

# СОДЕРЖАНИЕ

Том 67, номер 10, 2022

## К 85-ЛЕТИЮ Н.И. СИНИЦЫНА

- Технологии формирования электродинамических структур для устройств вакуумной микроэлектроники миллиметрового и терагерцевого диапазонов (обзор)  
*А. В. Стародубов, Д. А. Ножкин, И. И. Расулов, А. А. Сердобинцев, И. О. Кожевников, В. В. Галушка, В. К. Сахаров, Д. А. Бессонов, А. Д. Галкин, И. Ш. Бахтеев, С. Ю. Молчанов, С. В. Герман, Н. М. Рыскин* 935
- Углеродные материалы в теплонагруженных узлах ламп бегущей волны и клистронов (обзор)  
*В. И. Шестеркин, Т. М. Крачковская, П. Д. Шалаев, Л. Т. Баймагамбетова, С. Д. Журавлев, Д. И. Кириченко, Р. Ю. Богачев* 946
- Дисперсионное взаимодействие тел произвольной формы  
*М. В. Давидович* 955
- Экспериментальное исследование спектральных и корреляционных характеристик низкочастотных флуктуаций в вольфрамовых нитях накала  
*Ю. А. Захаров, С. С. Гоц, Р. З. Бахтизин, Т. И. Шарипов* 964
- О возможности использования метаматериала для повышения мощности многолучевых клистронов  
*А. В. Галдецкий* 973
- Исследование и разработка ламп бегущей волны с планарными микрополосковыми замедляющими системами на диэлектрических подложках  
*Р. А. Торгашов, А. В. Стародубов, А. Г. Рожнёв, Н. М. Рыскин* 981
- Исследование выходного двухзачорного резонатора трехствольного двухполосного многолучевого клистроны Ку-диапазона  
*В. А. Царев, А. П. Онищенко* 987
- Методика выделения кардиоинтервалограммы из сигнала фотоплетизмограммы для оценки суммарного процента фазовой синхронизации контуров вегетативной регуляции кровообращения  
*А. В. Курбако, В. В. Сказкина, Е. И. Боровкова, А. Р. Киселев, В. И. Пономаренко, М. Д. Прохоров, В. И. Гриднев, А. С. Караваев, А. В. Кулигин, Н. С. Красикова, С. А. Миронов, Б. П. Безручко* 993
- Изменение статистических характеристик электроэнцефалограмм крыс после аудиального воздействия  
*Д. Д. Кульминский, Е. И. Боровкова, А. Н. Храмов, А. В. Курбако, Ю. М. Ишбулатов* 1001
- Влияние подложки на электрофизические свойства пленок из тонких однослойных углеродных нанотрубок: *in silico* исследования  
*О. Е. Глухова, М. М. Слепченков, А. А. Петрунин* 1006
- Автоэмиссионные наноэммитеры на базе Т-контактных соединений из однослойных углеродных нанотрубок и ковалентно связанных с ними графеновых зигзаг-нанолент  
*О. Е. Глухова, М. М. Слепченков* 1015
- Оптические просветляющие матричные и пористые метаматериалы для устройств оптоэлектроники  
*Н. М. Ушаков, И. Д. Кособудский, М. Ю. Васильков, И. Н. Михайлов* 1023

Крупноструктурные автоэмиссионные ячейки и электронно-оптические системы на их основе: расчеты и эксперименты <i>С. П. Морев, А. Н. Дармаев, К. В. Кузьмич, Э. К. Муравьев, В. М. Саблин, Д. А. Бессонов</i>	1030
Возбуждение акустических волн в кристаллах алюмоиттриевого граната в диапазоне 12...18 ГГц при комнатной температуре <i>Б. Д. Зайцев, А. В. Толстиков</i>	1044
Использование эффекта кросс-поляризации в микроволновых досмотровых системах <i>А. Д. Григорьев, В. В. Мещеряков</i>	1052
Графеновая гиперболическая наноструктура для генерации терагерцевой волны <i>О. Н. Козина, Л. А. Мельников</i>	1058

---

## ХРОНИКА

К 90-летию Сергея Николаевича Иванова (13.10.1932–02.05.2006)	1063
---	------

---

---

---

**К 85-ЛЕТИЮ  
Н.И. СИНИЦЫНА**

---

УДК 537.86.029,621.385.632.19,621.9.08

**ТЕХНОЛОГИИ ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СТРУКТУР ДЛЯ УСТРОЙСТВ ВАКУУМНОЙ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ МИЛЛИМЕТРОВОГО И ТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНОВ (ОБЗОР)**

© 2022 г. А. В. Стародубов<sup>a, b, \*</sup>, Д. А. Ножкин<sup>a</sup>, И. И. Расулов<sup>a</sup>, А. А. Сердобинцев<sup>a</sup>, И. О. Кожевников<sup>a</sup>, В. В. Галушка<sup>a, b</sup>, В. К. Сахаров<sup>b</sup>, Д. А. Бессонов<sup>c</sup>, А. Д. Галкин<sup>d</sup>, И. Ш. Бахтеев<sup>e</sup>, С. Ю. Молчанов<sup>e</sup>, С. В. Герман<sup>f, g</sup>, Н. М. Рыскин<sup>a, b</sup>

<sup>a</sup> Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012 Российская Федерация

<sup>b</sup> Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410038 Российская Федерация

<sup>c</sup> Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А., ул. Политехническая, 77, Саратов, 410054 Российская Федерация

<sup>d</sup> Лазерный центр, ул. Маршала Тухачевского, 22, Санкт-Петербург, 195067 Российская Федерация

<sup>e</sup> Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипяна, 2, Черноголовка Московской обл., 142432 Российская Федерация

<sup>f</sup> Институт спектроскопии РАН, ул. Физическая, 5, Москва, Троицк, 108840 Российская Федерация

<sup>g</sup> Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, 30, Москва, 121205 Российская Федерация

\*E-mail: StarodubovAV@gmail.com

Поступила в редакцию 12.04.2022 г.

После доработки 12.04.2022 г.

Принята к публикации 25.04.2022 г.

Представлен обзор технологий изготовления микроразмерных электродинамических структур для устройств вакуумной микроэлектроники миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, таких как технология, основанная на фотолитографии; глубокое реактивное ионное травление; микро- и нанозерезирование с компьютерным управлением; электроэрозионная микрообработка; аддитивные технологии, такие как трехмерная печать, селективное лазерное спекание и селективное лазерное плавление. Также рассмотрен оригинальный подход к изготовлению планарных замедляющих систем, основанный на использовании магнетронного распыления и лазерной абляции. Проведено сравнение технологических допусков и шероховатости поверхности, которые могут быть достигнуты в рассмотренных технологиях.

DOI: 10.31857/S0033849422100126

**ВВЕДЕНИЕ**

Исследование и разработка устройств миллиметрового (мм) и субмиллиметрового или терагерцевого (ТГц) диапазонов [1–4] находится в центре внимания ученых и инженеров в различных странах. Актуальность данной проблемы обусловлена, прежде всего, особенностями распространения электромагнитных волн в этих диапазонах и потенциалом их широкого применения для решения задач безопасности и неразрушающего контроля, высокоскоростной беспроводной передачи данных, для радиоастрономических исследований, спектроскопии, биомедицинских приложений. В настоящее время устройства вакуумной электро-

ники являются наиболее мощными источниками миллиметрового (мм) и ТГц-диапазона (вплоть до частот порядка 1.0 ТГц). Излучение в указанных диапазонах длин волн проникает в различные диэлектрические материалы, такие как камень, бетон, текстиль и полимеры, поэтому его можно использовать для обнаружения скрытых объектов внутри перечисленных материалов [5]. Системы формирования радиоизображений, работающие в указанных частотах, могут обеспечить существенно лучшее пространственное разрешение, чем системы, использующие сантиметровый и дециметровый диапазоны длин волн [6]. Кроме того, ТГц-диапазон частот важен для спектроско-

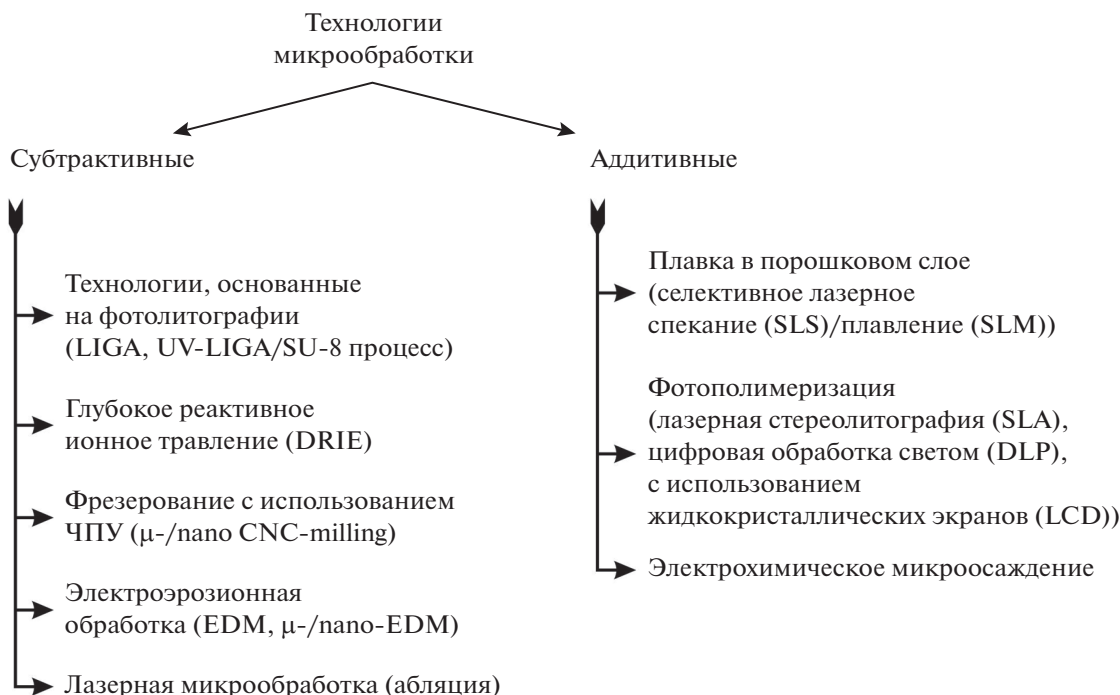


Рис. 1. Некоторые виды технологий микрообработки для создания микроразмерных электродинамических структур.

пии различных материалов, в частности, таких как полупроводники, сегнетоэлектрики, диэлектрики, высокотемпературные сверхпроводники, газы и жидкости [7]. Излучение в мм- и ТГц-диапазонах является неионизирующим, поэтому может быть использовано в медицинских приложениях для обнаружения поврежденных или инфицированных тканей [8].

Миниатюрные электровакуумные усилители мм- и ТГц-диапазонов типа лампы бегущей волны (ЛБВ) представляют особый интерес в силу широкополосности и возможности получения высокой выходной мощности [9]. Одним из ключевых элементов ЛБВ, который во многом определяет выходные характеристики прибора, является замедляющая система (ЗС). При продвижении рабочей длины волны в мм- и ТГц-диапазоны характерные размеры ЗС уменьшаются до сотен микрон и менее, что приводит к ужесточению допусков на изготовление и затрудняет использование традиционных технологических подходов. В последнее время были предложены новые технологии микрообработки, с помощью которых можно изготавливать ЗС и другие базовые компоненты устройств вакуумной микроэлектроники.

В данной работе представлен обзор некоторых предложенных в последнее время методов микрообработки для изготовления базовых компонентов устройств вакуумной микроэлектроники. В настоящее время процессы микрообработки принято разделять на два больших блока: субтрактив-

ные и аддитивные (см. рис. 1). К субтрактивным технологиям, в частности, относят технологии на основе фотолитографии, глубокое реактивное ионное травление, микро- и нанозфрезерование с компьютерным управлением (ЧПУ), электроэрозионную микрообработку, лазерную микрообработку. На аддитивных технологиях основан принцип действия 3D-принтеров. 3D-печать может быть реализована при помощи различных подходов, таких как селективное лазерное спекание и плавление в порошковом слое, фотополимеризация, электрохимическое микроосаждение.

## 1. ТЕХНОЛОГИИ НА ОСНОВЕ ФОТОЛИТОГРАФИИ

Технологические подходы, в основе которых лежит фотолитография (оптическая литография), пригодны для изготовления микроразмерных структур [10, 11]. Под фотолитографией понимается формирование в специальном чувствительном слое (резисте), нанесенном на поверхность подложки, рельефного рисунка, повторяющего топологию некоей структуры (например, микросхемы), с последующим переносом этого рисунка на подложку. Основные этапы фотолитографии включают в себя очистку подложки, формирование маски из резиста (нанесение на подложку и сушка), экспонирование, проявление, травление и снятие фотомаски (резиста).

Подобные технологии широко применяются для изготовления планарных микрополосковых ЗС миллиметрового диапазона на диэлектрических подложках. В СФ ИРЭ РАН с помощью фотолитографии были изготовлены ЗС V-диапазона типа меандр и встречные штыри на диэлектрических подложках из кварца и поликора [57]. Ширина полоска составляла 25...50 мкм, толщина 1 мкм. В работе [12] описано создание V-образной планарной ЗС для ЛБВ Ka-диапазона. В качестве диэлектрических подложек были использованы кварц и стеклотекстолит FR4. Ширина металлического полоска составила 40 мкм при толщине в 2 мкм. В [13] с использованием фотолитографии была изготовлена и экспериментально исследована ЗС меандрового типа с логопериодической геометрией Ka-диапазона. В качестве диэлектрической подложки также использовались пластины из кварца. Ширина металлического полоска данной ЗС составила 25 мкм при толщине в 4 мкм. В работе [14] с помощью фотолитографии была изготовлена кольцеобразная ЗС V-диапазона на диэлектрической подложке из кварца, которая была первоначально предложена в [15]. Минимальная ширина металлического полоска оставила 40 мкм при толщине металлизации 1 мкм.

LIGA-технологии<sup>1</sup> можно рассматривать как дальнейшее глубокое совершенствование и развитие технологий изготовления микроразмерных структур на основе фотолитографии. Эта технология позволяет в настоящее время изготавливать структуры микронных и субмикронных (нанометровых) размеров с большим аспектным соотношением. Технологический процесс на основе LIGA включает в себя следующие основные этапы: глубокая литография, гальванопластика, формовка (штамповка). Толстый слой резиста облучается через маску, затем осуществляется процесс проявления, после которого на подложке остаются полимерные детали из резиста. Электрогальванопластикой формируются металлические компоненты, после чего остатки резиста удаляются, а металлический микрорельеф можно отделить от подложки и использовать для массового тиражирования деталей литьем или штамповкой. Традиционный технологический подход на основе LIGA-технологии использует рентгеновское излучение с длиной волны в несколько ангстрем от синхротронного источника для экспонирования положительного рентгенорезиста (обычно используется полиметилметакрилат (PMMA)) через маску из золота [16] и позволяет изготавливать металлические структуры с аспектным соотношением до 100 : 1 и высотой до 3 мм. С помощью указанной

LIGA-технологии были изготовлены ЗС типа петляющий волновод для ЛБВ, предназначенных для работы вплоть до 1 ТГц (см., например, [17–20]). Шероховатость поверхности изготовленных деталей не превысила 30...40 нм [20].

Хотя технологический процесс LIGA с использованием рентгеновского излучения и является многообещающим для экстремально точного изготовления компонентов устройств вакуумной микроэлектроники с высоким аспектным соотношением и хорошей вертикальностью боковых стенок, он остается очень дорогим (требуется дорогостоящий источник синхротронного излучения и маски из золота для экспонирования фоторезиста). Для снижения стоимости процесса изготовления была разработана и предложена LIGA-технология, в которой для облучения используют ультрафиолет (UV-LIGA) и соответствующие фоторезисты (SU-8, KMPR, AZ 40XT-11D) [21, 22]. С помощью UV-LIGA были изготовлены различные микроразмерные ЗС мм- и ТГц-диапазонов (см., например, [21–25]).

## 2. ТЕХНОЛОГИИ НА ОСНОВЕ ГЛУБОКОГО РЕАКТИВНОГО ИОННОГО ТРАВЛЕНИЯ

Процесс глубокого реактивного ионного травления (Deep Reactive Ion Etching, DRIE) является вычитающим и заключается в последовательном удалении определенного объема материала из кремниевой подложки с целью формирования структур с высоким значением аспектного соотношения. Технология на основе DRIE, как и LIGA, использует процесс фотолитографии для создания шаблона, после чего выполняются циклы последовательного травления и нанесения защитного слоя. Производственный цикл травления кремния осуществляется в плазменной среде на основе газа SF<sub>6</sub>, за которым следует стадия нанесения защитного слоя (пассивирования) в среде C<sub>4</sub>F<sub>8</sub>. В результате последовательно повторяющихся процессов травления и пассивации формируется последовательность выступов (наростов) микронных размеров на боковой стенке травленной кремниевой структуры. Чтобы уменьшить размеры наростов на боковой стенке, кремниевую структуру окисляют в высокотемпературной кислородной печи до образования слоя диоксида кремния на боковой стенке. Затем диоксид кремния полностью растворяют с помощью плавиковой кислоты. Таким образом, с помощью указанных процессов сглаживают острые выступы на боковой стенке кремниевой структуры, что значительно улучшает шероховатость поверхности до субмикронного масштаба. На последнем этапе наносят металлическое покрытие на кремниевую структуру.

<sup>1</sup> Акроним LIGA обязан своему происхождению названиям на немецком языке основных стадий процесса: литография (Lithographie), гальванопластика (Galvanoformung) и формовка (Abformung).

DRIE-технология была использована при изготовлении различных ЗС для ЛБВ и ЛОВ мм- и ТГц-диапазона (вплоть до 1.03 ТГц) [21, 26–31]. Измерения методами атомно-силовой микроскопии показали, что шероховатость поверхности ЗС, изготовленных по технологическому процессу DRIE, была порядка 30...40 нм, что не уступает шероховатости поверхности структур, изготовленных по технологиям, в основе которых лежит LIGA-процесс. В частности, в работе [26] DRIE-процесс был использован для формирования меандровой структуры из кремния на поверхности подложки. Размер полоска гребня в виде меандра был 30 мкм в ширину и 120 мкм в высоту, что соответствует аспектному соотношению сторон 4:1. Верх этой выступающей структуры впоследствии был металлизирован с помощью процесса на основе UV-LIGA с целью создания ЗС для ЛБВ диапазона 83.5 ГГц.

### 3. ТЕХНОЛОГИИ НА ОСНОВЕ ЭЛЕКТРОИСКРОВОЙ МИКРООБРАБОТКИ

Технологические подходы, основанные на электроискровой микрообработке (Electric Discharge Machining, EDM), используются для удаления материала из заготовки с помощью серии быстро повторяющихся разрядов между двумя электродами (один называется инструментальным электродом, другой – заготовкой), разделенными диэлектрической средой и находящимися под определенной разностью потенциалов [32]. Электроискровая обработка с применением проволоки (Wire Electric Discharge Machining, WEDM) использует диэлектрическую среду на водной основе и проволоку в качестве инструментального электрода. Данный технологический процесс позволяет изготавливать структуры с допуском до нескольких микрон, но в конечном счете все сильно зависит от условий технологического процесса (диаметр проволоки, состав диэлектрической среды, величина разности потенциалов между электродами и т.д.). В качестве материала проволоки в основном используется латунь, молибден или вольфрам, а диаметр проволоки варьируется от 20 до 400 мкм. По сравнению с классическим процессом электроискровой обработки на масляной основе, технологический процесс с использованием проволоки и диэлектрической среды на водной основе может обеспечить лучшее качество поверхности. Микрообработка WEDM позволяет изготавливать отверстия и стержни микронного размера с большим аспектным соотношением вне зависимости от твердости обрабатываемых материалов [33, 34]. С помощью данной технологии были изготовлены ЗС типа петляющий волновод ЛБВ W-диапазона [19]. К сожалению, шероховатость поверхностей изготавливаемых структур не позволяет использовать технологию электроискровой

микрообработки для создания ЗС в рабочих диапазонах существенно свыше 110 ГГц.

### 4. ТЕХНОЛОГИИ НА ОСНОВЕ МИКРО/НАНОФРЕЗЕРОВАНИЯ С ЧИСЛОВЫМ ПРОГРАММНЫМ УПРАВЛЕНИЕМ

Технологические процессы микрообработки на основе использования фрезерных станков с числовым программным управлением (ЧПУ), как и процессы на основе электроискровой микрообработки, относятся к классу так называемых вычитающих процессов. Используя классические фрезерные станки с ЧПУ, можно изготавливать ЗС с рабочей частотой до V-диапазона (50...75 ГГц) в силу недостаточной точности изготовления (порядка десятков микрон) и шероховатости поверхности. Недавно разработанные технологии так называемой наноразмерной обработки с использованием фрезерных ЧПУ-станков могут обеспечить точность порядка 1...5 мкм и шероховатость поверхности до 40 нм [35], что сравнимо с параметрами технологических процессов на основе UV-LIGA и DRIE. Такие технологии были использованы для создания различных ЗС в ТГц-диапазоне [35–38]. Технология наноразмерной обработки с использованием фрезерных станков с ЧПУ позволяет изготавливать структуры с точностью в единицы микрон и с шероховатостью в десятки нанометров. Однако они мало пригодны для массового производства из-за дороговизны и длительности процесса изготовления.

### 5. АДДИТИВНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Технологические подходы на основе методов 3D-печати для изготовления базовых компонентов устройств вакуумной микроэлектроники представляются наиболее перспективными и многообещающими в ближайшем будущем. В последнее время было проведено немало исследований, направленных как на совершенствование технологий 3D-печати, так и на изучение их возможностей и пределов применения для изготовления базовых компонентов устройств вакуумной микроэлектроники [39–44], а также специальной измерительной оснастки. Среди методов 3D-печати рассмотрим технологические подходы на основе фотополимеризации жидкого полимера в ванне с использованием стереолитографии (SLA-технология и ее дальнейшее развитие в виде DLP/LCD-технологий и др.), селективное лазерное плавление (SLM) и селективное лазерное спекание (SLS), а также весьма перспективный подход, который основан на электрохимическом микроосаждении.

### 5.1. Аддитивные технологии с использованием жидких фотополимерных смол

Технологии на основе SLA и DLP используют жидкие фотополимерные смолы и источник света для изготовления деталей посредством 3D-печати. Ключевое различие между этими технологиями заключается в типе источника света, используемого для затвердевания фотополимерных смол: в SLA используется точечный источник УФ-излучения (лазерный луч), а в DLP используется микроэлектронно-механическое устройство из микрозеркал, положение которых управляется цифровым образом, при этом само микроэлектронно-механическое устройство может облучаться как видимым, так и ИК- или УФ-источником. Структуры, изготовленные по технологиям SLA и DLP, представляют собой трехмерные объекты из диэлектрика, которые требуют последующего покрытия необходимых частей конструкции металлом и дальнейшей сборки.

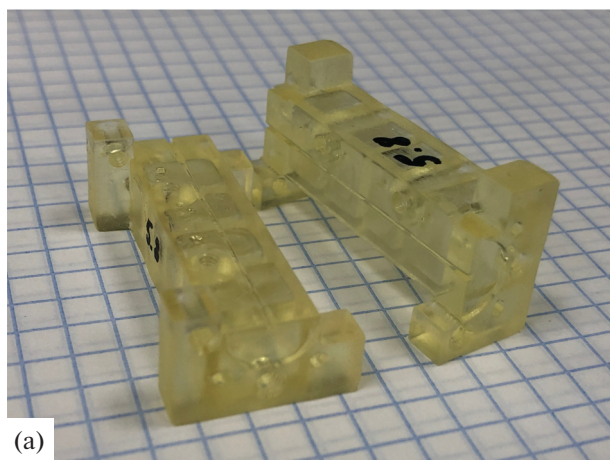
Анализ научной литературы показал, что применение технологических подходов на основе 3D-печати полимерными материалами для создания элементов устройств вакуумной микроэлектроники началось с изготовления компонентов устройств мм- и ТГц-диапазонов (вплоть до 325 ГГц) [40, 42, 44], в частности, прямых волноводных секций, делителей мощности, направленных ответвителей, волноводных секций с винтовой гофрировкой для СВЧ-ондуляторов, ЗС типа петляющий волновод и гребенка для ЛБВ и ЛОВ, рупорных антенн и т.д. Было установлено, что минимально достижимое на данный момент значение шероховатости поверхности изготовленных устройств составляет порядка 150 нм, что позволяет использовать указанные технологии в мм- и ТГц-диапазонах. В работе [41] с использованием 3D-принтера на основе DLP-технологии ("P4 Mini", EnvisionTEC, Inc.) были изготовлены экземпляры ЗС типа петляющий волновод для ЛБВ W- и D-диапазонов. Точность изготовления указанных структур составила порядка 0.2...0.3%, что практически сравнимо с параметрами структур, изготовленных с использованием технологических подходов на основе UV-LIGA или нанолитографии на основе станков с ЧПУ. Шероховатость поверхности изготовленных элементов после процедуры нанесения металлического покрытия, измеренная с использованием лазерного конфокального микроскопа, составила порядка 400 нм. Уровень обратных потерь в W- и D-диапазонов был не хуже 15...20 дБ, при этом потери на передачу не превысили 3 дБ, при длине всей системы порядка 15 мм.

В работе [44] с использованием 3D-принтера Project 3500 HDMax (3D Systems), работающего по технологии послойного распыления жидкого полимера при помощи многоструйных головок с последующим фотоотверждением (Multi Jet Mod-

eling – MJM), успешно продемонстрировано создание секции круглого волновода с винтовой гофрировкой для СВЧ-ондулятора, а также ЗС Ка-диапазона для лампы обратной волны с ленточным электронным пучком. Металлизация изготовленных полимерных изделий осуществлялась гальваническим способом с предварительной активацией поверхности палладием. Анализ полученных результатов холодных измерений потерь на передачу и на отражение изготовленных электродинамических структур показал перспективность предложенного подхода.

Авторами данной работы предложен и апробирован технологический маршрут, включающий 3D-печать с использованием LCD-технологии стереолитографической печати (LCD 3D-принтер Anyubic Photon, Shenzhen Anyubic Technology Co., Ltd), а также последующую металлизацию поверхности изготовленной структуры с использованием магнетронного распыления. Как и в классической 3D-печати на основе стереолитографии, в данном случае осуществляется отверждение жидкого фотополимерного материала (фотополимерная смола) слой за слоем. Источником света выступает система, где ультрафиолетовое излучение от светодиодов проходит сквозь жидкокристаллическую (LCD) матрицу, аналогичную той, что используется в дисплее смартфона или планшета, и засвечивает одновременно весь слой изделия целиком. Далее процесс повторяется для всех последующих слоев. Существенное преимущество LCD-технологии – низкая стоимость оборудования (в сравнении с SLA/DLP оборудованием), что позволяет значительно снизить затраты на прототипирование, при этом точность изготовления новейших версий LCD 3D-принтеров доходит до 22 мкм. На следующем этапе изготовленное изделие металлизируется с использованием технологии магнетронного распыления. Так как в процессе магнетронного распыления образец может нагреваться до температуры порядка 100°C, потребовалось использовать специализированную температуростойкую фотополимерную смолу Harz Labs Dental Yellow Clear, которая характеризуется длительной температурной стабильностью при 140°C и кратковременной стабильностью вплоть до 180°C, при этом усадка изделия не превышает 0.5%.

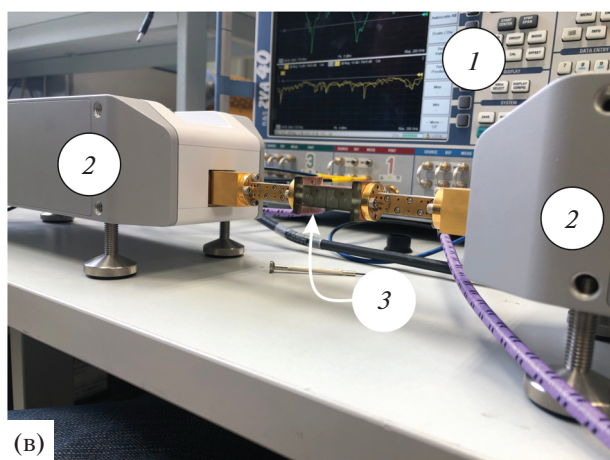
С целью тестирования и отработки всего технологического маршрута было изготовлено несколько образцов прямых волноводных секций D-диапазона (фланец WR6, сечение волноводного канала 1.651 × 0.8255 мм, частотный диапазон 110...170 ГГц). Образцы прямых волноводных секций проектировали и изготавливали таким образом, чтобы обеспечить металлизацию волноводного канала (рис. 2а). Измеренная с использованием стилусного профилометра Dektak 150 (Veeco Inc.) шероховатость (среднеквадратичное значение –



(a)



(б)



(в)

**Рис. 2.** Прямая волноводная секция D-диапазона, изготовленная с помощью LCD фотополимерного 3D-принтера до процесса металлизации (а), изготовленная и собранная прямая волноводная секция D-диапазона в сравнении со стандартной волноводной секцией, входящей в комплект калибровочной оснастки векторного анализатора цепей (б), измерительная установка (в): 1 – векторный анализатор цепей ZVA40 (Rohde & Schwarz), 2 – частотные конвертеры D-диапазона ZVA170 (Rohde & Schwarz), 3 – прямая волноводная секция, изготовленная с помощью фотополимерной 3D-печати по LCD-технологии и металлизированная с использованием магнетронного распыления.

СКЗ) стенок волноводного канала образцов изготовленных волноводных секций составила 1.5...2.0 мкм. Далее изготовленные образцы волноводных секций были металлизированы с использованием процесса магнетронного распыления (система NexDep, Angstrom Engineering). В качестве мишени для магнетронного распыления использована бескислородная медь марки M006 (чистота 99.99%), при этом с целью улучшения адгезии к поверхности полимерной смолы использован адгезионный подслои хрома толщиной порядка 50 нм. Профилометрические исследования образца-свидетеля показали, что толщина медного покрытия составила порядка 2 мкм. Измеренная шероховатость стенок волноводного канала волноводных секций после металлизации не превысила 1000 нм (СКЗ).

Было проведено исследование потерь на передачу и на отражение изготовленных образцов волноводных секций (рис. 2б): для измерений использовали измерительную установку на базе векторного анализатора цепей ZVA40 (Rohde & Schwarz) с частотными конвертерами ZVA-Z170 (Rohde & Schwarz) в D-диапазоне (рис. 2в). Анализ полученных результатов показал, что в диапазоне 110...170 ГГц погонные потери на передачу составляют порядка 1.3 дБ/см, при этом потери на отражение не хуже 10 дБ. Таким образом, были успешно отработаны основные этапы технологии прототипирования вспомогательной и измерительной оснастки для исследований в мм-диапазоне длин волн.

## 5.2. Аддитивные технологии на основе селективного лазерного спекания и плавления

Селективное или выборочное лазерное спекание (SLS) представляет собой метод аддитивного производства, в котором в качестве источника энергии для спекания порошкообразного материала используется лазерное излучение. Луч лазера проходит по поверхности порошкообразного материала согласно траекториям заложенной в компьютерную программу 3D-модели структуры и послойно спекает гранулы порошкообразного материала между собой. Селективное или выборочное лазерное плавление (SLM) использует аналогичную концепцию, но в SLM гранулы порошкообразного материала полностью расплавляются, что позволяет добиваться требуемых свойств материала готовой структуры (твёрдость, прочность, пористость и т.д.). Таким образом, процесс селективного лазерного спекания применяют для порошкообразных материалов из полимеров, пластмасс, керамики, в то время как селективное лазерное плавление подходит для металлических и металлокерамических порошкообразных материалов.



Технологические подходы на основе SLS и SLM использовались для изготовления прямых волноводных секций и рупорных антенн для работы в диапазонах частот до 325 ГГц [39, 43]. Было установлено, что поверхность устройств, изготовленных с использованием процессов SLS и SLM, имеет шероховатость порядка 1.5 и 2 мкм соответственно. В работе [39] отмечается, что измеренная шероховатость поверхности устройств, изготовленных с помощью процессов SLS и SLM, не отражает оптимального значения, которое может быть достигнуто путем применения ряда методов постобработки, например, микрообработкой с использованием потока жидкости под высоким давлением, содержащим абразивные микроразмерные частицы. Можно выделить несколько путей развития методов SLS и SLM, которые позволят решить существующие проблемы, связанные с неоптимальной величиной шероховатости поверхности изготавливаемых структур, а также точностью их изготовления:

- измельчение порошкообразного материала (уменьшение размеров гранул),
- уменьшение длины волны используемого лазерного излучения,
- совершенствование оптических и механических систем транспортировки лазерного излучения с целью увеличения точности позиционирования и улучшения скоростных характеристик перемещения лазерного луча,
- разработка и развитие методов постобработки поверхности,
- оптимизация процесса печати за счет использования систем контроля размеров изготавливаемых структур в трех измерениях.

### *5.3. Аддитивные технологии на основе электрохимического микроосаждения*

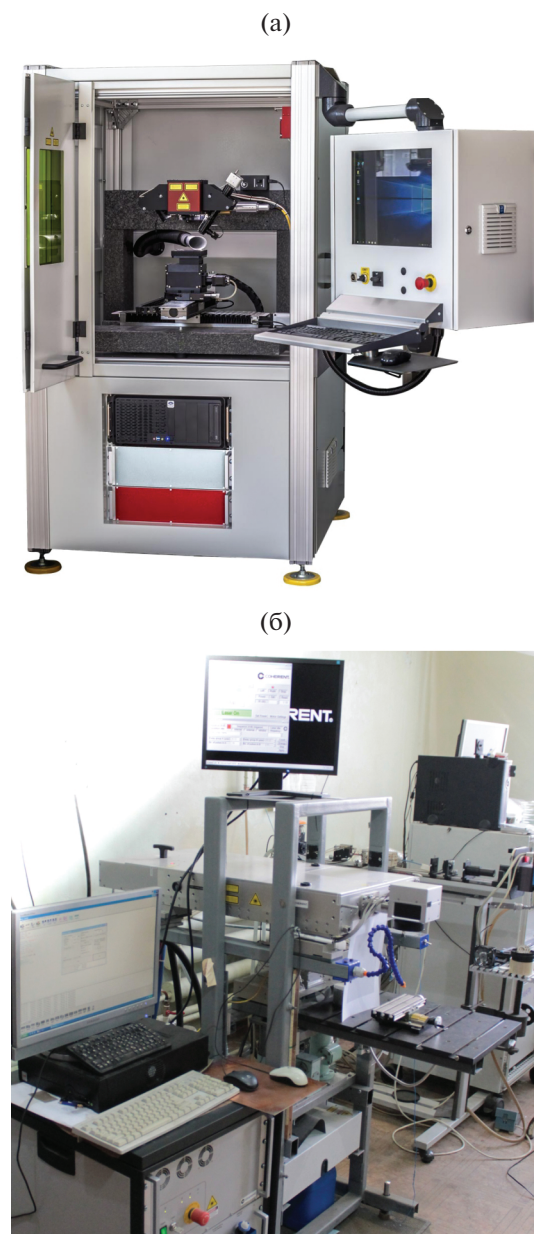
Относительно недавно был предложен [45] и впоследствии реализован уже в виде коммерчески доступной системы [46] процесс 3D-печати, основанный на электрохимическом микроосаждении. В данном случае 3D-печать осуществляется посредством микролокального гальванопокрытия с использованием специально изготовленного кантилевера для атомно-силовой микроскопии, в котором сформировано сопло диаметром 300 нм. На указанное сопло подается электролит на основе сульфата меди. Печать изделия осуществляется посредством формирования трехмерных (объемных) пикселей – вокселей. Сопло перемещается по заданным координатам в трехмерном пространстве, осуществляя последовательную печать вокселей. Точность перемещения составляет не хуже 1 мкм, объем вокселя также не превышает 1 мкм<sup>3</sup>. Данная система позволяет печатать трехмерные изделия из меди, золота и никеля. Таким образом,

было продемонстрировано построение нескольких периодов медной спирали из практически бесшовно сливающихся вокселей, которые печатаются последовательно [47]. В настоящее время одним из основных недостатков описанной системы является то, что она позволяет печатать объекты, размеры которых не должны превышать  $1 \times 1 \times 1$  мм<sup>3</sup>. Другими словами, построение полноразмерных макетов 3С с использованием такой системы на данный момент не представляется возможным. Тем не менее, принципиальные технологические трудности, которые позволили бы увеличить размеры изготавливаемых изделий, в первом приближении, отсутствуют.

Современная технология 3D-печати, в частности непосредственно металлом, еще не конкурентоспособна с точки зрения допусков на размеры и шероховатости поверхности изготавливаемых структур по сравнению с большинством используемых технологий, таких как LIGA-процессы, DRIE-процессы, микроэлектроискровая обработка и т.д. Однако представляется, что с развитием технологий 3D-печати, а также смежных дисциплин, таких как материаловедение и технология микрообработки поверхности, она станет одной из основных при изготовлении ключевых элементов устройств вакуумной микроэлектроники мм- и ТГц-диапазонов [39].

## 6. МИКРООБРАБОТКА НА ОСНОВЕ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ

Технологические подходы на основе процессов лазерной абляции с использованием нано-, пико- и фемтосекундных импульсов уже продемонстрировали свою применимость для высококачественной микрообработки металлов, полупроводников и диэлектриков в научных, технологических и медицинских применениях [48–52]. Среди преимуществ технологий микрообработки на основе лазерной абляции можно выделить бесконтактность процесса, малое количество составных стадий, отсутствие использования опасных химикатов, высокую гибкость процесса. В последнее время в связи с развитием технологий изготовления полупроводниковых лазерных источников, а также технологий управления положением лазерного луча, существенно возрос интерес к лазерной микрообработке нано-, пико- и фемтосекундными импульсами. Система на основе фемтосекундного лазерного источника обеспечивает прецизионную микрообработку с минимальной зоной термического воздействия, однако скорость обработки крайне низка, а стоимость оборудования довольно высока. Наносекундная лазерная система микрообработки намного более рентабельна и обеспечивает быструю скорость обработки, однако характеризуется довольно большой зоной термического воздействия и требует



**Рис. 3.** Прецизионная коммерчески доступная система «МикроСет» для микрообработки наносекундными лазерными импульсами (а) и оригинальная конструкция системы лазерной микрообработки пикосекундными импульсами (б).

существенной постобработки поверхности. Эффективность и точность обработки с помощью пикосекундной лазерной системы позиционируется примерно посередине упомянутых выше преимуществ и недостатков фемто- и наносекундных систем.

В работах [53–55] предложен оригинальный подход к изготовлению планарной ЗС в виде металлической микрополосковой меандровой линии на диэлектрической подложке. Такие конструкции ЗС в настоящее время привлекают большое вни-

мание. Среди их преимуществ следует выделить относительную простоту и компактность конструкции, возможности работы при относительно низких ускоряющих напряжениях и широкополосность [56–59]. Предлагаемый подход основан на сочетании технологических процессов магнетронного распыления и наносекундной лазерной абляции с ЧПУ. Процесс магнетронного распыления гибко в плане возможности нанесения тонкопленочных покрытий из различных металлов, полупроводников и диэлектриков толщиной вплоть до 10 мкм и более, а также позволяет изготавливать многослойные тонкопленочные покрытия. Наносекундная лазерная абляция осуществляется с использованием коммерчески доступных прецизионных лазерных станков с ЧПУ «МиниМаркер-2» и «МикроСет» (ООО «Лазерный центр») на основе импульсного волоконного YAG:Nd лазера с длиной волны 1064 нм (IPG Photonics) и гальваносканерами (рис. 3а). Длительность лазерных импульсов варьировалась от 200 до 4 нс, частота следования импульсов изменялась в диапазоне 1.6...100 кГц, скорость движения лазерного луча составляла 50...4000 мм/с.

На основании анализа полученных результатов можно выделить несколько преимуществ предлагаемого подхода:

- высокая скорость изготовления ЗС, весь технологический процесс может быть проведен за один день,
- низкая стоимость изготовления ЗС по сравнению с технологиями на основе фотолитографии,
- высокая гибкость процесса изготовления, которая позволяет оперативно вносить изменения в дизайн ЗС.

Были изготовлены экземпляры микрополосковых меандровых ЗС для V- [53, 60, 61] и W-диапазонов [62, 63] (рис. 4).

Результаты холодных измерений электродинамических параметров показали, что потери на передачу ( $S_{21}$ ) изготовленных ЗС не превышают 10 дБ/см, а потери на отражения ( $S_{11}$ ) не хуже 10 дБ. Полученные результаты экспериментальных исследований согласуются с численным моделированием с использованием программных пакетов ANSYS HFSS и COMSOL Multiphysics.

Описанный выше подход был усовершенствован с целью изготовления планарных ЗС меандрового типа на диэлектрической подложке для D-диапазона с помощью различных прецизионных лазерных станков с ЧПУ, работающих с лазерными импульсами нано- и пикосекундной длительности [64]. Для осуществления процесса пикосекундной лазерной абляции был использован лазерный станок с ЧПУ оригинальной сборки (см. рис. 3б), оснащенный импульсным лазерным источником с длиной волны 1064 нм (Coherent Inc.). Параметры лазерной абляции были следующие:

длительность одиночного импульса 10 пс, частота повторения импульсов варьировалась в диапазоне 80 кГц...1 МГц, скорость перемещения лазерного луча – в диапазоне 200...1000 мм/с.

Несколько образцов ЗС D-диапазона были изготовлены и исследованы методами сканирующей электронной микроскопии и профилометрии. Кроме того, были измерены потери на передачу и на отражение изготовленных структур с использованием векторного анализатора цепей и частотных конвертеров D-диапазона [14]. Установлено, что потери на передачу (S21) изготовленных ЗС не превышают 8.5 дБ/см, а потери на отражение (S11) не хуже 10 дБ.

Таким образом, как нано-, так и пикосекундный процесс лазерной абляции позволяет изготавливать микрополосковые структуры D-диапазона с необходимыми размерами, однако существенным преимуществом лазерной абляции пикосекундными импульсами является практически полное отсутствие продуктов абляции (капли, наплывы и т.д.) по краям зоны абляции. Образцы ЗС, изготовленные с использованием наносекундной лазерной абляции, требуют существенной постобработки из-за образования продуктов абляции микронного размера на краях формируемых структур. Предварительный анализ полученных результатов показал, что следует обращать внимание на следующие моменты при использовании процесса на основе лазерной абляции:

- шероховатость поверхности после процесса лазерной абляции, особенно вблизи краев зоны абляции;

- адгезия тонкой металлической пленки к диэлектрической подложке до и после процесса лазерной абляции;

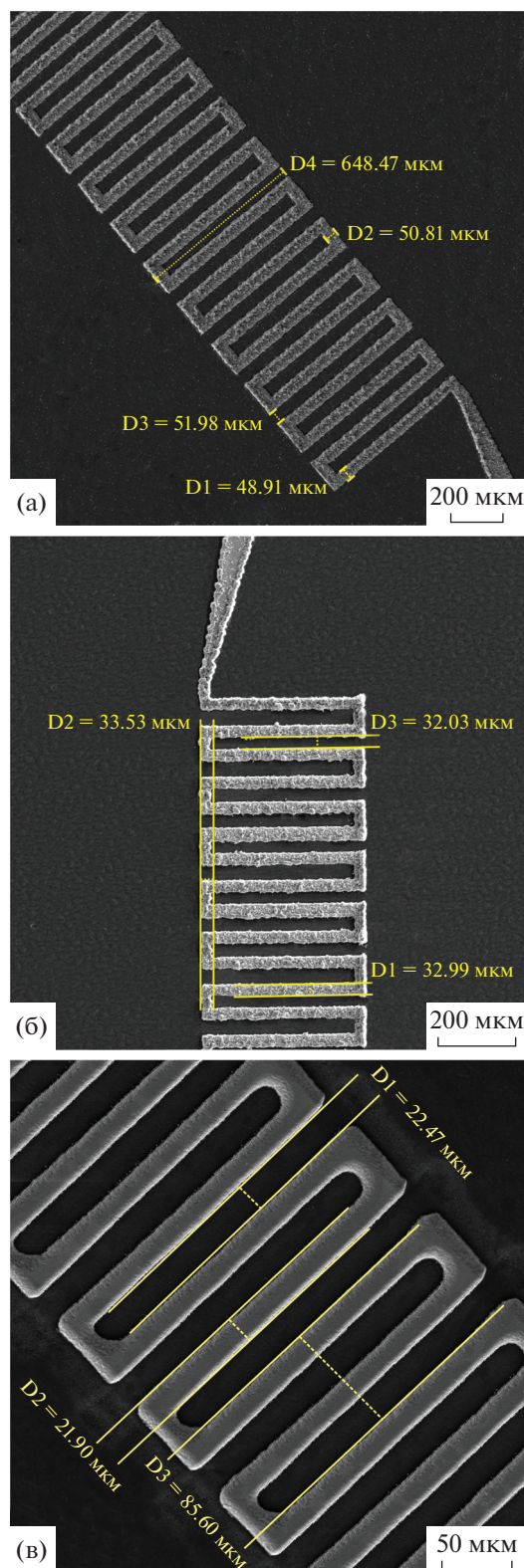
- постобработка поверхности структур, особенно после наносекундной лазерной абляции.

В качестве следующего шага планируется изучить перспективы использования фемтосекундной лазерной абляции для формирования планарных ЗС на диэлектрических подложках G-диапазона (170...260 ГГц).

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (изготовление и исследование структур с помощью 3D-печати, проект № 22-12-00181) и Российского фонда фундаментальных исследований (изготовление и исследование структур с помощью лазерной абляции, проект № 20-07-00929).



**Рис. 4.** Микрополосковые меандровые ЗС V- (а) и W-диапазонов (б), изготовленные с использованием наносекундной лазерной абляции, а также ЗС D-диапазона, изготовленная с использованием пикосекундной лазерной абляции (в); пластины из кварца толщиной 500 и 200 мкм использованы в качестве диэлектрических подложек; (изображения получены с помощью СЭМ).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dhillon S.S., Vitiello M.S., Linfield E.H. et al.* // J. Phys. D. Appl. Phys. 2017. V. 50. № 4. P. 043001.  
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/50/4/043001>
2. *Lewis R.A.* // J. Phys. D. Appl. Phys. 2014. V. 47, № 37. P. 374001.  
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/47/37/374001>
3. *Booske J.H., Dobbs R.J., Joye C.D. et al.* // IEEE Trans. 2011. V. THZ-1. № 1. P. 54.  
<https://doi.org/10.1109/TTHZ.2011.2151610>
4. *Song H.-J., Nagatsuma T.* // IEEE Trans. 2011. V. TST-1. № 1. P. 256.  
<https://doi.org/10.1109/TTHZ.2011.2159552>
5. *Appleby R., Wallace H.B.* // IEEE Trans. 2007. V. AP-55. № 11. P. 2944.  
<https://doi.org/10.1109/TAP.2007.908543>
6. *Wallace H.B.* // Appl. Opt. 2010. V. 49. № 19. P. E38.  
<https://doi.org/10.1364/AO.49.000E38>
7. *Federici J.F.* // J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves. 2012. V. 33. № 2. P. 97.  
<https://doi.org/10.1007/s10762-011-9865-7>
8. *Siegel P.H.* // IEEE Trans. 2004. V. MTT-52. № 10. P. 2438.  
<https://doi.org/10.1109/TMTT.2004.835916>
9. *Grigoriev A.D., Ivanov V.A., Molokovsky S.I.* Microwave Electronics. Cham: Springer, 2018.  
<https://doi.org/10.1007/978-3-319-68891-6>
10. *Madou M.J.* Fundamentals of Microfabrication. Boca Raton: CRC Press, 2002.
11. *Zaouk R., Park B.Y., Madou M.J.* Microfluidic Techniques / Ed. by S.D. Mentzer. Totowa: Humana Press Inc., 2006. P. 5.
12. *Wang S., Aditya S., Xia X. et al.* // IEEE Trans. 2019. V. PS-47. № 10. P. 4650.  
<https://doi.org/10.1109/TPS.2019.2940254>
13. *Li X., He T., Wang H. et al.* // J. Eng. 2018. V. 2018. № 14. P. 692.  
<https://doi.org/10.1049/joe.2018.0095>
14. *Ryskin N.M., Torgashov R.A., Starodubov A.V. et al.* // J. Vacuum Sci. Technol. B. 2021. V. 22. № 1. P. 013204.  
<https://doi.org/10.1116/6.0000716>
15. *Ulisse G., Krozer V.* // IEEE Electron Device Lett. 2017. V. 38. № 1. P. 126.  
<https://doi.org/10.1109/LED.2016.2627602>
16. *Tolfree D.W.L.* // Reports Prog. Phys. 1998. V. 61. № 4. P. 313–351.  
<https://doi.org/10.1088/0034-4885/61/4/001>
17. *Bhattacharjee S., Booske J.H., Kory C.L. et al.* // IEEE Trans. 2004. V. PS-32. № 3. P. 1002.  
<https://doi.org/10.1109/TPS.2004.828886>
18. *Han S.-T., Jang K.-H., So J.-K. et al.* // IEEE Trans. 2004. V. PS-32. № 1. P. 60.  
<https://doi.org/10.1109/TPS.2004.823978>
19. *Shin Y.M., So J.K., Han S.T. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. № 9. P. 091916.  
<https://doi.org/10.1063/1.2178770>
20. *Jang K.H., Choi J.J., Kim J.H.* // J. Korean Phys. Soc. 2019. V. 75. № 9. P. 716.  
<https://doi.org/10.3938/jkps.75.716>
21. *Shin Y.M., Barnett L.R., Gamzina D. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. № 18. P. 181505.  
<https://doi.org/10.1063/1.3259823>
22. *Chua C., Tsai J.M., Aditya S. et al.* // IEEE Trans. 2011. V. ED-58. № 11. P. 4098.  
<https://doi.org/10.1109/TED.2011.2165284>
23. *Li H., Li Y., Feng J.* // IEEE Electron Device Lett. 2013. V. 34. № 3. P. 462.  
<https://doi.org/10.1109/LED.2013.2241389>
24. *Joye C.D., Cook A.M., Calame J.P. et al.* // IEEE Trans. 2014. V. ED-61. № 6. P. 1672.  
<https://doi.org/10.1109/TED.2014.2300014>
25. *Yao L., Yao J.-Y., Yang Z.-Q. et al.* // IEEE Nanotechnology Magazine. V. 13. № 5. P. 35. 2019.  
<https://doi.org/10.1109/MNANO.2019.2927798>
26. *Sengele S., Jiang H., Booske J.H. et al.* // IEEE Trans. 2009. V. ED-56. № 5. P. 730.  
<https://doi.org/10.1109/TED.2009.2015416>
27. *Lueck M.R., Malta D., Gilchrist K. et al.* // J. Micromechanics Microengineering. 2011. V. 21. № 6. P. 065022.  
<https://doi.org/10.1088/0960-1317/21/6/065022>
28. *Kreischer K.E., Tucek J.C., Gallagher D.A., Mihailovich R.E.* // 2008 33rd Int. Conf. Infrared, Millimeter and Terahertz Waves. Pasadena. 15–19 Sept. N.Y.: IEEE, 2008. P. 4665704.  
<https://doi.org/10.1109/ICIMW.2008.4665704>
29. *Tucek J.C., Basten M.A., Gallagher D.A., Kreischer K.E.* // 2013 IEEE 14th Int. Vacuum Electronics Conf. (IVEC). Paris. 21–23 May. N.Y.: IEEE, 2013. P. 6571144.  
<https://doi.org/10.1109/IVEC.2013.6571144>
30. *Tucek J.C., Basten M.A., Gallagher D.A., Kreischer K.E.* // IEEE Int. Vacuum Electronics Conf. Monterey. 22–24 Apr. 2014. N.Y.: IEEE, 2014. P. 153.  
<https://doi.org/10.1109/IVEC.2014.6857535>
31. *Tucek J.C., Basten M.A., Gallagher D.A., Kreischer K.E.* // 2016 IEEE Int. Vacuum Electronics Conf. (IVEC). Monterey. 19–21 Apr. N.Y.: IEEE, 2016. P. 7561772.  
<https://doi.org/10.1109/IVEC.2016.7561772>
32. *Chung D.K., Lee K.H., Jeong J., Chu C.N.* // Int. J. Precis. Eng. Manuf. 2014. V. 15. № 9. P. 1785.  
<https://doi.org/10.1007/s12541-014-0530-7>
33. *Lim H.S., Wong Y.S., Rahman M., Lee M.K.E.* // J. Mater. Process. Technol. 2003. V. 140. № 1–3. P. 318.  
[https://doi.org/10.1016/S0924-0136\(03\)00760-X](https://doi.org/10.1016/S0924-0136(03)00760-X)
34. *Uriarte L., Herrero A., Ivanov A. et al.* // Proc. Inst. Mech. Eng. Pt C. J. Mech. Eng. Sci. 2006. V. 220. № 11. P. 1665.  
<https://doi.org/10.1243/09544062JMES220>
35. *Baig A., Gamzina D., Kimura T. et al.* // IEEE Trans. 2017. V. ED-64. № 5. P. 2390.  
<https://doi.org/10.1109/TED.2017.2682159>
36. *Gamzina D., Himes L.G., Barchfeld R. et al.* // IEEE Trans. 2016. V. ED-63. № 10. P. 4067.  
<https://doi.org/10.1109/TED.2016.2594027>
37. *Choi W., Lee I., Choi E.M.* // IEEE Trans. 2017. V. ED-64. № 7. P. 2955.  
<https://doi.org/10.1109/TED.2017.2706059>
38. *Hu P., Lei W., Jiang Y. et al.* // IEEE Trans. 2018. V. ED-65. № 6. P. 2164.  
<https://doi.org/10.1109/TED.2017.2787682>

39. Zhang B., Guo Y.-X., Zirath H., Zhang Y.P. // Proc. IEEE. 2017. V. 105. № 4. P. 723.  
<https://doi.org/10.1109/JPROC.2016.2639520>
40. Shen J., Ricketts D.S. // IEEE Trans. 2019. V. MTT-67. № 3. P. 883.  
<https://doi.org/10.1109/TMTT.2018.2889452>
41. Cook A.M., Joye C.D., Calame J.P. // IEEE Access. 2019. V. 7. P. 72561.  
<https://doi.org/10.1109/ACCESS.2019.2920291>
42. Dimitriadis A.I., Debogović T., Favre M. et al. // Proc. IEEE. 2016. V. 105. № 4. P. 668.  
<https://doi.org/10.1109/JPROC.2016.2629511>
43. Zhang B., Zirath H. // IEEE Trans. 2016. V. CPMT-6. № 5. P. 796.  
<https://doi.org/10.1109/TCPMT.2016.2550483>
44. Проявин М.Д., Вихарев А.А., Федотов А.Э. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2020. Т. 63. № 5–6. С. 521.  
<https://doi.org/10.1007/s11141-021-10072-0>
45. Hirt L., Ihle S., Pan Z. et al. // Adv. Mater. 2016. V. 28. № 12. P. 2311.  
<https://doi.org/10.1002/adma.201504967>
46. Ercolano G., Zambelli T., van Nesselroy C. et al. // Adv. Eng. Mater. 2020. V. 22. № 2. P. 1900961.  
<https://doi.org/10.1002/adem.201900961>
47. Ulisse G., Schurch P., Koelmans W.W., Krozer V. // 46th Int. Conf. Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz). Chengdu. 29 Aug.–3 Sept. N.Y.: IEEE, 2021. P. 9567223.  
<https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz50926.2021.9567223>
48. Žemaitis A., Gaidys M., Brikas M. et al. // Sci. Rep. 2018. V. 8. P. 17376.  
<https://doi.org/10.1038/s41598-018-35604-z>
49. Liu C., Fu X., Wu Y. et al. // J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanom. Struct. 2009. V. 27. № 3. P. 1319.  
<https://doi.org/10.1116/1.3119676>
50. Leitz K.H., Redlingshöfer B., Reg Y. et al. // Phys. Procedia. 2011. V. 12, Pt 2. P. 230.  
<https://doi.org/10.1016/j.phpro.2011.03.128>
51. Keller W.J., Shen N., Rubenchik A.M. et al. // J. Appl. Phys. 2019. V. 125. № 8. P. 085103.  
<https://doi.org/10.1063/1.5080628>
52. Sugioka K., Cheng Y. // Appl. Phys. Rev. 2014. V. 1. № 4. P. 041303.  
<https://doi.org/10.1063/1.4904320>
53. Ryskin N.M., Rozhnev A.G., Starodubov A.V. et al. // IEEE Electron Device Lett. 2018. V. 39. № 5. P. 757.  
<https://doi.org/10.1109/LED.2018.2821770>
54. Starodubov A.V., Serdobintsev A.A., Pavlov A.M. et al. // Progress in Electromagnetics Research Symp. (PIERS-Toyama). Toyama. 1–4 Aug. N.Y.: IEEE, 2018. P. 506.  
<https://doi.org/10.23919/PIERS.2018.8597953>
55. Starodubov A.V., Serdobintsev A.A., Pavlov A.M. et al. // IEEE Int. Vacuum Electronics Conf. (IVEC-2018). Monterey. 26–28 Apr. N.Y.: IEEE, 2018. P. 333.  
<https://doi.org/10.1109/IVEC.2018.8391512>
56. Гуляев Ю.В., Жбанов А.И., Захарченко Ю.Ф. и др. // РЭ. 1994. V. 39. № 12. P. 2049.
57. Benedik A.I., Rozhnev A.G., Ryskin N.M. et al. // 2015 IEEE Int. Vacuum Electronics Conf. (IVEC). Beijing. 27–29 Apr. N.Y.: IEEE, 2015. P. 7223750.  
<https://doi.org/10.1109/IVEC.2015.7223750>
58. Sumathy M., Augustin D., Datta S.K. et al. // IEEE Trans. 2013. V. ED-60. № 5. P. 1769.  
<https://doi.org/10.1109/TED.2013.2252179>
59. Wang S., Aditya S., Xia X. et al. // IEEE Trans. Electron Devices. 2018. V. ED-65. № 6. P. 2142.  
<https://doi.org/10.1109/TED.2018.2798575>
60. Starodubov A.V., Serdobintsev A.A., Pavlov A.M. et al. // IEEE Int. Vacuum Electronics Conf. (IVEC-2018). Monterey. 26–28 Apr. N.Y.: IEEE, 2018. P. 421.  
<https://doi.org/10.1109/IVEC.2018.8391530>
61. Ulisse G., Starodubov A.V., Galushka V.V. et al. // Int. Vacuum Electronics Conf. (IVEC). Busan. 28 Apr.–1 May. N.Y.: IEEE, 2019. P. 8744932.  
<https://doi.org/10.1109/IVEC.2019.8744932>
62. Starodubov A.V., Pavlov A.M., Galushka V.V. et al. // Int. Vacuum Electronics Conf. (IVEC). Busan. 28 Apr.–1 May. N.Y.: IEEE, 2019. P. 8745185.  
<https://doi.org/10.1109/IVEC.2019.8745185>
63. Торгаилов П.А., Рыскин Н.М., Рожнев А.Г. и др. // ЖТФ. 2020. Т. 20. № 4. С. 686.  
<https://doi.org/10.21883/JTF.2020.04.49096.294-19>
64. Starodubov A.V., Serdobintsev A.A., Kozhevnikov I.O. et al. // Proc. SPIE. 2020. V. 11458. Article № 1145803.  
<https://doi.org/10.1117/12.2564423>

---

**К 85-ЛЕТИЮ  
Н.И. СИНИЦЫНА**

---

УДК 621.385.6

**УГЛЕРОДНЫЕ МАТЕРИАЛЫ В ТЕПЛОАГРУЖЕННЫХ УЗЛАХ  
ЛАМП БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ И КЛИСТРОНОВ (ОБЗОР)****© 2022 г. В. И. Шестеркин<sup>а</sup>, Т. М. Крачковская<sup>а, б</sup>, П. Д. Шалаев<sup>а</sup>, Л. Т. Баймагамбетова<sup>а</sup>,  
С. Д. Журавлев<sup>а</sup>, Д. И. Кириченко<sup>а</sup>, Р. Ю. Богачев<sup>а, б</sup>**<sup>а</sup> Акционерное общество «Научно-производственное предприятие «Алмаз» (АО «НПП «Алмаз»),  
ул. им. Панфилова И.В., 1, Саратов, 410033 Российская Федерация<sup>б</sup> Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.,  
ул. Политехническая, 77, Саратов, 410054 Российская Федерация

\*E-mail: shesterkina@almaz-rpe.ru

Поступила в редакцию 15.04.2022 г.

После доработки 15.04.2022 г.

Принята к публикации 25.04.2022 г.

Представлены результаты исследований, проведенных в АО «НПП «Алмаз» за последние 10 лет по применению и перспективам использования углеродных материалов в теплонагруженных узлах ламп бегущей волны и клистронов.

DOI: 10.31857/S0033849422100102

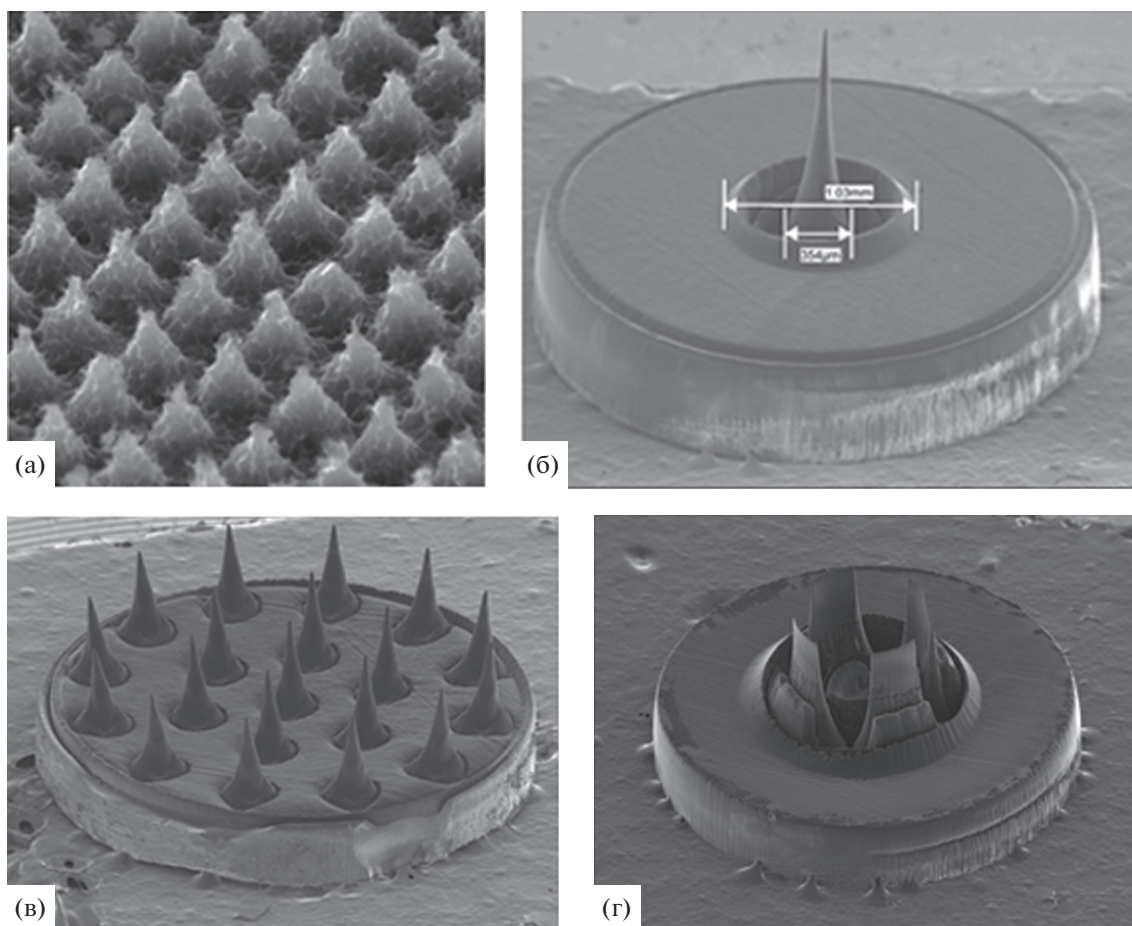
**ВВЕДЕНИЕ**

Углерод – типичный неметалл, образует множество аллотропных модификаций с различной кристаллической структурой, которая определяет многообразие его физических и химических свойств. Пиролитический графит (ПГ) и углеродные нанотрубки (УНТ) имеют ярко выраженную анизотропию механических, тепловых, электрических свойств. Прочность пиролитического графита возрастает при увеличении температуры вплоть до 3000°C и при температурах выше 2500°C превышает прочность всех известных материалов [1]. Коэффициент линейного термического расширения вдоль плоскости осаждения на порядок выше, чем в перпендикулярном направлении. Теплопроводность ПГ в направлении плоскости осаждения примерно на два порядка выше, чем в перпендикулярном направлении, и превышает теплопроводность меди [2]. Стеклоуглерод, как и пиролитический графит, непроницаем для жидкостей и газов, но в отличие от пиролитического графита изотропен по физическим и механическим характеристикам. Он остается в твердом состоянии и сохраняет свои свойства вплоть до температуры сублимации 3700°C [3].

Промышленно выпускаемые графиты марки МПГ-6, -7, -8 имеют структуру с открытой и канальной пористостью, которая составляет 12...15%. Различные марки промышленно выпускаемых графитов имеют незначительную анизотропию свойств. Для искусственных графитов характерна высокая работа выхода электронов, 4.6...4.7 эВ. Работа выхода УНТ изменяется в широких преде-

лах от 1...4.7 эВ [4]. Работа выхода графена зависит от легирующего материала и может составлять 2.77 эВ, для структур графен–барий и бислойный графен–барий 1.88 эВ [5], для нанопористого углерода ее значение может составлять сотые доли электронвольт [6], что делает подобные структуры привлекательными с точки зрения эмиссионной электроники. Для всех модификаций углерода характерна химическая инертность. Они не образуют устойчивых химических связей с расплавами большинства металлов.

Искусственные графиты нашли широкое применение в различных отраслях науки и техники благодаря набору уникальных свойств: высокой степени чистоты (количество примесей менее 1%), высокой механической прочности, термической и эрозионной стойкости, высокой теплопроводности и электропроводности. Технические и эксплуатационные характеристики искусственных графитов сохраняются при температурах до 2000°C даже в агрессивных средах. Искусственные графиты, за исключением стеклоуглерода, легко поддаются механической обработке, что позволяет изготавливать из них фасонные детали. Перечисленные выше характеристики углеродных материалов, такие как высокие теплопроводность и электропроводность, высокая температура плавления в вакууме, легкость механической обработки и коммерческая доступность, делают их привлекательными для использования в теплонагруженных узлах электровакуумных приборов в том числе СВЧ-диапазона [7]. Прежде всего это конструкционные элементы электронных пушек: сеточные электроды, фокусирующий электрод и анод, в



**Рис. 1.** Автоэмиссионные катоды из стеклоглерода СУ-2000: а – матрица острий, изготовленных термохимическим травлением; б – единичное острие; в – катод с 19-ю остриями, г – катод лезвийного типа.

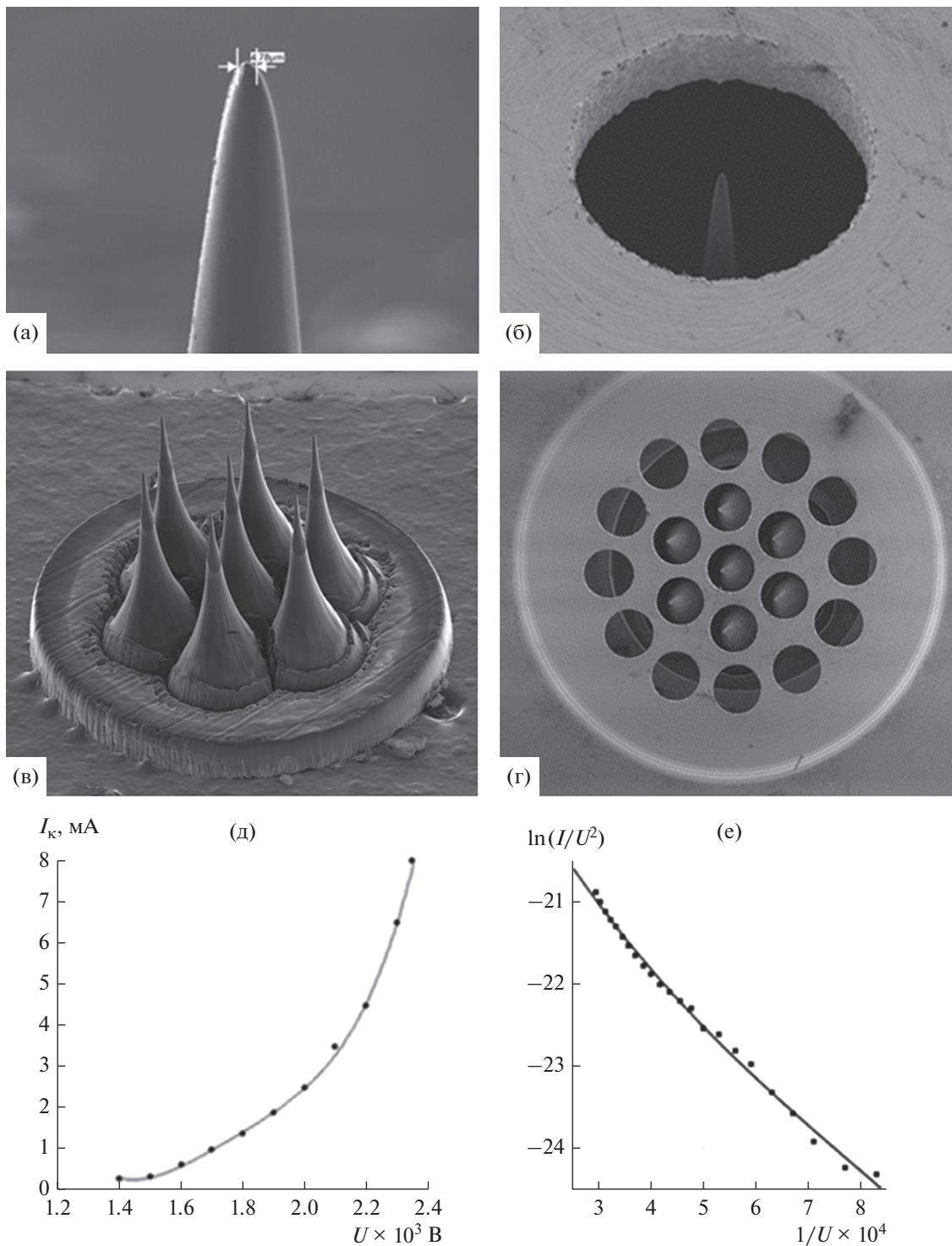
коллекторах электронов это токоприемные элементы – ступени коллекторов. Однако промышленного использования перечисленные элементы конструкции электровакуумных приборов из углеродных материалов до настоящего времени не нашли. Это связано со сложностью их дегазирования, обусловленной пористой структурой. Химическая инертность затрудняет формирование на поверхностях графитовых деталей металлizaционных покрытий под пайку и выбор подходящего припоя для получения прочных неразъемных соединений графитовых деталей с керамикой и металлами [8].

В данной работе представлены результаты исследований, проведенных за последние 10 лет в НПП “Алмаз” по использованию различных модификаций углерода в качестве материала для автоэмиссионных катодов (АЭК), присадок для снижения работы выхода и скорости испарения активного вещества в металлопористых катодах (МПК), для изготовления сеточных электродов и ступеней коллекторов мощных ламп бегущей волны (ЛБВ) и клистронов.

## 1. АВТОЭМИССИОННЫЕ КАТОДЫ ИЗ СТЕКЛОУГЛЕРОДА

Структура стеклоглерода СУ-2000 состоит из полых разномасштабных сфероидов неправильной формы размером от 0.5 до 2.5 мкм, разделенных перегородками толщиной до 1 мкм. В свою очередь, перегородки состоят из сфероидов меньшего масштаба размером до 50 нм, разделенные перегородками толщиной около 5 нм [9]. Стеклоуглерод не поддается механической обработке режущими инструментами. Матричные АЭК с эмиттерами в форме прямого усеченного конуса с плотностью упаковки  $1 \times 10^6 \text{ см}^{-2}$  изготавливали методом термохимического травления пленкой никеля в среде водорода при температуре 1100°C (рис. 1а) [10]. Матрицы автоэммиттеров острой и лезвийного типов с большим аспектным отношением (до 1000 единиц) были сформированы методом лазерного фрезерования (рис. 1б–1г) [11].

Результаты экспериментального исследования ВАХ электронных пушек (ЭП) с автоэмиссионным катодом игольчатой формы с радиусом



**Рис. 2.** Конструкция автоэмиссионной ячейки и ее ВАХ: а – единичное острие; б – автоэмиссионная ячейка с единичным острием; в – автоэмиссионный катод с семью остриями; г – катодно-сеточный узел с семью ячейками; вольт-амперные характеристики ячейки с единичным острием: д – импульсный режим, е – ВАХ в координатах Фаулера–Нордгейма.

кривизны вершины 5 мкм в непрерывном и импульсном режимах представлены на рис. 2 [12].

Величина тока с единичного острия составила 8 мА. Плотность автоэмиссионного тока, усред-

ненная по площади полусферы вершины, составляла  $\sim 5 \times 10^3$  и  $\sim 3.6 \times 10^4$  А/см<sup>2</sup> для игл с радиусом кривизны вершины 5 и 2.5 мкм соответственно [13]. На рис. 3 приведены фотографии вершины



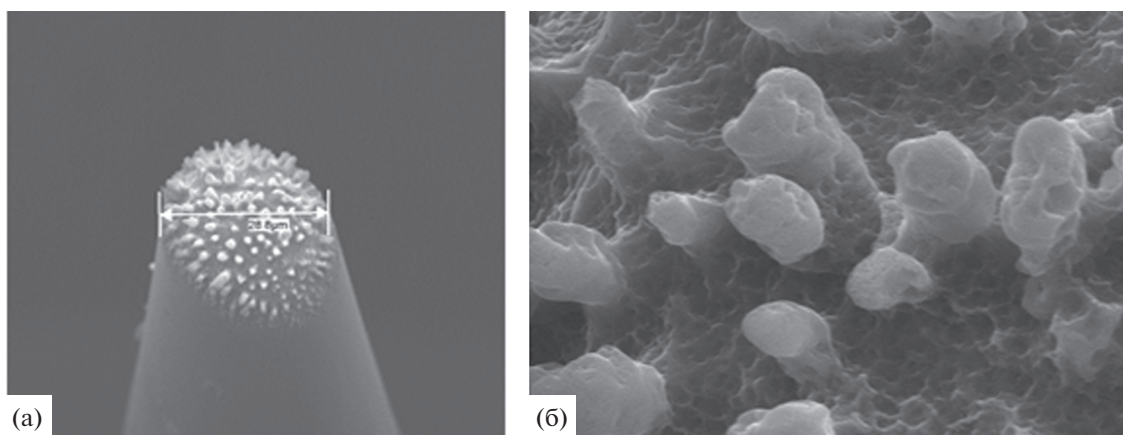


Рис. 3. Поверхность вершины острия после микропробов: а – увеличение 1200; б – увеличение 11000.

острия после работы в непрерывном режиме в составе ЛБВ X-диапазона при вакууме не хуже  $2 \times 10^{-7}$  Торр в течение  $\sim 30$  ч. При токе более 8 мА регистрировались микропробой между вершиной острия и сеткой, приводящие к снижению эмиссии катода. После каждого микропробоя первоначальный ток 8 мА достигался при более высоких значениях напряжения на сетке вследствие разрушения вершины острия.

Разрушение вершины острия являлось результатом воздействия микропробов и бомбардировки потоком ионов из пространства взаимодействия ЛБВ и коллектора, траектории движения которых заканчивались на вершине острия. Сформированные выступы (рис. 3б), вероятно, состоят из карбидов примесей, содержащихся в стеклоуглероде, которые более устойчивы к воздействию ионов.

Из анализа результатов проведенных исследований работы автоэмиссионной ячейки с единичным острием в центре отверстия сеточного электрода можно сделать следующие выводы.

1. Представленная конструкция триодной электронной пушки, работающая на участке вольт-амперной характеристики с большой крутизной, имеет непродолжительный срок эксплуатации и может быть использована в короткоживущих приборах специального назначения.

2. Для снижения оседания эмиссионного тока на сетку, снижения вероятности микропробов и увеличения длительности работы автоэмиссионного катода без разрушения вершины острий следует располагать по крайней мере не ниже плоскости сетки, обращенной к аноду пушки.

3. Векторы напряженности электрического поля в каждой точке внутри отверстия сетки и вблизи его направляют ионы в центр ячейки, где расположена вершина острия. В связи с этим для защиты острий от ионной бомбардировки и увеличения продолжительности их работы автоэммиттеры следует разме-

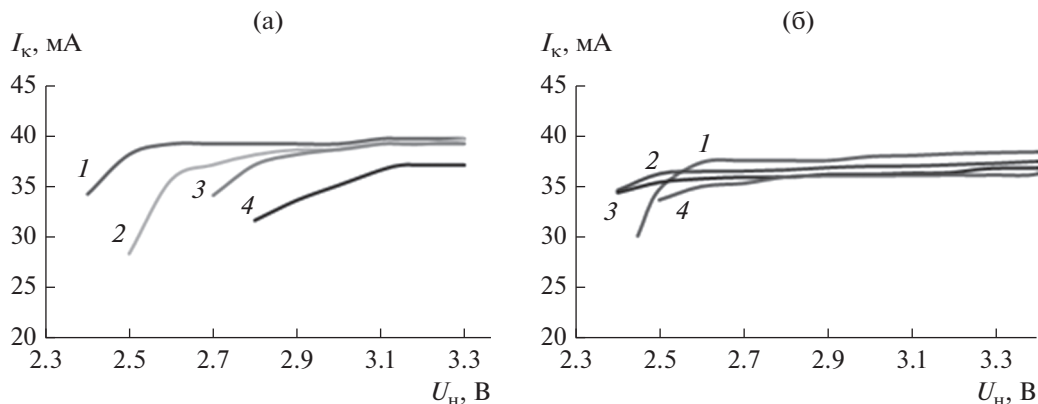
щать на периферии отверстия сеточного электрода. Так, длительность работы автоэмиссионной ячейки с матрицей острий, изготовленных термохимическим травлением (рис. 1а) составила  $\sim 2000$  ч.

4. Электронная пушка должна иметь второй анод, выполняющий роль ловушки для ионов, движущихся из пространства взаимодействия и коллектора по оси прибора в центр катода.

## 2. МЕТАЛЛОПОРИСТЫЕ КАТОДЫ, МОДИФИЦИРОВАННЫЕ НАНОУГЛЕРОДНЫМИ КЛАСТЕРАМИ

Для повышения эмиссионных свойств МПК было исследовано применение нанокластеров углерода – астраленов и углерона в составе его вольфрамовой матрицы и активного вещества соответственно. Астралены – полиэдральные углеродные наночастицы фуллероидного типа торoidalной формы с межслоевым расстоянием 0.34...0.36 нм и средним размером 15...100 нм, а углерон – сульфаддукт нанокластеров углерода с размером частиц 10...100 нм, имеющий графеноподобную структуру.

В работе [6] было отмечено, что малые концентрации (0.5 мас. %) астраленов при равномерном распределении их в вольфрамовой матрице осмированного МПК увеличивают эмиссионную способность за счет снижения работы выхода электронов, а присадка 0.2% углерона в составе активного вещества – алюмината бария-кальция снижает его скорость испарения с поверхности МПК. На рис. 4 представлены результаты измерений эмиссионных характеристик катодов, полученных в процессе ускоренных испытаний на долговечность двух образцов ЛБВ космического назначения (далее – ЛБВ1, ЛБВ2) непрерывного действия с МПК, модифицированным нанокластером углерода, с пленкой Os–Ir–Al на эмитирующей поверхности. Исследуемые образцы ЛБВ отличались от серий-



**Рис. 4.** Эмиссионные характеристики ЛБВ1 (а) и ЛБВ2 (б) при различной наработке: а) 0 (1),  $1,024 \times 10^6$  (2),  $2,048 \times 10^6$  (3) и  $3,072 \times 10^6$  ч (4); б) 0 (1),  $0,864 \times 10^6$  (2),  $1,144 \times 10^6$  (3) и  $1,426 \times 10^6$  ч (4).

