

**ФТИ им. А. Ф. Иоффе**  
**105 лет**

Санкт-Петербург  
2023 г.

УДК 52, 53  
ББК 22  
Ф 93

Ф93 **ФТИ им. А. Ф. Иоффе — 105 лет**

В данном сборнике тематически представлены наиболее значимые результаты фундаментальных и прикладных научных исследований, выполненных в течение последнего 5-летия в ФТИ им. А. Ф. Иоффе.

ISBN: 978-5-93634-073-4

© ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 2023

## Предисловие

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук (далее – ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Институт), пять лет назад перешагнувший свой 100-летний рубеж, в настоящий момент является одним из крупнейших научно-исследовательских институтов страны и, по-прежнему, ведущим научно-технологическим центром в мире, выполняющим широкий спектр фундаментальных и прикладных научных исследований, а также опытно-конструкторских разработок в интересах государственных корпораций ГК «Росатом», ГК «Роскосмос», ГК «Ростех», и холдингов АО «Швабе», АО «КРЭТ», АО «Концерн ВКО «Алмаз-Антей», АО «РЖД», а также в рамках международных обязательств Российской Федерации, координируемых ГК «Росатом» (ИТЭР) и программ БРИКС.

ФТИ им. А. Ф. Иоффе (известный в мире как Ioffe Institute) имеет признанные на мировом уровне существенные компетенции в передовых областях науки и в создании высокотехнологичных наукоемких продуктов и технологий, в частности, в теории физики твердого тела и взаимодействия электромагнитного излучения с веществом; в передовых полупроводниковых нанотехнологиях для многофункциональной фотоники широкого спектрального диапазона, СВЧ- и силовой электроники; в разработках электронной компонентной базы (ЭКБ) нового поколения для магнитоэлектроники, сенсорики, медицины; в альтернативной и возобновляемой энергетике, включая управляемый термоядерный синтез; в многофункциональном физико-химическом материаловедении и в теоретических и экспериментальных астрофизических исследованиях. При этом большинство из этих компетенций не имеют аналогов в масштабе

Российской Федерации, а в некоторых направлениях обладают мировым приоритетом.

Основы всех этих научных направлений были заложены предыдущими поколениями физтеховцев, прежде всего первым директором Института — Абрамом Федоровичем Иоффе, инициировавшим первые в стране исследования кристаллической структуры твердых тел и их прочности, фото- и термоэлектрических свойств полупроводников, атомного ядра, которые дополнялись и развивались его учениками и последователями в направлениях низко- и высокотемпературной плазмы, астрофизики, физики твердого тела, полупроводниковых электронных и фотонных нанотехнологий и др.

Не случайно шестеро российских ученых, в разные годы работавших в ФТИ им. А. Ф. Иоффе, стали лауреатами Нобелевской премии: по химии — Н. Н. Семёнов (1956), А.И. Екимов (2023) и по физике — И. Е. Тамм (1958), Л. Д. Ландау (1962) и П. Л. Капица (1978), Ж. И. Алферов (2000), причем Н. Н. Семенов, Ж. И. Алферов и А. И. Екимов — за работы, выполненные в ФТИ им. А. Ф. Иоффе или в тесном взаимодействии с Институтом. Надо отметить, что работы двух лауреатов XXI века в области открытия и развития гетероструктурной полупроводниковой оптоэлектроники и в области синтеза и исследования первых в мире полупроводниковых квантовых точек в стекле послужили мощным стимулом для развития полупроводниковых нанотехнологий, которое привело к созданию в Институте первых в мире полупроводниковых лазерных диодов инфракрасного и видимого спектрального



диапазона с квантовыми точками InAs (1994) и CdSe (1999), соответственно, с контролируемыми размерами 5–15 нм, задолго до приобретения практического значения термином «нанотехнологии».

В настоящее время в ФТИ им. А. Ф. Иоффе работают около 1000 научных сотрудников и 250 ИТР (~75 научных лабораторий и секторов), среди которых 6 академиков, 13 член-корреспондентов и 10 профессоров РАН, 210 докторов и 540 кандидатов наук, в том числе более 350 сотрудников моложе 39 лет (35%), а также около 300 работников вспомогательных подразделений. Ежегодно в Институте ведутся исследования и разработки по более чем 200 научно-техническим проектам (грантам, контрактам), из которых более 20% под руководством молодых учёных. За последние 5 лет суммарное финансирование фундаментальных и прикладных исследований, помимо субсидии на выполнение Государственного задания, выросло более чем в 1.7 раз, составив около 1.8 млрд. руб. в год, а активное участие Института в Программе обновления приборной базы в рамках ФП «Развитие инфраструктуры для научных исследований и подготовки кадров» национального проекта «Наука и университеты» позволило закупить современное научное оборудование на сумму около 1 млрд. руб. С 2018 по 2023 гг. в Институте ежегодно публикуется в среднем 1425 научных статей в журналах, индексируемых в базах Web of Science и Scopus (около 40% в журналах Q1 и Q2), получено суммарно более 100 охраняемых документов на РИД.

В ФТИ им. А. Ф. Иоффе одновременно проходят обучение около 100 аспирантов (1–4 года), из которых защищается в срок в среднем 20% окончивших аспирантуру. С 2019 года успешно действуют 4 диссертационных совета с правом самостоятельного присуждения ученой степени по специальностям: физика полупроводников, теоретическая физика, физика конденсированного состояния, физическая электроника,

оптика, физика плазмы, астрофизика и звездная астрономия, механика жидкости, газа и плазмы (37 кандидатских и 4 докторских защиты за 2019–2022 гг.). Под руководством сотрудников ФТИ им. А. Ф. Иоффе осуществляется подготовка бакалавров и магистров на 6-ти базовых кафедрах (направлениях) в СПбГЭТУ «ЛЭТИ», СПбНИУ ИТМО, СПбГТИ(ТУ), НИУ ВШЭ СПб, а также на кафедрах в СПбПУ и Алферовском университете, что привлекает на научную практику в Институт более 100 студентов разных курсов и позволяет увеличить количество аспирантов до 110–120 человек в ближайшие 2–3 года. Принято решение о создании в 2023 году в Алферовском университете научно-образовательного кластера ФТИ им. А. Ф. Иоффе, включающего 3 базовые кафедры, с целью активизации непрерывной подготовки талантливой и мотивированной молодежи ведущих физ.-мат. школ Санкт-Петербурга для работы в лабораториях Института и наукоемких компаниях города.

В конце 2018 года в Институте создано три новых лаборатории и принято в институт более 25 молодых ученых, активно работающих на перспективных наукоемких направлениях возобновляемой и водородной энергетики, сверхмощных аккумуляторов и суперконденсаторов, диагностики термоядерной плазмы. В 2022 году в рамках конкурса, проводимого Минобрнауки России, создано еще 6 новых молодежных прикладных лабораторий по направлениям микроэлектроники (5) и новой энергетики (1) с годовым бюджетом ~17.5 млн. руб. каждая.

Проводимые в настоящее время в ФТИ им. А. Ф. Иоффе высокотехнологичные прикладные НИР и НИОКР с высокой степенью готовности к внедрению в ближнесрочной перспективе (от 1-2 до 4-5 лет), а также перспективные стратегические разработки более длительного срока (до 7–8 лет) можно сгруппировать в четыре основных направления:

1) Разработка инновационных технологий, материалов и приборов многофункциональной ЭКБ на основе полупроводниковых наногетероструктур  $A^3B^5$ , в том числе на подложках Si, а также вспомогательных (активных и пассивных) материалов и приборов интегральной оптики, для широкодиапазонной фотоники и СВЧ-электроники. Для эффективного доведения до промышленного внедрения результатов НИОКР разработок по данному направлению, проведения тестирования и доработки технологических линеек отечественного оборудования полного цикла для создания полупроводниковой гетероструктурной электроники, подготовки высококвалифицированных научных и инженерных кадров для выполнения НИОКР и инновационного промышленного производства в рамках ФП «Подготовка кадров и научного фундамента электронной промышленности» в 2023 году начато создание «Центра современной импортозамещающей гетероструктурной ЭКБ на базе ФТИ им. А. Ф. Иоффе» с выделенным бюджетным финансированием 2980 млн. руб. на 2023–2024 гг. Данный Центр ЭКБ создается на базе чистых помещений площадью 3700 кв.м НИОКР-центра Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе, ввод в эксплуатацию которых запланирован на конец 2024 года. Текущая строительная готовность ЧПП более 80%.

2) Разработка конкурентоспособной силовой электроники на основе Si, SiC, GaN, керамических ферритовых материалов для энергетики, новых систем связи и спецтехники, а также новых типов накопителей электроэнергии на основе высокомошных литий-ионных аккумуляторов и суперконденсаторов и технологий их изготовления и тестирования.

3) Разработка и создание высокоэффективных, компактных, автономных, экологически нейтральных энергетических установок на основе высокотемпературных

термоэмиссионных преобразователей (ТЭП) и двигателей Стирлинга, в том числе и на базе ядерных реакторов (ЯР) малой мощности (1–6 МВт), для использования на удаленных территориях Арктической зоны РФ, в космосе и под водой, а также технологий эффективного производства водорода для буферизации энергии и обеспечения экологически чистого транспорта. Продолжение разработок высоковольтных (до 35 кВ) вакуумных переключателей для мощных электрических сетей, которые внедрены в компании «Таврида-Электрик», удостоенных в 2023 г. Премии Правительства РФ.

4) Разработка технологий и оборудования для получения новых полимерных композитных материалов для конструктивных изделий в авиа- и судостроении, хранении и транспортировке водорода под большим давлением; современных углеродных материалов на основе графена для создания нового поколения приборов высокочувствительной сенсорики, а также наноалмазов детонационного синтеза для функциональных покрытий и развития технологии получения алмазных пленок.

Большинство из данных разработок не имеют российских аналогов, а по многим позициям соответствуют лучшим мировым достижениям или опережают их. Значительная часть из них имеет высокую готовность для выполнения НИОКР с целью создания опытно-промышленных технологий и образцов в порядке импортозамещения, близком к 100%.

В данном сборнике тематически представлены наиболее значимые результаты упомянутых выше фундаментальных и прикладных научных исследований, выполненных в течение последнего 5-летия в ФТИ им. А. Ф. Иоффе.

С. В. Иванов  
Директор Института

## Награды и премии, которыми были удостоены сотрудники ФТИ им. А.Ф. Иоффе в 2018 – 2023 годах

### 2018 год

**Быков А. М.**, Премия им. А.Ф. Иоффе Правительства Санкт-Петербурга за выдающиеся научные результаты в области науки и техники;

**Поддубный А. Н., Родина А. В.**, Почетное звание Профессор РАН

**Вершовский А. К.**, Премия им. А.С. Попова Правительства Санкт-Петербурга за выдающиеся научные результаты в области науки и техники;

**Поддубный А. Н.**, Премия им. Л. Эйлера Правительства Санкт-Петербурга за выдающиеся научные результаты в области науки и техники;

**Забродский А. Г., Абрамов А. С., Андроников Д. А., Бобыль А. В., Теруков Е. И.**, Премия Правительства РФ в области науки и техники за разработку, промышленное освоение и коммерциализацию технологий создания высокоэффективных кремниевых фотоэлектрических модулей и технологий сооружения солнечных электростанций в регионах России;

### 2019 год

**Глебова Н. В.**, премия им. Л. Эйлера Правительства Санкт-Петербурга за выдающиеся научные результаты в области науки и техники за выдающиеся научные результаты в области науки и техники;

### 2020 год

**Быков А. М.**, избран членом-корреспондентом Российской академии наук

**Лебедев А. А.**, премия им. А.Ф. Иоффе Правительства Санкт-Петербурга за выдающиеся научные результаты в области науки и техники за исследования электрофизических свойств карбида кремния и разработку приборов на его основе;

**Иванов С. В.**, премия им. Ж.И. Алферова Правительства Санкт-Петербурга за выдающиеся научные результаты в области науки и техники за цикл приоритетных исследований физико-химических аспектов процесса молекулярно-пучковой эпитаксии полупроводниковых соединений  $A^3B^5$  и  $A^2B^6$ , приведший к созданию эффективных квантоворазмерных наногетероструктур для элементной базы полупроводниковой оптоэлектроники и квантовой фотоники широкого спектрального диапазона;

### 2021 год

**Каплянский А. А.**, Золотая медаль РАН имени П.Н. Лебедева, за цикл работ фотонно-кристаллические опало-подобные структуры: синтез и исследования оптических свойств;

**Денисов К. С.**, Медаль с премией для молодых ученых РАН, за цикл работ Спиновый и зарядовый транспорт в системах с магнитными скирмионами;

**Попков В. И.**, Медаль с премией для молодых ученых РАН, за цикл работ Особенности фазообразования в условиях ограниченности массопереноса: строение, термодинамические и функциональные свойства оксидных систем;

**Александров Е. Б.**, Государственная премия РФ в области науки и техники, за создание и развитие нового научного направления — спектроскопии спиновых шумов;

**Грехов И. В.**, Почетный диплом ассоциации «Глобальная энергия» За выдающийся вклад в развитие электроэнергетики;

#### 2022 год

**Вершовский А. К., Дмитриев А. К.**, Премии имени Д.С. Рождественского РАН за работу Методы возбуждения оптически детектируемого магнитного резонанса в азотно-вакансионных центрах окраски в алмазе;

**Забродский А. Г.**, премия им. А.Ф. Иоффе Правительства Санкт-Петербурга за выдающиеся научные результаты в области науки и техники за исследования по физике конденсированных сред и физическому материаловедению;

**Дурнев М. В.**, Медаль с премией для молодых ученых РАН, за цикл работ Фотогальванические эффекты в двумерных кристаллах и топологических изоляторах;

**Рахлин М. В.**, Медаль с премией для молодых ученых РАН, за цикл работ Источники однофотонного излучения для систем квантовой криптографии и квантовых вычислений;

**Ивченко Е. Л. и Розанов Н. Н.** избраны действительными членами Российской академии наук;

**Иванов С.В. и Тарасенко С.А.** избраны членами-корреспондентами Российской академии наук;

**Школьник С. М., Афанасьев В. П., Баринов Ю. А., Забелло К. К., Логачев А. А.**, Премия Правительства РФ в области науки и техники за физические исследования вакуумной дуги, разработку, серийное производство и внедрение вакуумных дугогасительных камер для интеллектуальных коммутационных аппаратов распределительных сетей

**Рахлин М.В.**, Медаль имени профессора В.С. Летохова Оптического общества имени Д.С. Рождественского за новаторские работы по лазерной физике, спектроскопии и их приложениям.

**Александров Е. Б.**, Золотая медаль РАН за выдающиеся достижения в области пропаганды научных знаний за многолетнюю работу по противодействию лженаучной деятельности и лженаучным воззрениям, за отстаивание ценности научного знания и беспристрастной научной экспертизы.

### 2023 год

**Гусев В. К.**, премия им. А.Ф. Иоффе Правительства Санкт-Петербурга, за цикл работ Достижение рекордных параметров плазмы в сферическом токамаке нового поколения Глобус М2;

**Торопов А. А.**, премия им. Ж.И. Алферова Правительства Санкт-Петербурга, за цикл работ Светоизлучающие устройства на полупроводниковых наноструктурах для квантовой и ультрафиолетовой фотоники;

**Пошакинский А. В.**, Медаль с премией для молодых ученых РАН, за цикл работ Спин-оптомеханические эффекты в наноструктурах;

### Ведомственные награды Минобрнауки России

За значительные заслуги в сфере научной деятельности и многолетний добросовестный труд:

Почетное звание «Почетный работник науки и высоких технологий Российской Федерации» присвоено **Копьеву П.С. и Вулю А.Я.**

Нагрудным знаком «Почетный наставник» награждены **Ивченко Е.Л. и Аверкиев Н.С.**

Медалью «За вклад в реализацию государственной политики в области научно-технологического развития» награждены **Шамрай А.В., Алешин А.Н., Лимонов М.Ф., Гурченко А.Д., Перцев Н.А., Торопов А.А. и Дричко И.Л.**

Медалью «За безупречный труд и отличие» награждены **Дудник О.В., Белов В.И., Полянская О.В., Юсова В.В., Румянцева И.В. и Дерягин А.Г.**

Почетной грамотой награждены **Саласюк В.Н., Сафончик М.О., Картавых Ю.Ю., Вершовский А.К. и Рыбин М.В.**

# Астрофизика

Теоретическая астрофизика

Космология

Прикладная астрофизика

## **Исследования фундаментальных процессов в астрофизике и природы солнечно-земных связей**

А. М. Быков, А. В. Иванчик, А. В. Степанов, Д. Д. Фредерикс

*Лаборатория экспериментальной астрофизики*

*Лаборатория космических лучей*

*Лаборатория астрофизики высоких энергий*

*Сектор теоретической астрофизики*

Астрофизика и космология в настоящее время находятся в фазе быстрого роста, приводящего к качественному изменению представлений о фундаментальных физических процессах. Проблемы “темной энергии”, вызывающей ускоренное расширение Вселенной, наблюдаемое посредством детектирования сверхновых звезд, удаленных на космологические расстояния, и темной материи, необходимой для объяснения наблюдаемой структуры Вселенной, являются вызовами физики XXI века. Ведется изучение физики быстро переменных источников с гигантским выделением энергии и уникальными возможностями эффективной конверсии выделенной энергии в излучение высокой энергии, ускорение ультрарелятивистских частиц и процессы генерации нейтрино различных энергий.

В астрофизических подразделениях ФТИ им. А. Ф. Иоффе ведутся комплексные экспериментальные и теоретические исследования астрофизических объектов с высоким выделением энергии: солнечных вспышек, остатков сверхновых звезд, гамма-всплесков, активных галактических ядер и процессов в ранней Вселенной. Исследования космических источников с экстремальными энергиями, электромагнитными и гравитационными полями, исследования физических процессов на Солнце, в звездах, квазарах, межзвездной и межгалактической среде в ранней и современной Вселенной необходимы как для понимания фундаментальных физических процессов,

происходящих в космическом пространстве, так и чисто практических приложений. Работы в данной области направлены на определение свойств вещества и излучения в экстремальных условиях, недостижимых в земных лабораториях, и на проверку пределов применимости фундаментальных физических законов. Исследуются механизмы выделения и эффективной трансформации различных форм энергии в космических объектах различных масштабов, таких как остатки сверхновых звезд, источники гамма-всплесков, активные галактические ядра и в солнечных вспышках. Изучается влияние солнечной активности на климат Земли на различных временных масштабах, имеющее важное прикладное значение. Работы, проводимые в этих направлениях в ФТИ им. А. Ф. Иоффе, включают как разработку современной регистрирующей аппаратуры, в том числе, для экспериментов на орбитальных обсерваториях и зондах, так и создание современных многомасштабных теоретических моделей исследуемых объектов. Ниже перечислены некоторые результаты, полученные в последние годы по указанным направлениям работ.

Современные исследования космических источников с экстремальными энергиями, электромагнитными и гравитационными полями, в значительной мере связаны с физикой компактных объектов – нейтронных звезд, белых карликов и черных дыр. Это мощные источники электромагнитного и нейтринного излучения,

наблюдаемые во всех диапазонах электромагнитного спектра. С началом гравитационной астрономии самые катастрофические моменты эволюции этих объектов теперь наблюдаются и гравитационными обсерваториями. Сопоставление данных о гравитационном сигнале с одновременными наблюдениями гамма-всплесков, осуществляемыми, в частности, с помощью аппаратуры КОНУС, созданной в ФТИ им. А. Ф. Иоффе, позволяет значительно продвинуться в понимании природы и эволюции компактных звезд и содержащих их звездных систем.

Наиболее достоверную информацию о физических процессах, происходящих в экстремальных условиях нейтронных звезд, и о фундаментальных свойствах вещества сверхъядерной плотности в их недрах можно получить путем сравнения количественной теории с многоволновыми наблюдениями. В последние годы в ФТИ им. А. Ф. Иоффе были развиты современные теории строения и эволюции сверхплотного вещества нейтронных звезд, позволяющие дать количественную интерпретацию многоканальным наблюдательным данным об этих объектах. Построены модели формирования наблюдаемых рентгеновских туманностей релятивистскими ветрами пульсаров. Были выполнены чувствительные наблюдения ряда пульсаров и их туманностей в рентгеновском, оптическом и радиодиапазонах. В сочетании с развитыми моделями, эти наблюдения, проведенные на современных наземных и орбитальных обсерваториях, в ряде случаев позволили оценить такие параметры исследованных объектов, как расстояние, масса, возраст, температура поверхности и напряженность магнитного поля. Выяснена возможная роль пульсарных туманностей как источников избытка релятивистских позитронов, наблюдаемых космическими детекторами PAMELA и AMS-02.

Быстрые радиовсплески – мощные импульсы радиоизлучения длительностью несколько миллисекунд – были открыты в 2007 году. Ежедневно во Вселенной случается множество таких высокоэнергичных событий, однако их природа до сих пор оставалась невыясненной. Магнитары – редкие молодые нейтронные звезды с рекордными для Вселенной магнитными полями выше  $10^{14}$  Гаусс, превышающими критическое поле поляризации вакуума квантовой электродинамики, производят мощные повторяющиеся вспышки рентгеновского излучения, открытые впервые в 1979 астрофизиками ФТИ им. А. Ф. Иоффе с помощью аппаратуры КОНУС, установленной на борту спутников Венера 11 и 12. В апреле 2020 г. космическим гамма-спектрометром ФТИ им. А. Ф. Иоффе «KONUS-WIND» была зарегистрирована вспышка от магнитара SGR 1935+2154, с необычно жестким спектром [1, 2], сопровождавшаяся мощным радиовсплеском, измеренным радиотелескопами CHIME и STARE2. Одновременное детектирование и точное совпадение пиков на кривых блеска рентгеновского и радиоизлучения впервые позволило установить связь между галактическими магнитарами и быстрыми радиовсплесками. Детальный анализ необычных свойств этой вспышки позволил выдвинуть гипотезу о генетической связи радиовсплесков с редкими аномально жесткими рентгеновскими вспышками магнитаров и подкрепить ее согласием оценок частоты таких событий. Осенью 2022 г. наблюдения детектором «KONUS-WIND» позволили определить энергию уникального гамма-всплеска GRB 221009A, который сопровождался излучением квантов с рекордными энергиями выше десяти ТэВ, наблюдавшихся наземными установками LHAASO и Ковер 2.

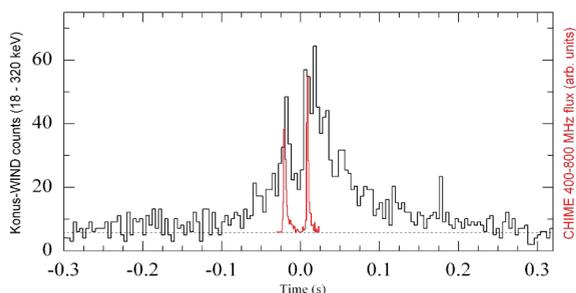


Рис. 1. Вспышка магнитара SGR 1935+2154 в рентгеновском диапазоне 18-320 кэВ (черная кривая, Конус-ВИНД) и в радиодиапазоне 0,4-0,8 ГГц (красная кривая, CHIME/FRB), 28.04.2020

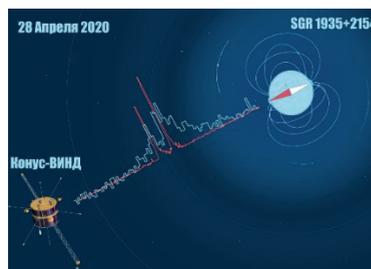


Рис. 2. Регистрация вспышек магнитара в художественном представлении.

В ФТИ им. А. Ф. Иоффе активно проводятся теоретические и наблюдательные исследования межгалактической среды, в том числе, основанные на прецизионной спектроскопии квазаров, проводимой с помощью самых крупных наземных телескопов, а также процессов в скоплениях галактик с орбитальными рентгеновскими телескопами. Эти исследования позволили сделать выводы об эволюции структуры, физических условий (температура, плотность, ионизационное состояние) и химического состава вселенной в различные эпохи ее существования. Наблюдения спектров удаленных квазаров важны для изучения возможных вариаций фундаментальных констант на космологических масштабах.

Проблема звездообразования лежит в основе понимания большинства наблюдаемых объектов во Вселенной. Сотрудниками Института выполнены исследования процессов формирования нетепловых компонент в областях активного звездообразования - важнейших источников энергии и химического разнообразия галактик. Выявлены эффективные процессы ускорения ультрарелятивистских частиц и излучения нейтрино высоких

энергий в компактных скоплениях молодых массивных звезд и коллапсировавших сверхновых в областях активного звездообразования. Построены оригинальные модели галактических певатронов – космических ускорителей частиц до энергий выше  $10^{15}$  эВ. Исследована роль космических лучей в эволюции планетных атмосфер и их влияние на пригодность поверхностей экзопланет для известных форм жизни.

В ФТИ им. А. Ф. Иоффе активно ведутся исследования энергичных процессов на Солнце и их влияния на климат Земли. В частности, создано семейство чувствительных рентгеновских поляриметров, позволяющих изучать физические механизмы солнечных вспышек и построены количественные модели энергичных явлений, связанных со вспышечной активностью Солнца и генерацией потоков ускоренных частиц -- солнечных космических лучей, а также переносом этих частиц в гелиосфере. Развита модель физических процессов в солнечных вспышках и генерации космогенных изотопов в атмосфере Земли, позволяющие делать выводы о долговременных изменениях климата и их связи с солнечной активностью.

Литература

1. Ridnaia A., Svinkin D., Frederiks D., Bykov A., Popov S., Aptekar R., Golenetskii S., Ly-senko A., Tsvetkova A., Ulanov M., and Cline T. A peculiar hard X-ray counterpart of a Galactic fast radio burst // *Nature Astronomy*, 2021, Vol. 5, p. 372-377.
2. Аптекарь Р. Л., Быков А. М., Голенецкий С. В., Фредерикс Д. Д., Свинкин Д. С., Уланов М. В., Цветкова А. Е., Козлова А. В., Лысенко А. Л. Космические гамма-всплески и мягкие гамма-репитеры — наблюдения и моделирование экстремальных астрофизических процессов // *Успехи Физических Наук* т.189, стр.785–802, 2019

# Фотоника

Многофункциональная полупроводниковая  
оптоэлектроника от терагерц  
до экстремального ультрафиолета

Квантовая фотоника

Радиофотоника

Органическая фотоника

Плазменная фотоника

Физика экситонных эффектов

Фундаментальная оптика

Магнитооптика

Биофотоника

## Высокоэффективные мощные диодные лазеры повышенной яркости

С. О. Слипченко, Д. А. Веселов, В. В. Золотарев, Ю. К. Кириченко, А. В. Лютецкий,  
Д. Н. Николаев, А. А. Подоскин, В. В. Шамахов, И. С. Шашкин, Н. А. Пихтин

*Лаборатория полупроводниковой люминесценции и инжекционных излучателей*

В настоящее время существует множество практических приложений, где необходимы компактные и эффективные источники мощного лазерного излучения. Можно выделить следующие основные направления: передача энергии, комплексы для обработки материалов, медицинское оборудование. При этом каждое конкретное практическое приложение требует реализации специфических излучательных характеристик. В лаборатории полупроводниковой люминесценции и инжекционных излучателей ФТИ им. А. Ф. Иоффе разработана базовая технология создания мощных источников лазерного излучения на основе полупроводниковых гетероструктур с повышенной спектральной и пространственной яркостью. Разработанные подходы включали (1) численное моделирование конструкций лазерных гетероструктур, чипов и оптических схем, (2) технологию роста полупроводниковых лазерных гетероструктур методом МОС-гидридной эпитаксии, (3) технологию постростовых операций для создания кристаллов полупроводниковых лазеров и сборок на их основе, (4) технологию создания модулей на основе полупроводниковых лазеров.

В части мощных многомодовых лазерных диодов был предложен и реализован дизайн лазерной гетероструктуры InGaAs/AlGaAs/GaAs с тройной асимметрией, активной областью на основе двух

квантовых ям и градиентным волноводом со стороны р-эмиттера [1]. Показано, что использование предложенного дизайна позволяет реализовать эффективную работу при накачке импульсами тока длительностью 100 нс в интервале температур 25-90 °С. Для лазеров с длиной резонатора 2.9 мм продемонстрирована пиковая мощность 62 Вт/123 А и 43 Вт/122 А при температурах 25 °С и 90 °С, соответственно (Рис. 1 (а)).

На основе разработанного дизайна гетероструктуры был создан импульсный источник с пиковой выходной оптической мощностью кВт уровня на основе вертикальной сборки (матрицы) микролинеек полупроводниковых лазеров полосковой конструкции со сверхширокой излучающей апертурой 800 мкм в спектральном диапазоне 1060 нм. Конструкция матрицы включала три микролинейки по три излучателя в каждой, что обеспечило размер области излучения 2.6 мм x 0.4 мм. Была продемонстрирована максимальная излучательная эффективность созданной матрицы - 2.48 Вт/А (Рис. 1 (b)). Максимальная пиковая мощность достигала 1400 Вт/650 А, при накачке импульсами длительностью 100 нс, и была ограничена возможностями источника тока (Рис. 1 (b)). На основе разработанных мощных лазерных источников были созданы модули с интегрированными источниками импульсного тока (Рис. 2)

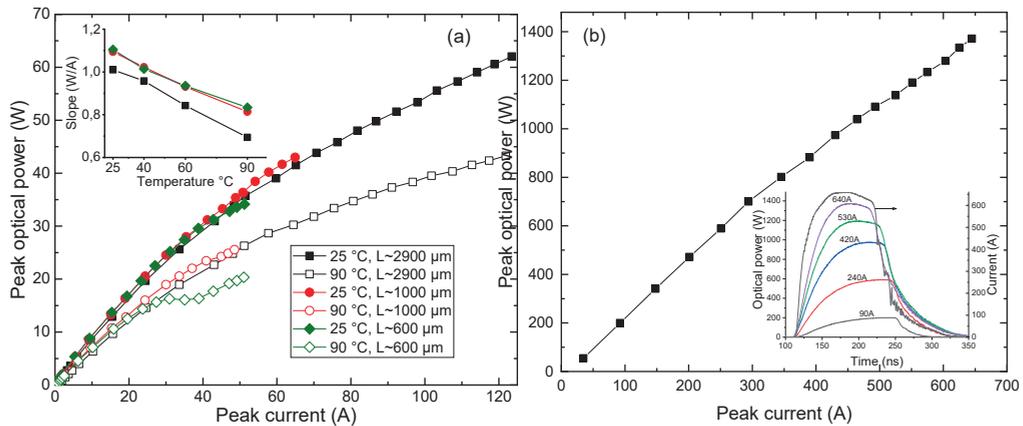


Рис. 1. (а) Ватт-амперные характеристики (ВтАХ) полупроводниковых лазеров с длиной резонатора 0,6, 1,0, 2,9 мм, при накачке импульсами тока 100 нс/1 кГц для температур 25 °С и 90 °С. На вставке – зависимость наклона ВтАХ на начальном участке от температуры. (б) Ватт-амперная характеристика матрицы на основе трех микролинеек, включающих по три излучающие области с шириной излучающей апертуры 800мкм, каждая. Длина резонатора каждой микролинейки 2мм. На вставке - формы интегральных лазерных импульсов и импульса тока амплитудой 650 А.

