прекурсоров и NH_3 был внедрен узел активного водяного охлаждения. Это конструкционное решение позволило поддерживать температуру газовых компонентов ниже 450 °C в области реактора вплоть до границы пограничного слоя над подложкой. На рис. 2*а* представлено распределение изотерм в рабочей зоне, демонстрирующее, что графитовый сусцептор и система тепловых экранов эффективно формируют изотермическую зону над подложкой и распределение температур при включенном контуре водяного охлаждения (рис. 2*б*). Видно, что температурный градиент в зоне подвода реагентов резко обрывается, обеспечивая температуру ниже 450 °C, что создает термодинамические условия, препятствующие газофазное образование аддуктов до достижения подложки. При температуре на поверхности нагревателя 1200 °C температура на поверхности подложки достигает значения 922 °C, что позволяет проводить эпитаксию пленок AlN.

Для верификации результатов численного моделирования была проведена экспериментальная калибровка теплового узла. С помощью калиброванных термопар, перемещаемых в плоскости, эквивалентной плоскости подложки, было измерено распределение температуры. Измерения показали, что при температуре в области центра подложки 1050 °C перепад температуры между центром и краем не превышает 2,5 °C. Эти данные полностью согласуются с результатами CFD-моделирования и подтверждают возможность выращивания твердых растворов с высокой однородностью состава по площади подложки.



а) *б*)

Рис. 2. Результат CFD-моделирования без водяного охлаждения (а) и с ним (б)

Технические характеристики установки МОГФЭ для эпитаксии III-N:

– используемые металлорганические прекурсоры: триметилалюминий (ТМА), триметилгаллий, триметилиндий, диметилтеллурид, диметилцинк, бис(циклопентадиенил)магний;

– температура нагрева подложки до 900 °C;

– максимальный поток газа носителя до 150 мл/мин.;

– газы носители: аргон, азот, водород;

– давление в реакторе от 0,005 до 150000 Па;

– диаметр подложки 50,2 мм.

3. Экспериментальное получение пленок AlN

Эпитаксиальный рост тонких пленок AlN проводился на подложках Si (100), предварительно прошедших термическую очистку в потоке H_2 при 800 °C, в качестве прекурсоров использовались TMA и NH_3. На рис. 3 представлена двумерная карта параметров эпитаксиального роста тонких пленок AlN на подложках Si (100), систематизирующая влияние температуры подложки 520–800 °C и молярного соотношения прекурсоров TMA/NH_3 0,3–0,6 на толщину формируемого слоя. Цветовая шкала отражает итоговую толщину пленки от 300 до 800 нм, а вложенные оптические изображения демонстрируют интерференционные картины, характеризующие макроскопическую однородность и наличие механических деформаций.

В области низких температур и малых отношений TMA/NH_3 рост лимитируется поверхностной кинетикой. Дефицит адатомов Al и их низкая подвижность приводят к островковому росту и преждевременной коалесции с захватом дефектов.

При 700 °C и низком отношении TMA/NH_3, равном 0,32, толщина слоя не превышает 300–350 нм. Несмотря на достаточный уровень пиролиза TMA избыток NH_3 вызывает химическое травление поверхности AlN атомарным водородом, а скорость роста лимитируется массопереносом алюминия.

Наиболее оптимальными параметрами роста можно считать температуру подложки 700 °C и соотношения TMA/NH_3, равном 0,53, которые позволили вырастить пленку толщиной 800 нм с формированием плотного коалесцировавшего слоя. Увеличение парциального давления TMA смещает термодинамическое равновесие в сторону конденсации, переводя рост в диффузионно-контролируемый режим. Снижение концентрации NH_3 при этом подавляет паразитные газофазные реакции образования аддуктов, сохраняя эффективный поток прекурсоров к подложке.

Дальнейший нагрев подложки до 800 °C при соотношении TMA/NH_3, равном 0,31, вызывает снижение толщины пленки до 350 нм, морфология поверхности пленки ухудшается. Доминируют процессы термического травления связей Al-N атомарным водородом. Высокая температура также стимулирует преждевременные объемные газофазные реакции с образованием кластеров.

В области низких температур и малых отношений TMA/NH_3 рост лимитируется поверхностной кинетикой. Дефицит адатомов Al и их низкая подвижность приводят к островковому росту и преждевременной коалесции с захватом дефектов.

При 700 °C и низком соотношении TMA/NH_3, равном 0,32, толщина слоя не превышает 300–350 нм. Несмотря на достаточный уровень пиролиза TMA избыток NH_3 вызывает химическое травление поверхности AlN атомарным водородом, а скорость роста лимитируется массопереносом алюминия.

Наиболее оптимальными параметрами роста можно считать температуру подложки 700 °C и соотношения TMA/NH_3, равном 0,53, которые позволили вырастить пленку толщиной 800 нм с формированием плотного коалесцировавшего слоя. Увеличение парциального давления TMA смещает термодинамическое равновесие в сторону конденсации, переводя рост в диффузионно-контролируемый режим. Снижение концентрации NH_3 при этом подавляет паразитные газофазные реакции образования аддуктов, сохраняя эффективный поток прекурсоров к подложке.

Дальнейший нагрев подложки до 800 °C при соотношении TMA/NH_3, равном 0,31, вызывает снижение толщины пленки до 350 нм, морфология поверхности пленки ухудшается. Доминируют процессы термического травления связей Al-N атомарным водородом. Высокая температура также стимулирует преждевременные объемные газофазные реакции с образованием кластеров.

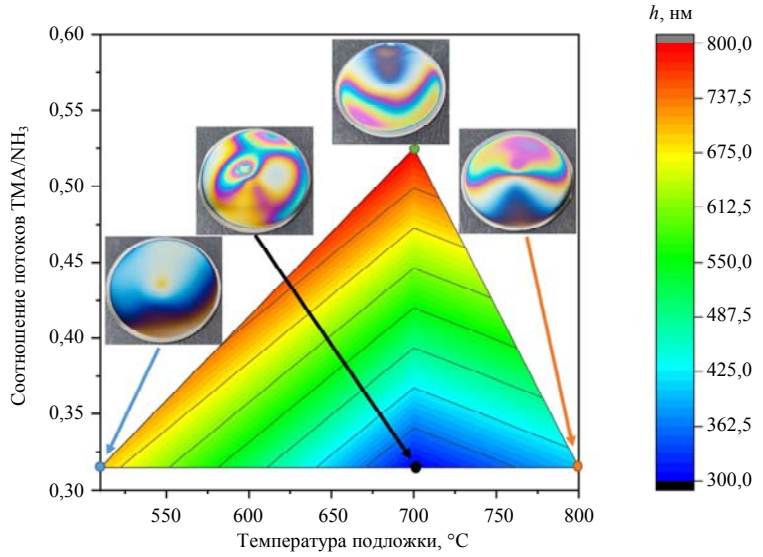


Рис. 3. Карта параметров роста AlN на Si (100) методом МОГФЭ

Интерференционный анализ выявляет фундаментальную проблему гетероэпитаксии AlN на Si (100) – при охлаждении от 700 °C до 25 °C из-за рассогласования коэффициентов термического расширения AlN ($4{,}2\times10^{-6}$ K^{-1}) и Si ($2{,}6\times10^{-6}$ K^{-1}) в пленке возникают колоссальные растягивающие напряжения. Для слоев толщиной 800 нм это приводит к формированию микрорельефа, а в пределе – к образованию сетки трещин или отслаиванию. В рамках данного эксперимента компенсация напряжений не применялась, что диктует необходимость использования буферных слоев или сверхрешеток в будущих исследованиях.

Перспективы ВЧ-активации. Перспективным направлением развития данной установки является внедрение высокочастотного электрода в зону реакции. Физический смысл данного технического решения заключается в плазмохимической активации диссоциации молекул азота и аммиака. Это позволит осуществлять рост метастабильных слоев InGaN и четвертичных твердых растворов AlGaInN при существенно сниженных температурах 700–800 °C за счет неравновесной плазмы, что эффективно решит фундаментальную проблему термической десорбции индия с поверхности роста при высоких температурах.

4. Заключение

В работе описаны физико-технические основы и конструкция оригинального реактора МОГФЭ, предназначенного для эпитаксии III-N. Внедрение коаксиальной схемы газового тракта и активного водяного охлаждения подводящих каналов позволило эффективно управлять пограничным слоем и исключить преждевременное образование аддуктов и полимерных кластеров в газовой фазе. Численное моделирование подтвердило формирование изотермической зоны над подложкой с радиальным градиентом температуры менее 1 °C/дюйм. Экспериментальные исследования роста пленок AlN на кремниевых подложках позволили выявить фундаментальные закономерности процесса. Построена карта параметров роста, демонстрирующая переход от кинетически лимитируемого режима к диффузионно-контролируемому и режиму термического травления. Определено оптимальное «технологическое окно», в котором формируются сплошные слои толщиной до 800 нм. Выявленная проблема макроскопического изгиба подложек из-за рассогласования коэффициентов термического расширения AlN и Si требует применения буферных слоев или сверхрешеток в дальнейших исследованиях. Предложенное конструктивное решение по интеграции ВЧ-электрода открывает путь к получению метастабильных четверных сплавов AlGaInN при сниженных температурах за счет плазмохимической активации азота, что позволит решить проблему термической десорбции индия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Garg T., Kale S.* / Microelectronics Reliability. 2023. Vol. 145. P. 114998.

2. *Devitsky O. V., Pashchenko A. S., Lunin L. S., Sysoev I. A., Nikulin D. A.* / Solar Energy Materials and Solar Cells. 2025. Vol. 292. P. 113818.

3. *Park J. et al.* / Applied Surface Science. 2023. Vol. 608. P. 155020.

4. *Devitsky O. V., Nikulin D. A., Sysoev I. A.* /AIP Conference Proceedings. 2020. P. 165621.

5. *Yusop N., Taib M. I. Md., Azmi N. S., Ahmad M. A., Rahman M. N. A., Kamil W. A., Zainal N.* / Optical Materials. 2026. Vol. 176. P. 118149.

6. *Devitsky O. V., Nikulin D. A., Sysoev I. A.* / Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics. 2020. Vol. 20. № 2. P. 177–184.

7. *Fan S., Mei Y., Ikeda M., Liu Z., Xu K., Ying L., Zhang B.* / Journal of Alloys and Compounds. 2025. Vol. 1047. P. 185078.

8. *Zhang Z., Fang H., Yao Q., Yan H., Gan Z.* / Journal of Crystal Growth. 2016. Vol. 454. P. 87–95.

9. *Tseng C. F., Tsai T. Y., Huang Y. H., Lee M. T., Horng R. H.* / Journal of Crystal Growth. 2015. Vol. 432. P. 54–63.

10. *Miyagawa R., Yang S., Miyake H., Hiramatsu K.* / Physica Status Solidi (C) Current Topics in Solid State Physics. 2012. Vol. 9. № 3-4. P. 499–502.

11. *Zhang Z., Fang H., Yan H., Jiang Z., Zheng J., Gan Z.* / Applied Thermal Engineering. 2015. Vol. 91. P. 53–61.

12. *Leitner J., Stejskal J., Voňka P.* / Journal of Crystal Growth. 2004. Vol. 267. P. 8–16.

13. *Creighton J. R., Coltrin M. E., Figiel J. J.* / Journal of Crystal Growth. 2017. Vol. 464. P. 132–137.