ных только конструкцией и технологией изготовления эмиттера катода. Испытания были проведены при повышенной температуре катода. Плотность тока эмиссии катода при его температуре в номинальном рабочем режиме и при повышенной температуре в процессе испытаний равнялась  $0,645 \text{ А/см}^2$ , что соответствовало режимам работы серийных образцов ЛБВ. При испытаниях учитывалось, что соответствие электрических параметров ЛБВ критериям ее годности обеспечивается при снижении тока катода не более чем на 10%.

После  $3,072 \times 10^6$  ч наработки, соответствующих паспортному режиму работы катода при напряжении накала 3.1 В (напряжению накала 3.1 В соответствует рабочая температура катода  $978^\circ\text{C}$ ), параметры катода в ЛБВ1 еще удовлетворяют критерию годности – ток катода при паспортном напряжении накала снизился меньше чем на 5%. Но разность между напряжением накала, соответствующим точке перехода работы катода из режима ограничения пространственным зарядом в режим ограничения по току, и паспортным напряжением накала 3.1 В ( $\Delta U_n$ ) уменьшилась до 0.05 В. Поэтому наработку  $3,072 \times 10^6$  ч можно считать эмиссионной долговечностью этого образца катода при напряжении накала 3.1 В.

По окончании испытаний был исследован химический состав эмитирующей поверхности отработавшего катода из ЛБВ1 и для сравнения поверхность аналогичного катода без наработки (табл. 1).

Причиной изменения процентного содержания компонентов на эмитирующей поверхности

МПК являются процессы их химического взаимодействия, диффузии и испарения. Учитывая время испытаний катода, можно сделать вывод: процесс деградации его поверхности происходил достаточно медленно, что обеспечило увеличение эмиссионной долговечности катода в составе ЛБВ до  $\sim 3 \times 10^6$  ч.

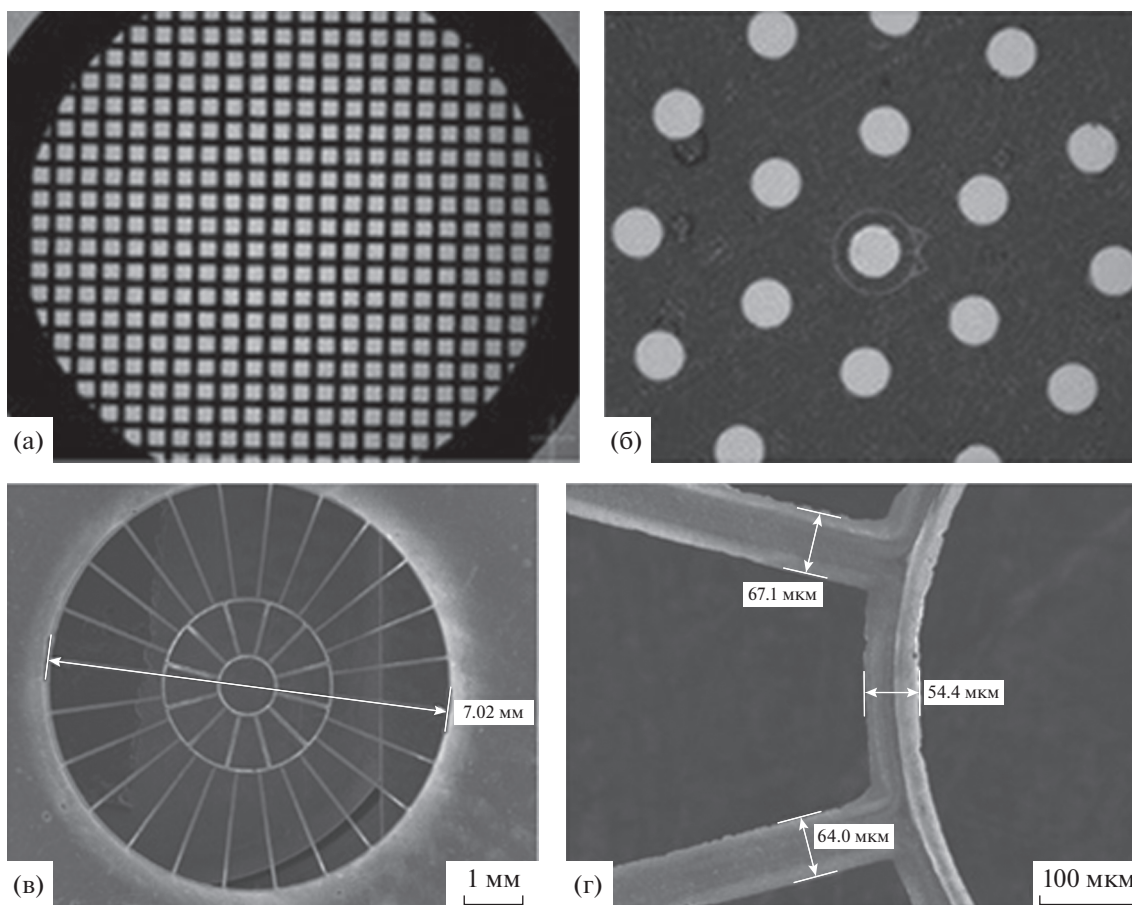
Наработка ЛБВ2 в настоящее время составляет  $1,426 \times 10^6$  ч, испытания продолжают. На рис. 4б видно, что в течение  $0,864 \times 10^6$  ч наработки эмиссионная характеристика катода улучшается –  $\Delta U_n$  увеличилась на 0.1 В относительно паспортного напряжения 3.1 В (напряжение накала 3.1 В соответствует рабочей температуре катода  $983^\circ\text{C}$ ). Такие изменения эмиссионных характеристик МПК, используемых в серийных образцах ЛБВ и их аналогах, также наблюдаются, но в течение более короткого времени –  $0,15 \times 10^6 \dots 0,25 \times 10^6$  ч.

При наработке ЛБВ2  $1,426 \times 10^6$  ч катод сохраняет свои эмиссионные свойства, при этом изменение величины тока катода при рабочем напряжении накала 3.1 В не превышает 5%, а  $\Delta U_n$  уменьшилось всего на 0.15 В (от 0.6 до 0.45 В). Из этих данных следует, что за  $0,562 \times 10^6$  ч наработки  $\Delta U_n$  сократилась на 25% (см. рис. 4б, кривые 2, 4) и катод может соответствовать критерию годности еще в течение  $1,686 \times 10^6$  ч наработки, а суммарная наработка может составить не менее  $\sim 3 \times 10^6$  ч.

Проведенные исследования долговечности МПК, модифицированных астраленами и углеродом, в составе приборов показывают рекордную

**Таблица 1.** Химический состав поверхностей катодов (вес. %)

МПК	Al	W	Os	Ir	Итог
Без наработки	0.56	2.61	73.88	22.94	100.00
После испытаний	0.93	43.94	42.40	12.72	100.00



**Рис. 5.** Сеточные структуры: а – планарная сетка с квадратными ячейками  $175 \times 175$  мкм и шагом 225 мкм; б – с круглыми отверстиями диаметром 0.5 мм; в – общий вид и г – участок примыкания радиальных перемычек к кольцевой перемычке: сетка с радиально-кольцевыми перемычками шириной  $\sim 65$  мкм и радиусом кривизны поверхности 8.2 мм.

наработку. Причинами полученных результатов могут служить пониженная скорость испарения активного вещества с добавкой углерона и сниженная диффузия вольфрама в осмиевую пленку в МПК с астраленами в вольфрамовой матрице [14].

Результаты выполненных исследований МПК с наноуглеродными кластерами – астраленами в составе его вольфрамовой матрицы и углероном в составе активного вещества – показали, что эмиссионная долговечность МПК может быть увеличена до  $\sim 3 \times 10^6$  ч при рабочей температуре катода до  $980^\circ\text{C}$ .

### 3. СЕТОЧНЫЕ СТРУКТУРЫ ИЗ АНИЗОТРОПНОГО ПИРОЛИТИЧЕСКОГО ГРАФИТА

Традиционно в качестве материала сеточных структур в катодно-сеточных узлах мощных ЛБВ и клистронов используется гафний. Для него характерны недостаточно высокая температура плавления в сравнении с углеродными материалами ( $2233$  и  $4000^\circ\text{C}$ ) и работа выхода электронов

$3.53$  и  $4.7$  эВ соответственно. Температура начала рекристаллизации у гафния составляет  $\sim 760^\circ\text{C}$  и соответствует температуре сеточных электродов в мощных импульсных ЛБВ в сантиметровом диапазоне длин волн. Химическая инертность углеродных материалов способствует снижению адсорбции химических элементов. В этой связи представляется желательным и перспективным использование в качестве материала сеточных структур пиролитического графита (изотропного и анизотропного) с целью снижения адсорбции активного вещества МПК [15].

Анизотропный пиролитический графит (АПГ) является высокотемпературным, анизотропным материалом, легко обрабатывается методом лазерного фрезерования. В процессе пиролиза можно формировать трехмерные детали из АПГ любой сложности. Большая работа выхода электронов существенно уменьшает величину паразитной термоэлектронной эмиссии с сеток. На рис. 5 представлены сеточные структуры с различными формами и топологией отверстий в планарном (а, б) и сфери-

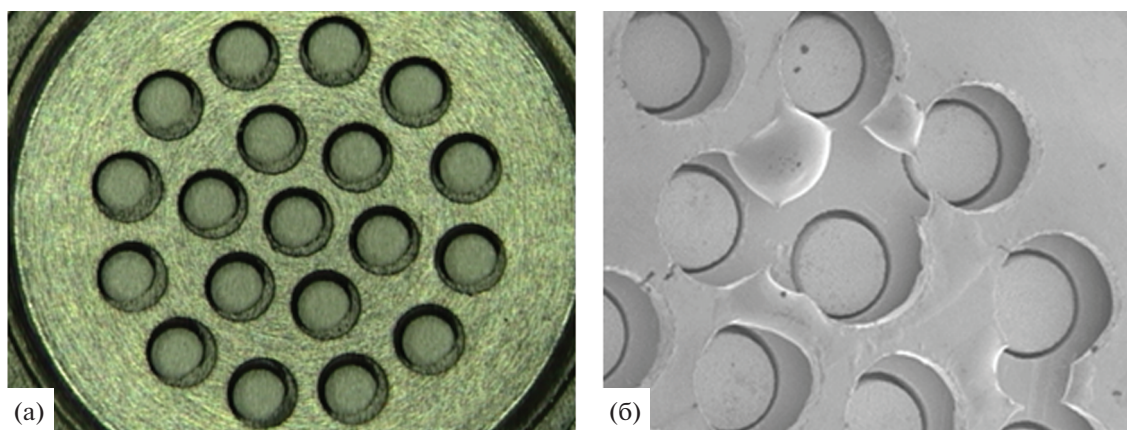


Рис. 6. Катодно-сеточный узел с сетками из АПГ (а) и из графитя (б) после испытаний.

ческом исполнении (в, г) методом лазерного микрофрезерования.

В результате проведенных экспериментальных исследований установлено, что при температуре катода  $1050^{\circ}\text{C}$  предельное, не приводящее к паразитной термоэлектронной эмиссии значение удельной средней мощности, рассеиваемой на сетке из АПГ достигало  $\sim 70 \text{ Вт/см}^2$ , что до  $\sim 20$  раз больше, чем для сеток из молибдена, и в  $\sim 10$  раз больше, чем для сеток из графитя [16]. Экспериментально подтверждена эффективность применения теневой сеточной структуры из АПГ в 19-лучевом малогабаритном 400-ваттном клистроне Ку-диапазона. Сеточная структура планарного типа была прикреплена к сеткодержателю методом механического прижима. Клистрон устойчиво работал без появления термоэлектронной эмиссии с сетки и без пробоев между сетками в течение не менее 40 мин при температуре осмированного МПК  $1240^{\circ}\text{C}$  при скважности 3. Дальнейшие испытания были прекращены после уменьшения эмиссионного тока катода на 25% по причине выработки его гарантийного ресурса. Клистрон аналогичной конструкции с теневой сеткой из графитя при скважности 3 проработал 17 с и вышел из строя после пробоя между теневой и управляющей сеткой [17]. На рис. 6 представлены фотографии катодно-сеточного узла (КСУ) с сетками из АПГ и графитя после завершения испытаний. Управляющая сетка из графитя расплавилась (рис. 6б).

#### 4. КОЛЛЕКТОРЫ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ ВЫСОКОПЛОТНОГО ГРАФИТА

Когда все физические, конструктивные и технологические возможности повышения КПД ЛБВ и коллектора практически исчерпаны, пожалуй, единственной возможностью его увеличения остается снижение обратного потока электронов из коллектора в пространство взаимодействия при-

бора за счет использования для изготовления токоприемных элементов материалов с низким значением коэффициента вторичной электронной эмиссией (КВЭЭ). Одним из таких материалов является высокоплотный искусственный графит марки МПГ7. Величина КВЭЭ графита МПГ7 составляет  $0.6...0.7$ , что в три раза меньше, чем у меди. Коэффициенты термического линейного расширения графита МПГ 7 и керамики ВК 94-2 в диапазоне температур  $20...500^{\circ}\text{C}$  близки и составляют  $6.91 \times 10^{-6}$  и  $7.0 \times 10^{-6} \text{ 1/}^{\circ}\text{C}$  соответственно. Для уменьшения газоотделения из открытых пор поверхность деталей уплотнялась пиролитическим углеродом (рис. 7б).

Перед нанесением металлизационного покрытия поверхности графитовых деталей подвергались текстурированию двумя способами: обработкой в концентрированной серной кислоте и термохимическому травлению пленкой никеля в среде водорода при температуре  $1100^{\circ}\text{C}$  в течение 7 мин. В качестве материала металлизационного покрытия в виде тонких пленок были использованы молибден и никель. Формирование пленки молибдена толщиной  $1.8...2.0 \text{ мкм}$  осуществлялось методом ионно-плазменного нанесения. Пленку никеля толщиной  $5...6 \text{ мкм}$  наносили методом гальванического осаждения. Критерием выбора способов текстурирования и металлизации являлась прочность неразъемного соединения торцевых спаев стержней диаметром  $10.5 \text{ мм}$  и длиной  $49 \text{ мм}$  из графита и керамики ВК 94-2 на разрывной машине. Пайку осуществляли припоем ПЗлМ37.5В. Было изготовлено по три стержня из графитов марки МПГ7 и МИГ2. При испытании произошло разрушение графитовых стержней при усилии  $0.24...0.35 \text{ кН}$  ( $24...37 \text{ кг}$ ) (рис. 8).

Разработанная технология была использована для создания графито-керамических узлов ступенчатой коллектора электронов для ЛБВ спутниковой связи с пятиступенчатым коллектором электро-

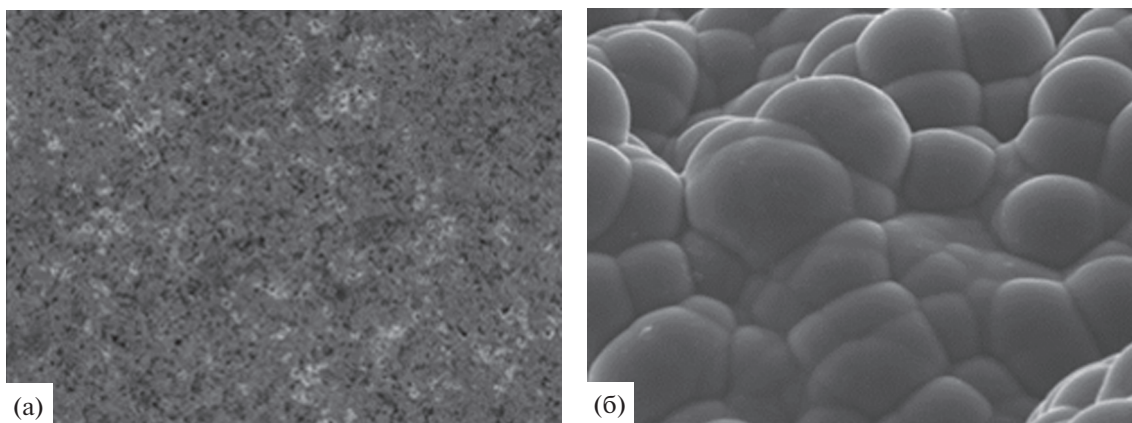


Рис. 7. Фотография участка поверхности графитовой детали: а – до уплотнения; б – после уплотнения.

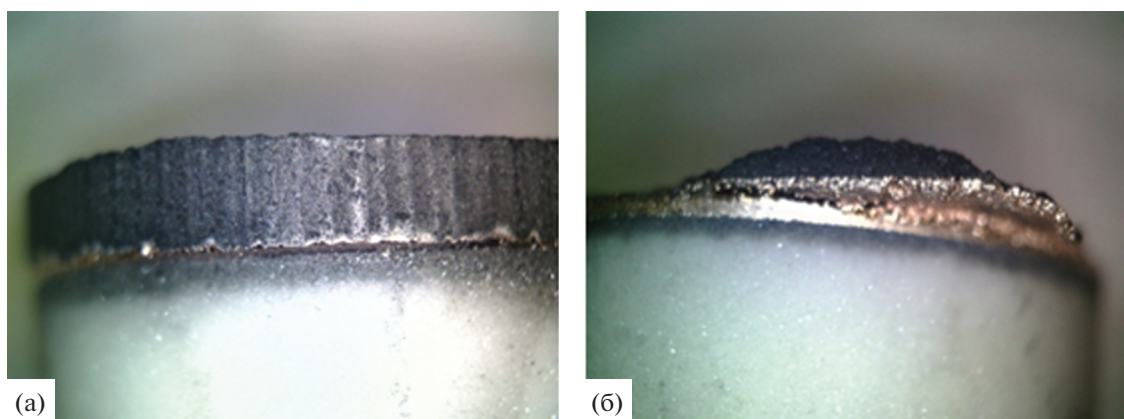


Рис. 8. Торцевые спаи стержня из керамики ВК 94-2 со стержнем из МПГ7 (а) и со стержнем из МИГ2 (б) (металлизация графитовых стержней пленкой из молибдена).

нов. Ступени коллектора с диаметром посадочного места под пайку 22.6 мм были изготовлены из высокоплотного графита марки МПГ7. Керамические кольца изготовлены из керамики ВК 94-2. Металлизация под пайку выполнена из пленки молибдена толщиной 1.8...2.0 мкм.

Спаянные графито-керамические узлы коллектора электронов были подвергнуты испытаниям на термоудары в количестве 30 раз в среде азота при температуре 700°C со скоростью изменения температуры 80°C/мин на установке термодублирования. Внешний вид узлов после испытаний не изменился (рис. 9), трещины и сколы на поверхности и кромках деталей отсутствовали, что свидетельствовало о прочности неразъемного соединения деталей.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты исследований крупногабаритных автоэмиссионных ячеек с вакуумным

зазором катод–сетка с автоэмиссионным катодом из стеклогуглерода СУ 2000 с большим аспектным отношением и радиусом кривизны вершины в единицы микрометров. В отличие от катодов Спиндта для их изготовления не требуется сложное и дорогостоящее технологическое оборудование. По соотношению эмиссионного тока к площади, занимаемой данной ячейкой, их характеристики сопоставимы с ячейками Спиндта.

Приведены результаты исследований долговечности МПК, модифицированных астраленами и углероном, в составе ЛБВ непрерывного действия космического назначения. Показано, что за счет пониженной скорости испарения активного вещества с добавкой углерона и снижения диффузии вольфрама в осмиевую пленку МПК с астраленами в вольфрамовой матрице эмиссионная долговечность МПК может быть увеличена более чем до  $1 \times 10^6$  ч. Так, при рабочей температуре катодов 980°C, их эмиссионная долговечность достигает  $3 \times 10^6$  ч.

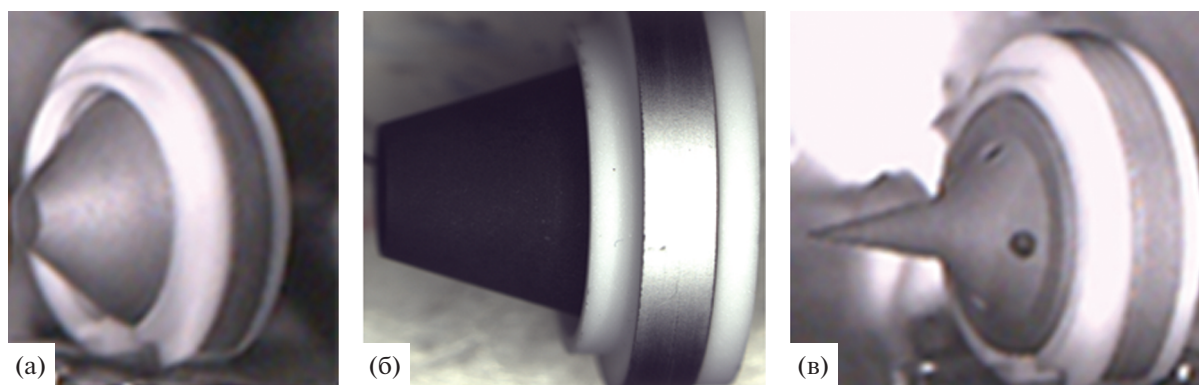


Рис. 9. Первая (а), четвертая (б) и пятая (в) ступени коллектора.

Использование сеточных структур из анизотропного пиролитического графита в малогабаритном 400-ваттном клистроне Ку-диапазона позволило обеспечить его устойчивую работу при скважности 3 в течение ~40 мин. Испытания прибора были завершены по причине выработки ресурса металлопористого катода, работающего при температуре 1200°C с плотностью тока более 40 А/см<sup>2</sup>. Продолжительность работы аналогичных приборов с сетками из гафния составляла около 1 мин, после чего происходил пробой между катодом и сеткой и ее перегорание.

Продемонстрирована возможность неразъемного соединения ступеней коллектора из графита марки МПГ7 с керамикой ВК 94-2 методом пайки припоем ПЗлМ37.5В. Механическая прочность металлизационного покрытия из молибдена с графитом была достигнута за счет текстурирования поверхности графитовой детали травлением в серной кислоте и термохимическому травлению пленкой никеля в среде водорода.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фиалков А.С. Углеродные материалы. М.: Энергия, 1979.
2. Чеканов В.Д., Фиалков А.С. // Успехи химии. 1971. Т. 40. № 5. С. 777.
3. Фиалков А.С., Бавер А.И., Сидоров Н.М. и др. // Успехи химии. 1965. Т. 34. № 1. С. 132.
4. Елецкий А.В. // Успехи физ. наук. 2010. Т. 180. № 9. С. 897.
5. Крачковская Т.М., Мельников Л.А., Глухова О.Е. и др. // Письма в ЖТФ. 2020. Т. 46. № 13. С. 51. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2020.13.49593.18315>
6. Крачковская Т.М., Мельников Л.А. // Электрон. техника. Сер. 1. СВЧ-техника. 2019. № 3. С. 20.
7. Бабкова Н.И., Баймагамбетова Л.Т., Богачев Р.Ю. и др. // Материалы XXI координационного науч.-техн. семинара по СВЧ технике, 60 лет АО "НПП "Салют". 2021. п. Хахалы Нижегород. обл., 7–9 сентября 2021. С. 7.
8. Сотникова Е.М., Радзимовская Н.М. // Обзоры по эл. технике. Электрон. техника. 1984. Сер.7. № 7. С. 62.
9. Плешкова Л.С., Шестеркин В.И. // ЖТФ. 2016. Т. 86. № 11. С. 141.
10. Григорьев Ю.А., Васильковский С.В., Шестеркин В.И., Ярцева З.А. Способ изготовления топологии преимущественно многоострийного катода. А.с. СССР № 1738013. Опубл. Б.И. от 12.02.1993.
11. Шестеркин В.И., Шалаев П.Д., Бессонов Д.А. и др. Способ изготовления автоэмиссионного катода из углеродного материала // Пат. РФ № 2658304. Опубл. офиц. бюл. "Изобретения. Полезные модели" № 17 от 20.06.2018.
12. Шестеркин В.И. // РЭ. 2020. Т. 65. № 1. С. 1.
13. Шестеркин В.И., Соколова Т.Н., Морев С.П. и др. // РЭ. 2016. Т. 61. № 9. С. 896.
14. Arin M.P., Krachkovskaya T.M., Shalaev P.D. // Proc. Conf. APEDE 2020, Saratov, 24–25 Sept. 2020. N.Y.: IEEE, 2020. P. 71. <https://doi.org/10.1109/APEDE48864.2020.9255558>
15. Григорьев Ю.А., Правдин Б.С., Шестеркин В.И. // Обзоры по эл. технике. Электрон. техника. Электроника СВЧ. 1987. № 7. Сер. 1. С. 71.
16. Журавлев С.Д., Шестеркин В.И. // ЖТФ. 2019. Т. 89. № 9. С. 1464.
17. Журавлев С.Д., Кириченко Д.И., Манжосин М.А. и др. // Электрон. техника. Сер. 1. СВЧ-техника. 2020. № 4. С. 60.

---

**К 85-ЛЕТИЮ  
Н.И. СИНИЦЫНА**

---

УДК 532.64

**ДИСПЕРСИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
ТЕЛ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ**

© 2022 г. М. В. Давидович\*

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,  
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012 Российская Федерация*

\*E-mail: davidovichmv@info.sgu.ru

Поступила в редакцию 12.03.2022 г.

После доработки 12.03.2022 г.

Принята к публикации 25.03.2022 г.

Предложен новый метод определения дисперсионного взаимодействия произвольных тел произвольной формы, основанный на теории возбуждения резонатора. Использован подход Рытова–Левина–Лифшица введения флуктуационных источников тока в уравнения Максвелла, при этом получены уравнения для определения корреляций флуктуационных токов и определены корреляции полей. Задача об определении корреляций является обратной и сформулирована на основе принципа детального равновесия Кирхгофа.

DOI: 10.31857/S0033849422100011

**ВВЕДЕНИЕ**

Хотя силы Казимира–Лифшица или дисперсионные силы для макрообъектов были введены около семидесяти лет назад (см. [1–11]), основные результаты получены в основном для плоско-слоистых структур, причем наиболее часто для этого используется формула Лифшица для полупространств [3–8, 11]. Для тел с криволинейной поверхностью используются приближения на ее основе [4]. Трудности классического описания связаны с необходимостью знания функции Грина (ФГ) структуры, которая удовлетворяет волновому уравнению с разрывными коэффициентами и граничным условиям. ФГ плоско-слоистой структуры получается относительно просто [1, 11]. Описание дисперсионных взаимодействий возможно в рамках макроскопической квантовой электродинамики [4, 5]. Однако оно достаточно сложно реализуется для тел произвольной формы. Имеется несколько работ, описывающих дисперсионные взаимодействия тел сложной и даже произвольной формы, например [9, 10]. Конкретные результаты приведены для цилиндров и шаров. Они основаны на ряде подходов: теории возмущений, теории матричных представлений полей с использованием матриц рассеяния и т.п., которые часто также содержат приближения.

В данной работе представлен новый подход, основанный на теории возбуждения резонатора [12–15].

**1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ**

Фактически теория возбуждения резонатора позволяет строить тензорные ФГ в виде разложения по его собственным функциям. Наличие тел приводит к теории возбуждения, для построения которой следует решать объемно-поверхностные интегральные уравнения [14, 15]. Эти уравнения можно записать как интегродифференциальные. Как результат, можно выразить поля через флуктуационные плотности токов, а корреляции полей – через корреляции этих плотностей токов. Однако для определения корреляций флуктуаций токов следует решать обратную задачу [1]. Рассмотрим макроскопические тела, описываемые макроскопическими диэлектрической проницаемостью (ДП)  $\hat{\epsilon}(\omega, \mathbf{r})$  и магнитной проницаемостью (МП)  $\hat{\mu}(\omega, \mathbf{r})$ . В общем случае они тензорные, а тела анизотропные. Для введения силы необходимо рассмотреть, по крайней мере, два тела. В случае одного тела можно рассматривать взаимодействие его частей. Для простоты и удобства ограничимся постоянными значениями проницаемостей в телах, т.е. будем использовать внутри тел только проницаемости  $\hat{\epsilon}_1(\omega)$ ,  $\hat{\epsilon}_2(\omega)$ ,  $\hat{\mu}_1(\omega)$ ,  $\hat{\mu}_2(\omega)$ , зависящие от частоты. Как будет видно, это никак не ограничивает общность. Неоднородность тел приводит к дополнительным объемным зарядам. Тела могут быть как микроскопических размеров, так и наноразмерными. Основной критерий здесь – возможность описания тел макроскопическими материальными параметрами.

Эффекты типа бианизотропии мы не рассматриваем. Макроскопическое тело в поле  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  эквивалентно действию плотностей электрического тока поляризации  $\vec{J}^{pe} = i\omega\epsilon_0(\hat{\epsilon} - \hat{I})\vec{E}$  и магнитного тока поляризации  $\vec{J}^{pm} = i\omega\mu_0(\hat{\mu} - \hat{I})\vec{H}$ . Планковская плотность энергии равновесного излучения есть [1]

$$u_p(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi c^3} \Theta'(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi c^3} \frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1}, \quad (1)$$

где

$$\Theta'(\omega, T) = \hbar\omega f_{BE}(\omega, T),$$

$f_{BE}(\omega, T) = 1/[\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1]$  – функция Бозе–Эйнштейна. Излучение создается огромным числом атомов различных нагретых тел, расположенных со всех сторон. В силу этого оно имеет структуру случайных стоячих волн с непрерывным спектром. Наиболее хорошо такое излучение создается в объеме со стенками, имеющими близкий к единице коэффициент черноты в диапазоне, где заключена большая часть энергии излучения (1). Помещенное в этот объем тело той же температуры удовлетворяет принципу Кирхгофа: на каждой частоте оно поглощает столько же, сколько излучает, т.е. излучательная способность тела равна его поглощающей способности. Формально такие абсолютно поглощающие стенки эквивалентны абсолютно проводящим, т.е. полностью отражающим. Именно, излучение не выходит за пределы резонатора с идеальными стенками, а его энергия сохраняется. Однако плотность излучения у стенок отличается от (1). Предполагается, что в телах нет источников тепла и излучения. Задача допускает рассмотрение двух тел при температурах  $T_1$  и  $T_2$  в поле излучения с температурой  $T_0$  в начальный момент времени. Такая система не равновесная, но в начальный момент каждую из ее подсистем можно считать равновесной. В этом случае будет радиационный теплообмен. За большое время система придет к равновесию при некоторой одинаковой температуре  $T$ . Взяв резонатор очень большим с энергией излучения, существенно большей энергий тел, можно рассматривать радиационный теплообмен при постоянной температуре излучения. Однако большие размеры требуют учета большого числа мод. Диссипативные тела излучают на всех частотах, поэтому спектр непрерывный. Отсутствие диссипации приводит к дискретному спектру частот.

Формально тепловое излучение следует учитывать в уравнениях Максвелла как стороннее поле  $\vec{E}^0$ ,  $\vec{H}^0$ . Будем использовать концепцию Рытова–Левина–Лифшица введения в уравнения Максвелла сторонних флуктуационных источников, эквивалентных действию указанного поля.

Тогда вместо стороннего теплового поля следует в телах вводить сторонние флуктуационные источники  $\vec{J}^{0e}$  и  $\vec{J}^{0m}$ . Спектральные уравнения Максвелла приобретают вид

$$\nabla \times \vec{H}(\omega, \vec{r}) = i\omega\epsilon_0 \vec{E}(\omega, \vec{r}) + \vec{J}^{pe}(\omega, \vec{r}) + \vec{J}^{0e}(\omega, \vec{r}), \quad (2)$$

$$-\nabla \times \vec{E}(\omega, \vec{r}) = i\omega\mu_0 \vec{H}(\omega, \vec{r}) + \vec{J}^{pm}(\omega, \vec{r}) + \vec{J}^{0m}(\omega, \vec{r}). \quad (3)$$

Из них следует определить поля, вычислить их корреляции и определить силы. Индексом 0 обозначены флуктуационные источники, эквивалентные действию теплового поля, а индексом  $p$  – поляризационные источники, возникающие за счет дифракции флуктуационного поля на телах и их поляризации. Для полных полей имеем

$$\vec{E}(\omega, \vec{r}) = \vec{E}^0(\omega, \vec{r}) + \vec{E}^p(\omega, \vec{r}), \\ \vec{H}(\omega, \vec{r}) = \vec{H}^0(\omega, \vec{r}) + \vec{H}^p(\omega, \vec{r}).$$

Далее под словом “ток” будем понимать плотность тока. Уравнения (2), (3) есть баланс токов. Именно, полный электрический ток  $\nabla \times \vec{H}$  есть сумма тока смещения в вакууме  $i\omega\epsilon_0 \vec{E}$ , тока поляризации  $\vec{J}^{pe}$  и стороннего тока  $\vec{J}^{0e}$ . То же имеет место для полного магнитного тока  $-\nabla \times \vec{E}$ . Отсутствие тел означает отсутствие токов поляризации и флуктуационных токов. В этом случае

$$\vec{E}(\omega, \vec{r}) = \vec{E}^0(\omega, \vec{r}), \quad \vec{H}(\omega, \vec{r}) = \vec{H}^0(\omega, \vec{r}),$$

и такое стационарное (монокроматическое) поле в резонаторе с идеальными стенками может существовать только на определенных резонансных частотах. Нерезонансная часть поля будет случайной функцией времени из-за несинхронных отражений от идеальных стенок (диссипативные стенки частично поглощают и излучают случайным образом).

Рассмотрим резонатор с большими размерами  $L_x, L_y, L_z$ . Хотя в этом случае расстояния между резонансными частотами могут быть весьма малы, сразу видна необходимость наличия тел и диссипации в них для описания дисперсионных сил непрерывным спектром. В окончательных результатах можно перейти к пределу  $L_{x,y,z} \rightarrow \infty$ . Тем не менее, представление поля стоячими волнами, т.е. наличие отраженных от бесконечностей волн, свидетельствует о том, что оно создается бесконечно удаленными телами, поглощающими и излучающими волны. Тепловое поле следует рассматривать во всем диапазоне, при этом поля бу-



дут случайными функциями времени. Рассмотрим волну

$$\begin{aligned} E_x(\omega, z, t) &= E_{0x} \exp(i\omega(t - z/c)), \\ H_y(\omega, z, t) &= H_{0y} \exp(i\omega(t - z/c)) \end{aligned}$$

и такие же волны в двух других направлениях. Отражение волн приведет к стоячим волнам с зависимостью амплитуд от времени. Для определения энергии поля на рассматриваемой частоте вместо квадрата амплитуды следует взять корреляцию ее квадрата  $\langle E_0^2 \rangle$ . Плотность средней за период энергии электрического поля есть

$$\varepsilon_0 (\langle E_{0x}^2 \rangle + \langle E_{0y}^2 \rangle + \langle E_{0z}^2 \rangle) / 4.$$

Для учета магнитной энергии ее следует удвоить. В силу изотропности излучения полагаем

$$\langle E_{0x}^2 \rangle = \langle E_{0y}^2 \rangle = \langle E_{0z}^2 \rangle = \langle E_0^2 \rangle / 2,$$

где 2 в знаменателе означает учет волн противоположных направлений, т.е.  $\langle E_0^2 \rangle$  есть средний квадрат амплитуды волны любого направления. Поскольку полная плотность энергии поля  $U(T) = 4\sigma T^4/c$  определяется через (1) как интеграл от  $u_p(\omega, T)$  по положительным частотам  $\omega$ , а через среднюю за период плотность энергии она определяется как такой же интеграл с множителем  $2/\pi$ , то из сравнения следует

$$\langle E_0^2(\omega) \rangle = \pi \eta_0 k_0^2 \Theta'(\omega, T) / 6$$

(при интегрировании и по отрицательным частотам следует использовать множитель  $1/\pi$ ). Здесь  $\sigma = \pi^2 k_B^4 / (60 \hbar^3 c^2)$  – постоянная Стефана–Больцмана. Далее также будем использовать среднюю энергию квантового осциллятора  $\Theta(\omega, T) = \hbar \omega (1/2 + f_{BE}(\omega, T))$ , учитывающую и нулевые вакуумные колебания. Она в частности учитывает их энергию в резонаторе.

Пусть теперь в резонатор внесены тела при температуре  $T$ . Будем располагать их далеко от стенок. Тело поглощает излучение. Поглощенное на частоте  $\omega$  излучение обычно трактуется как потери. Однако оно переходит в энергию колебаний заряженных частиц, которая излучается во всем диапазоне. Равновесность означает равенство излучения и поглощения на всех частотах. Поглощение создает флуктуационные источники. Если его нет, то следует использовать флуктуационные поля вне тел и источники  $\vec{J}^{pe}, \vec{J}^{pm}$ . Внутри тел поля должны быть определены как

$$\begin{aligned} \vec{E}(\omega, \vec{r}) &= \vec{E}^0(\omega, \vec{r}) + \vec{E}^p(\omega, \vec{r}), \\ \vec{H}(\omega, \vec{r}) &= \vec{H}^0(\omega, \vec{r}) + \vec{H}^p(\omega, \vec{r}), \end{aligned}$$

а вне тел как

$$\vec{E}(\omega, \vec{r}) = \vec{E}^0(\omega, \vec{r}), \quad \vec{H}(\omega, \vec{r}) = \vec{H}^0(\omega, \vec{r}).$$

Пусть  $\hat{\Gamma}^{\alpha\beta}(\omega, \vec{r}, \vec{r}')$  – тензорные ФГ полого резонатора,  $\alpha, \beta = e, m$ . Тогда

$$\begin{aligned} \vec{E}^0(\omega, \vec{r}) &= \int_V [\hat{\Gamma}^{ee}(\omega, \vec{r}, \vec{r}') \vec{J}^{0e}(\omega, \vec{r}') + \\ &+ \hat{\Gamma}^{em}(\omega, \vec{r}, \vec{r}') \vec{J}^{0m}(\omega, \vec{r}')] d^3 r', \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \vec{E}^p(\omega, \vec{r}) &= \int_V [\hat{\Gamma}^{ee}(\omega, \vec{r}, \vec{r}') \vec{J}^{pe}(\omega, \vec{r}') + \\ &+ \hat{\Gamma}^{em}(\omega, \vec{r}, \vec{r}') \vec{J}^{pm}(\omega, \vec{r}')] d^3 r', \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \vec{H}^0(\omega, \vec{r}) &= \int_V [\hat{\Gamma}^{me}(\omega, \vec{r}, \vec{r}') \vec{J}^{0e}(\omega, \vec{r}') + \\ &+ \hat{\Gamma}^{mm}(\omega, \vec{r}, \vec{r}') \vec{J}^{0m}(\omega, \vec{r}')] d^3 r', \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \vec{H}^p(\omega, \vec{r}) &= \int_V [\hat{\Gamma}^{me}(\omega, \vec{r}, \vec{r}') \vec{J}^{pe}(\omega, \vec{r}') + \\ &+ \hat{\Gamma}^{mm}(\omega, \vec{r}, \vec{r}') \vec{J}^{pm}(\omega, \vec{r}')] d^3 r'. \end{aligned}$$

Поля удовлетворяют связанным интегральным уравнениям (ИУ)

$$\begin{aligned} \vec{E}(\omega, \vec{r}) &= \vec{E}^0(\omega, \vec{r}) = \\ &= i\omega \varepsilon_0 \int_V \hat{\Gamma}^{ee}(\omega, \vec{r}, \vec{r}') (\hat{\varepsilon}(\omega, \vec{r}') - \hat{I}) \vec{E}(\omega, \vec{r}') d^3 r' + \\ &+ i\omega \mu_0 \int_V \hat{\Gamma}^{em}(\omega, \vec{r}, \vec{r}') (\hat{\mu}(\omega, \vec{r}') - \hat{I}) \vec{H}(\omega, \vec{r}') d^3 r', \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \vec{H}(\omega, \vec{r}) &= \vec{H}^0(\omega, \vec{r}) + \\ &+ i\omega \varepsilon_0 \int_V \hat{\Gamma}^{me}(\omega, \vec{r}, \vec{r}') (\hat{\varepsilon}(\omega, \vec{r}') - \hat{I}) \vec{E}(\omega, \vec{r}') d^3 r' + \\ &+ i\omega \mu_0 \int_V \hat{\Gamma}^{mm}(\omega, \vec{r}, \vec{r}') (\hat{\mu}(\omega, \vec{r}') - \hat{I}) \vec{H}(\omega, \vec{r}') d^3 r'. \end{aligned} \quad (5)$$

Формально решение указанных уравнений можно написать в виде

$$\begin{aligned} \vec{E}(\omega, \vec{r}) &= \vec{F}^e(\omega, \vec{r}, \vec{J}^{0e}, \vec{J}^{0m}), \\ \vec{H}(\omega, \vec{r}) &= \vec{F}^m(\omega, \vec{r}, \vec{J}^{0e}, \vec{J}^{0m}). \end{aligned}$$

Здесь обозначены функционалы, поскольку в них входят интегралы от источников – флуктуационных токов по объему тел. Эти функционалы включают в себя интегралы и суммы с матричными элементами. Для их получения следует обращать интегральные операторы для выражений (4) и (5), что требует обращения матриц при решении краевой задачи.

2. ФУНКЦИЯ ГРИНА ПРЯМОУГОЛЬНОГО РЕЗОНАТОРА

Построение ФГ удобно основывать на теории возбуждения полого резонатора источниками  $\vec{J}^\varepsilon$  и  $\vec{J}^\mu$ , для которых  $\nabla \cdot \vec{J}^{\varepsilon,\mu} = -i\omega\rho^{\varepsilon,\mu}$  [13]. Полную систему собственных функций прямоугольного резонатора можно построить на основе стоячих волн типа  $E$  и  $H$  прямоугольного волновода вдоль любой из осей. Здесь мы применим несколько другой подход. Полную ортонормированную систему базисных функций на отрезке  $(0, L_\alpha)$  определяют функции

$$\begin{aligned} \varphi_n(x_\alpha) &= (2\delta_n/L_\alpha) \cos(k_{\alpha n}x_\alpha), \\ \psi_n(x_\alpha) &= (2\delta_n/L_\alpha) \sin(k_{\alpha n}x_\alpha), \end{aligned}$$

где  $\delta_n = 1, n = 1, \delta_0 = 1/2, k_{\alpha n} = n\pi/L_\alpha, \alpha = x, y, z$ . Первая функция определяет условия магнитной стенки, вторая – условия электрической стенки. Имеем уравнения для вектор-потенциала

$$(\nabla^2 + k_0^2)\vec{A}^\varepsilon = -\vec{J}^\varepsilon, \quad (\nabla^2 + k_0^2)\vec{A}^\mu = -\vec{J}^\mu. \quad (6)$$

Их решения ищем в виде разложений

$$\begin{aligned} A_x^\varepsilon(\mathbf{r}) &= \sum_{lmn=0}^{\infty} a_{xlmn}^\varepsilon \varphi_l(k_{xl}x) \psi_m(k_{xm}y) \psi_n(k_{xn}z), \\ A_x^\mu(\mathbf{r}) &= \sum_{lmn=0}^{\infty} a_{xlmn}^\mu \varphi_l(k_{xl}x) \psi_m(k_{xm}y) \psi_n(k_{xn}z), \\ A_x^\varepsilon(\mathbf{r}) &= \sum_{lmn=0}^{\infty} a_{xlmn}^\varepsilon \varphi_l(k_{xl}x) \psi_m(k_{xm}y) \psi_n(k_{xn}z). \end{aligned}$$

Такие же разложения пишем для источников. В результате получаем

$$A_\alpha^{(\varepsilon,\mu)}(\mathbf{r}) = \int_V G_\alpha^{(\varepsilon,\mu)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') J_\alpha^{(\varepsilon,\mu)}(\mathbf{r}') dr',$$

куда входят диагональные тензорные ФГ для вектор-потенциала с компонентами для ФГ электрического типа

$$\begin{aligned} G_x^\varepsilon(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= \sum_{lmn=0}^{\infty} \frac{\varphi_l(k_{xl}x) \psi_m(k_{ym}y) \psi_n(k_{zn}z) \varphi_l(k_{xl}x') \psi_m(k_{ym}y') \psi_n(k_{zn}z')}{k_{xl}^2 + k_{ym}^2 + k_{zn}^2 - k_0^2}, \\ G_y^\varepsilon(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= \sum_{lmn=0}^{\infty} \frac{\psi_l(k_{xl}x) \varphi_m(k_{ym}y) \psi_n(k_{zn}z) \psi_l(k_{xl}x') \varphi_m(k_{ym}y') \psi_n(k_{zn}z')}{k_{xl}^2 + k_{ym}^2 + k_{zn}^2 - k_0^2}, \\ G_z^\varepsilon(\vec{r}, \vec{r}') &= \sum_{lmn=0}^{\infty} \frac{\psi_l(k_{xl}x) \psi_m(k_{ym}y) \varphi_n(k_{zn}z) \psi_l(k_{xl}x') \psi_m(k_{ym}y') \varphi_n(k_{zn}z')}{k_{xl}^2 + k_{ym}^2 + k_{zn}^2 - k_0^2}. \end{aligned}$$

Магнитная ФГ получается при замене  $\varphi \leftrightarrow \psi$ . Теперь получаются тензорные ФГ для полей

$$\begin{aligned} \hat{\Gamma}^{\varepsilon\varepsilon}(\vec{r}, \vec{r}') &= \frac{\nabla \otimes \nabla + k_0^2 \hat{I}}{i\omega\varepsilon_0} \times \\ &\times \left[ \vec{x}_0 G_x^\varepsilon(\vec{r}, \vec{r}') + \mathbf{y}_0 G_y^\varepsilon(\vec{r}, \vec{r}') + \vec{z}_0 G_z^\varepsilon(\vec{r}, \vec{r}') \right], \\ \hat{\Gamma}^{\varepsilon\mu}(\vec{r}, \vec{r}') &= \\ &= -\nabla \times \left[ \vec{x}_0 G_x^\mu(\vec{r}, \vec{r}') + \mathbf{y}_0 G_y^\mu(\vec{r}, \vec{r}') + \vec{z}_0 G_z^\mu(\vec{r}, \vec{r}') \right], \\ \hat{\Gamma}^{\mu\varepsilon}(\vec{r}, \vec{r}') &= \\ &= \nabla \times \left[ \vec{x}_0 G_x^\varepsilon(\vec{r}, \vec{r}') + \mathbf{y}_0 G_y^\varepsilon(\vec{r}, \vec{r}') + \vec{z}_0 G_z^\varepsilon(\vec{r}, \vec{r}') \right], \\ \hat{\Gamma}^{\mu\mu}(\vec{r}, \vec{r}') &= \frac{\nabla \otimes \nabla + k_0^2 \hat{I}}{i\omega\mu_0} \times \\ &\times \left[ \vec{x}_0 G_x^\mu(\vec{r}, \vec{r}') + \mathbf{y}_0 G_y^\mu(\vec{r}, \vec{r}') + \vec{z}_0 G_z^\mu(\vec{r}, \vec{r}') \right]. \end{aligned}$$

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СИЛЫ

Пусть решения в виде  $\vec{E}(\omega, \vec{r}) = \vec{F}^\varepsilon(\omega, \vec{r}, \vec{J}^{0\varepsilon}, \vec{J}^{0\mu})$ ,  $\vec{H}(\omega, \vec{r}) = \vec{F}^\mu(\omega, \vec{r}, \vec{J}^{0\varepsilon}, \vec{J}^{0\mu})$  получены для двух тел в резонаторе. Введем расстояние между ними  $d$ . Это расстояние можно отсчитывать от любых точек тел. Резонатор или расположение тел всегда можно выбрать так, что отсчет расстояния идет по любой из осей, скажем  $x$ . Пусть объемы тел  $V_1$  и  $V_2$ , а объем прямоугольного параллелепипеда резонатора  $V_0 = L_x L_y L_z$ . Спектральную плотность энергии  $u(\omega, d)$  электромагнитного поля в вакууме найдем интегрированием по объему величины

$$\varepsilon_0 \langle |\vec{E}(\omega, \vec{r})|^2 \rangle / 2 = \varepsilon_0 \langle |\vec{F}^\varepsilon(\omega, \vec{r}, \vec{J}^{0\varepsilon}, \vec{J}^{0\mu})|^2 \rangle / 2.$$

Интегрировать следует по объему вне тел, т.е. по объему вакуумной области. Эта величина есть квадратичная форма от корреляций тока с матрицей, получающейся в результате решения краевой

задачи. Интегрируя  $u(\omega, d)$  по частоте, найдем полную энергию поля в вакуумной области резонатора  $U(d)$ . Эта энергия расходуется в силу расхождения энергии вакуумных флуктуаций. Однако можно вычислять разность  $[U(d) - U(d + \Delta d)]/\Delta d$ . Численно вычислять эту величину следует, обрезая сверху интегрирование по частоте. Для обрезанного интеграла тогда имеем силу  $f = -\partial_d U(d)$ . Значение максимальной частоты обрезания следует выбирать из условия, когда результат от нее почти не зависит. Этот подход возможен как для объемных тел, так и для поверхностных. Под поверхностным телом понимаем тело в виде поверхности, на которой имеет место импедансное граничное условие. Это возможно для структур типа графена, углеродных нанотрубок, фуллеренов. Для реальных металлических тел это не приемлемо, поскольку при определении дисперсионных сил учитываются все частоты, а глубина проникновения в металл сильно зависит от частоты. Наличие только поверхностных тел означает, что весь объем  $V_0$  занимает вакуум. Как модель можно, конечно, использовать идеально проводящие поверхности, а также диэлектрики без диссипации. В этом случае спектр  $\omega_n$  дискретный, его необходимо вычислять и определять энергию как сумму величин  $\Theta(\omega_n, T)$ . В случае тел, описываемых поверхностями, вместо плотностей  $\vec{J}^{pe}$  и  $\vec{J}^{pm}$  следует вводить поверхностные плотности тока  $\vec{j}^e$  и  $\vec{j}^m$ . Магнитная поверхностная плотность тока  $\vec{j}^m$  есть условность или модель.

Для определения дисперсионного взаимодействия применяют и другие модели. Для тел в вакууме обычно используют тензор энергии-импульса (ТЭИ) электромагнитного поля, а точнее говоря, его пространственную часть [3]. Для вакуума ТЭИ известен. Его пространственная часть определяет плотность потока компонент импульса, т.е. давление на поверхность. Будем определять отрицательное давление, т.е. натяжение на единицу поверхности. Оно дается тензором натяжной пространственной части ТЭИ. Итак, притягивающая сила, действующая на внешнюю поверхность  $S_1$  первого тела в вакууме для детерминированного поля, определяется интегралом по поверхности от ТЭИ  $\hat{T}$  с внешней нормалью:

$$\vec{f} = -\int_S \hat{T}(\vec{r}_s) \vec{n}(\vec{r}_s) d^2r.$$

Поскольку ТЭИ случайного строится из квадратичных величин, для флуктуационной силы натяжения следует взять корреляторы. Например, для

листа графена шириной  $W$  и длиной  $2l$  с площадью  $2Wl$  имеем силу

$$\langle f_{1z} \rangle = - \int_{-w/2-l}^{w/2-l} \int \langle T_{zz}(x, y, 0) \rangle dx dy. \quad (7)$$

Локальное натяжение на единицу площади равно

$$-\langle T_{zz} \rangle = \epsilon_0 \frac{\langle E_x, E_x \rangle + \langle E_y, E_y \rangle - \langle E_z, E_z \rangle}{2} + \mu_0 \frac{\langle H_x, H_x \rangle + \langle H_y, H_y \rangle - \langle H_z, H_z \rangle}{2}.$$

Здесь взяты автокорреляции компонент полей, которые зависят от координат и времени. Мы же используем спектральные уравнения Максвелла и комплексные амплитуды гармонических во времени полей. В случае действительных координатных полей необходимо усреднять действительные величины. При использовании спектральных полей величины типа  $A(\omega) B^*(\omega)$  часто усредняют за период, при этом возникает множитель  $1/2$ . Например, плотности электрической энергии в вакууме  $\epsilon_0 \vec{E}^2(t, \vec{r})/2$  соответствует спектральная плотность  $\epsilon_0 \vec{E}^2(\omega, \vec{r})/2$ , включая отрицательные частоты. Взятие временных корреляций есть интегрирование по времени и усреднение по ансамблю. В силу равенства Парсевалю интегрирование энергии по времени соответствует интегрированию по частоте. Из-за четности при интегрировании по положительным частотам результат следует удвоить, т.е. интегрировать с множителем  $\pi^{-1}$ . Средняя электрическая энергия за период есть  $\epsilon_0 |\vec{E}|^2(\omega, \vec{r})/4$ . Она обычно используется для монохроматических полей. Для ее получения задействована отрицательная частота, поэтому при интегрировании по положительным частотам следует использовать множитель  $2/\pi$ .

Согласно Максвеллу натяжение действует на внешнюю поверхность. Если поверхность замкнутая, то интеграл от  $\hat{T}(\vec{r}_s) \vec{n}(\vec{r}_s)$  определяет поток импульса внутрь тела, т.е. переданный телу импульс [16]. Если в вакууме взять произвольную замкнутую поверхность, то все поля на ней непрерывны, при этом есть поток и через внутреннюю поверхность. Это же относится и к элементарной незамкнутой поверхности. В силу непрерывности полный поток через любую такую поверхность равен нулю, т.е. на произвольную незамкнутую элементарную поверхность в вакууме силы не действуют, как и на замкнутую. На любую поверхность вне границ раздела силы не действуют. В случае графенового листа поверхность незамкнутая двусторонняя, но на ней из-за наличия поверхностных токов и зарядов некоторые компоненты поля разрывные. На двусторон-

ней поверхности нормали противоположные. На проводящем листе с током касательные компоненты электрического поля и нормальная компонента магнитного поля непрерывны, а нормальная компонента электрического поля и касательные компоненты магнитного поля терпят разрывы [13]. Поэтому при учете силы в ТЭИ следует оставлять только разрывные компоненты. Таковыми являются  $H_x$ ,  $H_y$  и  $E_z$  для листа с током, нормального к оси  $z$ . В случае двух парал-

лельных листов будем рассматривать поверхностную плотность силы как натяжение  $\tilde{T}_{1z}$ , приложенное к первому листу в сторону второго, что обозначаем индексом 1. Обозначая

$$\tilde{T}_{1z}(\omega, x, y, 0) = \langle T_{zz}^+(\omega, x, y, +0) \rangle - \langle T_{zz}^-(\omega, x, y, -0) \rangle,$$

следует взять

$$\tilde{T}_{1z}(\omega) = \mu_0 \frac{\langle H_x^+, H_x^+ \rangle + \langle H_y^+, H_y^+ \rangle - \langle H_x^-, H_x^- \rangle - \langle H_y^-, H_y^- \rangle}{4} - \epsilon_0 \frac{\langle E_z^+, E_z^+ \rangle - \langle E_z^-, E_z^- \rangle}{4}. \quad (8)$$

Здесь использованы средние значения за период и опущены зависимости от координат. Выражение (8) с обратным знаком есть затекание импульса в некую область, ограниченную бесконечно близкими поверхностями. При этом затекает только поглощенная часть импульса. Импульс от поля передается носителям заряда, которые в силу диссипации передают ее кристаллической решетке. Будем считать поверхность двухсторонней. Тогда плотность полного поверхностного тока на ней равна сумме токов на верхнем и нижнем листах  $j_l = j_l^+ + j_l^-$ . Здесь мы не конкретизируем флуктуационные и поляризационные величины. Имеем

$$\partial_x j_{lx}(z) + \partial_y j_{ly}(z) + i\omega \zeta_l(z) = 0,$$

откуда получаем для спектральной плотности поверхностного заряда выражение

$$\zeta_l(\omega, \bar{q}) = (k_x j_{lx}(\omega, \bar{q}) + j_{ly}(\omega, \bar{q})) / \omega.$$

В силу сказанного выше мы должны использовать зависящие от расстояния  $d$  величины

$$\tilde{\zeta}_l(\omega, \bar{q}) = (k_x \tilde{j}_{lx}(\omega, \bar{q}) + \tilde{j}_{ly}(\omega, \bar{q})) / \omega$$

(здесь тильда и обозначает такую зависимость).

Также имеем  $\zeta_l = \zeta_l^+ + \zeta_l^-$ , при этом  $E_{1z}^\pm = \pm \zeta_l^\pm / \epsilon_0$ ,

$H_{1x}^\pm = \pm j_{1y}^\pm$ ,  $H_{1y}^\pm = \mp j_{1x}^\pm$ . Если лист уединенный, то

$\zeta_l^+ = \zeta_l^-$ ,  $\tilde{j}_l^+ = \tilde{j}_l^-$ , поэтому  $\tilde{T}_{1z} = 0$ . В присутствии второго листа или тела возникает асимметрия и ненулевое натяжение. Концепция двусторонней поверхности означает, что

$$H_x^\pm(x, y, 0) = \hat{H}_{2x}(x, y, 0) \pm (\tilde{j}_{1x}^p + j_{1x}^0) / 2,$$

$$H_y^\pm(x, y, 0) = \hat{H}_{2y}(x, y, 0) \mp (\tilde{j}_{1x}^p + j_{1x}^0) / 2,$$

$$E_z^\pm(x, y, 0) = \hat{E}_{2z}(x, y, 0) \pm (\tilde{\zeta}_l^p + \zeta_l^0) / (2\epsilon_0).$$

Здесь “шляпка” соответствует полному полю: сумме дифракционной и флуктуационной частей.

Например,  $\hat{H}_{2y} = H_{2y}^p + H_{2y}^0$ ,  $\hat{E}_{2x} = E_{2x}^p + E_{2y}^0$ . Далее координаты не приводим. Поля второго листа

на первом листе непрерывны. На нем имеем ненулевые корреляции магнитного поля:

$$\begin{aligned} \langle H_x^+, H_x^+ \rangle - \langle H_x^-, H_x^- \rangle &= 2 \operatorname{Re} \langle \hat{H}_{2x}, \tilde{j}_{1y}^p + j_{1y}^0 \rangle, \\ \langle H_y^+, H_y^+ \rangle - \langle H_y^-, H_y^- \rangle &= -2 \operatorname{Re} \langle \hat{H}_{2y}, \tilde{j}_{1x}^p + j_{1x}^0 \rangle. \end{aligned} \quad (9)$$

Действительно, для первого равенства получаем

$$\begin{aligned} \langle H_x^+, H_x^+ \rangle - \langle H_x^-, H_x^- \rangle &= \\ &= \langle \hat{H}_{1x}^+ + \hat{H}_{2x}, \hat{H}_{1x}^+ + \hat{H}_{2x} \rangle - \\ &- \langle \hat{H}_{1x}^- + \hat{H}_{2x}, \hat{H}_{1x}^- + \hat{H}_{2x} \rangle = \\ &= \langle \hat{H}_{1x}^+, \hat{H}_{1x}^+ \rangle - \langle \hat{H}_{1x}^-, \hat{H}_{1x}^- \rangle + \\ &+ \langle \hat{H}_{2x}, \tilde{j}_{1y}^p + j_{1y}^0 \rangle + \langle \tilde{j}_{1y}^p + j_{1y}^0, \hat{H}_{2x} \rangle. \end{aligned}$$

Мы воспользовались тем, что  $\hat{H}_{1x}^\pm = \pm (\tilde{j}_{1y}^d + j_{1y}^0) / 2$ ,

$\hat{H}_{1x}^+ - \hat{H}_{1x}^- = \tilde{j}_{1y}^d + j_{1y}^0$ . Второе равенство получается, поскольку  $\hat{H}_{1y}^\pm = \mp (\tilde{j}_{1x}^d + j_{1x}^0) / 2$ . Также имеем ненулевые корреляции электрического поля:

$$\langle E_z^+, E_z^+ \rangle - \langle E_z^-, E_z^- \rangle = \frac{2 \operatorname{Re} \langle \hat{E}_{2z}, \tilde{\zeta}_l^p + \zeta_l^0 \rangle}{\epsilon_0}. \quad (10)$$

Везде использованы пространственно-частотные спектральные функции, т.е. имеющие зависимость типа  $E_x^\pm(\omega, \mathbf{q})$ . Очевидно, натяжение можно представить так:

$$\begin{aligned} \tilde{T}_{1z}(\omega, d) &= \operatorname{Re} \left( \mu_0 \left[ \langle \hat{H}_{2x}, \tilde{j}_{1y}^d + j_{1y}^0 \rangle - \right. \right. \\ &- \left. \langle \hat{H}_{2y}, \tilde{j}_{1x}^d + j_{1x}^0 \rangle - \langle \hat{E}_{2z}, \tilde{\zeta}_l^d + \zeta_l^0 \rangle \right] \right) / 2. \end{aligned} \quad (11)$$

В (11) входят только частотные спектральные функции, зависящие от координат  $x, y$ . Полное натяжение дается взятым при  $z=0$  спектральным интегралом

$$\tilde{T}_{1z}(d) = \frac{2 \operatorname{Re}}{\pi} \int_0^\infty \tilde{T}_{1z}(\omega, d) d\omega. \quad (12)$$

Мы привели интеграл к интегрированию по положительным частотам и удвоили результат. В (12) использованы только зависящие от  $d$  (переменные) величины  $\tilde{j}_1(\omega, \vec{q})$  и  $\tilde{\zeta}_1(\omega, k_z)$ , что обозначено символом “ $\sim$ ”.

Рассмотренная теория возбуждения резонатора позволяет найти поля в нем и внутри тел. Так, поле  $\vec{H}$  действует на плотность тока  $\vec{J}^{pe}(\omega, \vec{r}) = i\omega\epsilon_0(\hat{\epsilon}(\omega, \vec{r}) - \hat{I})\vec{E}$ . Объемная плотность магнитной силы есть  $\vec{f}^\mu = \text{Re}(\vec{J}^{pe}(\omega, \vec{r}) \times \vec{H}^*)/2$ . Определим объемную плотность заряда  $\rho^e(\omega, \vec{r}) = i\nabla \cdot \vec{J}^{pe}(\omega, \vec{r})/\omega$  и объемную силу  $\vec{f}^e = \text{Re}(\rho^e(\omega, \vec{r})\vec{E}^*)/2$ . Полную силу  $\vec{f} = \vec{f}^e + \vec{f}^\mu$  следует интегрировать по объему тела. Кроме того, возникают поверхностные плотности электрического заряда, связанные со скачками нормальной компоненты электрического поля. Их следует интегрировать по поверхности. Такой подход можно трактовать как определение дисперсионных взаимодействий на основе силы Лоренца.

#### 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОРРЕЛЯЦИЙ И ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Используя флуктуационно-диссипационную теорему, в [1, 2] был получен следующий результат для корреляций компонент флуктуационных плотностей токов:

$$\begin{aligned} \langle j_\alpha^{0e}(\omega, \vec{r}), j_\beta^{0e}(\omega, \vec{r}') \rangle &= -i\omega\Theta(\omega, T) \times \\ &\times \left[ \epsilon_{\nu\mu}^*(\omega, \vec{r}) - \epsilon_{\mu\nu}(\omega, \vec{r}) \right] \delta_{\nu\mu} \delta(\vec{r} - \vec{r}') / (2\pi), \\ \langle j_\alpha^{0\mu}(\omega, \vec{r}), j_\beta^{0\mu}(\omega, \vec{r}') \rangle &= -i\omega\Theta(\omega, T) \times \\ &\times \left[ \epsilon_{\alpha\beta}^*(\omega, \vec{r}) - \epsilon_{\beta\alpha}(\omega, \vec{r}) \right] \delta_{\alpha\beta} \delta(\vec{r} - \vec{r}') / (2\pi), \\ \langle j_\alpha^{0e}(\omega, \vec{r}), j_\beta^{0\mu}(\omega, \vec{r}') \rangle &= 0. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь индексы “пробегают” значения  $\alpha, \beta = x, y, z$ . Использование пространственно-спектральных преобразований Фурье в виде интегрирования с  $\exp(-i\vec{k}\vec{r})$  приводит к соотношениям

$$\begin{aligned} \langle j_\alpha^{0(\epsilon, \mu)}(\omega, \vec{k}), j_\beta^{0(\epsilon, \mu)}(\omega, \vec{k}') \rangle &= -(2\pi)^2 i\omega\Theta(\omega, T) \times \\ &\times \left[ \epsilon_{\nu\mu}^*(\omega, \vec{k}) - \epsilon_{\mu\nu}(\omega, \vec{k}) \right] \delta_{\nu\mu} \delta(\vec{k} - \vec{k}'). \end{aligned}$$

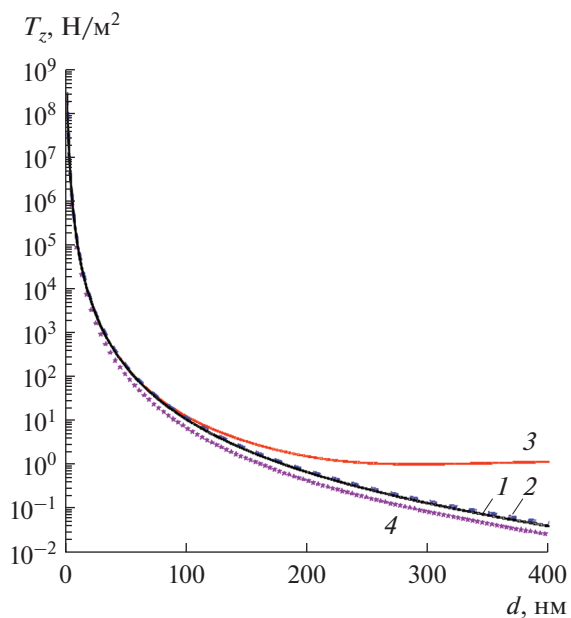
Однако этот результат получен для тела бесконечного объема. Для конечного тела корреляции типа (13) должны зависеть от формы тел, включая расстояние между ними. Если считать, что корреляции дельта-коррелированы, то следует доба-

вить в (13) некую зависящую от координат функцию, т.е. взять их в виде

$$\begin{aligned} \langle j_\alpha^{0e}(\omega, \vec{r}), j_\beta^{0e}(\omega, \vec{r}') \rangle &= -i\omega F^{e\epsilon}(\omega, \vec{r}) \Theta(\omega, T) \times \\ &\times \left[ \epsilon_{\nu\mu}^*(\omega, \vec{r}) - \epsilon_{\mu\nu}(\omega, \vec{r}) \right] \delta_{\nu\mu} \delta(\vec{r} - \vec{r}') / (2\pi), \\ \langle j_\alpha^{0\mu}(\omega, \vec{r}), j_\beta^{0\mu}(\omega, \vec{r}') \rangle &= -i\omega F^{\mu\mu}(\omega, \vec{r}) \Theta(\omega, T) \times \\ &\times \left[ \epsilon_{\alpha\beta}^*(\omega, \vec{r}) - \epsilon_{\beta\alpha}(\omega, \vec{r}) \right] \delta_{\alpha\beta} \delta(\vec{r} - \vec{r}') / (2\pi). \end{aligned}$$

Введенные функции  $F^{\epsilon, \mu}(\omega, \vec{r})$  определяют рассеяние от тел. Это рассеяние является многократным, а введенные функции комплексные. Для нескольких тел в вакууме взаимные корреляции между телами равны нулю в силу дельта-коррелированности, поскольку их точки разделены. Вводя эти функции в корреляции, через формальные решения, определим плотность энергии в вакууме. Эта плотность вблизи тел не одинаковая. Вдали от них она должна определяться через планковскую плотность. Таким образом, определение функций  $F^{\epsilon, \mu}(\omega, \vec{r})$  есть обратная задача. Ее можно решить методом коллокаций. Задавая наборы точек внутри тел  $\vec{r}_n$  и столько же точек вдали от них, получаем систему линейных уравнения для определения значений  $F^{\epsilon, \mu}(\omega, \vec{r}_n)$ . Эти значения следует определять из условия соответствия планковской плотности с учетом нулевых колебаний. Данные результаты затем уже следует использовать для определения энергии и силы.

В качестве простейшей модели рассмотрим два проводящих бесконечно тонких экрана размером  $a \times a$ , разделенных дистанцией  $d$ . Самый простой случай соответствует идеально-проводящим экранам, которые означают, что флуктуационных источников  $\vec{j}^0$  на них нет, а поверхностные токи проводимости  $\vec{j}$  определяются из граничного условия  $\vec{E}_\tau(\omega, \vec{r}) = \vec{F}_\tau^e(\omega, \vec{r}, \vec{j}) = 0$ , где  $\vec{r}$  принадлежит экранам,  $\tau$  соответствует касательным компонентам. Это поверхностное ИУ, позволяющее определить частоты  $\omega_n$  и плотности поверхностного тока  $\vec{j}_n$ . Этот ток обусловлен вакуумными флуктуациями и обычно превышает ток, наведенный тепловым полем. Последний вдали от краев и при большом расстоянии  $d$  можно определить приближенно. Именно, он равен скачку касательной компоненты магнитного теплового поля  $\langle H_0^2 \rangle = \eta_0^{-2} \langle E_0^2 \rangle$ , где  $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ . Вблизи краев нормальная компонента тока обращается в нуль. Реально для нахождения тока следует обращать интегральный оператор, т.е. решать поверхностное ИУ. Для проведения расчетов использованы тригонометрические базисные функции. Для



**Рис. 1.** Удельное натяжение  $T_z$  в зависимости от расстояния  $d$  при температуре  $T = 0$  (1, 4), 1000 (2) и 10000 К (3) для размера экрана  $a = 400$  (1–3) и 200 нм (4); размер резонатора  $L = 2$  мкм.

тепловой компоненты можно использовать приближение

$$\begin{aligned} \langle j_x^2 \rangle &= \eta_0^{-2} \langle E_0^2 \rangle \cos(\pi x / (2a)), \\ \langle j_y^2 \rangle &= \eta_0^{-2} \langle E_0^2 \rangle \cos(\pi y / (2a)). \end{aligned}$$

Для вычисления использованы размеры резонатора, превышающие размер пластин в десять раз. Использована частота обрезания, определяемая из условия  $\omega_{\max} = 100c/a$ . Получение результата требует больших вычислений, поскольку вычисляются трехмерные суммы. На рис. 1 приведены результаты вычисления силы между двумя одинаковыми идеально-проводящими пластинами на расстоянии  $d$ , помещенными перпендикулярно оси  $z$  симметрично в центре резонатора. Следует отметить, что сила складывается из собственно “вакуумной” силы Казимира и силы давления излуче-

ния. Для определения энергии следует суммировать с величиной  $\Theta(\omega_n, T)$ , учитывающей нулевые энергии квантовых осцилляторов поля. При малом зазоре тепловое поле слабо затекает в него, плотность энергии в нем мала и внешнее давление больше внутреннего. ФГ вычислены из условия, что верхние индексы в суммах равны  $100L/a$ .

Если рассматриваемые листы имеют конечный импеданс, например в случае графеновых листов, они поглощают излучение. Поглощение излучения приводит к флуктуационным плотностям  $\vec{j}^0$  на них, создающими в силу принципа детального равновесия излучаемое поле, мощность излучения которого в дальнюю зону равна мощности поглощения. Из-за взаимодействия листов возникают токи проводимости  $\vec{j}_n^p$ , удовлетворяющие условию

$$\vec{E}_\tau(\omega, \vec{r}_n) = \sigma^{-1} \vec{j}_n^p = \vec{F}_\tau^\varepsilon(\omega, \vec{r}_n, \vec{j}_1^p, \vec{j}_2^p, \vec{j}_1^0, \vec{j}_2^0),$$

где  $\vec{r}_n$  принадлежит экранам,  $n = 1, 2$ . Здесь разделены флуктуационные и дифракционные части плотностей тока. Корреляции для  $\vec{j}_n^0$  следует определять из принципа детального равновесия для одиночных листов. Приведенные уравнения суть ИУ для определения корреляций наведенных из-за дифракции токов. Их следует определять из условия, что  $\langle \vec{j}_n^p, \vec{j}_n^p \rangle \rightarrow 0$  при увеличении расстояния между листами. Введем полные флуктуационные токи  $\vec{j}_n^d = \vec{j}_n^0 + \vec{j}_n^p$ . Они получаются с учетом дифракции. Находить их корреляции следует из условий, что вдали от листов плотность излучения является планковской. Нахождение корреляций позволяет вычислить полную свободную энергию резонатора с листами. Отметим, что в данном случае в резонаторе есть диссипация, однако полная энергия сохраняется. Это связано с тем, что диссипированная энергия полностью компенсируется флуктуационными источниками  $\vec{j}_n^0$ . В данном случае строгое вычисление силы требует решать поверхностные ИУ для определения корреляций всех источников. В слу-

**Таблица 1.** Среднее натяжение  $T_z$  в зависимости от расстояния  $d$  (нм)\*

$T, \text{ К}$	$T_z = f/a^2, \text{ Н/м}^2$			
	$d = 10$	$d = 20$	$d = 30$	$d = 40$
0	$1.002 \times 10^{-8}$	$0.0522 \times 10^{-8}$	$0.0852 \times 10^{-9}$	$0.0172 \times 10^{-9}$
300	$1.008 \times 10^{-8}$	$0.0525 \times 10^{-8}$	$0.0853 \times 10^{-9}$	$0.0173 \times 10^{-9}$
600	$1.102 \times 10^{-8}$	$0.0573 \times 10^{-8}$	$0.0869 \times 10^{-9}$	$0.0189 \times 10^{-9}$

\* Условия:  $a = 100$  нм и  $L = L_x = L_y = L_z = 1000$  нм.

чае объемных тел следует решать объемные ИУ. Исходные формы всех ИУ для решения удобно преобразовать к формам с пониженной сингулярностью ядер и свести гиперсингулярные ИУ к интегродифференциальным объемно-поверхностным уравнениям.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для простейших структур (см., например, [1–8]) в явной форме были получены силы Казимира–Лифшица, или дисперсионные силы. Формула Казимира получена для плоского резонатора Фабри–Перро. Формула Лифшица [4], получена для зазора между полупространствами. В нее входят коэффициенты отражения с фазовыми множителями  $R_{e,h}R_{e,h}\exp(-2ik_zd)$ , учитывающими многократные переотражения, что определяет зависимость свободной энергии зазора от размера  $d$  [4]. Падающее на полупространство излучение полностью затухает, даже если среда обладает бесконечно малыми потерями, т.е. в этом случае дифракционные потери характеризуются только коэффициентами отражения. Для ряда хорошо прозрачных плоских структур (экранов или зеркал) с конечной толщиной (включая и графен с нулевой толщиной) в некоторых работах, например, [6–8] была использована формула Лифшица. При малых  $|R_{e,h}|^2$  ее использование требует обоснования. В этом случае при малой диссипации  $|T_{e,h}|^2 \approx 1$ , т.е. учет только коэффициентов отражения приводит к завышению результатов. Корректный учет дифракционных потерь теплового поля важен для получения корреляционных соотношений и для определения дифракционных сил [1].

В данной работе на основе получения решения задачи о возбуждении резонатора с идеальными стенками и с равновесным тепловым полем сформулирована обратная задача определения корреляций токов, возникающих в телах. Токи поляризации приводят к объемным ИУ. Поверхностные токи в случае проводящих листов приводят к поверхностным ИУ. В общем случае возникают объемно-поверхностные интегродифференциальные уравнения. Их формальные решения позволяют найти корреляции, рассматривая поля вдали от тел, а затем вычислять свободную энергию вакуумной области резонатора. В работе предложены методы определения силы на основе формул возбуждения резонатора с использованием ТНМ и силы Лоренца. Подход позволяет определять силу взаимодействия между телами произвольной формы. В работе [17] приведен пример расчета силы взаи-

модействия между цилиндрическими телами с поверхностной проводимостью – углеродными нанотрубками с использованием ТНМ и корреляций, полученных на основе флуктуационно-диссипационной теоремы.

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-19-00226) и Министерства образования и науки России в рамках выполнения государственного задания (проект № FS-RR-2020-0004).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Левин М.Л., Рытов С.М. Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. М.: Наука, 1967.
2. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Статистическая физика. Ч. 2. Теория конденсированного состояния. М.: Наука, 1978.
3. Лифшиц Е.М. // ЖЭТФ. 1955. Т. 29. № 1. С. 94.
4. Leonhardt U. Forces of the Quantum Vacuum: an Introduction to Casimir Physics / Ed. W.M.R. Simpson. Singapore: World Scientific Publishing, 2015.
5. Lifshitz E.M., Dzyaloshinskii I.E., Pitaevskii L.P. // Advances in Physics. 1961. V. 10. № 38. P. 165.
6. Bordag M., Klimchitskaya G.L., Mohideen U., Mostepanenko V.M. Advances in the Casimir Effect. Oxford: Univ. Press, 2009.
7. Klimchitskaya G.L., Mohideen U., Mostepanenko V.M. // Rev. Mod. Phys. 2007. V. 81. № 4. P. 1827.
8. Volokitin A.I., Persson B.N.J. Electromagnetic Fluctuations at the Nanoscale. Theory and Applications. Heidelberg: Springer, 2017.
9. Golestanian R. // Phys. Rev. A. 2009. V. 80. № 1. P. 012519.
10. Emig T., Graham N., Jaffe R.L., Kardar M. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. № 17. P. 170403.
11. Schwinger J., DeRaad L.L., Milton K.A. // Ann. Phys. 1978. V.115. № 1. P. 676.
12. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Наука, 1988.
13. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.: Радио и связь, 1983.
14. Давидович М.В., Бушнев Н.А. // ЖТФ. 2013. Т. 83. № 7. С. 135.
15. Давидович М.В. // РЭ. 2001. Т. 46. № 10. С. 1198.
16. Давидович М.В. // Успехи физ. наук. 2010. Т. 180. № 6. С. 623.
17. Nefedov I.S., Davidovich M.V., Glukhova O.E. et al. // Phys. Rev. B. 2021. V. 104. № 8. P. 085409.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ И КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК НИЗКОЧАСТОТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ В ВОЛЬФРАМОВЫХ НИТЯХ НАКАЛА

© 2022 г. Ю. А. Захаров<sup>а</sup> \*, С. С. Гоц<sup>а</sup>, Р. З. Бахтизин<sup>а</sup>, Т. И. Шарипов<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Башкирский государственный университет,  
ул. Заки Валиди, 32, Уфа, 450056 Российская Федерация

\*E-mail: uriyzakhr2012@yandex.ru

Поступила в редакцию 30.03.2022 г.

После доработки 30.03.2022 г.

Принята к публикации 25.04.2022 г.

Экспериментально исследованы низкочастотные токовые флуктуации в вольфрамовых нитях накала в диапазоне частот  $6 \times 10^{-5} \dots 1$  Гц. Измерения проведены при температуре нагрева нитей накала 2250 и 2450 К. Показано, что визуально различные по форме реализации низкочастотного (НЧ) шума характеризуются относительно схожими по частотной зависимости спектральными плотностями мощности вида  $1/f^\gamma$ , при этом среднее значение индекса спектральной плотности мощности  $\gamma$  лежит в пределах 1.6...2.0. Установлено, что в отличие от спектральных характеристик автокорреляционные функции по своей форме существенно более разнообразны. Получены численные оценки времени корреляции, времени положительной корреляции и времени антикорреляции НЧ-флуктуаций.

DOI: 10.31857/S0033849422100187

### 1. ОСОБЕННОСТИ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ТОКОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ В МЕТАЛЛАХ

Электрические и радиотехнические цепи, выполненные на основе металлических проводников, обычно характеризуются чрезвычайно низким уровнем токовых флуктуаций. В связи с этим экспериментальное измерение токовых флуктуаций становится возможным только в относительно узком классе устройств на основе металлических проводников. Впервые токовые флуктуации были обнаружены в термоэлектронных металлических оксидных катодах. В экспериментах Джонсона [1] в 1925 г. было установлено, что в термоэлектронных эмиссионных приборах в области низких частот от десятков герц до единиц килогерц спектральная плотность мощности (СПМ) токового шума имела характерную частотную зависимость вида  $1/f^2$ . Такие низкочастотные (НЧ) шумы получили название фликкер-шума, а в последние годы – красного шума. Примерно до середины 50-х годов фликкер-шум связывали исключительно с миграцией по поверхности атомов из оксидного покрытия термокатодов.