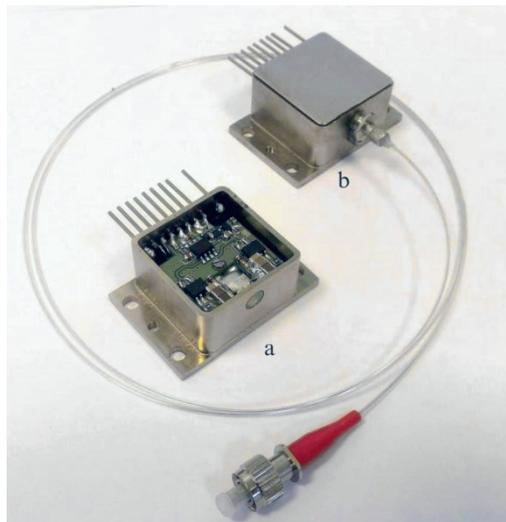


Рис. 2. Фотография лазерного модуля на основе мощных импульсных полупроводниковых лазеров со встроенным источником накачки (а) со свободным выходом и (б) с волоконно-оптическим выводом.

Были разработаны и исследованы лазерные диоды, изготовленные на основе асимметричной гетероструктуры Al-GaAs/GaAs с объёмной активной областью, оптимизированной для генерации мощных субнаносекундных оптических импульсов в режиме модуляции

усиления (gain-switching – англ.). Оптимизация конструкции асимметричной гетероструктуры позволила получить величину  $d/\Gamma = 4.2$  мкм при толщине объёмной активной области GaAs  $d=45$  нм. Для разработанных лазерных диодов с широкой излучающей апертурой (100 мкм)

в режиме модуляции усиления продемонстрирована пиковая выходная оптическая мощность 22 Вт при

длительности одиночного импульса на полувысоте менее 110 пс (Рис. 3).

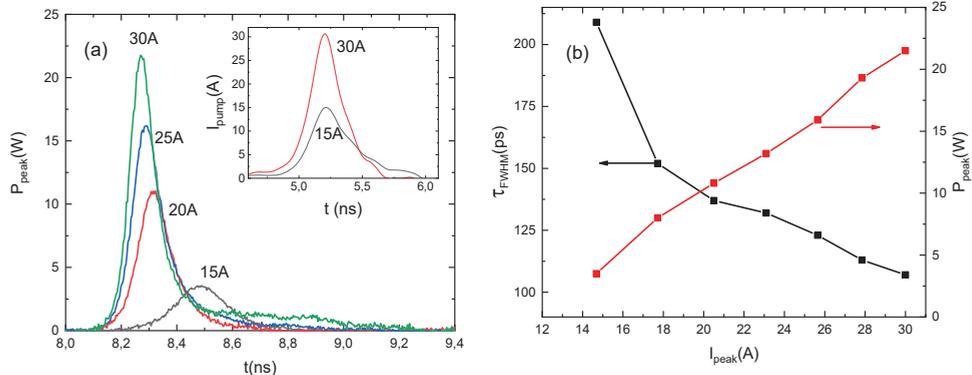


Рис. 3. (а) Формы лазерных импульсов разработанных источников суб-нс лазерных импульсов. На вставке показаны формы импульсов тока накачки. (б) Зависимости пиковой оптической мощности и ширины импульса на полувысоте от амплитуды тока накачки.

В части создания мощных источников лазерного излучения с повышенной пространственной яркостью развивалось два направления: (1) создание микролинеек одномодовых лазеров и (2) разработка лазерных гетероструктур, работающих на общей моде высокого порядка, с кратным увеличением излучательной эффективности на основе туннельных переходов.

В рамках первого направления для стабилизации параллельного поля лазерного диода в дальней зоне при больших токах накачки была разработана конструкция латерального волновода, образованная десятью оптически не связанными гребенчатыми волноводами (каждый шириной 6.5 мкм). Для поддержания одномодового режима работы каждого гребенчатого волновода без связи между излучателями были

изготовлены массив микрополосков высокой плотности (HDMSA, шаг 13.5 мкм) и массив микрополосков низкой плотности (LDMSA, шаг 40 мкм) с оптической связью между соседними боковыми волноводами  $2 \cdot 10^{-5}$  и  $3 \cdot 10^{-19}$ , соответственно. Максимальная выходная оптическая мощность составила 5 Вт (HDMSA) в режиме CW и 25 Вт (HDMSA) и 26 Вт (LDMSA) в импульсном режиме (130 нс/1 кГц) (Рис.4 (а)). Показано, что как в непрерывном, так и в импульсных режимах лазеры обеспечивают устойчивое гауссовоподобное распределение в латеральном дальнем поле с полушириной 8-11 градусов для HDMSA. Исследования ближнего поля в обоих режимах работы при любых токах накачки показали отсутствие супермод, а также отсутствие оптической связи между гребенчатыми волноводами (Рис.4 (б)).

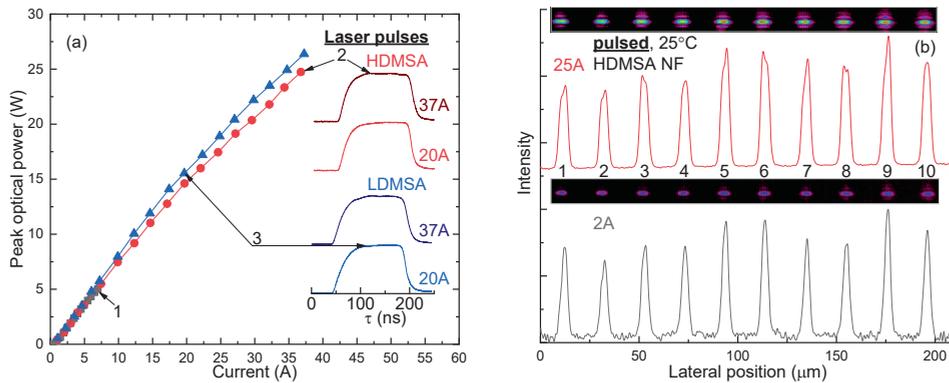


Рис. 4. (а) Выходная оптическая мощность в непрерывном режиме для одномодовых микролинеек с конструкцией HDMSA (1), а также в импульсном режиме для одномодовых микролинеек с конструкцией HDMSA (2) и LDMSA (3) (на вставке показаны формы оптических импульсов при токах 20 А и 37 А).  $T = 25^\circ\text{C}$ . (б) Изображения ближнего поля микролинейки одномодовых лазеров конструкции HDMSA, полученные в импульсном режиме при токах 2 А и 25 А. Цифры 1-10 относятся к гребенчатым волноводам.

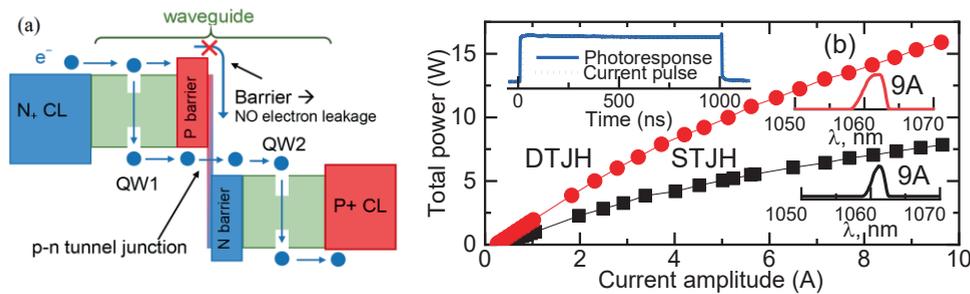


Рис. 5. (а) Схематическая диаграмма гетероструктуры STJH. (б) Ватт-амперные характеристики для полупроводниковых лазеров на основе гетероструктур конструкции STJH и DTJH. На вставке показаны импульс тока накачки и фотоотклика.

В рамках разработанного подхода, направленного на увеличение излучательной эффективности в гетероструктурах, работающих на общей поперечной моде была разработана технология создания гетероструктур двух типов: гетероструктур STJH (с одним туннельным p-n переходом на моде первого порядка) и DTJH (с двумя туннельными p-n переходами на моде второго порядка) (Рис. 5 (а)). Кратное увеличение инжекционной эффективности было реализовано за счет использования туннельных p-n переходов, окруженных широкозонными барьерами и размещенных между активными областями (Рис. 5 (а)). Для обоих типов гетероструктур был

продемонстрирован внутренний квантовый выход близкий к 100% и плотности тока прозрачности  $78 \text{ A}/\text{cm}^2$ . При этом внутренние оптические потери составили  $5.2 \text{ cm}^{-1}$  (STJH тип гетероструктуры) и  $3.8 \text{ cm}^{-1}$  (DTJH тип гетероструктуры), а для STJH и DTJH типа гетероструктур, соответственно. Выходная оптическая мощность при накачке импульсами тока  $9.6 \text{ A}/1 \text{ мкс}$  достигала  $7.8 \text{ Вт}$  и  $15.8 \text{ Вт}$  при максимальной излучательной эффективности (для начальной области ВТАХ)  $1.6 \text{ Вт}/\text{А}$  и  $2.2 \text{ Вт}/\text{А}$  в изготовленных лазерных диодах с апертурой  $100 \text{ мкм}$  на основе STJH гетероструктуры и DTJH гетероструктуры, соответственно (Рис.5 (б)).

## Литература

1. Gavrina P. S., Podoskin A. A., Fomin E. V. et al. Light – current characteristics of high-power pulsed semiconductor lasers (1060 nm) operating at increased (up to 90 °C) temperatures // *Quantum Electronics*, 2021, Vol. 51, p. 129–132. DOI: 10.1070/QEL17478.
2. Slipchenko S. O., Podoskin A. A., Veselov D. A. et al. Vertical stacks of pulsed (100 ns) mesa-stripe semiconductor lasers with an ultra-wide (800  $\mu\text{m}$ ) aperture emitting kilowatt-level peak power at a wavelength of 1060 nm // *Quantum Electronics*, 2022, Vol. 52, p. 171–173. DOI: 10.1070/QEL17985.
3. Подоскин А. А., Шушканов И. В., Шамахов В. В. и др. Лазерные диоды (850 нм) на основе асимметричной AlGaAs/GaAs-гетероструктуры с объемной активной областью для генерации мощных субнаносекундных оптических импульсов // *Квантовая электроника*, т. 53, стр 1-5, 2023.
4. Slipchenko S. O., Shashkin I. S., Veselov D. A. et al. Stable Lateral Far Field of Highly Dense Arrays of Uncoupled Narrow Stripe Ridge Waveguide 1060 nm Lasers // *Journal of Lightwave Technology*, 2022, Vol. 40, p. 2933–2938. DOI: 10.1109/JLT.2022.3144663.
5. Slipchenko S., Shashkin I., Nikolayev D. et al. Multiple increase in the radiative efficiency of 1060-nm laser diodes based on heterostructures with tunnel-coupled injection and a single waveguide mode // *Optics Letters*, 2023, Vol. 48, p. 203. DOI: 10.1364/OL.476248.

## **Источник одиночных фотонов на основе квантовой точки в микрорезонаторе для схем с пространственно-временным демультиплексированием**

М. В. Рахлин, А. И. Галимов, Г. В. Клишко, М. М. Кулагина, Ю. М. Задиранов,  
С. В. Сорокин, И. В. Седова, Ю. А. Гусева, Д. С. Березина, Ю. М. Серов, Н. А. Малеев,  
А. Г. Кузьменков, С. И. Трошков, Т. В. Шубина, А. А. Торопов

*Лаборатория квантовой фотоники*

Идеальный однофотонный источник — это устройство, которое поставляет неразличимые световые волновые пакеты «по требованию», при этом каждый волновой пакет содержит ровно один фотон в чистом квантовом состоянии. Самоорганизованные полупроводниковые квантовые точки (КТ), выращенные эпитаксиальным методом, являются наиболее перспективным кандидатом для создания идеального источника одиночных фотонов (ИОФ) благодаря своим уникальным свойствам, таким как малая спектральная ширина линии излучения, быстрое время радиационного распада и высокая квантовая эффективность [1,2]. Изготовление ИОФ на основе КТ является непростой задачей, поскольку требует одновременного выполнения ряда жестких требований к чистоте, яркости и неразличимости фотонов. В частности, часто встречающееся явление спонтанной перезарядки КТ вследствие флуктуации заряда в ее окружении приводит к «мерцанию» КТ и снижению яркости ИОФ.

В настоящее время для контроля зарядового состояния КТ используются два основных метода: осуществление кулоновской блокады в специально сконструированной туннельной структуре и управление эффективностью туннелирования из КТ фотовозбужденных носителей одного знака в несимметричной p-i-n гетероструктуре (ГС), формируемой вокруг КТ. Оба подхода требуют тщательного конструирования ГС, усложнения алгоритмов эпитаксиального роста и применения прецизионного электрического управления при работе ИОФ.

Однако контроль зарядового состояния КТ может быть реализован путем дополнительного легирования ГС с профилем, направленным на компенсацию непреднамеренного фонового легирования. Данный способ реализации яркого ИОФ был осуществлен в лаборатории квантовой фотоники.

Методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) нами была выращена ГС с самоорганизованными КТ InAs/GaAs, помещенными в центре GaAs  $\lambda$ -резонатора с распределенными брэгговскими отражателями (РБО) GaAs/AlGaAs. Из данной ГС методами реактивного ионно-плазменного травления и стандартной контактной фотолитографии были изготовлены регулярные массивы микростолбиков диаметром 1–3.5 мкм. Остаточные примеси в используемой ростовой камере установки МПЭ обуславливают r-тип фонового легирования, вследствие чего большинство КТ содержат резидентную дырку и при поглощении фотона образуют положительно заряженные трионы. Для фотовозбуждения нейтрально заряженных экситонов фоновое легирование компенсировалось введением слоя n-типа. Оптимизация профиля легирования позволила фактически полностью избежать «мерцания» и добиться квантовой эффективности возбуждения КТ более 97% при добротности изготовленного микрорезонатора  $\sim 8100$  (Рис. 1 (а)) и эффективности вывода излучения  $\sim 82\%$ . Внешний вид изготовленного ИОФ показан на Рис. 2 с указанием места расположения КТ.

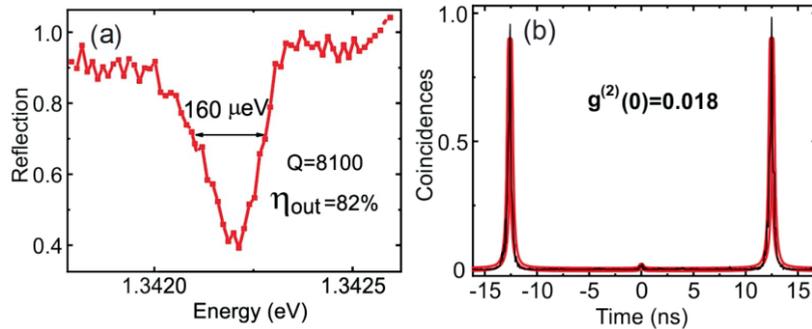


Рис. 1. Характерные (а) спектр отражения изготовленных столбчатых микрорезонаторов, (b) корреляционная функция второго порядка  $g^2(\tau)$  ИОФ с одиночной КТ InAs/GaAs.

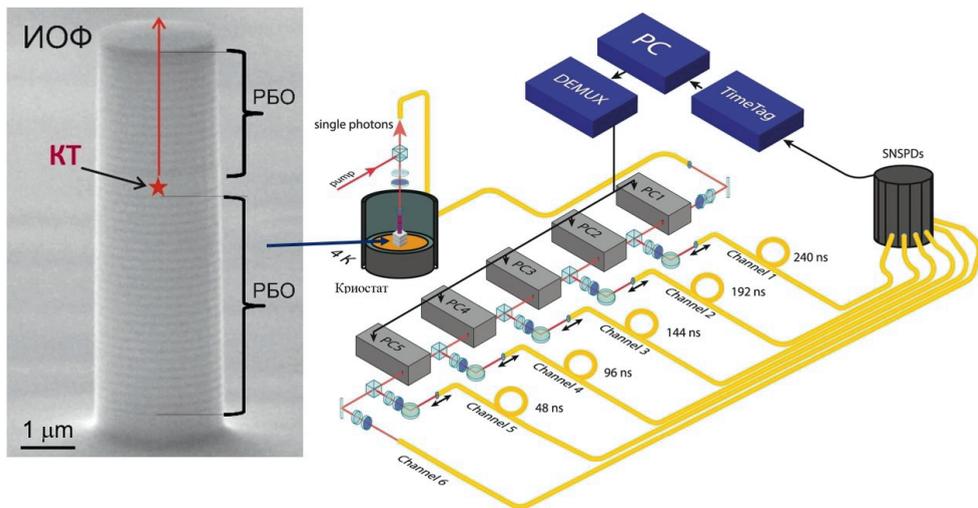


Рис. 2. Источник одиночных фотонов на основе InAs/GaAs КТ с РБО и его использование в схеме пространственно-временного демультиплексирования. Channel (1-6) – оптические каналы с линиями задержки на основе оптоволоконна, ячеек Поккельса и платы синхронизации DEMUX. Блок SNSPD детектирует входящие фотоны, и зарегистрированные данные обрабатываются модулем TimeTag.

В результате исследований продемонстрирована возможность детерминированной генерации одиночных фотонов с неразличимостью 91% при величине задержки 242 нс. При этом корреляционная функция второго порядка оказалась равной 0.018 (Рис. 1 (b)), а яркость однофотонного источника составила 32% [3].

Достигнутая яркость позволила реализовать пространственно-временное демультиплексирование фотонов (Рис. 2) в шести независимых пространственных модах с частотой внутриволоконной генерации более 0.1 Гц.

Литература

1. Rakhlin M., Sorokin S., Kazanov D., Sedova, I., Shubina T., Ivanov S., Mikhailovskii V., Toropov A. Bright single-photon emitters with a CdSe quantum dot and multimode tapered nanoantenna for the visible spectral range // *Nanomaterials*, 2021, Volume 11, p. 916. DOI: 10.3390/nano11040916.
2. Rakhlin M., Klimko G., Sorokin S., Kulagina M, Zadiranov Yu., Kazanov D., Shubina T., Ivanov S., Toropov A. Bright Single-Photon Sources for the Telecommunication O-Band Based on an InAs Quantum Dot with (In)GaAs Asymmetric Barriers in a Photonic Nanoantenna // *Nanomaterials*, 2022, Volume 12, p. 1562. DOI: 10.3390/nano12091562.
3. Rakhlin M. V., Galimov A. I., Dyakonov I. V., Skryabin N. N., Klimko G. V., Kulagina M. M., Zadiranov Yu. M., Sorokin S. V., Sedova I. V., Guseva Yu. A., Berezina D. S., Serov Yu. M., Maleev N. A., Kuzmenkov A. G., Troshkov S. I., Taratorin K. V., Skalkin A. K., Straupe S. S., Kulik S. P., Shubina T. V., Toropov A. A. Demultiplexed single-photon source with a quantum dot coupled to microresonator // *Journal of Luminescence*, 2023, Volume 253, 119496. DOI: 10.1016/j.jlumin.2022.119496.

## Квантово-каскадные лазеры среднего инфракрасного диапазона

В. В. Дюделев, Е. Д. Черотченко, А. В. Бабичев, Д. А. Михайлов, Д. В. Чистяков,  
С. Н. Лосев, Г. М. Савченко, А. В. Лютецкий, С. О. Слипченко, Д. В. Веселов  
В. И. Кучинский, Н. А. Пихтин, Г. С. Соколовский

*Лаборатория интегральной оптики на гетероструктурах*

Квантово-каскадные лазеры (ККЛ) с момента предложения принципа их работы сотрудниками нашего Института в 1971 году [1], и, в особенности, после их первой практической реализации в 1994 [2], привлекают пристальное внимание научного сообщества из-за перспектив многочисленных применений в газоанализе, биомедицинских исследованиях, беспроводной оптической связи и многих других областях.

В последние годы в лаборатории интегральной оптики на гетероструктурах достигнут значительный прогресс в

исследовании физики и разработки новых конструкций квантово-каскадных лазеров среднего инфракрасного диапазона.

В 2018 году были созданы первые полностью отечественные ККЛ для спектрального диапазона 8 мкм, работающие при комнатной температуре в импульсном режиме и продемонстрирована устойчивая генерация вплоть до 65°C [2]. Полосковые ККЛ продемонстрировали пиковую выходную оптическую мощность свыше 1 Вт при комнатной температуре [3]. Результаты исследований полосковых ККЛ представлены на Рис. 1.

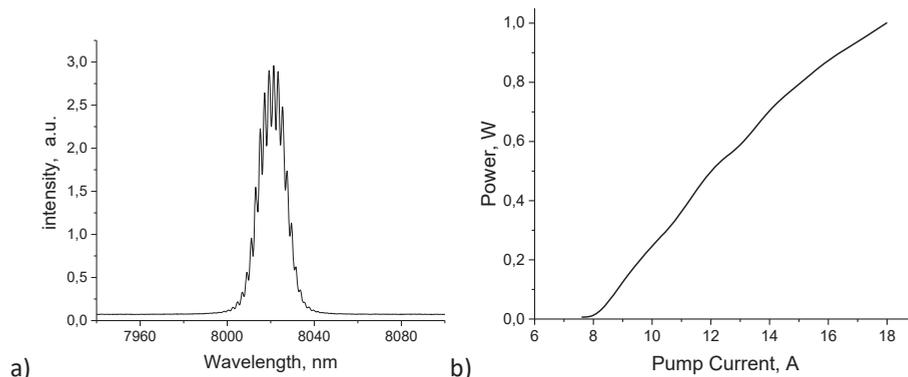


Рис.1. а) Типичный спектр излучения ККЛ при комнатной температуре;  
б) Типичная ватт-амперная характеристика ККЛ с шириной полоска 50 мкм при комнатной температуре.

Дальнейшие исследования ККЛ были направлены на расширение спектрального диапазона. Были разработаны ККЛ, генерирующие излучение в диапазоне 4.5 мкм с выходной пиковой мощностью более 10 Вт в импульсном режиме при комнатной температуре [4]. В ходе проведённых исследований было показано, что увеличение числа каскадов в активной области с 15 до 30 ведёт к более чем

десятикратному увеличению выходной мощности [5]. Дальнейшее повышение числа каскадов до 45 приводит к линейному росту выходной мощности - пропорционально увеличению каскадов в активной области. Максимальная оптическая мощность ККЛ с 45 каскадами в активной области составляла ~ 14 Вт. Результаты исследований ККЛ для спектрального диапазона 4.5 мкм представлены на Рис. 2.

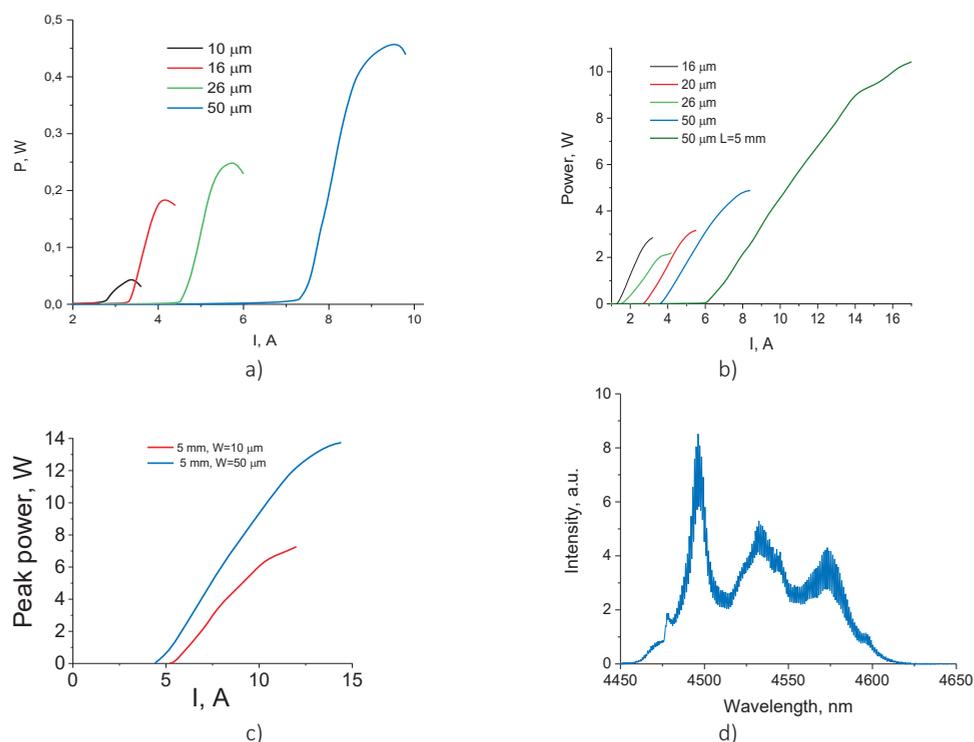


Рис. 2. а) Ватт-амперные характеристики ККЛ с 15 каскадами в активной области; б) Ватт-амперные характеристики ККЛ с 30 каскадами в активной области; в) Ватт-амперные характеристики ККЛ с 45 каскадами в активной области; д) Типичный спектр генерации ККЛ спектрального диапазона 4.5 мкм с резонатором Фабри-Перо

Впоследствии, исследования ККЛ спектрального диапазона 8 мкм были продолжены, в результате чего были получены частотные гребёнки с шириной спектра более 2 ТГц [6], а на основе ККЛ с составным резонатором U-образной формы была получена одночастотная генерация с величиной подавления боковых мод более 25 дБ [7]. Исследования динамики включения ККЛ и показали, что экспериментально наблюдаемая задержка включения ККЛ на несколько порядков превышает теоретические оценки [8].

В лаборатории был разработан метод исследования спектров ККЛ с временным разрешением. Исследования показали наличие линейной частотной модуляции (чирпа) излучения ККЛ при накачке короткими импульсами тока (Рис. 3 (b)). Чирп спектров ККЛ связан с нагревом активной области, что приводит к увеличению показателя преломления и красному сдвигу линии генерации резонатора Фабри-Перо. На основании этих исследований была разработана методика определения скорости нагрева активной области ККЛ, а также запатентован метод отбраковки ККЛ [9].

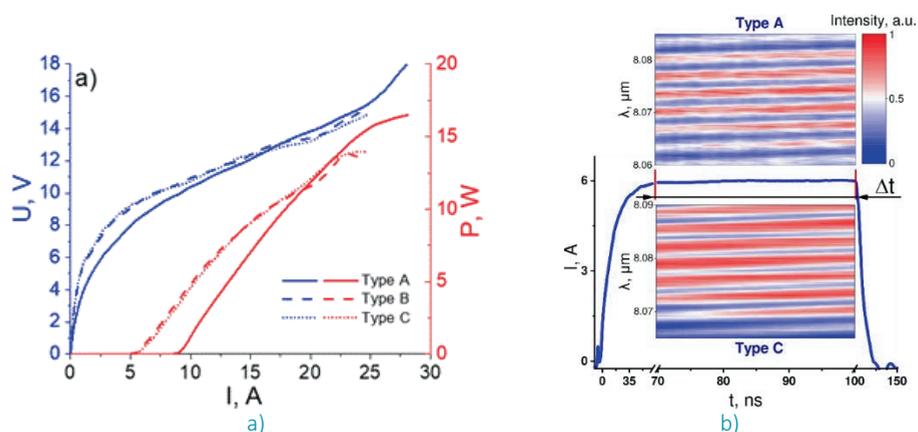


Рис.3. а) Ватт-амперные (красные кривые) и вольт-амперные (синие кривые) характеристики ККЛ с шириной полосок 60 мкм и длиной резонатора 3 мм с различными составами волноводных обкладок: Type A – волноводная обкладка 4 мкм с уровнем легирования  $1 \times 10^{17}$ , контактный слой InP; Type B – волноводная обкладка 2 мкм с уровнем легирования  $1 \times 10^{16}$  и 2 мкм с градиентным легированием  $1 \times 10^{16}$ - $1 \times 10^{18}$ , контактный слой InGaAs, Type C – волноводная обкладка 4 мкм с уровнем легирования  $1 \times 10^{17}$ , контактный слой InGaAs; б) Сравнение чирпа ККЛ изготовленных из структур Type A и Type C. Хорошо видно, что более сильный чирп наблюдается для структур Type C, что указывает на более низкую скорость нагрева у ККЛ с контактным слоем на основе фосфида индия (Type A).

Выращивание толстых волноводных обкладок ККЛ методом молекулярно-пучковой эпитаксии является крайне затратным, поэтому была разработана двухстадийная эпитаксиальная технология, при которой активная область ККЛ выращивалась методом молекулярно-пучковой эпитаксии, а верхняя волноводная обкладка и контактный слой наращивались методом газофазной эпитаксии из метало-органических соединений. Такая двухстадийная технология позволила провести исследования по оптимизации уровня легирования верхней волноводной обкладки, а также состава волноводных слоёв. Эти исследования позволили снизить волноводные потери, а также улучшить отвод тепла от активной области.

Итогом исследований стали ККЛ, демонстрирующие рекордную выходную оптическую мощность  $> 16$  Вт (Рис. 3) для спектрального диапазона 8 мкм [10].

По результатам разработки и исследованиям ККЛ среднего инфракрасного диапазона за последние 5 лет опубликовано более 40 научных работ и получено три патента на различные конструкции ККЛ и методы их характеристики [9, 11, 12].

Авторы – сотрудники Института благодарны А. Г. Гладышеву, И. И. Новикову, Л. Я. Карачинскому (ООО «Коннектор Оптикс»), А. Ю. Егорову (Алферовский университет), К. А. Подгаецкому, А. Ю. Андрееву, И. В. Яроцкой, М. А. Ладугину, А. А. Мармалюку (АО «НИИ «Полюс» им. М. Ф. Стельмаха») за совместную работу.