14. *An J., Dai X., Liu Y., Huang K., Zhang D.* / Materials Science in Semiconductor Processing. 2025. Vol. 192. P. 109474.

15. *Hu S., Liu S., Zhang Z., Yan H., Gan Z., Fang H.* / Journal of Crystal Growth. 2015. Vol. 415. P. 72–77.

16. *Mitrovic B., Gurary A., Kadinski L.* / Journal of Crystal Growth. 2006. Vol. 287. Is. 2. P. 656–663.

PACS: 81.15.Gh

Development and study of the reactor design for metal‑organic gas-phase epitaxy of group III nitrides

I. A. Sysoev[1*], I. O. Gordievich[1], I. V. Kasianov[1,2], A. V. Shipulin[3], and E. N. Shipulina[3]

[1] *North Caucasus Federal University, Stavropol, 355017 Russia*
[*] *E-mail: eianpisia@yandex.ru*
[2] *Federal Research Center Southern Scientific Center of the Russian Academy of Sciences, Rostov-on-Don, 344006 Russia*
[3] *Stilsoft, Stavropol, 355012 Russia*

Received 07.07.2026; revised 14.09.2026; accepted 22.10.2026

This article presents the design, numerical simulation, and experimental validation of a III-N metalorganic vapor-phase epitaxy reactor, alongside the experimental growth of AlN films. A key feature of this reactor is its coaxial precursor delivery system combined with active water cooling of the intermediate zone, which effectively suppresses parasitic gas-phase reactions and buoyancy-driven convection. Computational fluid dynamics simulations demonstrate that this design maintains gas temperatures below 450 °C prior to the mixing point, thereby preventing the premature decomposition of metalorganic precursors. Additionally, the growth parameters for AlN films on Si(100) substrates were experimentally optimized. The results indicate that a maximum thickness of 800 nm for the dense, coalesced layer is achieved at a substrate temperature of 700 °C and a TMA/NH_3 flow ratio of 0.53, corresponding to a transition to a diffusion-controlled growth regime. Finally, the potential of utilizing high-frequency plasma activation for the synthesis of metastable AlGaInN solid solutions is discussed.

Keywords: MOCVD, III-N nitrides, thin films, epitaxy, computational fluid dynamics, mass transfer.

REFERENCES

1. Garg T. and Kale S., Microelectronics Reliability **145**, 114998 (2023).
2. Devitsky O. V, Pashchenko A. S., Lunin L. S., Sysoev I. A., and Nikulin D. A., Solar Energy Materials and Solar Cells **292**, 113818 (2025).

3. Park J. et al., Applied Surface Science **608**, 155020 (2023).
4. Devitsky O. V., Nikulin D. A., and Sysoev I. A., AIP Conference Proceedings 165621 (2020).
5. Yusop N., Taib M. I. Md., Azmi N. S., Ahmad M. A., Rahman M. N. A., Kamil W. A., and Zainal N., Optical Materials **176**, 118149 (2026).
6. Devitsky O. V., Nikulin D. A., and Sysoev I. A., Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics **20** (2), 177–184 (2020).
7. Fan S., Mei Y., Ikeda M., Liu Z., Xu K., Ying L., and Zhang B., Journal of Alloys and Compounds **1047**, 185078 (2025).
8. Zhang Z., Fang H., Yao Q., Yan H., and Gan Z., Journal of Crystal Growth **454**, 87–95 (2016).
9. Tseng C. F., Tsai T. Y., Huang Y. H., Lee M. T., and Horng R. H., Journal of Crystal Growth **432**, 54–63 (2015).
10. Miyagawa R., Yang S., Miyake H., and Hiramatsu K., Physica Status Solidi (C) Current Topics in Solid State Physics **9** (3-4), 499–502 (2012).
11. Zhang Z., Fang H., Yan H., Jiang Z., Zheng J., and Gan Z., Applied Thermal Engineering **91**, 53–61 (2015).
12. Leitner J., Stejskal J., and Voňka P., Journal of Crystal Growth **267**, 8–16 (2004).
13. Creighton J. R., Coltrin M. E., and Figiel J. J., Journal of Crystal Growth **464**, 132–137 (2017).
14. An J., Dai X., Liu Y., Huang K., and Zhang D., Materials Science in Semiconductor Processing **192**, 109474 (2025).
15. Hu S., Liu S., Zhang Z., Yan H., Gan Z., and Fang H., Journal of Crystal Growth **415**, 72–77 (2015).
16. Mitrovic B., Gurary A., and Kadinski L., Journal of Crystal Growth **287** (2), 656–663 (2006).

Об авторах

Сысоев Игорь Александрович, д.т.н., директор, научно-образовательный центр фотовольтаики и нанотехнологий центра инженерных разработок «Центр новых решений», Северо-Кавказский федеральный университет (355017, Ставрополь, Россия). E-mail: eianpisia@yandex.ru SPIN-код: 4185-5317, AuthorID: 103018

Гордиевич Игорь Олегович, руководитель, проектно-конструкторское бюро центра инженерных разработок «Центр новых решений», Северо-Кавказский федеральный университет (355017, Ставрополь, Россия). E-mail: igordievich@ncfu.ru SPIN-код: 4920-6789, AuthorID: 1356824

Касьянов Иван Владимирович, ведущий инженер, научно-образовательный центр фотовольтаики и нанотехнологий центра инженерных разработок «Центр новых решений», Северо-Кавказский федеральный университет (355017, Ставрополь, Россия); младший научный сотрудник, научная группа технологии гетероструктур (г. Ставрополь) «Федеральный исследовательский центр Южный научный центр РАН» университет (344006, Ростов-на-Дону, Россия). E-mail: redrem@rambler.ru SPIN-код: 1616-3019, AuthorID: 745684

Шипулин Александр Владимирович, технический директор ООО «Стилсофт» (355012, Ставрополь, Россия). E-mail: shipulinotk@stilsoft.ru SPIN-код: 8758-7463, AuthorID: 834880

Шипулина Екатерина Николаевна, руководитель группы радиотехнических систем ООО «Стилсофт» (355012, Ставрополь, Россия). E-mail: shipulina@stilsoft.su

ФИЗИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА И ЕЁ ЭЛЕМЕНТЫ
PHYSICAL EQUIPMENT AND ITS ELEMENTS

УДК 004.932.2, 621.397.424.2 PACS: 95.75.Mn, 42.79.Pw
EDN: UHXFBF

Мобильная система определения атмосферной турбулентности одноапертурным методом

© И. В. Шалдырван*, В. В. Комаров, М. Ю. Фокин, В. А. Егоров

Специальная астрофизическая обсерватория РАН, пос. Нижний Архыз, КЧР, 369167 Россия
** E-mail: shaldyrvan@sao.ru*

Статья поступила в редакцию 18.06.2026; после доработки 25.08.2026; принята к публикации 22.10.2026
Шифр научной специальности: 2.2.6., 1.2.2.

Разработана мобильная система для измерения атмосферной турбулентности с использованием метода одной апертуры. Это метод мониторинга дифференциальных движений изображения (DIMM), предполагающий неклассическое исследование большого количества изображений, полученных с помощью одного фотодетектора.

Ключевые слова: DIMM, CMOS-матрица, метод обработки изображений.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-5-103-110

1. Введение

Прозрачность атмосферы является важным фактором, влияющим на различные сферы деятельности человека. Её необходимо учитывать при проведении исследований и разработке технологий, связанных с использованием солнечной энергии, с астрономическими исследованиями, а также имеющих двойное назначение.

Исследование прозрачности атмосферы – сложный и наукоемкий процесс, так как само понятие прозрачности атмосферы является объемным [1] и включает в себя три составных процесса, происходящих одновременно во время прохождения излучения сквозь слои атмосферы, как показано на рис. 1:

1) атмосферную экстинкцию – отношение потока прямого излучения, прошедшего через атмосферу к потоку излучения на верхней границе атмосферы;

2) астрономическую видимость, обусловленную атмосферной турбулентностью (или атмосферную видимость, или seeing, или угловой размер атмосферных изображений, или атмосферное разрешение);

3) рассеяния излучения, зависящие от длины волны излучения (рэлеевское рассеяние, не влияющее на длину волны излучения, но интенсивность которого зависит от длины волны излучения и состава атмосферы, и рамановское рассеяние, изменяющее длину волны проходящего через атмосферу излучения).

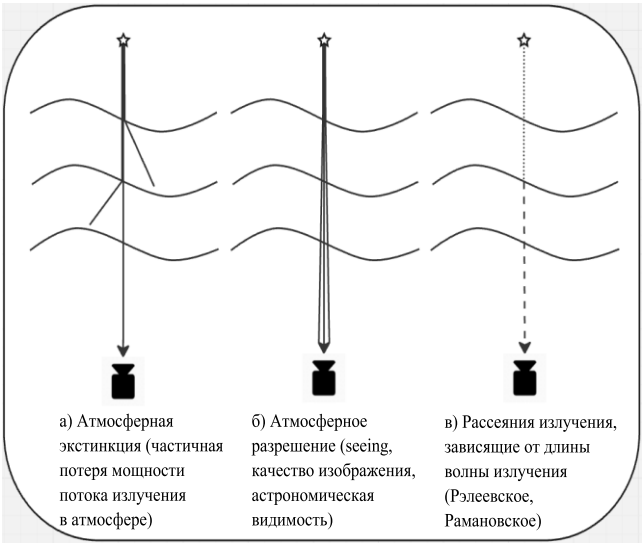


Рис. 1. Процессы в составе понятия «прозрачность атмосферы»

Данные процессы в составе прозрачности атмосферы зависят как друг от друга, так и от метеорологических параметров:

- масса воздуха, через которую проходит излучение;
- содержание водяного пара – пар поглощает часть излучения в инфракрасном диапазоне, что приводит к нагреву атмосферы;
- концентрация аэрозолей (пыли, дыма, тумана) и облаков – они рассеивают и поглощают излучение;
- атмосферная турбулентность и ветровая нагрузка – неравномерность атмосферы, обусловленная перемещением воздушных масс, влияет на распределение рассеивания и поглощения солнечного излучения на всем пути прохождения излучения через атмосферу;
- время суток и сезон года – количество излучения, достигающего земной поверхности, изменяется в зависимости от угла падения лучей;
- угол места – с увеличением угла места толщина атмосферы, через которую проходят лучи, увеличивается, что увеличивает вероятность взаимодействия лучей с атмосферными частицами и молекулами. В результате коэффициент прозрачности атмосферы начинает уменьшаться по мере приближения к горизонту.

В целях исследования прозрачности атмосферы нами была разработана система определения атмосферной видимости (или атмосферного разрешения) одноапертурным методом, позволяющая вычислить центр фигуры (центроид) Полярной звезды и значение полной ширины на половине максимума (FWHM) звезды, что и является значением астрономической видимости, обусловленной состоянием атмосферы (seeing), а также радиуса Фрида (r0) [2].

2. Метод мониторинга дифференциальных движений изображения

Метод определения атмосферной видимости (или атмосферного разрешения), используемый в нашей системе – метод мониторинга дифференциального движения изображения (Differential-Image-Motion-Monitor – DIMM). Классический DIMM [3] на данный момент является общепринятым инструментом для измерения параметра seeing. В нем параметр Фрида оценивается по дисперсии движения дифференциального изображения в двух малых апертурах, обычно вырезанных маской в одном большом зрачке телескопа, либо с применением двух согласованных с одним сенсором телескопов.