Теоретически и экспериментально было установлено, что частотная зависимость СПМ  $S(f)$  фликкер-шума в оксидных [2] и в вольфрамовых

[3] термокатадах хорошо описывается формулой вида

$$S(f) = \frac{S_0 I^2}{\left[1 + (f/f_0)^2\right]}, \quad (1)$$

где  $S_0$  – коэффициент аппроксимации,  $I$  – среднее значение эмиссионного тока,  $f_0$  – частота перегиба СПМ фликкер-шума.

В середине 50-х годов НЧ-флуктуации были обнаружены в полупроводниках [4–7]. Отличительным свойством НЧ-флуктуаций в полупроводниковых приборах оказалась характерная частотная зависимость  $S(f)$  вида  $1/f^\gamma$ :

$$S(f) = S_1 / f^\gamma, \quad (2)$$

где  $S_1$  – коэффициент аппроксимации,  $\gamma$  – индекс СПМ, принимающий значения в интервале 0.9...1.5 [4–7]. НЧ-шум с СПМ вида (2) получил название розового шума или  $1/f$ -шума. Отметим, что в научной литературе чаще всего не принято делать различия между понятиями  $1/f$ -шум и фликкер-шум.

Обычно частотная зависимость вида (2) имеет место в ограниченном диапазоне частот, от  $f_L$  до  $f_H$ , где  $f_L$  – нижняя (low) граничная частота, а  $f_H$  – верхняя (high) граничная частота. Выше частоты  $f_H$  зависимость (2) может нарушаться из-за наложения на НЧ-флуктуации дробового и теплового шума, а также собственных шумов измерительного



прибора [4–7]. Нижняя граничная частота  $f_L$  может быть оценена в предположении, что величина  $f_L^{-1}$  не может превышать времени жизни объекта исследования. Сложность экспериментального определения величины  $f_L$  обусловлена тем, что время измерений должно быть не менее  $f_L^{-1}$ , что на практике может исчисляться масштабами времени, достигающих многих тысяч часов.

Исследования фликкер-шума в металлах до последнего времени проводили только в области эмиссионной электроники [1–3] и физики тонких пленок [8–11]. Основной проблемой при исследовании НЧ-флуктуаций тока в макроскопических металлических образцах является чрезвычайно низкий уровень НЧ-флуктуаций. В [12] опубликованы результаты исследования СПМ НЧ-флуктуаций в вольфрамовых нитях накала электрических ламп и описан алгоритм сглаживания СПМ, реализованный в компьютерной программе [13]. В [14] подробно описан оригинальный мостовой метод измерения НЧ-флуктуаций, использованный в [12]. Для оценки температуры нитей накала в [12, 14] использовался специально разработанный метод термосопротивления [15].

При исследовании НЧ-флуктуаций тока в макроскопических металлических образцах при высоких температурах серьезной проблемой является сложность отделения низкочастотных флуктуаций от деградиационных процессов [16] в результатах измерений. Применение мостового метода измерений НЧ-флуктуаций позволило в значительной мере решить проблему нежелательного влияния длинновременных деградиационных процессов на корректность измерений спектральных характеристик НЧ-флуктуаций.

Цель данной работы – экспериментально исследовать при высоких температурах спектральных и корреляционных характеристик низкочастотных флуктуаций тока в вольфрамовых нитях накала и определить на этой основе время корреляции, время положительной корреляции и время антикорреляции НЧ-флуктуаций.

Выбор в качестве объектов исследования вольфрамовых нитей накала осветительных ламп накаливания с рабочим напряжением 220...240 В ранее был подробно обоснован нами [12, 14, 16].

В данной работе требовалось решить следующие задачи.

1. Усовершенствовать экспериментальную установку и методы измерений, описанные в [12, 14, 16], в плане расширения их функциональных возможностей по исследованию спектральных и корреляционных характеристик НЧ-флуктуаций в вольфрамовых нитях накала.

2. В диапазоне частот  $6 \times 10^{-5}$ ...1 Гц провести измерения спектральных характеристик низкочастотных флуктуаций тока в вольфрамовых нитях накала при высоких температурах их нагрева.

3. В диапазоне частот  $6 \times 10^{-5}$ ...1 Гц провести измерения автокорреляционных функций (АКФ) низкочастотных флуктуаций тока в вольфрамовых нитях накала при высоких температурах их нагрева. На основе полученных АКФ рассчитать времена корреляции, времена положительной корреляции и времена антикорреляции НЧ-флуктуаций.

## 2. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК НИЗКОЧАСТОТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ТОКА

При создании усовершенствованного метода измерений спектральных и корреляционных характеристик НЧ-флуктуаций за основу был выбран мостовой метод измерений [14], что продиктовано его следующими достоинствами:

- практически полным подавлением влияния на результаты измерений флуктуаций и пульсаций у источников питания;
- устранением влияния на результаты измерений процессов, связанных с длинновременной деградиацией нитей накала при их нагреве;
- возможностью применения цифровой обработки сигналов.

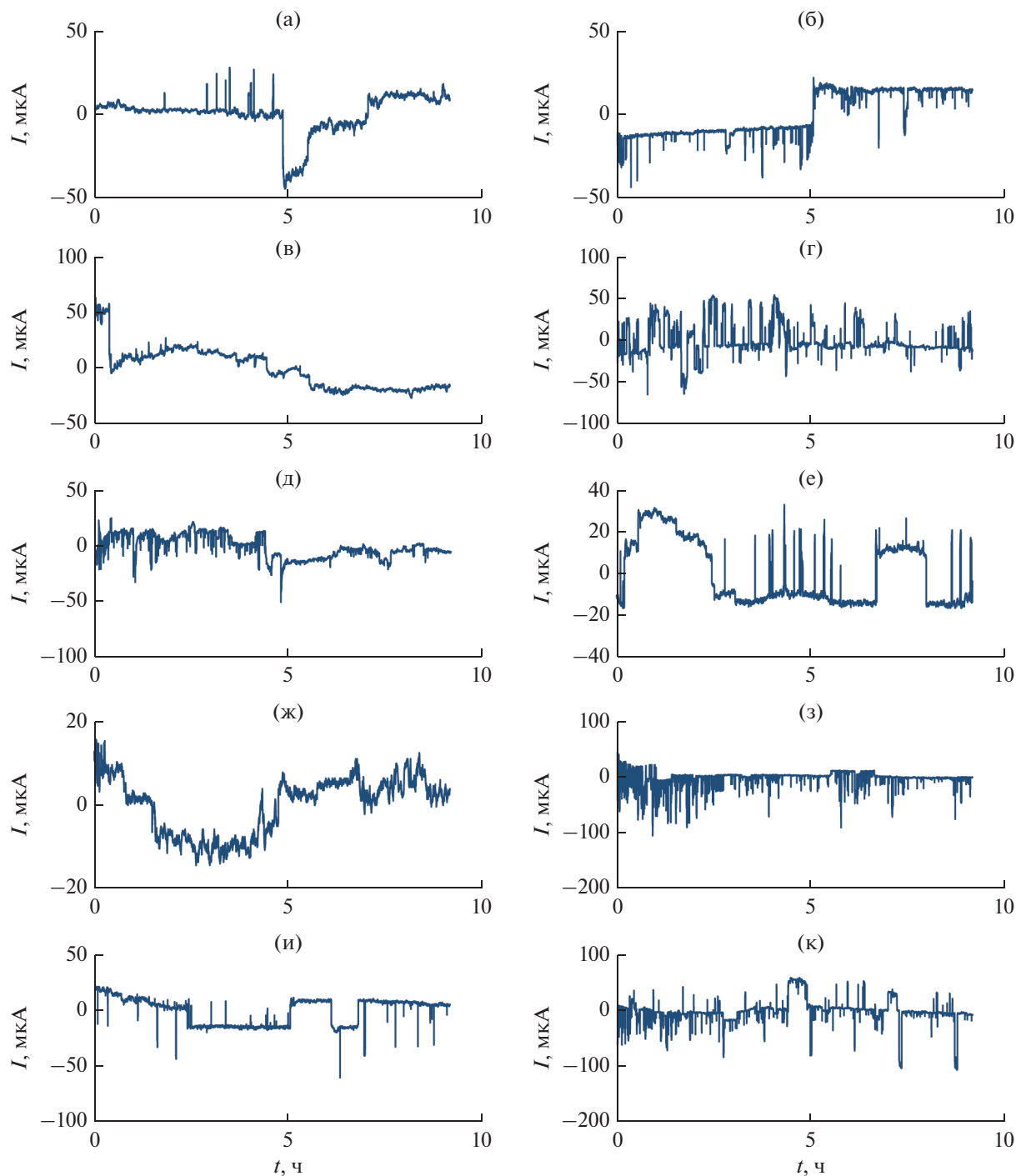
Был разработан усовершенствованный метод [17] измерения температуры нитей накала при их нагреве. Отметим, что при измерении токовых НЧ-флуктуаций непрерывный контроль температуры нагрева током проводника актуален для идентификации параметров объекта исследований.

В данной работе был использован разработанный нами усовершенствованный алгоритм и на его основе составлена компьютерная программа для вычисления автокорреляционной характеристики НЧ-токовых флуктуаций.

Для калибровки установки и проверки разработанных алгоритмов цифровой обработки сигналов был использован сопряженный с ПК DDS (Digital Direct Synthesis) генератор сигналов, позволяющий цифровыми методами синтезировать детерминированные и псевдослучайные сигналы с нижней граничной частотой до  $10^{-5}$  Гц.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Все приведенные ниже результаты измерений АКФ и СПМ были выполнены при двух значениях среднеобъемной температуры нитей накала: 2250 и 2450 К. На рис. 1 приведены осциллограммы реализаций НЧ-флуктуаций тока. Длительность всех реализаций составляла  $33000 \pm 4$  с (около 9 ч 10 мин). Отклонения обусловлены погрешностями частоты дискретизации, все реализации содержали одинаковое количество отсчетных значений, равное 66000. Для расчета спектров использовалось 65536 отсчетных значений (с начала). Визу-



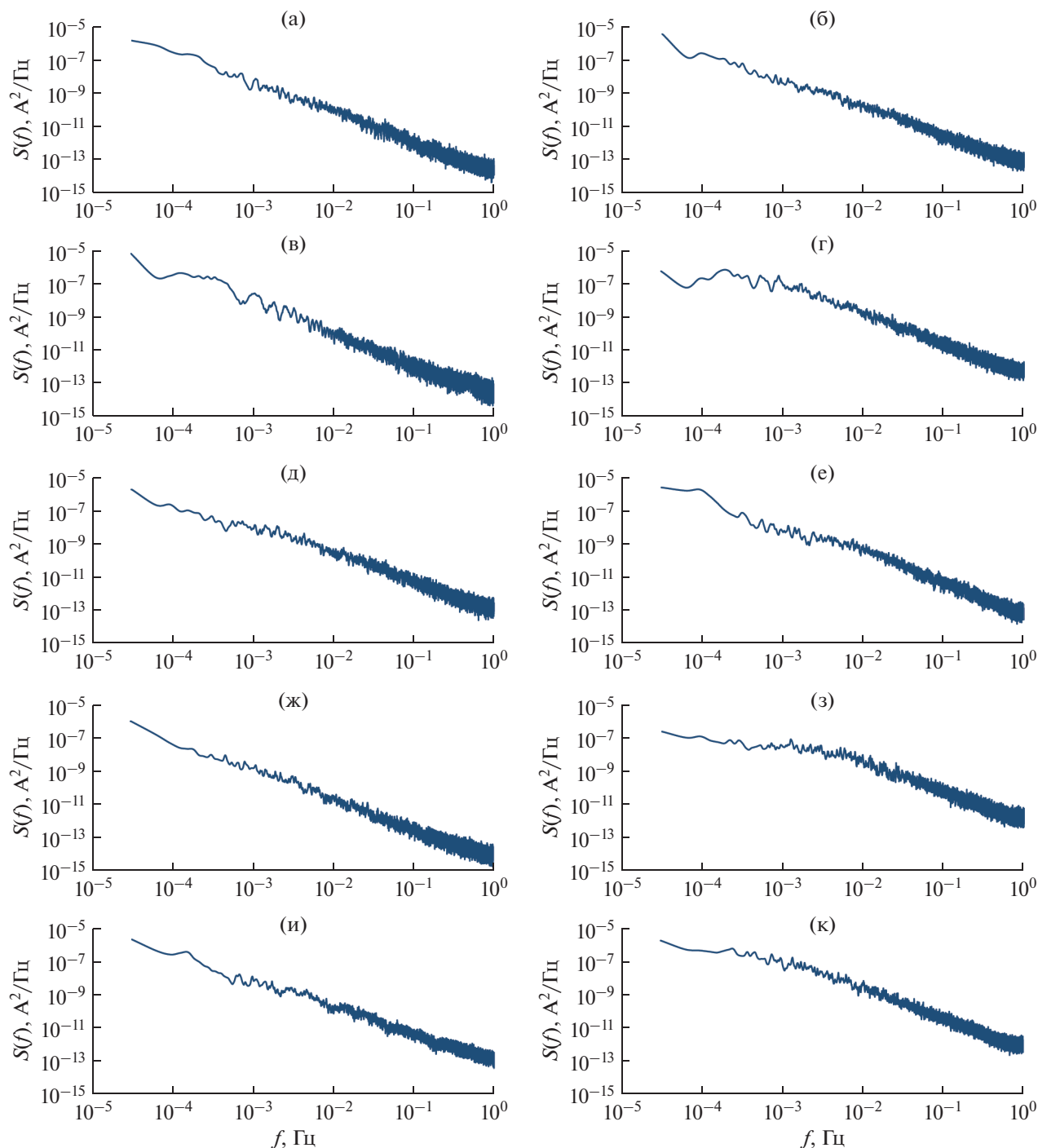
**Рис. 1.** Центрированные реализации НЧ-флуктуаций тока в нитях накала при  $U = 148$  В,  $T = 2250$  К (левая колонка) и  $U = 178$  В,  $T = 2450$  К (правая колонка).

альный анализ всех представленных на рис. 1 реализаций НЧ-шума показывает, что проявлялись НЧ-флуктуации следующих типов:

- квазинепрерывные (в, ж);
- одиночные скачки тока с наложением других видов шума (б);
- множественные скачки тока с наложением других видов шума (и);

– импульсные шумы (а, б, г, д, е, з, и, к).

Сопоставление между собой двух групп реализаций (а, в, д, ж, и) и (б, г, е, з, к) позволяет сделать вывод о том, что повышение температуры нагрева нити накала приводит к более интенсивному проявлению импульсных случайных процессов. При этом при более высоких температурах нагрева нитей накала на первый план выходят



**Рис. 2.** Спектральные плотности мощности, рассчитанные по десяти различным реализациям НЧ-шума при  $U = 148$  В,  $T = 2250$  К (левая колонка) и  $U = 178$  В,  $T = 2450$  К (правая колонка).

НЧ-флуктуации с относительно более короткими импульсами, случайным образом часто повторяющимися во времени в течение всего интервала измерения (9 ч 10 мин).

На рис. 2 представлены частотные зависимости спектральных плотностей мощности токового НЧ-шума в полосе частот  $6 \times 10^{-5} \dots 1$  Гц. Все зави-

симости  $S(f)$  получены путем быстрого преобразования Фурье отсчетных значений соответствующих реализаций на рис. 1 с последующим сглаживанием частотных зависимостей по частоте [12, 13].

Далее при рассмотрении полученных спектров по аналогии с [4–7] будем предполагать, что для НЧ-шума все частотные зависимости  $S(f)$  форми-

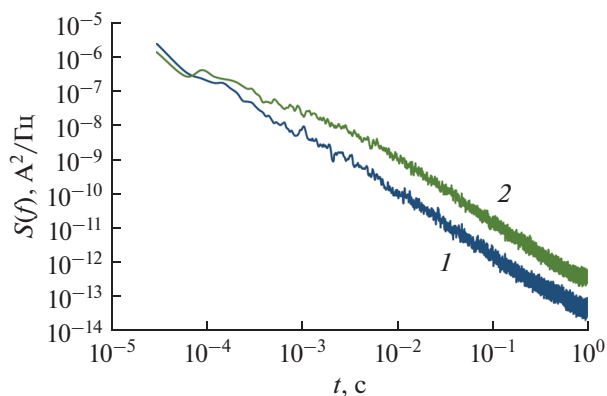


Рис. 3. Усредненные значения СПМ, полученные при  $U = 148$  В,  $I = 85.6$  мА,  $T = 2250$  К (кривая 1) и при  $U = 178$  В,  $I = 93.9$  мА,  $T = 2450$  К (кривая 2).

руются некоторой совокупностью спектров Лоренца (1), так что справедлива аппроксимационная формула

$$S(f) = \sum_i \frac{g(f_{0i})}{[1 + (f/f_{0i})^2]}, \quad (3)$$

где  $g(f_{0i})$  – весовая функция процессов со спектрами Лоренца, имеющими частоты  $f_{0i}$ , на которых наблюдается перегиб частотной зависимости СПМ.

Рассмотрим зависимости  $S(f)$ , полученные при температуре  $T = 2250$  К (см. рис. 2, левая колонка). Практически все эти частотные зависимости  $S(f)$  и усредненные СПМ на рис. 3 (кривая 1) можно достаточно точно аппроксимировать формулой (2) с индексом СПМ  $\gamma = 1.8 \pm 0.2$ . Явно видимых частот  $f_{0i}$  перегиба на указанных выше зависимостях  $S(f)$  не наблюдается. Данные особенности  $S(f)$  свидетельствуют о том, что при температуре 2250 К случайные процессы с точками перегиба  $f_{0i}$ , лежащими в полосе анализируемых частот  $6 \times 10^{-5} \dots 1$  Гц, маскируются более интенсивными процессами, у которых точки перегиба  $f_{0i} < 6 \times 10^{-5}$  Гц. Тем не менее, относительно маловероятные процессы с точками перегиба  $f_{0i} > 6 \times 10^{-5}$  Гц, по-видимому, все же есть, о чем свидетельствует среднее значение индекса СПМ,  $\gamma < 2$ .

Далее рассмотрим зависимости  $S(f)$ , полученные при температуре  $T = 2450$  К (см. рис. 2, правая колонка). Практически все эти частотные зависимости  $S(f)$  и усредненные СПМ на рис. 3 (кривая 2) в частотном диапазоне  $1 \times 10^{-3} \dots 1$  Гц можно достаточно точно аппроксимировать формулой (2) с индексом СПМ  $\gamma = 1.8 \pm 0.2$ . Явно видимых частот  $f_{0i}$  перегиба на указанных выше зависимостях  $S(f)$  не наблюдается. Данные особенности  $S(f)$  свидетельствуют о том, что при температуре 2450 К случайные процессы с точками перегиба

$f_{0i}$ , лежащими в полосе частот  $1 \times 10^{-3} \dots 1$  Гц, маскируются более интенсивными процессами, у которых точки перегиба  $f_{0i} < 1 \times 10^{-3}$  Гц. Тем не менее процессы с точками перегиба  $f_{0i} > 1 \times 10^{-3}$  Гц, по-видимому, все же есть, о чем свидетельствует среднее значение индекса СПМ  $\gamma < 2$  в диапазоне частот  $1 \times 10^{-3} \dots 1$  Гц.

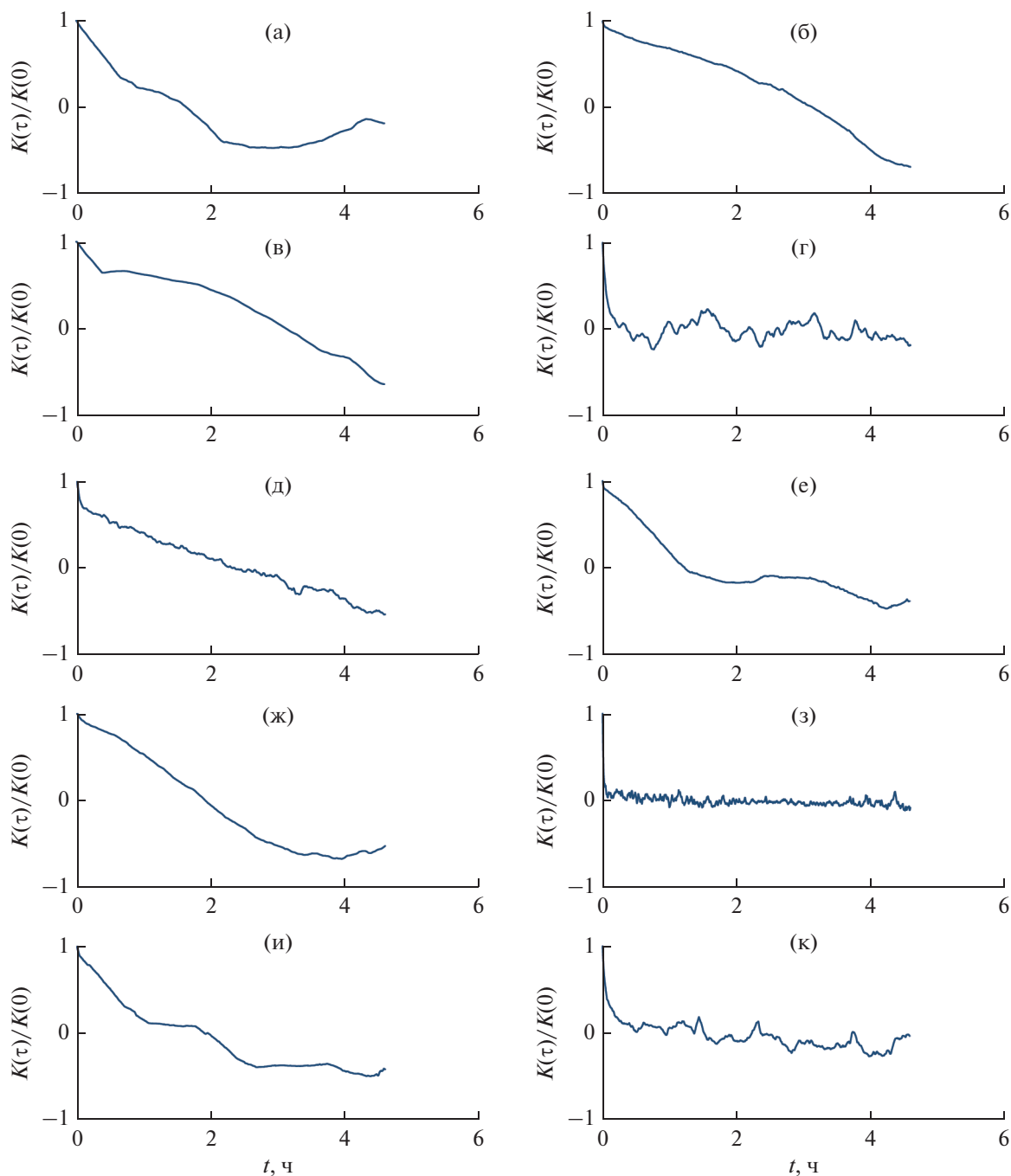
Случайные процессы с точками перегиба  $f_{0i} < 1 \times 10^{-3}$  Гц при температуре  $T = 2450$  К проявляются на рис. 2 (правая колонка) и на рис. 3 (кривая 2) в виде более пологой частотной зависимости  $S(f)$  в частотном диапазоне  $6 \times 10^{-5} \dots 1 \times 10^{-3}$  Гц.

Рассмотрим теперь автокорреляционные функции (АКФ). Для вычисления АКФ нами был использован алгоритм сильно коррелированных выборок [18], обеспечивающий получение наиболее точных оценок АКФ при минимальной длине выборок случайных процессов.

Рассмотрим зависимости нормированных на дисперсию АКФ, полученные при температуре  $T = 2250$  К (рис. 4, левая колонка) и  $T = 2450$  К (рис. 4, правая колонка). В отличие от рассмотренных выше СПМ (см. рис. 2) АКФ на рис. 4 для всех десяти реализаций НЧ-шума существенно отличаются друг от друга по своим зависимостям от аргумента  $\tau$ . Тем не менее на всех графиках АКФ можно выделить общие закономерности, главной из которых является монотонное убывание АКФ вблизи нулевых значений аргумента  $\tau$  АКФ. Данный участок АКФ представляет наибольший интерес при численном и аналитическом моделировании случайных процессов, поскольку позволяет существенно сузить границы выбора различных видов случайных процессов для математического описания случайного процесса [3–7]. Так, при экспоненциальном спаде АКФ с ростом  $\tau$  наиболее вероятными могут быть импульсные случайные процессы [4], двухуровневые и многоуровневые случайные процессы [3, 19], релаксационные процессы [4–7],  $m$ -связные процессы [18]. Судя по представленным на рис. 1 реализациям НЧ-шума все перечисленные выше виды процессов случайным образом сменяют друг друга или суммируются в той или иной пропорции. Приблизительно экспоненциальный спад АКФ с ростом ее аргумента вблизи нуля наблюдается для усредненных АКФ (рис. 5). Для усреднения были использованы ненормированные АКФ, полученная АКФ нормировалась на среднюю дисперсию.

При линейном спаде АКФ с ростом  $\tau$  наиболее вероятными могут быть процессы с одиночными прямоугольными импульсами [18, 20] и  $m$ -связные процессы с детерминированной заменой составляющих [18].

При больших значениях аргумента  $\tau$  нормированные графики на рис. 4 принимают значения либо близкие к нулю, либо отрицательные. Для количественного описания АКФ были использо-



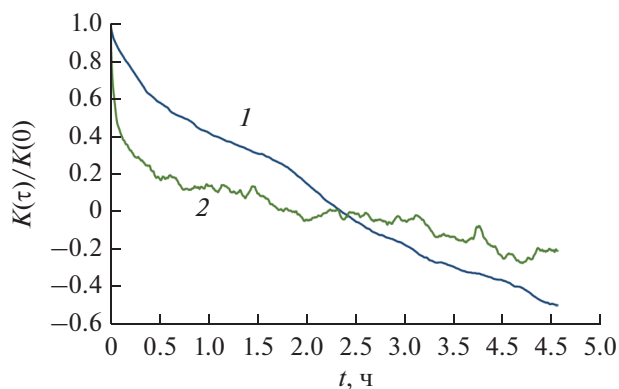
**Рис. 4.** Нормированные автокорреляционные функции, рассчитанные по десяти различным реализациям НЧ-шума при  $U = 148 \text{ В}$ ,  $T = 2250 \text{ К}$  (левая колонка) и  $U = 178 \text{ В}$ ,  $T = 2450 \text{ К}$  (правая колонка).

ваны три характеристики: время корреляции  $\tau_0$ , время положительной корреляции  $\tau_+$  и время антикорреляции  $\tau_-$ . Расчет указанных характеристик проводился согласно следующим формулам:

$$\tau_0 = \int_0^{\max(\tau)} |k(\tau)| d\tau, \quad (4)$$

$$\tau_+ = \int_0^{\max(\tau)}_{k(\tau)>0} k(\tau) d\tau = \int_0^{\max(\tau)} \frac{|k(\tau)| + k(\tau)}{2} d\tau, \quad (5)$$

$$\tau_- = - \int_0^{\max(\tau)}_{k(\tau)<0} k(\tau) d\tau = \int_0^{\max(\tau)} \frac{|k(\tau)| - k(\tau)}{2} d\tau. \quad (6)$$



**Рис. 5.** Нормированные усредненные значения АКФ, полученные при  $U = 148$  В,  $I = 85.6$  мА,  $T = 2250$  К (кривая 1) и при  $U = 178$  В,  $I = 93.9$  мА,  $T = 2450$  К (кривая 2).

В табл. 1 и 2 для температур нагрева 2250 и 2450 К соответственно приведены рассчитанные по данным из рис. 4 и 5 согласно формулам (4), (5) и (6) значения времени корреляции  $\tau_0$ , времени положительной корреляции  $\tau_+$  и времени антикорреляции  $\tau_-$  НЧ-флуктуаций. Относительные неопределенности типа А, при доверительной веро-

ятности 95% равны 24% для времени корреляции при  $T = 2250$  К (см. табл. 1) и 100% для времени корреляции при  $T = 2450$  К (см. табл. 2). Для времен положительной корреляции и антикорреляции для табл. 1 указанные неопределенности равны соответственно 49 и 46%, а для табл. 2 — 135 и 72%. Значения всех времен корреляции, рассчитанные по усредненным АКФ, в пределах погрешности совпадают с их средними арифметическими значениями. Полученные результаты по оценкам неопределенности времени корреляции позволяют сделать вывод о том, что при увеличении температуры нити накала от 2250 до 2450 К нестационарность токовых НЧ-флуктуаций заметно возрастает.

В связи с тем, что дисперсия фликкер-шума зависит от диапазона частот измерения, а в работе использован ограниченный диапазон  $6 \times 10^{-5} \dots 1$  Гц, неопределенности оценок для дисперсий в табл. 1 и 2 не указаны.

Сравнение между собой данных табл. 1 и 2 показывает, что при увеличении температуры нити накала от 2250 до 2450 К уменьшается время корреляции  $\tau_0$  в 2.6 раза, положительной корреляции  $\tau_+$  — в три раза, антикорреляции  $\tau_-$  — в два раза.

**Таблица 1.** Дисперсии и времена корреляции, положительной корреляции и антикорреляции для низкочастотных флуктуаций при  $U = 148$  В и при  $T = 2250$  К

Рисунки	Дисперсия, $A^2$	Время корреляции, с	Время положительной корреляции, с	Время антикорреляции, с
1а, 4а	$1.3 \times 10^{-10}$	$5.7 \times 10^3$	$2.2 \times 10^3$	$3.5 \times 10^3$
1в, 4в	$3.2 \times 10^{-10}$	$7.2 \times 10^3$	$5.5 \times 10^3$	$1.6 \times 10^3$
1д, 4д	$1.1 \times 10^{-10}$	$5.0 \times 10^3$	$3.0 \times 10^3$	$2.0 \times 10^3$
1ж, 4ж	$4.6 \times 10^{-11}$	$8.2 \times 10^3$	$3.6 \times 10^3$	$4.7 \times 10^3$
1и, 4и	$1.4 \times 10^{-10}$	$5.5 \times 10^3$	$2.2 \times 10^3$	$3.5 \times 10^3$
По усредненной АКФ	$1.5 \times 10^{-10}$	$5.6 \times 10^3$	$3.4 \times 10^3$	$2.2 \times 10^3$

**Таблица 2.** Дисперсии и времена корреляции, положительной корреляции и антикорреляции для низкочастотных флуктуаций при  $U = 178$  В и  $T = 2450$  К

Рисунки	Дисперсия, $A^2$	Время корреляции, с	Время положительной корреляции, с	Время антикорреляции, с
1б, 4б	$1.7 \times 10^{-10}$	$7.8 \times 10^3$	$5.8 \times 10^3$	$2.0 \times 10^3$
1г, 4г	$3.5 \times 10^{-10}$	$1.6 \times 10^3$	$7.5 \times 10^2$	$8.1 \times 10^2$
1е, 4е	$2.3 \times 10^{-10}$	$4.7 \times 10^3$	$2.2 \times 10^3$	$2.6 \times 10^3$
1з, 4з	$2.1 \times 10^{-10}$	$6.6 \times 10^2$	$2.7 \times 10^2$	$3.9 \times 10^2$
1к, 4к	$4.7 \times 10^{-10}$	$2.0 \times 10^3$	$6.9 \times 10^2$	$1.3 \times 10^3$
По усредненной АКФ	$2.8 \times 10^{-10}$	$2.2 \times 10^3$	$1.2 \times 10^3$	$9.9 \times 10^2$

По сравнению со спектральными характеристиками автокорреляционные характеристики токовых НЧ-флуктуаций позволяют существенно более полно и точно количественно описать и идентифицировать исследуемые флуктуационные процессы.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

1. Повышение температуры нагрева нити накала приводит к более интенсивному проявлению во времени импульсных случайных процессов.

2. При температуре 2250 К случайные процессы с точками перегиба  $f_{0i}$ , лежащими в полосе анализируемых частот от  $6 \times 10^{-5}$  до 1 Гц маскируются более интенсивными процессами, у которых точки перегиба  $f_{0i} < 6 \times 10^{-5}$  Гц.

3. При температуре 2450 К случайные процессы с точками перегиба  $f_{0i}$ , лежащими в полосе частот от  $1 \times 10^{-3}$  до 1 Гц маскируются более интенсивными процессами, у которых точки перегиба  $f_{0i} < 1 \times 10^{-3}$  Гц.

4. Случайные процессы с точками перегиба  $f_{0i} < 1 \times 10^{-3}$  Гц при  $T = 2450$  К проявляются в виде более пологой частотной зависимости  $S(f)$  в частотном диапазоне  $6 \times 10^{-5} \dots 1 \times 10^{-3}$  Гц.

5. При увеличении температуры нити накала от 2250 до 2450 К время корреляции  $\tau_0$  уменьшается в 2.6 раза, время положительной корреляции  $\tau_+$  уменьшается в три раза, время антикорреляции  $\tau_-$  уменьшается в два раза.

6. При увеличении температуры нити накала от 2250 до 2450 К нестационарность токовых НЧ-флуктуаций заметно возрастает.

7. Применение АКФ при анализе низкочастотных токовых флуктуаций по сравнению со спектральными характеристиками позволяют существенно более полно и точно количественно описать и идентифицировать исследуемые флуктуационные процессы.

В ходе выполнения данной работы были решены следующие задачи.

1. Усовершенствована экспериментальная установка и методы измерений токовых НЧ-флуктуаций в вольфрамовых нитях накала при высоких температурах. Расширены функциональные возможности экспериментальной установки при исследовании спектральных и корреляционных характеристик токовых НЧ-флуктуаций. Улучшена методическая точность оценки температуры нити накала. Улучшено программное обеспечение расчета спектральных характеристик. Дополнительно

реализован улучшенный алгоритм оценки автокорреляционной функции. Проведена калибровка установки по цифровому генератору детерминированных и случайных сигналов.

2. В диапазоне частот  $6 \times 10^{-5} \dots 1$  Гц проведены измерения спектральных характеристик низкочастотных флуктуаций тока в вольфрамовых нитях накала при высоких температурах их нагрева.

3. В диапазоне частот  $6 \times 10^{-5} \dots 1$  Гц проведены измерения автокорреляционных функций (АКФ) низкочастотных флуктуаций тока в вольфрамовых нитях накала при высоких температурах их нагрева. На основе полученных АКФ рассчитаны времена корреляции, времена положительной корреляции и времена антикорреляции НЧ-флуктуаций.

4. В фундаментальном плане полученные результаты могут быть полезны при изучении природы фликкер-шума в физических системах.

5. В прикладном плане полученные результаты могут быть использованы в высокотемпературных технологических процессах и в соответствующих высокотемпературных устройствах.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Johnson J.B. // Phys. Rev. 1925. V. 26. № 1. P. 71. <https://doi.org/0.1103/PhysRev.26.71>
2. Клейнер Э.Ю. Основы теории электронных ламп. М.: Высш. шк., 1974.
3. Ghots S.S., Bakhtizin R.Z. // Appl. Surf. Sci. 2003. V. 215. № 1–4. P. 105. [https://doi.org/10.1016/S0169-4332\(03\)00314-3](https://doi.org/10.1016/S0169-4332(03)00314-3)
4. Ван дер Зил А. Шум (источники, описание, измерение). М.: Сов. радио, 1973.
5. Ван дер Зил А. Шумы при измерениях. М.: Мир, 1979.
6. Букингом М. Шумы в электронных приборах и системах. М.: Мир, 1986.
7. Якимов А.В. Введение в физику шумов: Учеб. пособие. Н. Новгород: ННГУ, 2016.
8. Neri B., Ciofi C., Dattilo V. // IEEE Trans. 1997. V. ED-44. № 9. P. 1454. <https://doi.org/0.1109/16.622601>
9. Kazakov K.A. // Phys. Lett. Sect. A. 2008. V. 372. № 6. P. 749.
10. Kazakov K.A. // Phys. B: Condensed Matter. 2008. V. 403. № 13–16. P. 2255.
11. Chatterjee S., Bisht R.S., Reddy V.R., Raychaudhuri A.K. // Phys. Rev. B. 2021. V. 104. № 15. P. 155101.
12. Захаров Ю.А., Гоц С.С., Бахмузин П.З. // Изв. вузов. Радиофизика. 2020. Т. 63. № 3. С. 250.
13. Захаров Ю.А., Гоц С.С. Расчет СПМ (с фильтрацией спектральной плотности мощности). Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 20197100001.

- тельство РФ о гос. регистрации программы для ЭВМ № 2019667792. Оpubл. офиц. бюл. “Программы для ЭВМ. Базы данных. Топологии интегральных микросхем.” № 1 от 20.01.2020.
14. *Захаров Ю.А., Гоц С.С., Бахтизин Р.З.* // Измерит. техника. 2021. № 5. С. 18.  
<https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2021-5-18-25>
  15. *Захаров Ю.А., Гоц С.С., Бахтизин Р.З.* // Измерит. техника. 2019. № 4. С. 51.  
<https://doi.org/0.32446/0368-1025it.2019-4-51-56>
  16. *Zakharov Y.A., Ghots S.S., Sharipov T.I., Bakhtizhin R.Z.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2119. P. 012139.  
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2119/1/012139>
  17. *Захаров Ю.А., Гоц С.С., Бахтизин Р.З., Шарипов Т.И.* Способ измерения температуры нагрева нитей накала осветительных ламп. Пат. РФ № 2765887. Оpubл. офиц. бюл. “Изобретения. Полезные модели” № 4 от 04.02.2022.
  18. *Гоц С.С.* Основы описания и компьютерных расчетов характеристик случайных процессов в статистической радиофизике. Уфа: РИО БашГУ, 2005.
  19. *Yi W., Savel'ev S.E., Medeiros-Ribeiro G. et al.* // Nature Commun. 2016. V. 7. № 4. P. 11142.
  20. *Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С.* Статистическая радиофизика и оптика. Случайные колебания и волны в линейных системах. М.: Физматлит, 2010.



---



---

**К 85-ЛЕТИЮ  
Н.И. СИНИЦЫНА**

---



---

УДК 621.385.632.1

## О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕТАМАТЕРИАЛА ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ МОЩНОСТИ МНОГОЛУЧЕВЫХ КЛИСТРОНОВ

© 2022 г. А. В. Галдецкий\*

*Научно-производственное предприятие “Исток” им. А.И. Шокина,  
ул. Вокзальная, 2а, корп. 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация*

\*E-mail: Galdetskiy@istokmw.ru

Поступила в редакцию 26.04.2022 г.

После доработки 26.04.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Рассмотрено использование в зазоре резонатора многолучевого клистрона метаматериала, состоящего из массива металлических индуктивных вставок, для значительного увеличения площади области взаимодействия. С помощью аналитических оценок и численного моделирования показано, что вставки могут обеспечить увеличение фазовой скорости волны в зазоре, и, следовательно, рост однородности поля, действующего на пучки. Это позволяет увеличивать число лучей, а значит, и мощность клистрона без роста ускоряющего напряжения. Исследованы резонаторы для клистронов S- и K<sub>a</sub>-диапазонов.

DOI: 10.31857/S0033849422100023

### ВВЕДЕНИЕ

Прогресс в области ускорительной физики неразрывно связан с возрастанием мощности источников СВЧ-излучения, в качестве которых традиционно используются клистроны и клистроды (Inductive Output Tube, ИОТ) [1–3]. Как правило, это сопровождается значительным ростом напряжения питания таких приборов, которое в однолучевых лампах достигает уровня нескольких сотен киловольт. Проблема усугубляется необходимостью реализации высокого КПД клистрона, что достигается за счет понижения влияния пространственного заряда и влечет за собой ограничение первеанса электронного пучка на уровне не более ~0.8 мкА/В и подразумевает необходимость повышения напряжения. Одной из возможностей понизить напряжение питания является использование многолучевой конструкции, которая позволяет при ограниченном первеансе парциального луча повысить общий ток прибора за счет увеличения числа лучей. Этот подход был успешно реализован в ряде отечественных работ, что позволило достичь уровня выходной мощности 7 МВт при напряжении питания ~60 кВ [4, 5]. В таком клистроне использовались кольцевые резонаторы, работающие на основном, аксиально-симметричном виде колебаний, что обеспечило однородность ВЧ-поля по всем лучам и достаточно большое разнесение частот рабочего колебания и ближайшего паразитного. Дальнейшее увеличение мощности при увеличении радиуса кольцевого резонатора,

который растет прямо пропорционально числу лучей, ограничивается допустимым радиусом катода и уменьшением частотного разделения рабочего и паразитного видов.

В традиционной конструкции тороидального резонатора число лучей растет пропорционально квадрату радиуса области взаимодействия, но увеличение радиуса ограничивается величиной ~0.21 λ из-за роста неоднородности поля в рабочем зазоре [6]. Таким образом, традиционные конструкции резонаторов клистрона не позволяют дальнейшего увеличения мощности клистрона при ограниченном напряжении питания.

Цель данной работы – поиск возможностей дальнейшего роста мощности, что представляет большой научный и практический интерес.

### 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЧИНЫ НЕОДНОРОДНОСТИ ПОЛЯ В ЗАЗОРЕ ТОРОИДАЛЬНОГО РЕЗОНАТОРА

Рассмотрим структуру электромагнитного поля в зазоре аксиально-симметричного тороидального резонатора (рис. 1), пренебрегая влиянием каналов на эту структуру. Компонента поля  $E_z$  удовлетворяет волновому уравнению

$$(\Delta + k^2)E_z = 0,$$

где  $k = \omega/v$  – волновое число. При величине зазора взаимодействия  $d \ll \lambda$  можно пренебречь зависимостью  $E_z$  от координаты  $z$ , и тогда зависимость

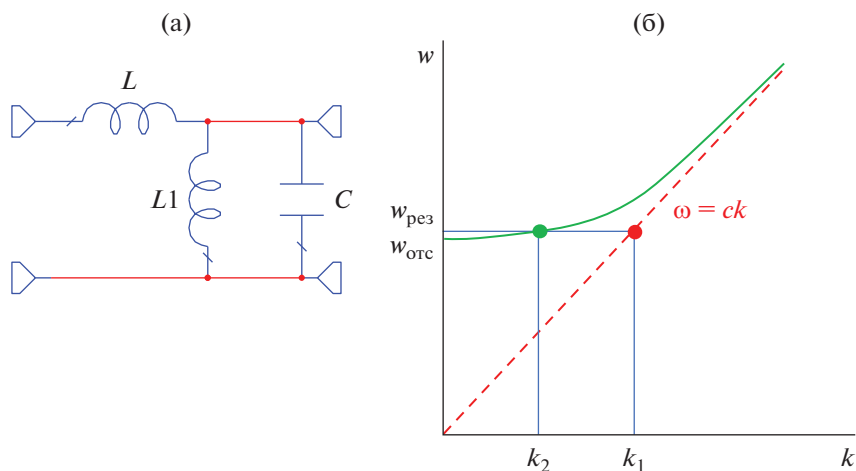


Рис. 1. Эквивалентная схема участка линии длиной  $dx$  (а); дисперсионные зависимости волны (б) в линии с метаматериалом (индуктивными вставками  $L1$ ) – сплошная линия, и без индуктивных вставок – штриховая.

поля от поперечных координат в цилиндрической системе описывается выражением

$$E_z(r, \varphi) = E_{0z} J_m(kr) \exp(jm\varphi),$$

где  $J_m$  – функция Бесселя,  $m$  – азимутальное число колебания (обычно используются аксиально-симметричные моды с  $m = 0$ ). Это картина радиальной стоячей волны, существующей между двумя проводящими плоскостями зазора взаимодействия. Волновое число  $k$ , задающее резонансную частоту  $\omega$ , определяется фазовой скоростью волны  $v = c$  и величиной импеданса, создаваемого внешней, “индуктивной” частью резонатора на краю области взаимодействия. Таким образом, в зазоре структура поля аксиально-симметричного рабочего колебания определяется функцией Бесселя  $J_0(kr)$ , которая относительно постоянна при  $kr \leq 1$ , что принципиально ограничивает радиус области взаимодействия  $R_i$

$$R_i \leq 1.3/k \approx 0.2\lambda. \quad (1)$$

## 2. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТАМАТЕРИАЛА ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ОДНОРОДНОСТИ ПОЛЯ В ЗАЗОРЕ

Если обеспечить уменьшение волнового числа  $k$  за счет роста фазовой скорости  $v$  волны в материале, заполняющем зазор, то в соответствии с (1) можно значительно увеличить радиус области взаимодействия  $R_i$  без потери однородности поля. В качестве такого метаматериала можно использовать периодический или аперидический набор индуктивных элементов (в простейшем случае – прямолинейных проводников), соединяющих противоположные стороны зазора взаимодействия. Свойства такого рода метаматериалов активно изучались многими авторами [7–9], в том

числе в применении к резонаторам клистронов [10–12]. Однако в последнем случае метаматериал использовали в основном для локализации поля в области луча, а не для увеличения области однородного поля.

Рассмотрим возможность увеличения однородности поля на примере анализа одномерной однородной передающей линии с распределенными параметрами, что позволит понять качественные особенности поведения волны и в трехмерном случае. На основе эквивалентной схемы участка такой линии длиной  $dx$  (см. рис. 1а) можно получить дисперсионную зависимость:

$$k(\omega) = \sqrt{\frac{L}{L_1} \left( \frac{\omega^2}{\omega_{отс}^2} - 1 \right)}, \quad \omega_{отс} = 1/\sqrt{L_1 C}, \quad (2)$$

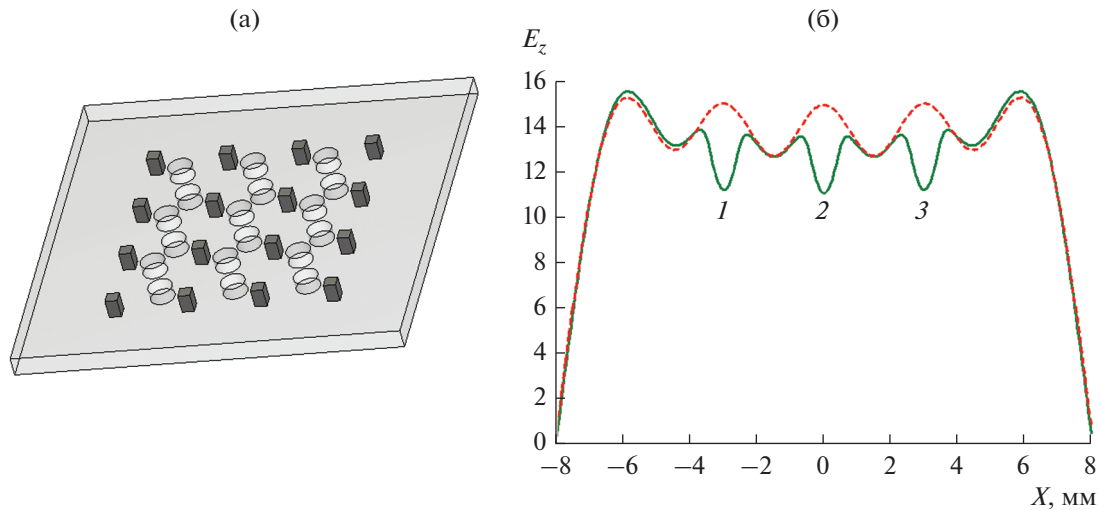
где  $L$  (Гн/м),  $L_1$  (Гн м),  $C$  (пФ/м) – погонные значения реактивностей линии.

Очевидно, что у линии с метаматериалом имеется частота отсечки  $\omega_{отс}$ , определяемая индуктивностью вставок  $L_1$ . Если линия длиной  $l$  нагружена с обоих концов импедансом  $Z(\omega)$ , то у получившегося резонатора волновое число  $k_2$  и резонансная частота  $\omega_{рез}$  определяются из дисперсионного уравнения

$$Z(\omega) - jZ_W(\omega) \operatorname{ctg} \left( \frac{k(\omega)l}{2} \right) = 0, \quad (3)$$

$$Z_W(\omega) = \sqrt{\frac{L}{C} \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_{отс}^2}}.$$

Так, если на концах реализован режим холостого хода  $Z(\omega) = \infty$ , то решением дисперсионного уравнения будет  $\omega_{рез} = \omega_{отс}$ ,  $k_2 = 0$ , и поле в линии будет однородно. Если импеданс нагрузки имеет индуктивный характер, то резонансная частота  $\omega_{рез} > \omega_{отс}$ ,



**Рис. 2.** Внешний вид девятилучевого резонатора  $K_a$ -диапазона с метаматериалом (а); распределение амплитуды продольной компоненты поля в центральном сечении резонатора (б) с учетом влияния каналов (сплошная линия) и без него (пунктир); в точках 1, 2, 3, соответствующих осям каналов, поля равны 11.18, 11.04, 11.18 соответственно.

корень уравнения (3)  $k_2$  действителен (см. рис. 1б), распределение напряжения вдоль линии описывается функцией  $\cos(k_2x)$ , спадающей от центра к краям. Этот случай аналогичен распределению поля в традиционных тороидальных резонаторах. Если же импеданс нагрузки имеет емкостный характер, то  $\omega_{\text{рез}} < \omega_{\text{отс}}$ , величина  $k_2$  мнимая, распределение напряжения вдоль линии описывается функцией  $\text{ch}(|k_2|x)$ , нарастающей к краям. В любом случае введение индуктивностей  $L_1$  приводит к понижению модуля волнового числа  $|k_2| < |k_1|$  (см. рис. 1б) и росту однородности поля.

### 3. РЕЗОНАТОР С МЕТАМАТЕРИАЛОМ ДЛЯ КЛИСТРОНА $K_a$ -ДИАПАЗОНА

В практических конструкциях резонаторов проще реализовать массив дискретных индуктивностей. Качественно это не изменит структуру поля по сравнению с рассмотренной выше непрерывной одномерной аналитической моделью. Поскольку частота отсечки  $\omega_{\text{отс}}$ , зависящая от  $L_1$ , должна находиться вблизи рабочей частоты, то согласно (2) для миллиметрового диапазона индуктивные вставки должны иметь небольшую индуктивность и могут быть реализованы в виде прямолинейных проводников. В качестве примера рассмотрим безвтулочный прямоугольный девятилучевый резонатор (рис. 2а), размер которого  $16 \times 16 \times 0.8$  мм. Период расположения лучей 3 мм, толщина индуктивных вставок составляет 0.5 мм. Здесь и далее резонатор моделировался численно решением задачи на собственные значения (с помощью решателя Eigenmode Solver). Частота основной моды составляет 37.74 ГГц. На рис. 2б показан профиль ам-

плитуды электрического поля основной моды в центральной плоскости с учетом влияния каналов и без него.

Очевидно, что, несмотря на большой размер области взаимодействия ( $0.75\lambda$ ), поля в различных каналах весьма близки. В рассмотренном примере импеданс взаимодействия в каналах  $\rho$  находится в диапазоне 2.92...2.99 Ом ( $\pm 1.2\%$ ). Отметим, что индуктивные вставки способствуют локализации электрического поля в области каналов, повышая импеданс взаимодействия  $\rho$ .

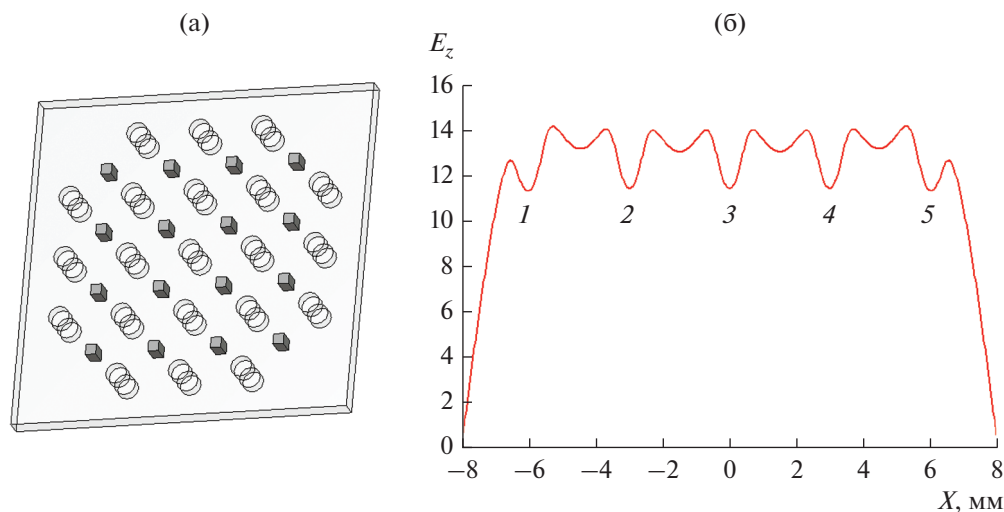
Ближайший высший тип колебаний находится на частоте 39.01 ГГц, разность частот 1.27 ГГц можно полагать достаточной для отсутствия возмущения поля основной моды.

Из рис. 2б видно, что имеются области значительной величины поля на периферии области метаматериала. Несколько пожертвовав однородностью поля в каналах, можно, не меняя размера резонатора, дополнительно разместить здесь еще 12 каналов – в области размером 12 мм ( $1.5\lambda$ ) (рис. 3).

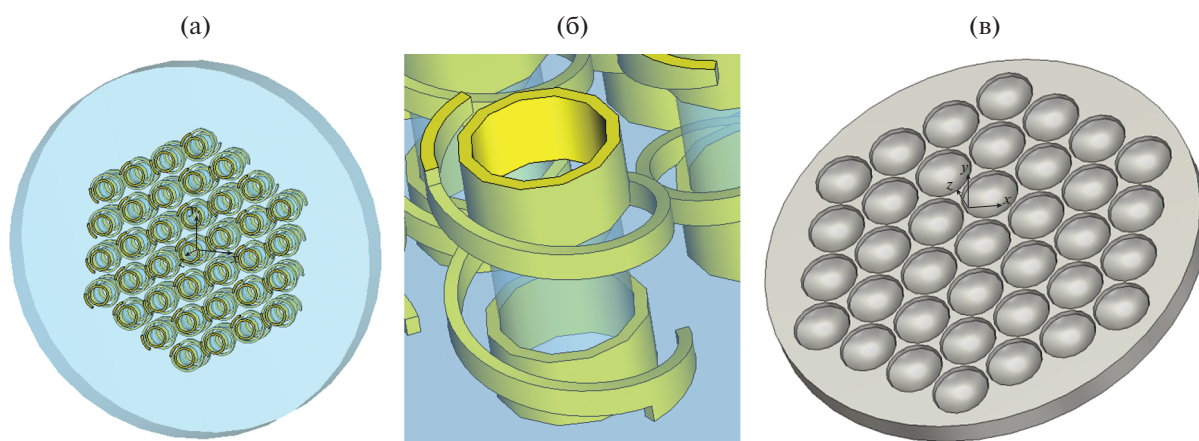
В этом случае импеданс взаимодействия в 13 каналах лежит в интервале 3.02...3.13 Ом ( $\pm 1.8\%$ ) и у восьми “угловых” каналов он падает до 2.74 Ом ( $-22\%$ ).

### 4. РЕЗОНАТОР С МЕТАМАТЕРИАЛОМ ДЛЯ КЛИСТРОНА S-ДИАПАЗОНА

Рассмотрим вариант построения резонатора с частотой 2.856 ГГц, широко используемой в клистронах для ускорителей электронов (рис. 4). Низкая рабочая частота требует использования вставок с большой индуктивностью, что в случае



**Рис. 3.** Внешний вид 21-лучевого резонатора  $K_a$ -диапазона (а); распределение амплитуды продольной компоненты поля в центральной плоскости резонатора (б); в точках 1–5, соответствующих осям каналов, поля находятся в интервале 11.37...11.47.



**Рис. 4.** Внешний вид 37-лучевого резонатора S-диапазона (а); область зазора частичного канала с втулкой и спиралью (б); многолучевой катод (в).

прямолинейных проводников приводит к недопустимо малой толщине проводников. Увеличенную индуктивность можно получить в спиральной конструкции, но размещение спиралей между каналами приводит к значительному увеличению диаметра области взаимодействия (и катода), а также к понижению импеданса взаимодействия. Предлагается использовать спирали, охватывающие каналы, что позволяет обеспечить значительную индуктивность при небольшом увеличении диаметра области взаимодействия. В качестве примера рассмотрим 37-лучевой резонатор (см. рис. 4а), в котором каналы образуют плотную гексагональную структуру. Диаметр каналов 7 мм, расстояние между центрами каналов 14 мм, диаметр частичных эмиттеров 13 мм. Таким образом, диаметр катода составляет 98 мм, а диаметр области взаимодействия 91 мм

( $0.87\lambda$ ). Каждый канал имеет индивидуальную индуктивность, охватывающую область пучка, и втулку, которая позволяет снизить поле в области спирали (см. рис. 4б). Сечение спирали  $0.7 \times 1.5$  мм делает возможным эффективный отвод тепла от нее на корпус прибора. Спираль может быть прецизионно изготовлена из ленты с помощью лазерной резки.

Распределение амплитуды электрического поля основной, рабочей моды в центральной плоскости (рис. 5, б) демонстрирует высокую однородность поля в каналах.

Импеданс взаимодействия в каналах находится в диапазоне 11.46...11.92 Ом. Ближайший нерабочий вид колебаний находится на частоте 3.11 ГГц. Отстройка составляет 243 МГц (8.5%), что является

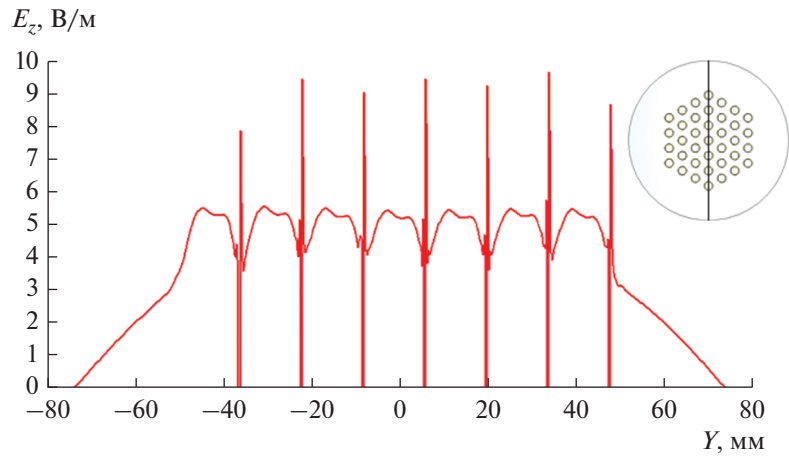


Рис. 5. Зависимость амплитуды продольной компоненты электрического поля от поперечной координаты  $Y$  вдоль диаметра резонатора (см. линию на вставке).

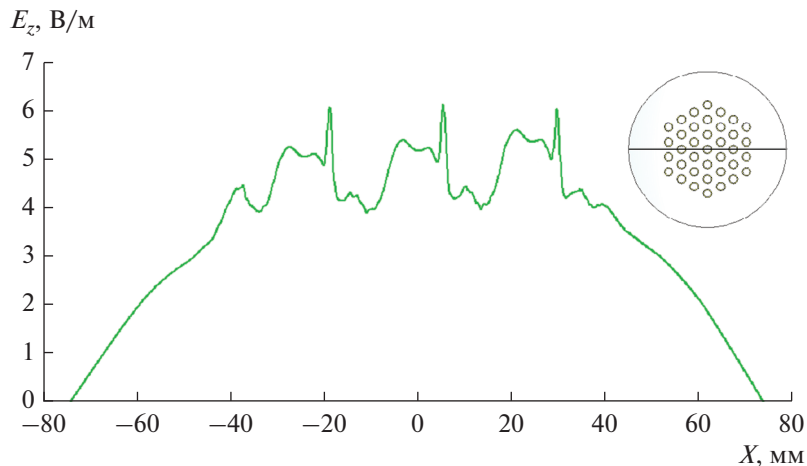


Рис. 6. Зависимость амплитуды продольной компоненты электрического поля от поперечной координаты  $X$  вдоль диаметра резонатора (см. линию на вставке).

приемлемым при узкой рабочей полосе частот  $\sim 0.2\%$ .

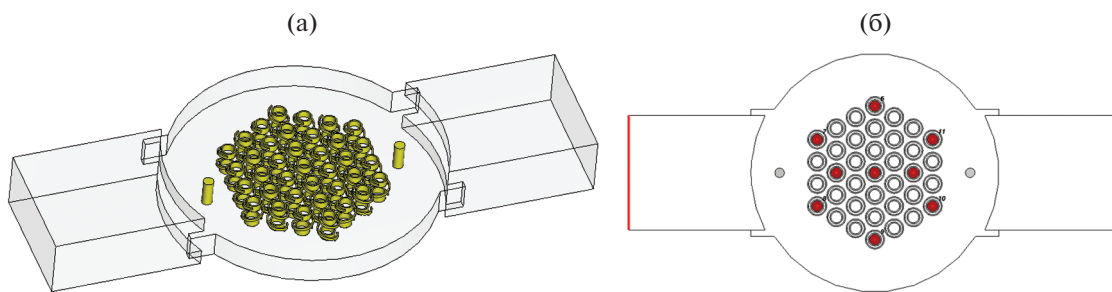
## 5. ВЫВОД ЭНЕРГИИ ИЗ ВЫХОДНОГО РЕЗОНАТОРА

Из-за большой проводимости многолучевого электронного потока сверхмощных клистронов приходится значительно понижать нагруженную добротность выходного резонатора  $Q_{\text{нагр}} \approx 25$ . Сильная связь с выходным трактом, как правило, приводит к искажению структуры поля рабочей моды, вариации полей, действующих на различные лучи, и понижению КПД и мощности. Отчасти эта трудность преодолевается использованием двух выходных волноводов. В данной работе для выравнивания поля по массиву лучей применены

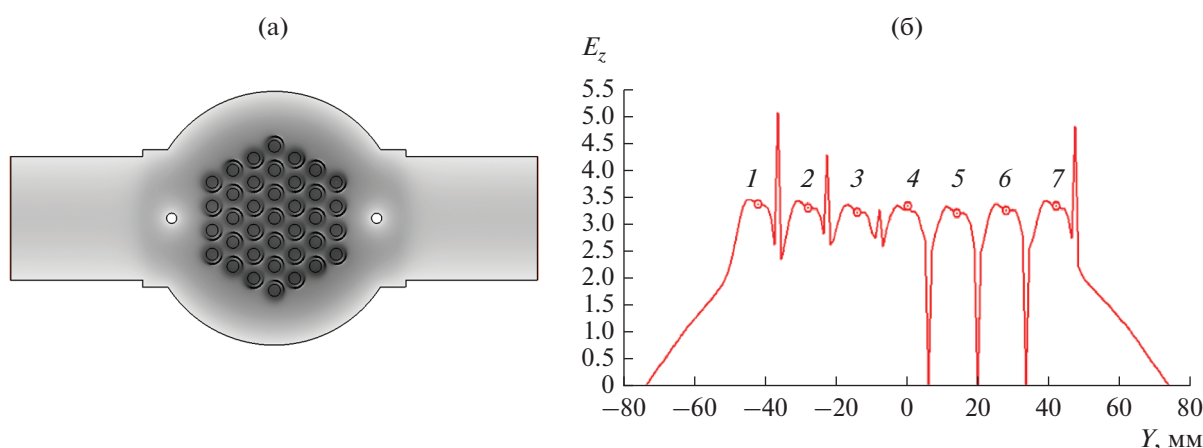
дополнительные, экранирующие штыри (рис. 7а). Для анализа однородности поля в выходном резонаторе в различные каналы модели введены деветь источников тока (рис. 7б) с равными фазами и амплитудами. Затем моделировалось распределение поля, создаваемого ансамблем токов, и ВЧ-напряжения, которые действуют на каждый из источников.

Распределение поля (рис. 8, 9) подтверждает возможность обеспечения отличной однородности поля при низкой нагруженной добротности резонатора.

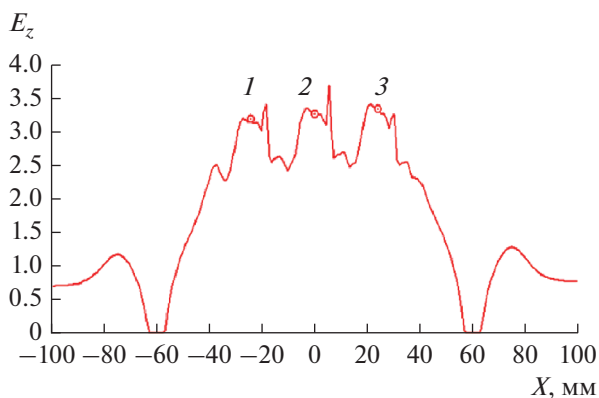
Амплитудно-частотные характеристики ВЧ-напряжений, которые “видят” различные источники тока (рис. 10), демонстрируют хорошую идентичность лучей и низкую нагруженную добротность резонатора  $Q_{\text{нагр}} \approx 23$ .



**Рис. 7.** Внешний вид выходного резонатора с дополнительными штырями и выводом энергии через два волновода (а) и расположение девяти источников тока (б), возбуждающих поле в резонаторе (указаны заливкой).



**Рис. 8.** Распределение поля в выходном резонаторе (а) и зависимость амплитуды продольной компоненты электрического поля в резонаторе от поперечной координаты  $Y$  вдоль диаметра резонатора (б) (см. вставку на рис. 5); в точках 1–7, соответствующих осям каналов, поля находятся в интервале 3.21...3.38.



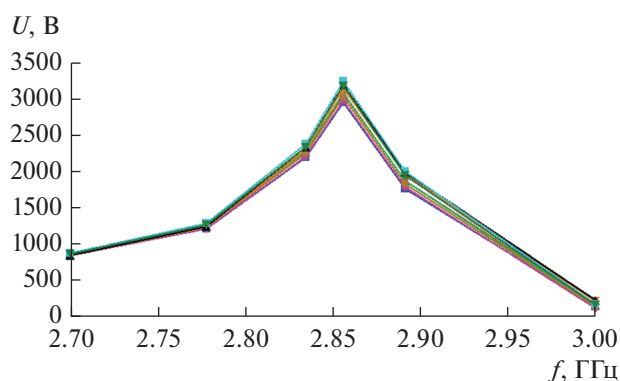
**Рис. 9.** Зависимость амплитуды продольной компоненты электрического поля в выходном резонаторе от поперечной координаты  $X$  вдоль диаметра резонатора (см. вставку на рис. 6).

На основе рассмотренных резонаторов был рассчитан клистрон с параметрами, приведенными в табл. 1.

Таким образом, при умеренном увеличении напряжения питания с 52 до 85 кВ и неизменном диаметре катода 98 мм возможно повышение мощности с 7 до 30 МВт за счет более полного использования площади катода и некоторого увеличения плотности токоотбора.

### 6. ТЕМПЕРАТУРНЫЙ РЕЖИМ ИНДУКТИВНЫХ ВСТАВОК

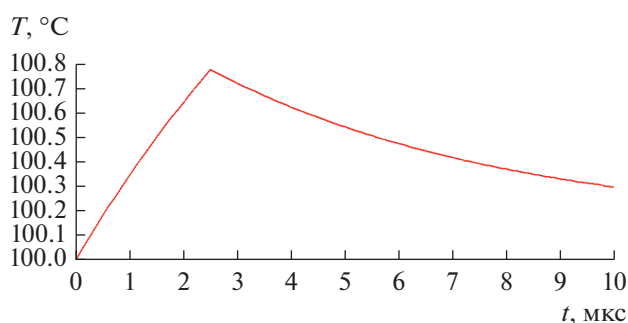
Как правило, клистроны для ускорителей работают с короткими импульсами ~1...2 мкс и высокой скважностью  $Q \sim 1000$ . Но учитывая высокую импульсную мощность прибора и большую амплитуду СВЧ-токов через индуктивности, анализ теплового режима вставок оказывается весьма важным. В данной работе проведен такой анализ, учитывающий реальное трехмерное распре-



**Рис. 10.** Амплитудно-частотная характеристика ВЧ-напряжений, действующих на источники тока в каналах (см. рис. 76).

деление СВЧ-токов в спиральных, который показал, что при максимальной выходной мощности разность средних температур между самой горячей точкой спирали и корпусом не превышает  $78^{\circ}\text{C}$ . Изменение температуры в течение импульса также оказывается весьма небольшим (рис. 11).

Отсюда можно заключить, что благодаря достаточному сечению медных спиралей и высокой теплопроводности они эффективно охлаждаются на корпус и их нагрев не представляет проблемы даже при средней мощности клистрона более 30 кВт.



**Рис. 11.** Зависимость температуры центра спирали от времени при длительности импульса 2.5 мкс.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ рассмотренных примеров резонаторов демонстрирует возможность применения метаматериала для значительного расширения области взаимодействия многолучевого клистрона и, следовательно, увеличения мощности (до 30 МВт в S-диапазоне) без увеличения напряжения питания. Количество лучей, ток прибора и мощность растут пропорционально квадрату радиуса области взаимодействия (и радиуса катода), что выгодно отличает эту конструкцию от кольцевых резонаторов, где число лучей пропорционально первой степени радиуса. В отличие от кольцевых резонаторов и резонаторов, работающих на высших видах колебаний (многоствольных), сохра-

**Таблица 1.** Сравнение характеристик клистрона-прототипа и расчетных параметров предлагаемой конструкции

Параметр	Прототип [4, 5]	Предлагаемый вариант
Мощность, МВт	6–7	30
Число лучей	40	37
Ток луча, А	4.75	19.83
Напряжение катода, кВ	52	85
Суммарный ток, А	190	734
Первеанс на луч, мкА/В <sup>3/2</sup>	0.40	0.80
Подводимая мощность, МВт	10	62
КПД, %	60	54
Диаметр канала, мм	7	7
Диаметр катода, мм	8.6	13
Плотность тока катода, А/см <sup>2</sup>	8.2	14.9

няется возможность расположить лучи вблизи общей оси магнитной системы и обеспечить малый уровень поперечных составляющих магнитного поля и высокое токопрохождение.

Использование метаматериала вполне согласуется с возможностями повышения КПД и мощности прибора путем применения резонаторов, настроенных на высшие гармоники.

Система индуктивных вставок необязательно должна быть периодической, так что в руках разработчика появляется гибкий инструмент управления распределением поля в пространстве взаимодействия.

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Caryotakis G.* // Proc. Int. Univ. Conf. "Electronics and Radiophysics of Ultra-High Frequencies". St. Petersburg. 24–28 May 1999. N.Y.: IEEE, 1999. P. 28.
2. *Caryotakis G.* // Abstr. Int. Vacuum Electronics Conf. Monterey 02–04 May 2000. N.Y.: IEEE, 2000. Article No. 847388.
3. *Scheitrum G., Caryotakis G., Phillips R. et al.* // IEEE Conf. Record – Abstr. 1996 IEEE Int. Conf. on Plasma Sci. Boston. 03–05 Jun. N.Y.: IEEE, 1996. P. 232.
4. *Фрейдювич И., Воробьев М.* // Электроника. НТБ. 1998. № 2. С. 9.
5. *Guzilov I.A., Maslennikov O.Y., Konnov A.V.* // 2013 IEEE 14 th Int. Vacuum Electronics Conf. (IVEC). Paris. 21–23 May. N.Y.: IEEE, 2013. Article No. 6571181.
6. *Юнаков А.Н., Пугнин В.И.* // Электрон. техника. Сер. 1. "СВЧ-техника". 2013. V. 519. № 4. P. 64.
7. *Банков С.Е.* Электромагнитные кристаллы. М.: Физматлит, 2010.
8. *Solytar L., Shamonina E.* Waves in Metamaterials. Oxford: Univ. Press Inc., 2009.
9. *Давидович М.В., Стефюк Ю.В., Шиловский П.А.* // ЖТФ. 2012. Т. 82. № 3. С. 7.
10. *Smirnov A., Newsham D., Yu D.* // Proc. 2003 Particle Accelerator Conf. 2003. Portland. 12–16 May. N.Y.: IEEE, 2003. V. 2. P. 1153.
11. *Smirnov A.V., Yu D.* // Proc. 2005 Particle Accelerator Conf. Knoxville. 16–20 May. N.Y.: IEEE, 2005. P. 3094.
12. *Tsarev V.A.* // Proc. 2018 Int. Conf. on Actual Problems of Electron Devices Engineering (APEDE-2018). Saratov. 27–28 Sept. N.Y.: IEEE, 2018. P. 449.



---

**К 85-ЛЕТИЮ  
Н.И. СИНИЦЫНА**

---

УДК 621.385.6

**ИССЛЕДОВАНИЕ И РАЗРАБОТКА ЛАМП БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ  
С ПЛАНАРНЫМИ МИКРОПОЛОСКОВЫМИ ЗАМЕДЛЯЮЩИМИ  
СИСТЕМАМИ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОДЛОЖКАХ**© 2022 г. Р. А. Торгашов<sup>a, b, \*</sup>, А. В. Стародубов<sup>a, b</sup>, А. Г. Рожнёв<sup>a, b</sup>, Н. М. Рыскин<sup>a, b</sup><sup>a</sup> Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019 Российская Федерация<sup>b</sup> Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,  
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012 Российская Федерация\*E-mail: [torgashovra@gmail.com](mailto:torgashovra@gmail.com)

Поступила в редакцию 12.04.2022 г.

После доработки 12.04.2022 г.

Принята к публикации 25.04.2022 г.

Приведены результаты разработки и исследования планарных микрополосковых замедляющих систем (ЗС) на диэлектрических подложках для миниатюрных низковольтных ламп бегущей волны (ЛБВ) *O*-типа субтерагерцевого диапазона. Исследованы основные электродинамические характеристики ЗС в форме меандровой линии различных частотных диапазонов (V, W, D). С помощью технологии на основе магнетронного напыления и лазерной абляции изготовлены макеты ЗС и проведено измерение их *S*-параметров. Проведено трехмерное моделирование электронно-волнового взаимодействия в ЛБВ *V*-диапазона. Показано, что при токе пучка 100 мА и напряжении 5 кВ коэффициент усиления может достигать 33 дБ, а мощность в режиме насыщения 23 Вт.

DOI: 10.31857/S0033849422100138

**ВВЕДЕНИЕ**

Одной из основных задач современной электроники является освоение коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн. Источники когерентного излучения этого диапазона являются весьма перспективными для применения в различных областях современной науки и техники. В частности, наибольшее применение такие устройства могут найти в системах беспроводной высокочастотной передачи данных нового поколения [1]. Особый интерес привлекают миниатюрные приборы вакуумной СВЧ-электроники: лампы бегущей волны (ЛБВ), лампы обратной волны, клистроны [2]. Современные системы передачи информации накладывают определенные требования к используемым генераторам и усилителям: высокие рабочие частоты, миниатюрность, низкие рабочие напряжения. Поэтому в последние годы большое развитие получили ЛБВ с планарными микрополосковыми замедляющими системами (ЗС) на диэлектрических подложках. Подобные ЗС обеспечивают высокие значения коэффициента замедления, что позволяет значительно снизить рабочие напряжения и, соответственно, способствует миниатюризации приборов. Также планарные ЗС являются пространственно-разви-

тыми и позволяют использовать ленточные электронные пучки с большой площадью поперечного сечения, при этом нет необходимости в отдельном формировании пролетного канала в таких структурах.

Планарные ЗС на диэлектрических подложках рассматривались еще в 1970 годы. В работе [3] сообщалось о разработке ЛБВ, которые демонстрировали в *S*-диапазоне (3.1...3.5 ГГц) коэффициент усиления 20 дБ и выходную мощность 2 кВт, а в *X*-диапазоне (9.5...10.5 ГГц) – коэффициент усиления 30 дБ, пиковую мощность 100 Вт и среднюю мощность 10 Вт. В 90-е годы были исследованы [4] планарные ЗС встречно-штыревого, лестничного и меандрового типов, в том числе для приборов миллиметрового диапазона.

В последние годы в связи с развитием освоения миллиметрового диапазона вновь вырос интерес к приборам с планарными ЗС. Подобные исследования проводятся как в России [5–10], так и в зарубежных странах [11–15]. В данной работе представлены основные результаты теоретических и экспериментальных исследований электродинамических параметров ЗС, а также обсуждаются результаты моделирования режимов усиления в ЛБВ с ленточным электронным пучком.

**Таблица 1.** Геометрические параметры ЗС для различных диапазонов

Параметр	V-диапазон (50...70 ГГц)	W-диапазон (75...110 ГГц)	D-диапазон (110...170 ГГц)
$d$ , мкм	200	130	87
$l$ , мкм	650	450	290
$w$ , мкм	50	32.5	21.75
$H$ , мкм	250	500	250
$W_b \times H_b$ , мкм <sup>2</sup>	650 × 100	450 × 75	290 × 50
$a \times b$ , мм <sup>2</sup>	1.8 × 1.8	2.4 × 1.2	1.6 × 0.8

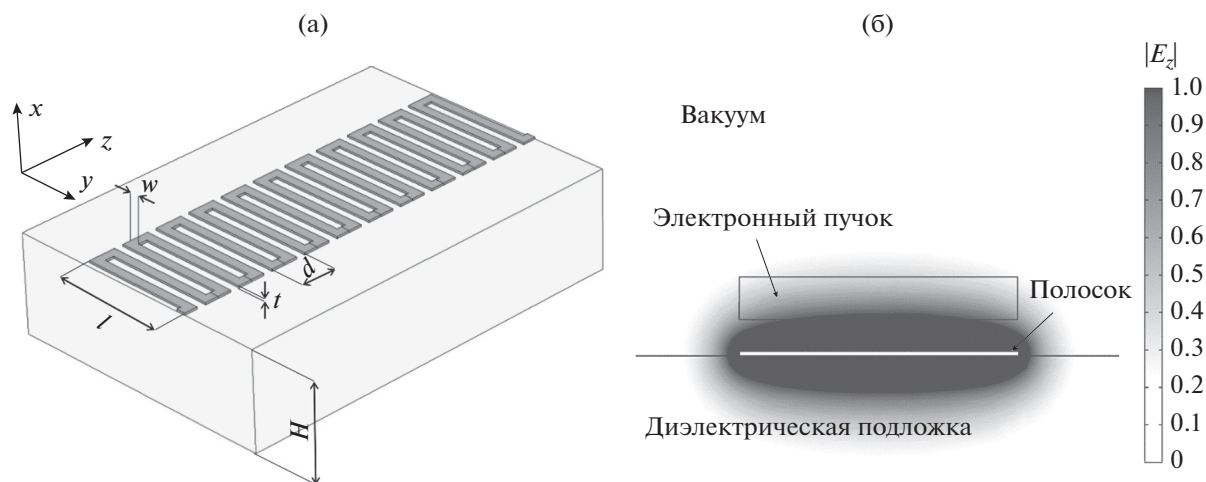
### 1. МИКРОПОЛОСКОВАЯ МЕАНДРОВАЯ ЗС ДЛЯ ЛБВ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

На рис. 1а схематически показана ЗС в виде микрополосковой меандровой линии на диэлектрической подложке. Предполагается, что структура размещена в прямоугольном металлическом волноводе с поперечными размерами  $a \times b$ , а ленточный электронный пучок с поперечным сечением  $W_b \times H_b$  распространяется на расстоянии  $h$  над поверхностью меандра. Подложка, на которую нанесен полосок, заполняет всю ширину волновода. В качестве материала подложки выбирался кварц с относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 3.75$ .

Были разработаны конструкции ЗС V-, W- и D-диапазонов частот. Размеры ЗС приведены в табл. 1.