Литература

1. Kazarinov R. F. Suris, R. A., Possibility of the amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with a superlattice. // *Sov. Phys. Semiconductors*. 1971. No. 5. pp. 707-709.
2. Dudelev V. V., Losev S. N., Mylnikov V. Yu. et al., High Temperature Laser Generation of Quantum-Cascade Lasers in the Spectral Region of 8  $\mu\text{m}$ // *Physics of the Solid State*, 2018, Volume 60, p. 2291–2294. DOI: 10.1134/S1063783418110057.
3. Dudelev V. V., Mikhailov D. A., Babichev A. V., et al., High-power (>1 W) room-temperature quantum-cascade lasers for the long-wavelength IR region // *Quantum Electronics*, 2020, Volume 50, p. 141 – 142. DOI: 10.1070/QEL17168
4. Dudelev V. V., Mikhailov D. A., Babichev A. V., et al., 10-W 4.6- $\mu\text{m}$  quantum cascade lasers // *Quantum Electronics*, 2020, Volume 50, p. 720 – 721. DOI: 10.1070/QEL17332
5. Dudelev V. V., Mikhailov D. A., Babichev A. V., et al., Development and study of high-power quantum-cascade lasers emitting at 4.5 – 4.6  $\mu\text{m}$  // *Quantum Electronics*, 2020, Volume 50, p. 989 – 994. DOI: 10.1070/QEL17396
6. Dudelev V. V., Mikhailov D. A., Babichev A. V., et al., Spectral Dynamics of Quantum Cascade Lasers Generating Frequency Combs in the Long-Wavelength Infrared Range// *Technical Physics*, 2020, Volume 65, p. 1281–1284. DOI: 10.1134/S106378422008006X
7. Babichev A. V., Gladyshev A. G., Kurochkin A. S., et al., Room Temperature Lasing of Single-Mode Arched-Cavity Quantum-Cascade Lasers // *Technical Physics Letters*, 2019, Volume 45, p. 398–400. DOI: 10.1134/S1063785019040205
8. Cherotchenko E. D., Dudelev V. V., Mikhailov D. A., et al., Observation of Long Turn-on Delay in Pulsed Quantum Cascade Lasers// *Journal of Lightwave Technology*, 2022, Volume 40, p. 2104 - 2110. DOI: 10.1109/JLT.2021.3134837
9. Дюделев В. В. , Соколовский Г. С. , Михайлов Д. А. , Мильников В. Ю. , Способ отбраковки квантово-каскадных лазеров// Патент на изобретение № 2744397 от 09.03.2021
10. Cherotchenko E. D., Dudelev V. V., Mikhailov D. A., et al., High-Power Quantum Cascade Lasers Emitting at 8  $\mu\text{m}$ : Technology and Analysis// *Nanomaterials*, 2022, Volume 12, p. 3971. DOI: 10.3390/nano12223971
11. Дюделев В. В. , Кучинский В. И. , Лосев С. Н., Соколовский Г. С. , Одночастотный квантово-каскадный лазер среднего инфракрасного диапазона// Патент на полезную модель №192784 от 01.10.2019
12. Гладышев А. Г. , Дюделев В. В. , Егоров А. Ю. , Соколовский Г. С. , Квантово-каскадный лазер среднего инфракрасного диапазона// Патент на полезную модель №199395 от 31.08.2020

## Фотоэлектрические преобразователи мощного лазерного излучения

Н. А. Калужный, А. В. Малевская, С. А. Минтаиров, М. В. Нахимович, Р. А. Салий,  
М. З. Шварц, В. М. Андреев

*Лаборатория фотоэлектрических преобразователей*

Фотоэлектрические преобразователи (ФЭП) лазерного излучения (ЛИ) широко используются в волоконно-оптических линиях связи и других оптоэлектронных системах беспроводной передачи информации и энергии по лазерному лучу. Если при использовании ФЭП в системах передачи информации главным требованием является повышение быстродействия ФЭП, то в системах передачи энергии по лазерному лучу главными параметрами ФЭП являются предельная генерируемая мощность и КПД [1].

Наибольший интерес для систем передачи энергии представляют длины волн,

соответствующие имеющимся мощным источникам лазерного излучения, а также окнам прозрачности оптического волокна или атмосферы: 600 нм, 808 нм, 850 нм, 970 нм, 1064 нм, 1300 нм и 1550 нм. Для согласования ширины запрещенной зоны материала ФЭП с целевой длиной волны ЛИ и снижения тепловых потерь используются различные полупроводниковые материалы. Структурные и технологические решения со схематическим указанием конструкции «подложка»/«материал активной области» и измеренными спектрами фотоответа представлены на Рис. 1.

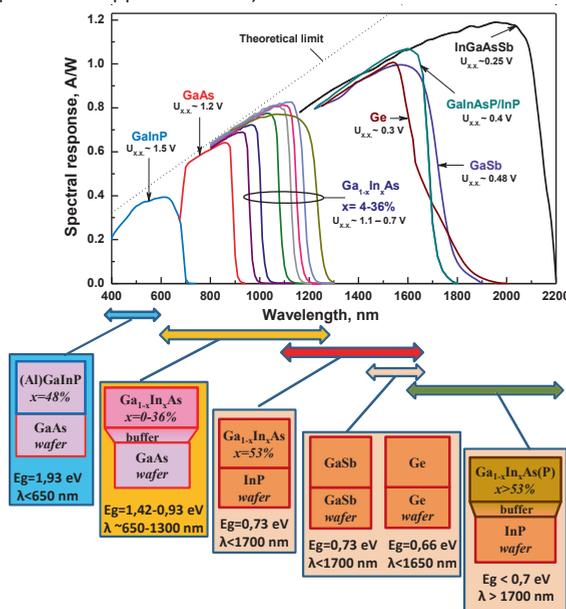


Рис. 1. Структурные решения «подложка»/«материал активной области» для ФЭП ЛИ и спектральные зависимости fotocувствительности для них.

В лаборатории фотоэлектрических преобразователей ФТИ им. А.Ф. Иоффе развиты практически все технологические подходы создания гетероструктур для указанных диапазонов. Основными применяемыми

технологиями являются МОС-гидридная и жидкофазная эпитаксии (МОГФЭ и ЖФЭ, соответственно), планарные постростовые методы изготовления ФЭП. Также используется разработки в области теории,

экспериментального моделирования условий работы ФЭП, измерительного оборудования и метрологии.

Один из основных технологических прорывов сделан в технологии ФЭП ЛИ «микронного диапазона», для которого созданы приборы с энергоэффективностью мирового уровня. Диапазон перспективен для беспроводной передачи энергии на большие расстояния ввиду как лучшего пропускания атмосферы, так и коммерческой доступности мощных лазеров на основе иттрий-алюминиевого граната с длиной волны основной гармоники 1064 нм. Для этих приложений требуются ФЭП не только с высоким КПД, но и с потенциалом для работы в режимах преобразования излучения высокой плотности (более 10 Вт/см<sup>2</sup>). Технологическим решением для этой длины волны могут служить структуры на основе кремния [2] (которые, однако, не могут работать при высоких облученностях) и четверных полупроводниковых соединений A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> (InGaAsP [3] и InAlGaAs [4]).

Используется подход создания активной области ФЭП на основе твердых растворов In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, выращенных на подложках GaAs по метаморфной технологии (т. е. с использованием метаморфных буферных слоев) методом МОГФЭ. В результате метаморфные In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs ФЭП ЛИ (с «х» в диапазоне 18-24%) [5-8] показали КПД более 52% для λ=1,06 мкм

(6,5 Вт/см<sup>2</sup>), а также 55% для λ=1,02 мкм (4 Вт/см<sup>2</sup>) при использовании технологии тыльного брэгговского отражателя [5] (Рис. 2 слева). ФЭП сохраняют энергоэффективность > 48% при повышенной мощности лазерного излучения до 13 Вт/см<sup>2</sup> [6], а встроенный отражатель также позволяет не только предельно увеличить рабочее напряжение, но и стабилизировать высокую спектральную чувствительность на границе поглощения In<sub>0.18</sub>Ga<sub>0.92</sub>As при рабочих температурах более +50°C [7] (Рис. 2 справа).

Разработанные метаморфные технологии дают возможность управления краем поглощения за счет варьирования состава «х» твердого раствора In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, сдвигаясь в спектральный диапазон до λ=970 нм, при x~4-12% и λ=1300 нм при x~36% (Рис. 1).

Для более длинноволнового лазерного ИК излучения, в частности λ=1,55 мкм, разработан ряд технологических решений. К ним относятся ФЭП на основе Ge (край поглощения ~1.88 мкм) с гетероструктурным GaInP окном, сформированные методом МОГФЭ по аналогии с узкозонными субэлементами каскадных ФЭП [9], решеточно-согласованные структуры In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As/InP (~ 1,65 мкм), выращенные МОГФЭ, а также полученные методом ЖФЭ Ge ФЭП (λ =1,55 мкм) имеющие КПД более 35% [10].

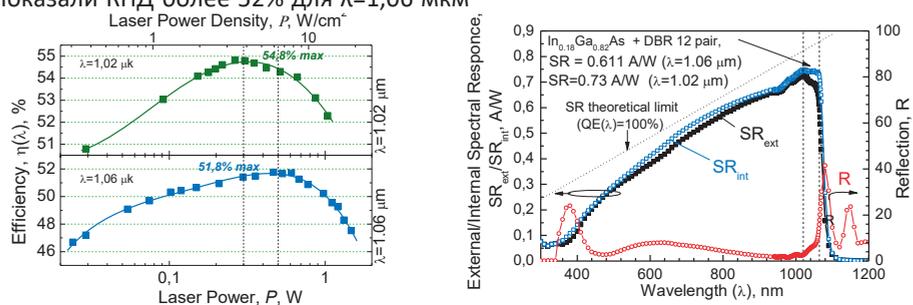


Рис. 2 – Фотоэлектрические (слева) и спектральные (справа) зависимости для In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs ФЭП ЛИ.

ФЭП ЛИ на основе (Al)GaInP представляют интерес в системах передачи энергии под водой для автономных подводных аппаратов с использованием лазеров в диапазоне длин волн 400 - 700 нм, где коэффициент пропускания света в морской воде достаточно высок. Кроме того, возможность использования второй гармоники лазеров на основе иттрий-алюминиевого граната с длиной волны, находящейся в зеленой области спектра (532 нм), обуславливает перспективность GaInP ФЭП ЛИ для беспроводных систем передачи

энергии через атмосферу. Гетероструктуры создаются методом МОСГФЭ на основе согласованных с подложкой GaAs твердых растворов GaInP<sub>2</sub>. Максимальные значения КПД на длине волны 600 нм составляют: 54.4% при плотности падающей мощности излучения 7 Вт/см<sup>2</sup> [11]. При этом ФЭП сохраняют эффективность преобразования более 50% при более высокой плотности падающей мощности, >30 Вт/см<sup>2</sup> (Рис. 3), превосходя существующие в настоящее время мировые аналоги.

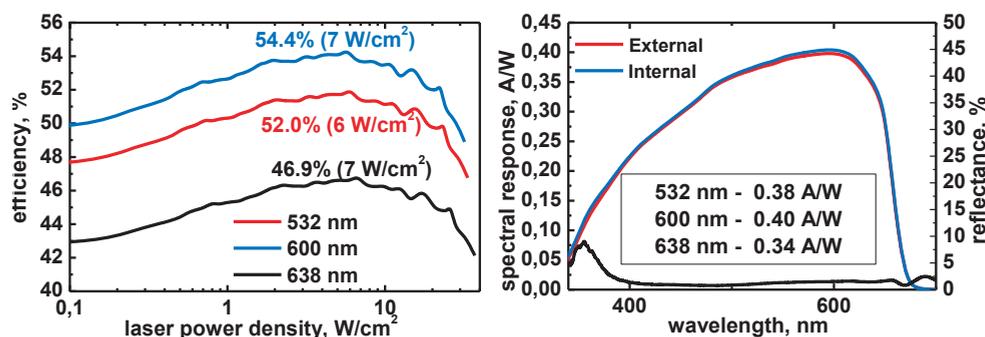


Рис. 3 – Фотоэлектрические (слева) и спектральные (справа) зависимости для GaInP/GaAs ФЭП ЛИ для различных длин волн «зеленой» и «красной» областях спектра.

В ближнем ИК спектральном диапазоне 800-860 нм наибольшую теоретическую и практическую эффективность имеют ФЭП на основе традиционных AlGaAs/GaAs гетероструктур [12]. Для таких ФЭП в ФТИ им. А. Ф. Иоффе с использованием метода МОСГФЭ был разработан ряд технологических решений, обеспечивших улучшение их энергоэффективности и предельного повышения мощности преобразуемого ЛИ:

- для увеличения напряжения в точке оптимальной нагрузки формируются гетеро-переходные ФЭП, поскольку смещение широкозонного материала в ОПЗ р-п гетероперехода уменьшает темновой ток насыщения;

- для эффективного внутреннего отражения, а также преобразования вторичного

рекомбинационного излучения разработана «инверсная» эпитаксиальная структура и технология ФЭП с удаляемой подложкой (Рис. 4 слева), а также технология комбинированного отражателя в виде слоя серебра, нанесенного на промежуточный слой диэлектрика. Процессы рециклирования и перепоглощения фотонов обеспечивают увеличение эффективного времени жизни генерированных носителей тока, увеличение фототока и генерируемого напряжения ФЭП. Для повышения КПД ФЭП при мощностях преобразуемого ЛИ (вплоть до 0,5 кВт/см<sup>2</sup>) в структуре приборов устранены потенциальные барьеры, которые могут приводить к резистивным потерям, а при формировании чипов ФЭП используется топология фронтальной

контактной системы с высокой плотностью полосковых контактов.

В результате гетеро-переходные инвертированные AlGaAs/GaAs ФЭП в настоящее время уже демонстрируют эффективность преобразования импульсного лазерного излучения  $\lambda=800$  нм порядка

60% при мощности  $P = 150-200$  Вт/см<sup>2</sup> и КПД  $\sim 62\%$  при плотности мощности монохроматического излучения ( $\lambda=860$  нм)  $P = 170$  Вт/см<sup>2</sup>. При  $P = 550$  Вт/см<sup>2</sup> величина КПД сохраняется на уровне 57,8% (Рис. 4 справа).

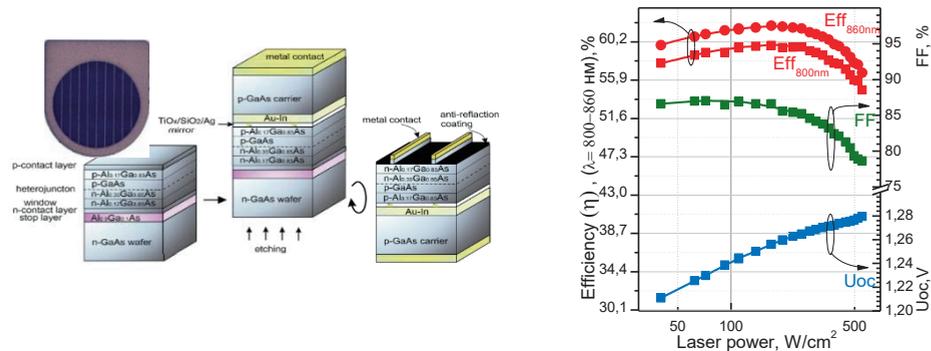


Рис. 4. Технология инверсного изготовления и контактная топология ФЭП AlGaAs/GaAs ФЭП ЛИ (слева) и их фотоэлектрические характеристики (справа).

Литература

1. Summerer L., Purcel O. Concepts for wireless energy transmission via laser *Proc. International Conference on Space Optical Systems and Applications* (2009).
2. Green M. A., etc., *IEEE Electron Device Lett.*, 1992, 13, 6, 317–318.
3. Yin J., Sun Y., Yu S. et al. *J. Semicond.*, 2020, 41, 6, 062303.
4. Singh N. et al. *IEEE Electron Device Lett.*, 2016, 37, 9, 1154–1157.
5. Kalyuzhnyy N. A., Emelyanov V. M., Mintairov S. A., Nahimovich M. V., Salii R. A., Shvarts M. Z., *AIP Conf. Proc.*, v.2298 #030001-2020 (CPV-16; Denver, USA; 4-6 May 2020).
6. Kalyuzhnyy N. A., Emelyanov V. M., Evstropov V. V., Mintairov S. A., Mintairov M. A., Nahimovich M. V., Salii R. A., and Shvarts M. Z., *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, 2020, 217, 110710.
7. Shvarts M. Z., Emelyanov V. M., Malevskiy D. A., Mintairov M. A., Mintairov S. A., Nakhimovich M. V., Pokrovskiy P. V., Salii R. A., and N. A. Kalyuzhnyy, 2020 *IEEE Electron Device Lett.*, 41 (9) p. 1324.
8. Kalyuzhnyy N. A., Emelyanov V. M., Evstropov V. V., etc., *AIP Conference Proceedings* 2149, 050006 (CPV-15 2019; Fes, Morocco; 25-27 March 2019).
9. Калюжный Н. А., Гудовских А. С., Евструпов В. В., Лантратов В. М., Минтаиров С. А., Тимошина Н. Х., Шварц М. З., Андреев В. М., *ФТП*, 44 (11), стр.1568 (2010).
10. Khvostikov V. P., Sorokina S. V., Khvostikova O. A., Nakhimovich M. V. and Shvarts M. Z., "Ge-Based Photovoltaic Laser-Power Converters," in *IEEE Journal of Photovoltaics*, v. 13, no. 2, pp. 254, March 2023.
11. Минтаиров С. А., Малевская А. В., Минтаиров М. А., Нахимович М. В., Салий Р. А., Шварц М. З., Калюжный Н. А., *ПЖТФ* т. 49, вып. 6, стр. 32. (2023).
12. Хвостиков В.П., Калюжный Н. А., Минтаиров С. А., Сорокина С. В., Потапович Н. С., Емельянов В. М., Тимошина Н. Х., Андреев В. М. . *ФТП*, 50 (9) стр. 1242 (2016).

## Метаморфные наногетероструктуры In(As,Sb)/In(Ga,Al)As/GaAs для излучателей среднего ИК диапазона и HEMT-транзисторов нового поколения

М. Ю. Чернов, В. А. Соловьев, С. В. Иванов

*Лаборатория оптики кристаллов и гетероструктур  
с экстремальной двумерностью*

*Лаборатория квантоворазмерных гетероструктур*

На сегодняшний день создание новой гетероструктурной компонентной базы для оптоэлектроники среднего инфракрасного (ИК) диапазона и терагерцовой электроники по-прежнему представляет значительный научный и практический интерес. В частности, источники излучения среднего ИК диапазона широко используются в средствах связи, медицине и экологическом мониторинге окружающей среды. В то же время, транзисторы с высокой подвижностью электронов (HEMT-транзисторы), представляющие собой самые быстродействующие активные элементы наноэлектроники, применяются в системах радиолокации и детектировании молекул ДНК.

Нами был предложен и разработан новый подход к созданию источников излучения среднего ИК диапазона (2.0–4.5 мкм), а также субтерагерцовых HEMT-

транзисторов на платформе GaAs [1]. Данный подход основан на использовании метаморфных наногетероструктур In(As,Sb)/In(Ga,Al)As, получаемых методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на стандартных подложках GaAs. Важным преимуществом такого подхода является адаптация конструкции и МПЭ технологии метаморфных гетероструктур InAs(Sb)/In(Ga,Al)As к росту на сильно несогласованных по параметру решетки подложках GaAs ( $\Delta a/a = 4-6\%$ ), но значительно более дешевых и более прочных, чем традиционно используемые подложки GaSb и InAs. Для этого была разработана процедура низкотемпературного отжига подложек GaAs в потоке Ga, позволяющая реализовать планарную изотропную поверхность с рекордно низким значением шероховатости  $RMS = 0.15$  нм на площади  $10 \times 10$  мкм<sup>2</sup> (Рис. 1 (а)).

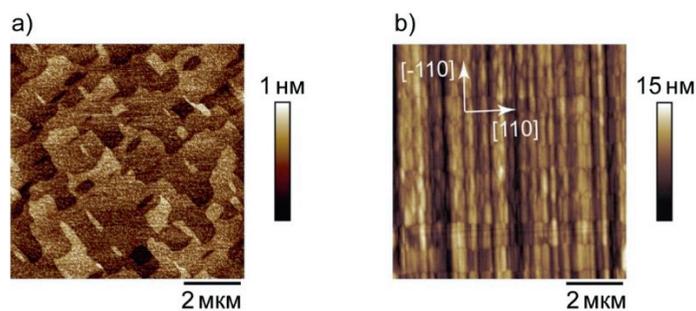


Рис. 1. АСМ изображения поверхности а) 200 нм буферного слоя GaAs, полученного при низкотемпературном отжиге ( $T_{\text{подл.}} = 450^\circ\text{C}$ ) в потоке Ga ( $RMS = 0.15$  нм), б) результирующей метаморфной квантоворазмерной гетероструктуры In(As,Sb)/In(Ga,Al)As ( $RMS = 2.4$  нм).

Были также разработаны эффективные методы снижения плотности протяженных дефектов до значения менее  $10^7$  см<sup>-2</sup>

в активной области метаморфных гетероструктур In(As,Sb)/In(Ga,Al)As (см. Рис. 2) на подложках GaAs(001) за счет

использования, во-первых, оригинального метаморфного буферного слоя (МБС)  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  ( $x_{\text{max}} \geq 0.75$ ) с корневым профилем изменения состава; во-вторых, одиночного упруго растянутого слоя GaAs толщиной 5–10 нм, вставленного в МБС InAlAs. Разработан оригинальный двухстадийный режим МПЭ роста, позволяющий воспроизводимо получать МБС  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  с корневым профилем изменения состава с  $x_{\text{max}} \geq 0.75$ , а также метаморфные квантоворазмерные гетероструктуры  $\text{In}(\text{As,Sb})/\text{In}(\text{Ga,Al})\text{As}$  на их основе с рекордно низкой шероховатостью поверхности (RMS), равной 2.4 нм на площади  $10 \times 10 \text{ мкм}^2$

(Рис. 1 (b)). Разработана концепция контроля и оптимизации упругих механических напряжений (см. Рис. 2 (b)) в приборных метаморфных гетероструктурах  $\text{InAs}(\text{Sb})/\text{In}(\text{Ga,Al})\text{As}$  для достижения в них высокого кристаллического совершенства [2]. Кроме того, было разработано программный код для расчёта равновесной плотности дислокаций несоответствия и упругих напряжений вдоль направления эпитаксиального роста МБС [3]. Данный подход может быть эффективно использован при создании оптимальных конструкций приборных метаморфных гетероструктур.

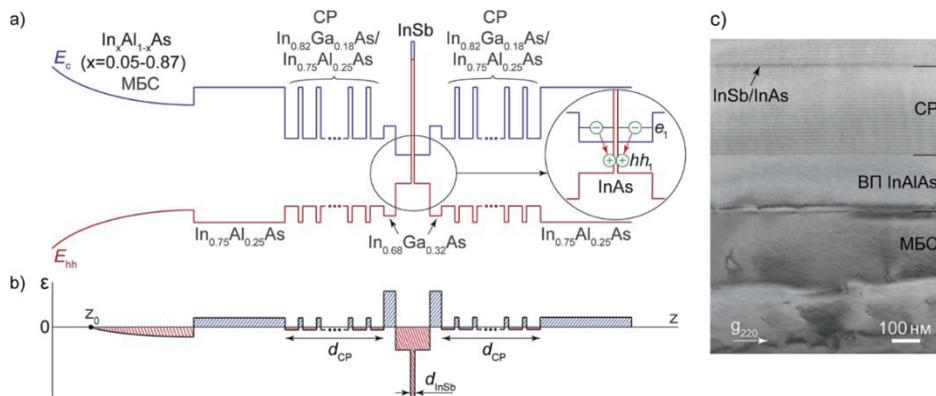


Рис. 2. (a) Схематичная зонная диаграмма метаморфных волноводных гетероструктур  $\text{In}(\text{As,Sb})/\text{In}(\text{Ga,Al})\text{As}$  со сверхрешетками (CP), а также профиль распределения упругих механических напряжений в таких структурах (b). (c) ПЭМ-изображение метаморфной волноводной гетероструктуры  $\text{In}(\text{As,Sb})/\text{In}(\text{Ga,Al})\text{As}$  в геометрии поперечного сечения.

Вышеизложенная оптимизация конструкции и параметров МПЭ роста позволила реализовать на подложках GaAs(001) первые прототипы метаморфных светодиодных гетероструктур  $\text{InAs}(\text{Sb})/\text{In}(\text{Ga,Al})\text{As}$ , излучающих в диапазоне 3.1–3.8 мкм с величиной внутренней квантовой эффективности  $\sim 5\%$  при  $T = 300\text{K}$  [2] (Рис. 3 (a)), а также волноводные гетероструктуры, демонстрирующие стимулированное излучение на длине волны 2.86 мкм с пороговой плотностью оптической мощности накачки  $5 \text{ кВт/см}^2$  при 60 K [4] (Рис. 3b).

Кроме того, была разработана конструкция и МПЭ технология метаморфных гетероструктур на подложках GaAs(001) с двумерным электронным каналом  $\text{InAs}/\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ , позволяющая получать значения подвижности носителей  $17500 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  при 300 K и до  $170000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  при 4.2 K [5] при концентрации электронов  $7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , что находится на уровне лучших мировых данных и превосходит параметры 2D электронов в подобных структурах, известные из отечественных публикаций.

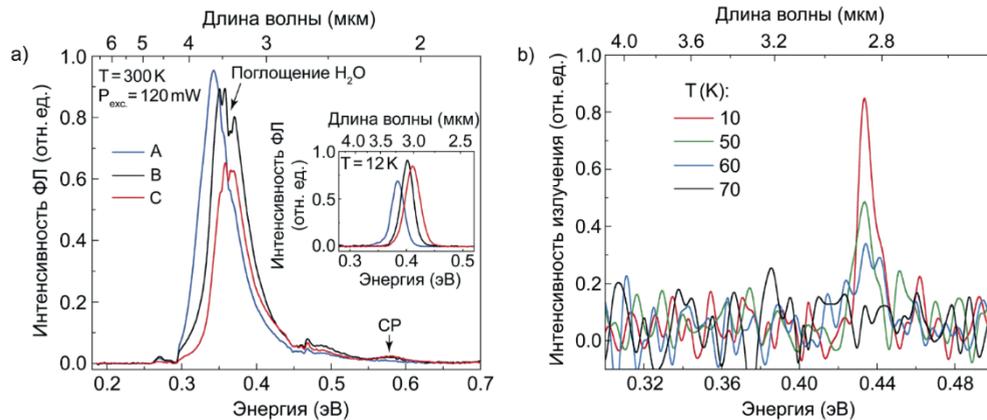


Рис. 3. (а) Спектры фотолюминесценции метаморфных гетероструктур  $\text{In}(\text{As,Sb})/\text{In}(\text{Ga,Al})\text{As}$  с различной суммарной толщиной волноводной сверхрешётки  $\text{In}_{0.82}\text{Ga}_{0.18}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$  (А – 116 нм, В – 356 нм, С – 620 нм) при комнатной температуре, (б) Спектры стимулированного излучения метаморфных гетероструктур  $\text{In}(\text{As,Sb})/\text{In}(\text{Ga,Al})\text{As}$  при разных температурах и плотности оптической накачки  $70 \text{ кВт/см}^2$ .

Литература

1. Ivanov S. V., Chernov M.Yu., Solov'ev V. A., Brunkov P. N., Firsov D. D., Komkov O. S. Metamorphic  $\text{InAs}(\text{Sb})/\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$  nanoheterostructures grown on GaAs for efficient mid-IR emitters // *Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials*, 2019, Volume 65, Issue 1, p. 20-35. DOI:10.1016/j.pcrysgrow.2018.12.001
2. Chernov M.Yu., Solov'ev V. A., Komkov O. S., Firsov D. D., Andreev A. D., Sitnikova A. A., Ivanov S. V. Effect of design and stress relaxation on structural, electronic, and luminescence properties of metamorphic  $\text{InAs}(\text{Sb})/\text{In}(\text{Ga,Al})\text{As}/\text{GaAs}$  mid-IR emitters with a superlattice waveguide // *Journal of Applied Physics*, 2020, Vol. 127, P. 125706-1-6. DOI:10.1063/1.5144210
3. Побат Д. В., Соловьёв В. А., Чернов М. Ю., Иванов С. В. Распределение дислокаций несоответствия и упругих механических напряжений в метаморфных буферных слоях  $\text{InAlAs}$  разной конструкции // *Физика твёрдого тела*, 2021, Т. 63, Вып. 1, С. 85-90. DOI:10.21883/FTT.2021.01.50403.201
4. Соловьёв В. А., Чернов М. Ю., Морозов С. В., Кудрявцев К. Е., Ситникова А. А., Иванов С. В. Стимулированное излучение на длине волны 2.86 мкм из метаморфных  $\text{In}(\text{Sb,As})/\text{In}(\text{Ga,Al})\text{As}/\text{GaAs}$  квантовых ям в условиях оптической накачки // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*, 2019, Т. 110, Вып. 5, С. 297-302. DOI:10.1134/S0370274X19170028
5. Minkov G. M., Rut O. E., Sherstobitov A. A., Dvoretzki S. A., Mikhailov N. N., Solov'ev V. A., Chernov M.Yu., Ivanov S. V., Germanenko A. V. Magneto-intersubband oscillations in two-dimensional systems with an energy spectrum split due to spin-orbit interaction // *Physical Review B*, 2020, Vol. 101, P. 245303-1-7. DOI:10.1103/PhysRevB.101.245303

## Фотонные источники и приемники средневолнового и длинноволнового ИК диапазонов спектра для быстродействующих газоанализаторов и пирометров.

С. А. Карандашев, А. А. Лавров, М. Е. Левинштейн, Б. А. Матвеев, М. А. Ременный,  
Г. Ю. Сотникова, А. А. Усикова

*Лаборатория инфракрасной оптоэлектроники  
Лаборатория физики полупроводниковых приборов  
Лаборатория оптоэлектроники и голографии  
Лаборатория квантоворазмерных гетероструктур*

Оптическая пирометрия и спектроскопия уже давно заняли прочное место среди наиболее надежных и достоверных методов контроля многих технологических процессов в промышленности; они также используются и в экологии, и в медицине (капнография). Новые возможности для этих методов открывает использование фотонных источников и приемников излучения -- оптически согласованных свето- и фотодиодов (СД и ФД) средневолнового и длинноволнового диапазонов спектра (2.5-15 мкм) на основе гетероструктур из узкозонных полупроводников  $A^3B^5$ , для которых характерны металлургическая стабильность гетерограниц, невосприимчивость к влаге, а также однородность свойств по поверхности эпитаксиальных структур большой площади.

До недавнего времени широкое применение вышеуказанных фотонных приборов сдерживалось невысоким значением их эффективности, вызванной несовершенством конструкций, методов получения, а также недостаточной изученностью свойств указанных гетероструктур в широком диапазоне температур и составов твердых растворов их образующих. Так, например, в литературе не имелось сведений о шумах и их природе в средневолновых инфракрасных (ИК) СД, составляющих основу оптоэлектронных датчиков.

Коллективом авторов были начаты пионерские работы по разработке

и исследованию малошумящих свето- и фотодиодов на основе структур  $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}$ , перспективных для разработки анализаторов смесей, содержащих углеводороды (аналитическая длина волны 3.3-3.5 мкм). Были созданы СД и ФД, в которых шумы при рабочих частотах  $f > 100$  Гц не превышали значения дробового шума [1], а фототок оптопары СД-ФД достигал рекордного значения  $I_{ph} = 127$  мкА ( $I_{LED} = 100$  мА) при комнатной температуре [2].

Указанные СД и ФД, явились основой для создания многоэлементных монолитных диодных сборок (линеек и матриц СД и ФД), а также серии датчиков для «алкотестеров» и «алкорамок», применяемых для определения концентрации этанола в выдыхаемом воздухе на производственных предприятиях и в отделениях транспортной полиции. В 2020 году цикл работ, включающих результаты многолетних исследований узкозонных гетероструктур  $A^3B^5$ , а также данные последних лет, был удостоен премии им. В. М. Тучкевича (ФТИ им. А. Ф. Иоффе).

Расширению областей применения ИК оптопар в немалой степени способствовали также и инициированные в 2020 году в рамках международного проекта «El Peacetolero» по программе ЕС «Horizon-2020» работы по созданию датчиков, основанных на измерениях многократно нарушенного полного внутреннего отражения (МНПВО) оптического излучения и предназначенных для определения степени старения

полимерных элементов оборудования, установленного на АЭС. Благодаря имеющимся в ФТИ им. А.Ф. Иоффе технологиям такие датчики были разработаны и выполнены в виде

миниатюрных монолитных чипов (см. Рис. 1 и [2, 3, 4]), что критически важно для портативных анализаторов, работающих в режиме реального времени («in-situ»).