Успех и широкое внедрение DIMM привели к некоторой путанице. Часто считается, что модуль DIMM – это надежный и самокалиброванный инструмент, который всегда правильно измеряет качество изображения. Однако ряд тонких инструментальных эффектов в модулях DIMM могут искажать результаты [3].

Точная калибровка и устранение смещения результатов DIMM становится критически важным пунктом для сравнения площадок и прогнозирования изображения телескопа, а громоздкость прибора чаще всего требует его стационарного размещения.

Нами была разработана система с компактным прибором для получения изображений с одной апертурой, с исследованием большого количества изображений, разнесенных относительно друг друга не физически, а по времени, в отличие от классического DIMM.

В работах [3], [4] приведены уравнения, связывающие величину дисперсии положения центра изображения (изменение положения центроида Полярной звезды в серии изображений относительно друг друга), диаметр телескопа D_m и параметр Фрида r_0:

$$\sigma_*^2 = K \times \lambda^2 \left(\frac{1}{r_0}\right)^{5/3} \times \left(\frac{1}{D_m}\right)^{1/3}. \qquad (1)$$

Дальнейшие вычисления проводятся для $\lambda = 550$ нм $(5{,}5\times10^{-7}$ м), что соответствует примерно середине диапазона видимого света. Параметр K зависит от отношения расстояния между апертурами к диаметру апертур (для классического DIMM). В случае нулевого расстояния (одна апертура) $K = 0{,}358$. Из работы [4] следует, что в нашем случае параметр Фрида вычисляется как:

$$r_0 = \left(\frac{0,358 \times \lambda^2}{\sigma_*^2} \right)^{0,6} \times \left(\frac{1}{D_m} \right)^{0,2}. \qquad (2)$$

Параметр Фрида же определяет seeing или атмосферное разрешение – FWHM изображения ограниченного атмосферной турбулентностью для телескопа произвольного диаметра и вычисляется по [4] так:

$$FWHM\,(rad) = 0,98 \times \frac{\lambda}{r_0} \qquad (3)$$

или:

$$FWHM\,(arcsec) = 0,98 \times \frac{\lambda}{r_0} \times 206265.$$

Полученные по формулам (2) и (3) значения соответствуют зенитному расстоянию Z Полярной звезды. Чтобы получить значения для зенита, учитываем изменение воздушной массы с зенитным расстоянием. Параметр Фрида и seeing пропорционален воздушной массе в степени 0,6:

$$FWHM_Z = FWHM_P / (\cos Z)^{-0,6} \qquad (4)$$

и

$$r_{0z} = r_{0p} \times (\cos Z)^{-0,6}. \qquad (5)$$

Эта зависимость показана на рис. 2.

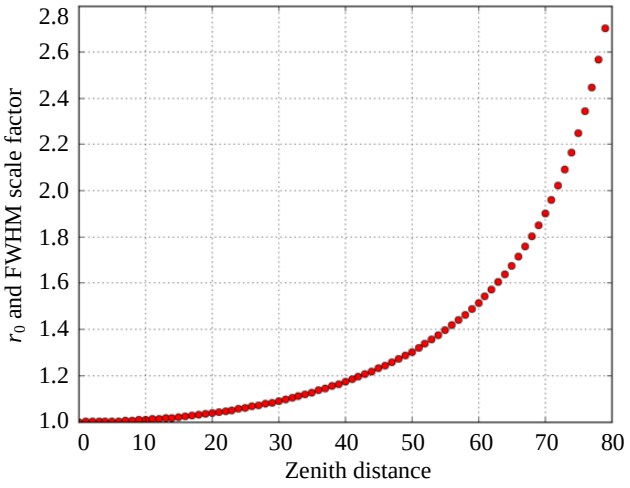


Рис. 2. Изменение параметра Фрида и FWHM зенитным расстоянием

3. Технические характеристики

В нашей системе для получения атмосферной видимости (или атмосферного разрешения) в свободной атмосфере [5] должен использоваться прибор для получения множества изображений Полярной звезды без гидирования с одной апертурой, для данных вычислений требуется серия снимков с короткими интервалами между снимками и короткими экспозициями. Для получения таких снимков лучше всего подходят камеры с CMOS-сенсором.

По причине использования неклассического метода определения атмосферной видимости удалось сконструировать компактный и мобильный прибор на базе IP-камеры массового производства с CMOS-сенсором Sony IMX335 с разрешением 2592×1944, форматом изображения 4/3 и объектива с фокусным расстоянием (FL) = 63,5 мм и с полем зрения H = 4,24 и V = 3,18 угл. град.

IMX335LQN – это твердотельный CMOS-сенсор с активными пикселями размером 6,52 мм (тип 1/2,8) и квадратной матрицей с 5,14 млн эффективных пикселей. Этот чип может работать от трёх источников питания: аналогового 2,9 В, цифрового 1,2 В и интерфейсного 1,8 В и отличается низким энергопотреблением. Высокая чувствительность достигается примененной в исполнении данного сенсора технологии обратной засветки пикселя (Back Side Illumination, BSI). Этот чип оснащён электронным затвором с переменным временем интегрирования заряда.

Спектральная чувствительность сенсора IMX335LQN показана на рис. 3.

Смоделирован и исполнен в атмосферостойких материалах (ASA, или атмосферостойкий ABS) корпус для камеры. Размеры корпуса камеры, модель и внешний вид которого показаны на рис. 4, не превышают 10x10x10см для исключения колебаний системы из-за ветровых нагрузок. В корпусе реализована возможность менять угол места объектива камеры для использования системы на любых широтах северного полушария.

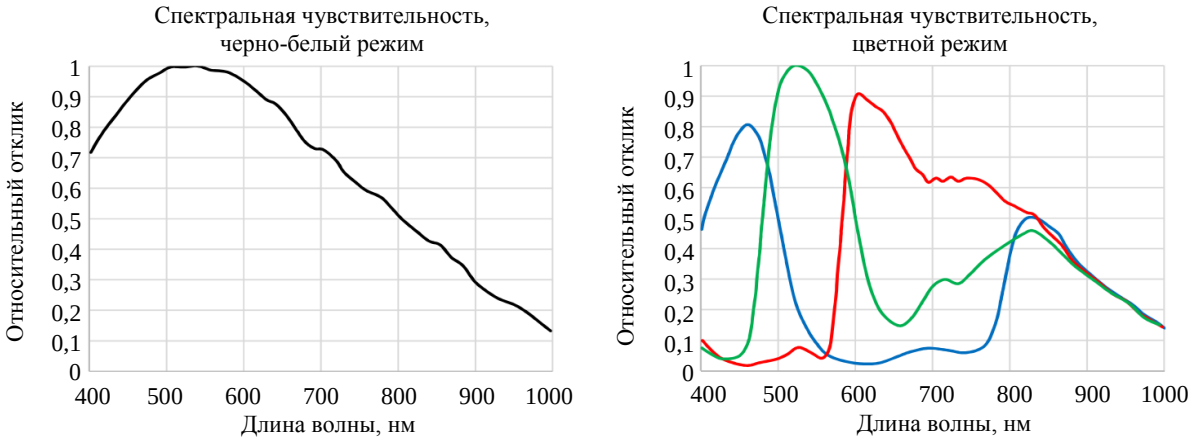


Рис. 3. Спектральная чувствительность сенсора IMX335LQN

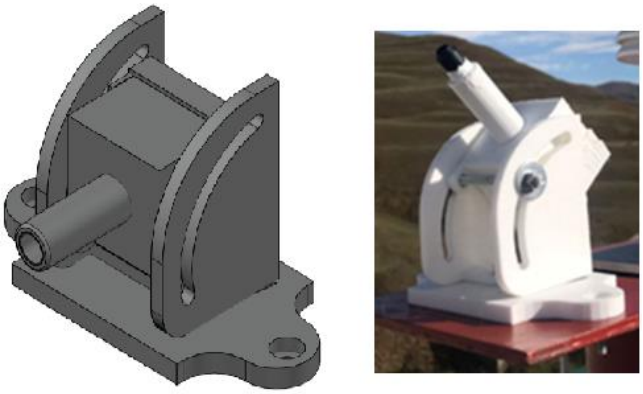


Рис. 4. Модель и внешний вид камеры системы определения атмосферной видимости

Обработка изображений, полученных камерой, производится посредством скрипта python с применением свободно распространяемых библиотек, что позволяет выполнить разные версии системы. Мобильная автономная система «камера-ноутбук/мини-ПК-USB-модем-PowerBank/зарядная станция-солнечная панель» с обработкой изображений непосредственно на месте установки системы и передачи в сеть готовых результатов измерений схематически показана на рис. 5.

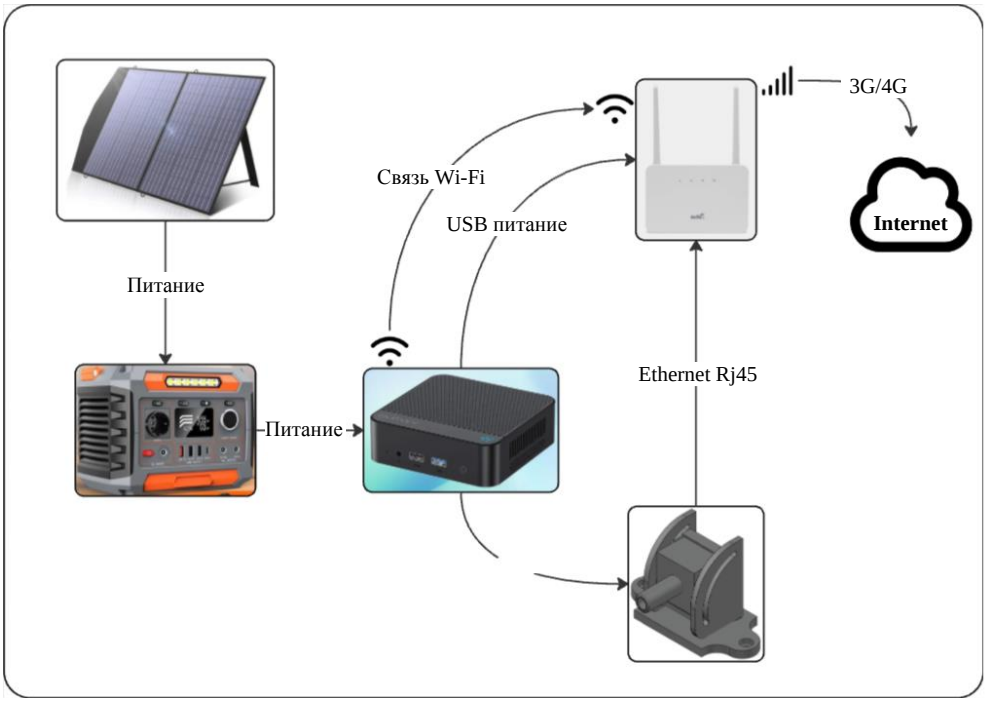


Рис. 5. Схема автономной системы «камера-ноутбук/мини-ПК-USB-модем-PowerBank/зарядная станция-солнечная панель»

Мобильная система «камера-маршрутизатор-PowerBank/зарядная станция-солнечная панель» с передачей изображений на стационарный компьютер через сеть Internet с последующей их обработкой показана на рис. 6.

Также нами ведется разработка системы на базе камеры с CMOS-матрицей Sony IMX335 для определения атмосферной видимости (или атмосферного разрешения) в дневное время посредством исследования большого количества изображений Солнца. Размеры корпуса не превышают 6×6×20 см, модель показана на рис. 7.