Для расчета параметров ЗС использовался универсальный конечно-элементный пакет COMSOL Multiphysics. При расчетах дисперсии и сопротивления связи ЗС рассматривался один период структуры, при этом на плоскостях, перпендикулярных оси  $z$  и отстоящих друг от друга на один период, ставились граничные условия Фло-

ке. На остальных металлических поверхностях ставились либо граничные условия идеально проводящей поверхности, либо граничные условия Леонтовича. В первом случае потери в системе рассчитывались по теории возмущений, во втором случае непосредственно вычислялись комплексные частоты собственных типов колебаний в объеме одного периода и по значениям мнимых частей находился коэффициент пространственного затухания волны при ее распространении вдоль системы. Для всех систем значения затухания, рассчитанные вторым способом, превосходили значения, найденные с использованием теории возмущений. Так, для ЗС V-диапазона расчеты с импедансными граничными условиями показали изменение коэффициента затухания от 0.13 до 0.27 дБ/период при изменении частоты от 50 до 70 ГГц, тогда как по теории возмущений затухание менялось от 0.08 до 0.16 дБ/период. Большая разница между данными, полученными различными методиками, показывает, что к расчету этого параметра для микрополосковых структур малой толщины необходимо подходить с особой тщательностью. Можно также оценить затухание в ЗС, рассчитав S-параметры в системе без пучка



**Рис. 1.** Схема микрополосковой меандровой ЗС (а) и поперечное распределение амплитуды  $z$ -компоненты синхронной пространственной гармоники основной моды на частоте 62 ГГц (б).

с помощью какого-либо другого программного пакета, например, CST Studio Suite. Такое сопоставление показало, что более адекватными представляются результаты, полученные с использованием импедансных граничных условий. Однако определение потерь по расчетам S-параметров дает несколько завышенные значения влияния устройств ввода–вывода.

На рис. 1б приведен пример поперечного распределения  $z$ -компоненты электрического поля прямой пространственной гармоники, синхронной с электронным пучком. Электрическое поле сосредоточено между поперечными полосами меандра и по мере удаления от меандра его напряженность быстро уменьшается. Поэтому чем больше расстояние между пучком и ЗС, тем слабее его взаимодействие с волной.

Результаты расчета основных электродинамических параметров ЗС для ЗС V-диапазона (50...70 ГГц) представлены на рис. 2. На рис. 2а показана дисперсионная диаграмма, т.е. зависимость частоты от фазового сдвига на период структуры  $\varphi$ . Так как в рассматриваемой системе существует скользящая плоскость симметрии (сдвиг структуры на  $d/2$  вдоль оси и последующее отражение в плоскости  $yz$  переводит ее в саму себя), то существуют две ветви дисперсионной характеристики основной моды, которые пересекаются в точке, соответствующей сдвигу фазы  $\varphi = \pi$  [7–10]. Как показывают расчеты [8], сопротивление связи для обратной пространственной гармоники на несколько порядков меньше, чем для прямой, поэтому данную ЗС предпочтительно использовать в ЛБВ-усилителе.

Также на рис. 2а представлена дисперсия незамедленной объемной волны. Размеры ЗС были модифицированы по сравнению с [8] таким образом, чтобы частота отсечки объемной моды (72 ГГц) располагалась за пределами рабочей полосы частот.

Как отмечалось во Введении, одним из главных достоинств меандровой ЗС является возможность получения больших значений коэффициента замедления  $n = c/v_\varphi$ , где  $c$  – скорость света в вакууме,  $v_\varphi$  – фазовая скорость замедленной волны. На рис. 2б приведена зависимость этой величины от частоты (кривая 1), из которой видно, что замедление в V-диапазоне может достигать величин 6...8, т.е. в ЛБВ с такой ЗС обеспечиваются относительно низкие рабочие напряжения 3.5...6.5 кВ.

Также рис. 2б приведена частотная зависимость усредненного по сечению пучка сопротивления связи рабочей (нулевой) пространственной гармоники прямой моды. В этих расчетах расстояние от диэлектрической подложки до нижней границы пучка выбрано  $h = 50$  мкм. Приведенные результаты показывают, что конструкция ЗС обеспечивает высокие значения сопротивления связи в рабочем диапазоне частот.

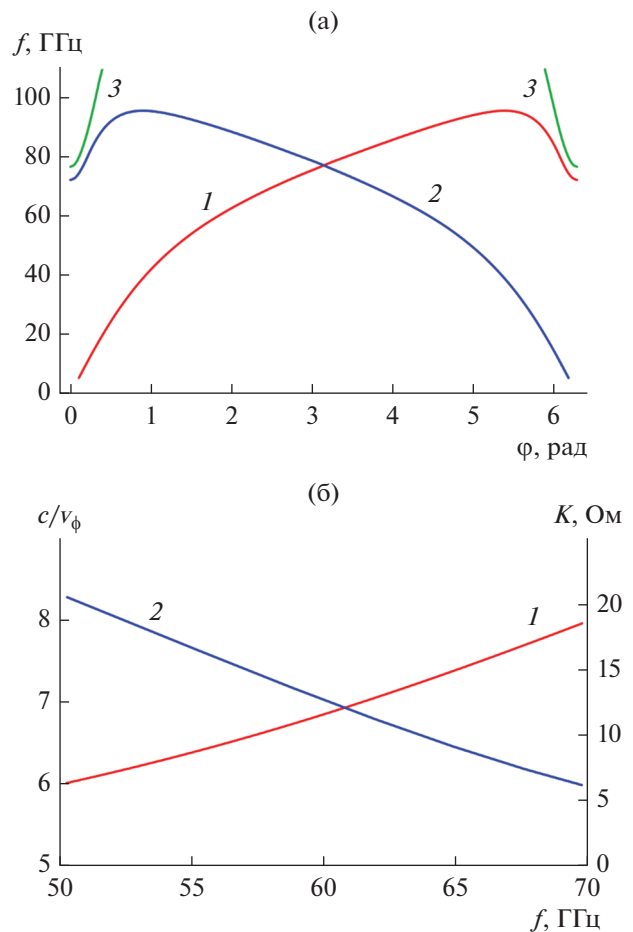


Рис. 2. Электродинамические параметры меандровой ЗС V-диапазона: а – дисперсионная характеристика прямой (1) и обратной (2) замедленной поверхностной волны, а также объемной незамедленной волны (3), б – коэффициент замедления (1) и усредненное сопротивление связи (2) прямой волны.

Аналогичные результаты были получены для меандровых микрополосковых ЗС в более высокочастотных W- и D-диапазонах (рис. 3 и 4). Также изучалось влияние толщины металлического полоска, образующего меандр. На рис. 4 приведены серия кривых, которая отвечает изменению толщины от 2.5 до 10 мкм. При увеличении толщины поле все меньше сосредоточено в подложке, что приводит к уменьшению коэффициента замедления (рис. 4а) и увеличению сопротивления связи (рис. 4б).

## 2. ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

Для изготовления микрополосковых ЗС была разработана оригинальная технология, основанная на магнетронном напылении и лазерной абляции [8–10] (подробнее см. [16]). Основными достоинствами данной технологии являются высокая скорость (полный цикл изготовления может

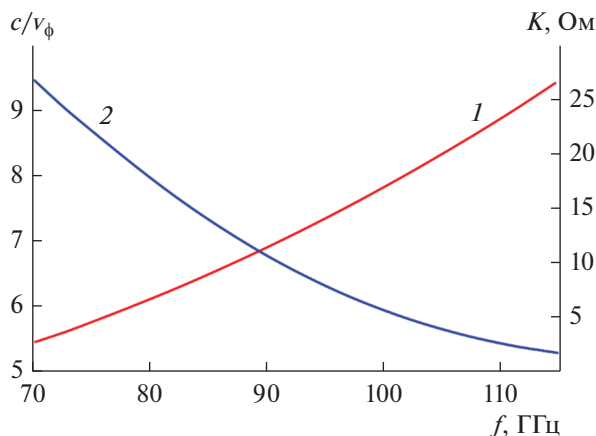


Рис. 3. Зависимости коэффициента замедления (1) и сопротивления связи (2) от частоты для ЗС W-диапазона.

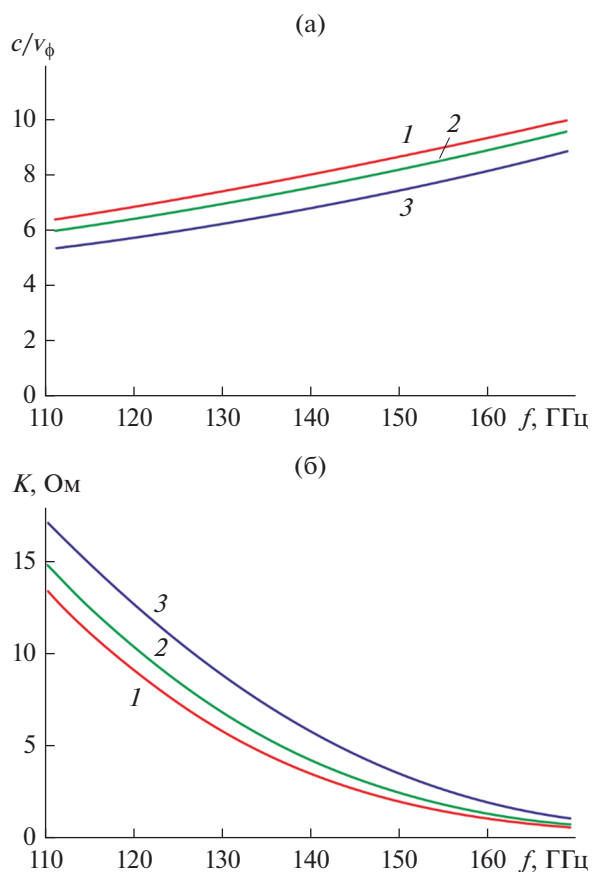


Рис. 4. Зависимости коэффициента замедления (а) и сопротивления связи (б) от частоты для ЗС D-диапазона при различной толщине полоска: 2.5 (1), 5 (2), 10 мкм (3).

занимать менее одного рабочего дня), гибкость, т.е. возможность быстрого внесения изменений в геометрию структуры, а также низкая стоимость по сравнению с технологией фотолитографии,

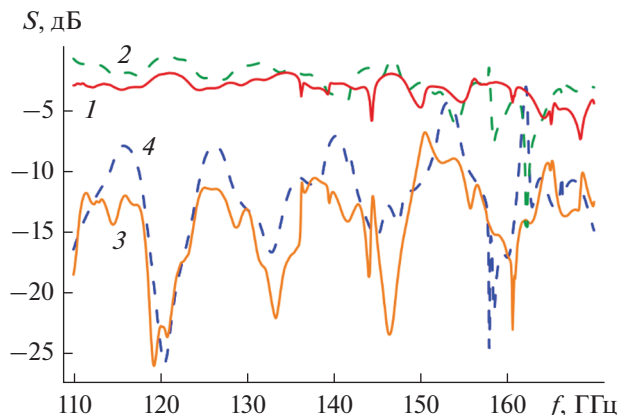


Рис. 5. Экспериментальные (1, 3) и рассчитанные (2, 4) зависимости коэффициента прохождения  $S_{12}$  (1, 2) и коэффициента отражения  $S_{11}$  (3, 4) от частоты для ЗС D-диапазона.

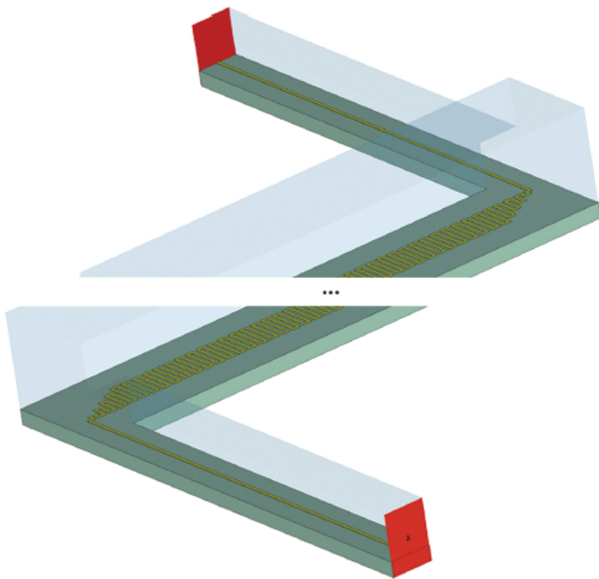
которая часто используется для изготовления планарных ЗС.

С помощью разработанной технологии были изготовлены макеты ЗС V-, W- и D-диапазонов и проведены холодные измерения их потерь на отражение и передачу [8–10]. Измерения проводили с помощью экспериментальной установки на основе векторного анализатора цепей. Изготовленный образец помещали в прямоугольный волновод стандартного сечения, после чего производили измерения S-параметров системы. Предварительно для каждого измерения производилась полная двухпортовая калибровка типа TRL (trough reflect line). Измерения в V-диапазоне проводили с использованием установки анализатора цепей PNA N5227A (Keysight Technologies). Для измерений в W-диапазоне использовали анализатор цепей ZVA40 (Rohde & Schwarz), а в D-диапазоне – ZVA-Z110 (Rohde & Schwarz).

На рис. 5 приведены зависимости коэффициента прохождения  $S_{12}$  и коэффициента отражения  $S_{11}$  для ЗС D-диапазона. Структура содержала 50 периодов меандра, т.е. ее длина составила примерно 4.35 мм. В рабочем диапазоне (110...140 ГГц) потери на прохождение составляют примерно 7 дБ/см, а потери на отражение не превышают 10 дБ. Экспериментальные результаты достаточно хорошо согласуются с численными при соответствующем выборе эффективной проводимости металла  $\sigma = 2.75 \times 10^7$  С/м.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Трехмерное численное моделирование процессов электронно-волнового взаимодействия в ЛБВ V-диапазона было проведено с помощью па-

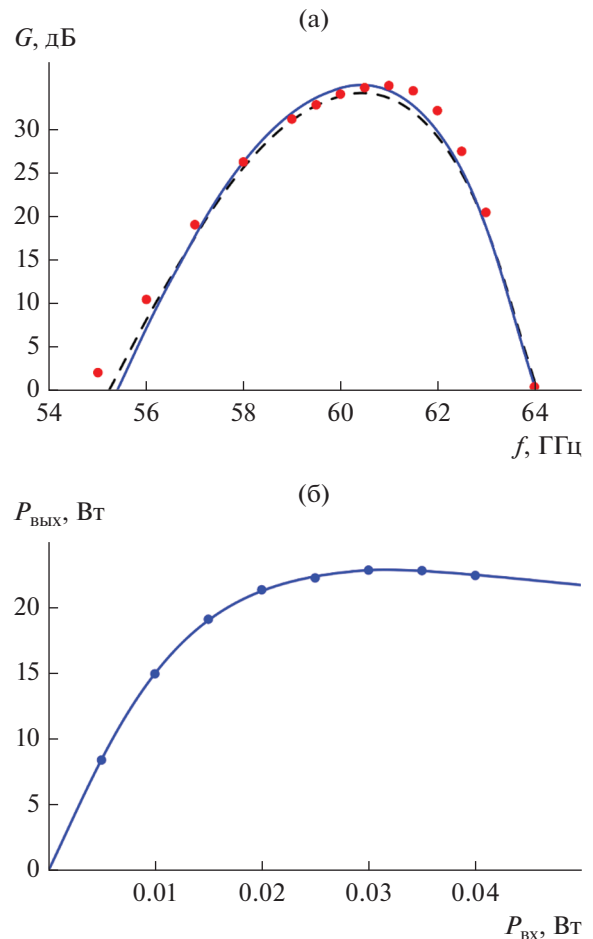


**Рис. 6.** Схематическое изображение полноразмерной ЗС с согласующими устройствами ввода-вывода на концах.

кета CST Studio Suite, который использует метод частиц в ячейке (PIC).

По сравнению с [8] конструкция ЗС была модифицирована: уменьшены толщина подложки и ширина волновода, чтобы исключить преобразование входного сигнала в объемную незамедленную волну. Также была разработана схема согласующих устройств ввода-вывода, которые представляют собой два участка длиной 5 периодов ЗС на концах (рис. 6) с шириной меандровой линии  $l$ , меняющейся по линейному закону. Участки согласования связаны с перпендикулярно направленной микрополосковой линией, через которую осуществляется подача входного сигнала. Регулярная часть структуры состоит из 125 периодов меандра. В расчетах эффективная проводимость меди принималась равной  $\sigma = 2.25 \times 10^7$  С/м, что учитывает шероховатость поверхности. Разработанная система согласования обеспечивает уровень КСВ, не превышающий 1.3 в рабочем диапазоне частот. Однако на частотах выше 72 ГГц становится существенным преобразование входного сигнала в незамедленную объемную моду.

При моделировании считалось, что в пространство взаимодействия инжектируется моноразмерный прямолинейный электронный пучок с током 100 мА и напряжением 5 кВ; размеры поперечного сечения пучка приведены в табл. 1. Плотность тока составляет 154 А/см<sup>2</sup>. Такие интенсивные пучки обычно формируются электронно-оптическими системами с компрессией. Электронная пушка, формирующая ленточный пучок с подобными параметрами, была разработана и экспериментально реализована в [17]. Вопрос



**Рис. 7.** Результаты 3D PIC-моделирования электронно-волнового взаимодействия в ЛБВ V-диапазона с планарной меандровой ЗС: а — зависимости коэффициента усиления от частоты, полученные в результате PIC-моделирования (кружки) и расчетов по одномерной линейной (сплошная линия) и нелинейной (штриховая линия) теории; б — зависимость выходной мощности от входной на частоте 62 ГГц.

о влиянии реальной структуры многоскоростного пучка на процессы электронно-волнового взаимодействия несомненно важен и будет являться целью дальнейших исследований.

Пучок фокусируется однородным магнитным полем 0.8 Тл, что обеспечивает транспортировку без оседания на поверхность металлического полоска и диэлектрической подложки.

Проведенные расчеты показали, что в режиме малого входного сигнала коэффициент усиления может достигать 33 дБ, а полоса усиления по уровню  $-3$  дБ составляет 2.8 ГГц. На рис. 7а представлена зависимость коэффициента усиления от частоты, рассчитанная при входной мощности 5 мВт. Отметим, что PIC-моделирование достаточно хорошо согласуется с результатами расчетов по традиционной одномерной линейной и нелинейной теории ЛБВ [18, 19]. При этом мак-

симальный коэффициент усиления, полученный с помощью РИС-моделирования, оказывается несколько выше. Это объясняется пульсациями пучка, в результате чего часть электронов проходит ближе к поверхности ЗС, где локальные значения амплитуды поля более высокие.

На рис. 76 приведены зависимости выходной мощности от входной на частоте 62 ГГц. Максимальная выходная мощность около 23 Вт достигается при входной мощности 30...40 мВт. Мощность электронно-волнового взаимодействия при этом составляет 46.2 Вт, что соответствует электронному КПД 9.3%. Не вызывает сомнений, что дальнейшая оптимизация конструкции ЗС, в которой используется многосекционная структура с изменяющимся замедлением, позволит значительно повысить выходную мощность и КПД.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены результаты теоретического и экспериментального исследования планарных ЗС типа меандр на диэлектрической подложке для миниатюрных низковольтных ЛБВ V-, W- и D-диапазонов. С использованием программного пакета COMSOL Multiphysics были проведены расчеты электродинамических параметров ЗС, которые показывают, что для таких систем характерными являются высокие значения сопротивления связи (до 20 Ом) и низкие значения рабочих напряжений пучка (3.5...6.5 кВ).

Для изготовленных образцов проведено экспериментальное исследование S-параметров. Полученные результаты хорошо согласуются с результатами численного моделирования, что свидетельствует о хорошем качестве изготовления таких структур с использованием разработанной технологии. Например, для изготовленных структур D-диапазона в рабочем диапазоне потери на прохождение составляют примерно 7 дБ/см, а потери на отражение не превышают 10 дБ.

Разработана система согласующих устройств ввода–вывода для ЗС V-диапазона, которая позволяет обеспечить уровень КСВ не превышающий 1.3.

Проведено трехмерное численное моделирование электронно-волнового взаимодействия в ЛБВ V-диапазона. Полученные результаты показывают, что при токе пучка 100 мА и напряжении 5 кВ коэффициент усиления превышает 30 дБ, а выходная мощность может достигать 23 Вт при электронном КПД в 9.3%. Дальнейшее улучшение выходных характеристик возможно с использованием секционирования ЛБВ и оптимизации геометрии ЗС.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-57-12001).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Paoloni C.* // IEEE Commun. Magazine. 2021. V. 59. № 5. P. 102.  
<https://doi.org/10.1109/MCOM.001.2000326>
2. *Григорьев А.Д.* // Актуальные проблемы электронного приборостроения: 13-я Международная науч.-тех. конф. Саратов, СГТУ, 2018. Т. 1. С. 5.  
<https://doi.org/10.1109/APEDE.2018.8542172>
3. *Potter B.R., Scott A.W., Tancredi J.J.* // 1973 Intern. Electron Devices Meet. 1973. P. 521.  
<https://doi.org/10.1109/IEDM.1973.188775>
4. *Гуляев Ю.В., Жбанов А.И., Захарченко Ю.Ф. и др.* // РЭ. 1994. Т. 39. № 12. С. 2049.
5. *Богомолова Е.А., Галдецкий А.В., Духновский М.П. и др.* // Радиотехника. 2019. Т. 83. № 7. С. 72.  
[https://doi.org/10.18127/j00338486-201907\(10\)-12](https://doi.org/10.18127/j00338486-201907(10)-12)
6. *Бенедик А.И., Рожнёв А.Г., Рыскин Н.М. и др.* // Радиотехника. 2016. № 7. С. 47.
7. *Торгашов Р.А., Бенедик А.И., Рыскин Н.М.* // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2018. Т. 25. № 5. С. 35.  
<https://doi.org/10.18500/0869-6632-2017-25-5-35-46>
8. *Ryskin N.M., Rozhnev A.G., Starodubov A.V. et al.* // IEEE Electron Device Lett. 2018. V. 39. № 5. P. 757.  
<https://doi.org/10.1109/LED.2018.2821770>
9. *Торгашов Р.А., Рыскин Н.М., Рожнев А.Г. и др.* // ЖТФ. 2020. Т. 20. № 4. С. 686.  
<https://doi.org/10.21883/JTF.2020.04.49096.294-19>
10. *Ryskin N.M., Torgashov R.A., Starodubov A.V. et al.* // J. Vacuum Sci. Technol. B. 2021. V. 22. № 1. 013204.  
<https://doi.org/10.1116/6.0000716>
11. *Sumathy M., Augustin D., Datta S. K. et al.* // IEEE Trans. 2013. V. ED-60. № 5. P. 1769.  
<https://doi.org/10.1109/TED.2013.2252179>
12. *Ulisse G., Krozer V.* // IEEE Electron Device Lett. 2017. V. 38. № 1. P. 126.  
<https://doi.org/10.1109/LED.2016.2627602>
13. *Socuéllamos J.M., Dionisio R., Letizia R., Paoloni C.* // IEEE Trans. 2021. V. MTT-69. № 4. P. 2148.  
<https://doi.org/10.1109/MTT.2021.3054913>
14. *Sengele S., Jiang H., Booske J.H. et al.* // IEEE Trans. 2009. V. ED-56. № 5. P. 730.  
<https://doi.org/10.1109/TED.2009.2015416>
15. *Wang S., Aditya S., Xia X. et al.* // IEEE Trans. 2018. V. ED-65. № 6. P. 2142.  
<https://doi.org/10.1109/TED.2018.2798575>
16. *Стародубов А.В., Ножкин Д.А., Расулов И.И. и др.* // РЭ. 2022. Т. 67. № 10. С.
17. *Navrotsky I.A., Burtsev A.A., Emelyanov V.V. et al.* // IEEE Trans. 2021. V. ED-68. № 2. P. 798.  
<https://doi.org/10.1109/TED.2020.3041425>
18. *Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А.* Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973.
19. *Кац А.М., Ильина Е.М., Манькин И.А.* Нелинейные явления в СВЧ приборах О-типа с длительным взаимодействием. М.: Сов. радио, 1975.

---

**К 85-ЛЕТИЮ  
Н.И. СИНИЦЫНА**

---

УДК 621.385.632.1

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫХОДНОГО ДВУХАЗОРНОГО РЕЗОНАТОРА  
ТРЕХСТВОЛЬНОГО ДВУХПОЛОСНОГО МНОГОЛУЧЕВОГО  
КЛИСТРОНА Ku-ДИАПАЗОНА**© 2022 г. В. А. Царев<sup>a, b, \*</sup>, А. П. Онищенко<sup>a, b</sup><sup>a</sup> Акционерное общество “Научно-производственное предприятие “Алмаз”,  
ул. им. Панфилова И.В., 1, Саратов, 410033 Российская Федерация<sup>b</sup> Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.,  
ул. Политехническая, 77, Саратов, 410054 Российская Федерация

\*E-mail: tsarev\_va@mail.ru

Поступила в редакцию 13.04.2022 г.

После доработки 13.04.2022 г.

Принята к публикации 25.04.2022 г.

Приведены результаты трехмерного моделирования двухазорного выходного резонатора трехствольного многолучевого клистрона. Коаксиальный вывод энергии имеет простую конструкцию и позволяет добиться одновременного вывода СВЧ-энергии на двух частотах Ku-диапазона, одна из которых находится в начале диапазона и соответствует противофазному ( $\pi$ ) виду колебаний двойного бессеточного зазора, а вторая, соответствующая синфазному ( $2\pi$ ) виду, – в его конце. Показано, что применение спроектированного резонатора в трехствольной конструкции 57-лучевого клистрона, с общим числом лучей  $N = 57$ , позволяет при работе на синфазном виде колебаний получить в полосе усиления 100 МГц уровень непрерывной выходной мощности около 3 кВт при ускоряющем напряжении 5.4 кВ и плотности тока в одном луче 35 А/см<sup>2</sup>. Показано, что самовозбуждение резонатора клистрона на противофазном виде колебаний отсутствует. Это достигается благодаря наличию в гибридной конструкции выходного резонатора метаматериала, а также в результате оптимального выбора параметров двойных зазоров, исключающего появление областей взаимодействия с отрицательной зоной относительной электронной проводимости. Продемонстрирована возможность перестройки (в пределах 12%) частоты синфазного вида колебаний при помощи вводимых в объем резонатора продольных ребер.

DOI: 10.31857/S003384942210014X

**1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ**

Мощные многолучевые клистроны (МЛК) в настоящее время находят широкое применение в качестве выходных каскадов усиления передатчиков радиолокационных станций (РЛС) [1–3].

При работе в коротковолновой части сантиметрового диапазона длин волн МЛК должны обладать следующим комплексом параметров: низким ускоряющим напряжением (не более 5...7 кВ), сравнительно высоким уровнем выходной мощности (более 1 кВт) и малой плотностью тока (не более 35 А/см<sup>2</sup>), отбираемого с парциального катода [4].

Для некоторых приложений (например, для двухчастотной радиолокации) важным является вывод в нагрузку СВЧ-мощности одновременно на двух частотах [5]. Это особенно актуально для создания системы двухканальной морской системы спутниковой связи, использующей единую антенную платформу [6].

Всем перечисленным требованиям можно удовлетворить, если перейти от обычной однопучковой схемы построения МЛК к схеме многопучковых МЛК, в которых общий электронный поток состоит из нескольких пространственно-разнесенных друг от друга многолучевых пучков, взаимодействующих с СВЧ-полями общей пространственно-развитой резонансной системы. Такие клистроны принято называть многоствольными (МСК) [7].

Переход к схеме МСК, содержащей одноазорные резонаторы, сопровождается пропорциональным уменьшением характеристического сопротивления этих резонаторов и ухудшением его выходных параметров и характеристик. В этом случае в конструкции МСК целесообразно использование многоазорных резонаторов, работающих одновременно на нескольких резонансных модах [8].

Однако эти резонаторы являются сложными многочастотными системами. Особенности их работы в многомодовом режиме взаимодействия в настоящее время детально не исследованы. Для уменьшения или устранения влияния нежелательных высших видов колебаний в таких резонансных системах требуется использование нетрадиционных технических решений.

В данной работе представлены результаты численного трехмерного моделирования выходного двухзазорного резонатора трехствольного клистрона, позволяющего осуществлять одновременный вывод СВЧ-энергии в двух полосах с центральными частотами  $f_1 = 12.4$  ГГц и  $f_2 = 18$  ГГц, что делает такой прибор перспективным для применения в двухчастотных радиолокаторах Ku-диапазона, а также в системах двухканальной спутниковой связи.

## 2. РЕЖИМ РАБОТЫ УСИЛИТЕЛЯ

На основе анализа имеющихся аналогов и перспективных областей применения клистрона были выбраны следующие исходные данные для его проектирования, которые определяют условия достижения наибольшей эффективности взаимодействия на высшем рабочем виде колебаний:

- рабочая частота высшего рабочего вида колебаний  $f_2 = 18$  ГГц,
- число стволов  $n = 3$ ;
- число лучей в одном стволе  $N = 19$ ;
- плотность тока в одном луче  $J_{01} \leq 35$  А/см<sup>2</sup>;
- ускоряющее напряжение  $U_0 = 5.4$  кВ;
- виды колебаний в двойном бессеточном зазоре: на частоте  $f_1$  – противофазный, а на частоте  $f_2$  – синфазный.

Будем исходить из условия получения высокой эффективности взаимодействия при работе на частоте  $f_2$ , соответствующей синфазному виду колебаний. Для этого выберем величину приведенного радиуса пролетного канала  $\gamma_2 a = 0.8$  и зададим оптимальное значение угла пролета электронов между центрами зазоров  $\varphi_2 = 2\pi$ . Кроме того, зададим отношение длины одного зазора к радиусу  $d/a = 2$  и будем считать отношение радиуса пучка к радиусу пролетного канала, равным  $b/a = 0.6$ . Для вычисления остальных геометрических параметров двойного зазора используем известные формулы [9]:

$$\gamma_2 a = \frac{2\pi f_2 a}{v_0}, \quad \varphi_2 = \frac{2\pi f_2 (l+d)}{v_0}, \quad (1)$$

где  $a$  – радиус пролетного канала,  $l$  – длина центральной пролетной трубы;  $d$  – длина одного зазора;

$\gamma_2 = 2\pi f_2 / v_0$  – радиальная постоянная распространения электронного пучка;  $v_0 = 5.932 \times 10^5 \sqrt{U_0}$  – скорость электронов.

Тогда из формулы (1) можно определить радиус одного пролетного канала  $a = 0.3$  мм, а также найти остальные размеры: двойного зазора  $d = 0.6$  мм,  $l = 1.82$  мм.

Для дальнейших расчетов параметров многолучевого клистрона используем известное из литературы источников [10] оценочное выражение, связывающее подводимую мощность  $P_0$ , кВт, с геометрией пролетной трубы, плотностью тока на катоде  $J_{\text{кат}}$ , А/см<sup>2</sup>, длиной волны  $\lambda$ , см и величиной ускоряющего напряжения  $U_0$ , кВ:

$$P_0 = J_{\text{кат}} K_{\text{пкк}} K_{\text{экан}} \left(\frac{\pi}{4}\right) (K_{\text{тр}} \lambda)^2 U_0, \quad (2)$$

где  $K_{\text{пкк}}$  – отношение площади парциального катода к площади поперечного сечения парциального пролетного канала;  $K_{\text{экан}}$  – коэффициент заполнения трубы пролетными каналами;  $K_{\text{тр}}$  – коэффициент, связывающий диаметр пролетной трубы  $D_{\text{тр}}$  и рабочую длину волны  $\lambda = 2\pi c/\omega$ .

Эти расчеты проводили исходя из следующих значений параметров:  $U_0 = 5.4$  кВ,  $K_{\text{пкк}} = 1$ ;  $K_{\text{экан}} = 0.5$ ;  $K_{\text{тр}} = 0.5$ ;  $\lambda = 1.67$  см. В результате расчетов по формуле (2) была определена величина подводимой мощности  $P_0 = 10.35$  кВт; полный ток  $I_0 = 1.92$  А; ток одного луча  $I_{01} = 0.034$  А; плотность тока в одном луче  $J_{01} = 33.4$  А/см<sup>2</sup>.

В мощных многолучевых клистронах, работающих в коротковолновой части сантиметрового диапазона, плотность тока на парциальном катоде обычно не превышает 35 А/см<sup>2</sup>, поэтому найденное значение  $J_{01}$  можно считать вполне приемлемым. Таким образом, основные электрические параметры прибора и геометрические размеры пространства взаимодействия полностью определены.

## 3. КОНСТРУКЦИЯ ВЫХОДНОЙ ДВУХЧАСТОТНОЙ РЕЗОНАНСНОЙ СИСТЕМЫ

Для уменьшения или устранения влияния нежелательных высших видов колебаний целесообразно использование нетрадиционных технических решений. Одним из таких технических решений, реализованных в исследуемой конструкции выходной резонансной системы, показанной на рис. 1 и рис. 2, является введение метаматериала [11] в цилиндрический корпус резонатора  $I$ . Этот корпус ограничен в продольном направлении двумя боковыми крышками 2, 3. В исследуемом резонаторе метаматериалом служит двумерная (2D) периодическая структура, состоящая из двух



разномасштабных групп металлических стержней, закрепленных на боковых крышках [12]. Причем в первой группе опорные боковые стержни 4 одинаково удалены в радиальном направлении от центрального опорного стержня 5. Стержни 6 во второй группе имеют меньший диаметр, по сравнению со стержнями первой группы. Они расположены в вершинах шести правильных шестигранников, отстоящих в азимутальном направлении друг от друга на 60° и находящихся на равном расстоянии от боковых поверхностей опорных боковых стержней. Стержни второй группы предназначены для ограничения области распространения в объеме резонатора электромагнитных полей нежелательных высших мод колебаний.

Другим способом управления частотами этих мод является введение в цилиндрический корпус резонатора разделительных стенок 7 (ребер), превращающих пространство взаимодействия в виде ряда радиально расположенных секторных резонаторов [13]. Эти ребра с одной стороны имеют своей опорой три боковых опорных стержня, отстоящих в радиальном направлении друг от друга на 120°.

Остальные три боковых опорных стержня служат для закрепления на них полуволновых резонансных элементов. В состав этих элементов входят отрезки симметричных полосковых линий 8, а также шесть боковых 9 и три центральные пролетные трубы 10 с соосными каналами 11 для пролета электронных пучков. Между внутренними торцами этих пролетных труб образуется двойной ВЧ-зазор. Пролетные каналы в каждом из трех стволов имеют плотную упаковку в пределах поперечного сечения каждой пролетной трубы.

Такая конструктивная особенность позволяет внутри общего гибридного резонатора, настроенного на частоту  $f_2$ , соответствующую основной  $2\pi$ -моду сигнала, разместить еще один “встроенный” трехполосковый резонатор, настроенный на частоту  $f_1$ , соответствующую основной  $\pi$ -моду ТЕМ-вида колебаний (рис. 2а). В конструкции выходного резонатора используется коаксиальный вывод энергии (рис. 2б), представляющий собой отрезок коаксиальной линии с плоской перегородкой 12, имеющей три щели связи 13, расположенных между центральным 14 и внешним 15 проводниками на равном расстоянии. Диаметры проводников коаксиальной линии выбраны из условия согласования с нагрузкой, имеющей волновое сопротивление 50 Ом. Настройка частоты  $2\pi$ -вида производилась за счет изменения длины продольных ребер  $S$ .

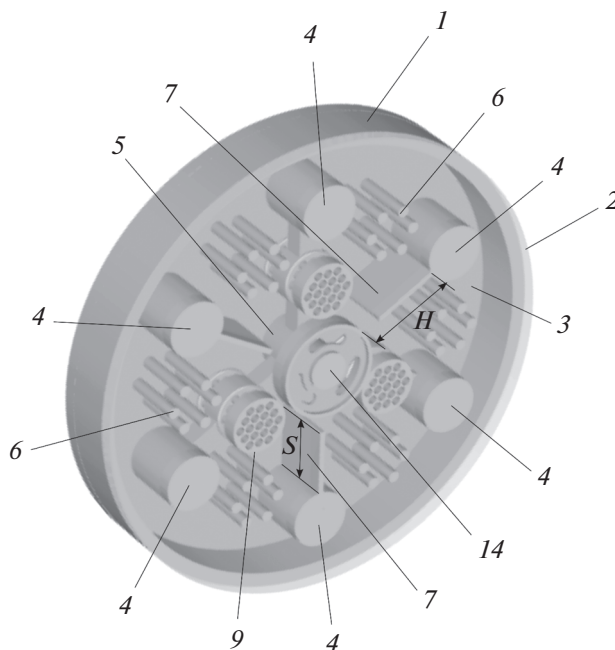


Рис. 1. Конструкция резонатора: 1 – цилиндрический корпус; 2, 3 – боковые крышки резонатора; 4 – боковые опорные стержни; 5 – центральный опорный стержень; 6 – металлические стержни; 7 – радиальные перегородки (ребра); 9 – боковые пролетные трубы; 14 – центральный проводник коаксиального вывода энергии.

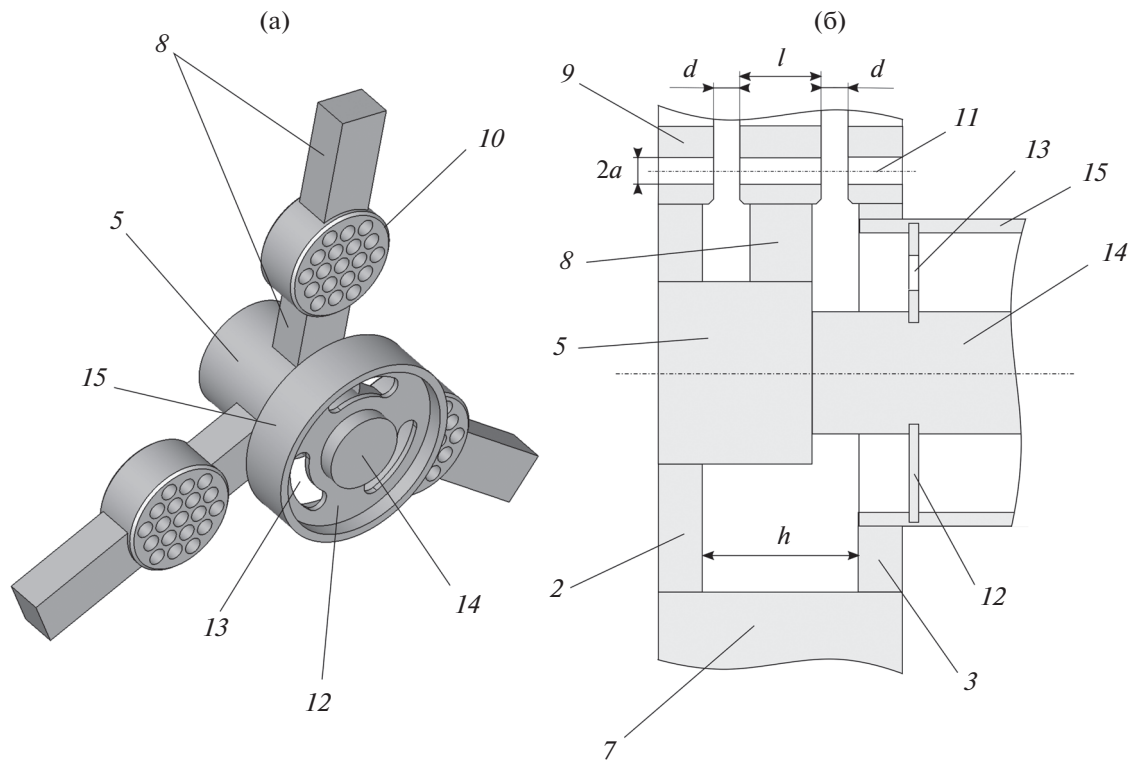
#### 4. РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Основным инструментом для исследования являлась программа трехмерного моделирования CST MICROWAVE STUDIO. По найденным с ее помощью распределениям электромагнитного поля в исследуемом резонаторе был определен для каждой моды комплекс электродинамических и электронных параметров: коэффициенты эффективности взаимодействия  $M_n$ , нормированные активные проводимости  $G_{en}/G_0$ ; резонансные частоты  $f_n$ ; характеристические сопротивления  $\rho_n$  и собственные добротности  $Q_{0n}$ . Для вычисления этих параметров использовались следующие уравнения [10]:

$$M_n = \sqrt{\frac{I_0^2(\gamma_n b) - I_1^2(\gamma_n b)}{I_0^2(\gamma_n a)}} \frac{\left| \int_0^h E_{z(r=a)} \exp(j\beta_{en} z) dz \right|}{\int_0^h |E_{z(r=a)}| dz}, \quad (3)$$

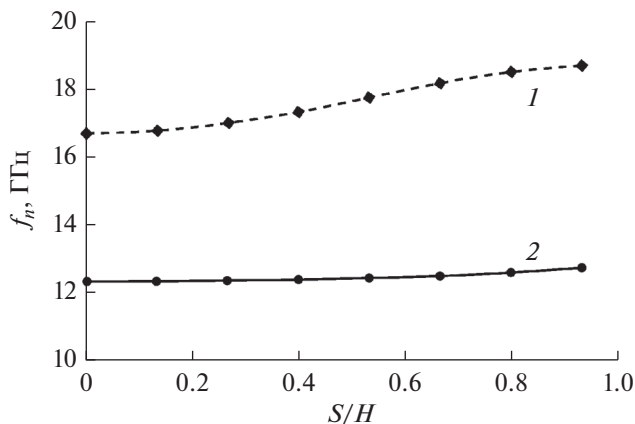
$$\frac{G_{en}}{G_0} = -\frac{\beta_{en}}{4} \frac{\partial |M_n|^2}{\partial \beta_{en}}, \quad (4)$$

$$\rho_n = \frac{\left( \int_0^h |E_z(z)| dz \right)^2}{2\omega_n W_{зап}}, \quad (5)$$



**Рис. 2.** Конструкция резонатора: 2, 3 – боковые крышки резонатора; 5 – центральный опорный стержень; 7 – радиальные перегородки (ребра); 8 – отрезки симметричных полосковых линий; 9 – боковые пролетные трубы; 10 – центральные пролетные трубы; 11 – пролетные каналы; 12 – плоская перегородка; 13 – шели связи; 14 – центральный проводник коаксиального вывода энергии; 15 – внешний проводник коаксиального вывода энергии.

где  $n = 1, 2$  – номер моды;  $I_0, I_1$  – модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядков;  $h = 2d + l$  – полная длина двойного зазора;  $\overline{E_z}(z)$  – усредненная по радиусу пучка функция распределения продольного электрического поля;  $E_{z(r=a)}(z)$  – функция распределения продольного электрического поля на краю пролетного канала;  $W_{\text{зап}}$  – запасенная энергия в резонаторе.



**Рис. 3.** Зависимости частот  $\pi$ - (1) и  $2\pi$ -вида (2) колебаний от длины продольных ребер.

Собственная добротность резонатора  $Q_{0n}$  рассчитывалась методом численного интегрирования по формуле:

$$Q_{0n} = \frac{\omega_n W_{\text{зап}}}{P_v + P_s}, \tag{6}$$

где  $P_v = \pi f_n \epsilon_0 \epsilon_r \text{tg} \delta \int_v |E|^2 dv$  – потери в объеме диэлектрика,  $\epsilon_r$  – относительная диэлектрическая проницаемость,  $\text{tg} \delta$  – тангенс угла диэлектрических потерь,

$$P_s = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi \mu f_n}{\sigma}} \int_s |H_{\text{тан}}|^2 ds$$

– поверхностные потери,  $\mu$  – магнитная проницаемость металла стенки,  $\sigma$  – удельная проводимость металла стенки,  $H_{\text{тан}}$  – тангенциальная составляющая напряженности магнитного поля.

На рис. 3 приведена зависимость частот  $\pi$ - и  $2\pi$ -вида от относительной длины продольных ребер ( $S/H$ ). Представленные зависимости позволяют сделать вывод, что изменением глубины введения продольных ребер в объем резонатора можно добиться изменения частоты колебаний  $2\pi$ -вида, не затрагивая частоту колебаний на  $\pi$ -виде. Ширина диапазона настройки около 12%. При настройке

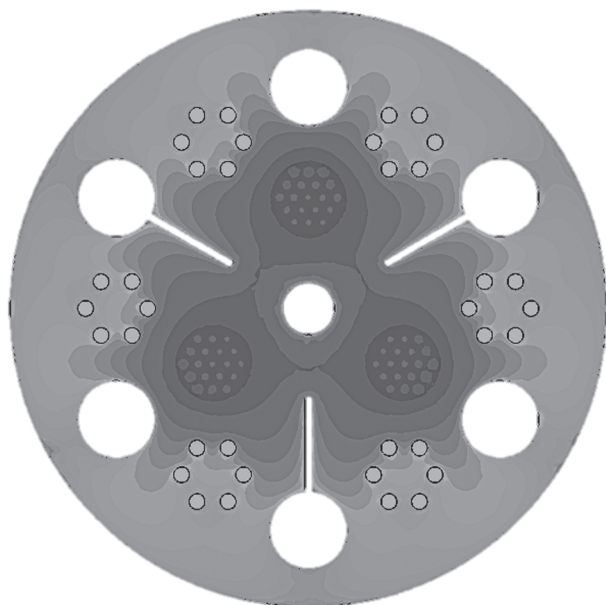


Рис. 4. Распределение поля 2π-вида в поперечном сечении второго зазора исследуемого резонатора.

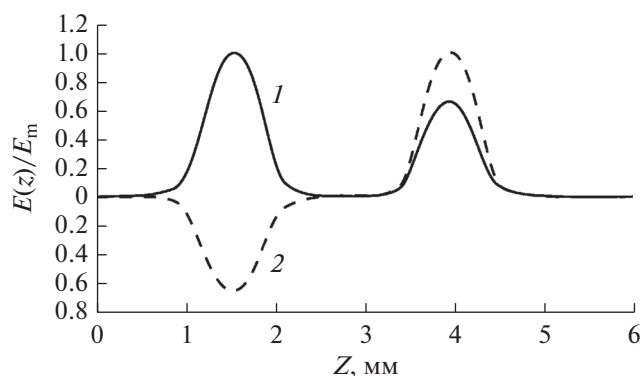
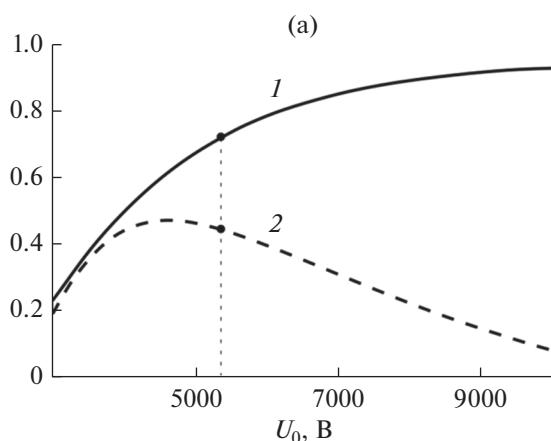


Рис. 5. Распределение напряженности электрического поля вдоль центра пролетного канала: 1 – 2π-вид; 2 – π-вид.



резонатора для работы на частотах с соотношением  $f_2/f_1 = 1.44$  относительная длина продольных ребер  $S/H \approx 0.66$ . Картина электрических полей в поперечном сечении резонатора, соответствующем области выходных ВЧ-зазоров для этого случая показана на рис. 4, функции распределения продольной составляющей электрического поля приведены на рис. 5.

Эффективное характеристическое сопротивление найдено как

$$\rho_{en} = \rho_n |M_n|^2. \quad (7)$$

Зависимости коэффициента взаимодействия  $M_n$  и относительной электронной проводимости  $G_{en}/G_0$  от ускоряющего напряжения приведены на рис. 6. Показано, что относительная электронная проводимость при работе на обеих частотах при выбранном напряжении  $U_0 = 5.4$  кВ имеет положительную величину, что позволяет сделать вывод об отсутствии самовозбуждения резонатора при работе клистрона в режиме усилителя.

Полученные зависимости эффективного характеристического сопротивления  $\rho_{en}$  для  $n = 1$  ( $\pi$ ) и  $n = 2$  ( $2\pi$ ) видов колебаний в центральном пролетном канале верхнего ствола в зависимости от относительной длины ребер  $S/H$  приведены на рис. 7.

Для проведения оценки эффективности процесса отбора энергии одновременно на двух частотах примем для определенности величину внешней добротности одинаковой для нижней и верхней полос усиления  $Q_{вн} = 200$ . Тогда, учитывая, что  $Q_{01} = 1208$ ,  $Q_{02} = 1756$ ,  $\rho_{e1} = \rho_{e2} = 16.5$  Ом, можно найти величины нагруженной добротности резонатора  $Q_{н1}$ ,  $Q_{н2}$ , ширину полос усиления  $\Delta f_1$ ,  $\Delta f_2$ , а также величины контурного КПД  $\eta_{к1}$ ,  $\eta_{к2}$  по известным формулам [10]:

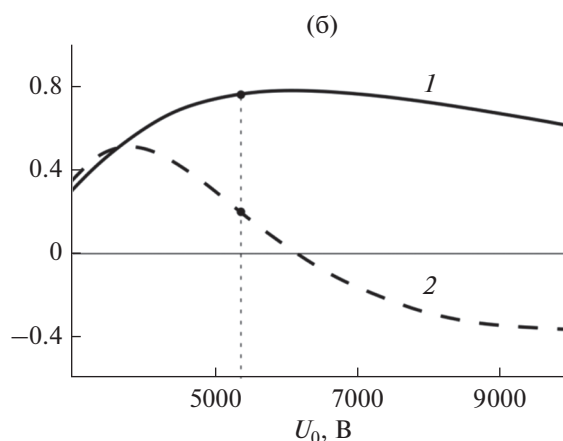


Рис. 6. Зависимости  $M_n$  (кривая 1) и  $G_{en}/G_0$  (кривая 2) от ускоряющего напряжения  $U_0$ : а) –  $\pi$ -вид, б) –  $2\pi$ -вид; вертикальной чертой отмечено выбранное ускоряющее напряжение.

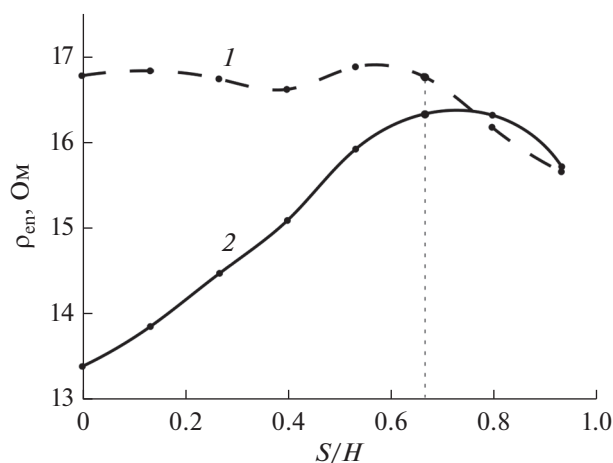


Рис. 7. Зависимость эффективного сопротивления  $\rho_{\text{эф}}$  от  $S/H$ : на  $\pi$ -виде (кривая 1) и  $2\pi$ -виде (кривая 2).

1) при работе на частоте  $f_1$  –

$$Q_{\text{н1}} = \frac{Q_{\text{вн}} Q_{01}}{Q_{01} + Q_{\text{вн}}} = \frac{1208 \times 200}{1208 + 200} = 172,$$

$$\Delta f_1 = \frac{f_1}{Q_{\text{н1}}} = \frac{1.24 \times 10^4}{172} = 72 \text{ МГц},$$

$$\eta_{\text{к1}} = \frac{Q_{01}}{Q_{01} + Q_{\text{вн}}} = \frac{1208}{1208 + 200} = 0.86.$$

2) при работе на частоте  $f_2$  –

$$Q_{\text{н2}} = \frac{Q_{\text{вн}} Q_{02}}{Q_{02} + Q_{\text{вн}}} = \frac{200 \times 1756}{1756 + 200} = 180,$$

$$\Delta f_2 = \frac{f_2}{Q_{\text{н2}}} = \frac{1.8 \times 10^4}{180} = 100 \text{ МГц},$$

$$\eta_{\text{к2}} = \frac{Q_{02}}{Q_{02} + Q_{\text{вн}}} = \frac{1756}{1756 + 200} = 0.89.$$

Проведенные выше расчеты позволили определить оценочные величины выходной мощности клистрона с исследуемым резонатором при возбуждении его на частоте  $f_2$ :

$$P_{\text{вых}} = I_0 U_0 \eta_{\text{эл}} \eta_{\text{к}} = 1.92 \times 5400 \times 0.35 \times 0.89 = 3230 \text{ Вт}.$$

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что исследованный двухзазорный многолучевой выходной резонатор можно использовать в трехствольном многолучевом клистроне для высокоэффективного вывода энергии одновременно на двух частотах Ку-диапазона. Наиболее широкую полосу усиления (около 100 МГц) можно получить при работе на синфазном виде колебаний.

Установлено, что на выбранных частотах (12.4 и 18 ГГц), соответствующих  $\pi$ - и  $2\pi$ -виду колебаний двойного ВЧ-зазора, самовозбуждение резонатора отсутствует. Это достигнуто благодаря наличию в резонаторе метаматериала и в результате оптималь-

ного выбора параметров двойных зазоров, исключая появление областей взаимодействия с отрицательной зоной относительной электронной проводимости.

Показана возможность независимой перестройки частоты колебаний  $2\pi$ -вида в полосе с шириной около 12% при помощи вводимых в объем резонатора продольных ребер.

Определено, что за счет многоствольной конструкции клистрона, с общим числом лучей  $N = 57$ , можно в Ку-диапазоне длин волн получать выходную мощность около 3.2 кВт при ускоряющем напряжении не более 6 кВ и плотности тока в одном луче, не более  $35 \text{ А/см}^2$ .

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борисов Л.М., Гельвич Э.А., Жарый Е.В. и др. // Электрон. техника. Сер. 1. СВЧ-техника. 1993. Вып. 1(455). С. 12.
2. Ding Y., Shen B., Shi S., Cao J. // IEEE Trans. 2005. V. ED-52. № 5. P. 889.
3. Фрейдович И.А., Балабанов А.К., Акимов П.И. // Матер. III Всерос. науч.-техн. конф. "Электроника и микроэлектроника СВЧ". Санкт-Петербург, 2014. С. 25.
4. Сеницын Н.И., Захарченко Ю.Ф., Гуляев Ю.В. // Журн. радиоэлектроники. 2009. № 10. <http://jre.cplire.ru/jre/oct09/4/text.pdf>
5. Sangster A.J., Grant J. // Int. J. Electron. 2013. V. 100. № 6. P. 793. <https://doi.org/10.1080/00207217.2012.720954>
6. Акиншин Р.Н., Быстров Р.П., Кузнецов Е.В. и др. // Успехи совр. радиоэлектроники. 2005. № 10. С. 24.
7. Kravtsov I.A., Rusakov S.V., Touv A.A., Shifman R.G. // 15th Int. Crimean Conf. Microwave & Telecommunication Technol. Sevastopol. 12–16 Sept. 2005. N.Y.: IEEE, 2005. V. 1. P. 199. <https://doi.org/10.1109/CRMICO.2005.1564869>
8. Царев В.А. // Матер. 10-й юбил. междунар. науч.-техн. конф. "Актуальные проблемы электронного приборостроения АПЭП-2012". Саратов, 19–20 сентября 2012. С. 104.
9. Пугнин В.И. // Радиотехника. 2000. № 2. С. 43.
10. Хайков А.З. Клистронные усилители. М.: Связь, 1974.
11. Smirnov A.V., Yu D. // Proc. 2005 Particle Accelerator Conf. Knoxville. 16–20 May. N.Y.: IEEE, 2005. P. 3094. <https://doi.org/10.1109/PAC.2005.1591375>
12. Tsarev V.A. // Proc. 2018 Int. Conf. on Actual Problems of Electron Devices Engineering (APEDE-2018). Saratov. 27–28 Sept. N.Y.: IEEE, 2018. P. 449. <https://doi.org/10.1109/APEDE.2018.8542362>
13. Царев В.А., Мучкаев В.Ю. Широкополосный многолучевой клистрон. Патент РФ № 2436181. Опубл. Офиц. бюл. "Изобретения. Полезные модели" № 34 от 10.12.2011.
14. Caryotakis G. High Power Klystrons: Theory and Practice at the Stanford Linear Accelerator Center. Pt. 1. Theory and Design. Tech. Rep. SLAC PUB 10620. M., 2005, Menlo Park: SLAC, 2005. 138 p. <https://inspirehep.net/files/db23faa11f1b2d4f9fd74d9526c19916>.

---

**К 85-ЛЕТИЮ  
Н.И. СИНИЦЫНА**

---

УДК 530.182,537.86

**МЕТОДИКА ВЫДЕЛЕНИЯ КАРДИОИНТЕРВАЛОГРАММЫ  
ИЗ СИГНАЛА ФОТОПЛЕТИЗМОГРАММЫ ДЛЯ ОЦЕНКИ  
СУММАРНОГО ПРОЦЕНТА ФАЗОВОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ КОНТУРОВ  
ВЕГЕТАТИВНОЙ РЕГУЛЯЦИИ КРОВООБРАЩЕНИЯ**

© 2022 г. А. В. Курбако<sup>a, \*</sup>, В. В. Сказкина<sup>a</sup>, Е. И. Боровкова<sup>a</sup>, А. Р. Киселев<sup>b, c, d</sup>,  
В. И. Пономаренко<sup>a</sup>, М. Д. Прохоров<sup>a</sup>, В. И. Гриднев<sup>a, c</sup>, А. С. Караваев<sup>a, e</sup>, А. В. Кулигин<sup>c</sup>,  
Н. С. Красикова<sup>c</sup>, С. А. Миронов<sup>c</sup>, Б. П. Безручко<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019 Российская Федерация

<sup>b</sup> Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,  
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012 Российская Федерация

<sup>c</sup> Саратовский государственный медицинский университет им. В.И. Разумовского,  
ул. Большая Казачья, 112, Саратов, 410012 Российская Федерация

<sup>d</sup> Национальный медицинский исследовательский центр терапии и профилактической медицины,  
Петроверигский пер., 10, стр. 3, Москва, 101990 Российская Федерация

<sup>e</sup> Университет “Иннополис”,  
ул. Университетская, 1, Иннополис, Республика Татарстан, 420500 Российская Федерация

\*E-mail: kurbako.sasha@mail.ru

Поступила в редакцию 31.03.2022 г.

После доработки 31.03.2022 г.

Принята к публикации 25.04.2022 г.

Проведено сопоставление четырех методик выделения последовательности интервалов между сердечными сокращениями из сигнала фотоплетизмограммы для оценки суммарного процента фазовой синхронизации контуров вегетативной регуляции кровообращения, рассчитанных на работу в реальном времени. В ходе анализа экспериментального ансамбля записей здоровых испытуемых выбраны оптимальные параметры для используемых подходов. Проведено сравнение кардиоинтервалограмм, полученных из сигналов фотоплетизмограмм, с кардиоинтервалограммами, выделенными из одновременно зарегистрированных сигналов электрокардиограммы в ходе анализа фазовой синхронизации между фазами выделенных сигналов в низкочастотном диапазоне (0.04–0.15 Гц), который отражает активность элементов вегетативного контроля кровообращения. Продемонстрирована работоспособность используемых подходов в ходе анализа суммарного процента фазовой синхронизации контуров вегетативной регуляции сердечно-сосудистой системы по сигналу фотоплетизмограммы для групп здоровых людей и пациентов во время болезни COVID-19.

DOI: 10.31857/S0033849422100084

**ВВЕДЕНИЕ**

Организм человека – сложная нелинейная система высокой размерности. Регуляция работы его элементов обеспечивается согласованной работой множества контуров нервной и гуморальной регуляции. Гибкая подстройка работы сердечно-сосудистой системы под текущие потребности организма обеспечивается как гуморальными факторами, так и двойной иннервацией от симпатической и парасимпатической ветвей вегетативной нервной системы при участии различных колебательных процессов, отражающих активность подсистем

вегетативной регуляции, активно взаимодействующих друг с другом [1].

Для контроля состояния организма возможна и важна количественная оценка особенностей индивидуальной и коллективной динамики подсистем нервной регуляции с помощью анализа низкочастотных спектральных составляющих в сигналах сердечно-сосудистой системы [2–4].

Синхронизация 0.1 Гц колебаний в ритме сердца и периферическом кровообращении является важной физиологической особенностью организма человека, позволяющая ему адаптироваться и саморегулироваться [5]. Степень этой

синхронизации указывает на функциональное состояние сердечно-сосудистой системы (ССС): у пациентов контуры вегетативной регуляции частоты сердечных сокращений и тонуса артериальных сосудов демонстрируют более редкие эпохи синхронизации по сравнению со здоровыми людьми, что может указывать на частичное функциональное разобщение механизмов вегетативной регуляции кровообращения [6].

Ранее был предложен новый показатель оценки степени синхронизованности 0.1 Гц колебаний, ориентированный на анализ нестационарных сигналов биологической природы – суммарный процент фазовой синхронизации  $S$  [7]. С помощью разработанного индекса были получены новые фундаментальные сведения о внутреннем устройстве и особенностях взаимодействия вегетативной регуляции ССС человека [3, 8], а также показана его практическая важность для решения задач диагностики и персонализированной терапии патологий кровообращения [4, 9, 10].

Для массового внедрения анализа суммарного процента фазовой синхронизации необходима разработка аппаратно-программных систем и методов, позволяющих анализировать сигналы ССС в реальном времени. В наших предыдущих исследованиях был получен ряд результатов в данном направлении [11–13]. Важным шагом при создании компактных массовых и эргономичных диагностических устройств является переход от анализа синхронизации по паре одновременно регистрируемых сигналов: электрокардиограммы (ЭКГ) и фотоплетизмограммы (ФПГ) к оценке  $S$  по унивариантному сигналу ФПГ. Принципиальная возможность этого была показана нами ранее [14], однако систематических исследований с сопоставлением различных способов выделения из ФПГ информации о динамике сердечного ритма и выбором значений свободных параметров таких подходов не осуществлялось.

В данной работе предложенный нами ранее подход сопоставлен с тремя новыми методиками. В ходе сравнения кардиоинтервалограмм, выделенных из ЭКГ и ФПГ, зарегистрированных у здоровых испытуемых и пациентов, страдающих COVID-19, уточнены параметры методик и сделан выбор в пользу наиболее чувствительной.

## 1. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ

Были рассмотрены полученные экспериментально 25 одновременных записей ЭКГ (I стандартное отведение) и ФПГ (дистальная фаланга безымянного пальца левой руки) здоровых добровольцев без выявленных патологий ССС (13 мужчин  $21.2 \pm 3.1$  лет, 12 женщин  $20.9 \pm 2.2$  лет) и пациентов с COVID-19, находящихся на стацио-

нарном лечении, не нуждающихся в кислородной поддержке и без выявленных легочных осложнений (12 мужчин  $49.4 \pm 11.6$  лет, 9 женщин  $51.0 \pm 12.5$  лет). Регистрация всех записей осуществлялась сертифицированным электроэнцефалографом-анализатором ЭЭГА-21/26 “Энцефалан-131-03” фирмы “Медиком” Частота дискретизации составляла 250 Гц/канал, полоса пропускания аналогового тракта 0.016...70 Гц. Длительность записей составляла 120 мин. Для анализа выбирали пятиминутные участки записей, не содержащие артефактов и участков аритмий.

Рассматриваемые в данной работе методики в конечном счете ориентированы на анализ фазовой синхронизации контуров вегетативной регуляции сердечного ритма и артериального давления с помощью предложенного ранее метода, основанного на расчете суммарного процента фазовой синхронизации  $S$ . Данный метод был предложен в работе [7] и предполагает использование одновременно зарегистрированных сигналов ФПГ и ЭКГ. Из сигнала ЭКГ выделяют последовательность временных интервалов между последовательными сердечными сокращениями (RR-интервалы, кардиоинтервалограмма). Для этого используется процедура сплайн-интерполяции (рекомендуемая в методической работе [2]), в результате которой получается эквидистантный временной ряд RR-интервалов, имеющий частоту дискретизации 5 Гц. Этот сигнал и сигнал ФПГ фильтруются в так называемом LF-диапазоне (0.04...0.15 Гц) с помощью полосового фильтра выделения составляющих, связываемых с работой контуров симпатической регуляции частоты сердечных сокращений (ЧСС) и артериального давления соответственно [2]. Частота дискретизации фильтрованного ФПГ понижается до 5 Гц с помощью децимации. С использованием преобразования Гильберта из полученных сигналов выделяются временные ряды мгновенных фаз и рассчитывается их разность. В соответствии с [15] участок сигнала разности мгновенных фаз идентифицируется как участок фазовой синхронизации, если разность фаз остается близка к константе. Изменение значения отслеживается с помощью линейной аппроксимации в скользящем окне методом наименьших квадратов. Если угол наклона аппроксимирующей линии (имеющий смысл расстройки мгновенных частот колебаний) остается меньше заданного порогового значения, то участок идентифицируется как синхронный. В результате количественный индекс  $S$ , суммарный процент фазовой синхронизации, рассчитывается как сумма длительностей всех идентифицированных участков синхронизации, отнесенная к полной длине реализации и выраженная в процентах.

Ранее [16] была показана принципиальная возможность оценки  $S$  по унвариантному сигналу ФПГ, причем информация о последовательности интервалов между сердечными сокращениями также выделялась из этого сигнала. На небольшой статистике было показано, что последовательность локальных минимумов ФПГ на интервале кардиоцикла может использоваться в качестве аналога RR-интервалов. При этом результаты анализа синхронизации при использовании пары сигналов ЭКГ, ФПГ и при использовании лишь последнего демонстрировали отличия в оценках  $S$  до 10.5%. Это объясняется тем, что традиционно используемый для идентификации момента ССС R-пик ЭКГ (соответствующий моменту сокращения желудочков сердца) у здоровых добровольцев представляет собой короткий высокоамплитудный импульс, слабо подверженный шумам и искажениям измерительного тракта, а сигнал ФПГ в силу его физиологической природы и технических особенностей регистрации имеет плавную форму и существенно более подвержен шумам и искажениям. Кроме того, известные результаты указывают на наличие ряда физиологических факторов, вносящих погрешности при выделении информации о сокращениях сердца из ФПГ [17]. В данной работе сопоставлены четыре методики выделения последовательности интервалов между сердечными сокращениями из ФПГ (далее – PP-интервалы) с выбором значений свободных параметров методик и сопоставлением полученных сигналов PP-интервалов с RR-интервалами, выделенными из одновременно зарегистрированных сигналов ЭКГ.

Естественным способом борьбы с помехами и шумами измерительного канала при выделении PP-интервалов является узкополосная фильтрация ФПГ (рис. 1а) около основной частоты сердечного ритма (около 1 Гц у здоровых добровольцев). В нашей работе сопоставляются случаи выделения PP-интервалов как интервалов между локальными максимумами (методика 1) или минимумами (методика 2) этого сигнала. Из рис. 1а видно, что узкополосная фильтрация существенно искажает фазы и амплитуды спектральных составляющих сигнала ФПГ, что, очевидно, может сказаться на точности работы таких методик выделения PP-интервалов. Поэтому для сопоставления были взяты и две другие методики. Для их реализации узкополосная фильтрация около основной ЧСС являлась предварительным этапом, необходимым для определения положения текущего кардиоцикла. В пределах идентифицированного таким образом кардиоцикла выявлялись локальные максимумы (методика 3) или минимумы (методика 4) сигнала ФПГ (см. рис. 1а), фильтрованного в относительно широкой полосе (шире, чем при ис-

пользовании методик 1 и 2, но уже, чем полоса пропускания аналогового тракта для устранения низкочастотных трендов и высокочастотной помехи).

Для ограничения полосы сигналов ФПГ при реализации четырех перечисленных методик были использованы фильтры с прямоугольной амплитудно-частотной характеристикой.

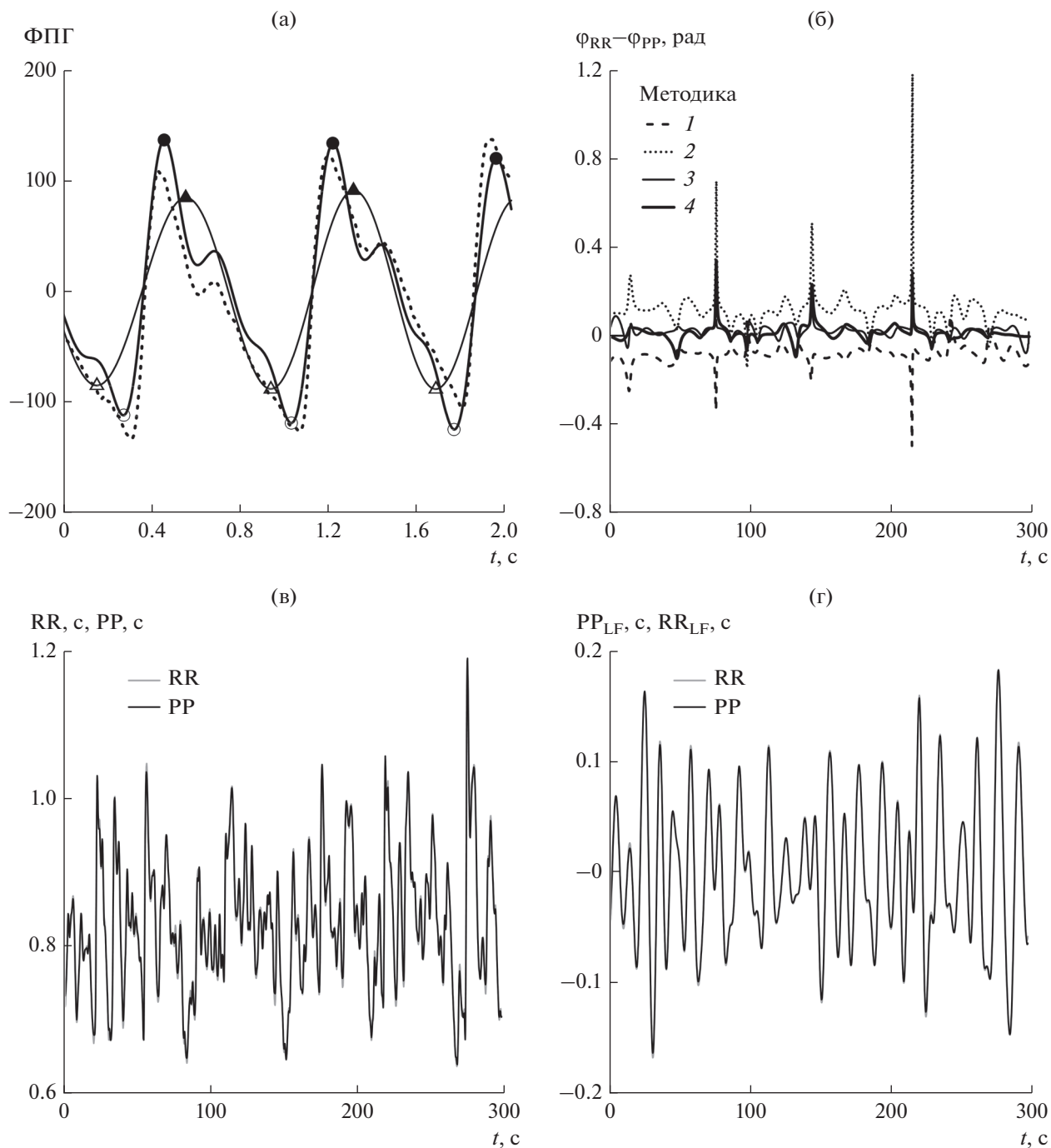
Для выбора параметров сопоставляемых методик – оптимальных значений частот среза, обеспечивающих наилучшее соответствие сигналов RR- и PP-интервалов в LF-диапазоне, осуществлялся перебор этих параметров с максимизацией значения коэффициента фазовой когерентности (КФК) [18] между мгновенными фазами пятиминутных участков соответствующих сигналов RR- и PP-интервалов (см. рис. 1в) в этом диапазоне (см. рис. 1г). Этот индекс достигает 1.0 при полной фазовой когерентности сигналов (распределение свернутой разности фаз представляет собой  $\delta$ -пик) и значения 0.0 при отсутствии фазовой когерентности (равномерное распределение разности фаз).

## 2. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На первом этапе были выбраны параметры для предложенных методик выделения PP-интервалов (рис. 2). Проведенный анализ позволил выбрать оптимальные полосы фильтрации для четырех сопоставляемых методик, которые обеспечивали наибольшую вероятность наблюдения по ансамблю высокой фазовой когерентности RR- и PP-интервалов в LF-диапазоне. Методика 1: 0.8...1.8 Гц; методика 2: 0.8...1.8 Гц; методика 3: 0.8...1.8 Гц для узкополосного и 0.8...4 Гц для широкополосного фильтров; методика 4: 0.6...1.8 Гц и 0.6...6.0 Гц соответственно.

На рис. 3 представлены значения КФК, рассчитанные по экспериментальным реализациям здоровых добровольцев при выбранных полосах пропускания фильтров. КФК составляет  $0.83 \pm 0.20$  (среднее  $\pm$  стандартное отклонение) для методики 1,  $0.84 \pm 0.20$  для методики 2,  $0.84 \pm 0.21$  для методики 3 и  $0.79 \pm 0.26$  для методики 4.

Работоспособность использованных методик выделения PP-интервалов сопоставлялась в ходе расчета суммарного процента фазовой синхронизации  $S$  различных категорий испытуемых при использовании пары сигналов ЭКГ и ФПГ –  $S_{RR}$ , либо по унвариантному сигналу ФПГ –  $S_{PP}$ . Модули разности этих значений представлены на рис. 4а. Средние по ансамблю значения разности составляют:  $7.34 \pm 9.69$  для методики 1,  $7.05 \pm 7.43$  для методики 2,  $7.69 \pm 7.84$  для методики 3,  $5.83 \pm 6.34$  для методики 4. Функции распределения этих величин представлены на рис. 4б. Видно, что



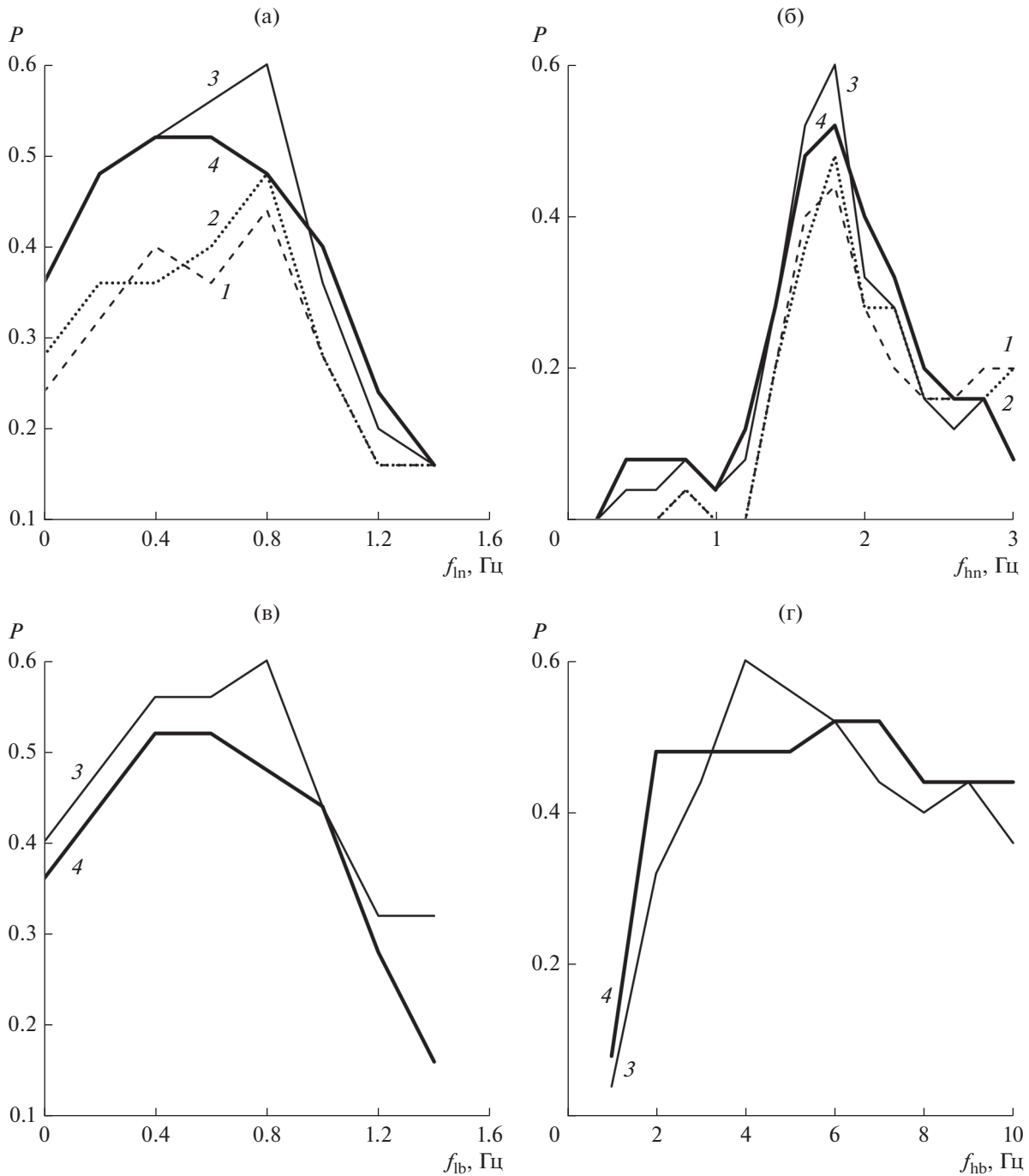
**Рис. 1.** Этапы выделения PP-интервалов методиками 1–4: а – детектирование расстояния между экстремумами ФПГ (пунктир – исходный сигнал ФПГ (полоса 0.016...70 Гц), тонкая линия – ФПГ, фильтрованный узкополосным фильтром (полоса 0.8...1.8 Гц), жирная линия – сигнал, фильтрованный широкополосным фильтром (полоса 0.6...6.0 Гц); локальные экстремумы для ФПГ, фильтрованного в узкой полосе (методики 1 и 2 обозначены темными и светлым треугольниками соответственно) и широкой (методики 3 и 4 обозначены темным и светлым кружочками соответственно); б – разности мгновенных фаз PP- и RR-интервалов в LF-диапазоне, построенных методами 1–4; в – RR- и PP-интервалы, выделенные методом 1 для испытуемого № 1; г – RR- и PP-интервалы для испытуемого № 1, фильтрованные в LF-диапазоне.

лучшее соответствие эталонному методу обеспечивает методика 4, а худшее – методика 3.

Параметры сопоставляемых методик выделения PP-интервалов были выбраны в ходе анализа

записей здоровых добровольцев. Оценка возможностей подхода при анализе пациентов была проведена при анализе ансамбля записей пациентов с COVID-19, так как ранее в работе [19] было по-





**Рис. 2.** Вероятность  $P$  встретить в выборке значение КФК выше 0.95 для настроек полос пропускания по методикам 1–4. Осуществлялся перебор частот среза: а – нижняя и б – верхняя граница узкополосного фильтра, в – нижняя и г – верхняя граница широкополосного фильтра. Представлены сечения многомерной поверхности в пространстве параметров для вектора параметров, обеспечивающего максимальные значения КФК в данном сечении.

казано, что у данной категории пациентов величина  $S$  значимо снижена относительно группы здоровых добровольцев.

Результаты анализа пациентов представлены на рис. 5а. Средние по ансамблю значения разни-

цы составляют  $6.28 \pm 7.50$ ,  $5.32 \pm 7.61$ ,  $5.34 \pm 5.79$  и  $5.75 \pm 4.29$  для методик 1–4 соответственно. Функции распределения этих величин представлены на рис. 5б. Видно, что лучшее соответствие эталонному методу обеспечивает методика 2, а худшее – методика 1.