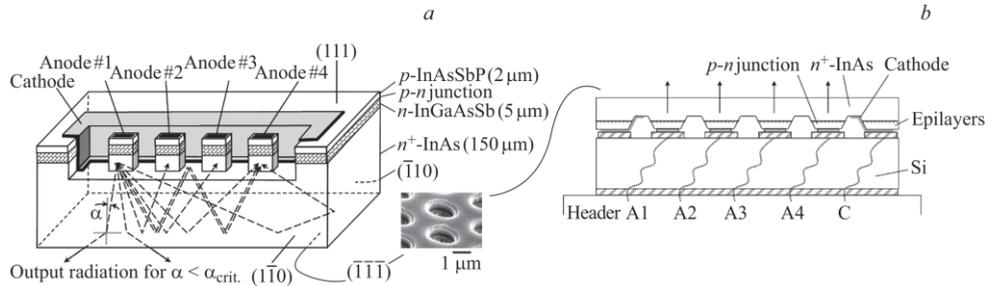


Рис. 1. Упрощенная схема чипа датчика МНПВО 1×4 для монтажа по методу флип-чип с двумя сколотыми боковыми плоскостями {110} и двумя гладкими поверхностями {111}, одна из которых ((111)) предназначена для контакта с аналитом (а) и схема сечения того же чипа, но смонтированного на кремниевой контактной плате (Si) (b). В круглых скобках — обозначение кристаллографических плоскостей; стрелками показаны лучи, покидающие кристалл при  $\alpha < \alpha_{crit}$ , а также некоторые из лучей, создающих фототок в мезах (фотодиодах) под №2, №3 и №4 при приложении прямого смещения к мезе (диоду) №1. В нижнем правом углу рис. а) приведена фотография поверхности подложки n<sup>+</sup>-InAs с периодическим рельефом в виде гексагонально упакованных глухих отверстий (поле ~ 3.5×5 мкм<sup>2</sup>), которая при измерениях контактировала с газовым, жидким или твёрдым образцом.

Развитие функциональных возможностей ИК датчиков было достигнуто и при разработке двухволновых ФД для дистанционных измерителей температуры (пирометров), активно использующихся при исследовании свойств плазмы и новых материалов для электроники, в том числе, и в ФТИ (см. например, [5]), а также при создании СД и ФД для длинноволновой ИК области спектра (6-15 мкм), в которой до недавнего времени доминировали лишь структуры на основе твердых растворов CdHgTe, работающие при охлаждении. На основе многослойных гетероструктур с активным слоем из твердого раствора InAsSb удалось создать конкурентноспособные ФД в широком диапазоне длин волн (Рис. 2), включая ФД с длинноволновой границей

$\lambda_{0.1}=10$  мкм и обнаружительной способностью  $D_{\lambda}^* = 8 \cdot 10^8$  см Гц<sup>1/2</sup> Вт<sup>-1</sup> при 300 К (Рис. 3, [6]).

Новым направлением исследований коллектива авторов является поиск альтернативных путей охлаждения активных областей СД и ФД, что особенно важно для эффективной работы длинноволновых микрооптопар, для которых вопрос об отводе тепла от работающего СД стоит особенно остро [2, 4]. Предварительный анализ и эксперименты с диодами на основе InAsSb показывают, что для указанных целей организация лучистого теплопереноса в области  $\lambda > 5$  мкм представляется наиболее перспективной.

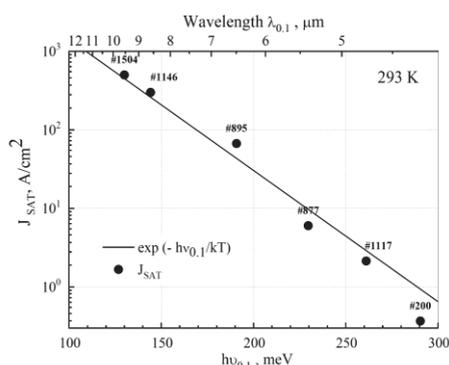


Рис. 2. Зависимость тока насыщения в обратной ветви ВАХ от энергии длинноволнового края фоточувствительности ФД с поглощающим слоем из  $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$  при комнатной температуре.

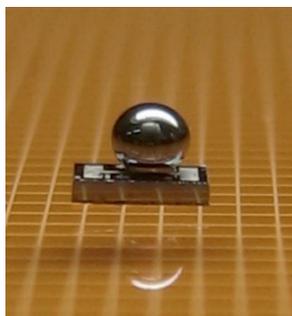


Рис. 4 Фотография фотодиода с микроиммерсионной линзой диаметром 1 мм.

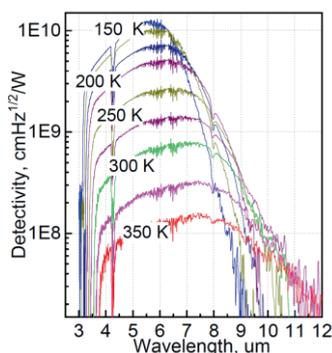


Рис. 3. Спектр обнаружительной способности ФД с поглощающим слоем из  $\text{InAs}_{0.6}\text{Sb}_{0.4}$ , снабженного иммерсионной линзой диаметром  $\varnothing_{\text{lens}} = 3.2$  мм, при нескольких температурах.

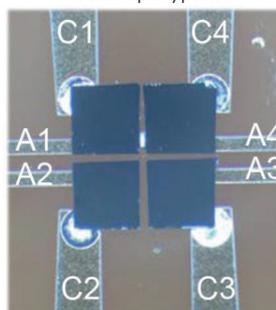


Рис. 5 Фотография поверхности плоской матрицы фотодиодов (2x2) на основе ДГС  $\text{p-InAsSbP/n-InAs/n-InAsSbP}$  с индивидуальной адресацией элементов размерами 500x500 мкм, собранной по методу «флип-чип».  $A_i$  – контактные площадки анодов,  $C_j$  – контактные площадки катодов.

### Литература

1. Dyakonova N., Karandashev S. A., Levinshtein M. E., Matveev B. A., Remennyi M. A., «Low frequency noise in  $\text{p-InAsSbP/n-InAs/n-InAsSbP}$  and  $\text{p-InAsSbP/n-InAsSbP}$  mid-IR light emitting diodes», *Infrared Physics and Technology*, Volume 125, September 2022, 104301 (1-4). DOI: 10.1016/j.infrared.2022.104301.
2. Закгейм А. Л., Карандашев С. А., Климов А. А., Кунков Р. Э., Лухмырина Т. С., Матвеев Б. А., Ременный М. А., Усикова А. А., Черняков А. Е., «К вопросу о механизмах разогрева светодиодов на основе  $\text{p-InAsSbP/n-InAs(Sb)}$ », *ФТП*, 2023, 57, в.1, 42-52.

3. Гаврилов Г. А. , Капралов А. А. , Матвеев Б. А. , Сотникова Г. Ю. , “Оптическая и электрическая составляющие в выходном сигнале микрооптопар для оптоэлектронных сенсоров на основе монокристаллических гетероструктур p-InAsSbP/n-InAs(Sb)”, Письма в ЖТФ, 2022, том 48, вып. 23, стр.42-46. DOI: 10.21883/PJTF.2022.23.53952.19295.
4. Karandashev S. A., Lukhmyrina T. S., Matveev B. A., Remennyi M. A., and Usikova A. A., "P- InAsSbP/n-InAs double heterostructure as an on-chip mid-IR evanescent wave sensor of liquids", *Physica Status Solidi (A) Applications and Materials*. Volume 219, Issue 2 2100456 (1-7) (2022). DOI: 10.1002/pssa.202100456.
5. Сотникова Г. Ю. , Александров С. А. , Гаврилов Г. А. , «Средневолновая ИК-пирометрия с использованием фотодиодов на основе InAs и InAsSb». *Успехи прикладной физики*, т.10, 4, 2022, с. 389 - 403 DOI: 10.51368/2307-4469-2022-10-4-389-40.
6. Klimov A. A., Kunkov R. E., Lavrov A. A., Lebedeva N. M., Lukhmyrina T. S., Matveev B. A., Remennyi M. A., «Long-wave infrared InAs<sub>0.6</sub>Sb<sub>0.4</sub> photodiodes grown onto n-InAs substrates», *J. Phys.: Conf. Ser.*, v.1851, 1 ArtNo: #012019, 2021 IOP Publishing Ltd, ISSN: 1742-6588. DOI: 10.1088/17426596/1851/1/012019.

## **2D-GaN/AlN гетероструктуры с множественными квантовыми дисками/ямами для эмиттеров ультрафиолетового-С излучения с накачкой электронным-пучком**

В. Н. Жмерик, Д. В. Нечаев, Е.А. Европейцев, Т. В. Шубина, М. А. Яговкина,  
П. А. Алексеев, Б. Р. Бородин, К. Н. Орехова, С. В. Иванов, А. А. Торпов

*Лаборатория оптики кристаллов и гетероструктур  
с экстремальной двумерностью*

Полупроводниковые ультрафиолетовые излучатели С-поддиапазона (УФС) с рабочими длинами волн в диапазоне  $\lambda = 210 - 280$  нм на основе низкоразмерных гетероструктур в системе (Al,Ga)N интенсивно разрабатываются для создания новых (свободных от ртути) приборов оптического обеззараживания воздуха/воды и поверхностей от вирусов и патогенных бактерий, оптических спектрометров для экспресс детектирования органических и неорганических веществ, развития систем помехозащищенной оптической связи вне прямой видимости и др. Основными задачами в этой области являются увеличение выходной оптической мощности и расширение рабочего спектрального диапазона излучателей, прежде всего в более коротковолновый поддиапазон УФС-излучения с  $\lambda < 250$  нм для повышения безопасности оптической дезинфекции и точности спектроскопии.

Однако, широко используемые УФС-светодиоды имеют относительно небольшую квантовую эффективность 5 – 15%, что ограничивает их выходную мощность – не выше 150 и 2 мВт для приборов, излучающих на длинах волн 265 и 232 нм соответственно. Большинство исследователей считает, что ограничение выходных мощностей УФС светодиодов обусловлено в первую очередь возрастающими сложностями р- и n-легирования слоев AlGaIn с увеличением содержания Al выше 50 мол%. Поэтому представляет интерес разработка альтернативных УФС-излучателей на основе нелегированных

гетероструктур с множественными квантовыми ямами (МКЯ) в системе материалов (Al,Ga)N, для возбуждения которых используются высокоэнергичные электронные пучки с энергией электронов 10 – 20 кэВ.

Разработка таких гетероструктур с электронной накачкой ведется в лаборатории начиная с 2015 г. и в ходе этих исследований был обнаружен положительный эффект от уменьшения толщины КЯ от стандартных значений в диапазоне 1.5 – 3 нм до монослойного уровня при толщине 1 монослоя (МС) в слоях AlN(GaN)  $\sim 0.25$  нм [1]. Наибольшее внимание уделялось росту гетероструктур с МКЯ на основе бинарных слоев  $N \times \{GaN_m/AlN_n\}$ , где  $N$  – число КЯ (периодов),  $m$  и  $n$  – номинальные толщины КЯ и барьерных слоев, выраженные в МС. Структуры выращивались на подложках с-сапфира с помощью плазменно-активированной молекулярно-пучковой эпитаксии (ПА МПЭ) с толщинами КЯ, варьирувавшимися от 0.75 до 7 МС и при различных значениях отношения ростовых потоков Ga/N=0.6 – 2.2 при относительно низкой температуре подложки 690°C [2,3]. Это позволило описать основные особенности механизмов роста таких гетероструктур с монослойными МКЯ, а также исследовать их структурные и оптические свойства.

В начальной серии структур, выращенной в Ga-обогащенных условиях (Ga/N>1) было показано, что в структурах  $400 \times \{GaN_m/AlN_{16}\}$  уменьшение  $m$  от 7 до 1.5 МС приводит к сдвигу положения пиков фото- и

катодолюминесценции (ФЛ и КЛ соответственно) от 3.1 эВ ( $\lambda \sim 400$  нм) в более высокоэнергетичный УФС-диапазон вплоть до значений энергий 4.8–5.4 эВ ( $\lambda \sim 230 - 260$  нм), как показано на Рис. 1 [2]. При этом наблюдалось существенное усиление интенсивности ФЛ и КЛ, что объяснялось в первую очередь ослаблением квантоворазмерного эффекта Штарка в гексагональных КЯ вследствие возрастания интеграла перекрытия волновых функций

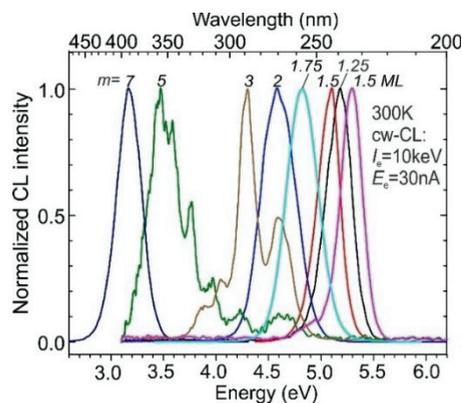


Рис. 1. Спектры КЛ (300К) структур с МКЯ  $400 \times \{\text{GaN}_m/\text{AlN}_{16}\}$  с  $m=1.25 - 7$  [2].

В дальнейшем исследовались структуры с постоянной  $m=1.5$  МС, но рост которых проводился при различных отношениях Ga/N. Исследования поверхности этих структур с помощью атомарно силового микроскопа (АСМ) обнаружили различные топографии поверхности структур в зависимости от Ga/N, варьирование которого приводило к различным механизмам роста – от трехмерного (3D) в азот-обогащенных условиях ( $\text{Ga}/\text{N} < 1$ ) до двумерного (2D) роста в соответствии со спиральным ступенчато-слоевым и/или 2D-нуклеационным механизмами роста при формировании КЯ в Ga-обогащенных условиях ( $\text{Ga}/\text{N}=1.1 - 2.2$ ) (Рис. 3(а)) [3]. Среднеквадратичная шероховатость поверхности таких структур составляла 0.3 – 1.2 нм и слабо зависела от площади измерения

носителей заряда в ультратонких ямах. Более того, с помощью теоретических расчетов и экспериментальных исследований спектров ФЛ с временным разрешением, показанных на Рис. 2, была подтверждена экситонная природа излучательной рекомбинации в КЯ с  $m = 1 - 2$  МС, которая благодаря высокой энергии связи экситонов в таких ямах обеспечивает высокие значения внутренней квантовой эффективности до 75% для излучения 235 нм вплоть до комнатной температуры [4].

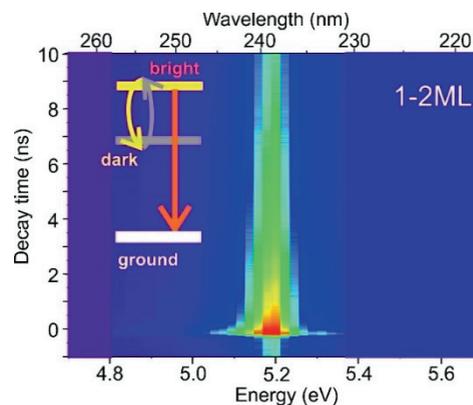


Рис. 2. Спектры ФЛ (77К) с временным разрешением одиночной КЯ  $\text{GaN}_{(1-2)}/\text{AlN}$ . На вставке приведена схема уровней экситона [4].

вплоть до  $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ . Более того, были исследованы аналогичные МКЯ структуры на темплетях  $\text{AlN}/\text{c-Al}_2\text{O}_3$ , выращенных с помощью газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений (ГФЭ МО) в *Prof. H.Amano's lab at Nagoya University*. Исследования этих структур с помощью высокоразрешающей сканирующей просвечивающей электронной микроскопии (СПЭМ) (Рис. 3(б)) в сотрудничестве с *Prof. X. Wang's lab at Peking University* подтвердили заданные параметры КЯ и барьерных слоев, а также формирование различной ступенчатой топографии КЯ с высотой ступеней 1 – 2 МС [2,3]. Аналогичные выводы следовали из данных рентгенодифракционного анализа структур

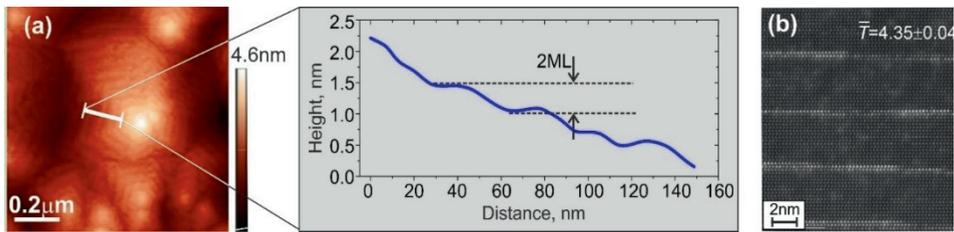


Рис. 3. АСМ (а) и СПЭМ (б) изображения, измеренные для структуры  $400 \times \{\text{GaN}_{1.5}/\text{AlN}_{16}\}$ , выращенную ПА МПЭ при  $\text{Ga}/\text{N} = 2.2$  на  $\text{AlN}/c\text{-Al}_2\text{O}_3$  темплейте, полученном ПА МПЭ [2,3].

Важно, что структуры с МКЯ 2D-GaN/AlN с одинаковой номинальной толщиной КЯ (1.5МС) и барьерных слоев (16 МС), но выращенные при различных условиях демонстрировали спектры ФЛ и КЛ с одиночными пиками, спектральные положения которых контролируемо варьировались от  $\lambda=238$  до 267 нм. Подробные исследования характеристик структур с МКЯ GaN/AlN при их возбуждении электронным пучком проводились совместно с лабораторией лазеров с катодноручевой накачкой ФИАН им. П. Н. Лебедева с использованием различных типов электронных пушек с токами электронного пучка в диапазоне от 1 мА до 2 А при энергии электронов 10 – 20 кэВ [2,3]. Рисунок 4 показывает спектры КЛ и рекордные выходные оптические мощности ФС-

излучения, полученные при возбуждении структур с МКЯ  $400 \times \{\text{GaN}_{1.5}/\text{AlN}_{16}\}$  с помощью сильноточной пушки с плазменным катодом [3]. Значения длины волны пика КЛ и (максимальные импульсные значения УФС оптической мощности) составили 238нм(10Вт) и 265нм(50Вт) для структур, выращенных при Ga/N равных 1.1 и 2.2 соответственно. При типичной длительности импульсов электронной накачки  $\sim 0.5$  мкс эти структуры демонстрировали выходные энергии УФС излучения  $\sim 1$  и  $\sim 5$  мкДж/импульс соответственно при диаметре пучков выходного излучения 4 мм, что подтверждает возможность практического использования УФС-эмиттеров на основе структур с МКЯ GaN/AlN с электронной накачкой [5].

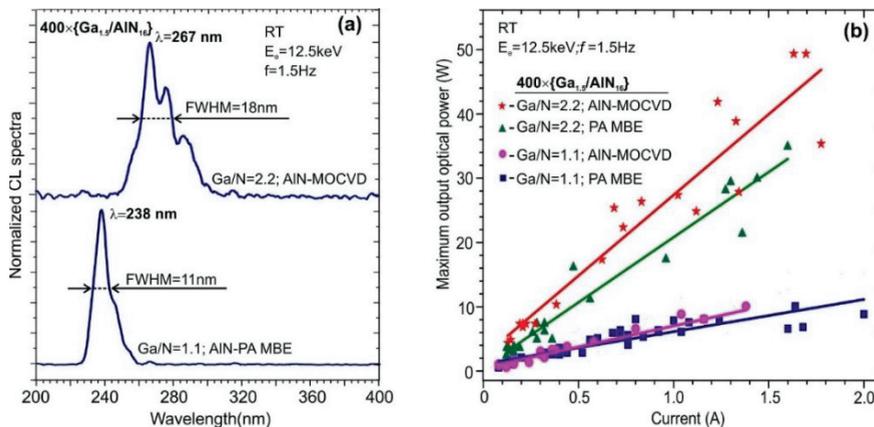


Рис. 4. Спектры КЛ (300К) (а) и зависимости выходной оптической мощности от тока накачки электронным пучком (б) структур с МКЯ  $400 \times \{\text{GaN}_{1.5}/\text{AlN}_{16}\}$ , выращенных при различных  $\text{Ga}/\text{N}=1.1$  и 2.2 и на  $\text{AlN}/c\text{-Al}_2\text{O}_3$  темплейтах, полученных ПА МПЭ или ГФЭ МО [3].

## Литература

1. Jmerik V., Toropov A., Davydov V., Ivanov S. Monolayer-Thick GaN/AlN Multilayer Heterostructures for Deep-Ultraviolet Optoelectronics // *physica status solidi (RRL)–Rapid Research Letters* 15 (9), 2100242, 2021. DOI: 10.1002/pssr.202100242.
2. Jmerik V. N., Nechaev D. V., Orekhova K. N., Prasolov N. D., Kozlovsky V. I., Sviridov D. E., Zverev M. M., Gamov N. A., Grieger L., Wang Y. et al. Monolayer-Scale GaN/AlN Multiple Quantum Wells for High Power e-Beam Pumped UV-Emitters in the 240–270 nm Spectral Range // *Nanomaterials* 2021, 11, 2553. DOI:10.3390/nano11102553.
3. Jmerik V., Nechaev D., Semenov A., Evropeitsev E., Shubina T., Toropov A., Yagovkina M., Alexeev P., Borodin B., Orekhova K., Kozlovsky V., Zverev M., Gamov N., Wang T., Wang X. et al. 2D-GaN/AlN Multiple Quantum Disks/Quantum Well Heterostructures for High-Power Electron-Beam Pumped UVC Emitters // *Nanomaterials* 2023, 13, 1077. DOI:10.3390/nano13061077.
4. Toropov A. A., Evropeitsev E. A., Nestoklon M. O., Smirnov D. S., Shubina T. V., Kaibyshev V. Kh., Budkin G. V., Jmerik V. N., Nechaev D. V., Rouvimov S., Ivanov S. V., Gil B. Strongly confined excitons in GaN/AlN Nanostructures with atomically thin GaN Layers for efficient light emission in deep-ultraviolet // *Nano Lett.* 2020, 20, 158–165. DOI:10.1021/acs.nanolett.9b03517.
5. Жмерик В. Н., Иванов С. В., Козловский В. И., Кошелев О. А., Нечаев Д. В., Семёнов А. Н., Торопов А. А. Источник спонтанного ультрафиолетового излучения с длиной волны менее 250 нм. Патент № 2709999 от 23 декабря 2019 г.

## Создание уникальных кремниевых детекторов релятивистских частиц и разработка физики их радиационной деградации для международных экспериментов на Большом Адронном Коллайдере в ЦЕРНе

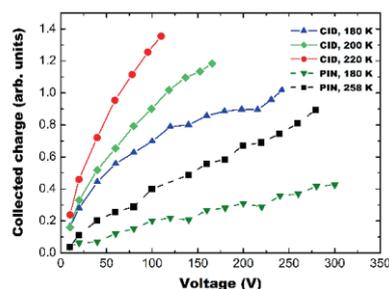
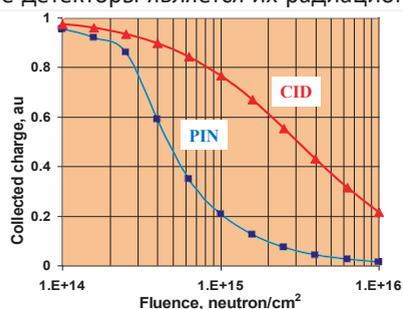
А. Г. Забродский, В. К. Еремин, Е. М. Вербицкая, И. В. Еремин, Н. Н. Фадеева,  
Ю. В. Тубольцев, А. С. Шепелев, Д. Д. Митина, А. А. Богданов  
*Лаборатория неравновесных процессов в полупроводниках*

Большой Адронный Коллайдер (БАК) – крупнейший и наиболее совершенный инструмент, созданный человечеством для исследования Мироздания. Достигнутые энергии ускоренных частиц – 14 ТэВ для протонов и высокая интенсивность пучка позволили воспроизвести и исследовать взаимодействия между частицами в возрасте Вселенной, измеряемой тысячами долями секунды от момента Большого взрыва.

ФТИ им. А. Ф. Иоффе как институт, сочетающий знания в области физики полупроводников и опыт создания полупроводниковых детекторов излучений, был приглашен в международную коллаборацию институтов по исследованию радиационной деградации кремниевых детекторов излучений под воздействием релятивистских адронов. Вклад института состоял в комплексном исследовании данной проблемы и был реализован важными для ЦЕРНа приборными разработками.

Важнейшим негативным эффектом воздействия ускоренных частиц на кремниевые детекторы является их радиационная

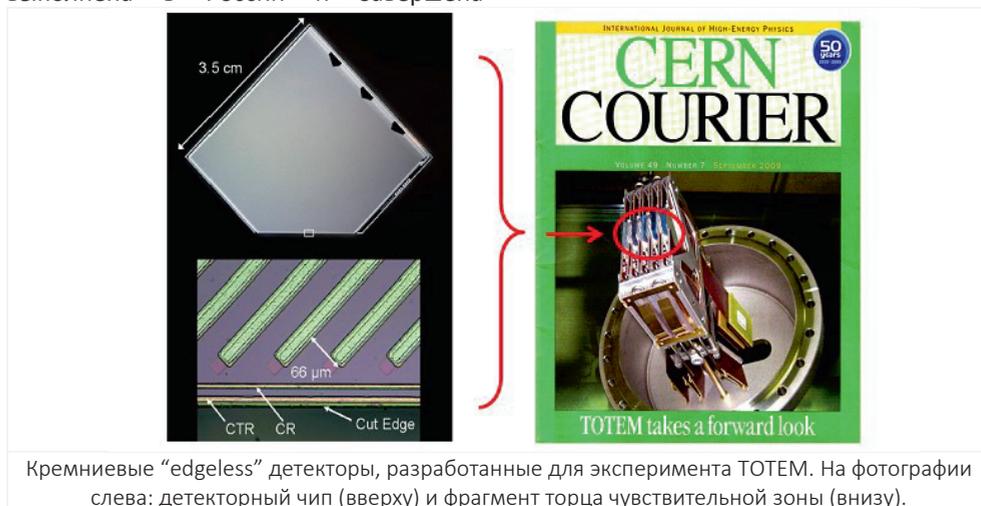
деградация, т. е. уменьшение амплитуды электрического сигнала от зарегистрированной частицы. В этой проблеме институтом был предложен принцип и создан новый тип кремниевых детекторов - детекторов с инжекцией тока (Current Injected Detectors, CID), в которых используется эффект тока, ограниченного пространственным зарядом в полупроводниках, содержащих высокие концентрации глубоких уровней. Моделирование работы детекторов с инжекцией тока показало эффективную стабилизацию электрического поля в их чувствительной области с сопутствующим подавлением потерь заряда и, как следствие, снижение влияния облучения на сигнал детектора. Эксперименты, выполненные на пучке мюонов с энергией 225 ГэВ/кулон на ускорителе SPS в ЦЕРНе, показали более чем 3-х кратное снижение темпа радиационной деградации сигнала детекторов при дозе  $1 \times 10^{15}$  нейтрон/см<sup>2</sup> и увеличение радиационного ресурса до 10 раз, т. е. до дозы  $1 \times 10^{16}$  нейтрон/см<sup>2</sup>



Зависимость эффективности сбора заряда для кремниевого детектора, работающего в стандартном режиме обеднения чувствительной области (PIN) и с инжекцией тока (CID) от дозы облучения (слева) и от напряжения при дозе облучения  $1 \times 10^{15}$  нейтрон/см<sup>2</sup> (справа).

Была осуществлена разработка т. н. “edgeless” детекторов с минимизированной нечувствительной областью на периферии чипа, позволяющих регистрировать частицы в пространстве на десятки микрон удаленном от прямого пучка БАК. Работа была инициирована коллаборацией LHC-TOTEM в целях исследования малоуглового упругого и неупругого рассеяния протонов с энергиями до 14 ТэВ. Вся разработка, от физической концепции до технологического решения, была выполнена в России и завершена

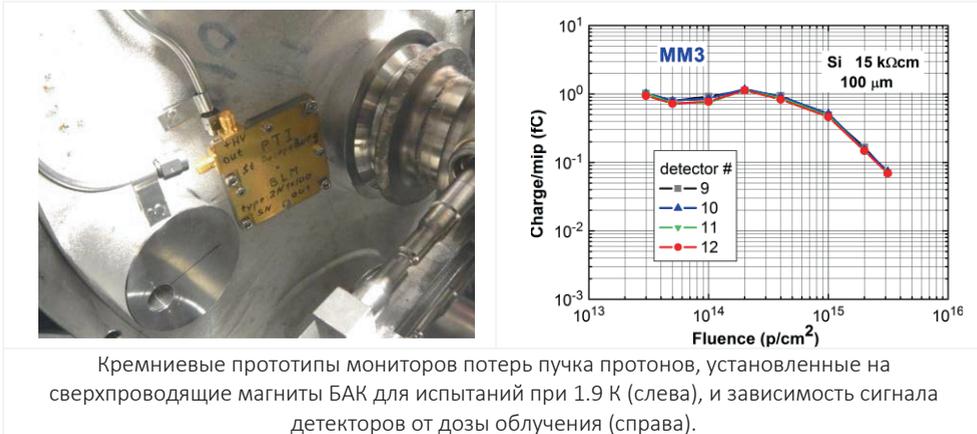
изготовлением 400 детекторов на отечественной технологической базе. Детекторы входят в состав т. к. “Roman pots”, установленных на расстоянии 220 метров от точки взаимодействия протонов, что позволило изучать рассеяние частиц в пределах  $10^{-6}$  рад. В настоящее время модули с детекторами ФТИ продолжают успешно использоваться в ЦЕРНе коллаборацией TOTEM в рамках эксперимента “CMS” как элемент прецизионного протонного спектрометра.



Кремниевые “edgeless” детекторы, разработанные для эксперимента TOTEM. На фотографии слева: детекторный чип (вверху) и фрагмент торца чувствительной зоны (внизу).

Еще одним наукоемким проектом в области физики полупроводников проведенным с решающим участием ФТИ им. А.Ф. Иоффе явилось создание прототипов мониторов потерь частиц пучка БАК. Мониторы должны обеспечивать непрерывное измерение потока частиц вышедших из пучка БАК и тем самым способных нагревать обмотки сверхпроводящих магнитов вплоть до разрушения их сверхпроводящего состояния и разрушению БАК. Уникальность разработки состоит в том, что мониторы должны находиться непосредственно в среде сверхтекучего гелия, т. е. при температуре 1.9 K, сохраняя предсказуемую чувствительность до дозы  $1 \times 10^{15}$  протон/см<sup>2</sup>. Первые эксперименты, проведенные на

ускорителе PS в ЦЕРНе, показали десятикратно увеличенную скорость радиационной деградации детекторов по сравнению с их работой при комнатной температуре. Цикл последующих исследований позволил оптимизировать структуру детекторов и тем самым стабилизировать дозовую зависимость их чувствительности с возрастанием дозы за счет возникновения эффекта лавинного умножения с внутренней отрицательной обратной связью. Большой объем уникального экспериментального материала продолжает изучаться в целях создания физики работы детектора долговременного сценария деградации при воздействии радиации в столь уникальных условиях.