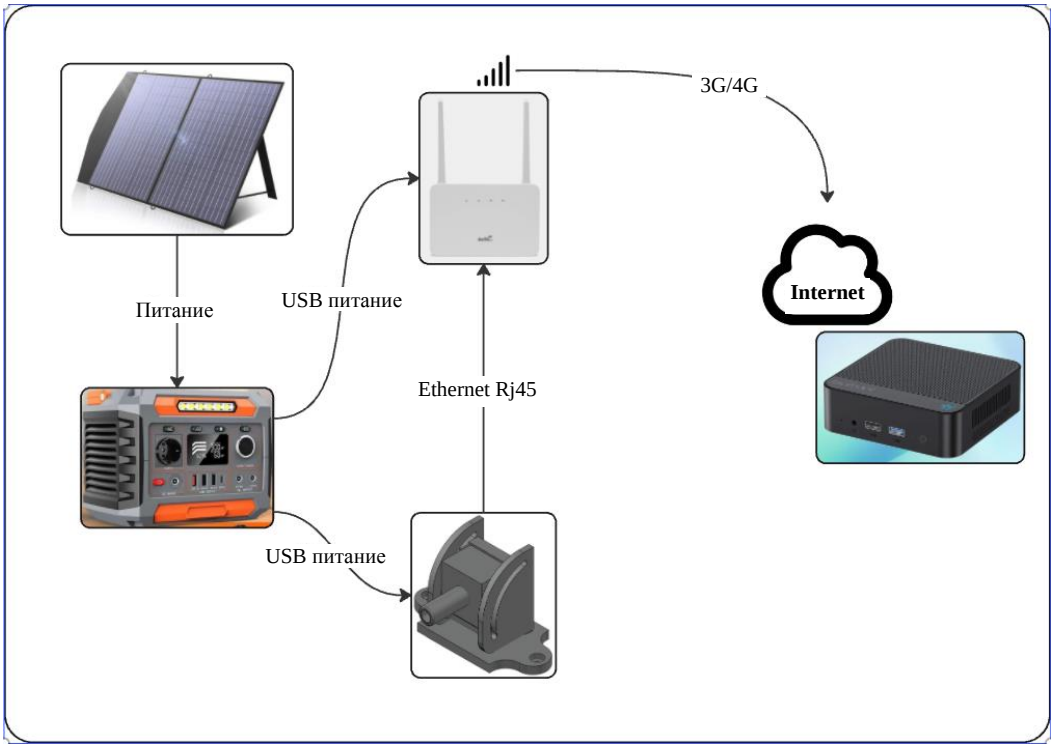


Рис. 6. Схема автономной системы «камера-маршрутизатор-PowerBank/зарядная станция-солнечная панель»

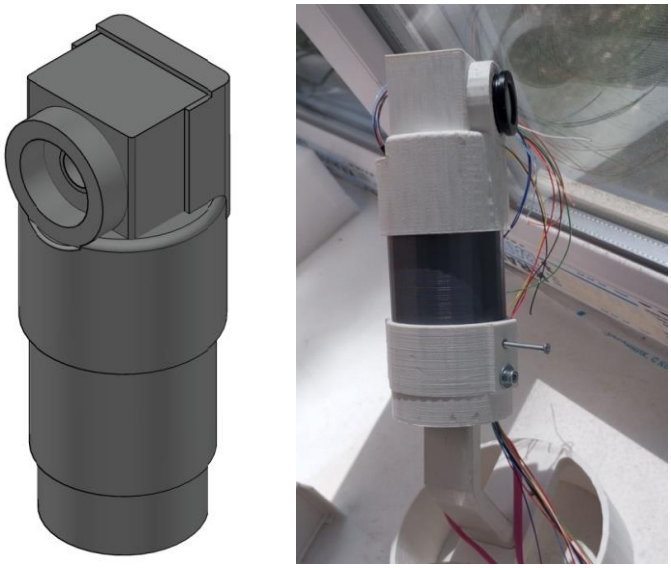


Рис. 7. Модель и внешний вид разрабатываемой системы для определения атмосферной видимости в дневное время по изображениям Солнца

4. Полученные результаты

Были изготовлены и установлены четыре идентичные камеры:

– в КЧР на территории оптических телескопов САО РАН (крыша телескопа Цейсс-1000) [6];

– в станице Зеленчукской (КЧР) вблизи радиотелескопа РАТАН-600;

– на пункте Радиоастрономической обсерватории «Зеленчукская» радио интерферометрической сети «Квазар-КВО» вблизи села Даусуз (КЧР);

– в поселке Буршаг (Республика Дагестан) у подножия горы Джуфудаг.

15.05.2026 была установлена и запущена в работу пятая система – на площадке Крымской Астрофизической обсерватории в поселке Научный (Республика Крым).

Предварительные испытания идентичных камер показали типовую погрешность измерений камеры, обусловленную шумами матрицы, составляющую около 0,2 %, и хорошую сходимость результатов измерений, полученных посредством обработки изображений с камер, установленных в непосредственной близости друг от друга (расстояние не более 0,5 м друг от друга) [7]. Как показано на рис. 8, разница средних значений за ночь между двумя идентичными приборами (Polar 1 и Polar 2), установленными на расстоянии не более 0,5 м друг от друга, составляет 1,6 % (среднее значение Polar 1 – 1,344 угл.сек, среднее значение Polar 2 – 1,322 угл.сек.).

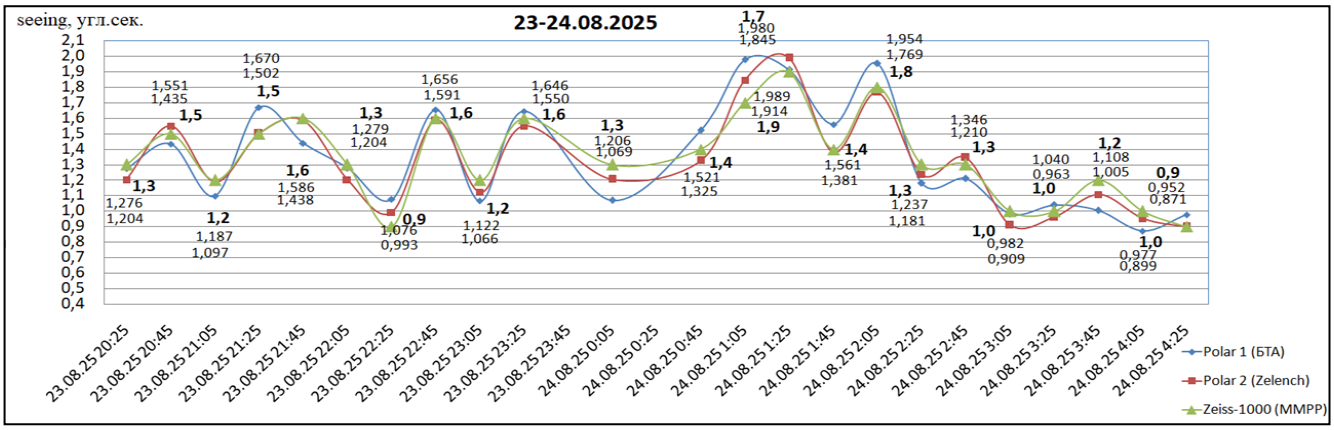


Рис. 8. Сравнение значений, полученных двумя идентичными системами, установленными вблизи друг от друга, со значениями, полученными при обработке изображений прибора ММРР телескопа Цейсс-1000

Также были произведены сравнения значений seeing, полученных нашей системой, с измерениями, полученными на других приборах [8]. Сравнение со значениями, полученными на приборе ММРР телескопа Цейсс-1000 [9] также показано на рис. 8. Сравнение со значениями, полученными на приборе W-DIMM по Веге (черные точки на графике), со значениями, полученными нашей системой по Полярной звезде (синяя линия), показано на рис. 9. Разница средних значений составляет 13,07 % в ночь 27–28.08.2024 (W-DIMM – 1,520 угл.сек., Polar – 1,322 угл.сек.), и 16,61 % в ночь 28–29.08.2024 (W-DIMM – 1,137 угл.сек., Polar – 0,948 угл.сек.). Данные, полученные прибором W-DIMM, для сравнения предоставлены Институтом астрономии РАН (Копылов Е. А.).

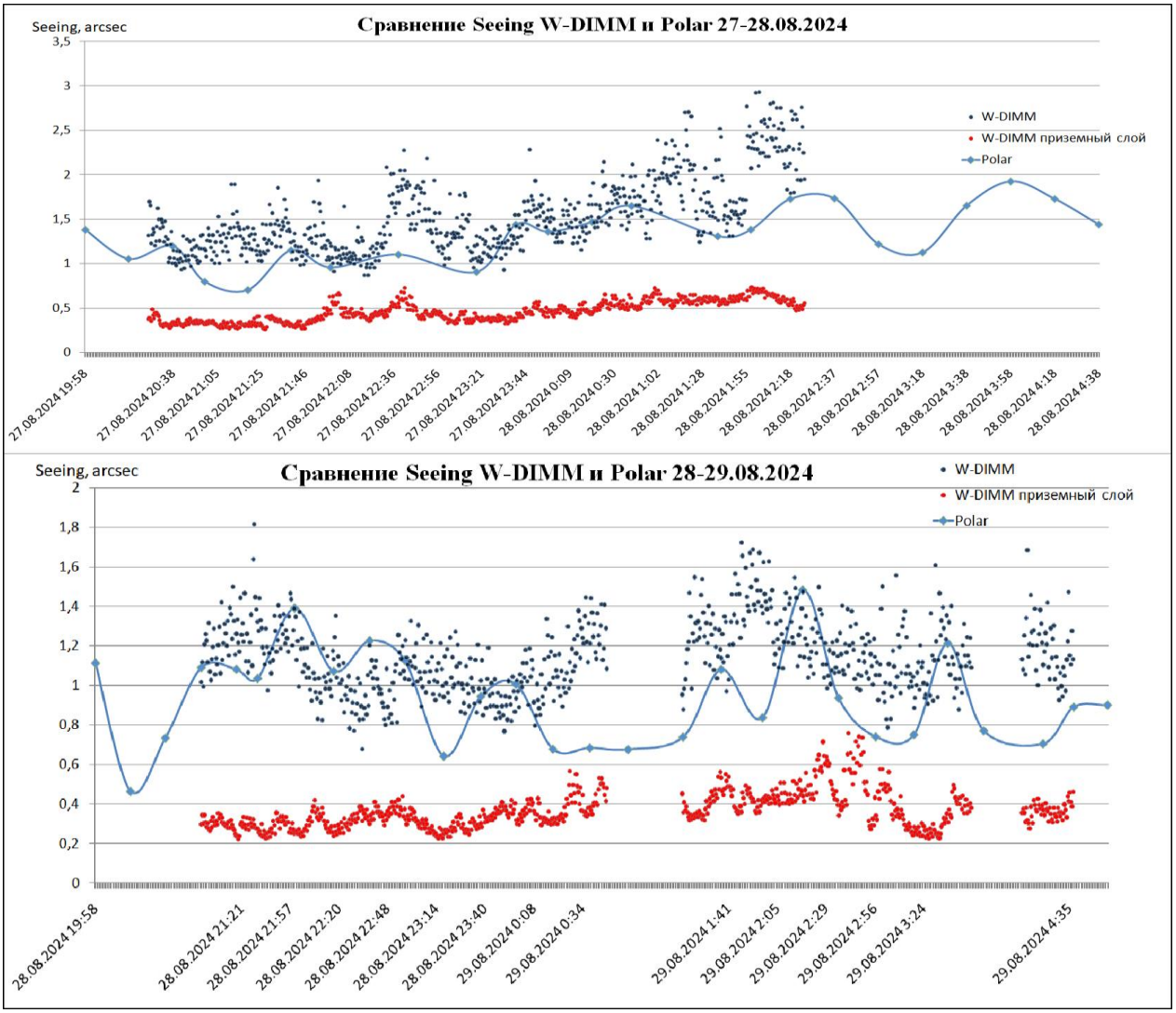


Рис. 9. Сравнение значений, полученных системой мониторинга атмосферного разрешения по Полярной звезде со значениями, полученными в это же время также на ВНП САО РАН прибором W-DIMM по Веге

5. Заключение

Нами разработана система определения атмосферной видимости, являющейся одним из факторов прозрачности атмосферы. Отличительной особенностью от классических систем стали малые габаритные размеры, мобильность и, в сочетании с применением солнечной панели, энергонезависимость, позволяющая работать данной системе автономно в полевых условиях. Полученные результаты показали низкий уровень погрешностей, хорошую сходимость измерений с камерами, установленными в непосредственной близости друг от друга, а также хорошую сходимость с измерениями, полученными на других приборах классическими методами.