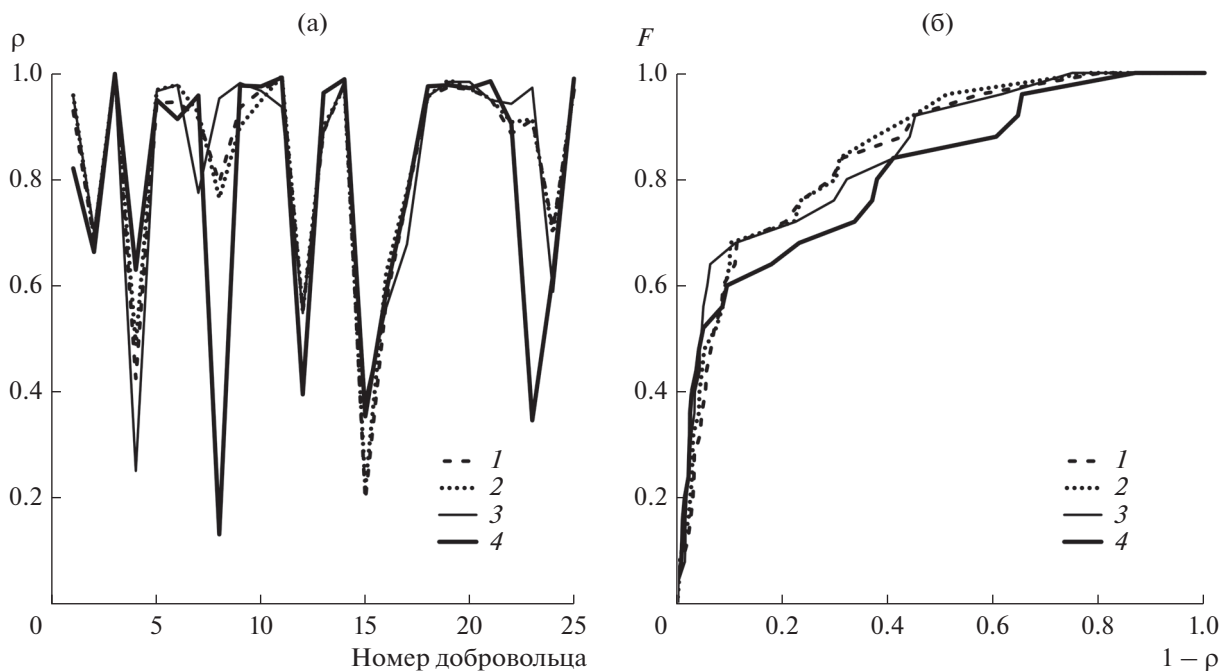


Рис. 3. Экспериментальные значения, полученные по методикам 1–4, коэффициента фазовой когерентности (а) RR- и PP-интервалов при выбранных параметрах фильтрации и функция его распределения (б).

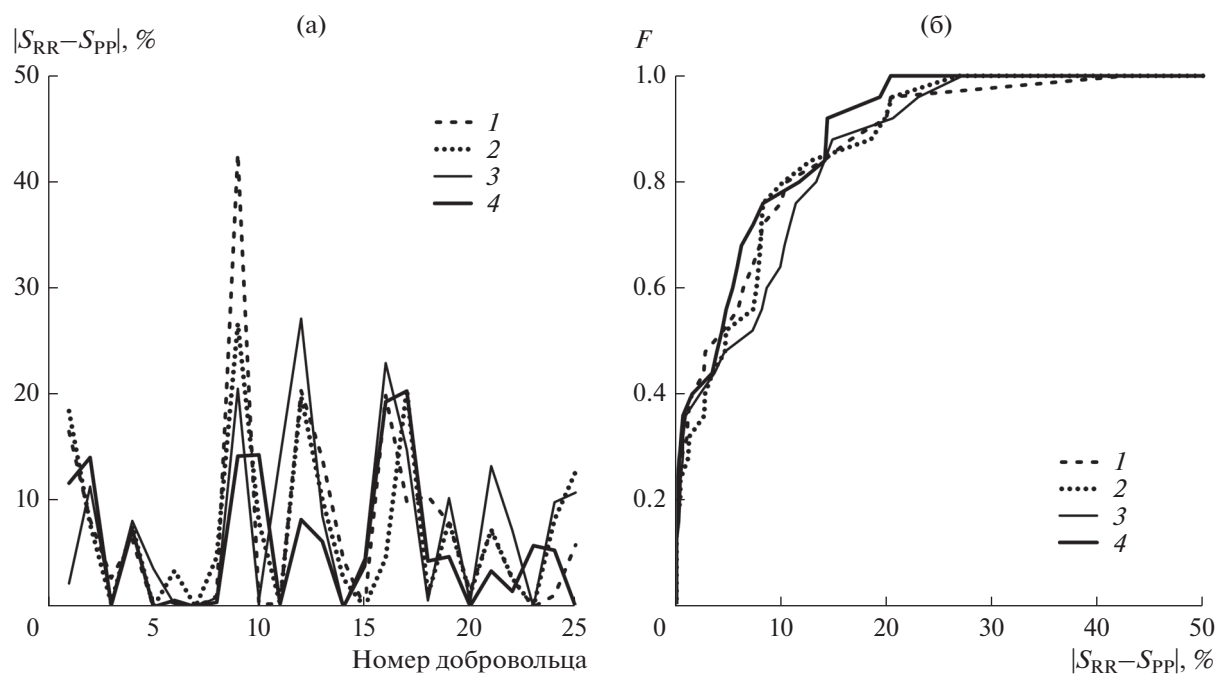
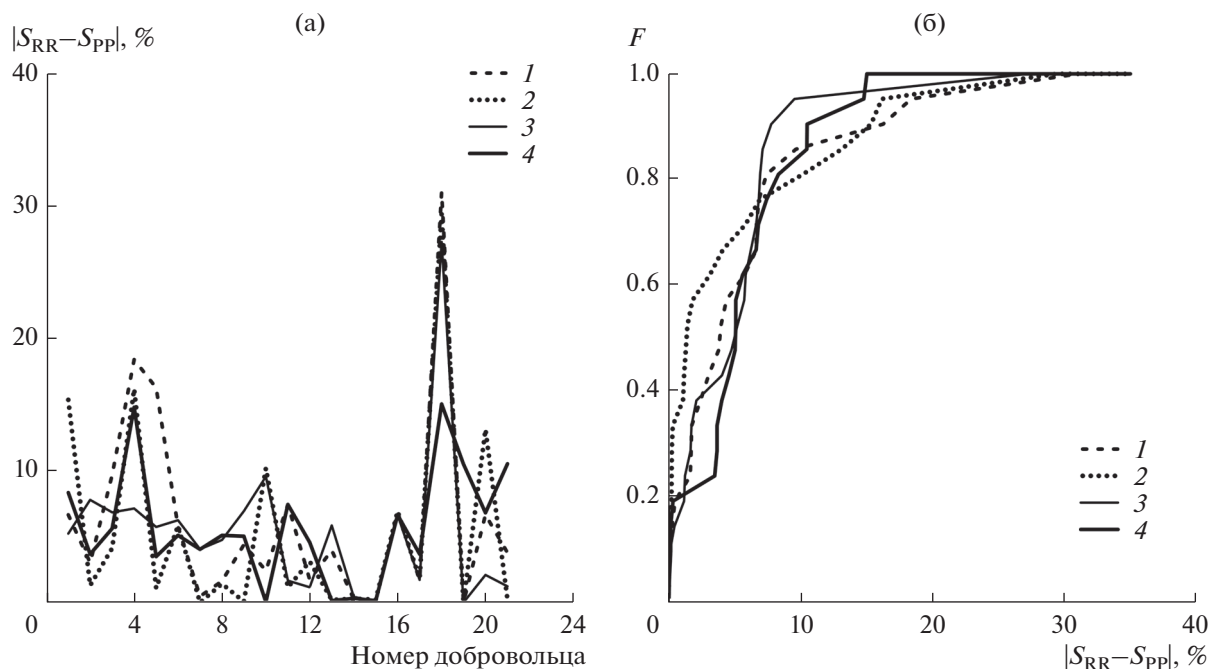


Рис. 4. Сравнение результатов оценки суммарного процента фазовой синхронизации здоровых добровольцев для эталонного метода, основанного на анализе пары сигналов ЭКГ и ФПГ  $S_{RR}$ , и используемых методик 1–4  $S_{PP}$ : а – модули разности оценок  $S$  для всех здоровых добровольцев, б – функция распределения модуля разности оценок.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведенный анализ показывает качественное соответствие результатов анализа групп добровольцев (здоровых и пациентов, страдающих

COVID-19), при том что параметры фильтров сопоставляемых методик выбирались в ходе анализа лишь выборки здоровых испытуемых. Это позволяет рассчитывать на работоспособность используемых подходов при анализе различных групп испытуемых.



**Рис. 5.** Сравнение результатов оценки суммарного процента фазовой синхронизации пациентов с COVID-19 для эталонного метода, основанного на анализе пары сигналов ЭКГ и ФПГ  $S_{RR}$ , и используемых методик 1–4  $S_{PP}$ : а – модули разности оценок  $S$  для всех здоровых добровольцев, б – функция распределения модуля разности оценок.

Сопоставление результатов анализа указывает на лучшее соответствие эталонному подходу методики анализа синхронизации по унивариантной ФПГ с использованием методики 4 выделения РР-интервалов. Этот способ демонстрирует удовлетворительное соответствие эталонному методу. Преимущества такой методики над тремя другими можно объяснить тем, что узкополосная фильтрация, используемая в методиках 1 и 2, значительно искажает фазочастотную характеристику сигнала, хотя и обеспечивает лучшее соотношение сигнал/шум. Использование методики 4 для оценки  $S$  по унивариантному сигналу ФПГ потенциально может быть реализовано на базе массовых носимых малогабаритных эргономичных аппаратно-программных диагностических систем для скрининга психофизического состояния испытуемых. Анализ синхронизации по унивариантному сигналу ФПГ может иметь преимущества по сравнению с методом, основанным на анализе пары сигналов ЭКГ и ФПГ, при анализе данных пациентов, страдающих аритмиями и кардиологическими патологиями, искажающими форму ЭКГ.

В данном исследовании анализировались участки сигналов, заведомо не содержащие артефактов и аритмий. Однако при реализации в перспективе мониторирующих диагностических систем вопрос выявления, коррекции и/или исключения из анализа участков записей, содержащих артефакты, является важным вопросом, требующим

отдельного рассмотрения и решения. Наличие у пациентов аритмий также является критерием исключения таких пациентов из анализа суммарного процента фазовой синхронизации.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показана возможность анализа фазовой синхронизации контуров вегетативного контроля кровообращения по унивариантным сигналам ФПГ здоровых добровольцев и пациентов, страдающих COVID-19.

Проведено сопоставление предложенного ранее и зарекомендовавшего себя эталонного подхода, использующего для анализа синхронизации сигналы ЭКГ и ФПГ и четырех методик, основанных на выделении РР-интервалов из унивариантного сигнала ФПГ. Были выбраны параметры (полосы пропускания полосовых фильтров) для сопоставляемых методик, обеспечивающие наилучшее соответствие эталонному подходу. Проведенное исследование позволяет рекомендовать при выделении РР-интервалов сделать выбор в пользу методики 4, предполагающего предварительное осуществление фильтрации ФПГ в полосе 0.6...1.8 Гц для уточнения положения кардиоцикла, а затем нахождения локального минимума ФПГ в пределах идентифицированного кардиоцикла по сигналу ФПГ, фильтрованному в полосе 0.6...6.0 Гц.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

#### СОБЛЮДЕНИЕ ЭТИЧЕСКИХ СТАНДАРТОВ

Дизайн эксперимента одобрен этической комиссией Саратовского государственного медицинского университета им. В.И. Разумовского.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 20-02-00702 и 20-38-90067), а также в рамках государственного задания Саратовского филиала Института радиотехники и электроники РАН.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шмидт Р., Тевс Г. Физиология человека. В 3-х тт. М.: Мир, 2005. Т. 2.
2. Баяевский Р.М., Иванов Г.Г., Чирейкин Л.В. и др. // Вестник аритмологии. 2001. Т. 24. С. 65.
3. Kiselev A.R., Mironov S.A., Karavaev A.S. et al. // *Physiol. Measurement*. 2016. V. 37. P. 580.
4. Kiselev A.R., Gridnev V.I., Prokhorov M.D. et al. // *Annals of Noninvasive Electrocardiology*. 2012. V. 17. № 3. P. 204.
5. Schäfer C., Rosenblum M.G., Kurths J., Abel H.-H. // *Nature*. 1998. V. 392. № 6673. P. 239.
6. Ponomarenko V.I., Prokhorov M.D., Karavaev A.S. et al. // *Eur. Physical J. Special Topics*. 2013. V. 222. № 10. P. 2687.
7. Karavaev A.S., Prokhorov M.D., Ponomarenko V.I. et al. // *Chaos*. 2009. V. 19. № 3. P. 033112.
8. Караваяев А.С., Ишбулатов Ю.М., Пономаренко В.И. и др. // *Физиология человека*. 2017. Т. 43. № 1. С. 70.
9. Киселев А.Р., Гриднев В.И., Караваяев А.С. и др. // *Артериальная гипертензия*. 2011. Т. 17. № 4. С. 354.
10. Киселев А.Р., Караваяев А.С., Гриднев В.И. и др. // *Саратов. науч.-мед. журн.* 2010. Т. 6. № 1. С. 061.
11. Кульминский Д.Д., Курбако А.В., Сказкина В.В. и др. // *Изв. Сарат. ун-та. Новая серия. Сер. Физика*. 2021. Т. 21. Вып. 1. С. 58.
12. Курбако А.В., Боровкова Е.И., Киселев А.Р. и др. // *Изв. Сарат. ун-та. Новая серия. Сер. Физика*. 2021. Т. 21. Вып. 3. С. 213.
13. Курбако А.В., Кульминский Д.Д., Боровкова Е.И. и др. // *Изв. вузов. Прикладная и нелинейная динамика*. 2021. Т. 29. № 6. С. 892.
14. Кульминский Д.Д., Астахов О.В., Киселев А.Р., Караваяев А.С. // Тез. докл. VIII Всерос. конф. молодых ученых “Нанопотоника, наноэлектроника и нелинейная физика”. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та; 2013. С. 139.
15. Rosenblum M.G., Pikovsky A.S., Kurths J. et al. // *Neuro-Informatics and Neural Modelling. Handbook of Biological Phys.* V.4. Eds. by F. Moss, S. Gielen. Amsterdam: Elsevier, 2001. P. 269.
16. Боровкова Е.И., Караваяев А.С., Киселев А.Р. и др. // *Анналы аритмологии*. 2014; V. 11. № 2. P. 84.
17. Imai Y.I., Aihara A., Ohkubo T. et al. // *Amer. J. Hypertension*. 1997. V. 10. № 11. P. 1281.
18. Mormann F., Lehnertz K., David P., Elger C.E. // *Physica D: Nonlinear Phenomena*. 2000. V. 144. № 3–4. P. 358.
19. Skazkina V.V., Krasikova N.S., Borovkova E.I. et al. // *Russian Open Med. J.* 2021. V. 10. № 3. P. e0307.

---

**К 85-ЛЕТИЮ  
Н.И. СИНИЦЫНА**

---

УДК 530.182,537.86

**ИЗМЕНЕНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК  
ЭЛЕКТРОЭНЦЕФАЛОГРАММ КРЫС  
ПОСЛЕ АУДИАЛЬНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ****© 2022 г. Д. Д. Кульминский<sup>a, b, \*</sup>, Е. И. Боровкова<sup>c</sup>, А. Н. Храмов<sup>c</sup>,  
А. В. Курбако<sup>a, b</sup>, Ю. М. Ишбулатов<sup>a, c</sup>**<sup>a</sup> Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019 Российская Федерация<sup>b</sup> Научно-технологический университет "Сириус",

Олимпийский просп., 1, пгт. Сириус, Краснодарский край, 354340 Российская Федерация

<sup>c</sup> Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,  
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012 Российская Федерация

\*E-mail: kulminskydd@gmail.com

Поступила в редакцию 30.03.2022 г.

После доработки 30.03.2022 г.

Принята к публикации 25.04.2022 г.

В ходе анализа экспериментальных записей внутричерепных электроэнцефалограмм крыс в состояниях сна, бодрствования и после аудиального воздействия показано, что статистические меры, характеризующие особенности индивидуальной и коллективной динамики электрической активности головного мозга в  $\delta$ -частотном диапазоне, позволяют классифицировать состояния животного. Фактором, определяющим такие изменения электроэнцефалограмм, является изменение скорости дренажа мозговой жидкости, что подтверждается, в частности, близостью свойств низкочастотной электрической активности мозга во сне и после аудиального воздействия, в отличие от состояния бодрствования.

DOI: 10.31857/S0033849422100072

**ВВЕДЕНИЕ**

Разработка биоинформационных систем, использующих математические модели и методы обработки больших данных, является одной из актуальных задач междисциплинарной науки. Исследования активности головного мозга, как и многие другие направления, нуждаются в подобных системах для ранней и персонализированной диагностики, а также точечной терапии различных заболеваний. Развитие технологий регистрации биопотенциалов мозга, электроэнцефалограмм (ЭЭГ) [1–4] открыло широкие возможности для работы по биомедицинскому, нейрофизиологическому и психометрическому направлениям исследований. Разработка методов анализа сигналов ЭЭГ становится основой для создания современных нейроинтерфейсов и источником дополнительной информации об особенностях функционирования различных структур головного мозга [5–7]. В данной работе на основе анализа экспериментальных данных ЭЭГ крыс предложены подходы количественной оценки изменения состояния животного на основе статистики линейных и нелинейных характеристик.

**1. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ**

Дизайн экспериментальной работы включал в себя регистрацию двух каналов внутричерепных электроэнцефалограмм у животных в условиях свободного поведения на протяжении двух часов. Выделялись два состояния животных: бодрствование, включающее в себя локомоторную активность, в том числе в вертикальной позе, редкие замирания на короткие промежутки, и поведенческий сон, включающий в себя лежачую позу, мышечное расслабление при закрытых или полужакрытых глазах. Далее проводилась процедура длительного звукового воздействия, по технологии, описанной в работе [8], после которой также проводилась регистрация ЭЭГ, когда животное бодрствовало. В итоге проводился анализ записей ЭЭГ животных (три фенотипически-здоровые крысы, самцы в возрасте пяти месяцев) в трех состояниях: бодрствования, сна и после звукового воздействия.

Важным этапом исследования являлся спектральный анализ данных, позволяющий выделить диапазоны частот, изменения мощности в которых в различных состояниях животного де-

дает их перспективными для концентрации исследовательского интереса с помощью дополнительных инструментов анализа. Оценка спектральной плотности мощности осуществлялась с помощью периодограммного метода Уэлча [9]. Для этого экспериментальные реализации разбивались на окна во временной области длительностью 100 с, которые скользили по временной реализации с шагом 50 с. Для уменьшения влияния эффектов утечки в каждом таком окне к временной реализации применялось оконное преобразование Бартлетта. По каждому окну оценивались периодограммы, которые затем усреднялись в частотной области методом Даньелла [10] с шириной окна усреднения 0.03 Гц, для подавления флуктуаций спектральной плотности мощности, обусловленных влияниями стохастических составляющих сигналов различной природы.

Использование методов диагностики связи между двумя сигналами по их временным реализациям было продиктовано гипотезой о генерализации процессов в головном мозге после звукового воздействия, связанной, по-видимому, с оттоком лимфатической жидкости, а также критериями отличия, выделенными при спектральном анализе.

В первую очередь попарно между отведениями ЭЭГ проводили оценку функции когерентности  $C(f)$  [11]. Для двух колебательных процессов  $x(t)$  и  $y(t)$  функция когерентности оценивается по формуле

$$C(f) = \frac{|S_{xy}(f)|}{\sqrt{\langle S_x(f) \rangle \langle S_y(f) \rangle}}, \quad (1)$$

где  $\langle \rangle$  означает усреднение,  $\|$  – модуль,  $S_{xy}(f) = S_x(f)S_y^*(f)$  – кроспектр колебательных процессов  $x$  и  $y$ ,  $S_x(f)$  и  $S_y(f)$  – фурье-преобразование сигналов  $x$  и  $y$ ,  $*$  – комплексно сопряженное. В случае сильной линейной связи  $x$  и  $y$  на некоей частоте  $f$  фазы и амплитуды фурье-гармоник  $x$  и  $y$  коррелированы и  $C(f)$  достигает 1. Если такой связи нет, то значение функции когерентности стремится к 0. Функция  $C(f)$  оценивалось в окнах длиной 100 с, со сдвигом 50 с.

Для более детального анализа такого взаимодействия использовался метод диагностики связанности нелинейных систем, основанный на моделировании фазовой динамики [12], который в ряде случаев позволял выявлять преимущественное направление связи и запаздывание в связи между сигналами. Как было показано ранее, модели и методы нелинейной динамики [13, 14] позволяют решить целый ряд фундаментальных и прикладных задач [15–17].

Так как введение мгновенных фаз подразумевает анализ относительно узкополосных процессов, то экспериментальные сигналы перед выделением из них мгновенных фаз предварительно

фильтровали, рассматривая динамику связи независимо в частотных областях:  $\delta$ -диапазоне (0.5...1.0 Гц) и  $\theta$ -диапазоне (6.5...7.5 Гц). Мгновенные фазы  $\varphi_x(t)$  и  $\varphi_y(t)$  колебательных процессов  $x$  и  $y$  выделяли с помощью преобразования Гильберта [18, 19]. Динамику отфильтрованных фазовых сигналов моделировали с помощью фазовых генераторов первого порядка [20]:

$$\frac{d\varphi_x(t)}{dt} = G_x(\varphi_x(t), \varphi_y(t)) + \xi_x(t), \quad (2)$$

$$x, y = 1, 2, \quad y \neq x,$$

где  $G_x$  – функция, определяющая степень нелинейного взаимодействия между двумя процессами. Далее перепишем уравнение (2), перейдя к приращению фазы за период  $\tau$  секунд и для пробного времени задержки  $\Delta_{y \rightarrow x}$ :

$$\begin{aligned} \delta\varphi_x(t) &= \varphi_x(t + \tau) - \varphi_x(t) = \\ &= F_x(\varphi_x(t), \varphi_y(t - \Delta_{y \rightarrow x})) + \varepsilon_x(t), \quad y \neq x, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\varepsilon_x(t) \approx \int_t^{t+\tau} \xi_x(t') dt'$$

– определенный интеграл от гауссовского шума с нулевым средним, автокорреляционная функция которого

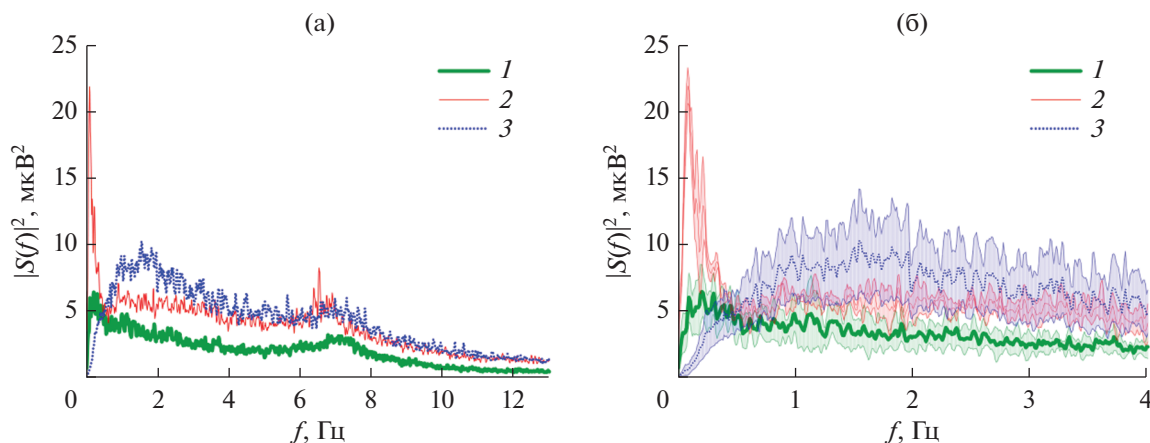
$$C_x(t') = \langle \varepsilon_x(t) \varepsilon_x(t - t') \rangle / D_{\varepsilon_x}(t)$$

спадает до нуля за  $\tau$  секунд,  $F_x$  – тригонометрические полиномиальные функции,  $D_{\varepsilon_x}(t)$  – параметр величины  $\varepsilon_x(t)$ . По временным рядам оценивали коэффициенты в полиномиальных функциях и вычисляли силы связи в направлении от  $x$  к  $y$  для пробного времени задержки  $\Delta_{y \rightarrow x}$ :

$$G_x = \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} (\partial F_x(\varphi_x, \varphi_y) / \partial \varphi_{y,x}) d\varphi_x d\varphi_y. \quad (4)$$

Расчет проводили при значении временного сдвига между рядами  $\tau = 10$  с и пробных значениях запаздывания  $\Delta_{x \rightarrow y}$  в интервале от 0 до 4 с, чтобы оценить  $G_x(\Delta_{y \rightarrow x})$ . Аналогичные параметры использовались для оценки связи в противоположном направлении. Для оценки статистической значимости направленной связи мы рассчитали максимальные значения функций нелинейного взаимодействия между двумя процессами и сравнили их с максимальной силой связи между суррогатными данными.

При оценке значений функции когерентности и значений направленных связей проводили контроль их статистической значимости с помощью генерации ансамбля суррогатных данных. Использовался метод Amplitude Adjusted Fourier Transform (AAFT), предложенный в работе [21] для провер-



**Рис. 1.** Результаты спектрального анализа, усредненные по ансамблю: а – средние значения спектральной плотности мощности в  $\delta$ - (0–4) Гц,  $\theta$ - (4–8) Гц и  $\alpha$ - (8–14) Гц диапазонах частот, б – низкочастотная часть спектров с отложенным стандартным отклонением в  $\delta$ -диапазоне (увеличенный масштаб); кривая 1 – бодрствование, 2 – после аудиального воздействия, 3 – сон.

ки статистической гипотезы о линейно-несвязанных системах. Такой способ приготовления суррогатных данных сохранял периодограммы анализируемых сигналов, но заведомо разрушал корреляции между фазами сигналов. Результаты считались статистически значимыми, если  $p$ -значение не превышало 0.05.

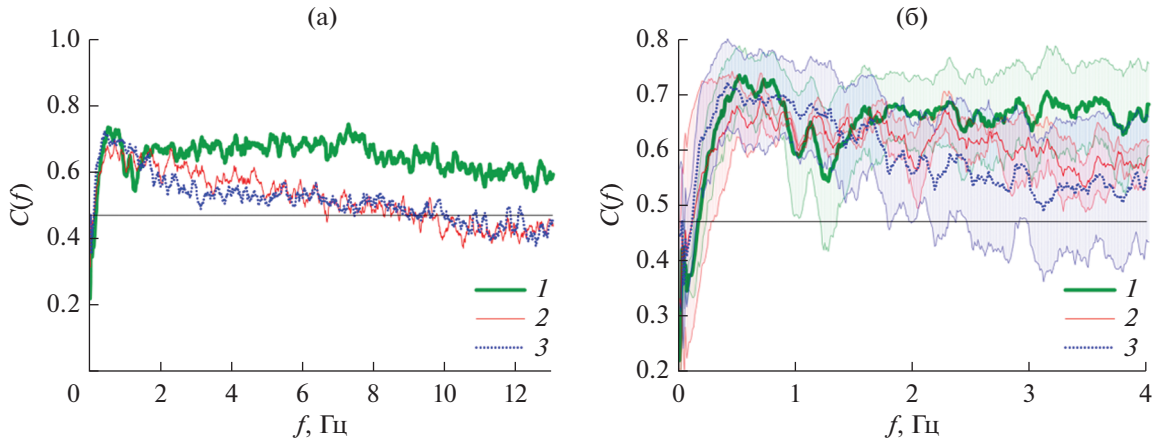
## 2. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты спектрального анализа, представленные на рис. 1, позволяют изучить особенности сигналов ЭЭГ в разных состояниях.

В результате спектрального анализа была выявлена похожесть динамики сигналов ЭЭГ в состоянии сна животного и после звукового воздействия в  $\theta$ -диапазоне частот, интервал от 4 до 8 Гц. Мощность осцилляций спектральных составляющих в этом диапазоне во время бодрствования, напротив, оказывалась более низкой. Поведение спектров мощности в наиболее низкочастотном  $\delta$ -диапазоне, интервал от 1 до 4 Гц, зарегистрированных в состояниях бодрствования, в том числе после аудиального воздействия, не демонстрировали выраженных пиков, в то время как во время сна мощность колебательной активности в полосе частот от 1 до 2.5 Гц возрастала, демонстрируя максимум около 1.5...1.8 Гц. Однако для наиболее медленной активности, характеризуемой частотами в диапазоне частот от 0.1 до 0.5 Гц, картина качественно менялась. Во время сна активность на этих частотах практически отсутствовала, однако во время бодрствования мощность в этой полосе демонстрировала небольшой рост, а после звукового воздействия мощность значимо и резко возрастала, в среднем на 6 дБ. Спектральный анализ, таким образом, демонстрировал качественные отличия в динамике ЭЭГ в различных состояниях крыс.

Усредненные по экспериментальному ансамблю функции когерентности представлены на рис. 2. Во всех состояниях ЭЭГ демонстрировали значимую когерентность в широкой полосе частот в  $\delta$ - и  $\theta$ -диапазонах частот. В  $\theta$ -диапазоне функции когерентности ЭЭГ крыс во время сна и после аудиального воздействия оказались близки, что хорошо согласуется с результатами спектрального анализа. В состоянии бодрствования в этих диапазонах когерентность оставалась в среднем несколько выше, чем в других состояниях. В  $\delta$ -диапазоне значения когерентностей во всех состояниях в среднем возрастали, приближались друг к другу, и достигали максимума на частоте около 1 Гц, а на частотах ниже 0.5 Гц быстро спадали. При этом на частотах ниже 1 Гц когерентности демонстрировали более сложную форму, что может отражать особенности сложного нелинейного взаимодействия спектральных компонент сигналов ЭЭГ в этой полосе.

Анализ связей методом, основанным на фазовой динамике, позволил выявить статистически значимые связи между отведениями ЭЭГ, причем максимального значения коэффициенты связи достигали при практически одинаковом значении запаздывания. Вместе с тем анализ экспериментальной выборки показал высокую симметрию связей между анализируемыми отведениями ЭЭГ в обоих направлениях. Коэффициент вариации разницы максимальных значений в двух направлениях относительно средней величины коэффициента связи составил 0.17. Поэтому, полагая связь между отведениями симметричной, по ансамблю были рассчитаны средние значения ее величины. Эта зависимость демонстрирует в среднем близкие значения фазовой связи для отведений ЭЭГ во время сна и бодрствования, однако после звукового воздействия наблюдается резкое снижение связи, динамика фаз отведений в анализируемой



**Рис. 2.** Усредненные по ансамблю функции когерентности: а – функции когерентности в  $\delta$ -,  $\theta$ - и  $\alpha$ -диапазонах частот, б – функции когерентности в  $\delta$ -диапазоне частот с отложенным стандартным отклонением; кривая 1 – бодрствование, 2 – после аудиального воздействия, 3 – сон; горизонтальная линия – полный критический уровень значимости ( $p = 0.05$ ).

полосе частот становится существенно более независимой.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты спектрального анализа и оценки когерентности (см. рис. 1 и 2) между сигналами ЭЭГ показали связь электрической активности головного мозга в  $\delta$ -частотном диапазоне с физиологическими характеристиками поведенческих состояний крысы, демонстрируя качественное изменение характера осцилляций сигналов ЭЭГ после звукового воздействия по сравнению с бодрствованием и сном животного. При этом наиболее выраженные изменения этих характеристик наблюдались в наиболее низкочастотной области этого диапазона для спектральных составляющих с характерными частотами  $< 1.5$  Гц. Такие результаты позволили при анализе сигналов ЭЭГ для сопоставления особенностей электрической активности головного мозга во сне, бодрствовании и после аудиального воздействия сконцентрироваться на исследовании медленной волновой активности. Спектральный анализ, оценка функции когерентности, расчет нелинейного взаимодействия на основе фазовой динамики позволили сделать вывод о том, что характерные свойства электрической активности головного мозга бодрствующих крыс в  $\delta$ -диапазоне после аудиального воздействия оказываются более близкими к состоянию сна и максимально отличаются от состояния бодрствования животного. Был сделан вывод об активизации во сне и после звукового воздействия некоего общего для этих состояний фактора, оказывающего существенное влияние на электрическую активность структур головного мозга. Характерные временные масштабы таких изменений (доли и единицы секунд)

позволяют в существенной степени исключить влияние на их формирование процессов высшей нервной деятельности. Известные результаты связывают электрическую активность мозга в таких частотных диапазонах преимущественно с процессами автономного контроля и медленной регуляции [7, 22, 23]. Эти известные факты, а также результаты, полученные в состоянии сна в работе [24], позволили предположить, что этим общим фактором является дренаж мозговой жидкости, который активируется во сне и значительно ускоряется при открытии гематоэнцефалического барьера [25]. Данный процесс имеет сложную природу и существенно нелинейный характер. Динамика низкочастотных компонент различных отведений ЭЭГ в последнем случае качественно меняется, существенно усложняясь и становясь менее когерентной и детерминированной, о чем свидетельствовали результаты анализа связанности на основе фазовой динамики. Полученные результаты позволили использовать рассмотренные нелинейные меры для классификации состояния головного мозга крыс по сигналам ЭЭГ.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основным результатом проведенных исследований является качественное изменение динамики ЭЭГ крысы в  $\delta$ -частотном диапазоне после аудиального воздействия, которое остается при этом ближе свойствам сигналов электрической активности структур головного мозга во сне. Полученные результаты указывают на то, что ускорение дренажа мозговой жидкости играет определяющую роль в изменении свойств осцилляций ЭЭГ в  $\delta$ -частотном диапазоне во время перехода животного от состояния сна к бодрствованию, а также после аудиального воздействия. В работе показаны возможности методики количествен-



ной оценки скорости/свойств дренажа мозговой жидкости на основе нелинейно-динамических индексов.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

### ЭТИЧЕСКИЕ НОРМЫ

Все экспериментальные процедуры проводили в соответствии с установленными правилами проведения исследований на животных (Committee for the Update of the Guide for the Care and Use of Laboratory Animals, Institute for Laboratory Animal Research, Division on Earth and Life Studies, National Research Council of the National Academies, Guide for the care and use of laboratory animals. 8th edition. Washington: The National Academies Press; 2011. <http://oacu.od.nih.gov/regs/guide/guide.pdf>. [Accessed 28 Feb 2012]) и в соответствии с международными стандартами GLP. Животные содержались в стандартных условиях вивария Саратовского национального исследовательского государственного университета им. Н.Г. Чернышевского. Экспериментальные протоколы утверждены локальной этической комиссией ФГБОУ ВО «Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского».

### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность О.В. Семячкиной-Глушковской, заведующей кафедрой физиологии человека и животных Саратовского национального исследовательского государственного университета им. Н.Г. Чернышевского, за предоставленные данные, полученные в экспериментах с лабораторными животными.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации для молодых кандидатов наук (проект № МК-2723.2021.4) и Правительства РФ (проект № 075-15-2019-1885, экспериментальные исследования, физиологическая интерпретация результатов).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Brazier M.A.B.* // *Electroencephalography and Clinical Neurophysiology*. 1949. V. 1. № 1–4. P. 195. [https://doi.org/10.1016/0013-4694\(49\)90176-5](https://doi.org/10.1016/0013-4694(49)90176-5)
2. *Sencaj R.W., Aunon J.I.* // *IEEE Trans.* 1982. V. BME-1. № 1. P. 26. <https://doi.org/10.1109/TBME.1982.324960>
3. *Lüthi A.* // *Neuroscientist*. 2014. V. 20. № 3. P. 243. <https://doi.org/10.1177/1073858413500854>
4. *Lin M.H.J., Cross S.N.N., Jones W.J., Childers T.L.* // *Europ. J. Marketing*. 2018. V. 52. № 1/2. P. 66. <https://doi.org/10.1108/EJM-12-2016-0805>
5. *Bell C.J., Shenoy P., Chalodhorn R., Rao R.P.N.* // *J. Neural Engineering*. 2008. V. 5. № 2. P. 214. <https://doi.org/10.1088/1741-2560/5/2/012>
6. *McFarland D.J., Parvaz M.A., Sarnacki W.A. et al.* // *J. Neural Engineering*. 2016. V. 14. № 1. P. 016009. <https://doi.org/10.1088/1741-2552/14/1/016009>
7. *Karavaev A.S., Kiselev A.R., Runnova A.E. et al.* // *Chaos*. 2018. V. 28. № 8. P. 081102. <https://doi.org/10.1063/1.5046758>
8. *Semyachkina-Glushkovskaya O., Bragin D., Bragina O. et al.* *Oxygen Transport to Tissue XLII (Advances in Experimental Medicine and Biology. V.1269)* / Eds. by E.M. Nemoto, E.M. Harrisson, S.C. Pias et al. N.Y.: Springer Int. Publish., P. 197. [https://doi.org/10.1007/978-3-030-48238-1\\_31](https://doi.org/10.1007/978-3-030-48238-1_31)
9. *Welch P.* // *IEEE Trans.* 1967. V. AU-15. № 2. P. 70. <https://doi.org/10.1109/TAU.1967.1161901>
10. *Daniell P.J.* // *Suppl. to J. Royal Statistic Soc.* 1946. V. 8. P. 27.
11. *White L.B., Boashash B.* // *IEEE Trans.* 1990. V. IT-36. № 4. P. 830. <https://doi.org/10.1109/18.53742>
12. *Rosenblum M.G., Pikovsky A.S.* // *Phys. Rev. E*. 2001. V. 64. № 4. P. 045202. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.64.045202>
13. *Киселев А.П., Караваев А.С., Гриднев В.И. и др.* // *Кардио-ИТ*. 2016. Т. 3. № 1. Статья e0101. <https://doi.org/10.15275/cardioit.2016.0101>
14. *Караваев А.С., Ишбулатов Ю.М., Пономаренко В.И. и др.* // *Физиология человека*. 2017. Т. 43. № 1. С. 70. <https://doi.org/10.7868/S0131164616060096>
15. *Kiselev A.R., Gridnev V.I., Karavaev A.S. et al.* // *Appl. Medical Informatics*. 2011. V. 28. № 1. P. 1.
16. *Киселев А.П., Караваев А.С., Гриднев В.И. и др.* // *Саратов. научно-медицинский журн.* 2010. Т. 6. № 1. С. 061.
17. *Kiselev A.R., Borovkova E.I., Shvartz V.A. et al.* // *Scientific Reports*. 2020. V. 10. P. 2118. <https://doi.org/10.1038/s41598-020-58196-z>
18. *Pikovsky A.S., Rosenblum M.G., Osipov G.V., Kurths J.* // *Physica D*. 1997. V. 104. № 3–4. P. 219. [https://doi.org/10.1016/S0167-2789\(96\)00301-6](https://doi.org/10.1016/S0167-2789(96)00301-6)
19. *Gabor D.* // *J. IEE*. 1946. V. 93. № 3. P. 429.
20. *Kuramoto Y.* *Chemical Oscillations. Waves and Turbulence*. Berlin: Springer-Verlag, 1984.
21. *Schreiber T., Schmitz A.* // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 77. № 4. P. 635. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.635>
22. *Aladjalova N.A.* // *Nature*. 1957. V. 179. № 4567. P. 957. <https://doi.org/10.1038/179957A0>
23. *Knyazev G.G.* // *Neuroscience and Biobehavioral Reviews*. 2012. V. 36. № 1. P. 677. <https://doi.org/10.1016/j.neubiorev.2011.10.002>
24. *Fultz N.E., Bonmassar G., Setsompop K. et al.* // *Science*. 2019. V. 366. № 6465. P. 628. <https://doi.org/10.1126/science.aax5440>
25. *Зинченко Е.М., Климова М.М., Хороводов А.П. и др.* // *Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Химия. Биология. Экология*. 2020. Т. 20. В. 3. С. 339–351. <https://doi.org/10.18500/1816-9775-2020-20-3-339-351>

---

**К 85-ЛЕТИЮ  
Н.И. СИНИЦЫНА**

---

УДК 538.915

**ВЛИЯНИЕ ПОДЛОЖКИ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА  
ПЛЕНОК ИЗ ТОНКИХ ОДНОСЛОЙНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК:  
*in silico* ИССЛЕДОВАНИЯ**© 2022 г. О. Е. Глухова<sup>а</sup>, М. М. Слепченков<sup>а</sup>, А. А. Петрунин<sup>а, \*</sup><sup>а</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,  
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012 Российская Федерация

\*E-mail: sacha.petrynin@gmail.com

Поступила в редакцию 30.03.2022 г.

После доработки 30.03.2022 г.

Принята к публикации 25.04.2022 г.

Исследованы электронные и электрофизические свойства моно- и бислойных пленок одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ), расположенных на подложках различных типов, включая подложки в виде пленок из кристаллического диоксида кремния  $\text{SiO}_2$  с пространственными группами симметрии  $P4_2/mnm$  и  $P3_121$ . Установлено, что подложка играет важную роль в формировании профиля плотности электронных состояний пленок из ОУНТ. Выявлено, что за счет подложки квантовая емкость пленок из ОУНТ увеличивается в 1.6...2.2 раза при приложении напряжения более 1 В. Показано, что наличие подложки приводит к изменению электрического сопротивления монослойных пленок от 2 до 17%. Электрическое сопротивление бислойной пленки при наличии подложки практически не изменяется в обоих направлениях токопереноса и составляет минимально допустимое для ОУНТ значение  $\sim 6.4$  кОм.

DOI: 10.31857/S0033849422100035

**ВВЕДЕНИЕ**

Одной из наиболее актуальных тем современной науки и техники является поиск материала для создания тонких гибких проводящих пленок, востребованных в различных приложениях электроники. В настоящее время одним из наиболее перспективных материалов для этих целей являются углеродные нанотрубки (УНТ) [1–10]. Тонкие пленки на основе УНТ толщиной 1...100 нм обладают высокой электропроводностью, прозрачностью, гибкостью и растяжимостью [2], а также проще и дешевле в изготовлении по сравнению с тонкими пленками из других современных материалов, в частности пленок оксида индия и оксида олова [11, 12]. Современные технологии синтеза позволяют изготавливать пленки из УНТ как с хаотично ориентированными трубками [6–10], так и с упорядоченным расположением трубок в составе пленки [13, 14]. Широко применяются методы печати одностенных УНТ и композитов на их основе с использованием недорогих чернил [7–9, 15]. Уже получены экспериментальные образцы пленок из УНТ металлического типа проводимости, прозрачность которых в видимом диапазоне может достигать 40...70% при толщине пленки 0.1...1 мкм [2]. В работе [6] путем осаждения нанотрубок на подложку методом погружения с использованием длинных УНТ ( $\sim 10$  мкм)

были синтезированы однородные пленки с поверхностным сопротивлением  $\sim 100$  Ом/кв при величине прозрачности  $\sim 90\%$  в видимой области. На базе сравнительно дешевых и производимых в макрообъемах пленок из УНТ созданы первые образцы высоко растяжимых электрохимических сенсоров [16–18]. Пленки с функционализированными УНТ используются при разработке нательных датчиков движения, растяжимых на десятки процентов [19, 20]. Нанотрубки, декорированные наночастицами оксида железа, признаны перспективным материалом для анода литий-ионных батарей нового поколения [21].

Прогнозируется, что технология создания электронных компонентов на основе пленок из УНТ является потенциальным кандидатом на замену кремниевой комплементарной технологии металл–оксид–полупроводник (КМОП), традиционно используемой для изготовления элементов электронных схем [18, 22–25]. Одним из наиболее подходящих материалов для высокопроизводительной электроники на основе УНТ является пленка с матрицей из одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ) [26]. Уже разрабатываются интегральные схемы гигагерцового диапазона на основе пленок ОУНТ [27–29]. В частности, на основе ОУНТ разработан полевой транзистор с высокой плотностью тока, 0.55 мА/мкм, и крутизной характеристики 0.46 мСм/мкм при напряжении пи-

тания 0.8 В, а также многокаскадные кольцевые генераторы на полевых транзисторах с частотой до 5.54 ГГц [27]. Предложена технология трехмерных интегральных схем, которая повышает скорость работы полевых транзисторов на основе ОУНТ. Используя эту технологию, исследователи создали трехмерные схемы многокаскадного кольцевого генератора с частотой генерации до 680 МГц и временной задержкой 0.15 нс [28].

В то же время малоизученными по-прежнему остаются закономерности влияния на электронные и электрофизические свойства пленок из ОУНТ подложек, традиционно используемых при разработке элементной базы современных электронных наноструктур. В данной работе методами *in silico* исследуются электронные и электрофизические свойства моно- и бислойных пленок из ОУНТ типа “кресло”, расположенных на подложке оксида кремния SiO<sub>2</sub>. Этот тип подложки был выбран в связи с тем, что диоксид кремния SiO<sub>2</sub> широко используется в производстве электронных устройств, в том числе устройств на основе углеродных наноструктур [30–33]. Выбор трубок “кресло” обусловлен наличием у них ахиральной структуры и присутствием им металлическим типом проводимости. Ахиральная структура позволяет согласовать вектор трансляции нанотрубки с вектором трансляции подложки, в отличие от хиральных нанотрубок. Металлический тип проводимости ОУНТ выбран в связи с тем, чтобы наглядно продемонстрировать закономерности влияния подложки на электропроводимость пленки из нанотрубок. Исследование проводили для атомистических моделей тонких пленок, построенных на основе ОУНТ типа  $(m, m)$ , где  $m = 4, 5, 6$  и  $7$ , диаметр 5...10 Å, т.е. трубок суб- и нанометрового диаметра.

## 1. МЕТОДЫ И ПОДХОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для исследования электронных свойств, в частности зонной структуры пленок из ОУНТ, использован метод SCC-DFTB (метод функционала плотности в приближении сильной связи с самосогласованием заряда) [34–37]. Этот метод ранее хорошо зарекомендовал себя при прогнозистических исследованиях электронных свойств новых композитных материалов, в том числе углеродных композитных материалов [38]. Полная энергия системы в рамках этого подхода определяется выражением вида

$$E_{\text{tot}} = \sum_{i\mu\nu} c_{\mu}^i c_{\nu}^i H_{\mu\nu}^0 + \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} \gamma_{\alpha\beta} \Delta q_{\alpha} \Delta q_{\beta} + E_{\text{отт}} + E_{\text{вдв}}, \quad (1)$$

где  $c_{\mu}^i$  и  $c_{\nu}^i$  – весовые коэффициенты при разложении молекулярной орбитали по атомным орбиталам,  $\Delta q_{\alpha}$  и  $\Delta q_{\beta}$  – флуктуации заряда на атомах  $\alpha$  и  $\beta$  соответственно,  $\gamma_{\alpha\beta}$  – функция, экспоненци-

ально убывающая при увеличении расстояния между атомами  $\alpha$  и  $\beta$ ,  $E_{\text{отт}}$  – терм, описывающий отталкивательное взаимодействие на малых расстояниях,  $E_{\text{вдв}}$  – энергия ван-дер-ваальсова взаимодействия трубок с подложкой. Ван-дер-ваальсовое взаимодействие моделировали с применением универсального силового поля (UFF) [39]. Был применен полный *sp*-базис и схема Монкхорста–Пака  $12 \times 12 \times 1$  для разбиения первой зоны Бриллюэна. Поиск равновесной атомной конфигурации суперъядейки пленка–подложка проводили минимизацией полной энергии системы (1) при варьировании всех координат всех атомов суперъядейки. Вычисления методом SCC-DFTB были выполнены с использованием программного пакета DFTB+ версии 20.2 [40].

Квантовую емкость рассчитывали по формуле вида [41]

$$C_q(U) = \frac{1}{mU} \int_0^U e \text{DOS}(E_F - eU') dU', \quad (2)$$

где  $m$  – масса объекта,  $U$  – смещение, рассчитанное как изменение уровня Ферми с изменением заряда объекта,  $e$  – элементарный заряд, DOS – функция плотности состояний (density of states) при приложенном смещении,  $E_F$  – уровень Ферми.

Для расчета электропроводности был применен формализм Ландауэра–Буттикера [42], определяющий величину тока, протекающего через данную структуру, по величине коэффициента прозрачности барьера  $T(E)$ . Для ее вычисления решается нестационарное уравнение Шредингера с применением аппарата неравновесных функций Грина–Келдыша. Таким образом, электропроводность пленок из ОУНТ рассчитывали по формуле

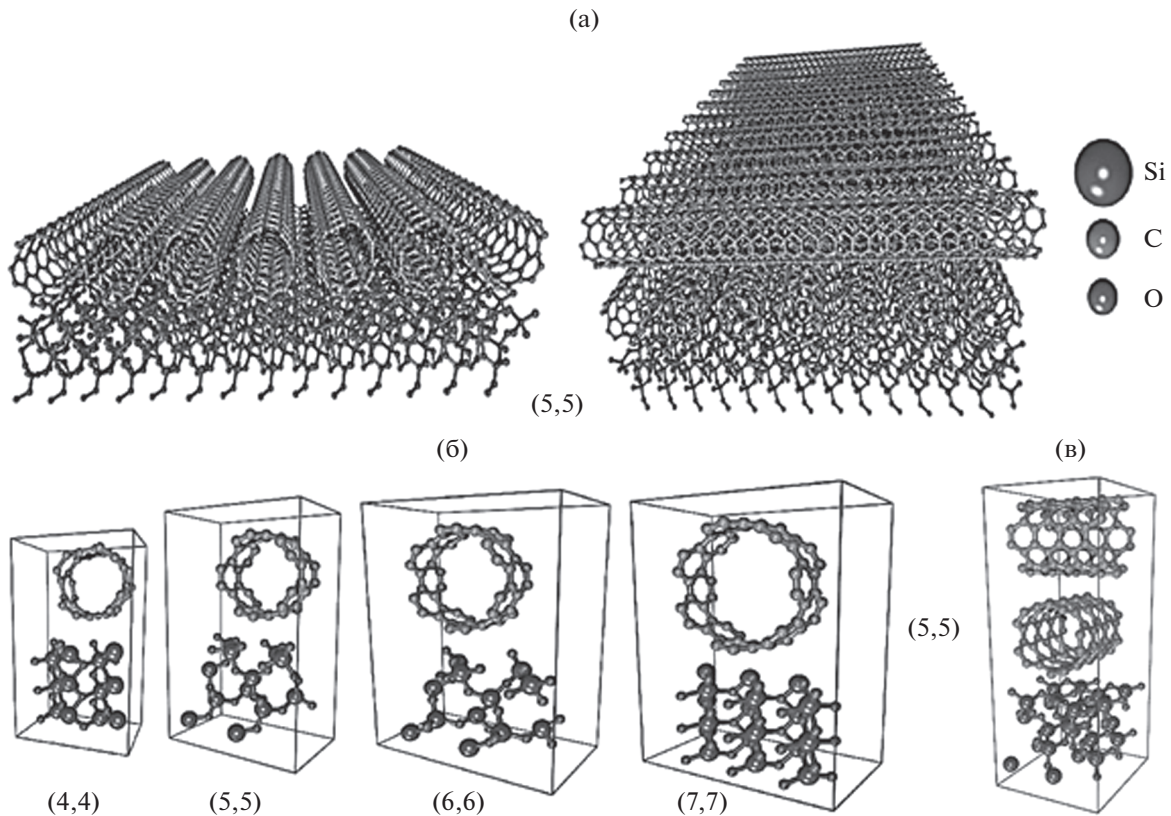
$$G = \frac{I}{V} = \frac{e^2}{h} \int_{-\infty}^{\infty} T(E) F_T(E - \mu) dE, \quad (3)$$

где  $F_T$  и  $T(E)$  определяются выражениями вида

$$F_T = \frac{1}{4k_B T} \text{sech}^2\left(\frac{E}{2k_B T}\right), \quad (4)$$

$$T(E) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \text{Tr}[\Gamma_s(E) \mathbf{G}_C^A(E) \Gamma_d(E) \mathbf{G}_C^R(E)].$$

Здесь  $h$  – постоянная Планка,  $e^2/h$  – квант проводимости,  $T(E)$  – усредненная по  $k$  функция пропускания электронов (или коэффициент прозрачности потенциального барьера);  $F_T$  – функция теплового уширения,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура,  $\mathbf{G}_C^A(E)$ ,  $\mathbf{G}_C^R(E)$  – матрицы Грина, описывающие контакт с электродами;  $\Gamma_s(E)$ ,  $\Gamma_d(E)$  – матрицы уширения уровня для истока  $s$  и стока  $d$  [42]. Все расчеты проводили в полном *sp*-базисе с



**Рис. 1.** Атомистические модели моно- и бислойной пленок: а – фрагменты моно- и бислойной пленок на основе ОУНТ (5,5); б – суперъячейки монослойных пленок; в – суперъячейка бислойной пленки.

самосогласованием заряда. Поскольку суперъячейки исследуемых пленок насчитывают в ряде случаев более двухсот атомов, для расчета функции пропускания была применена уникальная методика ускорения подобных расчетов, разработанная при участии авторов данной работы [43].

## 2. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Были исследованы два типа пленок ОУНТ: монослойные и бислойные. Монослойные пленки представляют собой слой из ОУНТ с расстоянием между трубками  $\sim 3.4 \text{ \AA}$ , что соответствует расстоянию между ОУНТ в пучках, образующихся в процессе синтеза нанотрубок. Такое же расстояние соблюдается и в бислойных пленках, где трубки соседних слоев взаимно перпендикулярны. Фрагменты тонких моно- и бислойных пленок показаны на рис. 1а. Отметим, что для построения суперъячейки 2D-модели “пленка ОУНТ + подложка” необходимо, чтобы трансляционный шаг периодической ячейки ОУНТ совпадал полностью с трансляционным шагом подложки. Также необходимо обеспечить совпадение шага дистанцирова-

ния ОУНТ-ОУНТ с шагом трансляции подложки в направлении, перпендикулярном оси трубки.

Для монослойных пленок из трубок (4,4) и (7,7) это условие построения суперъячейки 2D-модели обеспечивается использованием топологической модели подложки в виде диоксида кремния – структуры с пространственной группой  $P4_2/mnt$ , которая характеризуется наличием энергетической щели зонной структуры  $E_{щель}$ . В качестве топологии поверхности подложки выбрана поверхность (100) в соответствии с известными экспериментальными данными о широко применяемых подложках для ОУНТ. Толщина слоя подложки составила три элементарных ячейки по оси  $z$  и равна  $7.2 \text{ \AA}$ . При такой субнанометровой толщине пленка диоксида кремния сохраняет свои диэлектрические свойства, как и в случае 3D-образцов, и позволяет в ходе проведения *in silico* исследований применять высокоточные квантовые методы. Рассчитанные энергетические параметры для подложки с поверхностью (100) составили:  $E_{щель} = 2.30 \text{ эВ}$ , энергия Ферми  $E_F = -6.29 \text{ эВ}$ .

Для монослойных пленок из трубок (5,5) и (6,6) применялась другая топологическая модель диоксида кремния – структура с пространственной группой  $P3_121$  с поверхностью (110). Толщина

**Таблица 1.** Метрические и энергетические параметры моно/бислойных пленок

Параметры	$L_x, \text{Å}$	$L_y, \text{Å}$	$Q_{\text{трубка}},  e $	$E_F, \text{эВ}$	$N$	$N(\text{SiO}_2)$
Монослой						
(4,4)	8.82	4.92	-0.0021	-4.28	68	36
(5,5)	10.18	4.92	-0.0034	-3.86	76	36
(6,6)	11.54	4.92	-0.0023	-4.09	84	36
(7,7)	12.9	4.92	-0.0079	-4.37	110	54
Бислой						
(5,5)	10.18	10.18	-0.0229	-3.98	232	72

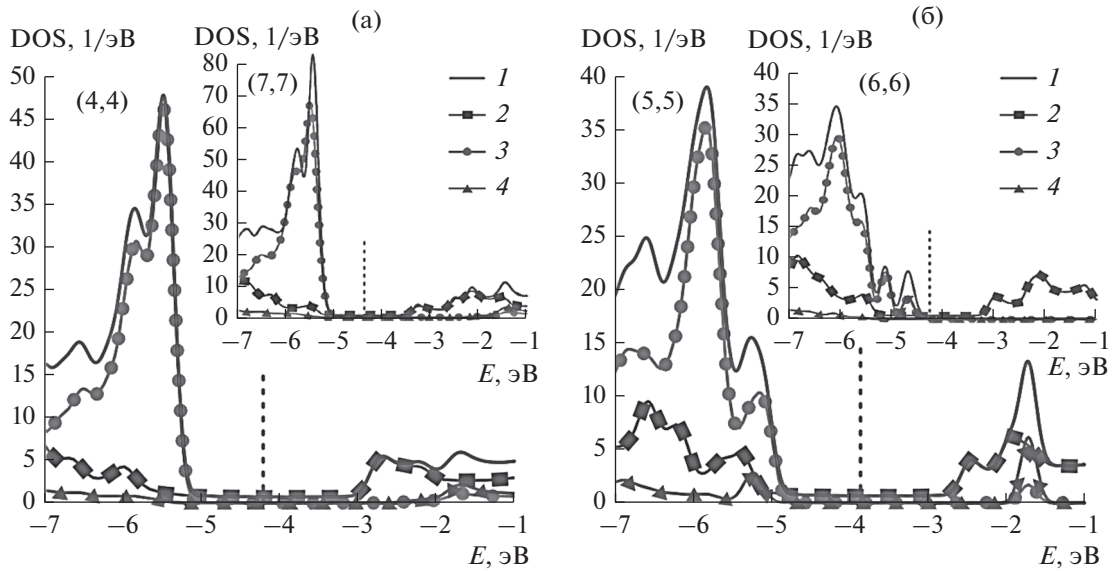
Примечание:  $L_x, L_y$  – векторы трансляций,  $N(\text{SiO}_2)$  – количество атомов подложки,  $N$  – общее количество атомов суперъядейки,  $Q_{\text{трубка}}$  – заряд, перетекающий на трубку,  $E_F$  – энергия Ферми.

пленки подложки также является субнанометровой и составляет 7.4 Å. Энергетические характеристики подложки с поверхностью (110) также отвечают диэлектрическим свойствам:  $E_{\text{щель}} = 3.87$  эВ, энергия Ферми  $E_F = -6.29$  эВ. На рис. 1а показан фрагмент 2D-модели “монослойная пленка ОУНТ + подложка” на примере пленки из трубок (5,5). Там же представлена модель фрагмента бислойной пленки из ОУНТ (5,5) на подложке. Как и в случае монослойной пленки, бислойная пленка располагается на подложке типа  $P3_121$  с поверхностью (110) той же толщины. Из всех рассматриваемых ОУНТ трубка (5,5) является единственной, для которой в рамках проведенного исследования удалось построить энергетически выгодную суперъядейку 2D-модели “пленка ОУНТ + подложка” с межтрубным расстоянием 3.4 Å для обоих слоев. Суперъядейки моно- и бислойной пленок показаны на рис. 1б, 1в. Метрические и энергетические параметры суперъядеек приведены для всех моделей пленок в табл. 1. Заряд  $Q_{\text{трубки}}$  рассчитывали согласно процедуре Малликена. Расстояние трубка-подложка во всех моделях составляет ~2.9...3.1 Å. Все расчеты проводили при температуре 300 К.

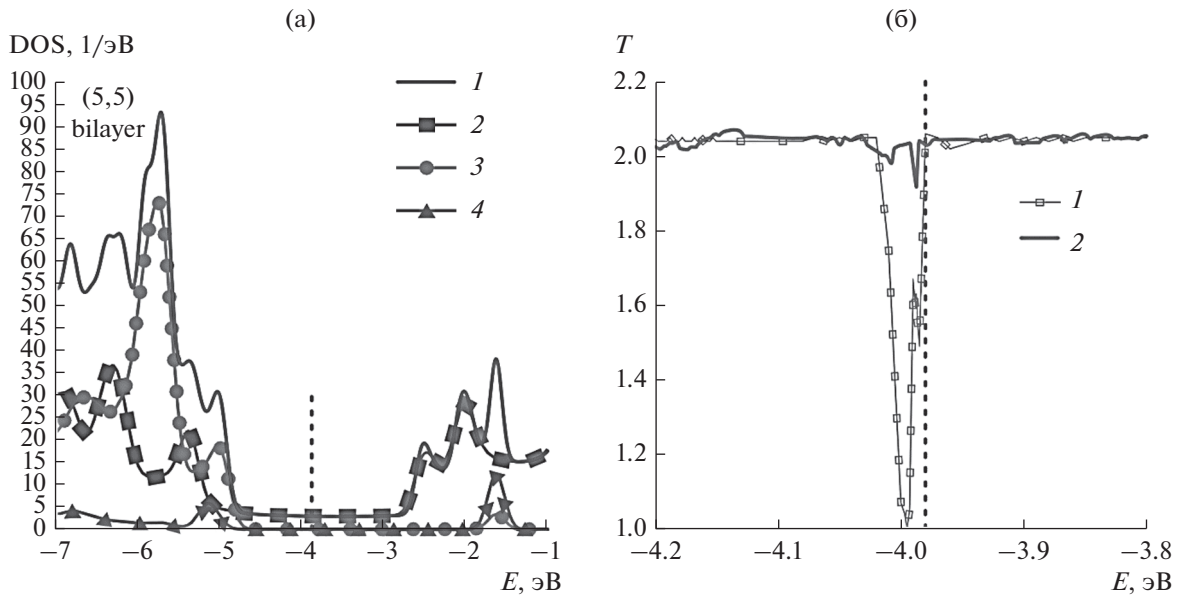
В табл. 1 не приводятся данные об энергетической щели, поскольку во всех случаях углеродные пленки демонстрируют металлический тип проводимости. Из данных таблицы видно, что во всех случаях трубки “забирают” на себя заряд от подложки. Величина этого заряда небольшая, но, тем не менее, она вносит определенные коррективы в закономерности электронных свойств пленок на основе ОУНТ. Наибольший перенос заряда наблюдается с подложки на бислойную пленку, причем на первый слой трубок, непосредственно контактирующий с подложкой, перешел заряд величиной  $-0.0213e$ . Второй слой трубок принял гораздо меньший заряд, и избыточный заряд составил всего лишь  $-0.0016e$ . Все атомы нанотрубок вблизи подложки несут на себе отрицательный заряд. На основе полученных расчетов можно предпо-

ложить, что электронный заряд через нижний слой нанотрубок перетекает на верхний слой. Это может быть обусловлено  $\pi$ -электронами нанотрубок, которые ведут себя достаточно активно в трубках субнанометрового диаметра. Как известно, в тонких ОУНТ наблюдается явление регибридизации электронных  $\sigma$ - и  $\pi$ -облаков, что приводит к увеличению химической активности атомов подобных трубок. Ионизация трубок приводит, как следствие, к заметным изменениям электронного строения.

Распределения плотности электронных состояний для монослойных пленок показаны на рис. 2а, для бислойной пленки – на рис. 3а. Во всех случаях приведены графики DOS системы “пленка + подложка” и парциальные DOS для углерода, кремния и кислорода. На рис. 2а показаны пленки с трубками (4,4) и (7,7), располагающиеся на одинаковых подложках  $P4_2/mnm$  с поверхностью (100). Графики DOS кислорода и кремния демонстрируют большую энергетическую щель. Плотность состояний кислорода характеризуется высоким пиком интенсивности у потолка валентной зоны. Вклад углерода становится заметным в зоне проводимости (интервал  $-3...-2.5$  эВ). Именно углерод обеспечивает ненулевую DOS на уровне Ферми. Графики DOS для пленок трубок (5,5) и (6,6) на подложке  $P3_121$  с поверхностью (110) представлены на рис. 2б. Пик интенсивности DOS кислорода у потолка валентной зоны в этом случае в четыре раза меньше по сравнению с DOS для другого типа подложки. Интересным является тот факт, что не только подложка оказывает влияние на профиль DOS пленок ОУНТ, формируя его в большой степени, но и электронная структура нанотрубок влияет на электронное строение подложки. Это четко видно на рис. 2б при сравнении DOS кислорода и кремния. Подложка у пленок с ОУНТ (5,5) и (6,6) одна и та же, но в первом случае графики DOS кислорода и кремния имеют пик на уровне энергии  $-1.7$  эВ, а во



**Рис. 2.** Плотности электронных состояний монослойных пленок: а – на подложке  $P4_2/mmm$  с поверхностью (100); б –  $P3_121$  с поверхностью (110); вертикальная линия – уровень Ферми; общий DOS (1), парциальные DOS углерода (2), кислорода (3) и кремния (4).

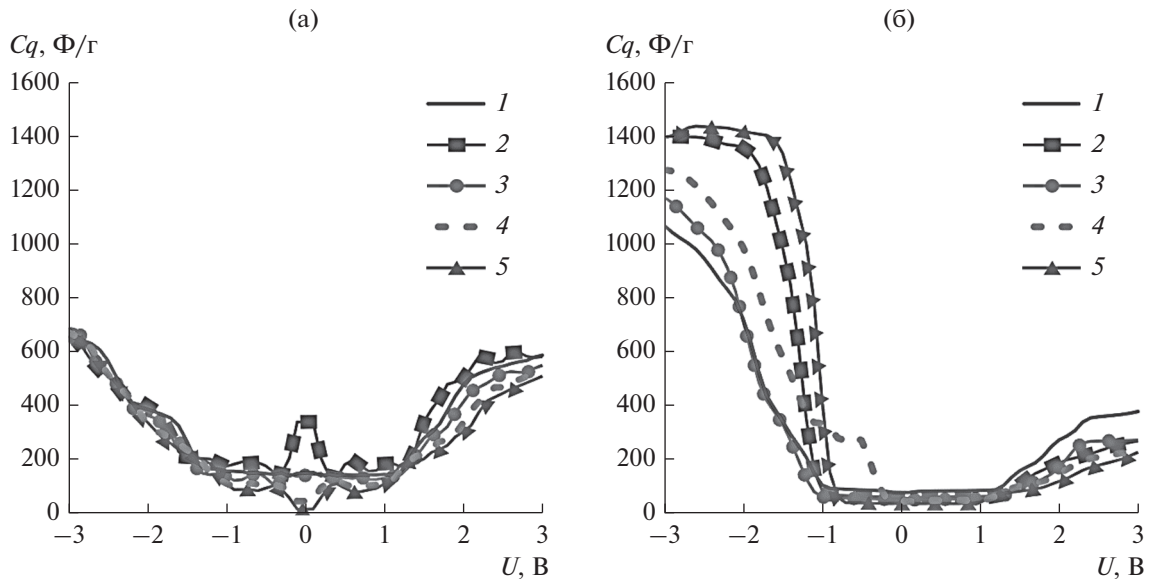


**Рис. 3.** Электронные и электрофизические характеристики бислойной пленки (5,5) на подложке: а – плотность электронных состояний (общий DOS (1); парциальные DOS углерода (2), кислорода (3) и кремния (4); б – интегральные функции пропускания бислойной пленки вдоль осей  $x$  (1) и  $y$  (2).

втором случае этот пик отсутствует. Зона проводимости системы “пленка из трубок (6,6) + подложка” вблизи уровня Ферми полностью сформирована углеродом, т.е. нанотрубками (полный DOS пленки и парциальный DOS углерода на рис. 2б полностью сливаются выше уровня Ферми). Можно сделать вывод, что подложка играет важную роль

в формировании DOS, а топология поверхности определяет степень и характер взаимного влияния трубки и подложки.

Профиль DOS системы “бислойная пленка + подложка” представлен на рис. 3а. Как и ожидалось, профиль DOS в этом случае практически полностью совпадает с профилем DOS монослой-



**Рис. 4.** Квантовая емкость тонких пленок из ОУНТ: а – без подложки; б – на подложке. Кривая 1 отвечает бислоистой пленке из ОУНТ (5,5), кривые 2, 3, 4, 5 отвечают монослойным пленкам из ОУНТ (4,4), (5,5), (6,6) и (7,7), соответственно.

ной пленки, показанном на рис. 2б. Увеличилась лишь интенсивность пиков и значений DOS вблизи уровня Ферми.

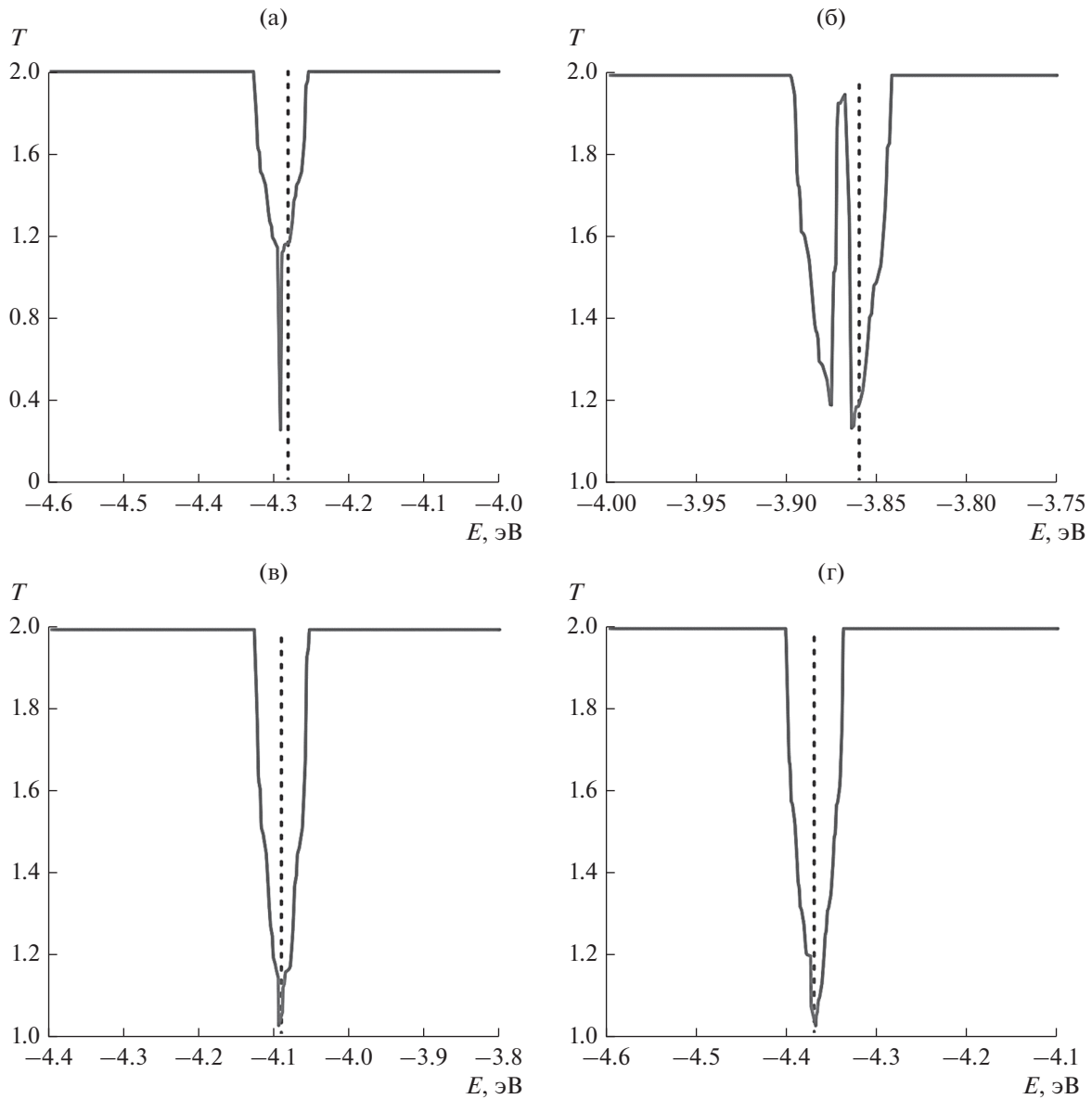
Из данных табл. 1 и рис. 2, 3 видно, что подложка оказывает влияние и на положения уровня Ферми пленок из ОУНТ. Ранее было установлено, что пленки из ОУНТ без подложки характеризуются уровнем Ферми  $-4.5 \pm 0.4$  эВ. При наличии подложки типа  $P4_2/mnm$  уровень Ферми сдвигается в сторону увеличения до значения  $\sim -4.3$  эВ, при наличии подложки  $P3_121$  уровень Ферми сдвигается более заметно до отметки  $\sim -4.0$  эВ, причем и для моно-, и для бислоистой пленки. Это очень важный момент, поскольку, с одной стороны, подложка не снижает проводимости пленки, а с другой – уменьшает работу выхода электронов, сдвигая уровень Ферми по оси энергий в направлении 0 эВ. Этот факт очень важен для применения ОУНТ в эмиссионной электронике.

На основе рассчитанных распределений DOS была проведена численная оценка квантовой емкости для пленок ОУНТ и системы “пленка ОУНТ + подложка” по формуле (2) при изменении напряжения от  $-3$  до  $3$  В (рис. 4). Из графиков видно, что в области напряжений от  $-1$  до  $1$  В квантовая емкость принимает минимальные значения для всех исследуемых структур, причем согласно проведенному анализу DOS (см. рис. 2 и 3а) для системы “пленка ОУНТ + подложка” практически весь вклад в квантовую емкость вносит DOS ОУНТ. При напряжении менее  $-1$  В квантовая емкость выходит на насыщение, вплоть до значений  $1400$  и  $1280$   $\Phi/\text{г}$  для пленок ОУНТ с подложками типа

$P4_2/mnm$  и  $P3_121$  соответственно. Бислоистая пленка за счет большего содержания ОУНТ демонстрирует в интервале напряжений от  $-1$  до  $3$  В наибольшее значение квантовой емкости среди всех рассматриваемых структур, а в интервале от  $-3$  до  $-1$  квантовая емкость ее значения не превышает  $1200$   $\Phi/\text{г}$ .

Следующим важным этапом наших исследований было выявление закономерности влияния подложки на электропроводность пленок. Первым шагом в этом направлении был расчет функции пропускания электронов  $T(E)$ , зависящей от энергии первой зоны Бриллюэна. На рис. 5 представлены рассчитанные функции  $T(E)$ , значения которых приведены в квантах проводимости  $e^2/h$  (где  $h$  – постоянная Планка). Для монослойных пленок электропроводность рассчитывали только для направления токопереноса вдоль оси трубок, т.е. вдоль оси  $x$ . Как известно, ОУНТ типа “кресло” имеют два канала (два кванта) проводимости на уровне Ферми. Вследствие отмеченного ранее перераспределения заряда между ОУНТ и подложкой количество квантов проводимости системы “пленка ОУНТ + подложка” будет снижено, что скажется и на величине сопротивления исследуемых структур.

В отличие от монослойных пленок, бислоистые структуры обладают электропроводностью в обоих направлениях,  $x$  и  $y$ , поэтому функции пропускания рассчитывали для двух направлений. Результаты расчетов представлены на рис. 3б. Наличие двух слоев нанотрубок приводит к повышенным значениям функции пропускания по сравнению с



**Рис. 5.** Интегральные функции пропускания монослойных пленок ОУНТ (4,4), (5,5), (6,6) и (7,7); вертикальная линия – уровень Ферми.

монослойной пленкой. Функция  $T(E)$  принимает значение 2.1 на уровне Ферми  $E_F$  и справа от него. Можно прогнозировать для этого типа пленки повышенное значение электропроводности.

Заключительном этапе исследования был расчет электропроводности и электрического сопротивления пленок ОУНТ на подложке. В табл. 2 приведены полученные расчетные значения этих электрофизических параметров для пленок ОУНТ на подложке и без нее. Как известно, минимальное сопротивление для индивидуальной ОУНТ составляет 6.4 кОм при наличии двух каналов проводимости на уровне Ферми. Однако при объединении ОУНТ в плотно упакованные моно/бислойные

пленки сопротивление пленки заметно отличается от значения 6.4 кОм, что объясняется перекрытием  $\pi$ -электронных облаков соседних трубок. Как видно из данных табл. 2, все монослойные нанотрубные пленки характеризуются гораздо большим сопротивлением, ~7...8 кОм, по сравнению с эталонной величиной 6.4 кОм, установленной экспериментально [44]. Минимальное значение сопротивления монослойной пленки составляет 6.867 кОм. Такая особенность поведения сопротивления объясняется естественными причинами перераспределения электронного заряда между пленкой и подложкой. Однако ситуация заметно меняется для пленки из двух слоев нано-



**Таблица 2.** Электрофизические параметры пленок на подложке и без нее

Параметры	(4,4)	(5,5)	(6,6)	(7,7)	(5,5)-Х бислой	(5,5)-У бислой
Пленки на подложке						
<i>G</i> , мкСм	123.824	132.686	144.638	123.528	148.005	155.312
<i>R</i> , кОм	8.076	7.537	6.913	8.095	6.800	6.438
Пленки без подложки						
<i>G</i> , мкСм	121.045	145.619	134.027	144.914	155.312	155.312
<i>R</i> , кОм	8.261	6.867	7.461	6.900	6.438	6.431

трубок. Без подложки сопротивление каждого из слоев пленки было близко к идеальному и составляло ~6.43 кОм, а при наличии подложки оно практически не изменилось. Сопротивление верхнего слоя трубок бислойной пленки составило 6.438 кОм, что почти не отличается от значений сопротивления для пленки без подложки.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено *in silico* исследование влияния подложки в виде тонкой пленки из диоксида кремния толщиной 7.2 Å на электронное строение и электропроводность моно- и бислойных пленок из ОУНТ типа “кресло”. Равновесные конфигурации суперъячеек монослойных пленок на подложке были найдены для всех рассмотренных ОУНТ (4,4), (5,5), (6,6) и (7,7) типа “кресло” диаметром 0.5...1 нм, в то время как для бислойных пленок равновесная конфигурация была найдена только для пленки из ОУНТ (5,5). На основе результатов расчетов распределений DOS и квантовой емкости установлена закономерности влияния подложки на электронное строение тонких пленок из ОУНТ типа “кресло”. Варьируя топологию поверхности подложки из диоксида кремния, можно добиться увеличения квантовой емкости пленок из ОУНТ в 1.6...2.2 раза за счет трансфера заряда с атомов подложки на атомы нанотрубок в составе пленки.