### Литература

1. Sirunyan A. M., Tumasyan A., Eremin V., Zielinski K., et al., The CMS and TOTEM collaboration: Observation of proton-tagged, central (semi)exclusive production of high-mass lepton pairs in pp collisions at 13 TeV with the CMS-TOTEM precision proton spectrometer // *J. High Energy Phys.* 7 (2018) 153.
2. Tumasyan A., Eremin V., Fiergolski A. et al. Measurement of single-diffractive dijet production in proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=8$  TeV with the CMS and TOTEM experiments 2020, *Eur. Phys. J. C*, v.80, 12 ArtNo: #1164 DOI: DOI: 10.1140/epjc/s10052-020-08562-y.
3. Tumasyan A., Eremin V., Fiergolski A. et al. First Search for Exclusive Diphoton Production at High Mass with Tagged Protons in Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV 2022, *Phys. Rev. Lett.*, v.129, 1 ArtNo: #011801 DOI: DOI: 10.1103/PhysRevLett.129.011801.

## Кремниевый лавинный фотодиод для вакуумного ультрафиолета с эффективностью регистрации свыше 0.65 электронов/фотон

В. В. Забродский, П. Н. Аруев, В. П. Белик, А. В. Николаев, В. И. Сахаров,  
И. Т. Серенков, Е. В. Шерстнёв

*Лаборатория квантоворазмерных гетероструктур  
Лаборатория процессов атомных столкновений*

Кремниевые фотодетекторы являются одним из основных инструментов при регистрации излучения ближнего инфракрасного, видимого, ультрафиолетового и рентгеновского диапазонов, а также при детектировании высокоэнергетичных электронов, протонов и ионов. Основными сферами их применения являются: метрология, фотометрия, спектрометрия, рентгенофлуорисцентный анализ, исследования в области физики высокотемпературной плазмы, регистрация синхротронного излучения, измерение скоростей потоков жидкостей и газов на основе доплеровского эффекта, измерение высоты облачности на аэродромах, а также другие задачи научного и прикладного характера. Постоянно возрастающие требования к чувствительности и быстродействию систем регистрации требуют дальнейших исследований, направленных как на улучшение отдельных параметров кремниевых детекторов, так и на оптимизацию всей совокупности параметров.

Актуальность разработки детекторов для эффективной регистрации вакуумного ультрафиолета (ВУФ, диапазон длин волн от 10 до 200 нм) вызвана широким кругом научных задач, таких как физика высокотемпературной плазмы, регистрация синхротронного излучения, исследования в области тёмной материи [1, 2]. Область водородной линии Lyman- $\alpha$  на длине волны 121.6 нм является наиболее сложной для регистрации твердотельными детекторами, т. к. она имеет глубины поглощения порядка 10 нм во всех металлах, полупроводниках и большинстве диэлектриков [3].

Одним из главных параметров, характеризующих применимость детектора, является

эффективность регистрации фотонов ( $\epsilon$ ). Ранее [4], для обычных (не лавинных) кремниевых фотодиодов (Si ФД) было продемонстрировано значение  $\epsilon$  на уровне 1.3 электронов на фотон (эл/фотон) для длины волны 160 нм. Недавно сообщалось о достигнутом значении  $\epsilon$  на уровне 1.3-1.5 электрон/фотон в диапазоне 206-168 нм, соответственно, также для обычных Si ЛФД [5]. Для лавинных Si ФД (Si ЛФД) было продемонстрировано значение  $\epsilon$  порядка 0.13 электрон /фотон в спектральном диапазоне 115-170 нм [6]. Для Si ЛФД большой площади (LAAPD) продемонстрирована  $\epsilon$  со значениями 0.6, 0.9 и 1.2 электрон /фотон для длин волн 128, 150 и 175 нм, соответственно [7].

Для создания нового Si ЛФД, обладающего высокой эффективностью регистрации квантов в ВУФ, был использован оригинальный подход, основой которого является текстурированная активная область с интегрированным изотипным  $p^{++}$ -л переходом глубиной порядка 10 нм без использования традиционных просветляющих диэлектрических покрытий. Функцией текстурированной поверхности является уменьшение потерь на отражение ВУФ. Изотипный переход глубиной порядка 10 нм обеспечивает эффективность регистрации квантов ВУФ. Отсутствие традиционных просветляющих покрытий исключает дополнительные потери ВУФ в диэлектриках ( $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), из которых состоят эти покрытия. Основным рабочим режимом созданного фотодиода является "back-illuminated" (засветка с обратной стороны). На Рис. 1 представлены фотографии разработанного Si ЛФД с диаметром активной области 1.5 мм для регистрации ВУФ.

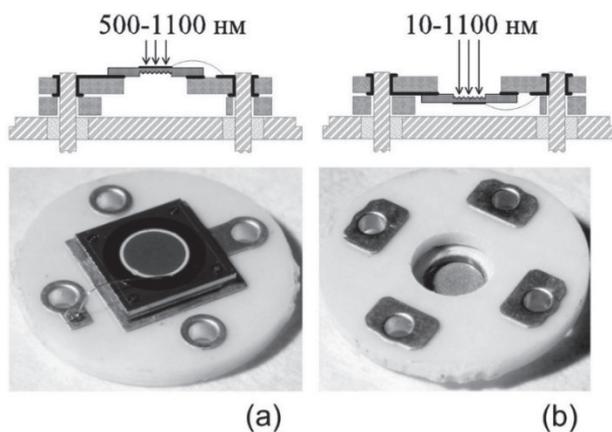


Рис. 1. Схематичное изображение в корпусе TO-5 и фотографии лавинного фотодиода на подкристалльной плате: а) режим облучения с лицевой стороны “front-illuminated”; б) режим облучения с обратной стороны “back-illuminated” [8].

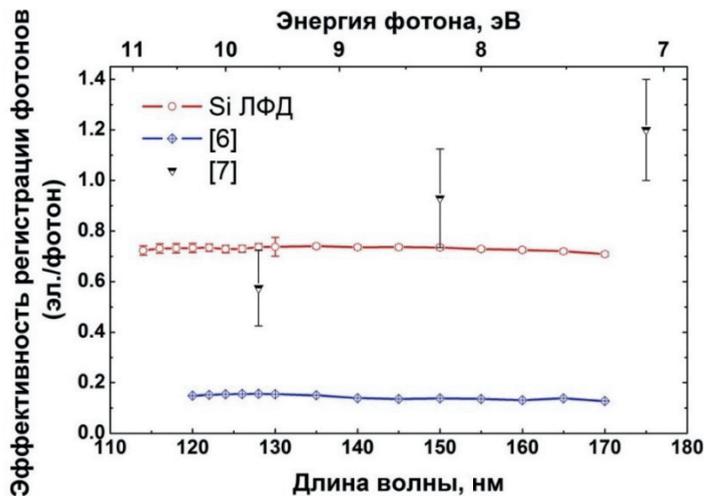


Рис. 2. Спектральные зависимости эффективности регистрации фотонов от длины волны [8].

Результаты исследования эффективности регистрации квантов ВУФ новым кремниевым лавинным фотодиодом представлены на Рис. 2. Также были проведены

измерения темного тока и внешнего квантового выхода разработанного Si ЛФД на длине волны 116 нм. Результаты приведены на Рис. 3.

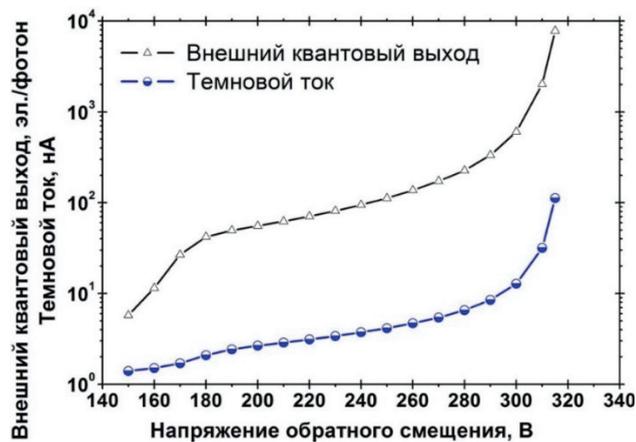


Рис. 3. Внешний квантовый выход разработанного Si ЛФД на длине волны  $\lambda = 116$  нм и его темновой ток от величины обратного смещения [8].

Разработанный детектор [8] с активной областью диаметром 1.5 мм на основе Si ЛФД впервые в мире продемонстрировал квазипостоянную *эффективность регистрации фотонов* свыше 0.65 электрон/фотон во всём спектральном диапазоне от 114 до 170 нм, являющимся самым сложным с точки зрения эффективной регистрации. Кроме того, детектор демонстрирует рекордный *внешний*

*квантовый выход* на длине волны 116 нм до 7000 электрон/фотон. Из вышеизложенных фактов следует, что разработанный Si ЛФД является наиболее перспективным для эффективной регистрации всего спектра ВУФ, востребованного, например, в такой области как научные исследования с использованием синхротронного излучения.

#### Литература

1. Agnes P., Alexander T., Alton A. et al. "Direct Search for Dark Matter with DarkSide," J. Phys. Conf. Ser. 650, 012006 2015.
2. Wei Zheng, Lemin Jia, Feng Huang, "Vacuum-Ultraviolet Photon Detections", iScience 23 (6), 101145 ISSN 2589-0042 2020.
3. Palik E. D. "Handbooks of Optical Constants of Solids." Academic, Vol. 1, 1998.
4. Canfield L. R., Vest R. E., Korde R., Schmidtke H. and Desor R. "Absolute silicon photodiodes for 160 nm to 254 nm photons" Metrologia, 35, 329-334 1998.
5. Tsang T., Bolotnikov A., Haarahltonen A., Heinonen J. "Quantum efficiency of black silicon photodiodes at VUV wavelengths," Opt. Express 28, 13299-13309 2020.
6. Aruev P. N., Belik V. P., Zabrodskii V. V., Kruglov E. M., Nikolaev A. V., Sakharov V. I., Serenkov I. T., Filimonov V. V., Sherstnev E. V., "Quantum Yield of a Silicon Avalanche Photodiode in the Wavelength Range of 120–170 nm," Technical Physics, 65, (8), 1333–1339 2020.
7. Chandrasekharan L. R., Messina M., Rubbia A., "Detection of Noble Gas Scintillation Light with Large Area Avalanche Photodiodes (LAAPDs)," Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 567 (1), 45 2006.
8. Aruev P. N., Belik V. P., Zabrodskii V. V., Nikolaev A. V., Sherstnev E. V., "Silicon avalanche photodiode with photon detection efficiency superior to 0.65 electrons/photon in the wavelength range of 114 to 170 nm", Optical Engineering 60 (7) 077103 2021.

## **Интегрально-оптические модуляторы на подложках ниобата лития для информационно-телекоммуникационных применений, высокоточных волоконно-оптических датчиков и радиофотоники**

И. В. Ильичёв, П. М. Агрузов, А. А. Усикова, В. В. Лебедев, А. В. Тронеv, А. В. Варламов, М. В. Парфенов, А. В. Шамрай

*Лаборатория квантовой электроники*

Интегрально-оптические модуляторы на подложках ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ) широко применяются в различных областях информационно-телекоммуникационных технологий [1]. Несмотря на то, что разработки модуляторов на подложках ниобата лития начались более полувека назад интерес к данному направлению не только не ослабевает, а постоянно растет, что связано новыми практическими применениями, такими как квантовая фотоника, выдвигающими требования близкие, а иногда лежащие за фундаментальными пределами классической физики.

Лаборатория квантовой электроники ФТИ им. А. Ф. Иоффе является ведущим российским центром компетенции в области интегральной оптики на подложках  $\text{LiNbO}_3$ , единственная в России обладает обеими промышленными технологиями изготовления градиентных оптических волноводов: термической диффузией титана и протонным обменом. Достигнутые минимальные оптические потери интегрально-оптических устройств (1,5 дБ при стыковке со стандартным одномодовым волокном SMF 28) соответствуют современному мировому уровню в данной области. Оригинальная конфигурация электродов бегущей волны и технология их изготовления на основе гальванического осаждения серебра с последующим золочением, позволили достигнуть полосы частот модуляции выше 25 ГГц, при половом напряжении менее 5 В.

Разработана линейка интегрально-оптических модуляторов на основе

оптических волноводов на подложках  $\text{LiNbO}_3$  (Рис. 1). В устройствах реализована модуляция всех параметров оптического излучения: амплитуды, фазы, состояния поляризации, а также сдвиг частоты оптического излучения. Широкий круг практических применений разработанных модуляторов включает системы обработки сигналов высокоточных оптических датчиков [2], радиофотонику [3], где модуляторы используются в системах генерации, передачи и обработки аналоговых СВЧ сигналов, а также системы квантовой криптографии [4]. Чипы амплитудных и фазовых модуляторов разработки ФТИ им. А. Ф. Иоффе используются в первой в России квантовой линии связи Москва–Санкт-Петербург, открытие которой состоялось 8 июня 2021 г.

Новые исследования, проводимые в ФТИ им. А. Ф. Иоффе в области интегральной оптики связаны с технологией гибридных волноводных структур на тонкопленочном ниобате лития. Данная перспективная технология позволит решить задачи миниатюризации и повышения степени интеграции волноводных элементов, снижения энергопотребления и увеличения быстродействия (расширения частотной полосы) интегрально-оптических устройств. Одной из разработок, над которой ведется работа в настоящее время, является интегрально-оптический детектор одиночных фотонов [5], один из ключевых элементов квантовых интегральных схем будущего.

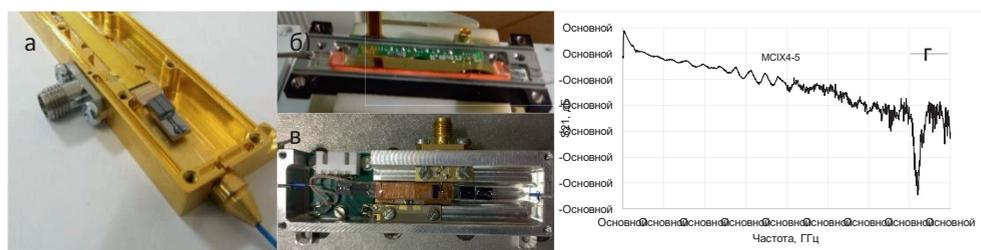


Рис. 1. Интегрально-оптические модуляторы разработки ФТИ им. А. Ф. Иоффе: а) сверхширокополосный амплитудный модулятор Маха-Цендера, б) двухканальный фазовый модулятор в составе волоконно-оптического гироскопа навигационного класса точности (АО «Концерн «ЦНИ «Электроприбор»»), в) акустооптический модулятор сдвига частоты, г) Частотная характеристика сверхширокополосного модулятора с полосой частот выше 25 ГГц.

#### Литература

1. Петров В. М., Агрузов П. М., Лебедев В. В., Ильичев И. В., Шамрай А. В., Широкополосные интегрально-оптические модуляторы: достижения и перспективы развития // УФН, 2021.
2. Ильичев И. В., Агрузов П. М., Шамрай А. В., Интегрально-оптический модулятор для волоконно-оптического гироскопа // Патент РФ № 166908 от 24 ноября 2016.
3. Устинов А. Б., Таценко И. Ю., Никитин А. А., Кондрашов А. В., Шамрай А. В., Иванов А. В., Принципы построения оптоэлектронных СВЧ генераторов // Фотоника, 2021, т.15 (3), с. 228-237.
4. Петров В. М., Шамрай А. В., Ильичев И. В., Агрузов П. М., Лебедев В. В., Герасименко Н. Д., Герасименко В. С., Отечественные СВЧ интегрально-оптические модуляторы для квантовых коммуникаций // Фотоника, 2020, т.14 (5), с. 414-423.
5. Парфенов М. В., Шамрай А. В., Повышение эффективности интегрально-оптического сверхпроводящего датчика одиночных фотонов на подложке ниобата лития за счет дополнительного покровного слоя с высоким показателем преломления // Письма ЖТФ, 2020, т.46 (16), с. 39-42.

## Нестационарная фото-ЭДС в материаловедении широкозонных полупроводников современной адаптивной оптики и оптоэлектроники

М. А. Брюшинин, В. В. Куликов, А. А. Петров, И. А. Соколов

*Лаборатория физики анизотропных материалов*

*Лаборатория кинетических явлений в твердых телах при низких температурах*

Эффект нестационарной фото-ЭДС является одним из перспективных вариантов определения фотоэлектрических параметров широкозонных полупроводников. Электрический ток в фоточувствительной среде возникает вследствие периодических пространственных сдвигов решеток фотопроводимости и пространственного заряда относительно друг друга. Измерение характеристик сигнала от частоты фазовой модуляции и пространственной частоты интерференционной картины, позволяет определить фотопроводимость, времена жизни носителей заряда, подвижность и диффузионную длину, а также концентрацию ловушечных центров. На основе эффекта разрабатываются адаптивные фотоприемники фазомодулированных оптических сигналов [1]. В представленном сообщении методом нестационарной фото-ЭДС исследуются монокристалл  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  [2] и периодически поляризованный кристалл  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  [3].

Моноклинный оксид галлия  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  обладает уникальной комбинацией физико-химических параметров, что обеспечивает его применение в различных областях современной электроники и оптики. Кристалл с шириной запрещенной зоны  $\sim 4.8$  eV прозрачен в диапазоне от видимого до ближнего ультрафиолетового света, что используется при реализации нечувствительных к солнечному излучению (solar-blind) фотодетекторов.

Периодически поляризованный ниобат лития находит применение в прикладной оптике, но при этом остается объектом, представляющим интерес и для фундаментальных исследований. Толщина стенок, разделяющих домены с разной поляризацией, имеет порядок величины постоянной кристаллической решетки, и поэтому изучение переноса заряда вдоль таких стенок столь же актуален, как и в ставших популярными двумерных структурах на основе углерода.

Схема и фотография экспериментальной установки представлена на Рис. 1, 2. Излучение одночастотного твердотельного лазера с длиной волны  $\lambda=457$  нм расширяется и разделяется на два луча. Эти лучи направляются на кристалл, где создают интерференционную картину с пространственной частотой  $K$ , контрастом  $m$  и средней интенсивностью  $I_0$ . Сигнальный луч модулируется по фазе с амплитудой  $\Delta=0.51$  и частотой  $\omega$  с помощью электрооптического модулятора. Плоскость поляризации обоих лучей перпендикулярна плоскости падения. Возникающий фототок создает напряжение на нагрузочном резисторе  $R_L$ . Это напряжение усиливается и затем измеряется селективным вольтметром. Внешнее высокое напряжение поступает от источника постоянного напряжения или от генератора с присоединенным высокочастотным трансформатором.

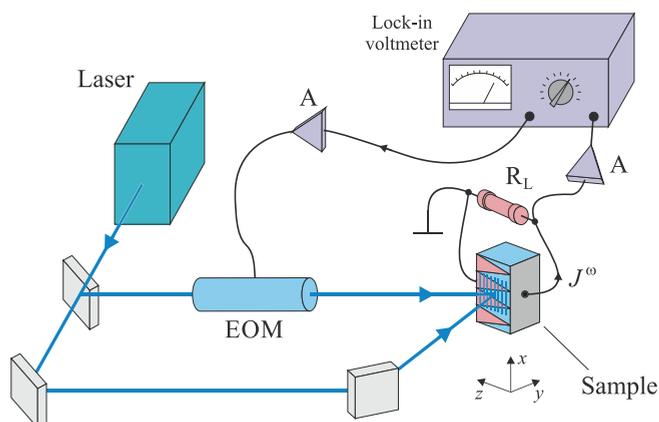


Рис. 1. Экспериментальная установка для исследования эффекта нестационарной фото-ЭДС фото-ЭДС.



Рис. 2. Экспериментальная установка.

Образец  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  имеет размеры  $2.00 \times 2.15 \times 1.35$  mm по кристаллографическим осям [100], [010] и направлению, перпендикулярному плоскости (001), соответственно. Передняя и задняя поверхности ( $2.00 \times 2.15$  mm) представляют собой сколотые грани кристалла (001), дополнительная обработка не применялась. Ток возбуждается вдоль оси [100] ( $K \parallel [100]$ ), электроды нанесены на боковые поверхности, перпендикулярные этому направлению. Доменная структура  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  представляет собой клиновидные области, поляризованные в противоположных направлениях оси  $z$  и чередующиеся вдоль оси  $x$  кристалла с периодом 8.79  $\mu\text{m}$ . Размеры образца - 8.0x2.0x1.0 mm. Передняя и задняя поверхности (8.0x1.0 mm) имеют оптическое качество. На боковых поверхностях (8.0x2.0 mm) нанесены электроды с использованием серебряной пасты. Вектор записываемой решетки и возбуждаемый нестационарный голографический ток параллельны оптической оси кристалла.

В отсутствие внешнего поля реализуется диффузионный механизм возбуждения сигнала нестационарной фото-ЭДС, решетка электрического поля возникает в объеме фоточувствительной среды за счет

диффузии свободных носителей заряда. Частотные зависимости амплитуд сигнала  $|J^\omega|$  в исследуемых материалах приведены на Рис. 3, 4. На представленных зависимостях наблюдается растущий участок на низких частотах, за которым следует плато. Такое поведение обычно объясняется следующим образом: решетка свободных электронов (решетка фотопроводимости) и решетка поля пространственного заряда отслеживают медленные движения интерференционной картины при малых частотах возбуждения  $\omega$ . Относительный пространственный сдвиг между этими решетками сохраняется примерно равным  $\pi/2$ , что дает незначительный усредненный дрейфовый ток. При увеличении  $\omega$  решетка пространственного заряда перестает отслеживать смещения картины, становясь практически неподвижной, относительные сдвиги между решетками увеличиваются, сигнал достигает максимума на частотно-независимом участке. По положению частоты среза  $\omega_1$  легко оценить время максвелловской релаксации и удельную проводимость образца. Она составляет  $\sigma_0 = 2.3 \times 10^{-9} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$  ( $I_0 = 3.8 \text{ W/cm}^2$ ) для кристалла  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  и  $\sigma_0 = 3.3 \times 10^{-10} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$  ( $I_0 = 21 \text{ W/cm}^2$ ) для кристалла  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ .

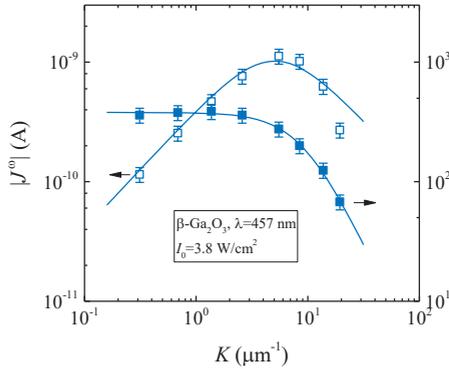


Рис. 3. Зависимость амплитуды нестационарной фото-ЭДС от пространственной частоты в  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ .

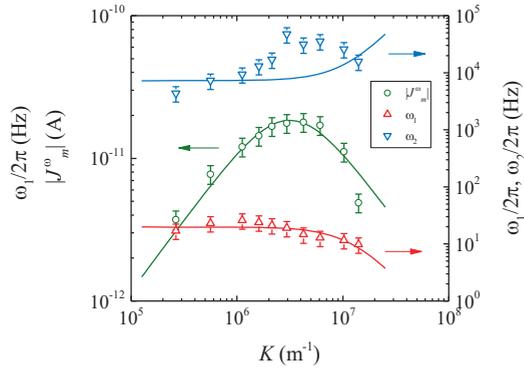


Рис. 4. Зависимость амплитуды нестационарной фото-ЭДС от пространственной частоты в  $\text{MgO:LiNbO}_3$ .

В отсутствие внешнего электрического поля амплитуда решётки поля пространственного заряда определяется величиной диффузионного поля, которое в свою очередь зависит от пространственной частоты:  $E_D = (k_B T / e) K$ , где  $k_B$  - постоянная Больцмана,  $T$  - температура кристалла,  $e$  - элементарный заряд. Очевидно, что ток, являющийся результатом взаимодействия решёток фотопроводимости и поля, также должен быть функцией пространственной частоты. Данная зависимость

была получена экспериментально (Рис. 5, 6). Уменьшение амплитуды тока в области высоких пространственных частот обусловлено диффузионным "расплавлением" колеблющейся составляющей решётки фотопроводимости. Максимум сигнала достигается на пространственной частоте  $K = L_D^{-1}$ . Эта особенность используется для определения диффузионной длины носителей заряда:  $L_D = 0.20 \mu\text{m}$  для  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  и  $L_D = 0.32 \mu\text{m}$  для  $\text{MgO:LiNbO}_3$ .

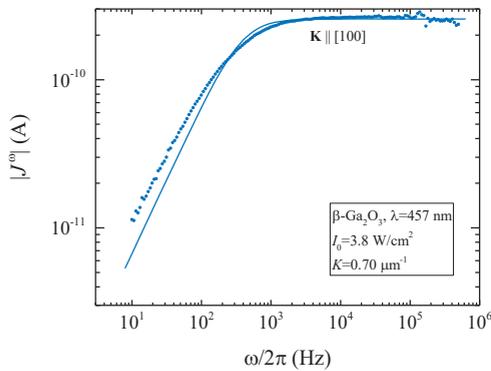


Рис. 5. Частотная зависимость амплитуды нестационарной фото-ЭДС в  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ .

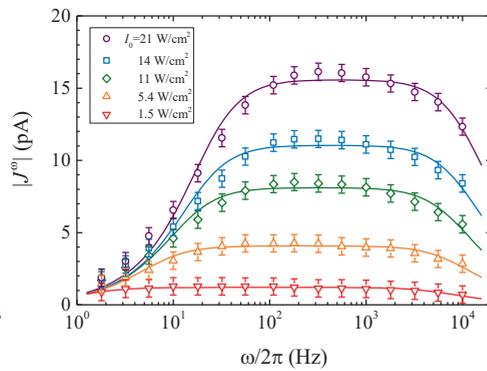


Рис. 6. Частотная зависимость амплитуды нестационарной фото-ЭДС в  $\text{MgO:LiNbO}_3$ .

Амплитуду нестационарной фото-ЭДС можно увеличить, приложив к кристаллу внешнее постоянное или переменное напряжение [2]. Увеличение амплитуды

в постоянном поле имеет резонансный характер, обусловленный возбуждением волн пространственной перезарядки ловушек. В переменном поле происходит

нерезонансное увеличение амплитуды сигнала вследствие более эффективного перераспределения носителей заряда между яркими и темными интерференционными полосами.

Приемлемый уровень сигнала и равномерность частотной характеристики

нестационарной фото-ЭДС в  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и MgO:LiNbO<sub>3</sub> позволяют говорить о перспективности применения данных материалов в разработке и изготовлении адаптивных фотоприемников, работающих в коротковолновой области видимого света.

#### Литература

1. Bryushinin M. A., Kulikov V. V., Petrov A. A., et al. Non-steady-state photo-EMF interferometer for detection of mechanical oscillations in transparent scattering objects // *Appl. Optics*, v. 59, p. 2370-2374, 2020. DOI:10.1364/AO.384126.
2. Bryushinin M. A., Kulikov V. V., Petrov A. A., et al. Three modes of the nonstationary holographic current excitation in a gallium oxide crystal // *EPL*, v. 137, p. 26002, 2022. DOI:10.1209/0295-5075/ac47f5.
3. Брюшинин М. А., Куликов В. В., Соколов И. А. и др. Нестационарная фотоэдс в периодически поляризованном кристалле MgO:LiNbO<sub>3</sub> // *ФТТ*, т. 65, стр. 207-211, 2023. DOI: 10.21883/FTT.2023.02.54291.519.

## Приборные структуры на основе металлоорганических перовскитов, нанокристаллов неорганических перовскитов и полупроводниковых полимеров для нейроморфных операций

А. Н. Алешин, Г. В. Ненашев, М. К. Овезов, И. П. Щербаков, О. П. Чикалова-Лузина

*Лаборатория неравновесных процессов в полупроводниках*

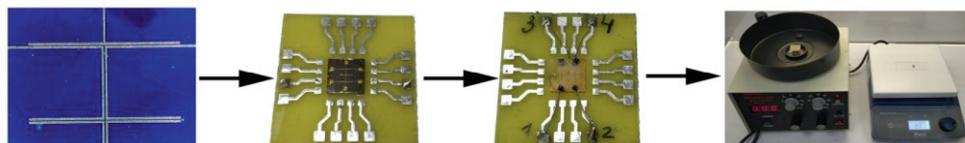
*Лаборатория физики прочности*

Синаптические материалы и устройства, имитирующие биологические синапсы, являются важными строительными блоками для нейроморфных вычислительных операций. Полимерные, перовскитные и композитные (органика–неорганика) оптоэлектронные синаптические устройства для нейроморфных операций на основе композитных структур рассматриваются в качестве электронных аналогов синапса в электронных сетях. Прогресс в области оптоэлектроники показал, что электрическое смещение и световое воздействие могут быть составными элементами синаптических устройств. Моделирование синапсов возможно с помощью мемристорных устройств на основе материалов с эффектом резистивного переключения под воздействием электрического поля и света, а также композитных полевых транзисторных структур.

В цикле работ, выполненных с 2018 г. в группе органической электроники лаборатории неравновесных процессов в полупроводниках ФТИ им. А. Ф. Иоффе, были впервые получены новые композитные материалы и исследованы их оптоэлектронные свойства а также свойства мемристорных и полевых транзисторных композитных структур на основе проводящих полимеров, оксида графена, металлоорганических и неорганических нанокристаллов перовскитов с целью их применения для нейроморфных операций. Показано, что включение в матрицы полупроводниковых полимеров и металлоорганических перовскитов частиц

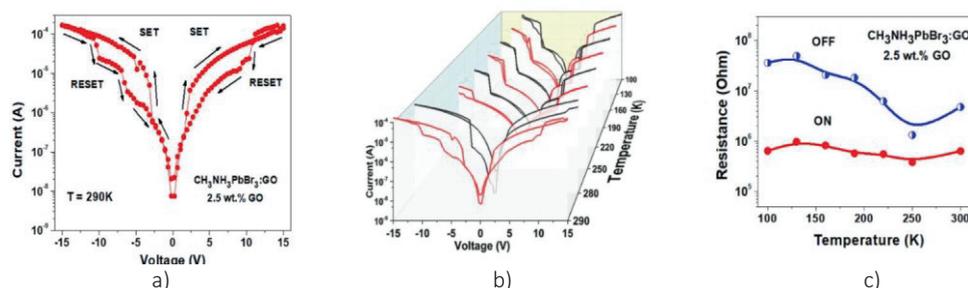
оксида графена приводит к эффекту переключения и памяти в таких мемристорных и транзисторных структурах, что открывает возможности их использования в качестве оптоэлектронных синаптических устройств в нейроморфных операциях для реализации биологических функций обработки сигналов, обучения и памяти перспективных для разработки систем искусственного интеллекта.

В результате проведенных исследований, разработан двух-терминальный перезаписываемый мемристор на основе композита металлоорганического перовскита  $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$  с частицами оксида графена (ГО) с эффектом резистивного переключения для нейроморфных операций (Рис. 1). Были исследованы температурные зависимости вольт-амперных характеристик (ВАХ) мемристора в планарной геометрии в интервале температур 290–77 К (Рис. 2). Показано, что эффект резистивного переключения в таких структурах наблюдается как при положительных, так и при отрицательных напряжениях, при этом гистерезис ВАХ уменьшается при  $T < 250$  К. Время переключения мемристора составляет 100 нс, а сам эффект наиболее выражен при  $T < 250$  К, когда вымораживается ионная проводимость и преобладает электронный транспорт. Проводимость при  $290 > T > 100$  К обусловлена переходом от миграции ионов к электронному транспорту при влиянии структурного фазового перехода в перовскитах при  $T < 200$  К [1,2].