Авторы выражают признательность рецензенту за конструктивные замечания, учет которых способствовал более полному раскрытию содержания статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Большая советская энциклопедия. – М.: Советская энциклопедия. 1969—1978.

2. *Шалдырван И. В., Комаров В. В., Фокин М. Ю.* / Известия Крымской Астрофизической Обсерватории. 2023. Т. 119 (2). С. 12–18.

3. *Tokovinin A.* / Publications of the Astronomical Society of the Pacific. 2002. Vol. 114. P. 1156–1166.

4. *Sarazin M., Roddier F.* / Astronomy and Astrophysics. 1990. Vol. 227. P. 294–300.

5. *Kornilov V., Shatsky N., Voziakova O., Safonov B., Potanin S., Kornilov M.* / Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2010. Vol. 408. P. 1233–1248.

6. *Komarov V. V., Moskvitin A. S., Bychkov V. D., et al.* / Astrophysical Bulletin. 2020. Vol. 75 (4). P. 486–500.

7. *Шалдырван И. В., Комаров В. В.* / Сборник науч-ных работ XIII Всероссийской научной конференции «Системный синтез и прикладная синергетика». – Ростов-на-Дону – Таганрог, 2025. С. 129–132.

8. *Шалдырван И. В., Комаров В. В., Фокин М. Ю.* / Сборник научных трудов XII Всероссийской научной конференции «Системный синтез и прикладная синергетика». – Таганрог, 2024. С. 236–239.

9. *Komarov V. V., Komarova V. N., Moskvitin A. S.* / Galaxies. 2025. Vol. 13 (3). P. 58.

PACS: 95.75.Mn, 42.79.Pw

Mobile system for determining atmospheric turbulence using the single-aperture method

I. V. Shaldyrvan*, V. V. Komarov, M. Yu. Fokin, and V. A. Egorov

Special Astrophysical Observatory of Russian Academy of Sciences (SAO RAS), Nizhnij Arkhyz, Karachaevo-Cherkesia, 369167 Russia
** E-mail: shaldyrvan@sao.ru*

Received 18.06.2026; revised 25.08.2026; accepted 22.10.2026

A mobile system for measuring atmospheric seeing using the single-aperture method has been developed. This is the Differential-Image-Motion-Monitor (DIMM) monitoring method with a non-classical study of a large number of images obtained using a single photodetector.

Keywords: DIMM, CMOS sensor, image processing method.

REFERENCES

1. The Great Soviet Encyclopedia. Moscow: Soviet Encyclopedia. 1969–1978 [in Russian].
2. Shaldyrvan I. V., Komarov V. V., and Fokin M. Yu., Izv. Krymsk. Astrofiz. Observ. **119**, 12–18 (2023) [in Russian].
3. Tokovinin A., Publications of the Astronomical Society of the Pacific **114**, 1156–1166 (2002).
4. Sarazin M. and Roddier F., Astronomy and Astrophysics **227**, 294–300 (1990).
5. Kornilov V., Shatsky N., Voziakova O., Safonov B., Potanin S. and Kornilov M., Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **408**, 1233–1248 (2010).
6. Komarov V. V., Moskvitin A. S., Bychkov V. D., et al., Astrophysical Bulletin **75** (4), 486–500 (2020).
7. Shaldyrvan I. V. and Komarov V. V. Collection of scientific papers of the XIII All-Russian scientific conference “System Synthesis and Applied Synergetics”. Rostov-on-Don – Taganrog, 2025, pp. 129–132.
8. Shaldyrvan I. V., Komarov V. V., and Fokin M. Yu. Collection of scientific papers of the XII All-Russian scientific conference “System Synthesis and Applied Synergetics”. Taganrog, 2024, pp. 236–239.
9. Komarov V. V., Komarova V. N., and Moskvitin A. S., Galaxies **13** (3), 58 (2025).

Об авторах

Шалдырван Игорь Викторович, старший инженер-исследователь, Специальная астрофизическая обсерватория РАН (369167, пос. Нижний Архыз, Россия). E-mail: shaldyrvan@sao.ru

Комаров Владимир Владимирович, к.т.н., научный сотрудник, Специальная астрофизическая обсерватория РАН (369167, пос. Нижний Архыз, Россия). E-mail: komarov@sao.ru SPIN-код: 7478-9198, AuthorID: 101730

Фокин Максим Юрьевич, старший инженер-исследователь, Специальная астрофизическая обсерватория РАН (369167, пос. Нижний Архыз, Россия). E-mail: maksimfokin01@gmail.com

Егоров Валерий Анатольевич, инженер, Специальная астрофизическая обсерватория РАН (369167, пос. Нижний Архыз, Россия).

ФИЗИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА И ЕЁ ЭЛЕМЕНТЫ
PHYSICAL EQUIPMENT AND ITS ELEMENTS

УДК 004.353.254 PACS: 07.05.Rm
EDN: MYYCCY

Система дистанционной беспроводной передачи данных

© С. О. Когновицкий

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021 Россия
E-mail: kogn@mail.ioffe.ru

Статья поступила в редакцию 06.08.2026; после доработки 25.08.2026; принята к публикации 22.10.2026
Шифр научной специальности: 2.2.6.

Предложен конструктивный облик системы дистанционной беспроводной оптической передачи данных на основе отражающего матричного экрана. Экспериментально подтверждена работоспособность ключевого элемента экрана – ячейки с изменяемой отражательной способностью. Особенностью системы является возможность работоспособности экрана при низких арктических температурах и его энергоэффективность.

Ключевые слова: беспроводная оптическая передача данных, матричный экран, арктические температуры.

DOI: 10.51368/1996-0948-2026-5-111-116

Введение

Предложенная система дистанционной беспроводной передачи данных (далее – Система) предназначена для формирования и дистанционного считывания беспроводным способом телеметрических данных с удалённых автономных объектов, не обладающих долговременными источниками электропитания, в арктических климатических условиях низких температур до минус 70 °С. Одно из основных требований к Системе – низкое потребление электроэнергии при формировании и передаче данных от автономного объекта, удалённого от приёмника данных на расстояние примерно до 1 км. В настоящей работе не затрагивается вопрос первичного формирования телеметрических данных, что является их источником и как они обрабатываются.

Существует большое количество способов и реализующих их устройств беспроводной передачи данных. Это, например, и радиоволновые приёмо-передающие устройства (радиомодемы), и системы атмосферных оптических линий связи, в которых используются светодиодные или лазерные излучатели. Оптические системы связи, в общем случае, более энергоэкономичны по сравнению с радиочастотными. Известны способы модуляции света для передачи информации, описанные в источниках [1–3]. В России лидером по созданию систем атмосферных оптических линий связи является компания АО «Мостком» [4]. Компания Avant Space запатентовала способ лазерной связи [5], при котором информация из космоса сможет передаваться на Землю по принципу QR-кода [6, 7], что потенциально может увеличить информационную ёмкость канала передачи данных. Принципы и устройства передачи данных с помощью последовательности QR-кодов описаны в источниках [8, 9].

Самыми простыми устройствами, которые могут отображать в оптическом спектральном диапазоне QR-коды, являются светодиодные экраны, а также устройства на основе жидких кристаллов или технологий электронной бумаги. Светодиодные экраны недостаточно энергоэкономичны, т. к. требуют постоянных затрат энергии на генерацию оптического излучения. Экраны на основе

жидких кристаллов более экономичны, но в общем случае их работоспособность снижается в условиях низких температур. Однако, финской компании Lumineq с использованием TFEL-тонкоплёночной электролюминесцентной технологии [10] удалось создать дисплеи с диагональю до 26 см, работоспособные до минус 60 °C [11].

С точки зрения энергоэкономичности и широкого диапазона рабочих температур перспективными являются технологии электронной бумаги. Идеи, заложенные при реализации таких технологий, и прежде всего эффекты Кулоновского взаимодействия заряженных частиц, были использованы в данной работе.

При разработке Системы ставилась задача найти решение, более энергоэкономное по сравнению с существующими системами атмосферных оптических линий связи, и в котором передающая часть может функционировать при арктических температурах.

Описание системы дистанционной беспроводной передачи данных

Предложенная Система, изображённая на рисунке 1, состоит из двух частей – приёмной и передающей. Приёмная часть подключена к источнику электропитания достаточной мощности. Передающая часть расположена на автономном объекте, лишённом долговременного источника электроэнергии и удалённом от приёмной части на расстояние примерно до 1 км в прямой видимости.

Приёмная часть включает лазер, совмещённый с коллиматором, обеспечивающим на расстоянии до 1 км освещение плоской поверхности площадью 50×50 см с распределением плотности оптического потока на этой поверхности, близким к равномерному. Длина волны излучения лазера должна быть короче 0,9 мкм. Также приёмная часть включает телескоп, в окулярной стороне которого установлена видеокамера, чувствительная к излучению в области спектра лазерного излучения. Чтобы в видимом спектральном диапазоне (например, при длине волны около 550 нм) разрешать с расстояния 1 км точки, отстоящие друг от друга на экране на расстоянии не более 3 мм, в соответствии с критерием Релея достаточно использовать телескоп с диаметром входной апертуры около 200 мм. Видеокамера подключена к электронному модулю, в котором загружена программа, обеспечивающая считывание QR-кодов и их обработку. Такой видеокамерой может являться видеокамера смартфона. Лазерная и телескопическая подсистемы должны быть расположены рядом друг с другом так, чтобы их оптические оси были практически параллельны и направлены на передающую часть Системы.