Диэлектрическая подложка из диоксида кремния существенным образом оказывает влияние и на электропроводящие свойства монослойных пленок из ОУНТ. В зависимости от выбора топологии поверхности подложки электрическое сопротивление пленки можно увеличивать в пределах 10...17%, либо уменьшать в пределах 2...7%. Основываясь на результатах расчетов, полученных для единственной равновесной конфигурации суперъячейки бислойной пленки, можно сказать, что подложка практически не оказывает влияние на ее электропроводность и сопротивление в обоих направлениях токопереноса. Сопротивление каждого из слоев бислойной пленки хорошо коррелируют с минимально возможным значением сопротивления ~6.4 кОм, установленным для отдельной ОУНТ типа “кресло”. Таким образом, можно предполо-

жить, что решающую роль в определении электронного строения и электрофизических характеристик пленок из ОУНТ типа “кресло” оказывает кристаллическая фаза подложки.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках выполнения государственного задания (исследование электропроводящих свойств пленок ОУНТ на подложках, проект № FSRR-2020-0004) и Совета по грантам Президента РФ для молодых кандидатов (исследование закономерностей электронного строения пленок ОУНТ при наличии подложки, грант МК-2289.2021.1.2).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Jiang S., Hou P.X., Chen M.L. et al. // *Sci. Adv.* 2018. V. 4. № 5. P. eaap9264. <https://doi.org/10.1126/sciadv.aap9264>
- Devaraju S., Lee T., Mohanty A.K. et al. // *RSC Adv.* 2017. V. 7. № 31. P. 19267. <https://doi.org/10.1039/C7RA01180F>
- Siwal S.S., Saini A.K., Rarotra S. et al. // *J. Nanostruct. Chem.* 2021. V. 11. № 1. P. 93. <https://doi.org/10.1007/s40097-020-00378-2>
- Qu S., Dai Y., Zhang D. et al. // *Funct. Compos. Struct.* 2020. V. 2. № 2. P. 022002. <https://doi.org/10.1088/2631-6331/ab9752>
- Zhang Q., Zhou W., Xia X. et al. // *Adv. Mater.* 2020. V. 32. P. 2004277. <https://doi.org/10.1002/adma.202004277>
- Mirri F., Ma A.W., Hsu T.T. et al. // *ACS Nano.* 2012. V. 6. № 11. P. 9737. <https://doi.org/10.1021/nn303201g>
- Shimoni A., Azoubel S., Magdassi S. // *Nanoscale.* 2014. V. 6. № 19. P. 11084. <https://doi.org/10.1039/C4NR02133A>
- Yu W., Zhou H., Li B.Q., Ding S. // *ACS Appl. Mater. Interfaces.* 2017. V. 9. № 5. P. 4597. <https://doi.org/10.1021/acsami.6b13904>
- Sweeney C.B., Lackey B.A., Pospisil M.J. et al. // *Sci. Adv.* 2017. V. 3. № 6. P. e1700262. <https://doi.org/10.1126/sciadv.1700262>

10. *Mustonen K., Nasibulin A.G., Pudas M. et al.* // Carbon. 2013. V. 62. P. 513.  
<https://doi.org/10.1016/j.carbon.2013.05.072>
11. *Bu Q., Zhan Y., He F. et al.* // J. Appl. Polym. Sci. 2016. V. 133. P. 43243.  
<https://doi.org/10.1002/app.43243>
12. *De Volder M.F., Tawfick S.H., Baughman R.H., Hart A.J.* // Science. 2013. V. 339. № 6119. P. 535.  
<https://doi.org/10.1126/science.1222453>
13. *Zhou Y., Azumi R.* // Sci. Technol. Adv. Mater. 2016. V. 17. № 1. P. 493.  
<https://doi.org/10.1080/14686996.2016.1214526>
14. *Dong C., Hao J.* // Colloids Surf. A Physicochem. Eng. Asp. 2019. V. 566. P. 207.  
<https://doi.org/10.1016/j.colsurfa.2019.01.020>
15. *Sajed F., Rutherglen C.* // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 103. № 14. P. 185\_1.  
<https://doi.org/10.1063/1.4824475>
16. *Bandodkar A.J., Jeerapan I., You J.M. et al.* // Nano Lett. 2016. V. 16. № 1. P. 721.  
<https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.5b04549>
17. *Wang C., Takei, K., Takahashi T., Javey A.* // Chem. Soc. Rev. 2013. V. 42. № 7. P. 2592.  
<https://doi.org/10.1039/C2CS35325C>
18. *Cai L., Wang C.* // Nanoscale Res. Lett. 2015. V. 10. № 1. P. 1.  
<https://doi.org/10.1186/s11671-015-1013-1>
19. *Cai L., Song L., Luan P. et al.* // Sci. Rep. 2013. V. 3. № 1. P. 1.  
<https://doi.org/10.1038/srep03048>
20. *Dinh T., Phan H.P., Nguyen T.K. et al.* // J. Mater. Chem. C. 2016. V. 4. № 42. P. 10061.  
<https://doi.org/10.1039/C6TC02708C>
21. *Ly X., Deng J., Wang B. et al.* // Chem. Mater. 2017. V. 29. № 8. P. 3499.  
<https://doi.org/10.1021/acs.chemmater.6b05356>
22. *Franklin A.D., Chen Z.H.* // Nat. Nanotech. 2010. V. 5. № 12. P. 858.  
<https://doi.org/10.1038/nnano.2010.220>
23. *Franklin A.D., Luisier M., Han S.J. et al.* // Nano. Lett. 2012. V. 12. № 2. P. 758.  
<https://doi.org/10.1021/nl203701g>
24. *Qiu C., Zhang Z., Xiao M. et al.* // Science. 2017. V. 355. № 6322. P. 271.  
<https://doi.org/10.1126/science.aaj1628>
25. *Xu L., Qiu C., Peng L.-M., Zhang Z.* // Nano Res. 2021. V. 14. № 4. P. 976.  
<https://doi.org/10.1007/s12274-020-3135-8>
26. *Franklin A.D.* // Nature. 2013. V. 498. № 7455. P. 443.  
<https://doi.org/10.1038/498443a>
27. *Zhong D., Zhang Z., Ding L. et al.* // Nat. Electron. 2018. V. 1. № 1. P. 40.  
<https://doi.org/10.1038/s41928-017-0003-y>
28. *Xie Y., Zhang Z., Zhong D., Peng L.* // Nano Res. 2019. V. 12. № 8. P. 1810.  
<https://doi.org/10.1007/s12274-019-2436-2>
29. *Liu L., Ding L., Zhong D. et al.* // ACS Nano. 2019. V. 13. № 2. P. 2526.  
<https://doi.org/10.1021/acs.nano.8b09488>
30. *Liu Z., Zhao J., Xu W. et al.* // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2014. V. 6. № 13. P. 9997.  
<https://doi.org/10.1021/am502168x>
31. *Xiang L., Zhang H., Dong G. et al.* // Nat. Electron. 2018. V. 1. № 4. P. 237.  
<https://doi.org/10.1038/s41928-018-0056-6>
32. *Li X., Zhu Y., Cai W. et al.* // Nano Lett. 2009. V. 9. № 12. P. 4359.  
<https://doi.org/10.1021/nl902623y>
33. *Liu S., Guo X.* // NPG Asia Mater. 2012. V. 4. № 8. P. e23.  
<https://doi.org/10.1038/am.2012.42>
34. *Elstner M., Porezag D., Jungnickel G. et al.* // Phys. Rev. B 1998. V. 58. № 11. P. 7260.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.58.7260>
35. *Elstner M., Seifert G.* // Phil. Trans. R. Soc. A. 2014. V. 372. № 2011. P. 20120483.  
<https://doi.org/10.1098/rsta.2012.0483>
36. *Ghorbani-Asl M., Bristowe P.D., Koziol K.* // Phys. Chem. Chem. Phys. 2015. V. 17. № 28. P. 18273.  
<https://doi.org/10.1039/C5CP01470K>
37. *Naumov V.S., Loginova A.S., Avdoshin A.A. et al.* // Int. J. Quantum Chem. 2021. V. 121. № 2. P. e26427.  
<https://doi.org/10.1002/qua.26427>
38. *Slepchenkov M.M., Shmygin D.S., Zhang G., Glukhova O.E.* // Carbon. 2020. V. 165. P. 139.  
<https://doi.org/10.1016/j.carbon.2020.04.069>
39. *Rappe A.K., Casewit C.J., Colwell K.S. et al.* // J. Am. Chem. Soc. 1992. V. 114. № 125. P. 10024.  
<https://doi.org/10.1021/ja00051a040>
40. *Hourahine B., Aradi B., Blum V. et al.* // J. Chem. Phys. 2020. V. 152. № 12. P. 124101.  
<https://doi.org/10.1063/1.5143190>
41. *Mousavi-Khoshdel S.M., Jahanbakhshbonab P., Targholib E.* // Phys. Lett. A. 2016. V. 380. № 41. P. 3378.  
<https://doi.org/10.1016/j.physleta.2016.07.067>
42. *Datta S.* Quantum Transport: Atom to Transistor. Cambridge: Univ. Press, 2005. P. 217.  
<https://doi.org/10.1017/CBO9781139164313>
43. *Glukhova O.E., Shmygin D.S.* // Beilstein. J. Nanotechnol. 2018. V. 9. № 1. P. 1254.  
<https://doi.org/10.3762/bjnano.9.117>
44. *Dresselhaus G., Dresselhaus M.S., Saito R.* Physical properties of carbon nanotubes. Singapore: World Scientific, 1998.

---

**К 85-ЛЕТИЮ  
Н.И. СИНИЦЫНА**

---

УДК 538.915

**АВТОЭМИССИОННЫЕ НАНОЭМИТТЕРЫ  
НА БАЗЕ Т-КОНТАКТНЫХ СОЕДИНЕНИЙ ИЗ ОДНОСЛОЙНЫХ  
УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК И КОВАЛЕНТНО СВЯЗАННЫХ С НИМИ  
ГРАФЕНОВЫХ ЗИГЗАГ-НАНОЛЕНТ**© 2022 г. О. Е. Глухова<sup>а</sup>, М. М. Слепченков<sup>а, \*</sup><sup>а</sup>*Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,  
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012 Российская Федерация**\*E-mail: slepchenkovi@mail.ru*

Поступила в редакцию 30.03.2022 г.

После доработки 30.03.2022 г.

Принята к публикации 25.04.2022 г.

С помощью квантово-механических подходов исследованы электронные и электрофизические свойства Т-контактных соединений на основе тонких хиральных одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ) и графеновой зигзаг-наноленты с позиции их применения в качестве автоэмиссионных наноэммиттеров лезвийного типа с атомарной толщиной эмиттирующего лезвия. Установлен факт резкого уменьшения контактного электрического сопротивления на 87% для исследуемого трехполюсника (Т-контакта) со стороны двух контактов, в качестве которых выступают полубесконечные ОУНТ. Сопротивление графеновой зигзаг-наноленты, подключаемой перпендикулярно контактам из ОУНТ в составе трехполюсника, сравнимо с сопротивлением самой наноленты и составляет ~3.3 кОм. Показано, что ковалентные связи графеновых лент с нанотрубками определяют большую прочность на разрыв в сильных электрических полях, что обеспечивает целостность атомной структуры даже в электрических полях напряженностью  $\sim 1.5 \times 10^8$  В/нм. Выявлено, что механическая сила электрического поля, составляющая 23...36 нН, вызывает периодические деформации атомного каркаса с частотой  $\sim 1.25$  ТГц.

DOI: 10.31857/S0033849422100047

**ВВЕДЕНИЕ**

В настоящее время интенсивно растет число областей с применением нитеобразных структур из атомов углерода – углеродных нанотрубок (УНТ). В электронике углеродные нанотрубки считаются перспективными кандидатами для создания пьезорезистивных элементов [1, 2], преобразователей солнечной энергии [3–5], накопителей энергии [6–9]. Одним из современных применений УНТ является создание проводящих каналов с высокой проводимостью [10, 11] благодаря их превосходным электрическим, термическим и оптическим свойствам [12–18].

Эти новые направления применений сопровождают продолжающееся развитие хорошего известного направления – создания на основе пленок из УНТ высокоэффективных автоэмиссионных катодов. Холодная эмиссия электронов углеродными нанотрубками была открыта в XX в. Успешные работы в этом направлении проводили научные группы Ю.В. Гуляева и Н.И. Синицына [19–21]. Впервые были показаны высокие автоэмиссион-

ные характеристики пленок с вертикально ориентированными УНТ.

В настоящее время известно, что не менее перспективным наноматериалом для эмиссионной электроники является графен. Уникальные свойства графена и его производных позволяют рассматривать их как наиболее перспективные материалы для создания конденсаторов [22–24], аэрогелей и сенсоров [25–27]. Объединение УНТ и графена в гибридные структуры открывает пути для получения новых материалов с многообещающими свойствами, обусловленными синергетическим эффектом от сочетания структур разной размерности [28–34]. Усиление тех или иных свойств композитного графен-нанотрубного материала по сравнению с отдельными трубкой и графеном во многом зависит от технологии изготовления гибридных соединений графен/УНТ и типа их соединения. В частности, большой интерес представляют исследования, направленные на получение соединений из ковалентно-связанных нанотрубок и графена [35–40]. Такие соединения обладают улучшенными электрическими и меха-

ническими свойствами по сравнению со свойствами атомарно тонкого графена. Для их получения используются различные технологии: отжиг функционализированных УНТ на медной фольге без введения посторонних источников углерода [41], термическое химическое осаждение из газовой фазы графеновых пленок на медной фольге, покрытой УНТ [42]. Изготовленные пленки обладают поверхностным сопротивлением 300 Ом/квadrat и прозрачностью 96.4%, а созданные на их основе полевые транзисторы показали улучшенное отношение токов включения и выключения  $I_{\text{вкл}}/I_{\text{выкл}}$  по сравнению с чистым графеном.

Для изготовления гибридных графен-нанотрубных углеродных пленок с настраиваемыми автоэмиссионными свойствами разработан метод, основанный на низковакуумном отжиге ацетата целлюлозы на никелевой поверхности [43]. Изготовленные с помощью этого метода гибридные пленки обладают низким значением напряженности электрического поля включения 2.12 В/мкм при плотности тока эмиссии 10 мкА/см<sup>2</sup>, что превосходит аналогичные характеристики пленок из УНТ [43]. Изготовление гибридных композитных материалов графен/УНТ с улучшенными автоэмиссионными свойствами — одна из актуальных современных задач [44–49]. В работе [47] показано, что благодаря оптимальному массовому соотношению УНТ к графену (5 : 1) удалось значительно улучшить автоэмиссионные характеристики гибридных структур УНТ/графен, в том числе добиться следующих показателей: электрическое поле включения 0.79 В/мкм, пороговое электрическое поле 1.05 В/мкм, максимальная плотность тока 0.1 мА/см<sup>2</sup> и коэффициент усиления поля  $\sim 1.3 \times 10^4$ .

В то же время для успешного применения графен/УНТ структур в эмиссионной электронике необходимо исследовать их поведение при критических электрических полях, приводящих к механическому разрушению. Подобных экспериментальных исследований на данный момент не проводилось, поэтому прогностический теоретический анализ поведения графен/УНТ-структур в сильных полях очень важен. Эффективным инструментом такого анализа является компьютерное молекулярное моделирование, которое ранее успешно применялось для прогнозирования электронных, электрических и эмиссионных свойств графен/УНТ различной топологии [50, 51].

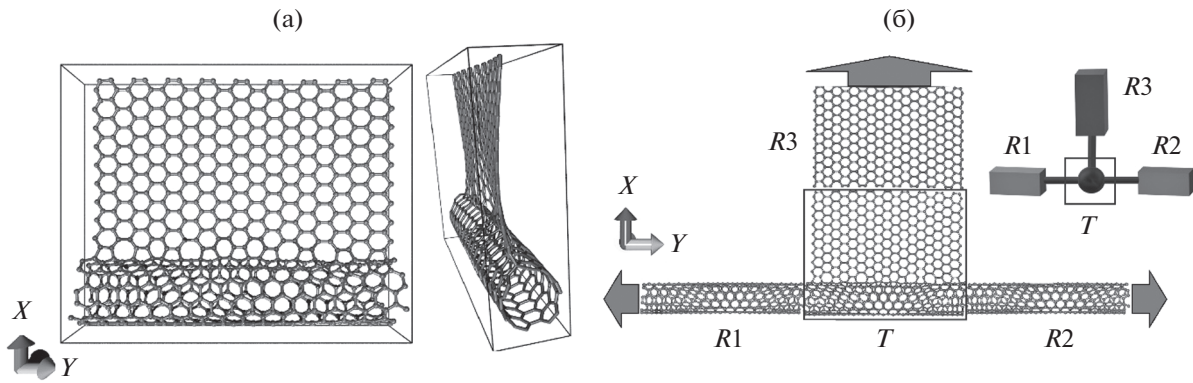
Цель данной работы — исследовать композитные пленки на основе графена и однослойных углеродных нанотрубок (ОУНТ) с ковалентными связями нанотрубка–графен, формирующими Т-образные соединения в составе пленки.

## 1. АТОМНАЯ СТРУКТУРА, ЭЛЕКТРОННОЕ СТРОЕНИЕ И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ СУПЕРЪЯЧЕЙКИ ГРАФЕН/УНТ С Т-ОБРАЗНЫМ КОНТАКТОМ

Для исследования атомного и электронного строения графен/ОУНТ-наноструктур с Т-образным контактом был применен метод функционала плотности на базе сильной связи с самосоглашением по заряду (SCC DFTB). Этот метод реализован в оригинальной программе Kvaazar/Mizar [52, 53]. Для нахождения равновесной конфигурации суперъячейки квази-1D-структуры с регулярными Т-образными контактами графен/ОУНТ необходимо было решить минимаксную задачу. Отыскиваемый глобальный минимум полной энергии суперъячейки с соответствующими периодическими граничными условиями отвечает равновесной энергетически стабильной атомной конфигурации. Варьируемыми параметрами являются все координаты всех атомов и длина вектора трансляции.

Атомная структура полученной равновесной суперъячейки представлена на рис. 1а. Суперъячейка содержит 722 атома, из которых 364 атома образуют каркас хиральной трубки (6,5). Если период индивидуальной нанотрубки (6,5) составляет 4.064 нм, то период суперъячейки составляет 4.9 нм. Отметим, что трубка (6,5) выбрана не случайно, поскольку по статистике именно этот тип ОУНТ составляет большую долю среди всего массива ОУНТ, получаемого в ходе синтеза. Графен в этой структуре представлен чешуйкой длиной 3.92 нм и шириной 2.4 нм. Размеры графеновой чешуйки не могут точно соответствовать длине ОУНТ (6,5) из-за ее хиральности, поэтому длина чешуйки была взята несколько меньше, чем длина ОУНТ. Контактная область нанотрубка–графен образована ковалентными связями, обеспечивающими особую прочность такого контакта. Длина С–С-связей в этой области составляет  $\sim 0.157$  нм. В области соединения трубки с графеном в суперъячейке образуются пяти- и семиугольники.

Для исследования электронных свойств полученного Т-образного контакта предложена эквивалентная схема трехполюсника (рис. 1б). Она представлена тремя сопротивлениями  $R_1$ ,  $R_2$  и  $R_3$ , для расчета которых предварительно вычисляются величины электропроводности в трех направлениях 1–2, 1–3 и 2–3. К Т-образному контакту присоединяются две полубесконечные в направлениях  $-Y$  и  $+Y$  нанотрубки (6,5) и полубесконечная в направлении  $+X$  графеновая зигзаг-нанолента. Полубесконечные нанотрубки и графеновая нанолента выступают в качестве электродов. Для Т-образного контакта рассчитаны электронный спектр, энергия Ферми и энергетическая щель с учетом указанных полубесконечных электродов. Те же характеристики рассчитаны и для квази-



**Рис. 1.** Структура Т-образного соединения графен/ОУНТ: а – суперячейка Т-образного контакта; б – эквивалентная схема трехполюсного контакта  $T$ , к которому подсоединены две полубесконечные нанотрубки (6,5) и полубесконечная графеновая нанолента.

1D-структур с регулярными Т-образными контактами графен/ОУНТ. В табл. 1 представлены метрические, энергетические и электронные параметры для индивидуальной ОУНТ (6,5), индивидуальной графеновой зигзаг-ленты, Т-образного контакта в трех направлениях, а также для квази-1D-структур с регулярными Т-образными контактами.

Из данных таблицы видно, что если для Т-образного контакта как 0D-объекта характерно значение уровня Ферми  $-5.46$  эВ, то у бесконечной 1D-структуры значение уровня Ферми поднялось до  $-4.52$  эВ, что сравнимо со значением для ОУНТ (6,5). Однако если ОУНТ характеризовалась большой щелью  $\sim 1$  эВ, то 1D-графен/ОУНТ-структура не имеет щели вообще, т.е. ее проводимость имеет металлический характер.

Для расчета сопротивления применяется известный подход к численной оценке электропроводности, использующий формализм Ландауэра-Буттикера и выражение следующего вида:

$$G = \frac{I}{V} = \frac{2e^2}{h} \int_{-\infty}^{\infty} T(E) F_T(E - E_F) dE, \quad (1)$$

где  $T(E)$  – функция пропускания электронов, характеризующая квантово-механическую прозрач-

ность проводящего канала в зависимости от энергии движущегося по нему электрона (проводящий канал – структура, заключенная между двумя контактами),  $E_F$  – энергия Ферми материала контактов,  $e$  – заряд электрона,  $h$  – постоянная Планка,  $e^2/h$  – квант проводимости для единственного канала проводимости. Это значение удваивается в связи с учетом спина электронов. Функция теплового уширения  $F_T(E)$  рассчитывается по формуле

$$F_T(E) = \frac{1}{4k_B T} \operatorname{sech}^2 \frac{E}{2k_B T}, \quad (2)$$

где  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура. Интеграл, представленный в формуле (1), рассматривается на небольшом интервале энергии из-за функции теплового уширения. При этом наибольший вклад в величину функции пропускания вносят значения энергии вблизи энергии Ферми в интервале  $[E_F - \alpha, E_F + \alpha]$  ( $\alpha = 0.2, 0.3$  эВ). Функция пропускания электронов определяется выражением

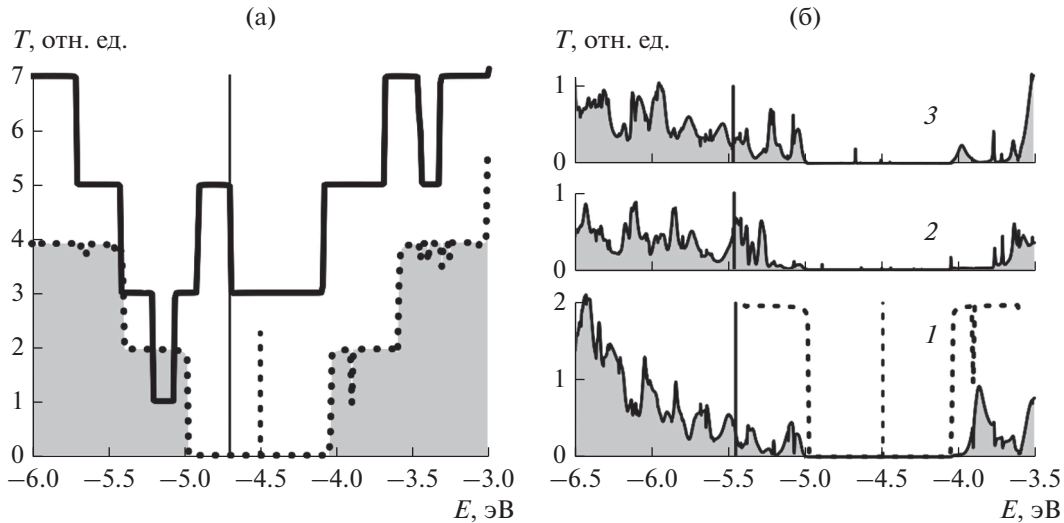
$$T(E) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \operatorname{Tr}(\Gamma_s(E) G^A(E) \Gamma_d(E) G^R(E)), \quad (3)$$

где  $G^A(E)$ ,  $G^R(E)$  – соответственно опережающая и запаздывающая функции Грина, описыва-

**Таблица 1.** Метрические, энергетические и электронные параметры исследуемых углеродных наноструктур

Структуры	$L$ , нм	$E_F$ , эВ	$E_g$ , эВ	$R$ , кОм
1D – УНТ (6,5)	Y: 4.064	-4.50	0.95	368.31
1D – зигзаг-нанолента	X: 0.246	-4.70	0.00	3.16
T1 (УНТ в направлении - Y)	-Y: 4.090	-5.46	0.00	18.50
T2 (УНТ в направлении + Y)	+Y: 4.090	-5.46	0.00	18.50
T3 (нанолента в направлении + X)	+X: 0.246	-5.46	0.00	15.40
1D – УНТ/графен	Y: 4.090	-4.52	0.00	4.19

Примечание:  $L$  – длина вектора трансляции,  $E_F$  – уровень Ферми,  $E_g$  – ширина энергетической щели;  $R$  – значения электрического сопротивления.



**Рис. 2.** Функция пропускания индивидуальной ОУНТ (6,5) (пунктирная кривая) и графеновой наноленты (сплошная кривая) (а), а также трехполосника, представленного Т-образным контактом графен/ОУНТ (б): для полубесконечной ОУНТ, контактирующей с Т-образным соединением в направлении  $-Y$  (1) и  $+Y$  (2), и для контакта полубесконечной графеновой зигзаг-наноленты с графеновой чешуйкой Т-образного соединения в направлении  $+X$  (3). Сплошные вертикальные линии – уровни Ферми графеновой наноленты (а) и Т-образного соединения (б), пунктирные вертикальные линии – уровни Ферми нанотрубки (а, б).

ющие контакт с электродами,  $T_g$  – след матрицы передачи,  $\Gamma_s(E)$ ,  $\Gamma_d(E)$  – матрицы уширения уровней для истока  $s$  и стока  $d$ . Физический смысл функции пропускания  $T(E)$  заключается в вероятности перехода через проводящий канал электрона с энергией  $E$ , (в случае нескольких каналов проводится суммирование по всем каналам проводимости). Функция  $T(E)$  отыскивается суммированием по всем точкам первой зоны Бриллюэна ( $N$  – число точек обратного пространства). Точность расчета  $T(E)$  определяется разбиением обратного пространства. Эффективным разбиением является то, которое обеспечивает сходимость функции пропускания (с увеличением числа точек пространства  $k$  функция  $T(E)$  не меняется). В данной работе применяется аппарат функций Грина–Келдыша, который позволяет решать нестационарное уравнение Шредингера для сложных систем. Матрицы Грина рассчитываются в виде

$$G^R(E) = \left( E^+ S_C - H_C - \sum_i \Sigma_i(E) \right)^{-1}, \quad (4)$$

где  $E^+$  – единичная матрица (ранг определяется рангом матрицы перекрытий  $S_C$  атомных орбиталей проводящего канала), которая умножена на величину энергии электрона  $E$  и к которой добавлена бесконечно малая комплексная добавка;  $H_C$  – гамильтониан проводящего канала, а  $\Sigma_i$ -матрица собственных энергий  $i$ -го контакта. Матрицы собственных энергий – поправки к га-

мильтониану, которые обусловлены взаимодействием проводящего канала с контактами:

$$\Sigma_i(E) = \left( E^+ S_i^+ - \tau_i^+ \right) G_0^i(E) \left( E^+ S_i - \tau_i \right), \quad (5)$$

где  $\tau_i$  – часть гамильтониана системы, характеризующая взаимодействие проводящего канала и  $i$ -го контакта,  $G_0^i$  – матрица Грина для изолированного  $i$ -го контакта. Матрицы собственных энергий являются комплексными, в которых действительная часть связана со сдвигом энергетических уровней проводящего канала, а мнимая – с уширением уровней; матрицы уширения уровней для каждого из контактов представляют собой удвоенные мнимые части матриц собственных энергий тех же контактов:

$$\Gamma_i(E) = i \left( \Sigma_i(E) - \Sigma_i^*(E) \right). \quad (6)$$

Расчет электропроводности реализован в оригинальной программе Kvarzar/Mizar [52, 53].

В первую очередь были рассчитаны функции пропускания электронов  $T(E)$  ОУНТ(6,5) и графеновой зигзаг-наноленты. Профили этих функций, нормированные на квант проводимости  $e^2/h$ , представлены на рис. 2а. Обе 1D-структуры характеризуются ступенчатым профилем функции пропускания. Значения уровня Ферми представлены в табл. 1, как и вектора трансляции  $L$ , там же указано направление трансляции. Из рис. 2а видно, что графеновая нанолента характеризуется пиком интенсивности на уровне Ферми, а нанотрубка имеет нулевую проводимость в интервале

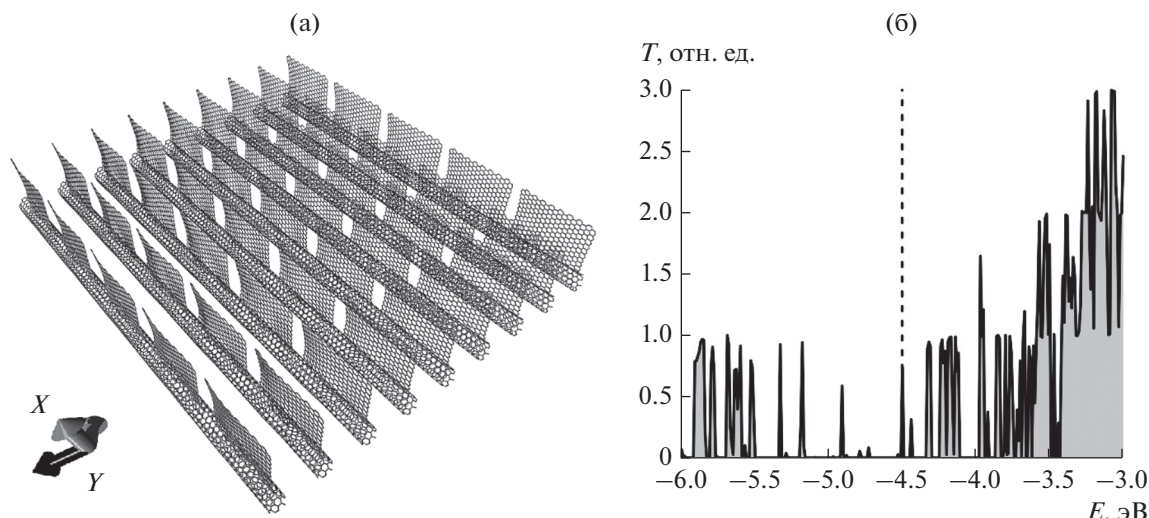


Рис. 3. Пленка на основе квази-1D-структур с регулярными T-образными контактами: а – атомное строение; б – функция пропускания электронов.

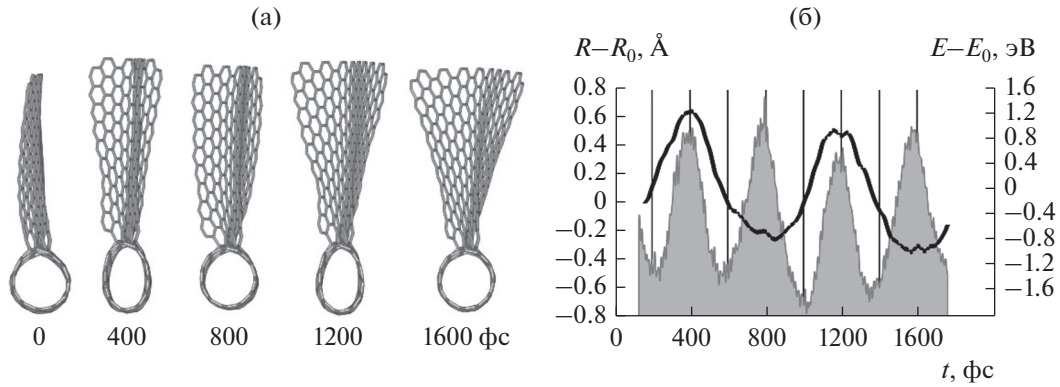
(−5.0; −4.05) эВ. На основе функций  $T(E)$  рассчитаны электрические сопротивления  $R$  (см. табл. 1). На уровне Ферми графеновая зигзаг-нанолента имеет пик проводимости, что характерно для данного типа нанолент из-за краевого эффекта, и это предопределяет малое сопротивление 3.16 кОм. Сопротивление нанотрубки более чем в 100 раз превышает сопротивление графеновой наноленты, поскольку ОУНТ (6,5) является полупроводниковой.

Также были рассчитаны сопротивления контактов трехполюсника  $R1, R2, R3$  (см. рис. 1б). На рис. 2б приведены профили соответствующих функций пропускания. Для анализа рассчитанных профилей функции пропускания трехполюсника на рис. 2б показан профиль ОУНТ (6,5), уровень Ферми T-образного соединения и уровень Ферми нанотрубки. Видно, что в результате образования графен/ОУНТ-контакта уровень Ферми сдвигается влево. При этом щель функции пропускания для ОУНТ четко просматривается, но она находится правее на 0.5 эВ от уровня Ферми трехполюсника. В табл. 1 приведены рассчитанные сопротивления подключения полубесконечных ОУНТ к трехполюснику одинаковы и их значения меньше по сравнению с сопротивлением подключения полубесконечной графеновой наноленты. Все три значения сопротивления в ~5 раз больше сопротивления наноленты, но в ~20 раз меньше сопротивления ОУНТ (6,5). Таким образом, установлена высокая электропроводность T-образного соединения графен/ОУНТ, что обуславливается ковалентными связями между графеновой структурой и нанотрубкой.

Далее была рассчитана электропроводность квази-1D-структуры с регулярными T-образными контактами. Подобные структуры в составе пленки образуют матричный катод с регулярно расположенными графеновыми наноэмиттерами атомарной толщины (рис. 3а). Профиль функции пропускания квази-1D-структуры значительно отличается от профиля для T-образного контакта. На уровне Ферми −4.52 эВ находится пик интенсивности ~0.8 кванта проводимости. Наличие пика интенсивности обуславливает низкое сопротивление подобной структуры (см. табл. 1). Ее сопротивление 4.19 кОм только в 1.3 раза больше сопротивления индивидуальной графеновой ленты.

## 2. ПОВЕДЕНИЕ КВАЗИ-1D-СТРУКТУРЫ С РЕГУЛЯРНЫМИ T-КОНТАКТАМИ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Для моделирования поведения исследуемых графен/ОУНТ структур в сильных электрических полях с напряженностью  $10^7 \dots 10^8$  В/см была использована квантовая молекулярная динамика Борна–Оппенгеймера на основе метода SCC DFTB с применением расширенного лагранжиана [54]. Этот подход сочетает в себе лучшие достижения подхода Кар–Парринелло и Борна–Оппенгеймера. Расчеты проводились с временным шагом 0.5 фс. Направление силовых линий поля было выбрано вдоль оси X, т.е. максимум напряженности поля приходился на краевые атомы графеновой компоненты. Обнаружено, что частичное разрушение начинается при напряженности поля  $1.5 \times 10^8$  В/см уже в течение первой пикосекунды с момента появления внешнего поля. При этом графен практически полностью отрывается полем от нано-



**Рис. 4.** Поведение квази-1D-структуры с регулярными Т-образными контактами графен/ОУНТ в поле напряженностью  $10^8$  В/см: а – периодические изменения атомного каркаса суперъячейки во времени; б – осцилляции радиуса ОУНТ (сплошная кривая) и потенциальной энергии (контур серой области).

трубки, и сама нанотрубка в месте отрыва терпит локальные разрывы ковалентных связей.

Важным моментом поведения графен/ОУНТ-структур в сильных полях является не только их разрушение, но и закономерности деформаций атомного остова. Для раскрытия этих закономерностей была проведена серия молекулярно-динамических симуляций поведения структур во внешних полях  $10^7 \dots 10^8$  В/см (с шагом 1 В/нм) в течение первых 3...5 пс с момента появления поля. Обнаружено, что при напряженностях поля  $10^7 \dots 4 \times 10^7$  В/см атомный каркас квази-1D-структур испытывает незначительные деформации. Однако при увеличении напряженности до  $5 \times 10^7$  В/см и более в поведении атомного каркаса начинают наблюдаться четкие периодические изменения радиуса ОУНТ и, соответственно, размеров графеновой чешуйки. На рис. 4а показан атомный каркас суперъячейки в разные моменты времени. Видна периодическая деформация, сопровождающаяся осцилляцией каркаса трубки и разворотом графеновой чешуйки. На рис. 4б показаны графики изменения радиуса нанотрубки  $R$  и ее потенциальной энергии  $E$  относительного равновесного положения системы (значения  $R_0$  и  $E_0$  соответственно) при напряженности электрического поля  $10^8$  В/см. Радиус трубки осциллирует с периодом  $\sim 800$  фс. Потенциальная энергия осциллирует с периодом в два раза меньше, ее максимумы соответствуют моментам максимального сжатия/растяжения каркаса нанотрубки.

Анализ осцилляций потенциальной энергии  $E$  и радиуса  $R$  нанотрубки показал, что при напряженности поля в интервале  $(5 \dots 10) \times 10^7$  В/см частота колебаний радиуса трубки находится в интервале 1.25...1.26 ТГц. Далее при увеличении напряженности до  $2 \times 10^8$  В/см частота колебаний уменьшается, поскольку каркас как бы все труднее сопротивляется полю и начинает разрушаться. На

основе полученных знаний о растяжении/сжатии рассчитана пондеромоторная сила. Ее величина находится в пределах 23...36 нН.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлено, что графен/ОУНТ-структуры на основе полупроводниковой ОУНТ (6,5) обладают низким сопротивлением и металлическим типом проводимости, который обеспечивается частичным перетеканием заряда с нанотрубки на графеновую наноленту, вызванным  $sp^3$ -гибридизацией электронных облаков атомов в области контакта графен–нанотрубка. Область контакта рассмотрена как трехполюсник, к которому с двух сторон подсоединяются полубесконечные одинаковые ОУНТ (6,5), к третьей – графеновая полубесконечная нанолента. Сопротивления Т-образного контакта составляют для направления с трубками 18.5 кОм, для наноленты – 15.4 кОм. Для бесконечной структуры в виде ОУНТ с регулярными Т-образными контактами сопротивление значительно меньше и составляет 4.19 кОм. При такой высокой электронной проводимости и работе выхода электронов 4.52 эВ подобные структуры очень перспективны в качестве нанолезвийных автоэмиссионных катодов.

Исследовано поведение структур в постоянном электрическом поле напряженностью 1...20 В/нм с силовыми линиями, направленными вдоль графена, но перпендикулярно оси нанотрубки. Установлены критические значения напряженности электрического поля, приводящие к разрушению рассматриваемых квази-1D-структур. Выявлено, что частичное разрушение структуры в виде отрыва графеновых фрагментов от нанотрубки и локального разрыва связей между атомами нанотрубки начинается при напряженности поля  $1.5 \times 10^8$  В/см. Обнаружены механические осцилляции



атомного каркаса, заключающиеся в периодическом сжатии/растяжении радиуса нанотрубки и, соответственно, вытягивания/сжатия каркаса структуры вдоль силовых линий. Установлено, что при напряженности поля 5...10 В/м колебания являются строго периодическими с частотой 1.25...1.26 ТГц. Определена механическая сила электрического поля, индуцирующая механические осцилляции атомного каркаса. Ее величина составляет 23...36 нН. В полях с меньшим значением напряженности механическая сила уменьшается, частота осцилляций увеличивается, а амплитуда уменьшается. Таким образом, подобные структуры могут быть применены в перспективе при конструировании ТГц-излучателей.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках выполнения государственного задания (проект № FSRR-2020-0004, исследование поведения композитных структур графен/ОУНТ в электрических полях) и Совета по грантам Президента РФ для молодых ученых – кандидатов наук (проект МК-2289.2021.1.2, исследование электронных и электропроводящих свойств Т-образного контакта графен/ОУНТ).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ramalingame R., Lakshmanan A., Müller F. et al. // J. Sens. Sens. Syst. 2019. V. 8. № 1. P. 87.*
2. *Chen J., Tran V.-T., Du H. et al. // Micromachines. 2021. V. 12. № 5. P. 504.*
3. *Wang G., Liu J., Chen K. et al. // J. Colloid Interface Sci. 2019. V. 555. P. 180.*
4. *Jeon I., Matsuo Y., Maruyama S. // Top. Curr. Chem. (Z). 2018. V. 376. № 1. P. 4.*
5. *Wu X., Xie L., Lin K. et al. // J. Mater. Chem. A. 2019. V. 7. № 19. P. 12236.*
6. *Putra N., Rawi S., Amin M. et al. // J. Energy Storage. 2019. V. 21. P. 32.*
7. *Yan H., Xue X., Fu Y. et al. // Ceram. Int. 2020. V. 46. № 7. P. 9729.*
8. *Wang Y., Wei H., Lv H. et al. // ACS Nano. 2019. V. 13. № 10. P. 11235.*
9. *Sun L., Wang X., Wang Y., Zhang Q. // Carbon. 2017. V. 122. P. 462.*
10. *Li M., Zhou X., Ma X. et al. // Chem. Eng. J. 2021. V. 409. P. 128164.*
11. *Yu J., Ma T., Liu S. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2011. V. 13. № 8. P. 3491.*
12. *Fuhrer M.S., Nygård J., Shih L. et al. // Sci. 2000. V. 288. № 5465. P. 494.*
13. *Close G.F., Yasuda S., Paul B. et al. // Nano Lett. 2008. V. 8. № 2. P. 706.*
14. *Park W.J., Choi K.J., Kim M.H. et al. // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2013. V. 5. № 15. P. 6802.*
15. *Malapanis A., Perebeinos V., Sinha D.P. et al. // Nano Lett. 2013. V. 13. № 1. P. 3531.*
16. *Franklin A.D., Koswatta S.O., Farmer D.B. et al. // Nano Lett. 2013. V. 13. № 6. P. 2490.*
17. *Cretu O., Botello-Mendez A.R., Janowska I. et al. // Nano Lett. 2013. V. 13. № 8. P. 3487.*
18. *Jiang H., Moon K., Wong C.P. // Microelectron. Reliab. 2013. V. 53. P. 1968.*
19. *Glukhova O.E., Zhbanov A.I., Torgashov G.V. et al. // Appl. Surf. Sci. 2003. V. 215. № 1–4. P. 149.*
20. *Sinitsyn N.I., Gulyaev Yu.V., Torgashov G.V. et al. // Appl. Surf. Sci. 1997. V. 111. P. 145.*
21. *Gulyaev Yu.V., Sinitsyn N.I., Torgashov G.V. et al. // J. Vacuum Sci. Technol.: B. 1997. V. 15. № 2. P. 422.*
22. *Miller J.R., Outlaw R.A., Holloway B.C. // Sci. 2010. V. 329. № 5999. P. 1637.*
23. *Hong J., Park S.-J., Kim S. // Electrochim. Acta. 2019. V. 311. P. 62.*
24. *Hao Y., Wang S., Shao Y. et al. // Adv. Energy Mater. 2019. V. 10. P. 1902836.*
25. *Farmani A., Mir A. // IEEE Photonics Technol. Lett. 2019. V. 31. № 8. P. 643.*
26. *Patil P.O., Pandey G.R., Patil A.G. et al. // Biosens Bioelectron. 2019. V. 139. P. 111324.*
27. *Tahernejad-Javazmi F., Shabani-Nooshabadi M., Karimi-Maleh H. // Compos. B: Eng. 2019. V. 172. P. 666.*
28. *Dang V.T., Nguyen D.C., Cao T.T. et al. // Adv. Nat. Sci.: Nanosci. Nanotechnol. 2016. V. 7. № 3. P. 033002.*
29. *Li Y., Ai Q., Mao L. et al. // Sci. Rep. 2021. V. 11. P. 21006.*
30. *Ghosh R., Maruyama T., Kondo H. et al. // Chem. Commun. 2015. V. 51. № 43. P. 8974.*
31. *Shi E., Li H., Yang L. et al. // Adv. Mater. 2015. V. 27. № 4. P. 682.*
32. *Чернозатонский Л.А., Сорокин П.Б., Артюх А.А. // Успехи химии. 2014. V. 83. № 3. P. 251.*
33. *Gorkina A.L., Tsapenko A.P., Gilshteyn E.P. et al. // Carbon. 2016. V. 100. P. 501.*
34. *Du W., Ahmed Z., Wang Q. et al. // 2D Mater. 2019. V. 6. № 4. P. 042005.*
35. *Dimitrakakis G.K., Tylianakis E., Froudakis G.E. // Nano Lett. 2008. V. 8. № 10. P. 3166.*
36. *Wang W., Ozkan M., Ozkan C.S. // J. Mater. Chem. A. 2016. V. 4. № 9. P. 3356.*
37. *Zhao M.Q., Liu X.F., Zhang Q. et al. // ACS Nano. 2012. V. 6. № 12. P. 10759.*
38. *Zhu Y., Li L., Zhang C. et al. // Nat. Commun. 2012. V. 3. P. 1225.*
39. *Du F., Yu D., Dai L. et al. // Chem. Mater. 2011. V. 23. № 21. P. 4810.*
40. *Hassani A., Mosavian M.T.H., Ahmadpour A., Farhadian N. // J. Chem. Phys. 2015. V. 142. № 23. P. 234704.*
41. *Tristán-López F., Morelos-Gómez A., Vega-Díaz S.M. et al. // ACS Nano. 2013. V. 7. № 12. P. 10788.*
42. *Kim S.H., Song W., Jung M.W. et al. // Adv. Mater. 2014. V. 26. № 25. P. 4247.*

43. Yan Z., Peng Z., Casillas G. et al. // ACS Nano. 2014. V. 8. № 5. P. 5061.
44. Yang X., Yu D., Cao B., To A.C. // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2017. V. 9. № 1. P. 29.
45. Duan K., Li L., Hu Y., Wang X. // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 14012.
46. Pedrielli A., Taioli S., Garberoglio G., Pugno N.M. // Microporous Mesoporous Mater. 2018. V. 257. P. 222.
47. Chen J., Walther J.H., Koumoutsakos P. // Nanotechnology. 2016. V. 27. P. 465705.
48. Liu Y., Liu Y., Qin S. et al. // Nano Res. 2016. V. 10. № 6. P. 1880.
49. Cai B., Yin H., Huo T. et al. // J. Mater. Chem. C. 2020. V. 8. № 10. P. 3386.
50. Liu B., Alamri M., Walsh M. et al. // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2020. V. 12. № 47. P. 53115.
51. Kim H., Kim J., Jeong H.S. et al. // Chem. Commun. 2018. V. 54. № 41. P. 5229.
52. Глухова О.Е., Савостьянов Г.В., Шмыгин Д.С. Многопроцессорный программно-информационный комплекс моделирования молекулярных систем для супер-ЭВМ “KVAZAR II” / Свидетельство о гос. регистрации программы для ЭВМ № 2016619185. Оpubл. офиц. бюл. “Программы для ЭВМ. Базы данных. Топологии интегральных микросхем” № 9 от 20.09.2016.
53. Глухова О.Е., Савостьянов Г.В. Многопроцессорный программно-информационный комплекс моделирования кристаллических структур для супер-ЭВМ “Mizar” / Свидетельство о гос. регистрации программы для ЭВМ № 2016612893. Оpubл. офиц. бюл. “Программы для ЭВМ. Базы данных. Топологии интегральных микросхем” № 4 от 20.04.2016.
54. Aradi B., Niklasson A.M.N., Frauenheim T. // J. Chem. Theory Comput. 2015. V. 11. № 7. P. 3357.

---

**К 85-ЛЕТИЮ  
Н.И. СИНИЦЫНА**

---

УДК 535.546.722+546.271

**ОПТИЧЕСКИЕ ПРОСВЕТЛЯЮЩИЕ МАТРИЧНЫЕ И ПОРИСТЫЕ  
МЕТАМАТЕРИАЛЫ ДЛЯ УСТРОЙСТВ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ**© 2022 г. Н. М. Ушаков<sup>a, c, \*</sup>, И. Д. Кособудский<sup>a, b</sup>, М. Ю. Васильков<sup>a</sup>, И. Н. Михайлов<sup>a</sup><sup>a</sup> Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019 Российская Федерация<sup>b</sup> Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.,  
Политехническая ул., 77, Саратов, 410054 Российская Федерация<sup>c</sup> Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,  
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012 Российская Федерация

\*E-mail: nmu@bk.ru

Поступила в редакцию 05.03.2022 г.

После доработки 05.03.2022 г.

Принята к публикации 25.03.2022 г.

Разработаны слоистые просветляющие наноструктуры на основе  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$  для защитных стекол различных оптоэлектронных устройств. Исследованы оптические характеристики пропускания и отражения метаматериалов на основе синтезированных матричных нанокомпозитов  $\text{Ag@PMMA}$ . Разработан новый тип оптически прозрачного электропроводящего электрода на основе пористого анодного оксида алюминия с тонкой пленкой золота.

DOI: 10.31857/S0033849422100151

**ВВЕДЕНИЕ**

Метаматериалы – это композиты, обладающие уникальными электрофизическими, радиофизическими и оптическими свойствами, отсутствующими в природных материалах [1]. В частности, метаматериалы могут обладать нулевой и отрицательной диэлектрической и магнитной проницаемостью [2], что обеспечивает прозрачность таких материалов в оптическом диапазоне длин волн [3]. Оптические просветляющие метаматериалы (ОПМ) находят широкое применение в качестве антиотражающих покрытий (АОП) для создания новых элементных баз оптоэлектроники, оптического хранения информации и преобразования солнечной энергии [4]. В качестве примеров оптически прозрачных метаматериалов можно привести слоистые пространственно-симметричные структуры в виде слоев обычного диэлектрика и метаматериала равной толщины с равными по модулю и противоположными по знаку диэлектрической и магнитной проницаемостями, описанные в работе [5], матричные композитные плазмонные материалы на основе диэлектрической матрицы с электропроводящими наночастицами [6], нанопористые слоистые структуры на поверхности диэлектрика [7]. ОПМ могут быть изготовлены из слоистых ( $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiO}_2$ ;  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ ) [8, 9] или матричных композитных материалов ( $\text{Ag@PMMA}$ ) [10, 11]. В настоящее время наиболее

перспективным направлением развития ОПМ являются разработка и применение анизотропных пористых [12] и гиперболических метаматериалов [13], которые наиболее полно обеспечивают широкополосное оптическое согласование по импедансу устройства и окружающей среды, а также, являясь оптически прозрачными средами, способны осуществлять значительное уменьшение отражения электромагнитного излучения (ЭМИ) в терагерцовом диапазоне [14].

В оптическом режиме диэлектрические частицы с малыми потерями обеспечивают сильное электрическое и магнитное рассеяние, известное как резонансы Ми, функцию рассеяния для которых можно разложить в многополюсные ряды. Моды рассеянного электромагнитного поля определяются размером и структурными свойствами диэлектрических частиц [15]. Наночастицы кремния сферической формы размером в несколько сотен нанометров представляют собой уникальную оптическую систему. Согласно теоретическим предсказаниям, основанным на теории Ми, они могут проявлять сильные магнитные резонансы в видимом спектральном диапазоне. Основной механизм возбуждения таких мод внутри наночастиц очень похож на механизм возбуждения резонаторов с разъемным кольцом, но с одним важным отличием: наночастицы кремния имеют гораздо меньшие потери и способны сдвигать

гать длину волны магнитного резонанса в область видимых частот. В работе [16] экспериментально показано, что эти наночастицы обладают сильным магнитным дипольным резонансом, который можно непрерывно настраивать по всему видимому спектру, изменяя размер частиц, и визуально наблюдать с помощью оптической микроскопии в темном поле. Эти оптические системы открывают новые перспективы создания оптических метаматериалов с низкими потерями и нанофотонных устройств.

Таким образом, в оптическом частотном диапазоне для формирования диэлектрических 2D-метаматериалов перспективны материалы в виде кремниевых наносфер на стекле [17] и в виде нанодисков [18]. В целом диэлектрические резонаторы обеспечивают только  $\pi$ -фазовое изменение пропускания, когда электрические и магнитные резонансы находятся на разных частотах. Однако, перекрывая электрические и магнитные дипольные резонансы за счет изменения геометрии диэлектрических резонаторов, можно добиться изменения фазы на  $2\pi$ , охватывающего весь диапазон. Это было подтверждено экспериментально даже без соблюдения условия равной ширины электрического и магнитного резонанса [18]. В цилиндрических диэлектрических дисках параметрами управления являются их высота, диаметр и пространственный период дисков. Расстояние между резонаторами дополнительно облегчает настройку резонансной связи, которая будет влиять на модовый состав, дисперсию фазы рассеяния и способствовать возникновению электромагнитно-индуцированной прозрачности в таких структурах. На оптических частотах диэлектрические метаповерхности позволяют наблюдать магнитный резонанс Ми при обратном рассеянии даже в отсутствие магнитных материалов. Полная компенсация обратного рассеяния была теоретически предсказана на частоте вне резонанса в массиве кремниевых наносфер, где электрическая и магнитная поляризуемости имеют равные значения.

В последнее время метаматериалы, эpsilon-близкие к нулю ( $\epsilon$  near zero, ENZ) или с показателем преломления, близким к нулю, оказались в центре широкого исследования благодаря их аномальным электромагнитным свойствам в терагерцовом и оптическом диапазоне. Отрицательная поляризуемость, присущая метаматериалам ENZ, также делает возможным потенциальное применение таких материалов в режимах электромагнитной прозрачности и невидимости [19]. Диэлектрическая проницаемость может быть охарактеризована моделью Друде или Друде–Лоренца. Диэлектрическая проницаемость, близкая к нулю, получается, когда частота приближается к плазменной частоте. Поскольку благородные металлы имеют собственные плазменные частоты в УФ-области оптического спектра, то для работы с ENZ-мета-

материалами в видимой или ближней ИК-области оптического спектра на основе теории эффективной среды необходимо создание композитов путем включения благородных металлов в диэлектрическую среду-матрицу.

В данной работе предметом исследования являются оптически прозрачные покрытия на основе матрицы из полиметилметакрилата со встроенными наночастицами серебра ( $\text{Ag@PMMA}$ ). ENZ-метаматериалы могут быть реализованы с помощью массива нанопроволок серебра или золота, выращенных в пористой диэлектрической матрице анодного оксида алюминия [20] и металлодиэлектрических многослойных структур [21]. В качестве быстро развивающейся области исследований, которая вызывает большой научный интерес, является разработка и исследование метаповерхностей для антиотражающих покрытий [22, 23].

В последние годы большое число исследований сосредоточено на изучении производства нанопористых материалов, таких как пористый кремний (pSi), нанопористый анодный оксид алюминия (ПАОА), и их применении для разработки различных оптоэлектронных высокоэффективных устройств. Различные оптические явления (например, поверхностно-плазмонный резонанс, отражательная интерференция, рамановская спектроскопия и др.), наблюдаемые в нанопористых композитных материалах, позволяют разработать высокоэффективные аналитические инструменты исследования материалов и устройств оптической обработки информации [24].

В общем, структуру самоорганизующегося ПАОА можно описать как матрицу оксида алюминия с плотно упакованными массивами гексагонально расположенных ячеек с цилиндрической порой в центре, которая растет перпендикулярно поверхности алюминиевой подложки [25]. Мембранный тип ПАОА может быть получен путем дополнительного травления оксидного барьерного слоя на дне поры. Это приводит к мембранам с вертикально прямыми наноканалами. Основными структурными параметрами ПАОА являются диаметр пор, расстояние между порами, длина пор и толщина оксидного барьерного слоя. В связи с этим геометрические особенности ПАОА могут варьироваться для диаметра пор в диапазоне 10...400 нм, для межпорового расстояния – 50...600 нм, для длины пор – от нескольких нанометров до сотен микрометров (для длины пор), для толщины оксидного барьерного слоя – 30...250 нм. Другими важными характеристическими параметрами ПАОА являются его плотность пор и пористость, которые могут быть получены в диапазонах ( $10^9...10^{11}$ )/ $\text{cm}^2$  и 5...50% соответственно. Структурные (диаметр пор, длина пор и межпоровое расстояние) и химические (распределение и содержание примесей, кристаллографическая

фаза) свойства ПАОА имеют решающее значение при определении его оптических свойств.

Таким образом, изготовление и структурная инженерия становятся ключевыми факторами при разработке оптических устройств на основе ПАОА. Электрохимическое осаждение является простым и недорогим методом модификации пор ПАОА с помощью металлических наноструктур. По сравнению с другими методами осаждения металлов, такими как CVD, ALD или термическое осаждение металлов, электрохимический метод не требует дорогостоящего оборудования и особых условий. Различные наноструктуры на основе металлов (т.е. нанопроволоки, наностержни, нанотрубки и наночастицы) были получены из ПАОА с использованием электрохимического осаждения [26].

Использование наноматериалов открыло новый тип поверхностного плазмонного резонанса (SPR), такой как волноводный (WG) и локализованный SPR (LSPR или LPR), который встречается исключительно в наночастицах и их структурах из благородных металлов. Взаимодействие света с наночастицами/структурами из благородных металлов приводит к генерации плазмонных колебаний определенной частоты, которые локализуются вокруг наночастиц. Колебания LPR зависят от размера, формы и среды, окружающей наночастицы/структуры. LPR чувствителен к изменениям среды локального показателя преломления, которые можно измерить с помощью сдвигов длины волны резонанса. Недавние исследования доказали, что пространственно близкая организация металлических наночастиц приводит к усилению сигналов LPR. Важное место в создании АОП занимают плазмонные нанокомпозиты в виде металл-диэлектрических матричных структур. В работе [27] сообщается о изготовлении, характеристизации и оптическом моделировании нанокомпозита золото-кремнезем и его интеграции в широкополосное АОП для кремниевой подложки.

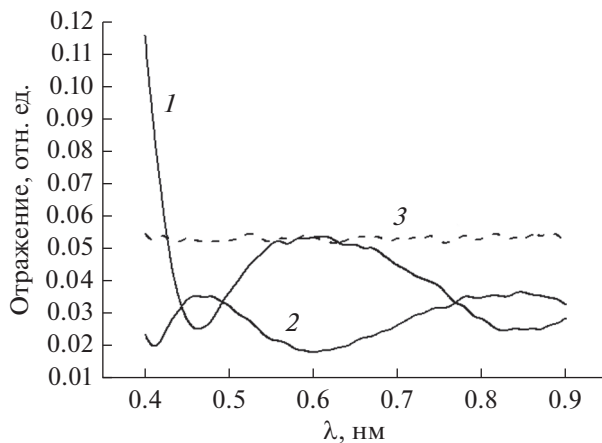
Цель данной работы – синтезировать и исследовать оптическое отражение таких ОПП, как многослойные диэлектрические покрытия на основе пленок  $\text{SiO}_2$  и  $\text{TiO}_2$ , оптически прозрачные покрытия на основе матрицы из полиметилметакрилата со встроенными наночастицами серебра ( $\text{Ag@PMMA}$ ) и пористые покрытия на основе ПАОА с тонкой пленкой золота ( $\text{Au@Al}_2\text{O}_3$ ).

## 1. МНОГОСЛОЙНЫЕ АНТИОТРАЖАЮЩИЕ ПОКРЫТИЯ $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ НА СТЕКЛЯННЫХ ПОДЛОЖКАХ

Покрытия из диоксида кремния, полученные из золя диоксида кремния, обладают низким показателем преломления, превосходной устойчивостью к абразивному воздействию и отличной долговечностью. Покрытия из диоксида титана

обладают высокой пропускной способностью в видимой области спектра, а также высоким показателем преломления. Известно [28, 29], что на основе диоксида кремния и диоксида титана разработаны широкополосные многослойные просветляющие покрытия для видимой области оптического спектра. Получение просветляющих покрытий на подложках с низким показателем преломления намного сложнее, чем на подложках с высоким показателем преломления, из-за отсутствия материала с низким значением показателя преломления, обладающего одновременно хорошим сопротивлением механическому воздействию и высоким значением оптической прозрачности в видимой области спектра. Исходя из этого можно утверждать, что перспективнее разработка многослойных просветляющих покрытий. Более ранние работы [30, 31] показали, что  $\text{SiO}_2 + \text{TiO}_2$ -покрытия с показателем преломления 1.44...2.20 могут быть получены путем смешивания золь диоксида кремния и диоксида титана. Методами золь–гель-технологии в данной работе были синтезированы многослойные покрытия из диоксидов кремния и титана и их смеси. Покрытие наносили на стекло методом адсорбции из раствора, который реализован в работе в виде погружения подложки в золь. После нанесения покрытия образцы подвергались термической обработке в муфельной печи при температуре  $500^\circ\text{C}$  в течение 15 мин. Покрытия, полученные из золь диоксидов титана и кремния, были визуальным образом однородны и обладали хорошей стойкостью к механическому воздействию, что свидетельствует о высокой адгезии диоксидов титана и кремния к стеклу и подтверждает возможность применения золя данного состава в качестве основы для отражающего покрытия. Для определения фундаментальных зависимостей свойств покрытия от параметров их нанесения были проведены исследования реологических свойств золь в зависимости от длительности их созревания, а также определен показатель преломления полученных покрытий. Полученные в ходе эксперимента золи исследовали на стабильность гелеобразования. С течением времени фиксировали изменение показателя с помощью вискозиметра марки ВПЖ-1. С помощью сканирующего атомно-силового микроскопа была изучена наноморфология поверхностей покрытий.

Методика нанесения трехслойного покрытия состоит из трех этапов. На первом этапе на стекло наносится гибридное покрытие на основе  $\text{SiO}_2 + \text{TiO}_2$  и отжигается при  $T = 500^\circ\text{C}$ ; на следующем этапе наносится покрытие  $\text{TiO}_2$  и так же отжигается при  $T = 500^\circ\text{C}$ ; финальным этапом является нанесение покрытия  $\text{SiO}_2$  и также отжиг при  $T = 500^\circ\text{C}$ .



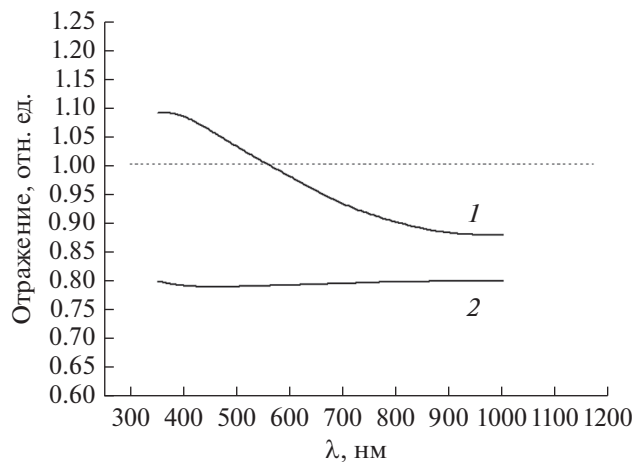
**Рис. 1.** Оптические спектры отражения трехслойного покрытия  $(\text{SiO}_2 + \text{TiO}_2)/\text{TiO}_2/(\text{SiO}_2 + \text{TiO}_2)$  (кривая 1), четырехслойного покрытия  $(\text{SiO}_2 + \text{TiO}_2)/\text{TiO}_2/(\text{SiO}_2 + \text{TiO}_2)/\text{SiO}_2$  на стеклянной подложке (кривая 2) и стекла без покрытия (кривая 3).

Оптические свойства полученных покрытий оценивали на UV/VIS-спектрофотометре “Shimadzu UV-3600 Plus”. Сравнительные спектры отражения трех- и четырехслойного покрытия на стекле приведены на рис. 1. Разработанные трехслойные покрытия на стеклянной подложке представляли собой слой  $\text{SiO}_2 + \text{TiO}_2$  толщиной 84 нм с показателем преломления  $n = 1.78$ , слой  $\text{TiO}_2$  толщиной 134 нм с показателем преломления  $n = 2.24$  и слой, аналогичный слою 1 (кривая 1). Лучшие результаты были получены на четырехслойных покрытиях на стекле.

Разработанные четырехслойные покрытия на стеклянной подложке представляли собой следующую структуру: 1) слой  $\text{SiO}_2 + \text{TiO}_2$  толщиной 84 нм с показателем преломления  $n = 1.78$ ; 2) слой  $\text{TiO}_2$  толщиной 67 нм с показателем преломления  $n = 2.24$ ; 3) слой аналогичен слою 1, 4) слой  $\text{SiO}_2$  толщиной 103 нм с показателем преломления  $n = 1.45$  (кривая 2). Для сравнения на рис. 1 приведено спектральное отражение света от поверхности стеклянной подложки (кривая 3).

## 2. АНТИОТРАЖАЮЩИЕ ПОКРЫТИЯ $\text{Ag@PMMA}$ НА СТЕКЛЯННЫХ ПОДЛОЖКАХ

В основу способа получения полимерных нанокомпозитов были положены методы высокоскоростного термического разложения и химического восстановления определенного металлсодержащего соединения (МСС) в среде раствора полимера при ультразвуковом воздействии. Был разработан способ синтеза наночастиц серебра, основанный на восстановлении его аммиачного комплекса в растворе полимера в 1,2-дихлорэтане при небольшом нагреве реакционной смеси ( $T = 70^\circ\text{C}$ ), метод



**Рис. 2.** Спектральные зависимости коэффициента отражения  $R$  для полимерного покрытия из РММА на стекле (кривая 1) и композиционного нанопокрyтия  $\text{Ag@PMMA}$  на стекле (2); условно коэффициент отражения стеклянной подложки принят за единицу.

“мягкой” химии. Покрытия на стеклянных или полупроводниковых подложках наносили в жидкой фазе растворенного в дихлорэтане порошка  $\text{Ag@PMMA}$  капельным методом и механически равномерно с помощью ракеля распределяли по поверхности подложки. АОП высокого качества получают, когда наносимая композиция имеет хорошую смачиваемость с поверхностью подложки.

В целях проведения исследований оптических характеристик в работе были получены пленки ПММА толщиной от 5 до 50 мкм с концентрацией серебра от 0 до 15 мас. %, нанесенных на подстилающую поверхность стекла. На рис. 2 представлены спектральные зависимости коэффициентов отражения полимерного покрытия РММА и композиционного покрытия  $\text{Ag@PMMA}$  равной толщины, 10 мкм. Полимерные покрытия с массовой концентрацией серебра 3% будут характеризоваться пропусканием, которое сопоставимо с РММА, и кроме того, даже выше, чем пропускание стекла, вместе с тем коэффициент отражения  $R$  такого покрытия будет ниже по сравнению с тем же РММА.

## 3. ПРОВОДЯЩИЕ ПОКРЫТИЯ НА ОСНОВЕ ПОРИСТЫХ МЕМБРАН АНОДНОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ

Для многих оптоэлектронных приборов, таких как жидкокристаллические дисплеи, органические электролюминесцентные дисплеи, солнечные батареи и т.д., важными элементами являются оптически прозрачные проводящие электроды на основе оксидов (пленки и покрытия) [32]. Известные прозрачные проводящие оксиды (ППО) индий-олово имеют высокую оптическую прозрачность, широкую ширину запрещенной зоны и плазменную частоту в ИК-области спектра. Однако основ-

ным недостатком таких ППО является влияние их резистивности на однородность излучательных характеристик приборов с большой активной площадью. Например, органический люминесцентный дисплей не может равномерно эмитировать свет со всей активной площади при использовании ППО индий–олово. Уменьшение резистивности таких покрытий за счет увеличения плотности свободных носителей заряда в пленке приведет к смещению плазменной частоты в видимую область спектра и снижению оптической прозрачности. Решение этой проблемы возможно, если использовать электроды из пористого алюминия, как это предложено в работе [33].

Применение электродов из пористого алюминия обеспечивает высокую проводимость и прозрачность на большой площади, а также исключает использование редких металлов подобных индию. Однако были исследованы только структуры с малым аспектным отношением (отношение диаметра поры к ее высоте) в пределах от 1.4 до 5, что сужает круг применения такого типа электродов. Если в качестве переходного металла используется золото в форме кластеров, внедренных в поры, то в зависимости от их размеров и пористости мембраны наблюдается частотный сдвиг резонанса поверхностных плазмонов либо в коротковолновую область (“голубой сдвиг”), либо в длинноволновую область (“красный сдвиг”) оптического спектра [34]. При этом такие композитные материалы обладают почти на порядок лучшими нелинейными оптическими свойствами, чем для мембраны из оксида кремния. Если направление “голубого” частотного сдвига поверхностного плазмонного резонанса связано с уменьшением размеров заполненных металлом пор мембраны (квантово-размерный эффект), то “красный” сдвиг вызван уменьшением электронной плотности и экранированием взаимодействия  $s$ - и  $d$ -электронов в переходном металле (“spillover” эффект). При этом размеры кластеров золота, как правило, не превышают 2 нм. Влияние более крупнозернистых мезоскопических пленок золота на оптические свойства мембраны пористого алюминия практически не изучено.

В данной работе предлагается и исследуется другой тип прозрачного проводящего электрода на основе пористого анодного оксида алюминия с тонкой пленкой золота на одной из сторон. Предполагалось, что такие структуры обеспечивают высокую оптическую прозрачность и проводимость при высоких значениях аспектного отношения. При изготовлении мембраны был использован щавелевокислый электролит. После химического травления в растворе 0.3 М  $C_2H_2O_4$  при 30°C в течение 2.5 ч барьерный слой оксида Al у “основания” пор уменьшался, оксидный нанопористый слой отделялся, дно пор растворялось и напылялся слой золота (со стороны дна пор). После этого

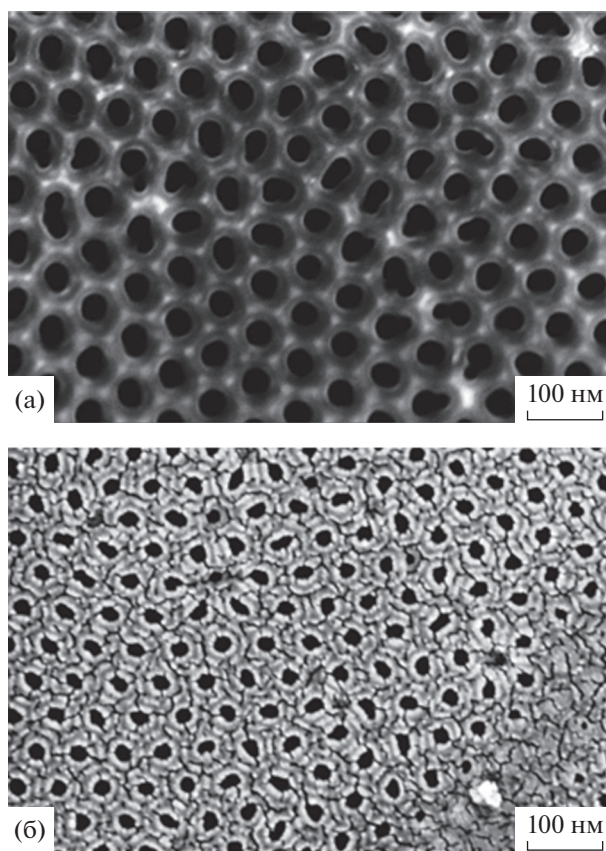
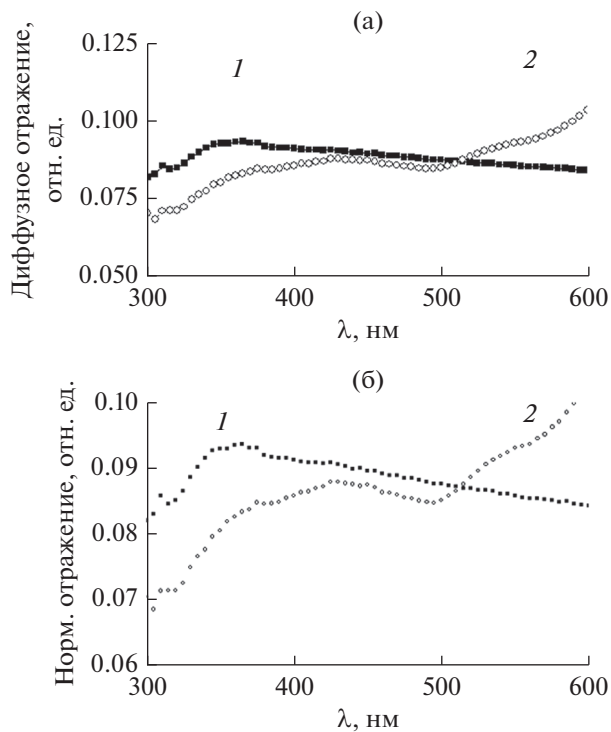


Рис. 3. Микрофотографии мембраны анодного оксида алюминия с односторонним золотым покрытием: а – поверхность мембраны без золотой пленки; б – с золотой пленкой.

этапа были исследованы оптические свойства полученных мембран с напыленным слоем золота и без него. Использовались мембраны со следующими параметрами: средняя плотность пор  $\approx 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , длина поры  $\approx 11 \text{ мкм}$ , средний диаметр поры  $\approx 65 \text{ нм}$ , аспектное отношение 169, межпоровое расстояние примерно 105 нм, пористость  $\approx 75\%$ . Поры упорядочены гексагонально (рис. 3а). На поверхность мембраны напыляли слой золота толщиной около 100 нм с использованием установки магнетронного распыления (Cressington sputter coater 108 auto). Золотая пленка имела мезапористую структуру с размером зерна 25...30 нм и частично покрывала внутренние стенки пор (рис. 3б).

На рис. 4а, 4б приведены оптические спектральные зависимости диффузного (а) и нормального отражения (б) света через образцы с открытой поверхностью пористой мембраны оксида алюминия (кривая 1) и с напыленной на обратной стороне мембраны пленкой золота (кривая 2). Открытая мембрана становится практически прозрачной для света начиная с 350 нм и не имеет каких-либо особенностей в измеряемом диапазоне, 350...900 нм. В отличие от свободной мембраны спектральное



**Рис. 4.** Спектральное оптическое отражение свободной мембраны анодного оксида алюминия (1) и с нанесенной золотой пленкой (2): а – диффузное отражение; б – нормальное отражение.

пропускание мембраны с золотой пленкой имеет ряд особенностей. Влияние золотой пленки на спектр отражения композита начинается с длины волны 550 нм и растет в “красную” сторону ИК-области спектра. Соответственно, растет показатель преломления в этой области спектра, что указывает на появление участка аномальной дисперсии в таких структурах (измеренная дисперсионная зависимость не приведена). Спектр пропускания имеет максимум на 500 нм, что обусловлено началом роста поглощения света в золотой пленке на более длинных волнах. Удельная проводимость золотой пленки толщиной 100 нм составила  $3.4 \times 10^6$  См/м, что соответствует результатам работы [36]. Оптическая прозрачность мембраны с золотой пленкой была в пределах 10...20% в широком диапазоне, 400...850 нм, что сравнимо с результатами работы [33], но аспектное отношение наших образцов на два порядка выше, чем в образцах пористого алюминия. Керамические пористые наноструктуры с золотой пленкой обеспечивают отражение значительно меньшее по сравнению со свободной поверхностью стеклянной подложки, особенно на коротких оптических волнах.

Таким образом, предлагаемые композитные структуры на основе пористого оксида алюминия и тонкой золотой пленки могут быть использова-

ны в качестве проводящих прозрачных электродов в устройствах оптоэлектроники с большой активной площадью излучения/поглощения света.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработаны трехслойные на основе  $(\text{SiO}_2 + \text{TiO}_2)/\text{TiO}_2/(\text{SiO}_2 + \text{TiO}_2)$  и четырехслойные  $(\text{SiO}_2 + \text{TiO}_2)/\text{TiO}_2/(\text{SiO}_2 + \text{TiO}_2)/\text{SiO}_2$  покрытия, которые наносятся на внешние стороны защитных стёкол для различных фотоэлектрических и оптоэлектронных устройств, обладают высокой адгезионной способностью и позволяют увеличить оптическое пропускание таких стёкол в диапазоне от 400 до 850 нм в среднем на 5...7% и снизить отражение света в 2...2.5 раза. Проведены исследования оптических характеристик (светопропускание, отражение) в видимой и ближней УФ- и ИК- области толсто пленочных (5...50 мкм) ОПМ на основе синтезированных нанокompозитов  $\text{Ag}@PMMA$ . Установлены зависимости коэффициентов пропускания и отражения для данных материалов от концентрации нанодисперсного наполнителя. Оптимальным вариантом для получения возможного эффекта просветления является создание покрытий с концентрацией серебра от 1 до 3 мас. %. Полученные композиционные материалы могут быть использованы в качестве эффективных АОП для защитных стекол различных оптоэлектронных приборов, в том числе кремниевых фотоэлементов. Разработан новый тип прозрачного электропроводящего электрода на основе пористого оксида алюминия с тонкой пленкой золота на одной из сторон. Показано, что такие структуры при высоких значениях аспектного отношения обеспечивают высокую оптическую прозрачность и электропроводность. Предлагаемые композитные структуры на основе пористого оксида алюминия и тонкой золотой пленки могут быть использованы в качестве проводящих прозрачных электродов в устройствах оптоэлектроники с большой активной площадью излучения/поглощения света.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (госзадание № 1021032425796-4-1.3.7; 1.3.2).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуляев Ю.В., Лагарьков А.Н., Никитов С.А. // Вестн. РАН. 2008. Т. 78. № 5. С. 438.
2. Krishna A.S.R., Saba S.L., Krishna M.Gh. // Eur. Phys. J. Appl. Phys. 2017. V. 77. № 1. Article No. 201760376. <https://doi.org/10.1051/epjap/2017160376>



3. Nahvi F., Liberal I., Engheta N. // Opt. Lett. 2020. V. 46. № 16. P. 4591.
4. Hutter E., Fendler J.H. // Adv. Mater. 2004. V. 16. № 19. P. 1685.
5. Вытовтов К.А., Барабанова Е.А., Вишневецкий В.М. // РЭ. 2021. Т. 66. № 11. С. 1053.
6. Moiseev S.G. // Appl. Phys. A. 2011. V. 103. P. 619. <https://doi.org/10.1007/s00339-010-6193-z>
7. Shalin A.S., Nikitov S.A. // Progress in Electromagnetics Research B. 2013. V. 47. P. 127.
8. Chshelokova A.V., Kapitanova P.V., Poddubny A.N. et al. // J. Appl. Phys. 2012. V. 112. № 7. P. 073116.
9. Ali K., Khan S.A., Mat Jafri M.Z. // Int. J. Electrochemical Sci. 2014. V. 9. № 12. P. 7865.
10. Гадомский О.Н., Алтунин К.К., Ушаков Н.М. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. № 4. С. 273.
11. Гадомский О.Н., Алтунин К.К., Ушаков Н.М. и др. // ЖТФ. 2010. Т. 80. № 7. С. 83.
12. Sun J., Cui X., Zhang C. et al. // J. Mater. Chem. C. 2015. V. 3. № 27. P. 7187.
13. Wang G., Yang P., Qi G. et al. // J. Appl. Phys. 2020. V. 127. № 23. P. 233102. <https://doi.org/10.1063/5.0005700>
14. Zhao J., Zhang C., Cheng Q. et al. // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 112. № 7. P. 073504. <https://doi.org/10.1063/1.5018017>
15. Evlyukhin A.B., Reinhardt C., Chichkov B.N. // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. № 23. P. 235429. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.235429>
16. Kuznetsov A.I., Miroshnichenko A.E., Yu.H. Fu et al. // Sci. Rep. 2012. V. 2. P. 492. <https://doi.org/10.1038/srep00492>
17. Evlyukhin A.B., Novikov S.M., Urs Zywiets et al. // Nano Lett. 2012. V. 12. P. 3749. <https://doi.org/10.1021/nl301594s>
18. Decker M., Staude I., Falkner M., Dominguez J. // Adv. Optical Mater. 2015. V. 3. P. 813.
19. Alú A., Engheta N. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. № 26. P. 263906.
20. Alekseyev L.V., Narimanov E.E., Tumkur T. et al. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. № 13. P. 131107. <https://doi.org/10.1063/1.3469925>
21. Gao J., Sun L., Deng H. et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 103. № 5. P. 051111. <https://doi.org/10.1063/1.4817678>
22. Chen H.-T., Zhou J., O'Hara J.F. et al. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. № 7. P. 073901.
23. Zhang B., Hendrickson J., Nader N. et al. // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. P. 241113. <https://doi.org/10.1063/1.4904827>
24. Santos A., Kumeria T., Losic D. // Trends Analytical Chem. 2013. № 44. P. 26.
25. Lee W., Ji R., Gösele U., Nielsch K. // Nature Mater. 2006. V. 5. P. 741.
26. Md Jani A.M., Losic D., Voelcker N.H. // Progress in Materials Sci. 2013. V. 58. № 5. P. 636.
27. Hedayati M.K., Abdelaziz M., Etrich Ch. et al. // Materials. 2016. V. 9. № 8. P. 636. <https://doi.org/10.3390/ma9080636>
28. San Vicente G., Bayón R., Germán N., Morales A. // Thin Solid Films. 2009. V. 517. № 10. P. 3157.
29. Li X.G., Shen J. // Thin Solid Films. 2011. V. 519. № 19. P. 6236.
30. Que W.X., Sun Z., Zhou Y. et al. // Thin Solid Films. 2000. V. 359. № 2. P. 177.
31. Gracia F., Yubero F., Holgado J.P. et al. // Thin Solid Films. 2006. V. 500. № 1-2. P. 19.
32. Afre R.A., Sharma N., Sharon Mah., Sharon Mad. // Rev. Adv. Mater. Sci. 2018. V. 53. № 1. P. 79.
33. Nakanishi T., Tsutsumi E., Masunaga K. et al. // Appl. Phys. Express. 2011. V. 4. № 2. P. 025201.
34. Tang H., Wu F., Wei Y., Li Q. // Chinese Optics Lett. 2005. V. 3. № 12. P. 722.
35. Dhara S., Sundaravel B., Ravindran T. R. et al // Chem. Phys. Lett. 2004. V. 399. № 4-6. P. 354.
36. Антонец И.В., Котов Л.Н., Некипелов С.В., Голубев Е.А. // ЖТФ. 2004. Т. 74. № 3. С. 102.