Рис. 1. Схема изготовления мемристора на основе  $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3\text{:GO}$ .

Впервые исследованы низкочастотные шумы и спектроскопия импеданса в планарных пленках металлоорганического галогенидного перовскита  $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$  с частицами ГО (а также без них) в качестве активных слоев полевых транзисторов и ячеек памяти – мемристоров. Установлено, что на низких частотах преобладает фликкер-шум  $1/f$ , а на высоких частотах ограничивающим шумом является белый дробовой шум, возникающий из-за флуктуаций темнового тока. Показано, что при одинаковых токах значения спектральной плотности мощности шума тока для пленки  $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3\text{:GO}$  в 4 раза ниже по сравнению с  $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$  без ГО, т. е. частицы ГО пассивируют ловушки. Результаты спектроскопии импеданса показывают, что при одинаковых условиях

графики Коул-Коула для обеих пленок хорошо согласуются с моделью эквивалентной схемы и представляют соответственно последовательное сопротивление, рекомбинационное сопротивление и геометрическую емкость, которые возникают из-за накопления заряда, сопротивления переноса заряда и/или дополнительных межфазных электронных состояний [3]. Снижение плотности шума в 4 раза в перовскитных пленках с частицами ГО обусловлено более высокой проводимостью таких пленок, и более равномерным распределением носителей по сечению образца. Полученные результаты позволяют улучшить характеристики перовскитных оптоэлектронных устройств для нейроморфных операций [1-3].

Рис. 2. а) ВАХ мемристора на основе  $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3\text{:GO}$  (GO ~ 2.5 wt.%) при 290 К; б) температурная зависимость ВАХ и в) эффект резистивного переключения при  $T = 290\text{--}100$  К.

Впервые получены светоизлучающие полевые транзисторы (СИ-ПТ) на основе композитных пленок нанокристаллов (НК) неорганических перовскитов ( $\text{CsPbI}_3$ ,  $\text{CsPbBr}_3$ ), внедренных в матрицу полупроводниковых полимеров, и исследованы их оптические и электрические характеристики [4-6] (Рис. 3). СИ-ПТ на основе пленок  $\text{МЕН-PPV:CsPbBr}_3(\text{НК})$  демонстрируют ВАХ

характерные для дырочного транспорта, с малым гистерезисом ВАХ при  $T < 200$  К. Подвижности дырок при 300 К в ПТ на основе  $\text{МЕН-PPV:CsPbBr}_3(\text{НК})$  составили  $\sim 9 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  в режиме насыщения. Температурная зависимость подвижности свидетельствует о прыжковом механизме транспорта.

Установлено, что зависимости интегральной интенсивности фото- и электролюминесценции композитных пленок МЕН-PPV:CsPbBr<sub>3</sub>(НК) и СИ-ПТ на их основе от мощности оптического и электрического возбуждения являются сублинейными и суперлинейными соответственно. Рассмотрены механизмы транспорта, излучательной рекомбинации и переноса энергии в таких структурах.

Показано, что полученные структуры на основе НК перовскитов в матрице полупроводниковых полимеров совмещают в себе переключающие свойства ПТ с высокой подвижностью носителей и светоизлучающие свойства светодиодов. Показано, что моделирование синапсов

возможно также с использованием фото- и светоизлучающих ПТ на основе композитных пленок полимеров, перовскитов и наночастиц оксидных материалов (GO, ZnO, CsPbBr<sub>3</sub>).

Такие композитные материалы и приборные структуры на их основе перспективны для моделирования биологических функций обработки сигналов в нейроморфных вычислительных системах, состоящих из нейронов (вычислительных элементов), соединенных между собой синапсами (элементами памяти), при этом технология их производства совместима с технологией гибкой печатной электроники.

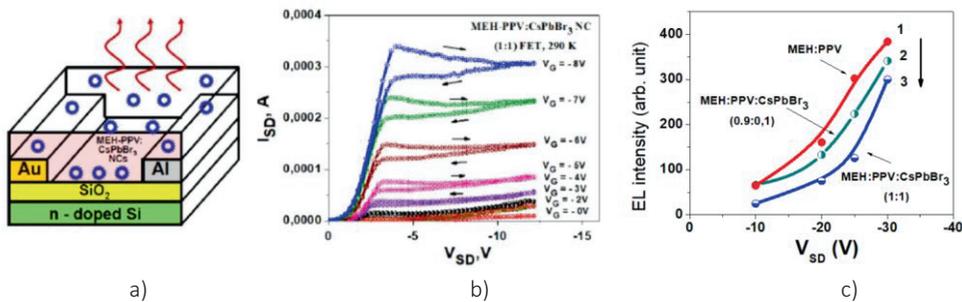


Рис. 3. а) Структура СИ-ПТ на основе пленки МЕН- PPV:CsPbBr<sub>3</sub> (НК); б) Выходные ВАХ СИ-ПТ МЕН- PPV:CsPbBr<sub>3</sub>(НК) (1:1); в) Интенсивность ЭЛ при импульсном V<sub>SD</sub> СИ-ПТ

Разработка и внедрение полученных в наших работах композитных мемристорных материалов и устройств позволят реализовать крупномасштабное разверты-

вание нейроморфных вычислительных операций в рамках искусственных нейронных сетей.

Литература

1. Nenashev G. V., Aleshin, A. N., Shcherbakov I. P., Petrov V. N., Effect of temperature variations on the behavior of a two-terminal organic–inorganic halide perovskite rewritable memristor for neuromorphic operations // Solid State Comm. 2022, Volume 348–349, 114768(6pp). DOI: 10.1016/j.ssc.2022.114768.
2. Arkhipov A. V., Nenashev G. V., Aleshin A. N., Resistive Switching and Memory Effects in Composite Films Based on Graphene Oxide in a Matrix of Organometallic Perovskites // Physics of the Solid State, 2021, Volume 63, p. 525–529. DOI: 10.1134/S1063783421040041.

3. Ivanov A. M., Nenashev G. V., Aleshin A. N., Low-frequency noise and impedance spectroscopy of device structures based on perovskite-graphene oxide composite films // *J Mater Sci: Mater Electron* 2022, Volume 33, p. 21666–21676. DOI: DOI:10.1007/s10854-022-08955-7.
4. Aleshin A. N., Shcherbakov I. P., Chikalova-Luzina O. P., Matyushkin L. B., Ovezov M. K., Ershova A. M., Trapeznikov, I. N., Petrov V. N., Photo- and electroluminescence features of films and field effect transistors based on inorganic perovskite nanocrystals embedded in a polymer matrix // *Synthetic Metals*, 2020, Volume 260, p. 116291(8pp.). DOI: 10.1016/j.synthmet.2020.116291 .
5. Aleshin A. N., Shcherbakov I. P., Kirilenko D. A., Matyushkin L. B., Moshnikov V. A., Light-Emitting Field-Effect Transistors Based on Composite Films of Polyfluorene and CsPbBr<sub>3</sub> Nanocrystals // *Physics of the Solid State*, 2019, Volume 61, p. 256–262. DOI: 10.1134/S1063783419020021.
6. Chikalova-Luzina O. P., Aleshin A. N., Shcherbakov I. P., Vyatkin V. M., L. B. Matyushkin, Energy transfer in hybrid optoelectronic structures between perovskite nanocrystals and an organic matrix // *Synthetic Metals*, 2018, Volume 246, p. 230-235. DOI: 10.1016/j.synthmet.2018.11.001.

## Xe лазерная плазма – эффективный источник излучения для нанолитографии с длиной волны близкой к 11 нм

С. Г. Калмыков, П. С. Буторин, М. Э. Сасин

*Лаборатория квантоворазмерных гетероструктур*

Описаны наиболее важные, полученные впервые результаты исследований плазмы, возбуждаемой инфракрасным лазером (Nd:YAG) на Хе газоструйной мишени:

1) Экспериментальное обнаружение увеличения энергии коротковолнового излучения плазмы и поглощенной в ней энергии лазерного импульса от диаметра области, возбуждаемой лазерным лучом: чем больше размер плазмы, тем дольше время ее существования, обусловленное гидродинамическим истечением из освещаемой области.

2) Для плазмы с диаметром 300-400 мкм коэффициент конверсии (СЕ) энергии лазерного импульса в узкополосное излучение с длиной волны 11.4 нм составляет  $CE \approx 4\%$ , что представляется достаточным для применения такого источника в промышленной литографии.

3) Исследование прошедшего сквозь плазму лазерного излучения можно рассматривать как ее своеобразную "ИК-скопю", позволяющую наблюдать детали теневого изображения с разрешением близким к дифракционному пределу. Величина коэффициента поглощения позволяет оценить температуру и средний ионный заряд плазмы.

Исследования Хе лазерной плазмы, рассматриваемой в качестве источника рабочего излучения для EUV (Extreme UltraViolet) литографии, были начаты в ФТИ им. А. Ф. Иоффе (ФТИ) в конце 2000-х годов в рамках выполнения двух проектов МНТЦ, инициированных Р. П. Сейсяном (в то время зав. лаб. микроэлектроники). Первые годы ушли на освоение новой научной тематики коллективом научно-исследовательской

группы – в то время ни у кого в Институте не было соответствующего опыта. Тем временем, мировое EUV-литографическое сообщество выбрало длину волны рабочего излучения  $\lambda = 13.5$  нм и, соответственно, отражающие такое излучение многослойные Si/Mo зеркала в качестве элементов оптической системы EUV литографа. При этом оказалось, что интенсивность излучения лазерной плазмы, возбуждаемой на Хе газоструйной мишени недостаточна для широкомасштабного промышленного производства интегральных микро(нано)схем. Пришлось в лазерно-плазменном источнике заменить Хе газовую мишень микрокаплями из олова, т. к. интенсивность излучения Sn плазмы на  $\lambda = 13.5$  нм многократно выше, чем Хе плазмы. Такой источник оказался гораздо сложнее, у него высокое энергопотребление, и, что, пожалуй, наиболее неприятно, он порождает мощный поток загрязнений, повреждающих дорогостоящую зеркальную оптику литографа. Потребовалось еще около 10 лет, чтобы разработать необходимые меры защиты от них и при этом сохранить приемлемую интенсивность излучения источника.

В 2013 г. в отделе многослойных зеркальных покрытий Института физики микроструктур РАН (ИФМ) было предложено рассмотреть возможность еще одной ветви EUV литографии – с длиной волны около 11 нм [1]. В этом случае можно было бы использовать относительно простой и дешевый источник с Хе плазмой, интенсивность излучения которой на  $\lambda \approx 11$  нм ожидалась в несколько раз выше, чем на  $\lambda = 13.5$  нм. В конце

2013 г. группа ФТИ им. А.Ф. Иоффе установила партнерские отношения с ИФМ, что позволило получать из ИФМ образцы EUV зеркал разного состава с полосами отражения на различных длинах волн, а также выполнять калибровку элементов измерительного тракта – зеркал и тонкопленочных Si/Mo спектральных фильтров – на оборудовании ИФМ и нашло отражение в совместных публикациях. В 2016 г. в ИФМ была запущена уникальная камера напыления покрытий из бериллия и были созданы первые образцы Mo/Be зеркал с полосой отражения в 11-нанометровом диапазоне, которые были предоставлены в пользование ФТИ. В результате в конце 2017 г. в ФТИ удалось развернуть работы по углубленному исследованию Хе лазерной плазмы.

В настоящей статье представлены три наиболее интересных результата из полученных в период 2018-2022 гг., обладающих мировым приоритетом. Следует заметить, что в отличие от фотолитографии, где в качестве источников рабочего излучения применяются лазеры оптического диапазона (например Ag/F лазер с  $\lambda = 193$  нм), в EUV литографии используется широкополосное и ненаправленное тепловое излучение плазмы (необязательно равновесное, но обусловленное хаотическим, тепловым движением электронов и ионов). Поэтому исследования EUV источников излучения (лазерно-плазменных) в основном направлены на повышение интенсивности узкополосного излучения с заданной длиной волны и повышения эффективности конверсии в него возбуждающего лазерного излучения. Два из трех представленных здесь результатов имеют именно такую, прикладную направленность, третий носит более фундаментальный характер.

Схема экспериментальной установки и ее внешний вид представлены на Рис. 1 и 2, соответственно. Основными ее узлами являются работающий в одноимпульсном режиме Nd:YAG инфракрасный (ИК) лазер с его оптическим трактом и вакуумная камера. Система вакуумной откачки поддерживает в камере фоновое давление порядка  $10^{-5}$  мм рт. ст., а во время экспериментов (когда осуществляется импульсная инжекция Хе в камеру) – не хуже  $2 \times 10^{-4}$  мм рт. ст., чтобы избежать заметного поглощения EUV излучения в измерительном тракте.

В верхней части камеры находится импульсный генератор сверхзвуковой Хе газоструйной мишени, с которой взаимодействует лазерный луч, создавая лазерную искру. Генератор установлен на позиционере, позволяющем с точностью до 5 мкм перемещать струю-мишень в 3-х взаимно перпендикулярных направлениях: вдоль оси лазерного луча, поперек ее в вертикальном направлении и в горизонтальной плоскости, тем самым меняя расстояние между лучом и соплом генератора.

В нижней части камеры установлена система измерения интенсивности и спектра EUV излучения плазмы. В нее входят 3 ключевых элемента. Первым из них являются поставляемые из ИФМ сменные поворотные многослойные зеркала, каждое из которых отражает излучение лишь в узкой спектральной полосе, длина волны которой зависит от угла падения излучения на зеркало. Имеющиеся в распоряжении ФТИ зеркала разного состава (Mo/W<sub>4</sub>C, Ru/Y, Mo/Be и Si/Mo) вместе позволяют выполнять спектрметрические измерения в диапазоне 6.5-14.5 нм. Другие два элемента измерительной системы изготавливаются в ФТИ, в лаб. квантоворазмерных гетероструктур.

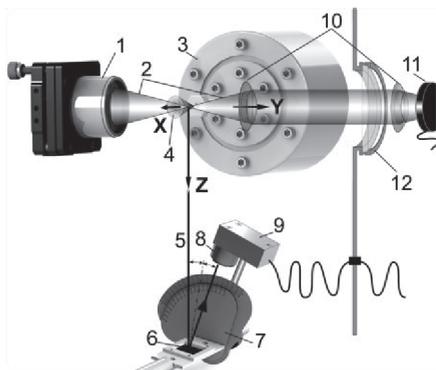


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: (1) безабберационный объектив, фокусирующий лазерный луч, (2) лазерный луч, (3) генератор Xe газоструйной мишени, (4) сверхзвуковая струя Xe, (5) линия наблюдения EUV излучения, (6) интерференционное зеркало, (7) гониометрическое устройство "ф-2ф" – система управления (и измерения) углами падения/отражения, (8) многослойные Si/Mo фильтры излучения плазмы в держателе, (9) поверхностно-барьерный Si фотодиодный датчик с преусилителем, (10) две линзы для сбора и вывода из камеры непоглощенного лазерного излучения, (11) измеритель энергии лазерного импульса, и (12) просветленное для  $\lambda = 1,064$  мкм вакуумное окно.

Тонкопленочные свободновисящие Si/Mo спектральные фильтры, подавляющие длинноволновую компоненту и позволяющие согласовать излучение с регистрирующей системой по интенсивности, изготавливаются в группе планарных технологий Н. Д. Ильинской. Поверхностно-барьерные Si фотодиодные приемники EUV излучения являются оригинальной разработкой группы полупроводниковых датчиков излучений В. В. Забродского, альтернативной детекторам AXUV производства США. Экспериментально измеренное временное разрешение использованных фотодиодов составило 0.5-0.7 нс.



Рис. 2. Фотография установки. Слева – вакуумная камера (устройства внутри нее см. на Рис. 1). Лазерный луч вводится через левый патрубок. Измеритель энергии (поз. (11) на Рис. 1) снят, на правом патрубке установлен рассеивающий экран. Справа на столе – набор поглощающих оптических фильтров и линза, переносящая ИК изображение на экране на ПЗС матрицу (на снимке отсутствует).

Измерения поглощения лазерного излучения плазмой выполняются расположенными вне камеры устройствами, показанными на Рис. 1 и 2. Локальные измерения поглощения с помощью ПЗС-матрицы и последующая обработка записанных на ней данных проводилась совместно с П. Ю. Сердобинцевым (СПБПУ) и А. В. Белашовым из лаб. оптики биообъектов.

#### Оптимальный режим облучения мишени

В экспериментах конца 2017 г. было обнаружено, что при удалении газоструйной мишени от фокуса сигнал датчика EUV излучения возрастает. Предпринятые в 2018 г. детальные исследования

показали, что интенсивность EUV излучения лазерной искры в функции от положения мишени на оси луча имеет характерную двугорбую форму [2, 3] (Рис. 3). Причем интенсивность при острой фокусировке, когда мишень находится в фокусе, и диаметр луча составляет всего 47 мкм, оказывается наименьшей. Максимумы на этой кривой соответствуют

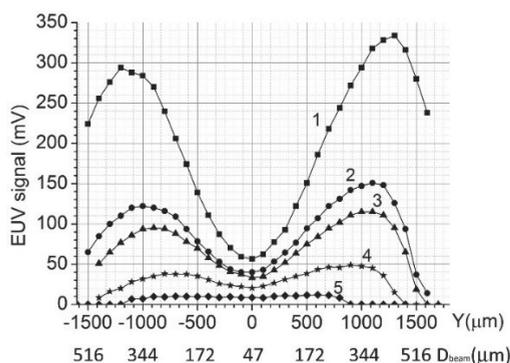


Рис. 3. Интенсивность излучения ( $\lambda = 11.4$  нм) Хе плазмы в функции от расстояния ( $Y$ ) между фокусом лазерного луча и перемещаемой вдоль оси луча газоструйной мишенью.  $Y = 0$  – точка пересечения осей находится в фокусе. В сходящемся луче (со стороны лазера)  $Y > 0$ .  $D_{\text{beam}}$  – диаметр луча в месте нахождения мишени. Доводимая до плазмы энергия лазерного импульса  $E_{\text{las}} = 1$  Дж – (1), 0.65 Дж – (2), 0.56 Дж – (3), 0.36 Дж – (4), 0.17 Дж – (5).

Первоначально мы объясняли этот феномен наличием сильного поглощения EUV излучения в периферической оболочке из холодного газа, окружающей плазму: при увеличении диаметра плазмы, в расфокусированном луче, толщина этого слоя уменьшается, соответственно, падает поглощение, и увеличивается доходящая до наблюдателя интенсивность EUV излучения. Однако, измерения поглощения лазерной энергии в плазме (2019-2020 гг.) заставили отказаться от этого объяснения. Оказалось, что при перемещении струи вдоль луча

положениям мишени на оси луча далеко от фокуса  $-1.1-1.3$  мм, где диаметр сходящегося/расходящегося луча составляет 350-400 мкм. Интенсивность излучения в максимумах превышает интенсивность при острой фокусировке примерно в 5 раз для  $\lambda = 11.4$  нм и около 10 раз для  $\lambda = 13.5$  нм.

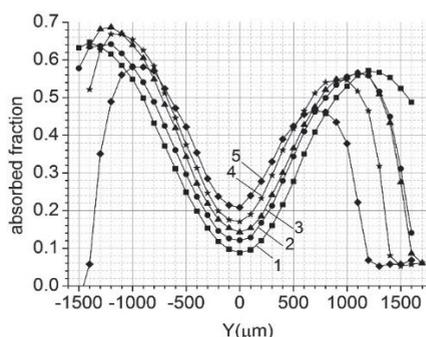


Рис. 4. Поглощенная в плазме доля лазерной энергии,  $E_{\text{abs}}/E_{\text{las}}$ , от координаты  $Y$ . Обозначения (1) - (5) – те же, что и на Рис. 3. Антисимметрия "право-лево" по отношению к Рис. 3 объясняется рефракцией лазерного излучения в расходящемся луче ( $Y < 0$ ) на градиенте концентрации электронов в плазме, которая выводит часть излучения за пределы приемной апертуры, что воспринимается как поглощение.

кривая поглощения демонстрирует ту же двугорбую форму [4] (Рис. 4).

Анализ совокупности описанных явлений показал [4], что находящаяся в облучаемой лазером зоне горячая плазма подвергается гидродинамическому расширению со звуковой скоростью, близкой к скорости теплового движения ионов, порождая в окружающей холодной среде ударную волну. Плотность плазмы в результате этого истечения за пределы лазерного луча падает с характерным временем, "временем жизни плазмы", которое зависит от температуры и от размеров плазмы: оно практически

пропорционально ее диаметру.  $\tau_{pl} \sim D_{pl} \approx D_{beam}$ . Таким образом, чем больше диаметр лазерного луча, тем дольше существует созданная им плотная, поглощающая и эффективно излучающая плазма.

Такая зависимость существует до тех пор, пока интенсивность лазерного излучения не окажется слишком низкой, недостаточной для возбуждения и нагрева плазмы, что хорошо видно на Рис. 3 и 4.

### Высокий конверсионный коэффициент Хе лазерной плазмы

Описанный выше режим облучения Хе газоструйной мишени широким, расфокусированным лучом вместе с подтвержденной спектрометрическими исследованиями [3] высокой излучательной способностью Хе плазмы на  $\lambda \approx 11$  нм являются двумя факторами, обеспечивающими высокую эффективность конверсии лазерной энергии в узкополосное излучение с центральной длиной волны, близкой к 11 нм. В работе [3] сообщается, что достигнута конверсионная эффективность Хе лазерно-плазменного источника  $\text{CE} = E_{11.4\text{нм}, 2\%, 2\pi} / E_{\text{las}} = 3.9\%$  (здесь  $E_{11.4\text{нм}, 2\%, 2\pi}$  – энергия излучения с центральной длиной волны  $\lambda = 11.4$  нм в полосе шириной 2% от нее, излучаемая в

полусферу). В этом эксперименте (см. Рис. 3 и 4) ось газоструйной мишени находилась при координате  $Y = 1.3$  мм, и поглощенная доля лазерной энергии была 60-65%. Источник с такой величиной CE представляется пригодным для практического применения в EUV литографии. Такой высокий коэффициент конверсии показан впервые для лазерной плазмы с Хе газоструйной мишенью. Например, из недавно опубликованных данных ИФМ [5] следует, что эффективность конверсии в 2%-ную полосу с центральной длиной волны  $\lambda = 10.8$  нм  $\text{CE}_{10.8\text{нм}, 2\%, 2\pi} \approx 1.8\%$ , т. е. в 2.2 раза меньше величины, полученной в ФТИ.

### Анализ прошедшего через плазму лазерного излучения как метод диагностики

Прошедшее через плазму и частично поглощенное ею лазерное излучение несет в себе информацию о распределении поглощения по сечению плазмы. В этом смысле лазерное излучение "зондирует" плазму примерно так, как рентгеновское излучение в рентгенокопии. Но в отличие от рентгенокопии, в "ИК-скопии" используется зондирующее излучение оптического диапазона, которое легко преобразуется обычной рефракционной оптикой. В частности, картина распределения поглощения по сечению, которая там, где луч проходит через плазму, имеет диаметр порядка десятков-сотен микрон, легко может быть увеличена до макроскопических размеров порядка нескольких миллиметров и изучена с помощью стандартных методов, например, зафиксирована на ПЗС-матрице. При этом пространственное разрешение деталей в "теневого картине"

для самых малых лазерных плазм с диаметром примерно 50 мкм ("случай острой фокусировки") ограничивается уже дифракционным пределом, который для излучения Nd:YAG лазера ( $\lambda = 1.064$  мкм) составляет 1-2 мкм.

На Рис. 5 показаны зафиксированные на ПЗС-матрице изображения поперечного сечения лазерного луча (т. е. распределения по сечению плотности энергии) в отсутствие плазмы,  $W_0$  (Рис. 5а), и луча, прошедшего через плазму,  $W_{tr}$  (Рис. 5б). Графики на Рис. 5в дают распределения по вертикальному и горизонтальному диаметрам поглощенной доли:  $W_{abs}/W_0 = 1 - W_{tr}/W_0$ . Рис. 5а показывает существенную неоднородность распределения плотности энергии по сечению, отражающую модовую структуру луча, но распределения поглощенной доли (Рис. 5в) за исключением краевых эффектов

практически однородны. Это означает постоянство по сечению зависящего от температуры плазмы коэффициента поглощения и, тем самым, постоянство самой температуры. Это явление – слабая зависимость температуры плазмы от

вкладываемой в нее энергии – является характерной особенностью плазм из многоэлектронных атомов, результатом доминирования радиационных потерь в энергобалансе плазмы.

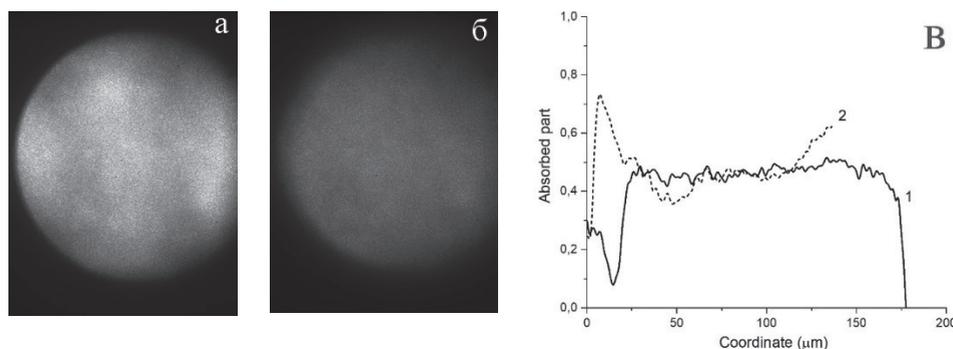


Рис. 5. "ИК-скопия" плазмы лазерным излучением. (а) распределение плотности энергии по поперечному сечению луча в отсутствие плазмы (без поглощения), зафиксированное на ПЗС-матрице; (б) такое же распределение для луча, прошедшего через плазму и частично поглощенного; (в) распределение плотности поглощенной доли лазерной энергии по сечению: (1) вдоль вертикального диаметра, (2) вдоль горизонтального диаметра, оцифровка оси абсцисс соответствует сечению плазмы, находящейся при координате  $Y = 400$  мкм ( $D_{\text{beam}} \approx 140$  мкм).

Детальный анализ результатов измерения поглощения лазерного излучения в плазме позволяет оценить ее параметры, температуру,  $T$ , и средний ионный заряд,  $\langle Z \rangle$ . Например, сделанные в [4] оценки для эксперимента с плотностью

газоструйной мишени  $N \approx 4.3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и с острой фокусировкой луча на мишень дают величины усредненных по объему плазмы и по времени ее существования  $T = 42$  эВ и  $\langle Z \rangle = 10.2$ .

Наиболее существенными результатами, полученными за период 2018-2022 гг. группой EUV-литографии ФТИ, являются следующие:

(1) Получен парадоксальный, противоречащий общепринятому ранее мнению результат: при облучении газоструйной мишени широким, расфокусированным лазерным лучом излучаемая лазерной плазмой в EUV диапазоне энергия в 5-10 раз выше, чем при острой фокусировке луча на мишень. Полученный эффект объясняется тем, что при большом диаметре плазмы (определяемым диаметром луча) длительность ее существования,

обусловленная гидродинамическим разлетом, существенно больше, чем у плазмы с малым диаметром, чье время жизни может оказаться во много раз короче длительности лазерного импульса.

(2) В найденном эффективном режиме облучения мишени (1) на длине волны излучения 11.4 нм была продемонстрирована высокая конверсионная эффективность лазерно-плазменного источника с Хе газоструйной мишенью –  $\text{CE} = 3.9\%$ . Такая эффективность источника представляется приемлемой для его промышленного использования в EUV нанолитографах.

(3) Продемонстрированы применения измерений поглощения лазерной энергии в плазме для целей экспериментальной диагностики внутренних параметров и структуры лазерной плазмы. Ранее подобных диагностик не существовало – измерялось только излучение плазмы. Представления о внутренних параметрах плазмы получались лишь из численного математического моделирования.

Литература

1. Chkhalo N. I., Salashchenko N. N., AIP Adv. 3 (2013), Article No. 082130. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4820354>.
2. Буторин П. С. , Калмыков С. Г. , Сасин М. Э. , Письма в ЖТФ, 44 (2018), вып. 23, стр. 111. DOI:10.21883/PJTF.2018.23.47018.17340.
3. Kalmykov S. G., Butorin P. S., Sasin M. E.. J. Appl. Phys. 126 (2019), Article No.103301. DOI:10.1063/1.5115785 .
4. Kalmykov S. G., Butorin P. S., Sasin M. E., Zakharov V. S.. J. Phys. D: Appl. Phys. 55 (2022), Article No. 105203. DOI:10.1088/1361-6463/ac368c.
5. Chkhalo N. I., Garakhin S. A., Lopatin A. Ya., Nechay A. N., Pestov A. E., Polkovnikov V. N., Salashchenko N. N., Tsybin N. N., and Zuev S. Yu.. AIP Adv. 8 (2018), Article No. 105003. DOI:10.1063/1.5048288.

## Теория экситонных эффектов в атомарно-тонких полупроводниках

М. М. Глазов, М. А. Семина

*Сектор теории квантовых когерентных явлений в твердом теле*

*Сектор теоретических основ микроэлектроники*

Исследование атомарно-тонких кристаллов: графена, гексагонального нитрида бора, черного фосфора, монослоев дихалькогенидов переходных металлов вылилось в последние годы в бурно развивающуюся область физики низкоразмерных систем. Связанные с понижением симметрии и усилением межчастичного взаимодействия новые физические явления, возникающие при переходе от объемных кристаллов и квазидвумерных гетероструктур на основе традиционных полупроводников к экстремально двумерным кристаллам, а также перспективы их применения для реализации квантовых технологий, в устройствах нанофотоники и наноэлектроники определяют актуальность фундаментальных и прикладных исследований таких систем. С атомарно-тонкими кристаллами связывают перспективы создания многослойных ван-дер-ваальсовых гетероструктур, где двумерные слои различных материалов накладываются друг на друга в желаемой последовательности и удерживаются ван-дер-ваальсовыми силами. В таких системах, в отличие от, например, эпитаксиальных, не требуется согласование решеток, а возникающая в ряде случаев сверхструктура – муар – может использоваться для модификации электронного и оптического спектра.

Среди широкого круга атомарно-тонких кристаллов особое место занимают монослои дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ), описываемые общей химической формулой  $MX_2$ , где  $M=Mo$  или  $W$  – переходной металл, а  $X=S, Se$  или  $Te$  – халькоген. Будучи непрямозонными полупроводниками в объемной форме ДПМ становятся прямозонными в

экстремально-двумерном пределе. Прямая запрещенная зона шириной около 2 эВ открывается в точках  $K_+$  и  $K_-$  в вершинах гексагональной зоны Бриллюэна, причем правила отбора при междзонах оптических переходах являются киральными: правополяризованные фотоны индуцируют переходы в долине  $K_+$ , а левополяризованные фотоны – в  $K_-$ . Межчастичное взаимодействие в монослоях ДПМ оказывается параметрически сильным, поэтому кулоновские комплексы в таких системах обладают громадными энергиями связи: сотни мэВ для экситонов, десятки мэВ для экситонных ионов – положительно и отрицательно заряженных трионов, и би-экситонов – экситонных молекул [1,2].