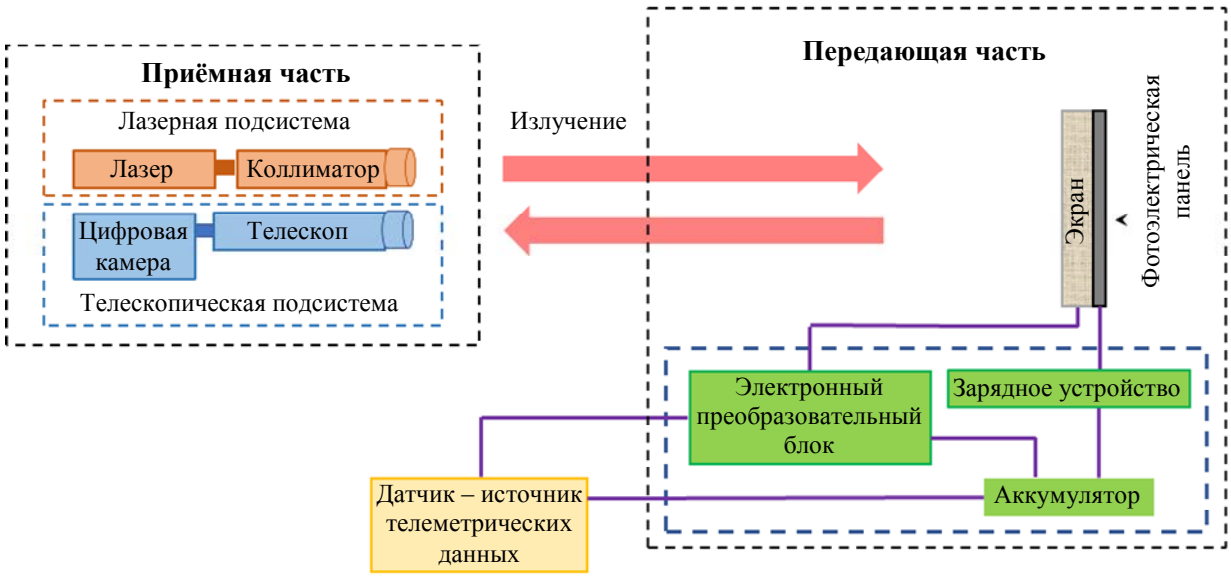


Рис. 1. Структура системы дистанционной беспроводной передачи данных

Передающая часть Системы включает аккумулятор небольшой ёмкости или ионистор с зарядным устройством, электронный преобразовательный блок и первичный источник телеметрических данных (в цифровом виде), подключенные к аккумулятору или ионистору. Программное обеспечение преобразовательного блока передающей части позволяет разбивать весь объём телеметрических данных на группы, объём которых соответствует отдельному QR-коду в версии № 7, и преобразовывать эти группы в «матрицы» электрических сигналов – электрических потенциалов на электродах, соответствующих пикселам QR-кода, принимающим логическое значение 0 или 1. Перечисленные выше составные части передающей части поддерживаются при температуре в рабочем диапазоне, например, путём их помещения в герметичной оболочке в грунт ниже уровня промерзания.

Электронный преобразовательный блок подключен к квадратному экрану размером немного более 50×50 см, который размещается на открытом пространстве над поверхностью земли или автономного объекта и своей лицевой поверхностью обращён в сторону приёмной части. Экран устанавливается таким образом, чтобы его боковые грани имели ориентацию, близкую к вертикальной. Тыльная сторона экрана состоит из кремниевой фотоэлектрической панели, подключенной к зарядному устройству. На фотоприёмной (лицевой) стороне панели закреплён однокамерный прозрачный стеклопакет, внутренний объём которого заполнен сухим газообразным азотом. В пространстве между стёклами стеклопакета вплотную друг к другу упорядоченно размещены пустотелые одинаковые параллелепипеды, боковые непрозрачные стенки которых перпендикулярны поверхности стёкол, а в качестве лицевой и тыльной сторон параллелепипедов выступают сами стёкла стеклопакета. Параллелепипеды в плоскости стёкол имеют квадратное сечение с размером немного менее 1×1 см и выстроены таким образом, что образуют без пробелов 45 строк и 45 столбцов на экране, параллельных соответствующим боковым граням экрана. Горизонтальные грани параллелепипедов выполнены из изолирующих материалов. Вертикальные грани параллелепипедов изготовлены из электропроводящих материалов, поверхность которых покрыта тонким электроизолирующим слоем. Вертикальные грани, находящиеся друг под другом и образующие периодические вертикальные линии в сечении плоскости экрана, электрически соединены между собой и образуют вертикальные линейные электроды. В центре каждого параллелепипеда вертикально закреплена электропроводящая металлическая тонкая ось. Каждая ось электрически подключена к управляющему контакту электронного преобразовательного блока. На оси закреплена вертикально-ориентированная тонкая пластина (шторка) таким образом, чтобы она могла с минимальным трением поворачиваться вокруг своей вертикальной оси. Половина пластины с одной стороны от оси (для определённости – с лицевой стороны экрана) имеет электропроводящее покрытие, которое обладает омическим низкоомным контактом с осью. Горизонтальное сечение пластины симметрично относительно оси, а высота пластины чуть меньше высоты внутреннего пространства параллелепипеда. Длина пластины выбрана таким образом, чтобы при её отклонении к боковой вертикальной грани параллелепипеда она образовывала с ней в горизонтальном сечении угол примерно 30 градусов и перекрывала поток света вдоль параллелепипеда между стёклами стеклопакета. Одна из сторон пластины покрыта чёрной матовой краской (точнее, с большим коэффициентом поглощения применяемого лазерного излучения), а вторая – белой матовой (точнее, с большим коэффициентом рассеяния применяемого лазерного излучения). Фрагмент лицевой стороны информационного экрана изображен на рисунке 2.

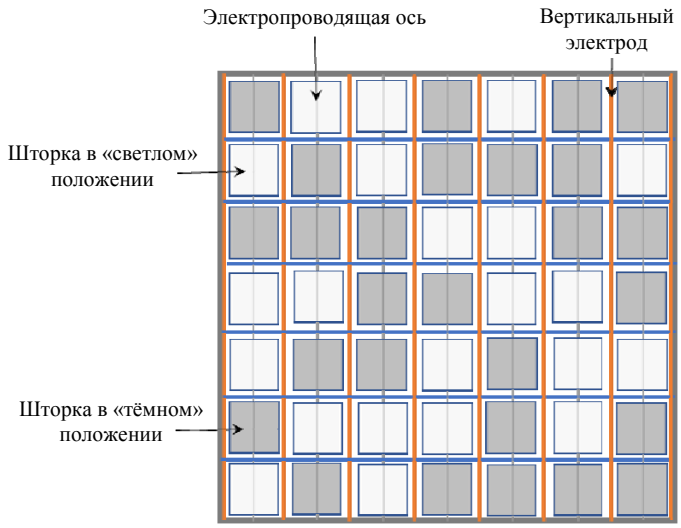


Рис. 2. Схематическое изображение фрагмента лицевой стороны информационного экрана

Функционирование Системы

Система работает следующим образом. Приёмная часть Системы, например, на мобильном транспорте повышенной проходимости доставляется на точку в прямой видимости передающей части так, чтобы передающая часть была обращена к приёмной части своей лицевой стороной. Включается непрерывный лазер из состава принимающей части, направляется на экран передающей части и освещает его в течение некоторого промежутка времени, достаточного для первичной зарядки аккумулятора (ионистора) током от фотоэлектрической панели с помощью зарядного устройства из состава передающей части Системы. После первичной зарядки аккумулятора (ионистора) на соседние вертикальные линейные электроды от электронного блока подаются равные постоянные электрические потенциалы одинаковых знаков, при этом потенциал относительно земли может составлять, например, 300 В. На все шторки через их оси подаётся потенциал того же знака. За счёт действия Кулоновских сил отталкивания между одинаково заряженными электродами подвижные шторки устанавливаются в положение, параллельное вертикальным граням параллелепипедов, пропуская свет лазера на фоточувствительную поверхность фотоэлектрической панели. После дополнительной зарядки аккумулятора (ионистора) энергии аккумулятора должно быть достаточно для приведения в действие датчиков и считывания с них телеметрических данных электронным блоком, а также для обеспечения получения и передачи телеметрических данных. В случае наличия яркого внешнего освещения, например, солнечного света, падающего на лицевую поверхность информационного экрана, лазер может не использоваться для подзарядки.

После формирования в электронном блоке пакета телеметрических данных и их преобразования с помощью встроенного программного обеспечения начинается передача телеметрических данных в виде формирования на экране последовательности визуальных QR-кодов. Отдельный QR-код формируется следующим образом. На соседние вертикальные линейные электроды от электронного блока подаются постоянные электрические потенциалы противоположных знаков, при этом разность потенциалов может составлять, например, 300 В. Разность потенциалов создаёт электрическое поле между вертикальными гранями параллелепипедов величиной около 30 кВ/м. На все шторки одновременно через их оси подаются переключаемые потенциалы, причём на каждую шторку – потенциал того знака, который за счёт действия сил Кулона поворачивает за промежуток времени менее 0,2 с подвижную шторку в нужном направлении, перекрывая поток лазерного излучения сквозь внутреннее пространство параллелепипеда таким образом, что освещается падающим излучением либо белая сторона шторки, либо чёрная. Таким образом создаётся на экране матрица из белых и чёрных пикселов – QR-код объёмом 2025 бит, из которых полезную информацию, за исключением служебной, будут нести 1568 бит. Последовательные QR-коды формируются на экране с периодич-

ностью не более 0,2 с, обуславливаемой низким быстродействием электромеханической системы шторок, что соответствует скорости передачи полной информации 10125 бит/с, а полезной – 7840 бит/с. За счёт освещения экрана лазерным излучением с заданной расходимостью, обеспечивающей освещение всего экрана, создаётся высокая контрастность изображения пикселов QR-кода.

Энергию, которую необходимо затратить на переключение одной электромеханической ячейки, можно оценить как энергию перезарядки конденсатора с планарными размерами обкладок, соответствующих оптической шторке. В качестве минимального зазора между обкладками примем 0,5 мм, реализуемого в макете, без учёта реальной геометрии зазора, что достаточно для оценки «сверху». В качестве диэлектрической проницаемости будем использовать таковую для сухого азота. С учётом изменения полярности обкладок, используя известную формулу для энергии конденсатора, получим энергию переключения шторки, оцениваемую как 0,43 мкДж. Для переключения одновременно всех шторок потребуется не более 870 мкДж. При переключении QR-кодов с частотой 5 Гц средняя потребляемая мощность составит не более 4,3 мВт, что существенно меньше энергопотребления электролюминесцентных панелей или TFT – ЖК-панелей с аналогичной площадью экрана, а также меньше типичной мощности яркого светодиода (например, FYL-5013UWC/P), который мог бы быть применён для последовательной передачи информации по одиночному атмосферному каналу.

Если одна ячейка будет содержать последовательно (по пути света) три цветных шторки (цвета должны существенно различаться, например, красный, жёлтый и зелёный) и один чёрный фон, т. е. QR-код будет цветным, то информация, заключённая в одном экране (без вычитания служебной информации), увеличится в 4 раза и составит 8100 бит, что может соответствовать скорости передачи данных 5 кБайт/с.

На работоспособность экрана практически не влияет понижение температуры окружающего воздуха из-за отсутствия чувствительных к температуре элементов в составе экрана, за исключением фотоэлектрической панели, эффективность которой только возрастает при понижении температуры. Единственным препятствием для передачи изображения QR-кода может быть иней на лицевой поверхности стеклопакета, однако эта проблема решается путём прогрева заиндевевшей поверхности лазерным излучением в течение необходимого промежутка времени и испарения влаги.

Приёмная часть устройства за счёт телескопа, видеокамеры и электронного модуля считывает отдельные последовательные QR-коды и с помощью программного обеспечения объединяет полученные данные и восстанавливает телеметрическую информацию. При этом программное обеспечение на передающей и приёмной частях основано на общих алгоритмах формирования и распознавания QR-кодов, что позволяет корректно восстанавливать целевую и служебную информацию.