---

**К 85-ЛЕТИЮ  
Н.И. СИНИЦЫНА**

---

УДК 621.385.6

**КРУПНОСТРУКТУРНЫЕ АВТОЭМИССИОННЫЕ ЯЧЕЙКИ  
И ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ  
НА ИХ ОСНОВЕ: РАСЧЕТЫ И ЭКСПЕРИМЕНТЫ****© 2022 г. С. П. Морев<sup>a</sup>, А. Н. Дармаев<sup>b</sup>, К. В. Кузьмич<sup>c</sup>, Э. К. Муравьев<sup>c</sup>,  
В. М. Саблин<sup>c</sup>, Д. А. Бессонов<sup>d</sup>**<sup>a</sup> Научно-производственное предприятие “Исток” им. А.И. Шокина,  
ул. Вокзальная, 2а, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация<sup>b</sup> Научно-технический центр Россети ФСК ЕЭС,  
Каширское шоссе, 22, к.3, Москва, 115201 Российская Федерация<sup>c</sup> Научно-производственное предприятие “Торий”,  
ул. Обручева, 52, Москва, 117393 Российская Федерация<sup>d</sup> Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.,  
ул. Политехническая, 77, Саратов, 410054 Российская Федерация\*E-mail: [spmor@yandex.ru](mailto:spmor@yandex.ru)

Поступила в редакцию 25.04.2022 г.

После доработки 25.04.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований автоэмиссионных ячеек с аспектным отношением в несколько сотен единиц, полученных на основе технологии фрезерования лазерным излучением. В качестве материала автоэмиссионных эмиттеров использован гафний, молибден, стеклоуглерод и вольфрам. Показана возможность использования автоэмиссионными электронными ячейками в электронно-оптических системах для электровакуумных приборов, включая приборы СВЧ О-типа с протяженным электронным потоком.

DOI: 10.31857/S0033849422100096

**ВВЕДЕНИЕ**

Благодаря возможности получения стабильной автоэлектронной эмиссии катодов при давлении остаточных газов не хуже  $10^{-6}$  мм рт. ст. игольчатые, или лезвийные автоэмиттеры из тугоплавких металлов (вольфрам, молибден), а также из углеродных материалов (стеклоуглерод или алмазоподобные пленки) продолжают оставаться перспективными материалами для изготовления катодов различных электровакуумных устройств [1].

В ряде работ (см., например, [2–5]) представлены результаты исследований возможности применения в качестве источников автоэлектронной эмиссии игольчатых эмиттеров из стеклоуглерода СУ-2000.

Так, в работе [2] на основе описанного в [6] способа изготовления катодной матрицы игольчатого типа из стеклоуглерода СУ-2000, были представлены результаты испытаний работы автоэмиссионного катода из стеклоуглерода СУ-2000 в лампе бегущей волны (ЛБВ).

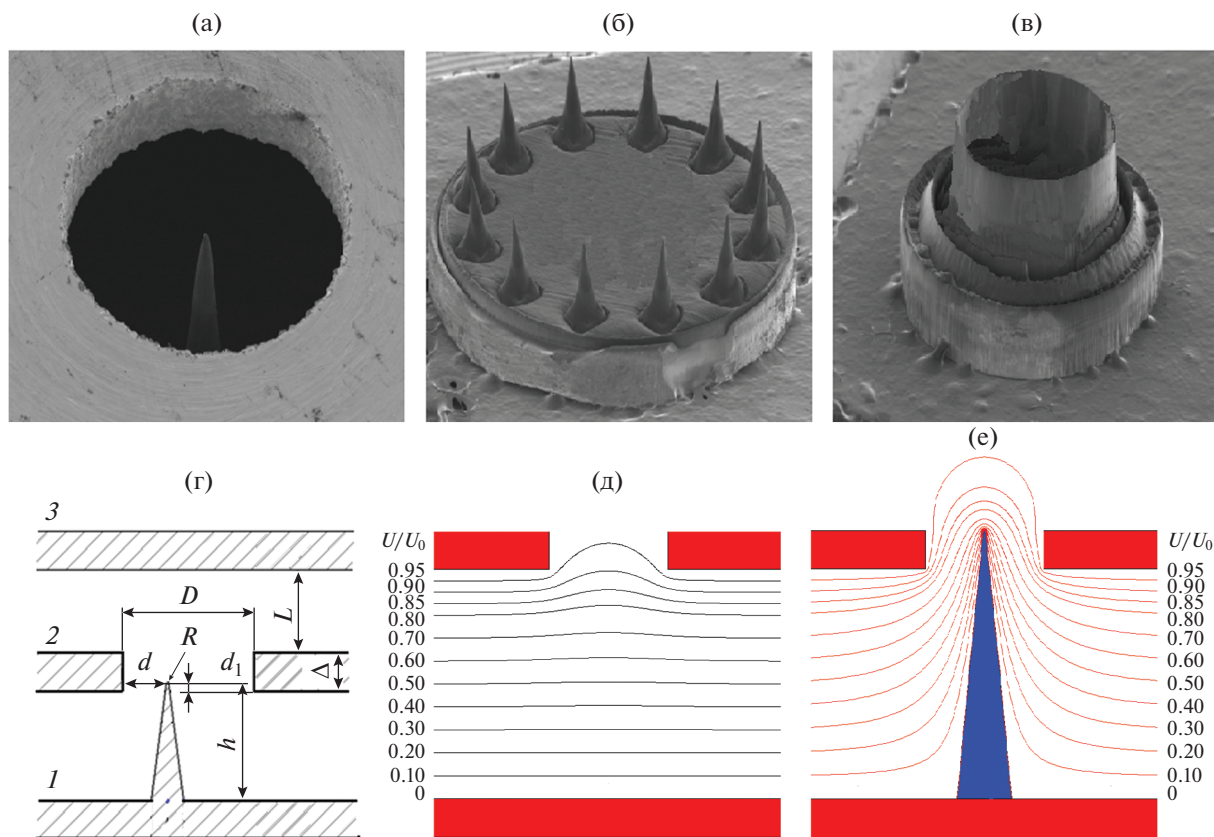
В работе [3] описаны результаты численного моделирования и экспериментального исследования формирования электронного потока ячей-

ками с многоострийными катодными матрицами, предназначенными для использования в некоторых конструкциях электронных пушек.

В работе [4] в двумерном приближении, были рассмотрены результаты численного моделирования процесса формирования и последующей транспортировки электронного потока в магнитном поле электронно-оптических систем (ЭОС) с лезвийными автоэмиттерами.

В работе [5] представлены результаты численного расчета и экспериментальных исследований ячейки с игольчатым эмиттером с большим аспектным соотношением из стеклоуглерода СУ-2000, аналогичной по структуре ячейке Спиндта [7]. Перспективность применения ячеек с большим аспектным отношением эмиттеров связана с возможностью снижения требования к допускам на изготовление ячеек в целом и, тем самым, возможностью использования технологий, характерных для электровакуумных приборов, без применения технологий полупроводниковой электроники.

В данной работе представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований крупноструктурных автоэмиссионных ячеек, с устойчивой эмиссией электронных потоков с токами 0.2...4 мА при вакууме  $5.0 \times 10^{-7}$ ... $6.0 \times 10^{-8}$  Торр



**Рис. 1.** Автоэмиссионные ячейки различного вида: одиночный эмиттер (а), групповое расположение эмиттеров (б), кольцевое лезвие (в); их схематическое представление (г), распределение потенциала  $U/U_0$  в ячейке без эмиттера (д) и с эмиттером (е) для одиночного эмиттера.

в режиме работы от источника постоянного напряжения в течение нескольких часов, а также возможности использования этих ячеек в ЭОС электровакуумных приборов различного применения.

### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В качестве перспективных конструкций были рассмотрены два варианта пушек с автоэлектронными структурами, формирующих интенсивные электронные потоки для электровакуумных приборов [3–5]. К первому варианту (аналог ячейки Спиндта [7]) были отнесены катодные структуры, в которых элементарная ячейка состояла из аксиально-симметричного игольчатого автоэмиттера с большим аспектным отношением<sup>1</sup> и соосного с ним электрода с отверстием (рис. 1а).

Ко второму варианту (аналог ячейки Григорьева–Шестеркина [6]) были отнесены структуры, в которых центры игольчатых автоэмиттеров (рис. 1б) расположены эквидистантно на окруж-

ности, соосной с отверстием в крупноструктурной сетке<sup>2</sup>.

В работе [5] при относительно невысоком значении напряжения ( $U = 2350$  В) на вытягивающем токе электроду для таких структур в импульсном режиме удалось получить ток с одного эмиттера, равный 8 мА.

При моделировании формирования потока электронными пушками с рассматриваемыми автоэмиссионными ячейками, как и в [8], необходимо учитывать двухмасштабность<sup>3</sup> области формирования потоков в таких пушках. При рассмотрении параметров электронного потока, формируемого подобными ячейками, помимо получения максимальной величины эмиссионного тока, требуемого диаметра электронного потока, распределения преимущественных углов электронных траекторий

<sup>2</sup> В пределе такое расположение приводит к образованию кольцевого лезвия (рис. 1в).

<sup>3</sup> Под двухмасштабностью области электронной пушки понимается наличие в пушке двух подобластей: в первой подобласти происходит значительная пространственная декомпрессия микропучков, эмитируемых с острий ячеек, а во второй – за счет распределения потенциала в пушке происходит относительно небольшая компрессия потока в целом.

<sup>1</sup> Следует отметить, что само понятие аспектного отношения для игольчатых автоэмиттеров было введено для эмиттера, расположенного на плоскости при отсутствии электрода, выполняющего функцию анода.

**Таблица 1.** Основные размеры автоэмиссионных ячеек № 1–3

Размеры, мкм	№ 1	№ 2	№ 3
$D_1$	480	480	480
$d$	50	130	110
$d_1$	40	40	–200
$L$	200	200	200
$\Delta$	140	120	120
$h$	430	1070	1300
$R$	5.0	3.5	2.0

следует также учитывать эмиттанс электронного потока, величина которого зависит и от взаиморасположения электродов в пушке в целом. За счет оптимизации положения электродов в электронной пушке необходимо получить такое распределение потенциала, которое обеспечивало бы требуемые характеристики сформированного потока при относительно небольшой величине фазового объема пучка.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ АВТОЭМИССИОННЫХ ЯЧЕЕК И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

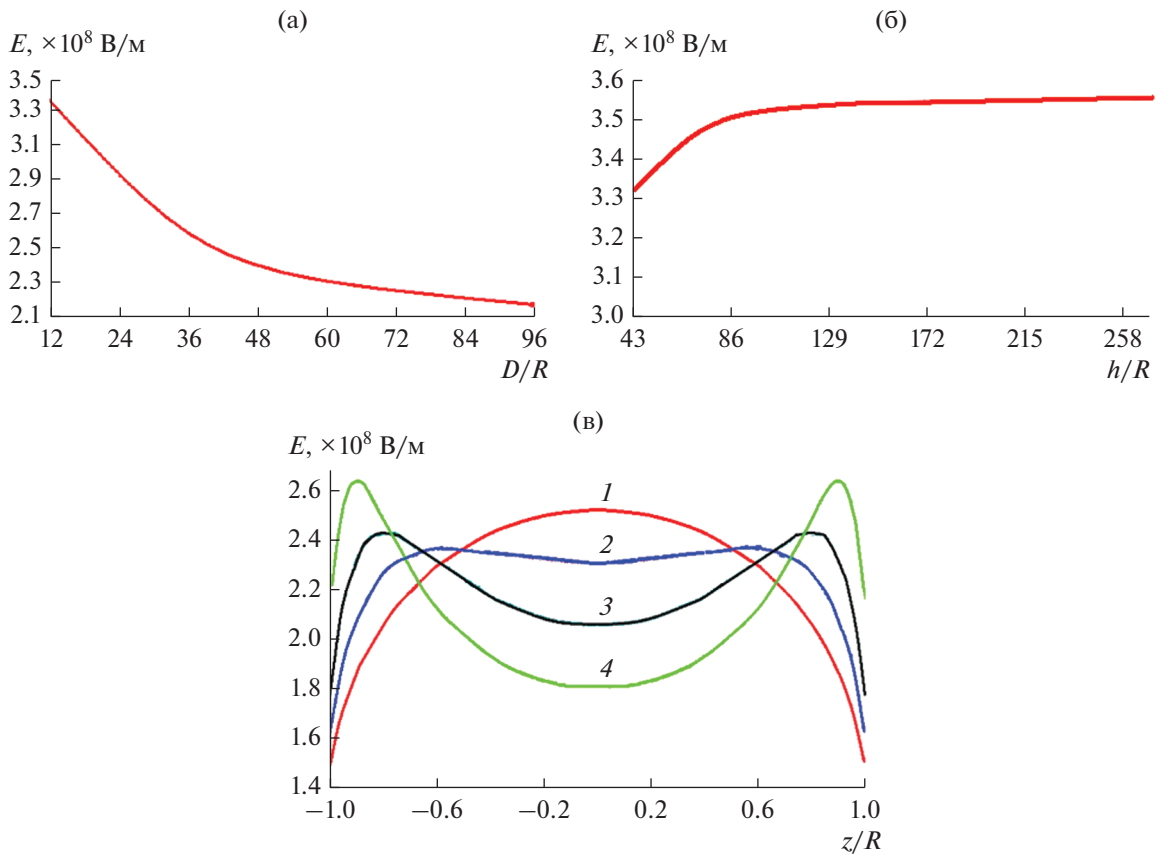
### 2.1. Численное моделирование автоэмиссионных ячеек

Были рассмотрены автоэмиссионные ячейки (см. рис. 1г), основные размеры которых представлены в табл. 1.

Отношение высоты эмиттера к радиусу кривизны его вершины  $h/R$  составило 86, 305 и 650 для эмиттеров 1–3 соответственно.

Для получения большей величины электрического поля на поверхности эмиттера, вершины эмиттеров ячеек были погружены в отверстие сетки ( $d_1 = 40$  мкм).

Типичное распределение потенциала в ячейке без эмиттера и с эмиттером, расположенным по центру ячейки при  $d_1 = \Delta$ , представлено на рис. 1д–1е, а изменение величины электрического поля на вершине эмиттера при  $d_1 = \Delta$  в зависимости от отношения  $D/R$  и  $h/R$  – на рис. 2а, 2б.



**Рис. 2.** Зависимость величины электрического поля  $E$  от величины  $D/R$  (а) при постоянном  $h$  и от величины  $h/R$  (б) при постоянном  $D$  для одиночного эмиттера, а также зависимости напряженности поля на острие от кривизны острия (в): 1 – острие в виде полусферы  $R = 5$  мкм, 2–4 – острие в виде половины кругового эллипсоида вращения с полуосями  $a_y = 4$  (2), 3 (3), 2 мкм (4) и  $a_x = R$ .

Поскольку распределение напряженности электрического поля зависит от величины радиуса кривизны вершины эмиттера, то за счет изменения этой величины можно существенным образом менять распределение плотности тока на поверхности эмиттера (см. рис. 2в).

Смещение вершины иглы от центра отверстия к его краю позволило сделать автоэмиссионную ячейку более низковольтной, чем при расположении иглы по центру отверстия, однако при этом чрезмерное заглубление вершины эмиттера привело к существенному оседанию пучка на сетку (рис. 3а). Анализ результатов расчета ячейки № 1 (рис. 3а)<sup>4</sup> показал, что при подаче потенциала на сетку, равного  $U = 2350$  В, на ней локально оседало 42% эмитированного тока, что соответствовало выделяемой мощности около 8 Вт. Площадь оседания составляла около 2.8% от площади боковой поверхности отверстия в сетке, таким образом, плотность мощности оседания составила 130 кВт/см<sup>2</sup>.

В табл. 2 представлена расчетная зависимость величины тока с острия эмиттера ячейки № 1 от величины его радиального смещения в ячейке в направлении от края отверстия к его центру при неизменном напряжении на аноде, равном  $U = 2350$  В, и величине заглубления острия в отверстие, равной  $d_1 = 40$  мкм (рис. 3б, 3г).

В табл. 3 представлена аналогичная зависимость величины тока с острия эмиттера той же ячейки при размещении эмиттера по оси отверстия ( $d = 240$  мкм) от величины  $d_1$  (рис. 3б, 3в).

Следует отметить, что при расположении эмиттера 1 по оси отверстия и  $d_1 = 40$  мкм (см. рис. 3) для восстановления величины напряженности электрического поля<sup>5</sup> на вершине эмиттера (соответственно, для восстановления величины тока до прежнего значения тока в ячейке), достаточно увеличить напряжение на сетке с 2350 до 3000 В.

При размещении эмиттера ячейки № 1 по центру отверстия, а его вершины на уровне верхнего края отверстия, для восстановления прежней величины тока достаточно напряжения на сетке, равного 2850 В. Зависимость величины тока эмиттера ячейки № 1 от величины диаметра отверстия в сетке при таком расположении вершины эмиттера приведена в табл. 4.

Для ячейки № 2 при  $U = 2350$  В, при том же заглублении вершины эмиттера и его размещении на расстоянии  $d = 130$  мкм от края отверстия зна-

<sup>4</sup> Результаты экспериментального исследования этой ячейки при работе с источником импульсного напряжения приведены в [5].

<sup>5</sup> Асимметричность относительно центра острия в зависимости 3 (см. рис. 3) связана с несимметричным расположением эмиттера относительно оси ячейки.

**Таблица 2.** Зависимость тока от горизонтального положения эмиттера в отверстии ячейки № 1

$d$ , мкм	50	100	150	200	240
$I$ , мА	7.91	0.69	0.2	0.11	0.09

**Таблица 3.** Зависимость тока от вертикального положения эмиттера в отверстии ячейки № 1

$d_1$ , мкм	0	35	70	105	140
$I$ , мА	0.052	0.082	0,14	0.20	0.24

**Таблица 4.** Зависимость тока от величины диаметра отверстия ячейки

$D_1$ , мкм	480	450	400	350	300	250
$I$ , мА	9.4	12.0	17.6	23.0	33.5	49.0

чение тока получилось больше за счет большего аспектного отношения.

Размещение вершины эмиттера ячейки № 3 ниже отверстия в сетке, несмотря на меньший радиус кривизны вершины эмиттера, привело к существенному падению тока при напряжении 2350 В и оседанию части тока на сетку.

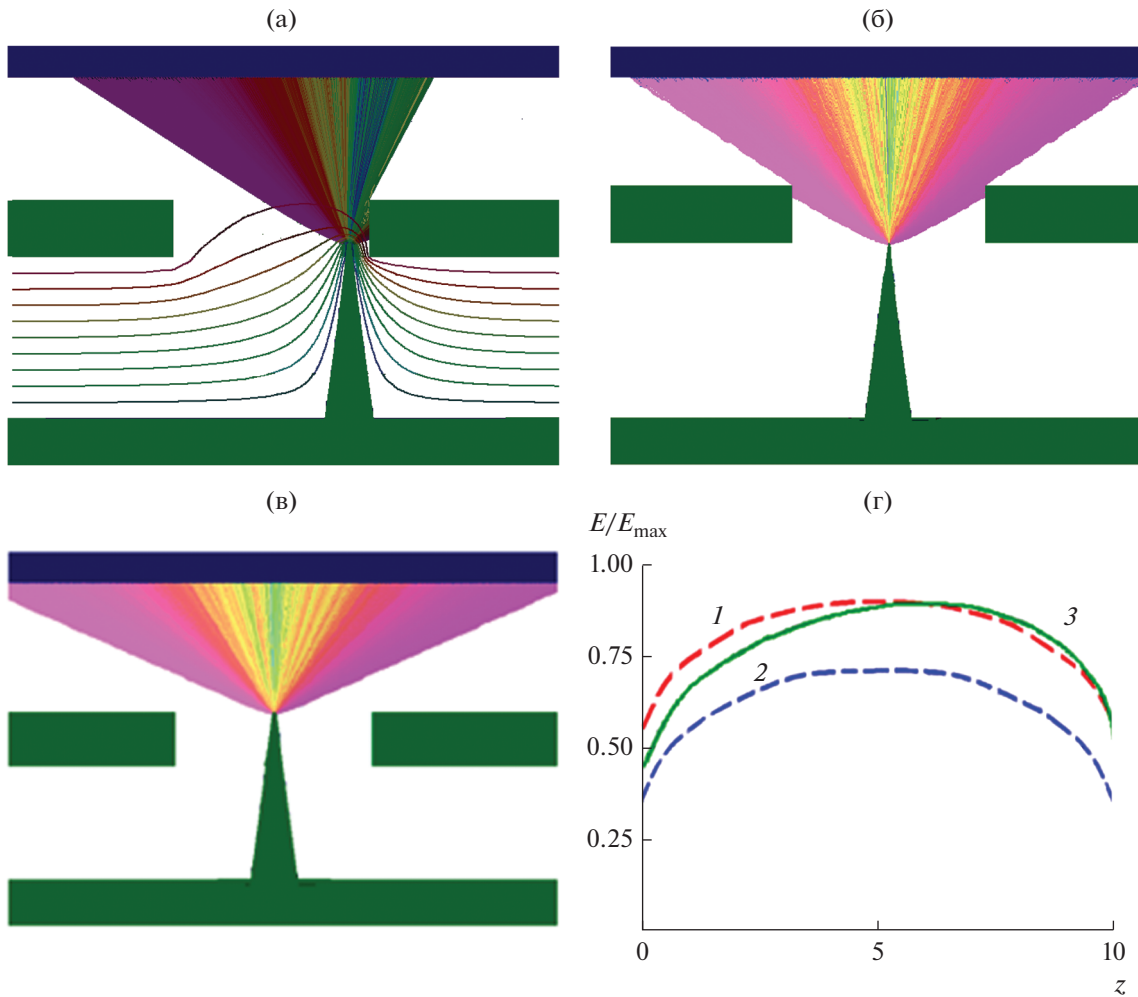
Из анализа результатов расчетов (см. рис. 1) следует, что для ячеек, в которых электрод, вытягивающий ток, имеет отверстие, изменение величины электрического поля на вершине эмиттера в гораздо большей степени зависит от аспектного отношения  $D/R$ , нежели от аспектного отношения  $h/R$ .<sup>6</sup> При величинах  $D/R > 100$  или  $h/R > 100$  изменения величины электрического поля на вершине эмиттера становятся незначительными и их дальнейшее увеличение нецелесообразно<sup>7</sup>.

### 2.2. Формирование потока электронной пушкой

Основные причины, затрудняющие формирование пучка электронной пушкой, связаны с большой расходимостью потока вблизи эмиттера (рис. 4а). Как отмечалось еще в работе [11] углы наклона электронных траекторий вблизи поверхности автоэмиттера могут достигать 60°...80°. Попытки “повернуть” электронные траектории, стартующие с периферии автоэмиттера, для уменьшения углов наклона к оси ЭОС приводят к пересечению этих траекторий с оставшейся частью расходяще-

<sup>6</sup> Именно поэтому декларируемые рекордные значения величин тока с острий на расположенный вблизи электрод при отсутствии в нем отверстий не подтверждаются при наличии отверстий.

<sup>7</sup> Однако в случаях, при которых важны малые значения емкости ячейки (например, [9]), увеличение аспектного отношения  $h/R$  остается полезным



**Рис. 3.** Ход траекторий (а–в) и распределение электрического поля на вершине эмиттера (г) в ячейке № 1: а)  $d = 50$  мкм,  $d_1 = 40$  мкм; б)  $d = 240$  мкм,  $d_1 = 0$  мкм; в)  $d = 240$  мкм,  $d_1 = 140$  мкм (см. рис. 1г); г)  $d = 240$  мкм,  $d_1 = 140$  мкм (кривые 1 и 2), 3 –  $d = 50$  мкм,  $d_1 = 40$  мкм (кривая 3);  $U = 3000$  (1), 2350 (2) и 2350 В (3).

гося потока и к образованию разброса электронов по углам наклона. При формировании сходящегося электронного потока на выходе из пушки получается поток с еще большим разбросом по углам наклона. Если же катод электронной пушки содержит несколько автоэмиссионных эмиттеров, то разброс по углам наклона возникает из-за пересечения траекторий, стартующих с разных эмиттеров. Тем не менее при определенном распределении потенциала вдоль оси электронной пушки (см. рис. 4а) может быть сформирован электронный поток, имеющий кроссовер в области анода (см. рис. 4б), причем так называемый ореол пучка (обозначен серым цветом) содержит не более 2...3% общего тока.

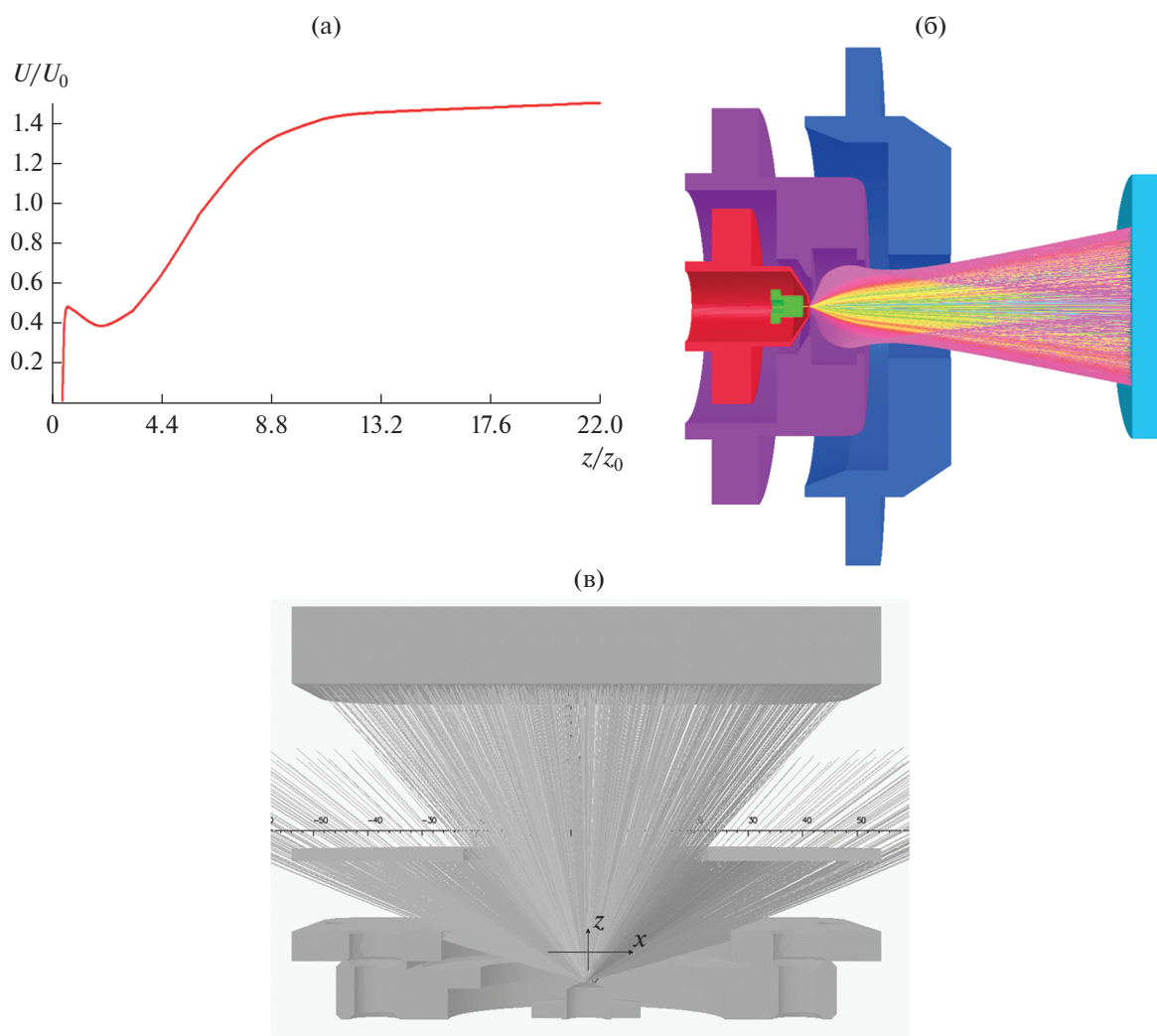
На этой основе могут быть построены электронные пушки для различных применений, например для рентгеновских трубок, электронно-лучевой сварки или для ЭОС приборов О-типа миллиметрового диапазона [12–14]. Для умень-

шения диаметра пятна на мишени при использовании автоэмиттеров для рентгеновских трубок или для электронно-лучевой сварки достаточно (как и при использовании обычных термокатодов) “отсечь” ореол пучка с помощью диафрагм. Аналогичные функции выполняют коллиматоры, размещаемые между электронной пушкой и замедляющей системой в обычных ЭОС с термокатадами ЛБВ миллиметрового диапазона.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК АВТОЭМИССИОННЫХ ЯЧЕЕК И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

#### 3.1. Макет и схема установки

Были рассмотрены одиночные автоэмиссионные катодные ячейки с эмиттерами из различных материалов (табл. 5).



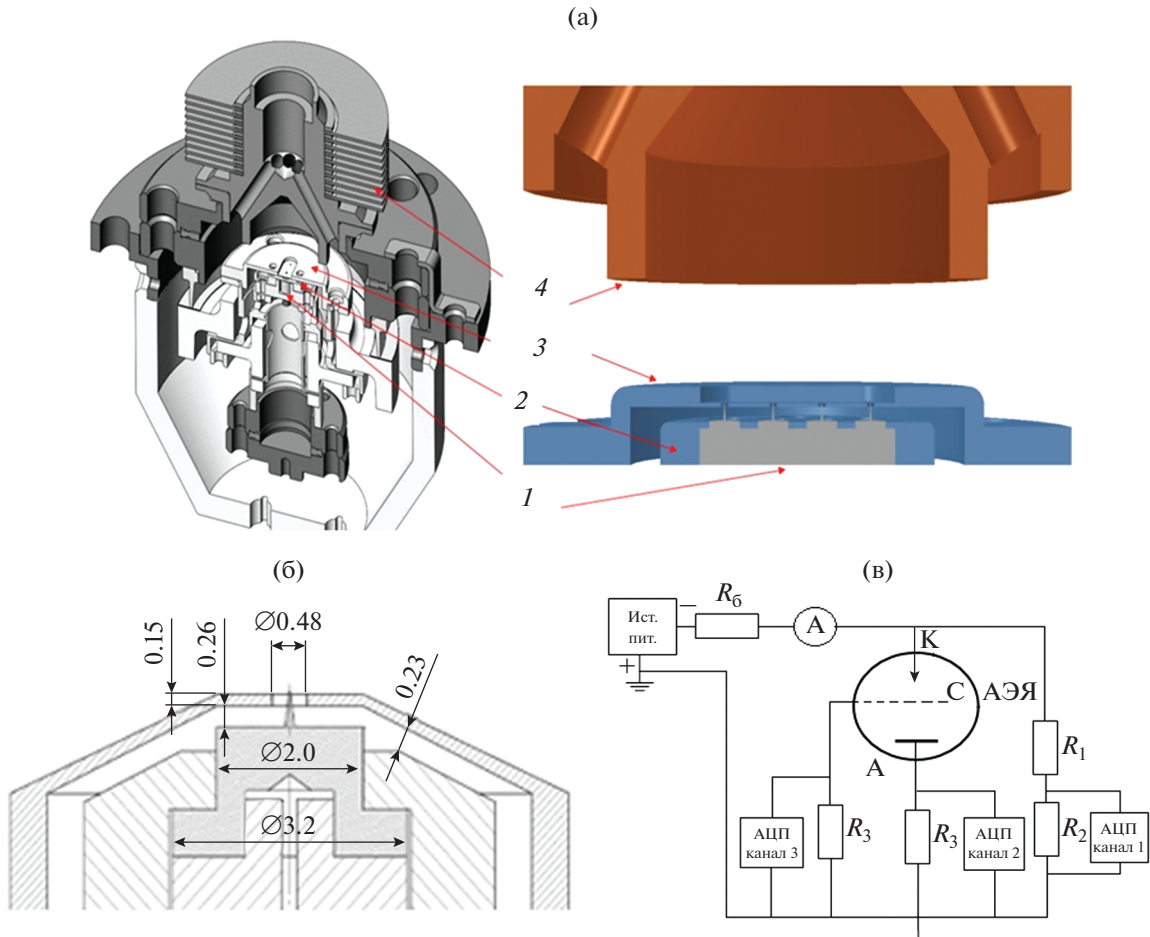
**Рис. 4.** Осевое распределение потенциала (а), конфигурация электродов и траектории пучка в области электронной пушки (б), траектории электронов в пушке с диафрагмой при  $U_k = U_c = 5.75$  кВ,  $U_d = 6.0$  кВ, ток катода 1.7 мА (в).

Экспериментально исследовался макет электронной пушки (см. рис. 5а), в котором могло быть размещено от одного до четырех эмиттеров. Диаметр отверстия сетки был равен  $D = 490$  мкм, а толщина сетки 140 мкм. Эмиттеры были изготовлены методом лазерного фрезерования [5, 10] и установлены в экспериментальный макет без предварительной химической или плазменной очистки катода (некоторые эмиттеры подвергали ультразвуковой очистке). Макет использовался в режиме работы автоэмиссионной ячейки (катод,

сетка, коллектор) или в режиме электронной пушки при дополнительном размещении фокусирующего электрода и анода. В первом случае на управляющую сетку и коллектор пушки подавался одинаковый потенциал, вследствие чего электронный поток распространялся в эквипотенциальном пространстве. Во втором случае на дополнительные электроды подавались необходимые потенциалы. Токи на сетку и анод, а также ток катода регистрировали независимо. Для визуализации пучка в макете был установлен коллектор-

**Таблица 5.** Основные размеры экспериментальных ячеек с эмиттерами

Размеры	Гафний	Молибден	Вольфрам	Стекло–углерод
Диаметр отверстия в сетке, мкм	480	480	480	480
Высота иглы, мкм	720–850	435–850	690–1500	370–1450
Радиус кривизны вершины, мкм	3.5–21.0	3.5–21.0	3.5	2.0–11.0



**Рис. 5.** Экспериментальный макет многолучевой электронной пушки (а, б) и схема измерений (в)  $R_6 = 1.19 \text{ МОм}$ ,  $R_1 = 11.4 \text{ МОм}$ ,  $R_2 = 9.5 \text{ кОм}$ ,  $R_3 = 300 \text{ Ом}$ ; 1 – катод, 2 – держатель, 3 – фокусирующий электрод, 4 – коллектор. Все размеры в миллиметрах.

мишень в виде пластины с нанесенными на нее люминофором и равноотстоящими (шаг 2.0 мм) рисками.

Схема измерений представлена на рис. 5в. Измерения зависимостей тока от времени при различных напряжениях на сетке проведены при давлении остаточных газов  $5.8 \times 10^{-7}$  Торр в режиме питания автоэмиссионной ячейки от источника постоянного напряжения и при непрерывном процессе откачки объема вакуумной камеры.

**Таблица 6.** Зависимость тока утечки от потенциала на сетке и аноде

$U_a, \text{ кВ}$	$I_c, \text{ мкА}$	$I_k, \text{ мкА}$
6	1.5	1.5
8.5	5	3
12	10	3.5
14.5	15	4

Минимальный интервал записи экспериментальных измерений с каналов 1...3 аналогово-цифровой платы составлял 0.2 с. Перед испытаниями экспериментальный макет прошел проверку электрической прочности изоляции при напряжении до 14.5 кВ (табл. 6).

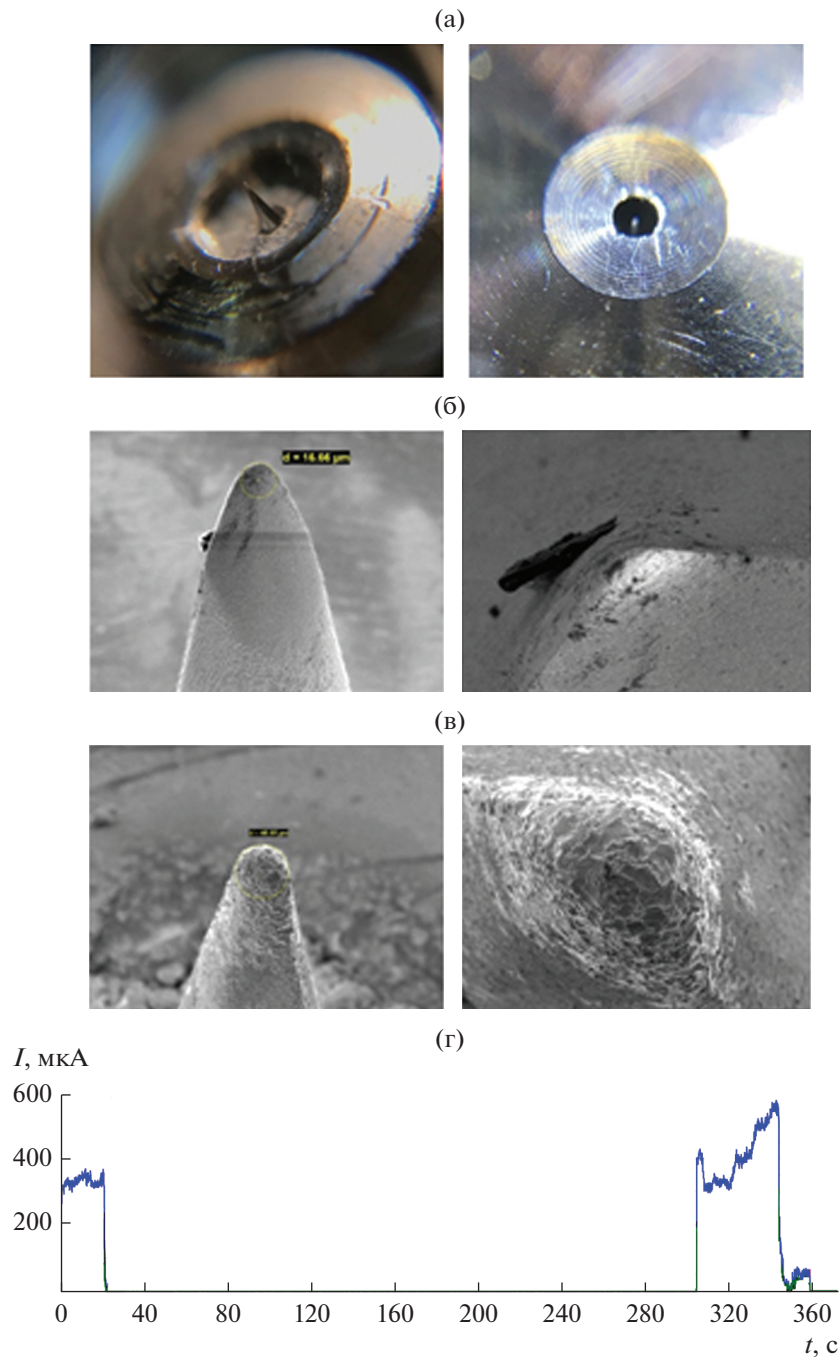
### 3.2. Автоэмиссионная ячейка из гафния

Была рассмотрена автоэмиссионная ячейка с одиночным острым эмиттером из гафния, высота иглы 1.028 мм, радиус кривизны острия 8.35 мкм (рис. 6а). Образец проходил ультразвуковую очистку в трихлорэтано.

Режим подачи напряжения между катодом и сеткой непрерывный. Давление в вакуумной камере  $10^{-7}$  Торр.

Макет содержал катод, сетку и коллектор (фокусирующий электрод и анод с отверстием не устанавливали).





**Рис. 6.** Фото катодно-сеточного узла автоэмиссионной ячейки (а), вид эмиттера до испытаний (б) и после (в), зависимость тока от времени при напряжении на сетке  $U = 5900$  В (один из этапов измерений).

Максимальное значение тока катода было достигнуто при начальных измерениях и составило  $3.6$  мА при напряжении катод–сетка  $5300$  В, при этом токооседание на сетку составляло  $2\%$ . Однако при дальнейших измерениях величина тока была нестабильной и происходила постепенная деградация эмиссии, поэтому испытания на долговечность не проводили.

Вид эмиттера до и после испытаний представлен на рис. бб, бв, а результаты измерений на одном из этапов испытаний на рис. бг.

Измерения размеров эмиттера из гафния после испытаний с помощью электронного микроскопа показали, что высота эмиттера уменьшилась на  $120$  мкм, а радиус кривизны острия увеличился до  $24$  мкм.

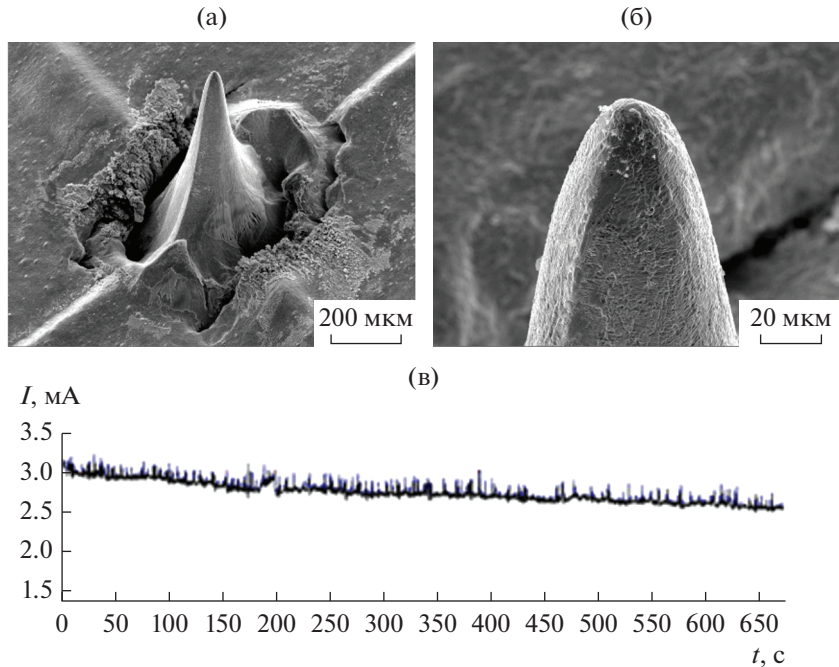


Рис. 7. Фото эмиттера из молибдена до испытаний (а, б) и зависимость тока от времени при  $U = 5100$  В (в).

### 3.3. Автоэмиссионная ячейка из молибдена

Была рассмотрена автоэмиссионная ячейка с одиночным острым эмиттером из молибдена, высота иглы 0.847 мм, радиус кривизны острия 19 мкм (рис. 7а). Образец был очищен с помощью химического травления и отжига.

Режим подачи напряжения между катодом и сеткой непрерывный. Давление в вакуумной камере  $2.8 \times 10^{-8}$  Торр.

Макет содержал катод, сетку и коллектор (фокусирующий электрод и анод с отверстием не устанавливали).

Максимальное значение тока катода было достигнуто при начальных измерениях и составило 3.6 мА при напряжении катод–сетка 5300 В, при этом токооседание на сетку составляло 2%. Измерения проводили в течение 10 мин, падение величины тока за этот период времени составило 19%.

### 3.4. Автоэмиссионная ячейка из стеклоуглерода СУ-2000

Была рассмотрена автоэмиссионная ячейка с одиночным острым эмиттером из стеклоуглерода. Образец не проходил предварительную ультразвуковую очистку. Режим подачи напряжения между катодом и сеткой непрерывный. Давление в вакуумной камере составляло  $10^{-7}$  Торр.

Макет содержал катод, сетку, коллектор (фокусирующий электрод и анод с отверстием не устанавливались) и диафрагму с отверстием диа-

метром 41.6 мм, которая расположена между коллектором и сеткой (22 мм от вершины острия) для оценки размера электронного потока. Для этой же цели служил и нанесенный на коллектор люминофор.

Достигнутое максимальное значение тока с острия катода составило 250...300 мкА для иглы высотой 1.3 мм, радиусом кривизны острия 3.0 мкм при подаче напряжения на сетку 2000...2100 В и при напряжении на сетке 3600 В для другой иглы. При этом токопрохождение через диафрагму составило  $\sim 70\%$ , а ток на сетку практически отсутствовал.

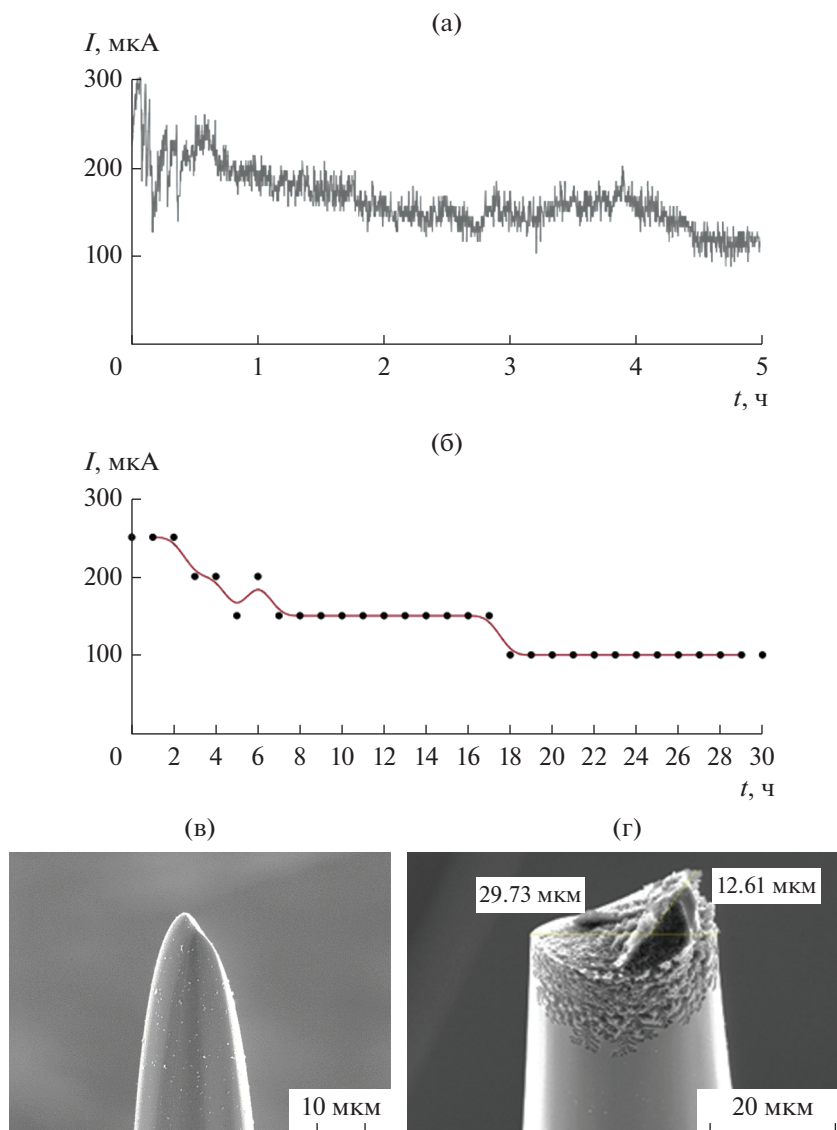
Зависимости тока от времени представлены на рис. 8а, 8б. Деграция тока катода составила 40% за 30 ч.

Результаты измерений эмиттеров из стеклоуглерода СУ-2000 в непрерывном режиме показали, что острия эмиттеров подвергались сильной эрозии (рис. 8в–8г), заметно менялась не только форма острий, но и высота эмиттеров (после пятичасовой работы высота эмиттера уменьшилась на 70 мкм).

### 3.5. Автоэмиссионная ячейка из вольфрама

Была рассмотрена автоэмиссионная ячейка с одиночным острым эмиттером из вольфрама, высота иглы 1.08 мм, радиус кривизны острия 3.3 мкм. Образец не проходил ультразвуковую очистку.

Макет содержал катод, сетку, коллектор (фокусирующий электрод и анод с отверстием не



**Рис. 8.** Зависимость тока от времени (а, б) для эмиттеров из стеклоглиноуглерода СУ-2000 при  $U = 2100$  (а),  $3600$  В (б) и вид эмиттера до (в) и после испытаний (г).

устанавливали). Режим подачи напряжения между катодом и сеткой непрерывный, давление в вакуумной камере составляло  $2 \times 10^{-7}$  Торр.

Максимальный ток катода составил  $1.22$  мА при напряжении катод–сетка  $4637$  В, токооседание на сетку составило  $4\%$  ( $53$  мкА).

Были проведены испытания на долговечность в течение  $12$  ч при постоянном напряжении катода  $4350$  В (рис. 9).

Скорость деградации тока катода составила  $250$  мкА/ч в промежутке от  $0$  до  $2$  ч и  $13$  мкА/ч в промежутке от  $2$  до  $12$  ч.

Результаты измерений эмиттера из вольфрама, проведенные до и после испытаний в непрерывном режиме на протяжении семи часов, показыва-

ли, что эрозия острия эмиттеров незначительна, а высота эмиттера не изменилась (рис. 10).

Были проведены испытания автоэмиссионной ячейки при повышенных значениях напряжений на сетке. Так, для вольфрамового эмиттера высотой  $1.44$  мм и радиусом кривизны острия  $4.7$  мкм при напряжении катод–сетка  $5000$  В максимальное значение тока катода составило  $5.4$  мА (ток на сетку и анод с отверстием составил  $5\%$ ). Однако в течение  $2$  мин ток катода уменьшился до  $2.6$  мА и испытания были прекращены.

Анализ временных зависимостей катодного тока показал, что при непрерывном режиме работы автоэмиссионных ячеек ток с эмиттера подвержен быстро меняющимся амплитудным изменениям, которые уменьшаются по мере общего спада тока

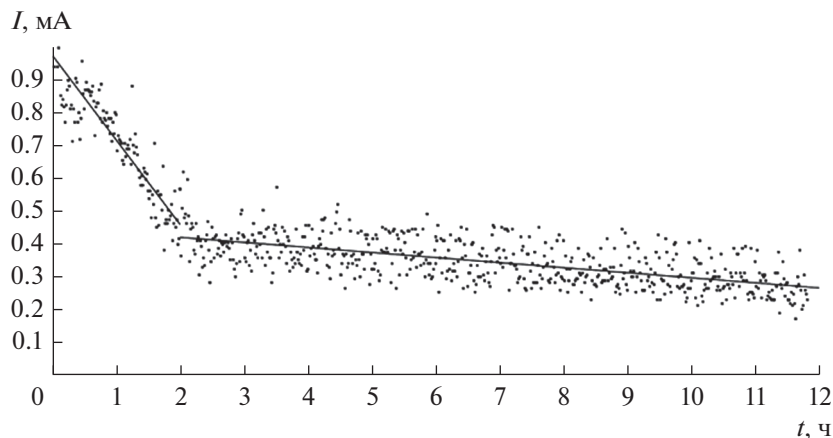


Рис. 9. Зависимость тока с острейного вольфрамового катода от времени.

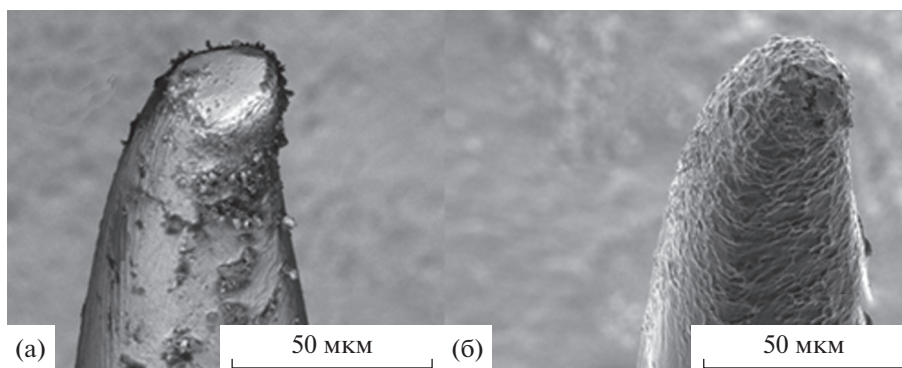


Рис. 10. Фото вершины острейного вольфрамового катода до (а) и после испытаний (б).

(рис. 11). Анализ “временной развертки” начального участка зависимости тока от времени (см. рис. 11б) показал, что амплитудные изменения обусловлены периодическими колебаниями с экспоненциальным фронтом нарастания величины тока и резким конечным падением в конце при постоянном напряжении на сетке, что косвенно свидетельствует о процессах тепломассопереноса на острие эмиттера и именно устранение этого фронта позволит увеличить длительность работы автоэмиссионной ячейки. Однако подтверждение этого требует проведения дополнительных экспериментов.

Были проведены испытания макета, в котором при подаче напряжения на сетку и коллектор (фокусирующий электрод и анод с отверстием не устанавливали) одновременно измеряли токи от двух и трех автоэмиссионных ячеек. Режим подачи напряжения между катодом и сеткой и коллектором — непрерывный, давление в вакуумной камере составляло  $5 \times 10^{-8}$  Торр.

При испытаниях на долговечность макета с двумя эмиттерами из вольфрама продолжитель-

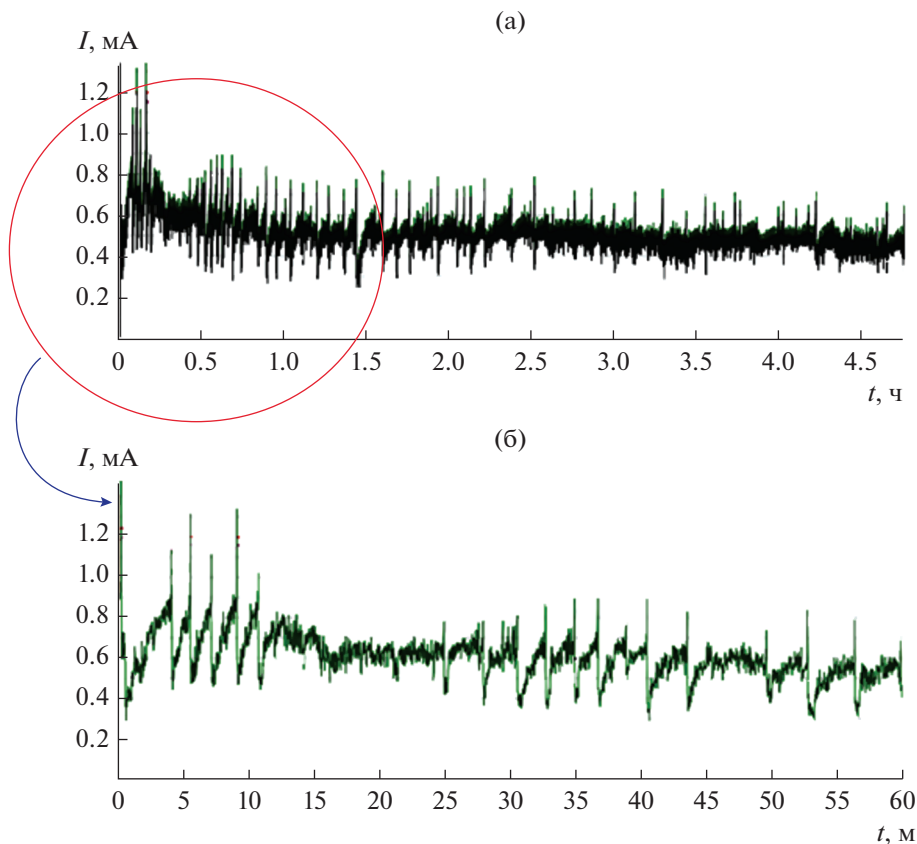
ностью измерений 30 мин был достигнут максимальный ток катода 2.7 мА при напряжении катод–сетка 4500 В, при этом токооседание на сетку 17%. Дegrадация тока на этом интервале составила 20%.

При испытаниях макета с тремя эмиттерами из вольфрама продолжительность измерений<sup>8</sup> составила 10 мин, а максимальное значение тока катода 4.27 мА при напряжении катод–сетка 4500 В, при этом токооседание на сетку составило 20%.

### 3.6. Автоэмиссионная ячейка в ЭОС с магнитным полем

Была рассмотрена автоэмиссионная ячейка с одиночным острым вольфрамовым эмиттером, входящая в состав ЭОС с магнитным полем, создаваемом катушкой с током. Образец не проходил ультразвуковую очистку. Давление в вакуумной камере составляло  $4 \times 10^{-8}$  Торр.

<sup>8</sup> Малая длительность испытаний обусловлена опасениями тепловой перегрузки макета при непрерывном режиме работы и отсутствием охлаждения.



**Рис. 11.** Зависимости тока с острия вольфрамового катода от времени при пятичасовом испытании (а) и увеличенный фрагмент начального участка (б): высота острия 1.56 мм, радиус кривизны острия 12.3 мкм, напряжение на сетке  $U = 5000$  В.

Макет ЭОС представлял собой электронную пушку, содержащую катод, сетку, фокусирующий электрод, анод с отверстием и токоприемник-коллектор с нанесенным люминофором. При напряжении катод-сетка 5324 В максимальное значение тока катода составляло 1.4 мА. Между электронной пушкой и коллектором была расположена катушка-соленоид протяженностью 26 мм и внутренним диаметром отверстия 32.5 мм. Ток катушки мог плавно изменяться от 0 до 5 А, при этом максимальное значение осевой компоненты индукции магнитного поля в центре катушки плавно изменялось от 0 до 0.06 Тл (рис. 12а). Расстояние от вершины эмиттера до плоскости коллектора составляло 50 мм.

Измерения диаметра пучка в зависимости от величины магнитного поля проводили при токе катода, равном 0.435 мА и напряжении катод-сетка 5200 В (токооседание на сетку составляло ~1%). Анализ результатов измерений показал, что при изменении величины магнитного поля диаметр пучка уменьшался от 40 мм (в отсутствие магнитного поля) до 16 мм (при амплитуде магнитного поля 0.024 Тл), что хорошо соответствовало расчетным значениям (см. рис. 12). При кратковре-

менном увеличении магнитного поля до 0.06 Тл диаметр пучка уменьшался до 8 мм, однако центральная часть пучка начинала выжигать люминофор и магнитное поле выключали.

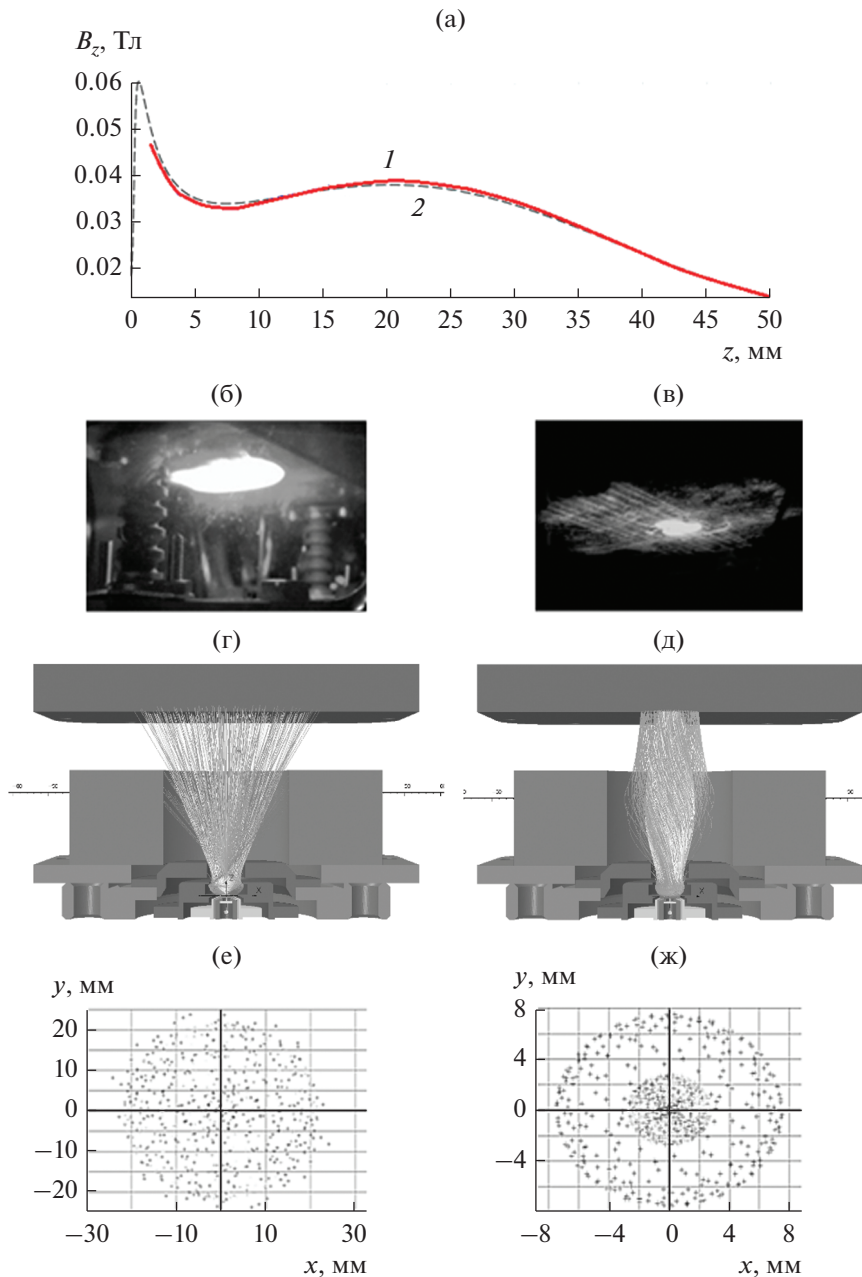
### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам испытаний автоэмиссионных ячеек можно сделать следующие выводы.

Наиболее предпочтительными оказались катоды из вольфрама.

Максимальные значения достигнутых величин токов на анод макета при значениях потенциалов на управляющей сетке и аноде, равных 5000 В, составили 5.4 мА в непрерывном режиме. Однако при рассмотренных геометрических размерах автоэмиссионных эмиттеров такие величины токов приводили к быстрой деградации тока катода.

При техническом вакууме  $2 \times 10^{-7}$  Торр и работе в непрерывном режиме макета однолучевой электронной пушки с вольфрамовым катодом игльчатого типа, формирующей электронный поток с током 0.35 мА и напряжением катод-сетка 4600 В, долговечность испытания составила более 10 ч



**Рис. 12.** Экспериментальные распределения (1) осевой компоненты индукции магнитного поля с учетом магнитопроводов при токе соленоида 3А (а), свечение люминофора от пучка на коллекторе в отсутствие магнитного поля (б) и с учетом магнитного поля при токе соленоида 2А (в) и расчетные распределения (2) траекторий в плоскости  $x-z$  (г, д) и  $x-y$  (е, ж).

при деградации тока катода, не превосходящей 10 мкА/ч.

При техническом вакууме  $5 \times 10^{-8}$  Торр и испытаниях в непрерывном режиме макета двухлучевой электронной пушки с вольфрамовыми автоэмиттерами, формирующей электронный поток с током 2.7 мА и напряжением катод–сетка 4500 В продолжительность испытания составила более 30 мин при деградации тока катода, не превосходящей

20%. При испытаниях макета с тремя эмиттерами из вольфрама продолжительность измерений составила 10 мин, а максимальное значение тока катода 4.27 мА при напряжении катод–сетка 4500 В.

Ожидаемая величина суммарного тока в автоэмиссионной ячейке, работающей в непрерывном режиме, с катодной матрицей, состоящей из семи острых катодов, может составить не ме-

нее 10 мА, а с катодной матрицей, состоящей из 19-ти острых катодов, не менее 25 мА.

Испытания ячейки с автоэмиттером игольчатого типа из стеклоуглерода в непрерывном режиме показали, что при полученных параметрах электронного потока острия эмиттеров подвергаются сильной эрозии, так что после пятичасовой работы заметно меняется не только форма острий, но и высота эмиттеров (уменьшение высоты эмиттера составило 70 мкм).

Испытания автоэмиссионной ячейки с катодом острийного типа из гафния в непрерывном режиме показали, что при полученных параметрах электронного потока острия эмиттеров также подвергаются сильной эрозии.

Проведенное моделирование электронного потока в магнитном поле и экспериментальные исследования в магнитном поле позволили оценить степень управляемости электронного потока и осуществить компрессию потока, сформированного с автоэмиттера.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шестеркин В.И. // РЭ. 2020. Т. 65. № 1. С. 3.
2. Григорьев Ю.А., Рехен Г.А., Семенов В.К., Шестеркин В.И. // РЭ. 1995. Т. 40. № 7. С. 1127.
3. Дармаев А.Н., Комаров Д.А., Морев С.П. и др. // РЭ. 2014. Т. 59. № 8. С. 774.
4. Петросян А.И., Роговин В.И. // Прикладная физика. 2008. № 2. С. 86.
5. Шестеркин В.И., Соколова Т.Н., Морев С.П. и др. // РЭ. 2016. Т. 61. № 9. С. 896.
6. Григорьев Ю.А., Васильковский С.В., Шестеркин В.И., Ярцева З.А. Способ изготовления топологии преимущественно многоострийного катода. А.с. СССР № 1738013. Оpubл. Б.И. 12.02.1993.
7. Spindt C.A. // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. № 6. P. 3504.
8. Морев С.П., Абаньшин Н.П., Горфинкель Б.И. // РЭ. 2013. Т. 58. № 4. С. 399.
9. Дармаев А.Н., Комаров Д.А., Масленников С.П., Морев С.П. // РЭ. 2015. Т. 60. № 9. С. 967.
10. Соколова Т.Н., Конюшин А.В., Сурменко Е.Л. и др. Способ изготовления автоэмиссионного катода. Пат. РФ № 2526240. Оpubл.: офиц. бюл. "Изобретения. Полезные модель" № 23 от 20.08.2014.
11. Трубецков Д.И., Рожнев А.Г., Соколов Д.В. Лекции по сверх-высокочастотной вакуумной микроэлектронике. Саратов: Изд-во ГосУНЦ "Колледж", 1996.
12. Morev S., Darmaev A., Komarov D. et al. // Proc. IVEC-2019. Busan. 28 Apr.–01 May. 2019. P. 321.
13. Morev S.P., Darmaev A.N., Muraviev E.K., Sablin V.M. // 7th ITG Int. Vacuum Electronics Workshop (IVEW) 2020 and 13th Int. Vacuum Electron Sources Conf. (IVeSC). May, 2020.
14. Дармаев А.Н., Морев С.П., Муравьев Э.К., Саблин В.М. // Сварочное производство. 2021. № 6. С. 20.

---

**К 85-ЛЕТИЮ  
Н.И. СИНИЦЫНА**

---

УДК 621.396.677,621.095.1

**ВОЗБУЖДЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В КРИСТАЛЛАХ  
АЛЮМОИТТРИЕВОГО ГРАНАТА В ДИАПАЗОНЕ 12...18 ГГц  
ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ**© 2022 г. Б. Д. Зайцев<sup>а</sup>, \*, А. В. Толстикова<sup>б</sup><sup>а</sup> Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019 Российская Федерация<sup>б</sup> Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,  
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410600 Российская Федерация

\*E-mail: zai-boris@yandex.ru

Поступила в редакцию 11.03.2022 г.

После доработки 11.03.2022 г.

Принята к публикации 25.03.2022 г.

Показана возможность возбуждения и регистрации с помощью тонкопленочных преобразователей из нитрида алюминия и окиси цинка продольных и поперечных акустических волн в кристалле алюмоиттриевого граната в диапазоне частот 12...18 ГГц при комнатной температуре. В качестве электродинамической системы использованы одноступенчатый четвертьволновый и двухступенчатый чебышевский согласователи коаксиального типа. Найдено, что коэффициент преобразования при возбуждении продольных и поперечных волн равен ~23 и 30 дБ. Оценено удельное затухание продольных (22.2 дБ/мкс) и поперечных (15.6 дБ/мкс) волн. Показано, что одноступенчатый четвертьволновый и двухступенчатый чебышевский согласователи обеспечили полосу пропускания 11% и 20% соответственно.

DOI: 10.31857/S0033849422100175

**ВВЕДЕНИЕ**

Определенные успехи в области фундаментальных гиперзвуковых исследований твердого тела, достигнутые к последнему времени, открывают широкие возможности использование гиперзвуковых волн в современной радиотехнике, при создании различных твердотельных устройств СВЧ-диапазона, таких как гиперзвуковые линии задержки, резонаторы, фильтры. В основе работы таких устройств лежит преобразование электромагнитного СВЧ-сигнала в акустическую СВЧ-волну (гиперзвук), которая распространяется в твердотельном звукопроводе и затем обратно трансформируется в задержанный электромагнитный СВЧ-сигнал. Вследствие малой скорости распространения гиперзвуковой волны в звукопроводе (на пять порядков меньше скорости электромагнитной волны) в линии задержки может быть получена задержка СВЧ-сигнала на время, недостижимое в обычных СВЧ-линиях задержки, построенных на отрезках коаксиальных или волноводных линий.

Очевидно, что для успешного возбуждения и детектирования гиперзвуковых колебаний и волн, которые соответствуют СВЧ-диапазону, необходимо чтобы материал звукопровода характеризовался

малыми акустическими потерями, приемлемыми для регистрации задержанного сигнала [1, 2]. Обычно задержка для широко распространенных радиоизмерительных систем, работающих в импульсном режиме, лежит в диапазоне от нескольких десятых долей микросекунды до нескольких десятков микросекунд. Поэтому к указанным материалам относятся кристаллы, имеющие сравнительно небольшую плотность, высокое значение модулей упругости и высокую температуру Дебая [3]. Для снижения удельного затухания гиперзвука, связанного в основном с рассеянием на тепловых колебаниях решетки, возможно использование криогенных температур звукопровода [4, 5].

Очевидно, что звукопровод должен иметь высокую степень однородности. Незначительные неоднородности внутри кристалла могут привести к рассеянию волны и, соответственно, к существенному дополнительному затуханию гиперзвука. Кроме того, эти неоднородности могут стать причиной различного набега фазы на краях гиперзвукового луча, и это также может привести к уменьшению величины задержанного электромагнитного сигнала несмотря на идеальную геометрию образца [3]. Это так называемое “кажущееся затухание”



гиперзвука. Физическая причина та же самая, что и в случае плоских слегка непараллельных торцов образца. Все это связано с малостью длины гиперзвуковой волны. Например, длина волны продольного гиперзвука на частотах  $\sim 10$  и  $30$  ГГц в рубине равна  $\sim 1$  и  $0.3$  мкм соответственно.

Гиперзвуковым волнам в отличие от ультразвуковых волн присуще сильное поглощение даже в кристаллах. Поскольку длина волны мала, неоднородности и дефекты звукопровода, размеры которых сравнимы с длиной волны, вызывают значительное рассеяние гиперзвука. Поэтому в качестве объектов для распространения гиперзвуковых волн, как правило, используют искусственные или естественные кристаллы с совершенной структурой и высокой степенью однородности. Поглощение звука имеет место и в идеальном диэлектрическом кристалле, что связано с рассеянием на тепловых колебаниях кристаллической решетки, причем во многих кристаллах характер поглощения одинаков. Для большинства изученных кристаллов температурные зависимости затухания имеют три характерные области. В низкотемпературной области поглощение мало и не зависит от температуры и частоты. Это так называемое остаточное затухание, связанное с рассеянием на статических дефектах кристаллов. Для кристаллов с совершенной структурой указанная область попросту отсутствует. В высокотемпературной области поглощение максимально, оно слабо зависит от температуры и имеет квадратичную зависимость от частоты. Это так называемая область затухания по механизму Ахиезера, в которой имеет место квадратичная частотная зависимость затухания [6]. Между этими областями находится промежуточная температурная область, в которой для затухания характерна сильная температурная зависимость. Низкотемпературная часть этой промежуточной области соответствует механизму затухания Ландау [7]. В этой части затухание пропорционально частоте. В высокотемпературной части промежуточной области, расположенной между областями Ландау и Ахиезера, при повышении температуры частотная зависимость плавно меняется от линейной до квадратичной. Исследования показали, что различные кристаллы отличаются расположением указанных областей на температурных зависимостях затухания. Это отличие связано с температурой Дебая кристалла, причем с ее повышением указанные области сдвигаются в сторону более высоких температур [1–3].

Обзор литературы показал, что возможности кристаллических звукопроводов и систем согласования пьезопреобразователей с волноведущими системами для акустических СВЧ-устройств наиболее детально изучены в диапазоне частот вплоть до  $\sim 10$  ГГц [4, 5, 8–15]. Что касается более высоких частот, то существуют лишь отдельные работы [16–18], не позволяющие составить четкие про-

гнозы относительно создания соответствующих радиокомпонент.

Цель данной статьи – исследовать возможности возбуждения и регистрации акустических волн при комнатной температуре в диапазоне  $12...18$  ГГц.

## 1. ОПИСАНИЕ ЗВУКОПРОВОДОВ И ПЛЕНОЧНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Обзор литературы показал, что для практического использования в качестве звукопроводов акустических волн в указанном диапазоне наиболее перспективными являются кристаллы алюмоитриевого граната (АИГ) [12, 15] и алюмомагнетитовой шпинели [8–10, 17, 18].

В качестве звукопроводов были использованы кристаллы АИГ, легированного эрбием [12, 15], в виде прямоугольных параллелепипедов сечением  $4 \times 4$  мм<sup>2</sup> и длиной от 2.5 до 8 мм. Кристаллографические оси были ориентированы вдоль граней звукопроводов. Для получения образцов с плоскопараллельными торцевыми гранями заготовки клеивали в специальную кассету, и их торцы одновременно шлифовали и полировали вручную на специальных плоских алюминиевых полировальниках. Для получения торцов с 14 классом чистоты на последней операции были использованы смоляные полировальники с алмазным порошком 1.0 и 0.5 мкм. Непараллельность торцов контролировали гониометром Г-5 с точностью 5". В результате разброс непараллельности торцов для полученных звукопроводов составил 5...15".

Затем на отобранные звукопроводы с помощью ионно-плазменного магнетронного метода были нанесены пленки металла (подслоя) и пьезоэлектрика. Такой способ напыления характеризуется высокой скоростью осаждения материала и низким рабочим давлением, что способствует меньшей загрязненности пленок газовыми включениями. Кроме того, из-за наличия скрещенных электрического и магнитного полей ослабляется интенсивная бомбардировка подложки высокоэнергетическими частицами, т.е. устраняется неконтролируемый нагрев подложки и повреждение структуры растущей пленки. Технологическая вакуумная установка имела в своем составе три магнетронных испарителя с разными мишенями диаметром 50 мм, что позволяло производить последовательное напыление металлических и пьезоэлектрических пленок без разгерметизации рабочего объема. Корпус вакуумной камеры охлаждали проточной водой, протекающей через медную трубку, припаянную к его поверхности. Кристаллические звукопроводы закрепляли внутри нагревателя подложек, осуществляющего нагрев кристаллов до нужной температуры, максимальное значение которой составляло 800°C. Температуру нагрева контролировали с помощью хромель-алюмелевой термопары.

Питание магнетронных испарителей осуществлялось от ВЧ-генератора, величину мощности которого можно было регулировать в пределах 0...600 Вт. Между магнетроном и генератором включался блок согласования, автоматически обеспечивавший при изменении режима работы магнетрона минимум отраженной мощности.

Указанные газы подавали в камеру через отдельные игольчатые накатели, позволявшие регулировать значения парциального давления газов. Затем газы проходили через охлаждаемую жидким азотом ловушку. Полное давление газовой смеси в рабочем объеме подбиралось по возможности минимальным (обеспечивающим устойчивость газового разряда) и составляло  $(2...3) \times 10^{-3}$  мм. рт. ст. Процесс напыления контролировали через смотровое окно.

Основные технологические приемы нанесения пленок пьезопреобразователя состояли в следующем. Монокристаллические звукопроводы АИГ предварительно обезжиривали в ацетоне при температуре 20°C в течение 20 мин, затем в хромовой смеси (25 г  $K_2Cr_2O_7$  на 1 л  $H_2SO_4$ ) при температуре 60...80°C в течение 10...15 мин. После этого кристаллы медленно охлаждали, промывали в децилированной воде и обрабатывали 15...20 мин ультразвуком с частотой 40 кГц в ацетоне особой чистоты. После загрузки кристаллов вакуумную камеру откачивали до давления  $(6...8) \times 10^{-6}$  мм. рт. ст., после чего начиналось обезгаживание подложек, а также вакуумного колпака и азотной ловушки. Вакуумная камера нагревалась излучением от нагревателя подложек, а азотная ловушка от отдельного нагревателя. Обезгаживание продолжалось в течение двух часов, после чего нагрев ловушки отключали. Одновременно включали охлаждение проточной водой наружной поверхности колпака. По окончании процесса охлаждения устанавливали необходимую температуру кристаллов в диапазоне 300...600°C, при этом давление в камере было  $(2...3) \times 10^{-6}$  мм. рт. ст. Последним этапом охлаждения являлась заливка жидкого азота в ловушку.

Процесс напыления металла (нижнего электрода пьезоэлемента – подслоя) начинался с установки звукопроводов строго над соответствующим магнетронным испарителем, при этом плоскость мишени была параллельна плоскости торцов звукопроводов. Напыление молибдена для преобразователей из AlN и алюминия для пьезопленок ZnO проводилось в среде аргона при давлении  $3 \times 10^{-3}$  мм. рт. ст. и продолжалось 5...7 мин в зависимости от необходимой толщины пленки (из них около 1 мин на закрытую заслонку). При этом на магнетрон подавалась ВЧ-мощность ~300 Вт. По окончании напыления металла звукопроводы с помощью механизма вращения устанавливали строго над испарителем нитрида алюминия или окиси цинка.

Процесс напыления нитрида алюминия проводили в реактивной среде аргона и азота, а окиси цинка – аргона и кислорода. Натекателями устанавливались необходимые парциальные давления газов. Результирующее давление корректировали с помощью дроссельной заслонки, установленной перед турбомолекулярным насосом.

При напылении пьезопленок AlN была использована мишень из алюминия высокой чистоты, для пленок ZnO – мишень из спрессованного порошка окиси цинка. Для возбуждения сдвиговой акустической волны пьезопленки ZnO напыляли при наклонном положении подложек. Угол между плоскостью мишени и плоскостью торцов звукопроводов составлял 45...60 град. Пленки напыляли при разных соотношениях парциального давления газов, при этом результирующее давление устанавливалось равным  $3 \times 10^{-3}$  мм. рт. ст. Время напыления пленки толщиной около 2500 Å при ВЧ-мощности генератора 400 Вт составляло около 1 ч. При напылении использован двухканальный монитор, позволявший непрерывно контролировать скорость роста пленки и ее толщину.

При необходимости верхний металлический электрод (надслой) напыляли после разгерметизации камеры и установки на кристаллы соответствующей маски. Поверхность пьезоэлектрических пленок получалась зеркально гладкой. Пленки имели высокую механическую прочность и высокое удельное сопротивление.

## 2. ОПИСАНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ СОГЛАСУЮЩЕЙ СИСТЕМЫ

Электродинамическая система, использовавшаяся для возбуждения акустических волн в кристаллах АИГ на частотах 12...18 ГГц, представляла собой коаксиальную линию с пониженным до величины 0.5 Ом волновым сопротивлением. Эта величина примерно соответствовала модулю импеданса одиночного пьезоэлемента на указанной частоте. Были использованы два варианта возбуждающей системы. Схематически узел возбуждающей узкополосной системы изображен на рис. 1. В этом случае стандартная 50-омная коаксиальная линия 9 согласовывалась с низкоомной линией 6 стандартным образом с помощью четвертьволнового отрезка коаксиальной линии 8 с волновым сопротивлением 5 Ом. Звукопровод 1 с нанесенными на его торец подслоем 2, пьезоэлектриком 3 и надслоем 4 прижимали к торцу низкоомной коаксиальной линии 6. Торец 5 внутреннего проводника и подслоя 2 составляли короткий отрезок радиальной линии с таким же волновым сопротивлением, что и сама коакси-

альная линия. Для этого на торце имелся конус с углом  $\psi$ , определяемым формулой [19]

$$\Psi = 2 \arctg \left[ \exp \left( -\frac{Z_0}{60} \right) \right], \quad (1)$$

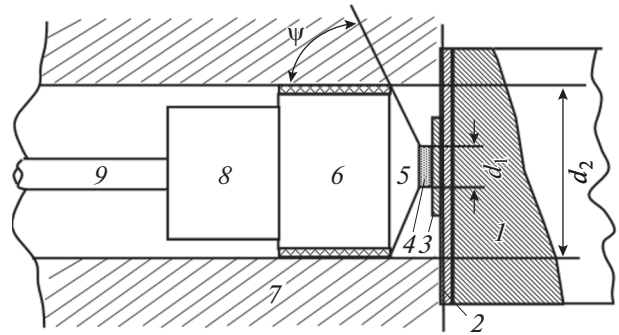
где  $Z_0$  – волновое сопротивление линии, нагруженной пьезоэлементом. В широкополосном варианте использовался двухступенчатый чебышевский трансформатор [20], который схематично представлен на рис. 2. В этом случае отрезок внутреннего проводника 8 (см. рис. 1) заменялся на двухступенчатый чебышевский переход (ступеньки 10 и 8). Расчет такого перехода проводили по методике, изложенной в [20]. Кристалл с пленочным преобразователем сопрягался с низкоомной частью СВЧ-согласователя точно таким же образом, как и в узкополосном случае.