Авторский коллектив теоретиков из ФТИ в тесном контакте с экспериментаторами из нашего Института, а также из ряда других российских и зарубежных научных организаций, ведет активные исследования электронных, транспортных, оптических и экситонных эффектов в атомарно-тонких ДПМ. В последние годы получены следующие приоритетные результаты.

### **Теория эффектов Парселла и Лэмба на экситонах**

Ключевым вопросом оптики ван-дер-ваальсовых гетероструктур является исследование роли диэлектрического окружения монослоя на его свойства: радиационное затухание и энергию экситонного перехода. Нами была разработана соответствующая теория, причем расчеты проводились в двух подходах: в рамках метода матриц переноса с учетом нелокального отклика экситона и в рамках квантово-электродинамического подхода. Продемонстрирована эквивалентность этих методов. Показано,

что изменение толщин слоев нитрида бора, используемого для инкапсуляции монослоев ДПМ, приводит к значительному (на порядок величины) изменению

радиационного времени жизни экситона – эффект Парселла и к сдвигу его энергии (на единицы мэВ) – сдвиг Лэмба.

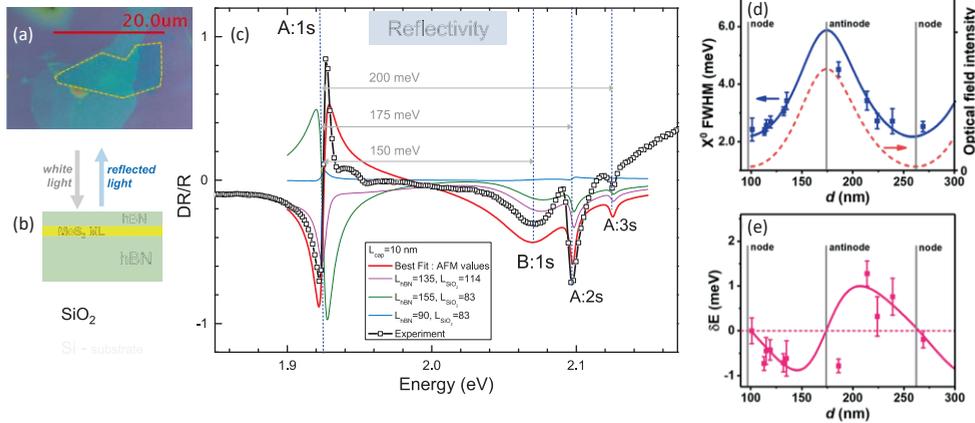


Рис. 1. (а) фотография и (б) схема типичного образца с монослоем ДПМ, инкапсулированного в гексагональный нитрид бора (hBN) на подложке SiO<sub>2</sub>/Si. (с) Спектр отражения структуры с монослоем MoS<sub>2</sub>. Точки – эксперимент, кривые – модельные расчеты при разных толщинах слоев структуры. Подгонка, дающее наилучшее согласие с экспериментом, соответствует толщинам слоев, определенным атомно-силовой микроскопией. (d,e) ширина экситонного резонанса и его сдвиг в зависимости от толщины слоя hBN в ван-дер-ваальсовой структуре с монослоем WSe<sub>2</sub>. Точки – эксперимент, кривые – теория.

Развитая теория была подтверждена в экспериментах, выполненных зарубежными партнерами из университета Тулузы (Франция). На Рис. 1 представлены исследованные образцы (а,б), их спектр отражения (с), а также вариации ширины экситонного резонанса (d) и его энергии (е) в зависимости от толщины слоя hBN, на котором лежит образец. Из Рис. 1(с) видна сильная чувствительность оптических спектров монослоев ДПМ к окружению. Результаты расчетов эффектов Парселла и лэмбовского сдвига, представленные на Рис. 1(d) и (е) находятся в хорошем согласии с экспериментом [3].

### Теория возбужденных состояний трионов в монослоях ДПМ

. В совместных работах с коллегами из университета Регенсбурга (Германия) обнаружены и описаны возбужденные состояния трехчастичных кулоновских комплексов – трионов – в монослоях ДПМ. Показано, что возбужденные экситоны с главным квантовым числом  $n=2$  могут образовывать резонансные (квазисвязанные) состояния с резидентными электронами или дырками с энергией связи  $\sim 20$  мэВ и затуханием  $\sim 10$  мэВ, обусловленным автоионизацией и распадом такого возбужденного триона на свободный носитель заряда и экситон в основном состоянии с  $n=1$  [4].

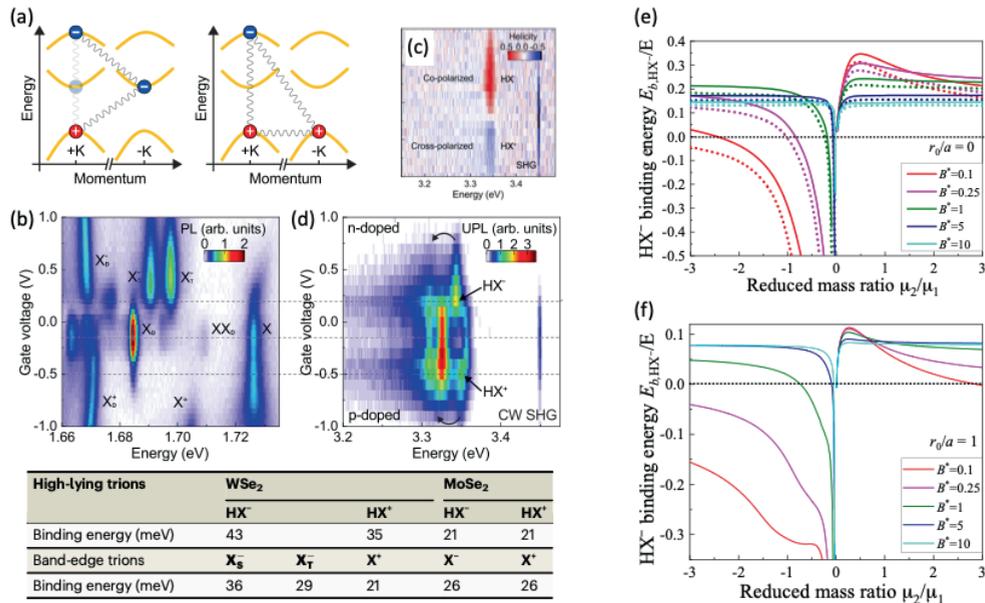


Рис. 2. (а) Схема зон в монослоях ДПМ. (b,d) Спектры фотолюминесценции структуры вблизи фундаментального края поглощения и в области излучения высоколежащих трионов. (с) Оптическая ориентация высоколежащих трионов. (e,f) Результаты расчета энергий связи таких комплексов с учетом непараболичности зонной структуры (параметр  $B^*$ ) и экранировки кулоновского взаимодействия ( $r_0$  – радиус экранировки).

Интересной особенностью зонной структуры монослоев ДПМ является наличие высоколежащей зоны проводимости, энергетический зазор между которой и основной зоной проводимости близок к ширине фундаментальной запрещенной зоны, причем эффективная масса в высоколежащей зоне проводимости отрицательная, Рис. 2(а). Мы построили теорию высоколежащих трионов  $HX^-$  и  $HX^+$  в наноструктурах с отрицательной эффективной массой одного из носителей заряда. Продемонстрировано существенное влияние непараболичности спектра (описываемое вкладом  $B^*k^4$ ,  $B^* > 0$ ), Рис. 2(e,f): наличие таких членов делает связанными состояния высоколежащего экситона при любой эффективной массе электрона и существенно расширяет область стабильности высоколежащих трионов. В рамках развитой модели описаны эксперименты по фотолюминесценции и

оптической ориентации высоколежащих кулоновских комплексов с отрицательной приведенной массой [5].

Еще одним качественным отличием экстремально-двумерных кристаллов от объемных является наличие изгибных колебаний решетки с нелинейной, параболической дисперсией. Мы предсказали новое связанное состояние экситона и изгибных фононов – *межслоевой экситонный полярон* в двухслойных атомарно-тонких структурах. В этой квазичастице электрон и дырка, находящиеся в разных слоях, за счет кулоновского притяжения вызывают макроскопическую деформацию слоев. Развита последовательная теория межслоевого экситонного полярона, определена область устойчивости двухслойных структур по отношению к слипанию, обусловленному кулоновским притяжением электронов и дырок [6].

В последние годы особую значимость приобрели исследования транспортных свойств экситонов. Нами была разработана теория неклассического (описание которого находится за рамками кинетического уравнения Больцмана) транспорта экситонов в монослоях ДПМ, связанного с эффектами слабой локализации, межчастичных взаимодействий и наличием спиновых степеней свободы квазичастиц. Такого рода теоретические исследования электронного транспорта традиционны для ФТИ им. А. Ф. Иоффе, а в наших работах мы продолжаем эту традицию, изучая неклассический транспорт электрондырочных комплексов. Одно из ярких

предсказаний теории – увеличение абсолютной величины вклада квантовомеханической интерференции экситонов в их коэффициент диффузии с ростом температуры в условиях эффективного рассеяния экситонов на акустических фононах [7]. Этот эффект был обнаружен в совместных работах с физиками-экспериментаторами из Германии.

Наш приятный долг – выразить благодарность коллегам из ФТИ им. А.Ф. Иоффе Л. Е. Голубу, М. В. Дурневу, Е. Л. Ивченко, З. А. Яковлеву, принимавшим участие в совместных исследованиях.

### Литература

1. Wang G., Chernikov A., Glazov M. M., et al. Colloquium: Excitons in atomically thin transition metal dichalcogenides // *Rev. Mod. Phys.*, 2018, Volume 90, p. 021001. DOI:10.1103/RevModPhys.90.021001.
2. Семина М. А., Сурис Р. А. Локализованные экситоны и трионы в полупроводниковых наносистемах // *Успех физических наук*, 2022, т. 192, стр. 121-142. DOI: 10.3367/UFNr.2020.11.038867.
3. Fang H. H., Han B., Robert C., Semina M. A., et al. Control of the Exciton Radiative Lifetime in van der Waals Heterostructures // *Phys. Rev. Lett.* 2019, Volume 123, p. 067401. DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.067401.
4. Wagner K., Wietek E., Ziegler J. D., Semina M. A., et al. Autoionization and Dressing of Excited Excitons by Free Carriers in Monolayer WSe<sub>2</sub> // *Phys. Rev. Lett.* 2020, Volume 125, p. 267401 (2020). DOI:10.1103/PhysRevLett.125.267401.
5. Lin K. Q., Ziegler J. D., Semina M. A., et al., High-lying valley-polarized trions in 2D semiconductors // *Nat. Comms.* 2022, Volume 13, p. 6980. DOI:10.1038/s41467-022-33939-w.
6. Iakovlev Z. A., Semina M. A., Glazov M. M., Sherman E. Ya. Flexural deformations and collapse of bilayer two-dimensional crystals by interlayer excitons // *Phys. Rev. B* 2022, Volume 105, p. 205305 DOI:10.1103/PhysRevB.105.205305.
7. Glazov M. M. Quantum Interference Effect on Exciton Transport in Monolayer Semiconductors // *Phys. Rev. Lett.* 2020, Volume 124, p. 166802. DOI:10.1103/PhysRevLett.124.166802.

## Предельно короткие импульсы и самоостановка света

Н. Н. Розанов

*Лаборатория атомной радиоспектроскопии*

Развита теория предельно коротких оптических (электромагнитных) импульсов, выявлены пределы сокращения их длительности, необычная физика их взаимодействия с микро- и макрообъектами, предложены методы генерации одноцикловых, субцикловых и униполярных световых импульсов, изучены возможности их использования для эффективного управления зарядами, атомами, молекулами, наноструктурами и для других приложений. Выполнен ряд экспериментов, подтверждающих теорию. Результаты опубликованы в монографиях [1, 2], обзорах [3-10] и большом числе оригинальных статей, ссылки на которые даны в этих обзорах.

Предельно короткие импульсы востребованы для диагностики и управления сверхбыстрыми процессами, вплоть до внутриатомных; их применение в информационно-телекоммуникационных системах позволит увеличить скорость передачи и обработки данных. В настоящее время экспериментально получены импульсы, включающие несколько оптических колебаний с «полуволнами» электрической напряженности противоположной полярности. Но наиболее короткие импульсы отвечали бы наличию только одной такой «полуволны», то есть являлись бы униполярными импульсами. В современной литературе имеются противоположные мнения о самой возможности таких импульсов, точнее, электромагнитных импульсов с ненулевой «электрической площадью» – нуль-частотной составляющей спектра импульса. Отсутствие консенсуса вызвано необычностью физики подобных импульсов.

В данном цикле работ, прежде всего, подтверждена возможность генерации импульсов с ненулевой электрической

площадью в вакууме при временном разделении и последующем слиянии зарядов противоположного знака. Показано, что квазиуниполярные импульсы могут распространяться в полых коаксиальных волноводах (в обычных волноводах с частотой отсечки это невозможно). Предложен и ряд других методов формирования униполярных импульсов, в том числе разделением полуволн различной полярности «обычного» биполярного импульса в нелинейной среде с использованием эффекта самоиндуцированной прозрачности и эффекта сверхизлучения; разделенные униполярные импульсы со значительной разнесенностью по времени действуют на микрообъекты практически независимо. Показана возможность формирования пары униполярных импульсов противоположной полярности в дальней зоне. Также теоретически продемонстрирована возможность управления формой квазиуниполярных импульсов, «дифференцирования» и «интегрирования» профиля импульсов.

Выполнены систематические исследования воздействия предельно коротких импульсов на различные микрообъекты: на свободные электроны, как в классическом описании, так и с учетом их спина, на атомы, молекулы и квантовые точки. Показано, что, если длительность импульса короче характерного времени изменения состояния микрообъекта, то эффективность воздействия определяется именно величиной электрической площади импульса. Это подчеркивает преимущества коротких униполярных импульсов, действующих на заряды однонаправленно, в отличие от биполярных импульсов, и потому и быстрее, и эффективней. Введена мера электрической площади импульса,

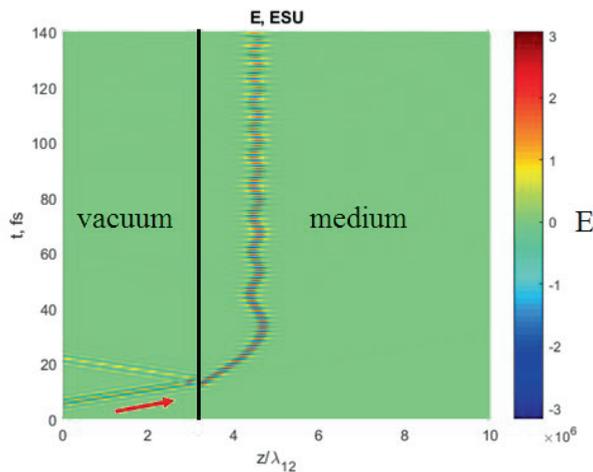
которая для квантовых объектов обратно пропорциональна их размеру.

Впервые экспериментально количественно продемонстрирована униполярность терагерцовых импульсов. Реализована и изучена генерация коротких импульсов в лазерах за счет явления самоиндуцированной прозрачности, что открывает возможности построения компактных компрессоров и получения аттосекундных импульсов из фемтосекундных. Дальнейшее развитие этих исследований должно привести к созданию компактных источников предельно коротких импульсов со сверхвысокой частотой повторения.

С помощью субцикловых импульсов достижима запись в среде светоиндуцированных решеток и управление ими. Это позволяет осуществить голографическую запись информации о быстро движущихся объектах с высоким временным

разрешением. Прямая интерференция предельно коротких импульсов невозможна, но введенное понятие интерференции площадей предельно коротких импульсов оказывается полезным при интерпретации воздействия предельно коротких импульсов на квантовые системы.

Необычность физики предельно коротких оптических импульсов проявляется и в обнаруженной в [11] возможности их полной самоостановки в однородной среде с резонансной нелинейностью, см. рисунок. При этом осциллирующее распределение населенностей уровней среды образует долгоживущий локальный неподвижный квазирезонатор, из которого свет не может выйти и самозапирается в нем. Данное явление представляет интерес для создания динамических резонаторов и ловушек для хранения информации.



Динамика напряженности электрического поля  $E$ ; величина напряженности указана цветом, единицы СГСЕ. Предельно короткий импульс, падающий на среду из вакуума, постепенно замедляется и останавливается в ней. Возникает локализованная метастабильная структура поля, связанного со средой, осциллирующая во времени.

Развивающееся направление оптики предельно коротких и униполярных электромагнитных (оптических) импульсов

представляется перспективным как для развития физики, так и для уникальных приложений.

## Литература

1. Розанов Н. Н., Диссипативные оптические солитоны. От микро- к нано- и атто- // М.: Физматлит, 2011. 536 с.
2. Розанов Н. Н., Диссипативные оптические и родственные солитоны // М.: Физматлит, 2021. 664 с.
3. Розанов Н. Н., Архипов Р. М., Архипов М. В., О законах сохранения в электродинамике сплошных сред // УФН, том 188, вып. 12, с. 1347–1353 (2018).
4. Архипов Р. М., Архипов М. В., Пахомов А. В., Розанов Н. Н., Предельно короткие оптические импульсы и их генерация в резонансных средах // Письма в ЖЭТФ, том 110, вып. 1, с. 9–20 (2019).
5. Розанов Н. Н., Архипов М. В., Архипов Р. М. и др., Экстремальная и топологическая нелинейная оптика открытых систем // Опт. спектроск., том 127, вып. 1, с. 82-93 (2019).
6. Архипов Р. М., Архипов М. В., Розанов Н. Н., Униполярный свет: существование, получение, распространение, воздействие на микрообъекты // Квантовая электроника, том 50, вып. 9, с. 801–815 (2020).
7. Розанов Н. Н., Александров И. А., Архипов М. В., и др., Диссипативные аспекты экстремальной нелинейной оптики // Квантовая электроника, том 51, вып. 11, с. 959–969 (2021).
8. Архипов Р. М., Электромагнитно индуцированные решетки атомных населенностей, создаваемые с помощью предельно коротких световых импульсов // Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 10, с. 636–649 (2021).
9. Архипов Р. М., Архипов М. В., Пахомов А. В. и др., Генерация предельно коротких аттосекундных и терагерцовых импульсов на основе коллективного спонтанного излучения тонкой резонансной среды // Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 4, с. 237–247 (2021).
10. Arkhipov R., Arkhipov M., Pakhomov A. et al., Half-cycle and unipolar pulses // Laser Physics Letters, v. 19, No 4, p. 043001 (2022).
11. Arkhipov M., Arkhipov R., Babushkin I., Rosanov N., Self-Stopping of Light // Physical Review Letters, v. 128, No 20, p. 203901 (2022).

## Спектроскопия спиновых шумов

Е. Б. Александров

*Лаборатория атомной радиоспектроскопии*

В цикле работ, посвященном спектроскопии спиновых шумов, в соавторстве с В. С. Запасским (СПбГУ), был предложен радикальный пересмотр исходного принципа радиоспектроскопии посредством отказа от его ключевого пункта – индуцирования внешним электромагнитным полем вынужденных переходов между уровнями энергетической структуры. Идея нового подхода состояла в наблюдении за естественными флуктуациями намагниченности парамагнитной среды, не подверженной никакому возмущающему воздействию [1, 2]. При этом автоматически отпадает требование создания начальной разности населенностей – исследуемый объект не нужно готовить (замораживать, поляризовать, помещать в сильное магнитное поле). Сама исследовательская аппаратура резко упрощается и унифицируется: если традиционный радиоспектрограф был жестко привязан к определенной частоте резонанса, поскольку содержал в своей конструкции микроволновой тракт с высокодобротным резонатором в сочетании с перестраиваемым источником постоянного сверхсильного магнитного поля, то для нового метода требуется только лазер непрерывного действия, согласованный по частоте со спектром пропускания исследуемого образца. Прошедший через образец свет анализируется поляриметром [2], выходной сигнал которого подвергается спектральному анализу в радиочастотном диапазоне, для чего сегодня используются современные методы быстрого Фурье-анализа.

Основы спектроскопии спиновых шумов (как впоследствии стал называться предложенный авторами метод) были заложены работой [2]. Для измерений был развит метод лазерной поляриметрии с

предельно достижимой чувствительностью — и был впервые зарегистрирован магнитный резонанс в шумах фарадеевского вращения. Отношение сигнала к шуму при этом составляло 100:1.

В любых исследованиях их точность и чувствительность ограничивается уровнем непреодолимых помех, обычно называемых шумами (различной природы - акустическими, магнитными, электрическими и т. д.). Борьба с шумами представляет собой неотъемлемую часть любого исследования. В работе Александрова и Запасского шумы выступают (может быть, впервые!) не как предмет борьбы с ними, а как источник нетривиальной информации. В рассматриваемой работе это информация, частично эквивалентная той, которую поставляет метод электронного парамагнитного резонанса.

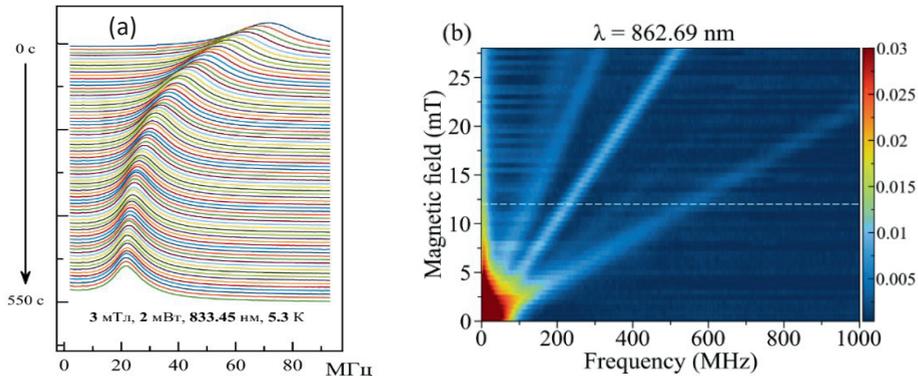
Данную работу можно характеризовать как радикальный «ремейк» знаменитого открытия Завойским явления «электронного парамагнитного резонанса», ставшего одним из самых плодотворных методов исследования конденсированных сред. (В свою очередь метод парамагнитного резонанса представляет собой раздел спектроскопии, т. е., набора методов изучения вещества по частотной зависимости отклика на приложенное электромагнитное поле). В методе Завойского вещество, обладающее способностью намагничиваться, помещают в сильное магнитное поле, которое частично выстраивает спины вещества вдоль поля. Взаимодействие спина с магнитным полем характеризуется прецессией вектора магнитного момента вокруг направления поля с определенной характерной частотой и со случайными фазами. Если к исследуемому образцу приложить слабое

поперечное переменное магнитное поле, осциллирующее с частотой прецессии спинов, то происходит синхронизация их прецессии, что сопровождается появлением в образце коллективной магнитной переменной намагниченности и подавлением постоянной намагниченности вдоль поляризующего магнитного поля, что легко обнаруживается. Это и есть явление парамагнитного резонанса, открытое Завойским в 1944 году в Казани. (Открытие Завойского часто приводят как пример недополученной Россией нобелевской премии по физике!). Александров и Запасский ещё в работе сорокалетней давности показали возможность совершенно иного прочтения метода магнитного резонанса, вообще отказавшись от идеи воздействия на образец внешнего переменного поля, т. е., отказавшись от самого принципа резонанса. Они исходили из представления о всегда существующей прецессии спинов, которая, несмотря на случайность фазы прецессии, должна приводить к появлению хотя и очень слабой, но частотно-характерной поперечной намагниченности шумовой природы. Иначе говоря, предлагалось не возбуждать «звон» намагниченной среды, а «слушать звон» этой среды в невозмущенном состоянии. Среда, по мнению авторов, должна была «звучать» на упомянутой частоте прецессии. Вопрос сводился к чувствительности метода обнаружения этого «звона». Авторы к этому времени уже отметились демонстрацией рекордной чувствительности лазерного поляриметра, который они и применили для обнаружения сигнала шумовой прецессии спинов. Тонкость задачи определялась требованием минимального воздействия лазерного поляриметра на спиновую систему. С этой

целью использовалось просвечивание образца светом в области его прозрачности, а именно, изучался спектр шумов фарадеевского вращения плоскости поляризации света, проходящего через образец перпендикулярно магнитному полю. (С точки зрения традиционно практики спектроскопии в этом опыте телега ставилась впереди лошади: в традиционной спектроскопии свет подвергается разложению на гармоники, интенсивность которых измеряется фотоприёмником, в то время как в шумовой спектроскопии свет сначала попадает на фотоприёмник, шумы фототока которого исследуются в радиодиапазоне).

Свой новый подход к изучению парамагнетизма авторы с полной убедительностью продемонстрировали на специально выбранном объекте - на парах атомарного натрия. Работа не привлекла заметного внимания специалистов, поскольку новый подход не казался конкурентноспособным, хотя и обладал совершенно необычными новыми возможностями исследования. (Например, в спиновой шумовой спектроскопии величина сигнала не зависит от силы магнитного поля или от температуры образца).

В целом, к началу 80-х годов 20-го века работами по прямой регистрации магнитного резонанса в спектре шумов фарадеевского вращения [2, 3], по лазерной поляриметрии предельной чувствительности [4] и по спектроскопии флуктуаций интенсивности [5] был заложен экспериментальный и идеологический фундамент нового направления физических исследований. Новый подход представлял большой академический интерес, в частности – как великолепная иллюстрация флуктуационно-диссипативной теоремы.



(а) Регистрация спиновой релаксации оптически ориентированной ядерной подсистемы в кристалле n-GaAs посредством наблюдения динамики спектра электронных спиновых шумов [10]; (б) Впервые зарегистрированный спектр ЭПР в примесном диэлектрическом кристалле: полевая зависимость ЭПР спектра спиновых шумов иона  $\text{Nd}^{3+}$  в кристалле  $\text{CaF}_2$  [11].

В начале нашего века зарубежными физиками была сделана попытка применить метод Александрова и Запасского к исследованиям полупроводников. В этих экспериментах необходимое для наблюдения сигнала время накопления примерно соответствовало длительности рабочего дня, что не позволяло рассматривать этот метод как рабочий инструмент экспериментатора. Положение, однако, резко изменилось в результате бурного прогресса микроэлектроники, и многие ограничения возможностей техники спектроскопии шумов в радиодиапазоне были сняты.

Период широкого практического применения нового метода стартовал после демонстрации применимости оптической техники спиновых шумов к полупроводниковым системам. После этого спектроскопия спиновых шумов продемонстрировала взрывной рост популярности, обнаружила ряд совершенно новых возможностей и уникальных свойств [5-11]. Новое научное направление существенно обогатило арсенал методов спектроскопии магнитного резонанса, важнейшие приложения которой тесно связаны с современными технологиями полупроводниковых наноструктур. Благодаря невозмущающему характеру измерительной процедуры, высокой

абсолютной чувствительности и чувствительности к корреляционным характеристикам спинового движения, предложенный метод нашел широкое применение для решения задач современной спинтроники, нацеленной на использование спиновых степеней свободы в устройствах оптической обработки и хранения информации.

На основе спектроскопии спиновых шумов развит новый метод трехмерной томографии, предложен и реализован способ прямой регистрации процесса ядерной спиновой релаксации в полупроводниках, разработан метод оптической спектроскопии высокого разрешения. В настоящее время работы по лазерной спектроскопии спиновых шумов ведутся во многих странах мира (в Германии, Франции, США, Японии и др.) с общим признанием приоритета нашей науки; достижения спектроскопии спиновых шумов последних лет свидетельствуют о важности этого научного направления в современной экспериментальной физике.

За создание и развитие нового научного направления – спектроскопии спиновых шумов Е.Б. Александрову и В.С. Запасскому присуждена Государственная премия Российской Федерации в области науки и технологий 2020 года.

## Литература

1. Александров Е. Б., Козлов В. П., Кулясов В. Н., Спектр шумов спонтанного излучения // ЖЭТФ, том 66, №4, 1974.
2. Александров Е. Б. и Запасский В. С., Магнитный резонанс в спектре шумов фарадеевского вращения // ЖЭТФ, том 81, вып. 1(7), с. 132–138, 1981.
3. Александров Е. Б. и Запасский В. С., Магнитный резонанс в шумах интенсивности рассеянного света // УФН, том 153, вып. 2, с. 363–364, 1987.
4. Запасский В. С., Методы высокочувствительных поляриметрических измерений // ЖПС, том 37, вып. 2, 184-196, 1982.
5. Александров Е. Б., Голубев Ю. М., Ломакин А. В., Носкин В. А., Спектроскопия флуктуаций интенсивности оптических полей с негауссовой статистикой // УФН, 140, с. 547–582, 1983.
6. Zapasskii V. S. and Kozlov G. G., Correlation analysis of spectral fluctuations in inhomogeneously broadened spectra // Optics Express, v. 8, no. 9, 509-516 (2001)
7. Zapasskii V. S., Greilich A., Crooker S. A., et al Optical spectroscopy of spin noise," Physical Review Letters, 110, 176601, 2013.
8. Zapasskii V. S., Spin-noise spectroscopy: From proof of principle to applications // Advances in Optics and Photonics, vol. 5, 131-168, 2013.
9. Александров Е. Б. и Запасский В. С., О фотонах и спинах // СПб, изд-во С.-Петербургского Университета, 2009. 254 с.
10. Ryzhov I. I., Kozlov G. G., Smirnov D. S., Glazov M. M., Efimov Yu. P., Eliseev S. A., Lovtcius V. A., Petrov V. V., Kavokin K. V., Kavokin A. V., and Zapasskii V. S., Spin noise explores local magnetic fields in a semiconductor // Scientific Reports, 6:21062, 2016.
11. Kamenskii A. N., Greilich A., Ryzhov I. I., Kozlov G. G., Bayer M., and Zapasskii V. S., Giant spin noise gain enables magnetic resonance spectroscopy of impurity crystals // Physical Review Research, 2, 023317 (2020).

## Спин-фотонные взаимодействия в полупроводниковых наноструктурах

А. В. Родина, А. А. Головатенко, И. В. Калитухо, В. А. Лукошкин, М. М. Афанасьев,  
В. К. Калевич, Д. Р. Яковлев, Ю. Г. Кусраев, Р. А. Бабунц, П. Г. Баранов  
*Лаборатория спиновых и оптических явлений в полупроводниках*  
*Лаборатория микроволновой спектроскопии кристаллов*

### Спин-зависимые явления и магнетизм в полупроводниковых коллоидных нанокристаллах

Полупроводниковые коллоидные нанокристаллы с характерными размерами в несколько нанометров — важный модельный объект для исследования спин-зависимых явлений в условиях сильного размерного квантования носителей заряда и их взаимодействия с поверхностью. В силу многообразия формы, размера, и химического состава, они находят применение в оптоэлектронике, фотовольтаике, биологии и медицине. Спин-зависимые процессы влияют на оптические, магнитооптические и магнитные свойства нанокристаллов, открывая новые области для их функционализации.