Заключение

Таким образом, предложена система дистанционной беспроводной передачи телеметрической информации, которая может осуществляться при экстремально низких температурах.

Для демонстрации реализуемости системы была изготовлена единичная информационная ячейка, включающая два параллельных электрода, между которыми была закреплена подвижная электропроводящая шторка. Экспериментально было продемонстрировано перекрытие светового потока сквозь ячейку за счёт поворота непрозрачной шторки при приложении к электродам и шторке соответствующих электрических потенциалов. Созданная ячейка, будучи помещённой в сухую газовую атмосферу, сохраняет работоспособность при крайне низких температурах. С использованием принципа мультипликации на основе информационных ячеек может быть изготовлен и информационный экран, являющийся ключевой частью предложенной системы дистанционной беспроводной передачи телеметрической информации.

Автор выражает искреннюю признательность Максиму Зиновьевичу Шварцу, заведующему лабораторией Фотоэлектрических преобразователей ФТИ им. А. Ф. Иоффе, за полезное обсуждение материалов статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Левченко О. И., Родионов М. К. и др.* Модулятор света. Описание изобретения к авторскому свидетельству № 682858 (РФ). 1976.
2. *Новиков М. А., Лукьянов А. Ю., Ромашов В. Н.* Электрооптический модулятор света на продольном эффекте Поккельса. Патент на изобретение № 2029977 (РФ). 1991.
3. *Игнатов А. И.* / Современная электродинамика. 2024. № 2 (10). С. 4–10.
4. https://moctkom.ru/ru/стационарные-терминалы/
5. *Оссовский А. В., Малинин А. В., Капустин Э. В., Милов А. Е., Петросян А. Ю.* Метод передачи информации из космоса и устройство для его осуществления. Патент на изобретение № 2755444 (РФ). 2020.
6. Алгоритм генерации QR-кода. https://habr.com/ru/articles/172525/
7. Передача данных через анимированные QR на Gomobile и GopherJS. https://habr.com/ru/articles/430688/
8. *Калинин Н. Р., Быков А. А.* Передача данных с помощью последовательности QR-кодов. Современные технологии проектирования программного обеспечения. – Муромский Институт Владимирского Государственного Университета, 2019. ВКР. С. 454–456.
9. *Баэ Со Воон, Ким Бюн Сун, Ян Сун Хо.* Устройство и способ для автоматического распознавания QR-кода. Патент на изобретение № 2543569 (РФ). 2012.
10. АО «Компонента» / Журнал «ИСУП» (Информатизация и системы управления в промышленности). 2016. № 5 (65).
11. www.lumineq.com

PACS: 07.05.Rm

Remote wireless data transmission system

S. O. Kognovitskii

Ioffe Institute, Saint-Petersburg, 194021 Russia
E-mail: kogn@mail.ioffe.ru

Received 06.08.2026; revised 25.08.2026; accepted 22.10.2026

A construct of a remote wireless optical data transmission system based on a reflecting matrix screen is proposed. The operability of the key element of the screen – a cell with a variable reflectivity – has been experimentally confirmed. A feature of the system is the ability to operate the screen at low arctic temperatures and its energy efficiency.

Keywords: wireless optical data transmission, matrix screen, arctic temperatures.

REFERENCES

1. Levchenko O. I., Rodionov M. K., et al. Moduliator sveta. The invention to the author's certificate № 682858 (SU) 1976.
2. Novikov M. A., Luk'ianov A. Yu., and Romashov V. N. Elektroopticheskiy moduliator sveta na prodol'nom effekte Pokkel'sa. Patent for invention № 2029977 (RU) 1991.
3. Ignatov A. I., Modern Electrodynamics, № 2 (10), 4–10 (2024) [in Russian].
4. https://moctkom.ru/ru/стационарные-терминалы/
5. Ossovskiy A. V., Malinin A. V., Kapustin E. V., Milov A. E., and Petrosian A. Yu. Metod peredachi informatsii iz kosmosa i ustroystvo dlya ego osushchestvleniya. Patent for invention № 2755444 (RU) 2020.
6. Algoritm generatsii QR-koda. https://habr.com/ru/articles/172525/ [in Russian].
7. Peredacha dannykh cherez animirovannye QR na Gomobile i GopherJS. https://habr.com/ru/articles/430688/ [in Russian]
8. Kalinin N. R. and Bykov A. A. Peredacha dannykh s pomoshch'yu posledovatel'nosti QR-kodov. Sovremennye tekhnologii proektirovaniya programmnogo obespecheniya. Final qualification work MIVLGU, 454–456 (2019) [in Russian].
9. Bae S. V., Kim B. S., and Yan S. Kh. Ustroystvo i sposob dlya avtomaticheskogo raspoznovaniya QR-koda. Patent for invention № 2543569 (RU) 2012.
10. JSC «Komponenta». ISUP, № 5 (65), 2016.
11. www.lumineq.com

Об авторе

Когновицкий Сергей Олегович, к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, ФТИ им. А. Ф. Иоффе (194021, Санкт-Петербург, Россия). E-mail: kogn@mail.ioffe.ru AuthorID: 23354

Поздравляем с юбилеем!



28 сентября 2026 года исполнилось 80 лет известному ученому в области твердотельной фотоэлектроники Евгению Алексеевичу Климанову доктору технических наук, заслуженному деятелю науки Российской Федерации, лауреату Государственной премии Российской Федерации в области науки и техники.

Евгений Алексеевич Климанов окончил Московский государственный институт стали и сплавов в 1970 году по специальности полупроводники и диэлектрики. Вся его научная и трудовая деятельность связана с Государственным научным центром Российской Федерации АО «НПО «Орион», в котором он работает уже более полувека сразу же после окончания института. В 1980 г. защитил кандидатскую диссертацию по специальности «Твердотельная электроника и микроэлектроника», а в 2007 г. – докторскую диссертацию по специальности «Твердотельная электроника, радиоэлектронные компоненты, микро- и наноэлектроника на квантовых эффектах». Евгений Алексеевич принимает непосредственное участие в разработке базовых технологий фотоприёмников на основе кремния, операционных усилителей и мультиплексоров для МФПУ, имеет более 100 научных публикаций, 9 авторских свидетельств и патентов на изобретения. Он член редакционных коллегий научно-технических журналов «Прикладная физика» и «Успехи прикладной физики», член специального диссертационного совета при АО «НПО «Орион», научный руководитель дипломников и аспирантов, профессор базовой кафедры Российского технического университета (РТУ МИРЭА) при АО «НПО «Орион», где читает ряд авторских курсов по твердотельной фотоэлектронике.

В 2000 году удостоен Государственной премии Российской Федерации за цикл работ «Твердые растворы теллуридов кадмия-ртути и фотодиоды на их основе для инфракрасной техники нового поколения». Награждён орденом «Знак Почёта», медалью ордена «За заслуги перед Отечеством» II степени.

Редакция и редколлегия журнала «Прикладная физика» искренне поздравляют Вас с юбилеем и желают крепкого здоровья, плодотворной научной и педагогической деятельности, успехов и удачи в достижении новых результатов.



Юбилей Леонида Михайловича ВАСИЛЯКА

Редакция и редколлегия журнала «Прикладная физика» сердечно поздравляют с 80-летием **Леонида Михайловича Василяка**, главного научного сотрудника Объединенного института высоких температур РАН, доктора физико-математических наук, профессора, лауреата премии Правительства Российской Федерации 2016 года в области науки и техники, заместителя главного редактора нашего журнала.

Л. М. Василяк родился 8 октября 1946 г. в г. Североуральск Свердловской области в семье учителей. Окончил с золотой медалью среднюю школу и поступил в Московский физико-технический институт на факультет молекулярной и химической физики, который в 1971 г. закончил с отличием. В 1975 г. защитил кандидатскую диссертацию по специальности «Физика и химия плазмы», а в 1996 г. защитил докторскую диссертацию. В настоящее время работает в Объединенном институте высоких температур РАН в должности главного научного сотрудника.

За время своей работы Леонид Михайлович выполнил обширный цикл экспериментальных и теоретических исследований в области физики низкотемпературной плазмы. Обнаружил и исследовал новый механизм электрического пробоя в виде субсветовых слабозатухающих волн ионизации, во фронте которых генерируются релятивистские убегающие электроны с токами до нескольких кА при напряжениях до 600 кВ. Обнаружив высокоэнергетичные электроны во фронте волн ионизации, он объяснил их роль в механизме движения волны ионизации и раскачки, генерации лазерного излучения в режиме сверхизлучения (без зеркал), движущегося синхронно с фронтом волны ионизации.

Л. М. Василяк впервые создал направляемые лазером электрические разряды длиной до 4 м в открытой атмосфере при импульсных напряжениях до 2 МВ и исследовал волны ионизации в них, а также обосновал возможность различных технических применений, таких как плазменные антенны, создание новых типов коммутаторов, системы активной молниезащиты.

В Принстонском университете (США) Л. М. Василяк провел экспериментальные исследования высоковольтных импульсно-периодических разрядов наносекундной длительности в сверхзвуковых воздушных потоках в сильных магнитных полях.

В НПО «ЛИТ» занимался исследованиями разрядов в парах ртути и инертных газов низкого давления на повышенной частоте, участвовал в создании новых мощных высокоэффективных источников бактерицидного и вакуумного ультрафиолетового излучения, которые в настоящее время широко применяются для обеззараживания воды на самых мощных станциях водоподготовки во всем мире, а также для обеззараживания и очистки воздуха от вредных примесей. Он является одним из авторов монографии на данную тему.

Л. М. Василяк совместно с ИМБП РАН провел ряд исследований на Международной космической станции по выживаемости микроорганизмов в открытом космосе.

В Институте внеземной физики Общества Макса Планка (MPE, Германия) им были проведены исследования параметрического возбуждения плоского пылевого кластера наносекундными высоковольтными импульсами, а также динамика ВЧ-плазмы после полного удаления электронов из плазмы приложенным высоковольтным импульсом наносекундной длительности.

Под руководством Л. М. Василяка в ОИВТ РАН выполнен цикл работ по тепловым и электрическим импульсным воздействиям на пылевую плазму и кулоновские структуры заряженных пылевых частиц, влияния термофореза, впервые исследована пылевая плазма при криогенных температурах, исследованы кулоновские структуры заряженных микрочастиц в квадрупольных линейных электродинамических ловушках в воздухе при атмосферном давлении, а также волны и неустойчивости в них.

Леонид Михайлович в течение последних лет занимается исследованиями резонансных явлений в субволновых диэлектрических структурах, возбуждаемых плоской электромагнитной волной СВЧ-диапазона, а также ведет активную педагогическую деятельность, с 1978 г. он преподает в МФТИ на кафедре «Физика высокотемпературных процессов», читает курс лекций «Физические свойства плазмы», под его руководством были защищены 10 кандидатских диссертаций, 16 дипломных проектов и магистерских диссертаций, им опубликовано более двухсот статей в рецензируемых журналах, получены 11 патентов и свидетельств на изобретения.

Л. М. Василяк является заместителем главного редактора в журналах «Прикладная физика» и «Успехи прикладной физики», выполняет экспертизу заявок, грантов и отчетов в Минобрнауке и Российской академии наук, а также рецензирует статьи как в отечественных журналах («Теплофизика высоких температур», «Физика плазмы», «Прикладная физика», «Успехи прикладной физики», «Светотехника», «Письма в журнал технической физики» и др.), так и в ряде зарубежных (IEEE Transactions on Plasma Science, EuroPhysics Letters, Journal of Food Engineering, Journal of Applied Physics, Journal of Physics D: Applied Physics и др.).