Следует подчеркнуть, что изображенные системы не содержат никаких реактивных согласующих элементов. В этом случае максимум эффективности преобразования электромагнитной энергии в акустическую получается при условии равенства волнового сопротивления линии  $Z_0$  модулю электрического импеданса пьезоэлемента. Так как в сантиметровом диапазоне модуль импеданса пьезоэлемента обычно мал, то и коаксиальная линия 6 должна была иметь низкое волновое сопротивление. В описываемой конструкции перепад волнового сопротивления составлял величину, равную 100. Это означает, что модуль электрического импеданса пьезоэлемента должен быть равен 0.5 Ом. Эта величина при толщине пленки нитрида алюминия 200 нм обеспечивалась подбором диаметра преобразователя  $d_1$ , который был равен 0.25 мм. Диаметр  $d_2$  коаксиальной линии был равен 2 мм, а толщина подслоя из молибдена 150 нм. Внешний вид коаксиальных электроакустических преобразователей показан на рис. 3.

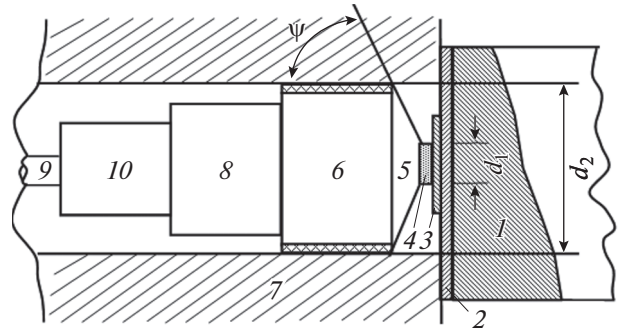
Кристаллические звуководы прижимали к торцу коаксиальной линии с помощью прижимного устройства, состоящего из внешнего цилиндрического корпуса, внутри которого по скользящей посадке могла перемещаться цанга с внутренним отверстием квадратного сечения, в котором находился кристаллический звуковод. Цанга имела штифт, не позволявший ей поворачиваться вокруг продольной оси устройства. С помощью винтовой крышки цангу вместе со звуководом через упорный шарик и пружину прижимали к торцу коаксиальной линии.

### 3. ОПИСАНИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

На рис. 4 показана структурная схема установки, реализующей эхо-импульсный метод исследования процессов возбуждения и распространения упругих волн в кристаллах в диапазоне 12...18 ГГц.



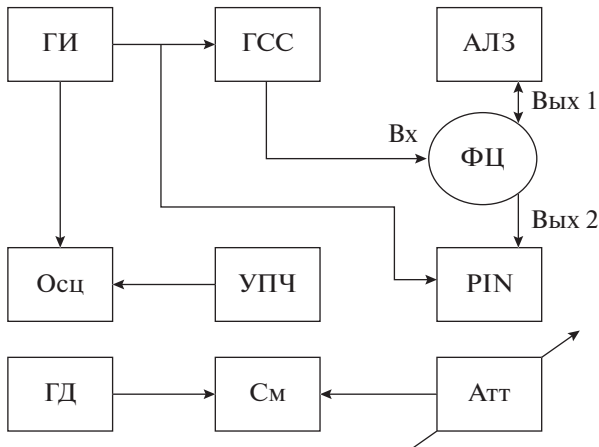
**Рис. 1.** Электроакустический преобразователь на основе коаксиальной возбуждающей системы: 1 – кристалл, 2 – металлический подслой, 3 – пьезоэлектрический слой, 4 – металлический надслой, 5 – согласующий конус, 6 – центральный проводник конечной низкоомной линии, 7 – внешний проводник коаксиальной линии, 8 – четвертьволновый согласователь, 9 – центральный проводник 50-омной линии.



**Рис. 2.** Электроакустический преобразователь на основе коаксиальной возбуждающей системы: 1 – кристалл, 2 – металлический подслой, 3 – пьезоэлектрический слой, 4 – металлический надслой, 5 – согласующий конус, 6 – центральный проводник конечной низкоомной линии, 7 – внешний проводник коаксиальной линии, 8 и 10 – чебышевский согласователь, 9 – центральный проводник 50-омной линии.



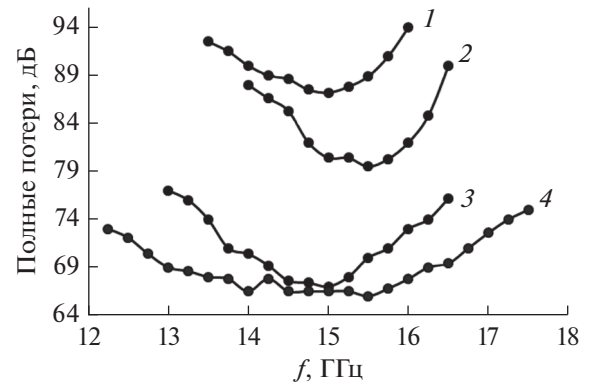
**Рис. 3.** Коаксиальные электроакустические преобразователи диапазона 12...18 ГГц.



**Рис. 4.** Блок-схема измерительной установки для исследования процессов возбуждения и приема акустических волн в кристаллах в диапазоне 12...18 ГГц: ГИ – генератор импульсов, ГСС – генератор стандартных сигналов, АЛЗ – исследуемая акустическая линия задержки, ФЦ – ферритовый циркулятор, Осц – осциллограф, УПЧ – усилитель промежуточной частоты, PIN – импульсный подавитель незадержанного сигнала, ГД – гетеродин, См – смеситель, Атт – аттенюатор.

Источником зондирующего импульса являлся генератор стандартных сигналов (ГСС) типа Г4-11А, который модулировался прямоугольными импульсами длительностью 0,3 мкс, поступавшими от генератора импульсов ГИ типа Г5-54. Радиопульсы мощностью около 10 мВт подавались на Вх ферритового циркулятора ФЦ и далее с Вых 1 на пьезопреобразователь исследуемой акустической линии задержки (АЛЗ). Отраженные зондирующие импульсы и задержанные эхо-импульсы с Вых 2 ФЦ поступали через последовательно включенные аттенюаторы PIN и Атт на вход супергетеродинного приемника. Аттенюатор Атт состоял из двух последовательно включенных поляризационных аттенюаторов типа Д5-35А и предназначался для измерения полных потерь АЛЗ и затухания акустических волн в кристаллах. Приемник состоял из смесителя См, гетеродина ГД, усилителя промежуточной частоты УПЧ и осциллографа Осц. В качестве гетеродина применялся (генератор стандартных сигналов) ГСС типа Г4-11А, работавший в непрерывном режиме. Для обеспечения минимального коэффициента шума приемника использовался волноводный смеситель балансного типа. Транзисторный УПЧ с промежуточной частотой 60 МГц имел полосу пропускания 20 МГц. Чувствительность приемника составляла –120 дБВт. Полные потери определялись как отношение мощности первого эхо-импульса к мощности зондирующего сигнала.

Полные потери задержанного сигнала измерялись следующим образом. Сначала к Вых 1 цир-



**Рис. 5.** Частотные зависимости полных потерь различных электроакустических преобразователей: 1 – одноступенчатый преобразователь для возбуждения продольной волны с задержкой 1,8 мкс, 2 – одноступенчатый преобразователь для возбуждения поперечной волны с задержкой 1,1 мкс, 3 – одноступенчатый преобразователь для возбуждения продольной волны с задержкой 0,9 мкс, 4 – двухступенчатый преобразователь для возбуждения продольной волны с задержкой 0,9 мкс.

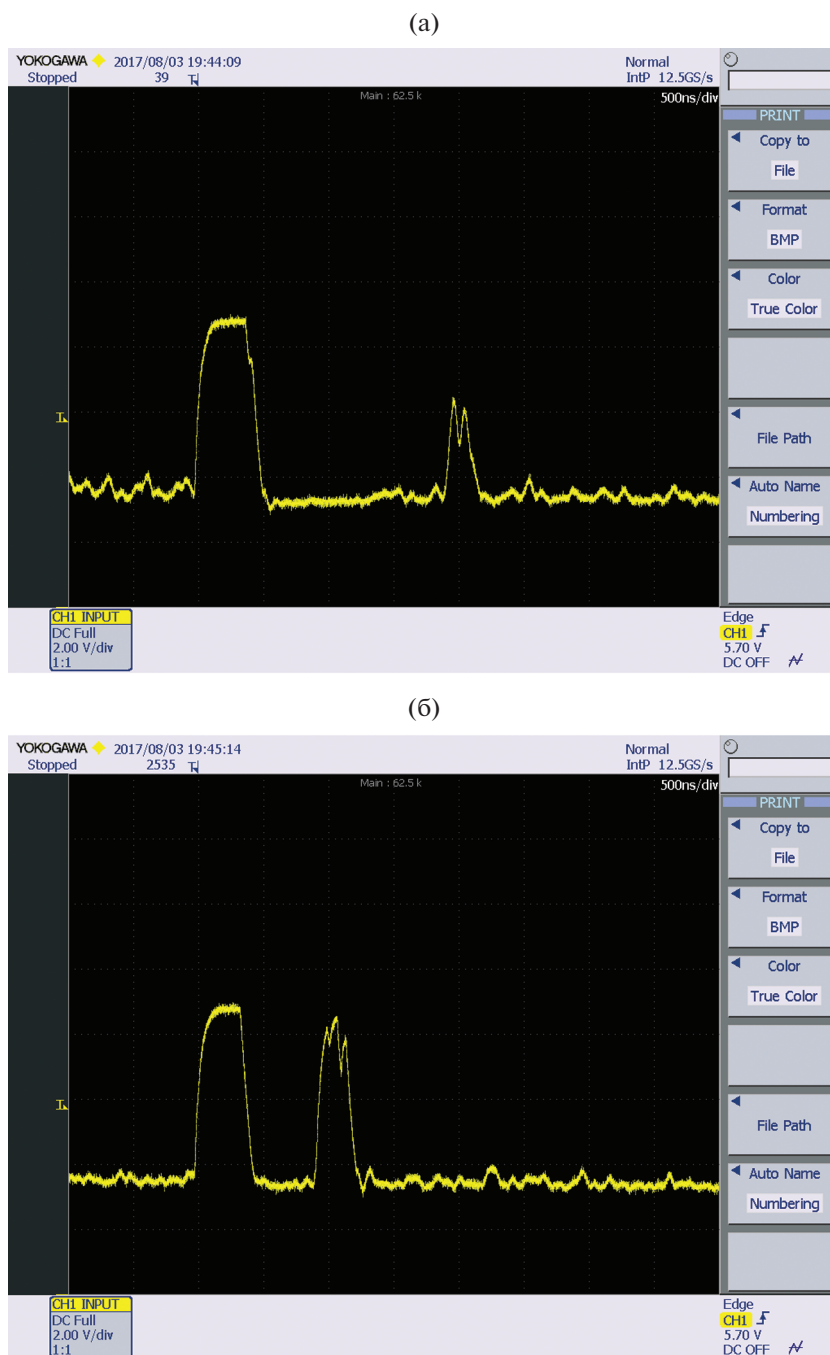
кулятора подключали исследуемый образец и приемник настраивали на частоту входного сигнала. Затем фиксировалась амплитуда задержанного эхо-импульса и испытуемый прибор отключали от циркулятора. После этого к Вых 1 циркулятора подключали подвижный поршень и с помощью переменных аттенюаторов устанавливали такую же амплитуду зондирующего импульса, как и наблюдавшуюся ранее амплитуду эхо-импульса. С целью исключения ошибки, вызванной неидеальностью циркулятора, эта процедура проводилась для двух положений поршня, соответствовавших максимальному  $A_{\max}$  и минимальному  $A_{\min}$  значениям введенного ослабления. После этого истинное значение полных потерь находили по формуле [21]

$$A = \left( \frac{\sqrt{A_{\max}} + \sqrt{A_{\min}}}{2} \right)^2. \quad (2)$$

#### 4. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 5 представлены частотные зависимости полных потерь нескольких электродинамических систем двухсантиметрового диапазона для возбуждения и приема акустических волн, работающих в режиме “на отражение”. Рассмотрим отдельно параметры этих систем.

1. *Электродинамическая система, включающая коаксиальный одноступенчатый согласователь, пленочный преобразователь на основе нитрида алюминия для возбуждения продольной акустической волны и звукопровод из АИГ, легированного эрбием.* На рис. 5 представлены частотные зависимости



**Рис. 6.** Осциллограмма задержанного эхо-импульса, соответствующего продольной акустической волне с задержкой 0.9 (а) и 1.8 мкс (б).

полных потерь для звукопроводов длиной 8 и 4 мм (кривые 1 и 3). Соответствующие осциллограммы эхо-импульсов представлены на рис. 6а, 6б. В первом и втором случаях минимальные потери на частоте 15 ГГц составляют 87 и 67 дБ для времен задержки 1.8 и 0.9 мкс. Видно, что в обоих случаях полоса пропускания по уровню 3 дБ составляет ~11%. Разное время задержки позволило оценить затухание акустической волны при времени за-

держки  $1.8 - 0.9 = 0.9$  мкс как разность полных потерь  $87 - 67 = 20$  дБ. Отсюда, удельное затухание продольной волны на частоте 15 ГГц оказалось равным 22.2 дБ/мкс. Ранее по нескольким эхо-импульсам были определены значения удельного затухания продольных акустических волн в АИГ, легированном эрбием, на частоте 10 ГГц. Это значение оказалось равным 10 дБ/мкс. Исходя из предположения, что с ростом частоты затуха-

ние увеличивается в соответствии со степенным законом из равенства  $(22.2/10) = (15/10)^n$ , был найден показатель степени  $n = 1.97$ . Таким образом, с ростом частоты затухание растет по квадратичному закону, что соответствует механизму затухания Ахиезера [6]. Это также подтверждается оценкой времени релаксации тепловых фононов  $\tau$ , которое определялось из соотношения [22]

$$\chi = \frac{1}{3} C_v V^2 \tau, \quad (3)$$

где  $\chi$  – коэффициент теплопроводности,  $C_v$  – теплоемкость по постоянному объему,  $V$  – средняя скорость упругих волн (скорость тепловых фононов). Воспользовавшись известными данными из [23]

$$\begin{aligned} \chi &= 13 \text{ Вт}/(\text{м К}), \\ C_v &= 2.86 \times 10^6 \text{ Дж}/(\text{м}^3 \text{ К}) \text{ и} \\ V &\approx 6.2 \times 10^3 \text{ м}/\text{с}, \end{aligned}$$

было найдено время релаксации тепловых фононов  $\tau = 0.35 \times 10^{-12}$  с. Отсюда на частоте  $f = 15$  ГГц получаем  $2\pi f\tau = 0.033 \ll 1$ . Таким образом, диапазон частот 10...15 ГГц соответствует области затухания Ахиезера с квадратичной по частоте зависимостью затухания.

Полные потери включают потери на двойное преобразование и на затухание волны в кристалле. Для кристалла с временем задержки 1.8 мкс полные потери и затухание волны в кристалле составляют 87 и 40 дБ. Следовательно, потери на одно преобразование составляют 23.5 дБ. Для кристалла с временем задержки 0.9 мкс полные потери и затухание волны в кристалле составляют 67 и 20 дБ. Тогда потери на одно преобразование составляют 23.5 дБ, что в точности равно случаю более длинного звукопровода.

2. *Электродинамическая система, включающая коаксиальный двухступенчатый чебышевский согласователь, пленочный преобразователь на основе нитрида алюминия для возбуждения продольной акустической волны и звукопровод из АИГ, легированного эрбием.* На рис. 5 представлена также частотная зависимость полных потерь для звукопровода длиной 4 мм с временем задержки 0.9 мкс (кривая 4). Видно, что минимальные потери на частоте 15.5 ГГц составляют 66 дБ. В этом случае полоса пропускания по уровню 3 дБ составляет ~21%, что в два раза больше по сравнению с одноступенчатым согласователем. Оценив затухание акустической волны в кристалле (20 дБ), находим потери на одно преобразование – 23 дБ. Таким образом, видно, что двухступенчатый согласователь позволяет получить такую же эффективность преобразования, что и одноступенчатый, но в более широкой полосе частот.

3. *Электродинамическая система, включающая коаксиальный одноступенчатый согласователь, пленочный преобразователь на основе окиси цинка для возбуждения поперечной акустической волны и звукопровод из АИГ, легированного эрбием.* На рис. 5 представлена частотная зависимость полных потерь линии задержки со звукопроводом длиной 2.5 мм и с временем задержки 1.1 мкс (кривая 2). Минимальные потери на частоте 15 ГГц и полоса пропускания по уровню 3 дБ составляют 79.5 дБ и ~11% соответственно. Ранее по нескольким эхо-импульсам было определено значение удельного затухания поперечной акустической волны в АИГ, легированном эрбием, на частоте 10 ГГц. Это значение оказались равным 6.5 дБ/мкс. Исходя из квадратичного закона затухания по частоте на частоте 15.5 ГГц удельное затухание равно 15.6 дБ/мкс. Таким образом, затухание в кристалле составляет 17.2 дБ, а потери на одно преобразование равны 31 дБ.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показана возможность возбуждения и регистрации с помощью тонкопленочных преобразователей из нитрида алюминия и окиси цинка продольных и поперечных акустических волн в кристалле алюмоиттриевого граната в диапазоне частот 12...18 ГГц при комнатной температуре. В качестве электродинамической системы использовались одноступенчатый четвертьволновый и двухступенчатый чебышевский согласователи коаксиального типа. Коэффициент преобразования при возбуждении продольных и поперечных волн оказался равным ~23 и 30 дБ. Оценено удельное затухание продольных (22.2 дБ/мкс) и поперечных (15.6 дБ/мкс) волн. Одноступенчатый четвертьволновый и двухступенчатый чебышевский согласователи обеспечили полосу пропускания 11 и 20% соответственно. В целом показана возможность получения временной задержки ~3 мкс на поперечной акустической волне в кристаллах алюмоиттриевого граната в диапазоне 12...18 ГГц при комнатной температуре.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках государственного задания № 1021032425796-4-1.3.7; 1.3.2.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: Мир, 1972.

2. *Такер Дж., Рэмpton В.* Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975.
3. *Клеменс П.* Физическая акустика / Под ред. У. Мэзона. М.: Мир, 1968. Т. 3. Ч. Б.
4. *Григорьев М.А., Зюрюкин Ю.А., Наянов В.И. и др.* // Электрон. техника. Сер. Контрольно-измерительная аппаратура. 1970. № 1. С. 121.
5. *Григорьев М.А., Зайцев Б.Д., Пылаева Г.И., Шевчик В.Н.* // ФТТ. 1973. Т. 15. № 5. С. 1398.
6. *Ахиезер А.И.* // ЖЭТФ. 1938. Т. 8. № 12. С. 1318.
7. *Ландау Л.Д.* Собрание трудов. В 2 тт. М.: Наука, 1969. Т. 1. С. 227.
8. *Lewis M.F., Patterson E.* // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. № 7. P. 3420.
9. *Lewis M.F.* // GEC J. Sci. Technol. 1972. V. 39. № 2. P. 91.
10. *Григорьев М.А., Зайцев Б.Д., Зайцева Н.Г. и др.* // ФТТ. 1976. Т. 18. № 8. С. 2421.
11. *Lewis M.F., Patterson E.* // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. № 10. P. 10.
12. *Ахметов С.Ф., Газизова Г.А., Иванов С.Н.* // ФТТ. 1977. Т. 10. № 1. С. 308.
13. *Леманов В.В., Авдонин В.Я., Петров А.В.* // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 12. № 11. С. 515.
14. *Балабанов В.Н., Булгаков А.А., Чернец А.Н.* // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 11. № 10. С. 486.
15. *Григорьев М.А., Толстиков А.В.* // Приборы и техника эксперимента. 1998. № 4. С. 86.
16. *Григорьев М.А., Зайцев Б.Д., Пылаева Г.И.* // ФТТ. 1975. Т. 17. № 6. С. 1595.
17. *Григорьев М.А., Зайцев Б.Д., Пылаева Г.И., Шевчик В.Н.* // ФТТ. 1976. Т. 18. № 8. С. 2307.
18. *Григорьев М.А., Зайцев Б.Д., Шевчик В.Н.* / ФТТ. 1976. Т. 18. № 2. С. 3708.
19. *Мейнке Х., Гундлах Ф.* Радиотехнический справочник. М.: Сов. радио, 1967. Т. 1.
20. *Фельдштейн А.П., Явич Л.Р., Смирнов В.П.*, Справочник по элементам волноводной техники. М.: Госэнергоиздат, 1960.
21. *Григорьев М.А., Зайцев Б.Д., Петров В.В., Толстиков А.В.* // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 3. С. 351.
22. *Андреев И.А.* // Изв. Рос. гос. пед. ун-та им. А.И. Герцена. Естественные и точные науки. 2006. № 3. С. 27.
23. *Блистанов А.А., Бондаренко В.С., Переломова Н.В. и др.* Акустические кристаллы. М.: Наука, 1982.

---

**К 85-ЛЕТИЮ  
Н.И. СИНИЦЫНА**

---

УДК 621.396.677,621.095.1

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭФФЕКТА КРОСС-ПОЛЯРИЗАЦИИ  
В МИКРОВОЛНОВЫХ ДОСМОТРОВЫХ СИСТЕМАХ**© 2022 г. А. Д. Григорьев<sup>а</sup>, \*, В. В. Мещеряков<sup>а</sup><sup>а</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет “ЛЭТИ”,  
ул. Проф. Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376 Российская Федерация

\*E-mail: adgrigorev@etu.ru

Поступила в редакцию 27.02.2022 г.

После доработки 27.02.2022 г.

Принята к публикации 25.03.2022 г.

Показано, что использование явления кросс-поляризации позволяет увеличить вероятность обнаружения опасных объектов (оружия, взрывчатки) на теле человека и построить досмотровые системы, работающие без ограничения скорости потока и без явного взаимодействия с объектами досмотра. Разработана система из нескольких излучателей и приемников, работающих в диапазоне 8...18 ГГц, а также антенны для этой системы, имеющие высокий уровень кросс-поляризационной развязки.

DOI: 10.31857/S0033849422100059

**ВВЕДЕНИЕ**

Большинство стран мира в настоящее время сталкиваются с угрозой террористических актов с применением самодельных взрывных устройств (СВУ) и автоматического оружия (АО).

Решить задачу обнаружения опасных объектов с помощью только металл-детекторов не удается, так как существуют СВУ без содержания металлических частей или с количеством металла ниже порога срабатывания сигнала тревоги металл-детектора. Поэтому необходимо создать систему досмотра, которая способна обнаруживать СВУ по его форме, диэлектрическим свойствам и свойствам его электропроводящих элементов.

Уже больше десяти лет микроволны применяются в системах авиационной безопасности. Для этих применений возможно пожертвовать временем досмотра для исключения угрозы проноса на борт самолета опасных веществ, скрытых на теле человека. Микроволновые устройства доказали свою эффективность в этих системах и применяются или вместо, или в комбинации с традиционными металл-детекторами и рентгеновскими системами досмотра багажа. Но использование подобных систем на всех объектах инфраструктуры и массового скопления людей затруднено из-за большого времени досмотра одного человека с остановкой в несколько секунд, а также необходимости контроля оператором действий досматриваемого. Таким образом, необходимо отказаться от взаимодействия объекта досмотра с оператором и сократить время досмотра, при этом обеспечив обнаружение опасных объектов на теле человека в автоматическом режиме.

К современным досмотровым системам, обеспечивающим безопасность мест массового скопления людей, предъявляются следующие требования:

– досмотр должен проходить без остановки пассажиропотока,

– система досмотра должна работать в реальном времени без содействия со стороны досматриваемого, при необходимости делать это скрыто, без ведома досматриваемого человека,

– должны обрабатываться сигналы от всех объектов, проходящих через область досмотра системы,

– для снижения влияния человеческого фактора система должна проводить досмотр и обработку в автоматическом режиме,

– досмотровая система должна иметь низкий уровень ложных срабатываний.

Объединение всех этих требований возможно в микроволновой системе досмотра (Microwave Inspection System, MIS), в которой используются множество микроволновых приемников и передатчиков, разнесенных в пространстве. Используя общепринятую терминологию, далее будем называть такие системы микроволновая МИМО-система досмотра (МИМО – multiple input multiple output, МИМО-MIS). Известны и описаны методы построения радиоизображений в такой системе [1, 2]. Также разработаны методы определения диэлектрической проницаемости безоболочечных самодельных взрывных устройств в многопозиционной микроволновой системе досмотра [3]. Для определения диэлектрических свойств таких объектов в системе используется прямо-переда-



ющий тракт, работающий на частотах 8...18 ГГц по принципу радара с пошаговым переключением частоты, и используется метод построения радиоизображений для МИМО-систем, известный в литературе как радиолокация [2] и радиолокационная томография [4].

Передающие и принимающие антенны МИМО-MIS излучают и принимают горизонтально линейно поляризованное микроволновое излучение. Но детектирование металлических частей СВУ с помощью таких систем осложнено [5], так как в рассматриваемых частотных X- и Ku-диапазонах отражательные способности тела человека и искомым объектов имеют схожие значения.

Существуют методы определения металлических объектов, основанные на анализе градиента амплитуды восстановленного изображения, но для того чтобы эти методы давали достоверные результаты, необходимо выполнение двух требований: 1) система должна иметь высокий динамический диапазон и 2) разрешение, соответствующее или превышающее характерные размеры элементов обнаруживаемого объекта. При этом достаточно большая апертура приемных и передающих частей, позволяющая МИМО-MIS обеспечивать скрытый досмотр тела человека, а значит, работать на расстояниях до 5 м, повышает цену конечного продукта.

В связи с этим было предложено решение, основанное на анализе кросс-поляризационного рассеивания от цели. Эффект кросс-поляризации возникает при наличии у объекта граней и углов. При этом появляется отраженная волна с поляризацией, отличной от поляризации падающей волны. Это решение имеет следующие преимущества: многопозиционная микроволновая система сможет обнаруживать взрывные устройства, начиненные металлическими поражающими элементами, в металлической оболочке или автоматическое оружие на расстояниях и в условиях, идентичных ранее используемым при детектировании безоболочечных взрывных устройств. Таким образом, система обеспечит комплексную безопасность объектов массового скопления людей, удаленно, в автоматическом режиме и без кооперации со стороны досматриваемых.

## 1. АНАЛИЗ ДЕПОЛЯРИЗАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

Для построения системы досмотра была принята концепция радара с переключением частот (stepped frequency continuous wave, SFCW). Эти радары преобразуют амплитуду и фазу исходного сигнала в квадратурные компоненты  $I$  и  $Q$  в частотной области:

$$I_n = A_n \cos \varphi_n = A_n \cos \left( -\frac{2\omega_n R}{v} \right),$$



Рис. 1. Досмотровая система фирмы Apstec Labs.

$$Q_n = A_n \sin \varphi_n = A_n \sin \left( -\frac{2\omega_n R}{v} \right),$$

где  $n = 1, 2, \dots, N$  – текущее значение частоты,  $R$  – расстояние до объекта,  $v$  – скорость света в среде  $v = c/\sqrt{\epsilon_r}$ ,  $c$  – скорость света,  $\epsilon_r$  – относительная диэлектрическая проницаемость среды,  $N$  – количество частот. В процессе досмотра сигналы на каждой дискретной частоте преобразуются с понижением частоты в сигнал промежуточной частоты, который затем трансформируется в синфазные  $I$  и квадратурные  $Q$  сигналы основной полосы.

В качестве примера рассмотрим прототип МИМО-MIS, разработанный в Apstec Labs. Он состоит из двух приемных и 256 передающих антенн. Люди свободно проходят досмотровую систему, не останавливаясь и не взаимодействуя с оператором (рис. 1). Однако эта система работает в одной поляризации, и обнаружение скрытых металлических объектов с ее помощью затруднено.

Схема расположения передатчиков этой системы показана на рис. 2. В схеме существуют две рабочие зоны: зона анализа отраженного излучения для значений азимутального угла до  $\pm 30^\circ$  от нормали к плоскости антенной решетки и зона анализа прошедшего через цель излучения для значений угла до  $\pm 45^\circ$ .

В данной системе был принят диапазон частот 8...18 ГГц и  $N = 10$ . В этом диапазоне размеры исследуемых объектов находятся в пределах  $0.8 < a/\lambda < 37$ , что относится к области резонансного рассеяния. Ввиду сложности аналитического решения задачи рассеяния в резонансной области были использованы программа электродинамического моделирования CST Studio Suite и Matlab. При моделировании применялась стандартная модель торса человека IEC 62311–2013, пригодная на частотах до 300 ГГц. В качестве металлического предмета использовали модель пистолета, а в качестве диэлектрического – брусок полиэтилена размером  $30 \times 30 \times 10$  см<sup>3</sup>.

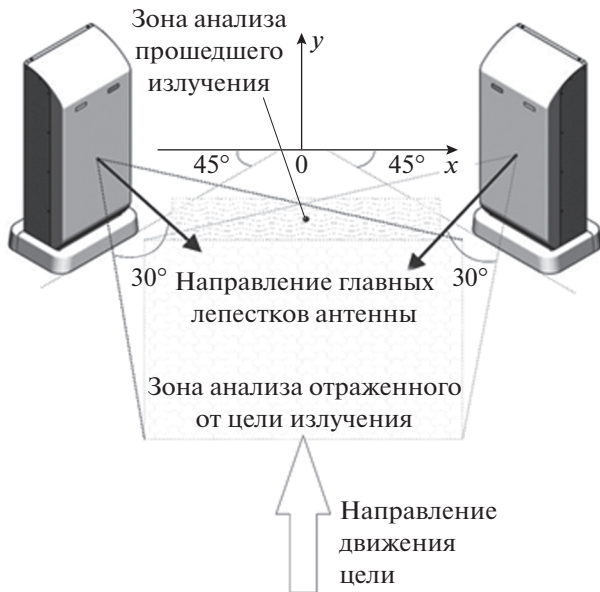


Рис. 2. Рабочие зоны досмотровой системы Arstec Labs.

В результате моделирования установлено, что для случая нормального падения плоской волны на модель торса без объекта и с диэлектрическим объектом отношение амплитуды кросс-поляризованной волны к основной не превышает  $-32$  дБ. При добавлении металлических объектов сложной и вытянутой формы это отношение значительно увеличивается до  $-19...-24$  дБ. При увеличении угла падения до  $45^\circ$  при анализе в обратной полусфере эффект увеличения кросс-поляризованного соотношения для небольших металлических объектов ослабевает. Для детектирования протяженных металлических объектов при угле падения  $45^\circ$  приемники и передатчики должны располагаться под углами  $\theta \geq 90^\circ$  по отношению друг к другу. Эти результаты позволяют сделать вывод о возможности использования эффекта кросс-поляризации для идентификации металлических объектов на теле человека.

## 2. ПРИЕМНЫЕ И ПЕРЕДАЮЩИЕ АНТЕННЫ

Антенная система должна обеспечивать облучение объекта линейно поляризованным излучением и принимать отраженный от объекта сигнал в двух ортогональных линейных поляризациях в полосе  $8...18$  ГГц. При этом необходимо обеспечить в области досмотра максимальное отношение кросс-поляризованных составляющих электромагнитного поля (кросс-поляризационную развязку (КПР), равную  $-20 \lg(|E_{\perp}|/|E_{\parallel}|)$ , где  $E_{\parallel}, E_{\perp}$  — амплитуды напряженности электрического поля основной и кросс-поляризации. Как следует из результатов моделирования и эксперимента [5],

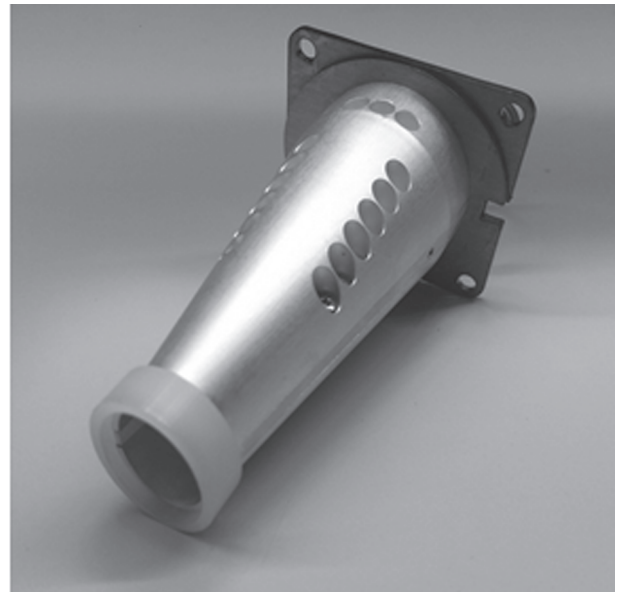


Рис. 3. Макет двухребневой эллиптической антенны.

для антенны необходимо обеспечить КПР  $>30$  дБ при углах облучения  $\pm 30^\circ$ .

Исследование антенн Вивальди и рупорных пирамидальных антенн показало, что они не обеспечивают необходимого значения КПР. Известны двухребневые пирамидальные рупорные антенны, отличающиеся широкополосностью и хорошим согласованием с коаксиальным кабелем [6]. В связи с этим было проведено электродинамическое моделирование двухребневого пирамидального рупора с помощью программы CST Studio Suite. Использовалась антенна с гребнями экспоненциальной формы. Антенну нагружали коаксиальным кабелем с волновым сопротивлением  $50$  Ом. Были исследованы также двухребневая коническая рупорная антенна и двухребневый круглый волновод.

Наилучшие результаты были получены для эллиптической двухребневой антенны (рис. 3). Размеры осей эллиптического волновода  $10.7 \times 7$  мм<sup>2</sup>, толщина гребня  $3.4$  мм, расстояние между гребнями в месте подключения коаксиального кабеля  $0.9$  мм, длина антенны  $68$  мм. Расстояние между гребнями линейно зависит от продольной координаты. В наружной части антенны находится фторопластовое кольцо, значительно увеличивающее КПР в нижней части рабочего диапазона частот.

На рис. 4 показан график зависимости КПР предложенной антенны от частоты, полученный при моделировании для угла облучения  $30^\circ$ . Как видно, во всем рабочем диапазоне КПР модели превышает  $30$  дБ, что удовлетворяет требованиям.

На основании результатов моделирования был собран макет антенны, состоящий из трех частей,

которые соединяются с помощью винтов. Выдерживание необходимых допусков при этом задача сложная, но решаемая.

На рис. 4 показаны экспериментальные зависимости КПР для пространственного угла 30°. Как видно, расчетные и экспериментальные данные коррелируют. Во всем рабочем диапазоне КПР антенны превышает 30 дБ, что удовлетворяет требованиям. При этом согласно моделированию рассеяния на различных объектах для детектирования металлических предметов достаточно уровня 24 дБ [5]. По результатам моделирования направленность антенны составляет 6.6 дБи на частоте 9 ГГц и 11 дБи на частоте 20 ГГц.

### 3. ПОЛУЧЕНИЕ РАДИОИЗОБРАЖЕНИЯ

Рассмотрим плоскую волну, распространяющуюся вдоль оси  $z$  или под малым углом к ней. Если все источники поля находятся в полупространстве  $z < 0$ , амплитуду поля волны в плоскости  $z = 0$  можно записать следующим образом [7]:

$$P(x, y, 0) = \frac{1}{4\pi^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} g(u_1, u_2) \exp(iu_1x + iu_2y) du_1 du_2, \quad (1)$$

где  $u_1 = k_x$ ,  $u_2 = k_y$  – компоненты волнового вектора,  $g$  – множитель, учитывающий амплитуду и начальную фазу волны. Выражение (1) есть общее решение волнового уравнения, позволяющее представить любое волновое поле через сумму плоских волн с различными направлениями распространения.

В качестве плоскости  $z = 0$  выберем плоскость передающей решетки. Тогда в выражении (1) интеграл заменим суммой по всем элементам передающей решетки:

$$P(x, y, z) = \frac{1}{i\lambda z} \sum_{r=0}^{N_r} P(x', y', 0) \exp(ikR_r), \quad (2)$$

где  $N_r$  – количество передающих антенн,  $R_r$  – расстояние от передающей антенны до точки  $(x, y, z)$  и от нее до приемной антенны. Необходимо также провести суммирование в (2) по использованному набору частот.

Анализ функции  $P$  позволяет создать радиоизображение объекта. Для этой цели разработан целый ряд алгоритмов с высокой вычислительной эффективностью. В данной работе используется дискретное преобразование Фурье. Восстановленное поле для каждой приемной антенны вычисляется по формуле

$$P(x, y, z) = \frac{1}{z} \sum_{f=0}^{N_f-1} P(x', y', 0) \exp(ikR_r), \quad (3)$$

где  $N_f$  – количество используемых частот,  $N_r$  – количество передающих антенн,  $(x, y, z)$  – координаты точки восстановления,  $(x', y', 0)$  – координаты антенны в передающей антенной решетке.

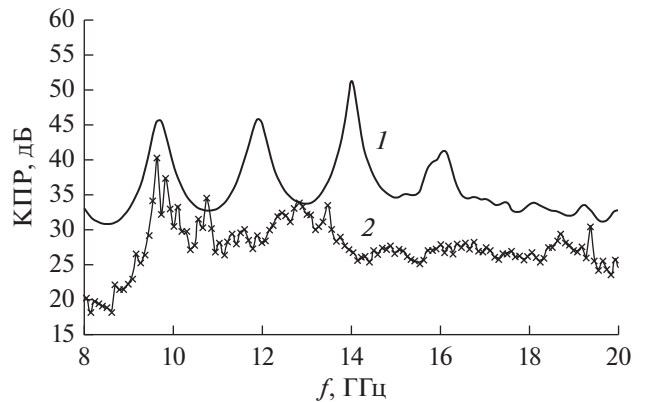


Рис. 4. КПР двухгребневой эллиптической антенны для угла облучения 40°: 1 – расчет, 2 – эксперимент.

Вычисленные комплексные амплитуды по формуле (1) определяют набор микроволновых изображений, т.е. плоскостей с известным распределением поля. Этот набор вычисляется для каждой приемной антенны в одних и тех же точках пространства. В итоге для каждой приемной антенны мы получаем набор микроволновых изображений. Восстановленные изображения на каждой приемной антенне объединяются в единое изображение, рассчитанное путем когерентного сложения каждого из изображений:

$$P(x, y, z)_i = \sum_{j=0}^{N_r-1} P(x, y, z)_i^r,$$

где  $P(x, y, z)_i^r$  – амплитуда восстановленного изображения в  $i$ -й точке восстановления на  $r$ -й приемной антенне,  $P(x, y, z)_i$  – амплитуда единого изображения в  $i$ -й точке восстановления,  $N_r$  – число приемных антенн. По единому изображению определяется радиолографическое изображение исследуемого объекта.

На рис. 5 показана модель участка тела человека с диэлектрическим объектом, а на рис. 6 – восстановленный сигнал для этой модели. Видны две поверхности, одна ровная поверхность на расстоянии по оси  $z \sim 96$  см соответствует первой поверхности диэлектрического материала, вторая большая искривленная поверхность соответствует моделируемому участку тела.

Видно, что конфигурация передающей решетки позволяет различить опасный объект даже с применением одной приемной антенны, расположенной в центре решетки.

Эксперимент проводили на установке, схема которой показана на рис. 7. Она состоит из решетки передающих и двух приемных антенн. Человек движется в зонах 1 и 2, совершая покачивания и повороты по 20°.

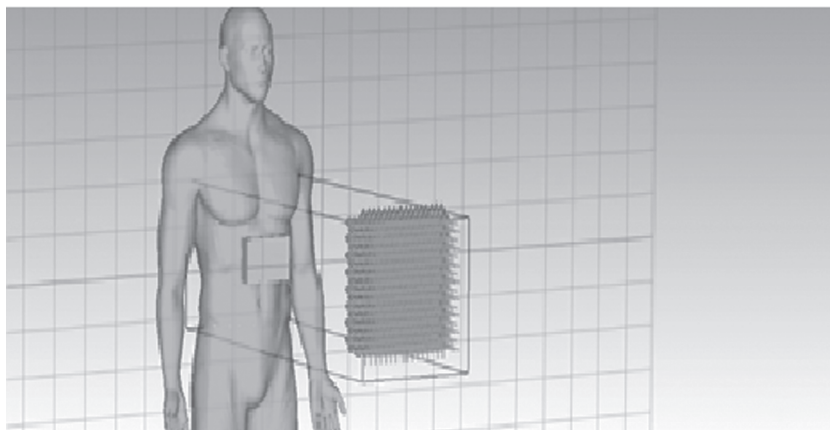


Рис. 5. Модель участка тела человека.

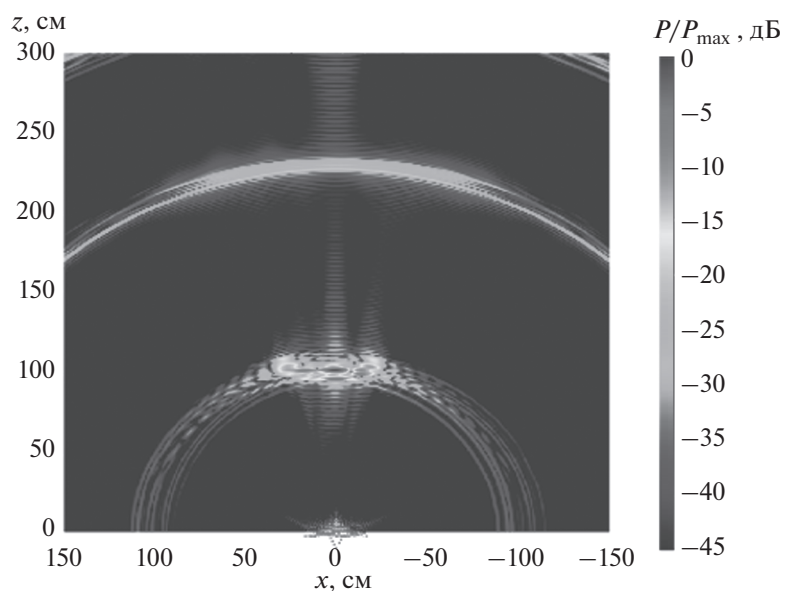


Рис. 6. Восстановленное радиоизображение модели участка тела человека.

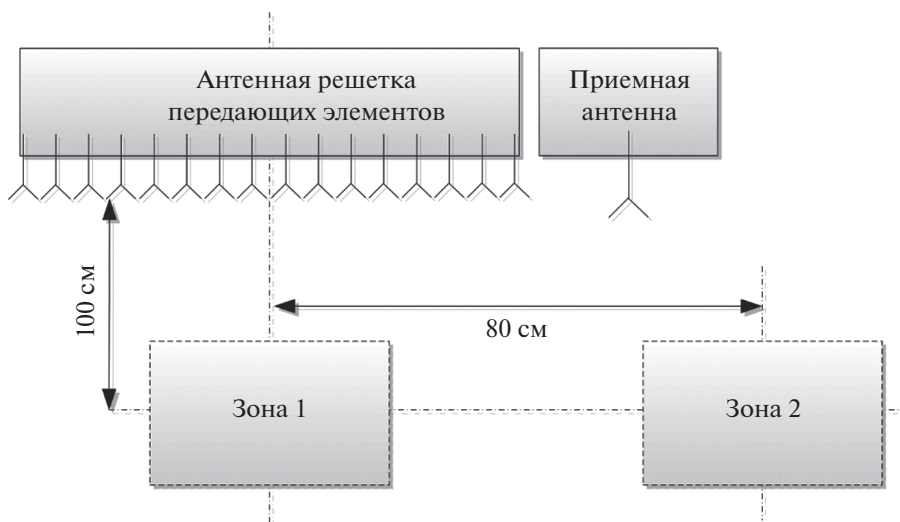
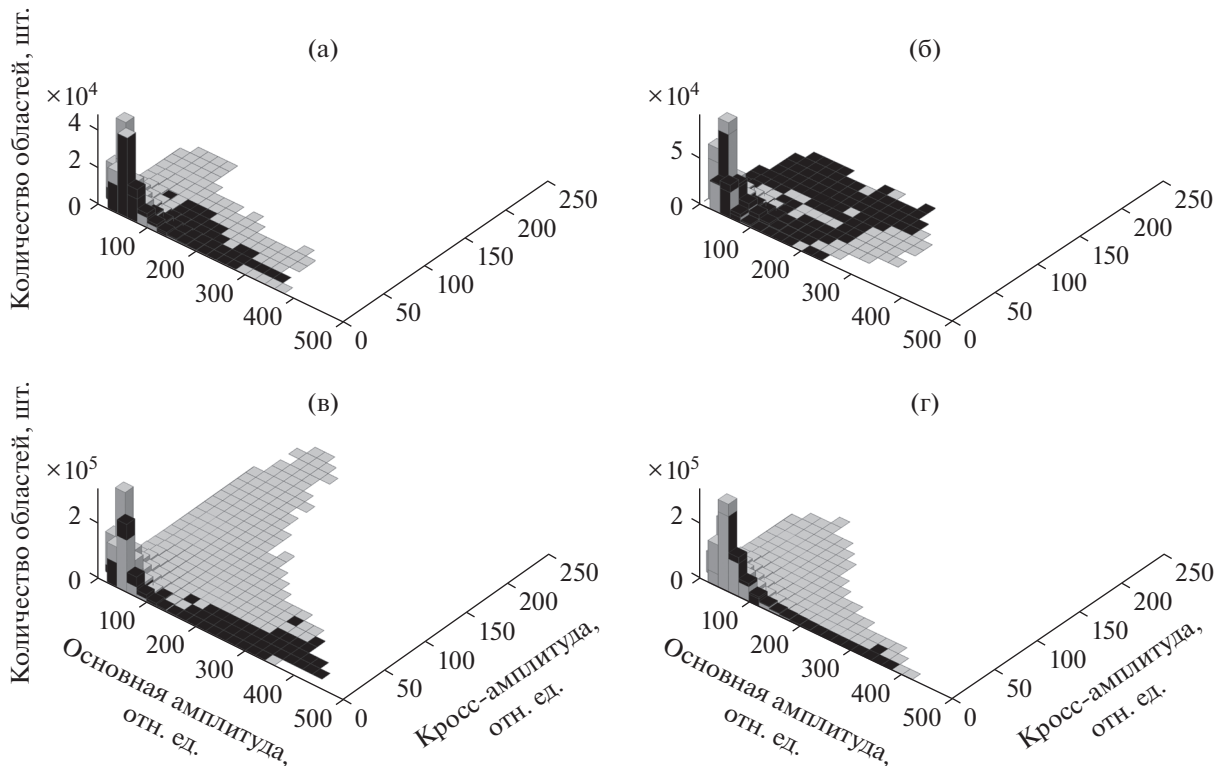


Рис. 7. Схема экспериментальной установки.



**Рис. 8.** Результаты эксперимента для зон 1 (а, в) и 2 (б, г) и различных сочетаний приемных и передающих антенн: а, б – ТХ – рупор, RX – Вивальди; в, г – ТХ – эллиптическая, RX – эллиптическая; черные области – без металлических объектов, серые – с металлическими; по оси абсцисс отложена относительная амплитуда сигнала с основной поляризацией, по оси ординат – амплитуда сигнала с кросс-поляризацией.

Исследовались следующие пары:

- передающая решетка с эллиптическими двухгребневыми антеннами – приемные эллиптические двухгребневые антенны,
- передающая решетка с пирамидальными двухгребневыми антеннами – приемные антенны Вивальди.

Результаты эксперимента для двух зон и разных типов антенн показаны на рис. 8. Как видно, эллиптические двухгребневые антенны, в отличие от антенн Вивальди, позволяют идентифицировать опасные объекты во всем диапазоне пространственных углов до  $40^\circ$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработка эллиптической двухгребневой антенны позволила использовать эффект кросс-поляризации для идентификации скрытых металлических объектов на теле человека в режиме реального времени. При этом люди в зоне досмотра перемещаются свободно и не взаимодействуют с оператором системы.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Moulder W., Krieger J., Majewski J. et al.* // 2016 IEEE Int. Symp. Phased Array Systems and Technology (PAST). Waltham. 18–21 Oct. N.Y.: IEEE, 2016. Article No. 7832573.
2. *Ahmed S.S., Schiessl A., Gumbmann F. et al.* // IEEE Microwave Magazine. 2012. V. 13. № 6. P. 26.
3. *Аверьянов В.П., Кузнецов А.В., Горшков И.Ю. и др.* Способ дистанционного определения диэлектрической проницаемости диэлектрического объекта. Пат. РФ № 2563581. Оpubл. офиц. бюл. “Изобретения. Полезные модели” № 26 от 20.09.2015.
4. *Якубов В.П., Шитлов С.Э., Суханов Д.Я., Клоков А.В.* Радиоволновая томография: достижения и перспективы / Под ред. В.П. Якубова. Томск: Изд-во НТЛ, 2014.
5. *Григорьев А.Д., Мещеряков В.В., Семенов С.Н.* // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2015. № 6. С. 41.
6. *Мещеряков В.В., Маркова Н.В., Юрманов П.Д.* // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2019. Т. 22. № 5. С. 42.
7. *Зверев В.А.* Физические основы формирования изображения волновыми полями. Н.-Новгород: ИПФ РАН, 1998.

---

**К 85-ЛЕТИЮ  
Н.И. СИНИЦЫНА**

---

УДК 534.534.2,535.015,535.391.5

**ГРАФЕНОВАЯ ГИПЕРБОЛИЧЕСКАЯ НАНОСТРУКТУРА  
ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦЕВОЙ ВОЛНЫ**© 2022 г. **О. Н. Козина<sup>а</sup>\*, Л. А. Мельников<sup>б</sup>**<sup>а</sup> *Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019 Российская Федерация*<sup>б</sup> *Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.,  
ул. Политехническая, 77, Саратов, 410054 Российская Федерация*

\*E-mail: kozinaolga@yandex.ru

Поступила в редакцию 25.03.2022 г.

После доработки 25.03.2022 г.

Принята к публикации 25.04.2022 г.

Исследован процесс распространения терагерцевого излучения в сложном резонаторе, содержащем асимметричный гиперболический метаматериал на основе графена. Продемонстрирована возможность терагерцевой генерации в одномодовом режиме. На основании теоретических расчетов определены оптимальные условия и параметры резонатора, а также входящего в него гиперболического метаматериала для достижения эффективной генерации терагерцевой волны.

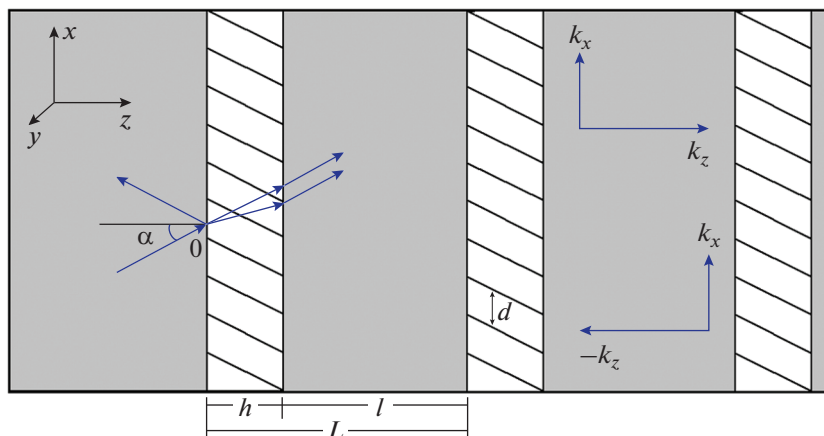
DOI: 10.31857/S0033849422100060

**ВВЕДЕНИЕ**

Исследования, направленные на создание активных устройств для усиления и генерации в терагерцевом (ТГц) диапазоне частот, показали перспективность использования с этой целью различных видов метаматериалов [1–6]. В последнее десятилетие опубликованы сотни статей, содержащих результаты исследований распространения плазмонов терагерцевого диапазона в графене [3–5]. Микро- и наноразмерные метаматериалы на основе графена обоснованно признаны перспективными структурами для разработки фотонных устройств следующего поколения. Экспериментальные работы демонстрируют возможность получения терагерцевого излучения от оптически возбужденных ориентированных углеродных нанотрубок [3] или от одиночных листов графена [4, 5]. Что касается типов метаматериалов, содержащих графен, то в качестве наиболее перспективных можно выделить структуры на основе гиперболических сред (ГС) [7]. Гиперболическая среда представляет собой экстремально анизотропную среду, характеризующуюся незамкнутым типом дисперсии в пространстве волновых векторов, имеющем в сечении вид гиперболы в отличие от эллипса для обычной среды. Гиперболические среды позволяют поддерживать распространение волн с очень большими значениями компонент волнового вектора в определенных направлениях [6–8]. С физической точки зрения это означает огромную плотность фотонных со-

стояний, которая проявляется в виде высокой скорости спонтанного излучения и усиления всех процессов взаимодействия излучения с веществом.

В предыдущих работах мы предложили асимметричный гиперболический метаматериал (АГММ), состоящий из периодически упорядоченных тонких слоев полупроводникового материала и инвертированного графена [8, 9]. Асимметрия такой структуры задается посредством наклона оптической оси по отношению к внешним границам раздела среды. Важнейшей особенностью АГММ является его способность поддерживать распространение очень медленных волн, возбуждаемых плоской волной, падающей из свободного пространства, с минимальным отражением. Другими словами, фотоны с высокой плотностью состояний, возбуждаемые в АГММ, могут иметь идеальную связь с фотонами в свободном пространстве. В частности, для АГММ на основе графена это приводит к полному широкополосному поглощению излучения в оптически сверхтонких слоях АГММ [10]. Мы показали, что такой АГММ обладает значительным усилением в ТГц-диапазоне частот [8, 9, 11]. За счет указанной асимметрии данный тип ГММ позволяет создать условия для вывода оптического излучения с высокой плотностью фотонов, накопленного в гиперболической среде, во внешнее пространство. Заклучив данный АГММ в резонатор, мы провели теоретическое исследование процессов распростра-



**Рис. 1.** Схематическое представление (вид сбоку) сложного резонатора, содержащего АГММ (белые области); слой графена обозначены косыми линиями; изотропная среда, характеризующаяся потерями, отмечена серым цветом;  $\alpha$  — угол падения излучения на гиперболическую среду,  $h$  — общая толщина АГММ,  $l$  — толщина изотропной среды,  $L$  — длина полного обхода резонатора.

нения электромагнитных волн в такой структуре и показали возможность генерации ТГц-волны в одномодовом режиме [9, 11]. Расчеты были выполнены с учетом эффекта насыщения графена.

Данная работа является продолжением этого исследования и направлена на то, чтобы определить оптимальные условия и параметры структуры для достижения эффективной генерации ТГц-волны, а также оценить ширину линии генерации.

### 1. ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ РЕЗОНАТОРА

Рассмотрим распространение электромагнитного излучения в комплексном резонаторе, содержащем АГММ (рис. 1). Резонатор может быть рассмотрен как бесконечная периодическая структура, содержащая изотропные области длиной  $l$ , характеризующиеся потерями, и АГММ толщиной  $h$ . Полный обход резонатора характеризуется длиной одного периода  $L$ .

Модель АГММ, включенная в резонатор, представляет собой многослойную структуру, состоящую из периодически чередующихся (с периодом  $d$ ) слоев инвертированного графена и полупроводника. В данном исследовании в качестве полупроводника выбран карбид кремния. Известно, что графитовые слои могут быть выращены на кремниевой или углеродной поверхности многослойного SiC посредством сублимации атомов Si [12], вследствие чего процесс создания АГММ на основании графена выглядит реалистичным. Однако данный тип полупроводника не является единственным, так как карбид кремния не вносит вклад в усиление в рассматриваемом частотном диапазоне, и может быть заменен на иной в соответствии с технологическими возможностями.

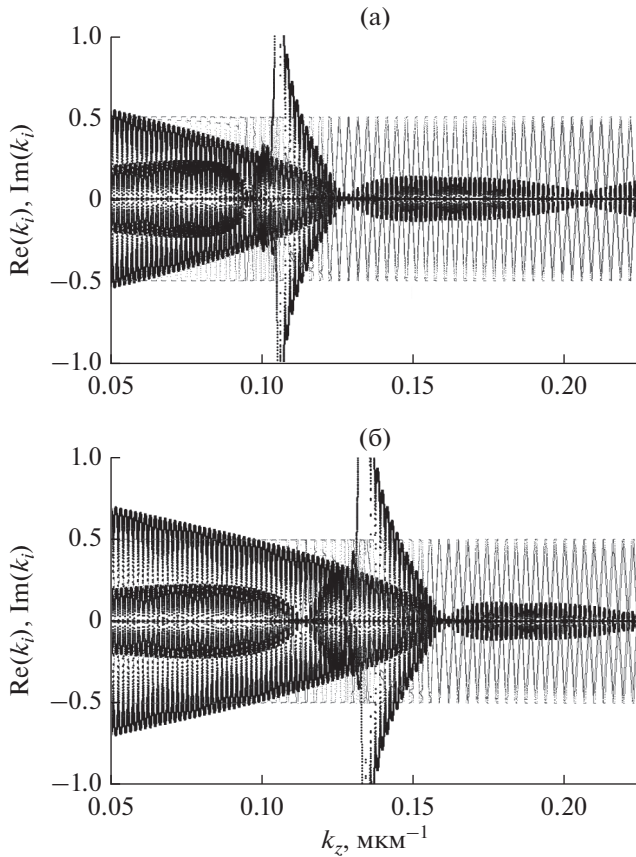
Теоретическая и расчетная части при такой замене сохраняются, с внесением изменений в значение диэлектрической функции полупроводника [8, 9].

### 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Предлагаемый в данном исследовании АГММ представляет собой экстремально анизотропную одноосную среду и описывается тензором диэлектрической проницаемости  $\epsilon = \{\{\epsilon_{\perp}, 0, 0\}, \{0, \epsilon_{\perp}, 0\}, \{0, 0, \epsilon_{\parallel}\}\}$ , у которого продольная и поперечная компоненты имеют разные знаки. Диэлектрическая проницаемость материала, в котором расположены слои графена, имеет вид  $\epsilon_{\parallel} = \epsilon_h = \epsilon_{SiC}$ . Поперечная диэлектрическая проницаемость определяется по формуле

$$\epsilon_{\perp} = \epsilon_{\parallel} + \frac{i}{d\omega\epsilon_0} [\sigma'(\omega, E_0) + i\sigma''(\omega, E_0)], \quad (1)$$

где  $\omega$  — угловая частота,  $d$  — период АГММ,  $E_0$  — поперечная (по отношению к плоскости графеновых листов) компонента вектора напряженности электрического поля,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $\sigma(\omega, E_0)$  — поверхностная проводимость графена. В случаях, когда среда характеризуется усилением или потерями, компоненты тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{\perp}$  и  $\epsilon_{\parallel}$  комплексные. Формула (1) содержит зависимость от компоненты электрического поля  $E_0$ , поперечной к слоям графена, изменение которой, в свою очередь, влияет на изменение химического потенциала листов графена  $\mu_c$  (изменяется значение энергии Ферми  $E_F$ ). Учет данного влияния позволяет оценить значения насыщения усиления графена. Диапазон частот, в котором возможна генерация ТГц-волн в графене, определяется по-



**Рис. 2.** Собственные значения  $\kappa_i$  матрицы  $\mathbf{P}_l$  в зависимости от  $k_z$  в диапазоне частот 2...12 ТГц ( $0.051 < k_z < 0.225$ ) при  $d = 50$  (а) и 30 нм (б):  $\text{Re}(\kappa_i)$  – серые кривые,  $\text{Im}(\kappa_i)$  – черные кривые;  $l = 1320$  мкм,  $h = 5$  мкм,  $E_F = 25$  мэВ,  $T = 300$  К,  $\tau = 10^{-12}$  с.

средством оценки поверхностной проводимости графена  $\sigma(\omega, E_0)$ , содержащей информацию о внутризонных и межзонных процессах в графене, при найденных в [13] значениях энергии Ферми  $E_F$ . Для вычисления проводимости графеновых слоев используется формула Кубо [2]. На основании численных расчетов, выполненных с учетом динамических характеристик графена и карбида кремния [14], мы показали, что в диапазоне частот 2...12 ТГц рассмотренный АГММ обладает свойствами гиперболической среды и усиливающими свойствами одновременно [11, 14].

Расчеты проведены на основании метода матриц передачи. Так как гиперболические среды являются анизотропными, для описания преобразования поля внутри АГММ использованы матрицы Берремана [11, 15], позволяющие учитывать анизотропию среды и рассчитывать оптические характеристики при произвольном угле падения излучения на структуру. Характеристики излучения, распространяющегося в резонаторе, содержатся в матрице  $\mathbf{P}_l$ ,

которую можно получить из произведения матриц передачи для среды резонатора (воздух или диэлектрик)  $\mathbf{P}_0(l)$  и матрицы Берремана для гиперболического слоя  $\mathbf{P}(h)$ :

$$\mathbf{P}_l = \mathbf{P}_0(l)\mathbf{P}(h).$$

Собственные значения итоговой матрицы  $\mathbf{P}_l$  находятся из формулы

$$\Lambda_i = \exp(i\kappa_i L),$$

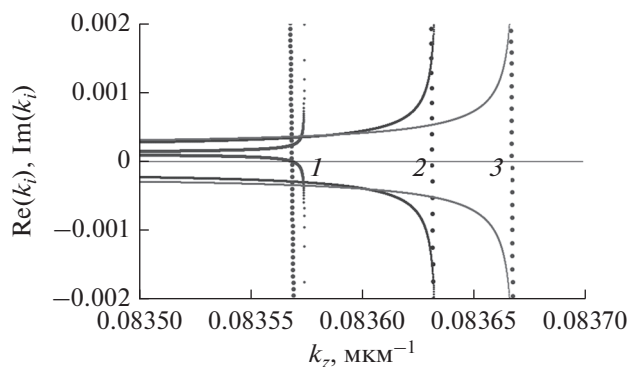
где  $\kappa_i = \text{Im} \Lambda_i$  характеризует фазовую задержку на одном проходе по резонатору ( $L = l + h$ ). Собственные волны определяются с помощью условия  $\text{Re}(\kappa_i) = 2\pi m$ ,  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  Спектральные зависимости действительной и мнимой частей логарифмов собственных значений определяют обыкновенные и необыкновенные собственные волны в резонаторе [11].

На предыдущих этапах исследования мы показали, что в указанном резонаторе могут возбуждаться четыре типа собственных волн: две обыкновенные и две необыкновенные (прямые и обратные) [8, 9, 11]. Вклад в лазерные осцилляции могут вносить как все четыре волны, так и три, две или только одна из указанных волн. Мнимая часть собственного значения  $\text{Im}(\kappa_i)$  характеризует усиление в структуре. Обнаружено, что усиление в исследуемом резонаторе значительно превышает уровень потерь за счет присутствия АГММ данного типа, что позволяет многократно увеличить число необыкновенных мод в структуре [14]. Потери моделировались посредством комплексной диэлектрической проницаемости среды резонатора за пределами АГММ (подробнее см. [9, 14]).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В данном исследовании проведена оценка влияния параметров резонатора, включая параметры АГММ, на изменение частоты генерации ТГц-излучения и характеристики его распространения внутри структуры. Рассчитаны зависимости собственных значений матрицы передачи резонатора  $\Lambda_i = \exp(i\kappa_i L)$ , от частоты в линейном режиме для различных значений параметров. Полученные зависимости четырех собственных значений, для обыкновенных и необыкновенных волн, в прямом и обратном направлении позволяют определить зону усиления ТГц-волны, а также частоту ее генерации. На рис. 2 представлены собственные значения  $\kappa_i$  матрицы  $\mathbf{P}_l$  в зависимости от  $k_z$  в диапазоне частот 2...12 ТГц ( $0.051 < k_z < 0.225$ ), в котором данный АГММ обладает свойствами гиперболической среды и усиливающими свойствами одновременно [11, 14]. Углы Эйлера –  $\varphi = \pi/2$ ,  $\theta = 55^\circ$ , угол падения излучения на АГММ  $\alpha = 15^\circ$ . Спектральные зависимости представлены для двух значений периода АГММ  $d = 50$  и 30 нм. Значе-



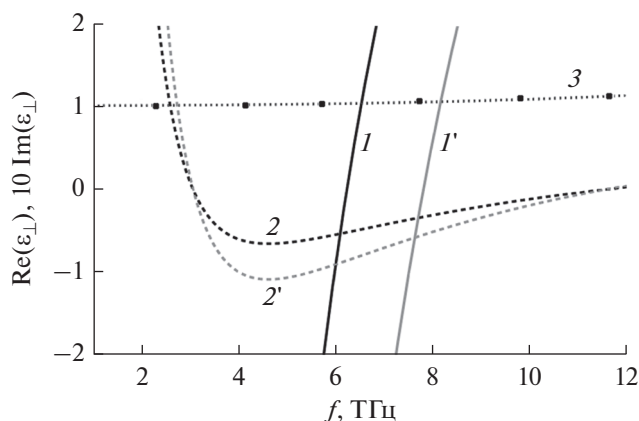


**Рис. 3.** Собственные значения  $\kappa_i$  в зависимости от  $k_z$  для  $d = 50$  (1), 30 (2) и 11.5 нм (3); действительные части – пунктир, мнимые части – сплошные кривые; параметры расчета:  $l = 1320$  мкм,  $h = 5$  мкм;  $E_F = 25$  мэВ,  $T = 300$  К,  $\tau = 10^{-12}$  с.

ния мнимой части собственного значения  $\text{Im}(\kappa_i)$  характеризуют усиление в структуре.

Как видно из рис. 2а, при значении периода структуры  $d = 50$  нм, область частот выше 6.277 ТГц ( $k_z = 0.127$ ) характеризуется значительно меньшим усилением, что практически исключает целесообразность использования диапазона частот выше этого значения для генерации ТГц-волны. Исследовав влияние параметров АГММ, можно сделать вывод, что уменьшение ее периода позволяет увеличить диапазон частот, в котором наблюдается усиление, необходимое для генерации ТГц-волны, до 7.76 ТГц ( $k_z = 0.157$ ) (см. рис. 2а). Изучив, как влияет значение периода АГММ на характеристики излучения внутри структуры, можно сделать вывод, что диапазон  $30 < d < 50$  нм является оптимальным для эффективной генерации ТГц-излучения.

Основной вклад в усиление ТГц-излучения вносят необыкновенные моды [9]. На рис. 3 представлены спектральные зависимости действительной и мнимой частей логарифмов собственных значений для одной необыкновенной волны, распространяющейся в прямом направлении в резонаторе. Здесь сравниваются результаты, полученные для одной и той же необыкновенной волны при различных значениях периода структуры: 50, 30 и 11.5 нм. На частотах, соответствующих усилению, поток энергии в резонаторе нарастает. Для наглядности данные зависимости построены в крупном масштабе, что позволяет выяснить, на каких частотах происходит генерация волны, но не дает возможности оценить величину мнимой части собственного значения, которое достигает  $\text{Im}(\kappa_i) \approx 0.25$ , что свидетельствует о большом значении коэффициента усиления. Чистый выигрыш в усилении для необыкновенной волны находится в диапазоне  $0.23 < \text{Im}(\kappa_i) < 0.25$  для



**Рис. 4.** Зависимость действительной (1, 1') и мнимой части (2, 2') поперечной диэлектрической функции  $\epsilon_{\perp}$  от частоты  $f$  для  $d = 50$  (1, 2) и 30 нм (1', 2');  $\text{Re}(\epsilon_{\text{SiC}})$  – кривая 3.

выбранных значений энергии Ферми [9]. Уровень потерь соответствует  $\text{Im}(\kappa_i) \approx 0.0009$ .

На рис. 4 представлена зависимость действительной части поперечной диэлектрической функции  $\epsilon_{\perp}$  от частоты  $f$  для двух значений периода АГММ  $d = 50$  и 30 нм. Как видно из графика, значения  $\text{Im}(\epsilon_{\perp})$  близки для выбранных величин периодов. В диапазоне частот 2...12 ТГц  $\text{Im}(\epsilon_{\perp}) < 0$ , что свидетельствует о сохранении гиперболических свойств АГММ. Для подтверждения того, что карбид кремния не вносит вклад в усиление в рассматриваемом частотном диапазоне, на рис. 4 приведена зависимость  $\text{Re}(\epsilon_{\text{SiC}})$  от частоты (линия 3),  $\text{Im}(\epsilon_{\text{SiC}}) \approx 0$ .

Была также исследована зависимость характеристик излучения от длины внешней части резонатора  $l$ , характеризующейся потерями. Так, на рис. 5 представлены зависимости  $\text{Im}(\kappa_i)$ , характеризующей усиление в системе, и  $k_z$  от длины  $l$ . Очевидно, что значения частоты генерации сохраняются близкими при изменении  $l$  на 10 мкм, с сохранением значений остальных параметров.

В табл. 1 приведены значения  $z$ -компоненты волнового вектора  $k_z$  и соответствующие им значения частоты генерации  $f$  для трех величин периода АГММ  $d$ .

**Таблица 1.** Значения  $z$ -компоненты волнового вектора  $k_z$  и соответствующие им значения частоты генерации  $f$  при разных периодах АГММ  $d$

$d$ , мкм	$k_z$	$f$ , ТГц
0.05	0.083571	4.13093
0.03	0.083662	4.13548
0.0115	0.083668	4.13578

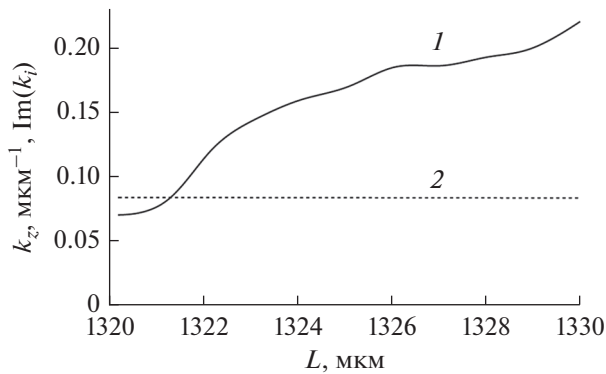


Рис. 5. Зависимости  $\text{Im}(k_i)$  (кривая 1) и  $k_z$  (кривая 2) от длины  $L$ .

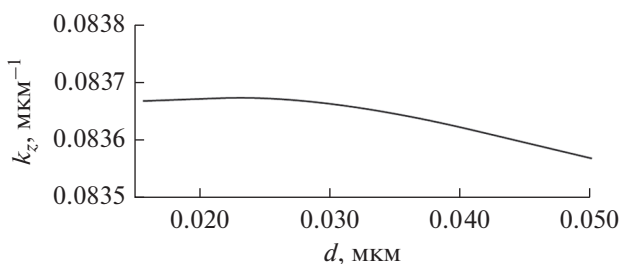


Рис. 6. Зависимость  $z$ -компоненты волнового вектора  $k_z$  от значений периода АГММ  $d$ .

Очевидно, что частота генерации не изменяется существенным образом при изменениях значения периода. Данный факт важен как для оценки ширины линии генерации, так и для экспериментальной реализации исследуемого объекта в связи с трудностями, сопряженными с необходимостью достижения сверхмалых размеров предлагаемых структур. Графическая зависимость продемонстрирована на рис. 6. По предварительным оценкам, на основании численного моделирования определено, что ширина полосы генерации составляет  $\Delta f \approx 0.00455$  ТГц.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Теоретически показано, что комплексный резонатор, содержащий асимметричный гиперболический материал на основании периодической наноструктуры, включающей слои инвертированного графена и полупроводника, позволяет создать генерацию ТГц-излучения в одномодовом режиме. Проведена оценка оптимальных параметров резонатора и АГММ для достижения эффективной генерации ТГц-излучения. Показано, что изменение периода АГММ от 30 до 50 нм не меняет существенно частоту генерации. Данный факт вносит вариабельность в процесс создания экспериментального образца. При учете эффекта насыщения усиления графена показано, что генерация

ТГц-излучения может быть получена в диапазоне 2...8 ТГц при значениях энергии Ферми 25...26 мэВ. Показано, что максимальное усиление достигается для необыкновенной моды при длине резонатора 1330 мкм и толщине АГММ 5 мкм. Проведены предварительные численные оценки ширины полосы генерации.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках государственного задания.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhang X.-C., Xu J. Introduction to THz Wave Photonics. N.Y.: Springer-Verlag, 2009.
2. Dubinov A.A., Aleshkin V.Ya., Mitin V. et al. // J. Phys.: Cond. Matt. 2011. V. 23. № 14. P. 145302.
3. Titova L.V., Pint C.L., Zhang Q. et al. // Nano Lett. 2015. V. 15. № 5. P. 3267.
4. Bahk Y.-M., Ramakrishnan G., Choi J. et al. // ACS Nano. 2014. V. 8. № 9. P. 9089.
5. Obraztsov P.A., Kanda N., Konishi K. et al. // Phys. Rev. B. 2014. V. 90. № 24. P. 241416.
6. Iorsh I.V., Mukhin I.S., Shadrivov I.V. et al. // Phys. Rev. B. 2013. V. 87. № 7. P. 075416.
7. Smolyaninov I.I., Smolyaninova V.N. // Solid-State Electronics. 2017. V. 136. P. 102.
8. Kozina O.N., Melnikov L.A., Nefedov I.S. // Proc. SPIE. 2019. V. 11066. P. 1106615. <https://doi.org/10.1117/12.2522077>
9. Kozina O.N., Melnikov L.A., Nefedov I.S. // J. Optics. 2020. V. 22. № 9. P. 095003. <https://doi.org/10.1088/2040-8986/aba678>
10. Nefedov I.S., Valagiannopoulos C.A., Hashemi S.M., Nefedov E.I. // Sci. Rep. 2013. V. 3. Article № 2662.
11. Kozina O.N., Melnikov L.A. // Proc. SPIE. 2021. V. 11846. P. 118460H. <https://doi.org/10.1117/12.2590730>
12. Virojanadara C., Syväjarvi M., Yakimova R. et al. // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. P. 245403.
13. Polischuk O.V., Fateev D.V., Otsuji T., Popov V.V. // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 111. № 8. P. 081110.
14. Козина О.Н., Мельников Л.А. // Изв. Сарат. ун-та. Сер. Физика. 2019. Т. 19. № 2. С. 122. <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-122-131>
15. Berreman D.W. // J. Opt. Soc. Am. 1972. V. 62. № 4. P. 1157.

## К 90-ЛЕТИЮ СЕРГЕЯ НИКОЛАЕВИЧА ИВАНОВА (13.10.1932–02.05.2006)

DOI: 10.31857/S0033849422100163



В октябре 2022 г. исполняется 90 лет со дня рождения доктора наук, профессора, Советника РАН Сергея Николаевича Иванова.

С.Н. Иванов принадлежал к поколению, чье детство и отрочество пришлось на трудные годы войны, а молодость совпала с 50-ми годами, с их энтузиазмом и возросшей ролью науки, в частности физики, профессии, в которую шли многие яркие молодые люди.

Окончив в 1955 г. физический факультет Московского государственного университета, он в течение полувека занимался научной деятельностью в ИРЭ РАН и прошел путь от младшего научного сотрудника до заведующего отделом и заместителя директора Института.

Придя в Институт практически еще на стадии его формирования в руководимый С.Г. Калашниковым отдел, С.Н. Иванов вместе с коллегами выполнил большой объем работ по исследованию и разработке полупроводниковых СВЧ-диодов для приема и обработки сигналов с малым уровнем шума (параметрические диоды). Эти работы были впоследствии представлены в коллективной монографии “Физические основы работы полу-

проводниковых СВЧ-диодов” (М.: Сов. радио, 1965).

Следующим этапом исследований, выполненных по инициативе и под непосредственным руководством С.Н. Иванова в ИРЭ РАН, были пионерские исследования в области СВЧ-акустики и акустоэлектроники – возбуждение и анализ особенностей распространения акустических волн СВЧ-диапазона в полупроводниках и диэлектриках. Так, например, в полупроводниках был обнаружен новый нелинейный эффект, характерный только для высокочастотного электрон-фононного взаимодействия – импульсная нелинейность. В диэлектриках данные исследования инициировали поиск и создание новых материалов с высокой акустической прозрачностью для акустических линий задержки и других приборов СВЧ-акустики в гигагерцовом диапазоне частот. Предложенная С.Н. Ивановым идея использовать для этих целей твердые растворы диэлектриков на основе оксидов – алюмо-редкоземельных гранатов, монокристаллов, боратов – стала ключевой при создании материалов с высокой акустической прозрачностью.

За разработку промышленных приборов микроволновой акустики С.Н. Иванову в составе авторского коллектива в 1987 г. была присуждена Государственная премия СССР.

Разработанная при участии Сергея Николаевича методика нестационарного распространения фононов тепловых частот в области гелиевых температур позволила расширить исследования транспортных характеристик фононов в твердых диэлектриках до субтерагерцового диапазона. Это дало возможность исследовать низкоэнергетические возбуждения, фазовые неоднородности, явления упорядочения в алюмо-редкоземельных гранатах и других твердых растворах, а также оказалось возможным в явном виде наблюдать флаттер-резонанс дислокаций, особенности транспорта фононов в аморфных диэлектриках, обусловленные наличием запрещенной зоны в спектре фононных состояний.

В последние годы С.Н. Иванов активно развивал указанную методику для исследования микро- и нанонеоднородных материалов: доменных структур в сегнетоэлектриках, поликристаллических керамик, что дало возможность установить связь

механических, теплофизических и оптических характеристик с технологическими условиями синтеза.

Помимо научной работы, значительную часть времени С.Н. Иванов уделял научно-организационной деятельности Института, являлся куратором нескольких научных направлений ИРЭ РАН, руководил интернациональными научными грантами. Он много занимался работой с аспирантами и дипломниками МФТИ, им подготовлено пять кандидатов наук, трое из которых впоследствии стали докторами наук.

Хочется сказать еще несколько слов о нем не только как об ученом, но и как о эрудированном и разностороннем человеке. Сергей Николаевич очень любил посещать букинистические магазины, его пристрастием были сборники пьес. Он стоял у истоков водного туризма в ИРЭ РАН, был известен как участник дальних водных и пеших походов, в которых проявлялось его умение не пасовать и находить выход из сложных положе-

ний. Он был прекрасным семьянином и другом. Его способность к сопереживанию и стремление к справедливости в полной мере проявились на посту председателя профкома, а впоследствии и заместителя директора Института. Будучи лидером, проявляющим уважительное отношение к мнению коллег, в сочетании с его высокой эрудицией, чувством юмора и склонностью к мягкой иронии, он значительно способствовал созданию в коллективе Института доброжелательной творческой обстановки, в которой приятно работать.

Сергей Николаевич был необычайно дисциплинированным человеком – человеком долга и слова. Особенно это проявилось в последний год его жизни, когда он, будучи тяжело больным, держался с удивительным мужеством и продолжал со всей присущей ему ответственностью выполнять обязанности руководителя.

Коллеги, ученики, друзья хранят благодарную память о Сергее Николаевиче, как о неординарной личности и талантливом ученом.