Л. М. Василяк в настоящее время является членом двух специализированных ученых советов по присуждению ученых степеней доктора и кандидата наук по специальностям «Физика плазмы» и «Электрофизика».

В 2016 г. Леонид Михайлович в составе коллектива авторов получил премию Правительства Российской Федерации в области науки и техники 2016 года и звание «Лауреат премии правительства РФ в области науки и техники» за работу «Фундаментальные исследования нелокальных процессов в электрических разрядах в плотных газах и создание устройств высоковольтной техники для импульсной энергетики».

Редакция и редколлегия журнала «Прикладная физика» признательны Вам, Леонид Михайлович, за плодотворное и творческое участие в развитии нашего журнала. Мы совместно с Вашими многочисленными друзьями, коллегами и учениками поздравляем Вас с юбилеем и желаем Вам крепкого здоровья, неиссякаемой энергии и новых свершений! Пусть каждый день приносит радость и удовлетворение от проделанной работы, а Ваши идеи продолжают воплощаться в жизнь.

ИНФОРМАЦИЯ
INFORMATION

Правила направления, рецензирования и опубликования научных статей

(в редакции 2026 г.)

1. Журнал «Прикладная физика» ориентирован в основном на срочную публикацию кратких статей о последних достижениях в области физики, имеющих перспективу прикладного (технического и научного) применения. Журнал входит в новый Перечень ВАК, вступивший в действие 1 декабря 2015 г.

Направляя рукопись статьи в редакцию журнала, авторы передают редколлегии, учредителю и издателю журнала безвозмездное неисключительное право опубликовать ее на русском языке в качестве статьи в печатной версии журнала, в электронной версии журнала в сети Интернет и на лазерных дисках. При этом за авторами сохраняются их интеллектуальные права на рукопись статьи (в т. ч. «авторское право»). В связи с этим и с учетом Четвертой части (Раздел VII) Гражданского Кодекса РФ авторами должно быть представлено в редакцию письмо в следующей форме:

Лицензионный договор о передаче права на публикацию (издательский лицензионный договор)

Мы, нижеподписавшиеся, авторы рукописи _____
предоставляем редколлегии, учредителю и издателю журнала «Прикладная физика» безвозмездную простую (неисключительную) лицензию на публикацию рукописи статьи как в печатной, так и в электронной версиях журнала.

Мы подтверждаем, что данная публикация не нарушает интеллектуальных прав других лиц или организаций.
Подписи авторов: _____ (ф. и. о., ученая степень, дата)

Статья должна быть подписана всеми авторами. В случае нескольких авторов указывается фамилия автора, ответственного за переписку с редакцией. Рукопись статьи направляется на адрес редакции журнала: 111538, Москва, ул. Косинская, д. 9, АО «НПО «Орион», Редакция журнала «Прикладная физика» или по электронной почте: advance@orion-ir.ru

2. Рукопись статьи в редакцию представляется обязательно на русском языке.

3. Рукопись статьи должна сопровождаться экспертным заключением о возможности публикации в открытой печати, оформленным в установленном порядке.

4. Объем статьи (вместе с рисунками, библиографией и англоязычной частью) не должен превышать **7 страниц** формата А4 при однократном межстрочном интервале. (Статью большего объема предлагается направлять в аффилированный журнал **"Успехи прикладной физики"**, предназначенный для публикации развернутых статей и обзоров). Материал статьи представляется в печатном виде (на бумажном носителе) и в электронном варианте на CD/DVD-диске с текстом в формате Word (гарнитура шрифта – Times New Roman, размер шрифта – 12), причем текст уже должен содержать в нужном месте рисунки и подписи под ними. Однако следует избегать приведения в тексте излишне подробных и громоздких математических преобразований и выражений. Оформление статьи следующее:

- название раздела журнала;
- индекс УДК;
- код классификации PACS (https://publishing.aip.org/wp-content/uploads/2019/01/PACS_2010_Alpha.pdf);
- заголовок статьи;
- инициалы и фамилии авторов;
- аннотация статьи (10–15 строк с раскрытием цели работы и её основных результатов);
- ключевые слова;
- шифр научной специальности.

5. Основной текст статьи должен начинаться разделом «Введение» с четкой постановкой цели и задач работы, сопровождаемой аргументами в пользу ее выполнения на фоне существующего состояния затронутой в статье проблемы. Дальнейший текст статьи также должен иметь смысловые рубрикаторы (разделы и подразделы) без их нумерации. Заканчиваться статья должна отдельным разделом «Заключение» с перечислением основных результатов, следующих из них выводов и, по возможности, предложений по развитию исследований и использованию их результатов.

Внизу первой страницы текста помещается отдельный абзац (полужирным шрифтом), содержащий контактную информацию об авторе (или авторах) **(обязательный раздел)**: фамилия, имя, отчество (полностью), **e-mail (всех авторов),** профили и регистрационные номера в наукометрических базах данных (SPIN-код, РИНЦ Author ID, ArXiv Author ID, Orcid ID, Scopus Author ID), ученая степень, звание, должность, почтовый адрес предприятия).

Также необходимо указать ответственного за переписку с редакцией.

Авторы могут предложить возможных рецензентов (2–3 человека с указанием ФИО (полностью), места работы и адрес электронной почты). При этом предполагаемые кандидаты не должны работать в учреждениях, в которых работают авторы.

После основного текста – список использованных источников под названием «Список литературы».

Примеры обозначения в разделе "Список литературы" использованных источников.

Ссылка на **статьи** дается следующим образом: Фамилия И.О., название журнала, год, том, номер, номера страниц.

Иванов И. И. / Прикладная физика. 2022. № 1. С. 12–18; https://doi.org/10.51368/1996-0948-2022-1-12-18

Lang D. V. / J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. № 7. P. 3023–3034.

Ссылка на **книги**: Фамилия И.О., название книги, город, издательство, год. (При ссылке на определенную главу или страницу в книге после года ставится номер страницы.)

Корн Г., Корн Е. Справочник по математике. – М.: Наука, 1974.

Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. – М.: Наука, 1982. С. 371.

Ультрафиолетовые технологии в современном мире / под ред. Кармазинов Ф. В. Костюченко С. В., Кудрявцев Н. Н. – Долгопрудный: Интеллект, 2012.

Ссылка на **материалы конференции**: Фамилия И.О., название публикации, место и дата проведения, номера страниц.

Романов А. В., Степович М. А., Филиппов М. Н. / Труды XVII Международного совещания «Радиационная физика твердого тела». – Севастополь, 2007. С. 592–599.

Ссылка на **патенты**: Фамилия И.О., название, вид, номер, год.

Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Якубов Р. Х. Вакуумный искровой разрядник. Патент на изобретение № 2654494 (РФ). 2018.

Ссылка на **диссертации и авторефераты**: Фамилия И.О., название работы (автореферата), дисс. … канд. (д-ра) физ.-мат. наук, город, организация, год.

Гречихин В. А. Разработка и анализ компьютерных алгоритмов обработки одночастичных сигналов лазерных доплеровских анемометров: Автореф. дисс. канд. техн. наук. – М.: МЭИ, 1996.

Далее размещается подробная англоязычная информация о статье, необходимая для индексирования всего журнала, данной статьи и её авторов в международных наукометрических базах данных, а именно: PACS, название статьи, фамилия и инициалы авторов (английская транслитерация), предприятие, его почтовый адрес, e-mail автора (авторов), аннотация, ключевые слова (Keywords), пристатейная библиография (References); поскольку журнал распространяется и за рубежом, редакция оставляет за собой право корректировать английскую часть текста без изменения его смысла.

Оформление пристатейной библиографии в англоязычной части статьи (References) имеет свои особенности. В частности, если цитируемая книга или монография является русскоязычным переводом с зарубежного издания, то указываются исходные данные этого издания (авторы, название книги, издательство, город или страна, год издания), а также русскоязычное издательство и год издания на русском языке. Ниже приведены основные примеры обозначения использованных источников в разделе References:

Статья из журнала:

Ivanov I. I., Applied Physics, № 1, 12–18 (2022) [in Russian].

Lang D. V., J. Appl. Phys., **45** (7), 3023–3034 (1974).

Примечание: если русскоязычный журнал имеет печатный англоязычный аналог, то используется английское название аналога и номера страниц должны быть указаны из него. Если англоязычного аналога нет, то применяется английская транслитерация русскоязычного названия.

Книга:

Korn G. and Korn E. Mathematical Handbook. New York-London: Mcgraw-Hill Book Company, 1968; Moscow, Nauka, 1974.

Ultraviolet technologies in the modern world / ed. Karmazinov F. V., Kostyuchenko S. V., Kudryavtsev N. N. Dolgoprudny: Intellect, 2012 [in Russian].

Материалы конференции:

Romanov A. V., Stepovich M. A., and Filippov M. N. Proc. XVII Intern. Meeting on Radiation Physics of Solid State. Sevastopol, 2007, pp. 592–599.

Патенты:

Davydov S. G., Dolgov A. N., Yakubov R. H. Vacuum spark gap. Patent for invention № 2654494 (RF). 2018.

Диссертации и авторефераты:

Grechikhin V. A. Development and analysis of computer algorithms for processing single-particle signals of laser Doppler anemometers: Abstract. Diss. Candidate of Technical Sciences. M., MEI, 1996.

6. Список использованных источников («Список литературы») должен соответствовать всем ссылкам на внешние источники в тексте статьи. Эти ссылки оформляется 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. 2*а*», «рис. 2*б*» и т. д., то каждый отдельный вариант в этом случае засчитывается как отдельный рисунок. При превышении вышеуказанных лимитов на количество рисунков (фотографий) статья возвращается авторам на переработку. Графика (черно-белая и цветная) представляется непосредственно в нужном месте в статье и в желаемом масштабе. Рядом с осями графиков указываются отображаемые физические величины только (**строго!**) в символьной (буквенной) форме, а через запятую – размерность величины по-русски (прямым шрифтом). Различные кривые на графиках рекомендуется нумеровать, даже если они характеризуются отдельным цветом или типом линии. Графики представляются только (**строго!**) на белом фоне. Вспомогательные сетки на площади графика не допускаются.

8. Подписи под соответствующими рисунками представляются в нужных местах текста. Каждая подпись должна быть по возможности лаконичной, но емкой по содержанию. Любой указываемый в подписи физический (технический) символ должен иметь там же свое словесное раскрытие.

9. Простые формулы вводить в текст в формате используемого текстового редактора, более сложные формулы – с использованием редактора формул MathType. Стандартные математические обозначения (например, max, log, sin, exp и т. д.) должны быть набраны прямо. То же относится к цифрам и числам. Номера формул пишутся справа в круглых скобках. Для символьного обозначения невекторных 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», 2026. № 5. С. 1–122.

Главный редактор: И.Д. Бурлаков
Редакторы: И.В. Терехова, Н.В. Ильина
Корректор: Г.В. Самарин

Подписано в печать 22.10.2026
Формат А4. Бумага офсетная.
Печать цифровая.
Тираж 140 экз. Цена договорная.
Отпечатано в типографии ООО РПК «ВАШ ФОРМАТ».
Адрес: 119071, Москва, ул. Малая Калужская, 15.
Тел. (495) 749-45-84