Комплексные экспериментальные и теоретические исследования сферических нанокристаллов (НК) и двумерных наноплателетов (НПЛ) продемонстрировали широкое разнообразие спин-зависимых явлений в этих структурах. Нами были подробно исследованы оптические и магнитооптические свойства НПЛ на основе CdSe и CdSe/CdS, в том числе легированных магнитными ионами (Рис. 1). К необычным можно отнести магнитные эффекты, индуцированные обменными взаимодействиями экситонов с поверхностью в НПЛ CdSe без оболочки [1]. При низких температурах взаимодействие экситонов с поляризованными парамагнитными центрами на поверхности, предположительно со спинами оборванных связей (DBS1 и DBS2 на Рис. 1(a)), контролирует знак циркулярной поляризации фотолюминесценции (ФЛ) в приложенном внешнем

магнитном поле. При этом за взаимодействие отвечают электроны в экситоне, а характер взаимодействия зависит от условий синтеза: обменное взаимодействие может как усиливать, так и уменьшать зеемановское расщепление экситонов, а также приводить к их спин-зависимой рекомбинации и инверсии знака циркулярной поляризации ФЛ по сравнению с поляризацией в НПЛ с оболочкой CdS (Рис. 1 (a,b)). В то же время, инверсия знака циркулярной поляризации ФЛ во внешнем магнитном поле наблюдалась и в НПЛ CdSe/CdMnS с магнитными ионами Mn, введенными в оболочку CdS (Рис. 1 (c)). Однако в этом случае инверсия знака циркулярной поляризации экситонной ФЛ обусловлена обменным взаимодействием дырки в экситоне с ионами  $Mn^{2+}$  в оболочке [2].

Исследования полумагнитных наноплателетов CdSe/CdMnS с использованием высокочастотного электронного парамагнитного резонанса в непрерывном и импульсном режимах показало, что ионы  $Mn^{2+}$ , находящиеся внутри оболочки CdS и на ее поверхности различаются величиной сверхтонкого взаимодействия и характеризуются различной спиновой динамикой [3]. Обнаружены также комплексы взаимодействующих ионов Mn. Электронно-ядерный двойной резонанс позволил оценить расстояния между поверхностными ионами  $Mn^{2+}$  и ядрами водорода, относящимися к пассивирующей поверхности лигандам олеиновой кислоты. Таким образом, ионы  $Mn^{2+}$  могут служить зондами атомного размера для

диагностики поверхности. Полученные результаты открывают новые возможности управления магнитооптическими свойствами коллоидных нанокристаллов с помощью контроля магнитных свойств их поверхности.

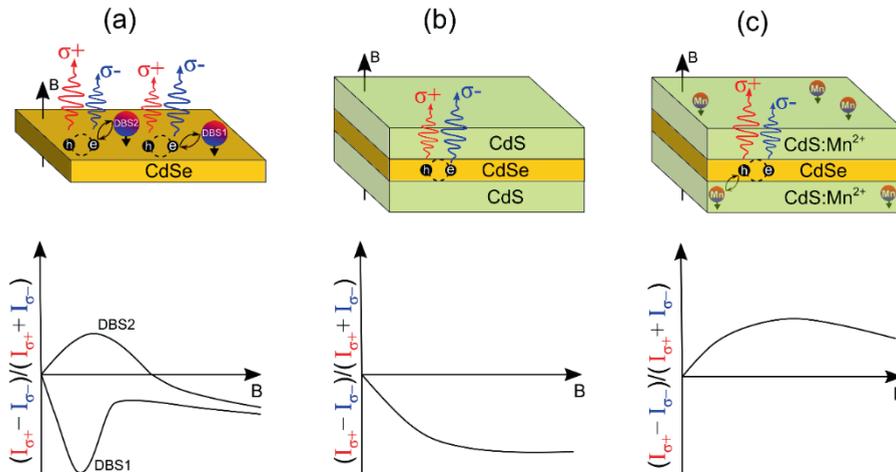


Рис. 1. Схематическое изображение наноплателетов (НПЛ) CdSe без оболочки (а), с оболочкой CdSe (б) и CdMnS (с). Для каждого типа показана преимущественная циркулярная поляризация экситонной ФЛ и (внизу) зависимость ее степени от магнитного поля.

Другим важным и ярким результатом стало обнаружение обменного взаимодействия экситонов с одним и двумя локализованными резидентными электронами в наноплателетах CdSe методом комбинационного рассеяния света с переворотом спина (Рис 2.) [4]. Это стало первым наблюдением двукратного рассеяния в наноструктурах. Совместно с академиком РАН, проф. Е. Л. Ивченко нами построена теория одно- и

двукратного рассеяния, предсказывающая зависимости эффективности рассеяния от поляризации света и геометрии эксперимента [5]. Метод комбинационного рассеяния света с переворотом спина позволяет исследовать спиновую структуру уровней, измерять g-факторы носителей заряда и их анизотропию, изучать спин-зависимые явления и эффекты фотозарядки в коллоидных наноструктурах.

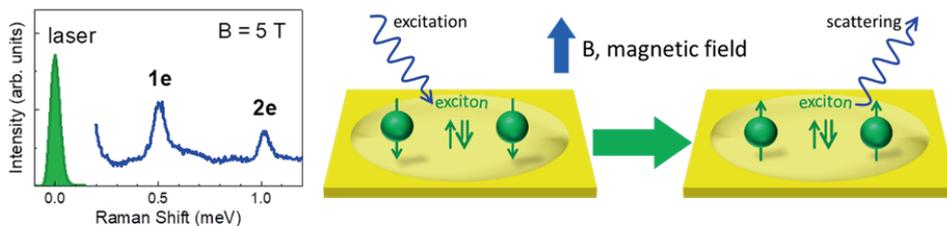


Рис. 2. (а) Спектр РСПС в НПЛ CdSe. Линии, обозначенные “1e” и “2e”, соответствуют перевороту спина одного и двух электронов. (б) Схема процесса переворота спинов электронов в НПЛ CdSe (начальное и конечное состояния). Одиночными стрелками обозначены спины электронов, двойными – дырки.

Новые спин-зависимые явления обнаружены и в сферических нанокристаллах

CdSe в стеклянной матрице. Впервые удалось разрешить противоречие между

наблюдаемыми сдвигами ФЛ и знаком ее циркулярной поляризации, которое наблюдалось ранее и в НК CdSe, синтезированных в растворе. Это противоречие, а также спектральная зависимость поляризации обусловлены взаимодействием экситонов с оптическими фононами [6]. Исследования когерентной спиновой динамики электронов в эксперименте накачка-зондирование с временным

разрешением обнаружили, что резидентные электроны дополнительно локализованы у поверхности [7]. Таким образом магнитооптические исследования сферических НК CdSe в стеклянной матрице позволили построить новые теоретические модели, важные для понимания спин-зависимых процессов во всех типах нанокристаллов CdSe, выявить их общие свойства и отличительные особенности.

### Незатухающие циркулярные токи с целочисленными и дробными орбитальными угловыми моментами в бозе-эйнштейновских конденсатах экситонных поляритонов

Поиск в экситон-поляритонных бозе-конденсатах циркулярных сверхтекучих токовых состояний, обладающих ненулевым орбитальным угловым моментом (ОУМ), привлекает в последнее время повышенный интерес в связи с предложением использовать такие состояния для квантовой обработки информации [8].

Мы сообщаем об обнаружении незатухающих кольцевых поляритонных токов с целочисленными и дробными ОУМ в микроцилиндрах, вытравленных из планарного полупроводникового микрорезонатора GaAs/AlGaAs. Поляритонный конденсат возбуждался остро сфокусированным лучом нерезонансной оптической накачки. Пятно накачки вместе со стенками микроцилиндра

образует для конденсата локализирующий потенциал кольцевой формы. Переключение между азимутальными поляритонными токовыми состояниями осуществлялась путем нарушения вращательной симметрии потенциала в результате сдвига пятна накачки относительно оси микроцилиндра. При малых сдвигах конденсат имеет форму кольца (Рис. 3 (а)), а его фаза равномерно изменяется вдоль кольца. При этом средний ОУМ на частицу,  $l$ , является целочисленным и его величина совпадает с топологическим зарядом поляритонного вихревого состояния. В микроцилиндрах диаметром 25 мкм мы зарегистрировали токовые состояния поляритонов с целочисленным ОУМ, изменяющимися от  $-2$  до  $+3$ .

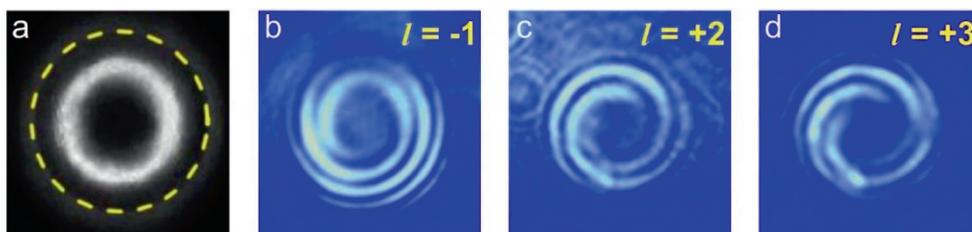


Рис. 3. Изображение конденсата (а) и интерферограммы его состояний с целочисленным ОУМ (b - d), измеренные при возбуждении в центр микроцилиндра диаметром 25 мкм.

Смещение пятна накачки на несколько микрон придаёт конденсату форму полумесяца (Рис. 4 (а,с))

и вызывает скачок фазы конденсата в минимуме его плотности. Такой конденсат характеризуется дробным ОУМ.



Рис. 4. Серповидные конденсаты с полуцелым ОУМ (а, с) и его интерферограммы (b, d).

Распределение фазы и, как следствие, значение ОУМ мы находили из интерферограмм, полученных в результате ближнеполевой интерференции излучения конденсата со сферической опорной волной. Интерферограммы конденсатов, имеющих форму кольца, представляют собой непрерывные спирали, число ветвей которых совпадает с абсолютной величиной целочисленного ОУМ, а направление вращения дает знак ОУМ (Рис. 3 (b-d)) [9]. Интерферограмма серповидного конденсата представляет собой спираль, имеющую разрывы в узком интервале азимутальных углов в области минимальной плотности конденсата (Рис. 4 (b, d)). Скачок фазы конденсата на

$\pi$  в тангенциальном направлении, наблюдающийся в области разрыва интерференционной спирали, позволяет оценить средний ОУМ, приходящийся на один поляритон, приблизительно равным  $+1/2$  или  $-1/2$  [10].

Для описания экспериментально наблюдаемых токовых состояний конденсата разработана модель на основе уравнения Гросса-Питаевского для экситон-поляритонного конденсата, которое проецировалось на базис азимутальных состояний кольцевой потенциальной ловушки. Модель качественно верно воспроизводит экспериментально наблюдавшиеся распределения плотности и фазы конденсата, а также интерферограммы [11].

#### Литература

1. Shornikova E. V., Golovatenko A. A., Yakovlev D. R. et al. Surface spin magnetism controls the polarized exciton emission from CdSe nanoplatelets // *Nature Nanotechnology*, 2020, Volume 15, p. 277–282. <https://www.nature.com/articles/s41565-019-0631-7>.
2. Shornikova E. V., Yakovlev D. R., Tolmachev D. O. et al. Magneto-Optics of Excitons Interacting with Magnetic Ions in CdSe/CdMnS Colloidal Nanoplatelets // *ACS Nano*, 2020, Volume 14, p. 9032–9041. DOI: 10.1021/acsnano.0c04048.
3. Babunts R. A., Uspenskaya Y. A., Romanov N. G. et al. High-frequency EPR and ENDOR spectroscopy of Mn<sup>2+</sup> ions in CdSe/CdMnS nanoplatelets // *ACS Nano*, 2023 DOI: 10.1021/acsnano.2c10123.
4. Kudlacik D., Sapega V. F., Yakovlev D. R. et al. Single and double electron spin-flip Raman scattering in CdSe colloidal nanoplatelets // *Nano Letters*, 2020, Volume 20, p. 517–525. DOI: 10.1021/acs.nanolett.9b04262.
5. Rodina A. V., Ivchenko E. L. Theory of single and double electron spin-flip Raman scattering in semiconductor nanoplatelets // *Phys. Rev. B*, 2020, Volume 102, p. 235432. DOI: 10.1103/PhysRevB.102.235432.
6. Qiang G., Golovatenko A. A., Shornikova E. V. et al. Polarized emission of CdSe nanocrystals in magnetic field: the role of phonon-assisted recombination of the dark exciton // *Nanoscale*, 2021, Volume 13, p. 790–800. DOI: 10.1039/D0NR07117J.
7. Qiang G., Zhukov E. A., Ever E. et al. Electron spin coherence in CdSe nanocrystals in a glass matrix // *ACS Nano*, 2022, Volume 16, p. 18838–18848. DOI: 10.1021/acsnano.2c07645.

8. Xue Y., Chestnov I., Sedov E., Kiktenko E., Fedorov A. K., Schumacher S., Ma X., Kavokin A. Split-ring polariton condensate as a macroscopic two-level quantum system // *Phys. Rev. Research* 3, 013099 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevResearch.3.013099.
9. Lukoshkin V. A., Kalevich V. K., Afanasiev M. M., Kavokin K. V., Hatzopoulos Z., Savvidis P. G., Sedov E. S., Kavokin A. V. Persistent circular currents of exciton-polaritons in cylindrical pillar microcavities // *Phys. Rev. B* 97, 195149 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevB.97.195149.
10. Sedov E., Lukoshkin V., Kalevich V., Hatzopoulos Z., Savvidis P., Kavokin A. Persistent currents in half-moon polariton condensates // *ACS Photonics* 7, 1163 (2020). DOI: 10.1021/acsp Photonics.9b01779.
11. Sedov E. S., Lukoshkin V. A., Kalevich V. K., Savvidis P. G., Kavokin A. V. Circular polariton currents with integer and fractional orbital angular momenta // *Phys. Rev. Research* 3, 013072 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevResearch.3.013072.

## Спиновые центры и спин-фотонные взаимодействия в широкозонных материалах как платформа для квантовых технологий

П. Г. Баранов

*Лаборатория микроволновой спектроскопии кристаллов*

Алмаз, карбид кремния, атомарно тонкие полупроводники рассматриваются в качестве современной материальной платформой для квантовых технологий, основанных на спинах и фотонах. На масштабируемом и компактном оборудовании, используя спиновые свойства квантовых излучателей, появляется возможность реализации квантовых интерфейсов свет-материя. Сочетание сверхчувствительных оптических методов детектирования изображений с высоким разрешением и когерентного управления с помощью магнитного резонанса является ключевым компонентом в разработке квантовых устройств на основе этих материалов [1-3].

В лаборатории микроволновой спектроскопии кристаллов развивается направление по созданию как исследовательского, так и образовательного современного квантового центра. В его основу заложено изучение квантовых излучателей в алмазе и карбиде кремния, используя методы электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), фотолюминесценции (ФЛ), оптически детектированного магнитного резонанса (ОДМР) и двойного электронно-ядерного резонанса (ДЭЯР).

В рамках президентской программы «Российская Арктика» для индустриального заказчика АО «АГД Даймондс» при участии САФУ имени М. В. Ломоносова разработан и изготовлен экспериментальный

стенд ОДМР для контроля за созданием и исследования уникальных свойств NV-центров в алмазных пластинах. Стенд работает в непрерывном режиме с возможностью регистрации карт ФЛ и ОДМР с микронным разрешением, а также в импульсных режимах (осцилляции Раби, биения Рамзи, измерения времен релаксаций). Стенд полностью автоматизирован, предусмотрено дистанционное управление и контроль, возможны измерения в магнитном поле.

На Рис. 1 представлен общий вид стенда. Внизу показаны карты распределения интенсивности ФЛ и ОДМР NV-центров в пластине алмаза (Рис.2), а также ОДМР NV-центров в магнитном поле и пример осцилляций Раби (Рис. 3). Разработанный стенд позволяет определять локальные напряжения и деформации, когерентные свойства NV-центров, локальные концентрации доноров азота с субмиллиметровым пространственным разрешением путем использования NV-центров в качестве квантовых датчиков атомарных размеров. Также в лаборатории имеются такие инновационные установки, как конфокальный и атомно-силовой микроскопы (АСМ) с возможностью регистрации ОДМР спиновых центров, что позволяет повысить пространственное разрешение до субмикронного диапазона.



Рис. 1. Экспериментальный стенд ОДМР для контроля за созданием и для исследования уникальных свойств NV-центров в алмазных пластинах.

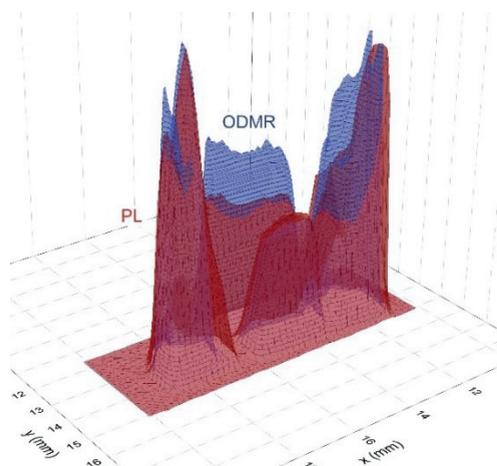


Рис. 2. Карты распределения интенсивности ФЛ и ОДМР NV-центров в пластине алмаза.

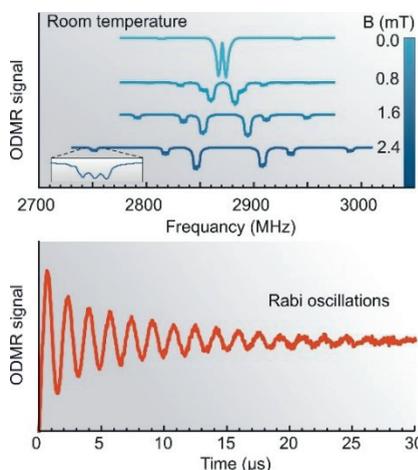


Рис. 3. Сигнал ОДМР NV-центров в магнитном поле и пример осцилляций Раби

Наночастицы алмаза и карбида кремния, интегрированные с атомно-силовым и конфокальным сканирующими микроскопами, являются квантовыми сенсорами для регистрации магнитных, электрических и температурных полей с субмикронным пространственным разрешением. Данные спиновые центры с  $S = 3/2$  делают возможным создание уникальных сенсоров, позволяющих измерять магнитные и температурные поля без

использования микроволнового излучения на основе физического явления антипересечения спиновых уровней в магнитном поле. Это позволяет использовать квантовые сканирующие микроскопы в электропроводящих средах, таких как интегральные схемы или биологические растворы [4]. Спиновые центры в карбиде кремния излучают в ближнем ИК-диапазоне, т.е. вблизи полосы прозрачности оптоволоконна и биологических систем.

На Рис. 4 показана глубина проникновения света в биологические ткани для различных длин волн. Видно, что спектральный

диапазон для спиновых центров в SiC более благоприятен по сравнению с оптическими характеристиками NV-центров в алмазе.

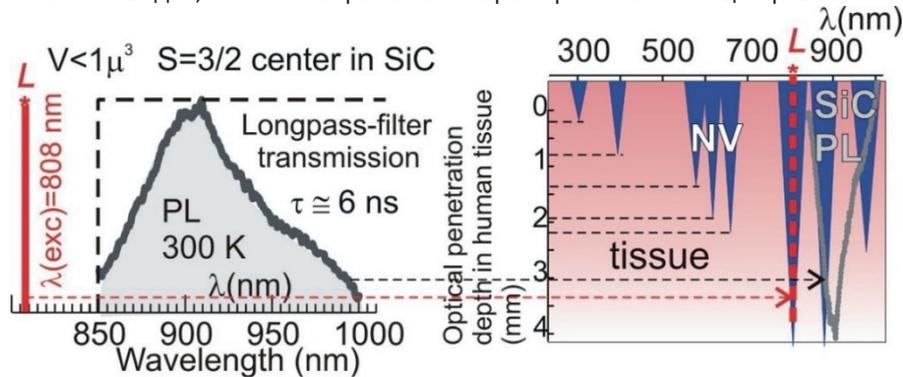


Рис. 4. Глубина проникновения света в биологические ткани для различных длин волн.

Сотрудниками лаборатории разработан протокол изготовления квантовых датчиков, совместимых с современными сканирующими микроскопами. Нанокристаллы со спиновыми центрами были охарактеризованы и успешно прикреплены к зондам АСМ. На Рис. 5 показан захват одиночной наночастицы SiC со спиновыми центрами на кончике коммерческого кантилевера

АСМ: (a) АСМ-топография секции кремниевой пластины с наночастицами SiC ; (b) Конфокальное изображение сигнала ФЛ (при 900 нм, с возбуждением 532 нм) того же участка; (c) Изготовление зонда АСМ, захватившего одну наночастицу SiC; (d) Контрольные изображения сканирующего электронного микроскопа модифицированного АСМ зонда nano-SiC.

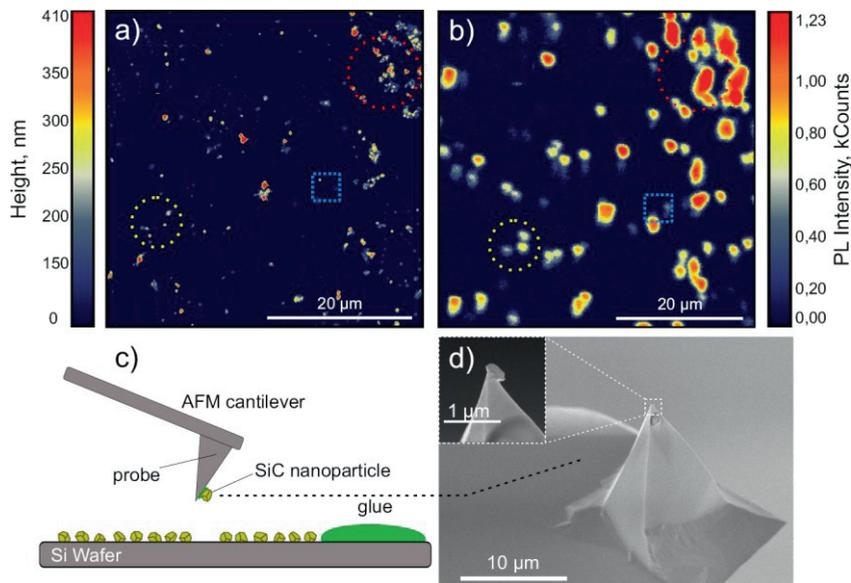


Рис. 5. Захват одиночной наночастицы SiC со спиновыми центрами на кончике коммерческого кантилевера АСМ.

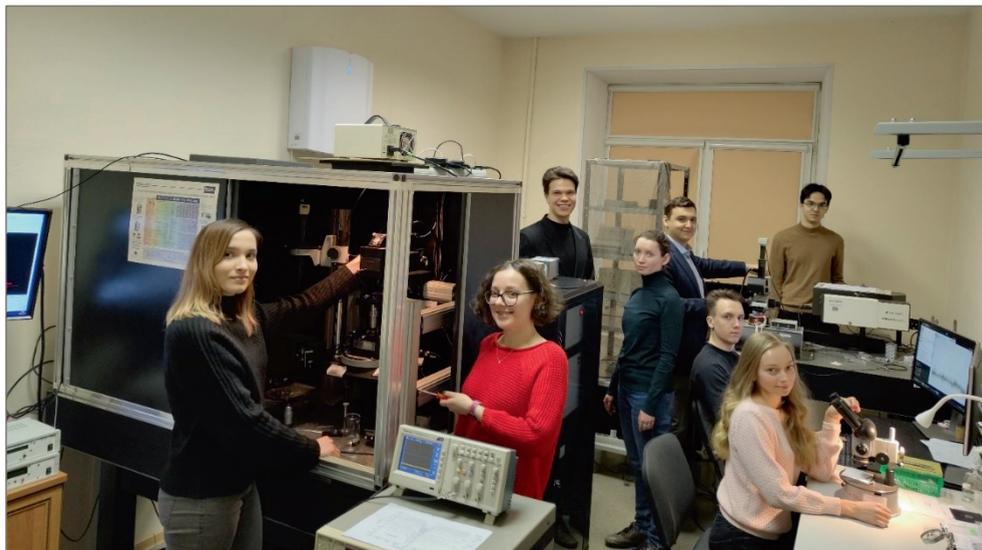


Рис. 6. Молодые сотрудники лаборатории микроволновой спектроскопии кристаллов, которые проводят исследования на спектрометрах по оптическому детектированию магнитного резонанса с использованием совмещенных конфокальных и атомно-силовых микроскопов.

#### Литература

1. Breev I. D., Shang Z., Poshakinskiy A. V., Singh H., Berencén Y., Hollenbach M., Nagalyuk S. S., Mokhov E. N., Babunts R. A., Baranov P. G., Suter D., Tarasenko S. A., Astakhov G. V., Anisimov A. N. Inverted fine structure of a 6H-SiC qubit enabling robust spin-photon interface // *npj Quantum Information*, Vol. 8, p. 23, 2022. DOI: 10.1038/s41534-022-00534-2.
2. Babunts R. A., Breev I. D., Kramushchenko D. D., Bundakova A. P., Muzafarova M. V., Anisimov A. N., Baranov P. G. Interaction between NV centers and substituting nitrogen complexes in diamond as a diagnostic probe of the local nitrogen concentration // *Journal of Applied Physics*, Vol. 132, p. 175705, 2022. DOI: 10.1063/5.0107019.
3. Бабунц Р. А., Успенская Ю. А., Бундакова А. П., Мамин Г. В., Анисимов А. Н., Баранов П. Г. Релаксационные процессы и когерентные спиновые манипуляции для триплетных Si-C дивакансий в карбиде кремния, десятикратно обогащенном изотопом  $^{13}\text{C}$  // *Письма в ЖЭТФ*, т. 116, стр. 763-769, 2022. DOI: 10.31857/S1234567822230045.
4. Анисимов А. Н., Бабунц Р. А., Музафарова М. В., Бундакова А. П., Солтамов В. А., Баранов П. Г. Патент РФ № 2695593 от 24 июля 2019.

## Спин-зависимые оптические явления в кристаллах и тонких пленках

В. В. Павлов, Р. В. Писарев

*Лаборатория оптических явлений в сегнетоэлектрических и магнитных кристаллах*

*Лаборатория физики ферроиков*

*Сектор теории квантовых когерентных явлений в твердом теле*

*Лаборатория спектроскопии твердого тела*

Научные тематики лаборатории оптических явлений в сегнетоэлектрических и магнитных кристаллах связаны с поиском новых спин-зависимых оптических явлений в материалах различных классов – тонкопленочных и объемных магнитных полупроводниках, антиферромагнетиках,

ферромагнетиках, мультиферроиках, гибридных слоистых структурах. Основными методами исследований являются линейная и нелинейная магнитооптика, сверхбыстрая спектроскопия с временным разрешением, нелинейная оптика на основе генерации оптических гармоник.

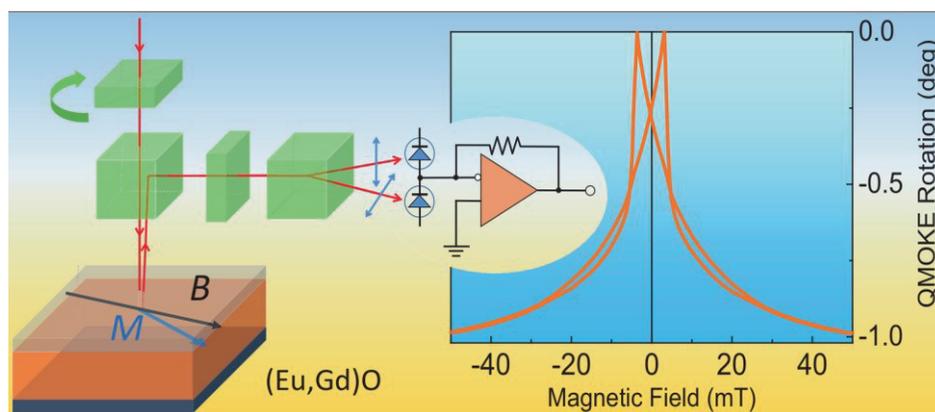


Рис. 1. Квадратичный магнитооптический эффект Керра (QMOKE) в  $\text{EuO}$  и  $\text{Eu}(\text{Gd})\text{O}$  большой величины может быть использован для создания векторных датчиков слабых магнитных полей [1].

Высококачественные наноразмерные плёнки  $\text{EuO}$  и  $\text{Eu}(\text{Gd})\text{O}$  были эпитаксиально выращены на подложке из оксида циркония, стабилизированном оксидом иттрия. Оксид европия  $\text{EuO}$  принадлежит к классу магнитных полупроводников, обладающих уникальными электронными, магнитными, оптическими и магнитооптическими свойствами. В тонких ферромагнитных пленках оксида европия  $\text{EuO}$  ( $T_c = 69 \text{ K}$ ) и Gd-замещенного  $\text{Eu}(\text{Gd})\text{O}$  ( $T_c = 123 \text{ K}$ ) обнаружен квадратичный магнитооптический эффект Керра (QMOKE) аномально большой величины, а также сильные полярный

и меридиональный линейные эффекты Керра [1].

В плёнке  $\text{Eu}_{0.97}\text{Gd}_{0.03}\text{O}$  в области энергий фотонов 1.85 эВ QMOKE достигает величины  $\sim 1$  градуса (см. Рис. 1), что на порядок превышает заявленные ранее значения гигантского квадратичного эффекта Керра в магнитном полупроводнике  $\text{Ga}(\text{Mn})\text{As}$ . Обнаруженный в плёнках  $\text{EuO}$  и  $\text{Eu}(\text{Gd})\text{O}$  QMOKE большой величины важен не только для детальных оптических исследований магнитной анизотропии, но может быть также использован для создания векторных датчиков слабых магнитных полей.

В антиферромагнитном метаборате меди  $\text{CuV}_2\text{O}_4$  экспериментально продемонстрированы механизмы нарушения взаимности в нелинейной оптике, т. е. изменение величины эффекта при изменении знака магнитного поля или волнового вектора света на противоположное [2]. Фемтосекундная спектроскопия высокого разрешения с использованием метода генерации второй оптической гармоники показала, что эффект невзаимности в  $\text{CuV}_2\text{O}_4$  может достигать 100% величины в области электронных резонансов в магнитном ионе меди  $\text{Cu}^{2+}$  ( $3d^9$ ,  $s = 1/2$ ) (см. Рис. 2). Это явление возникает вследствие интерференции нелинейных когерентных источников генерации второй гармоники – тороидального дипольного момента, магнитоиндуцированного и кристаллографического вкладов. Экспериментальные результаты подтверждаются разработанной теорией, утверждающей, что возникновение нелинейной невзаимности обусловлено тороидальным дипольным моментом в  $\text{CuV}_2\text{O}_4$ , который

характеризует нетривиальное пространственное распределение спинов в этом материале.

В твердых телах эффективность передачи углового момента и энергии между спинами и решеткой накладывает фундаментальные ограничения на скорость управления состоянием намагниченности в спинтронике, магнотонике и магнитооптических устройствах памяти. Установлен эффективный нелинейный механизм спин-решеточной связи, приводимый в действие терагерцевым световым импульсом в антиферромагнетике  $\text{CoF}_2$  [3]. Одиночный терагерцевый импульс резонансно взаимодействует с когерентным магнетонным состоянием в  $\text{CoF}_2$  и возбуждает активный по комбинационному рассеянию терагерцевый фонon (см. Рис. 3). Результаты показывают высокую функциональную эффективность антиферромагнетиков в процессах взаимодействия света с магнитной подсистемой за счет спин-решеточного взаимодействия.

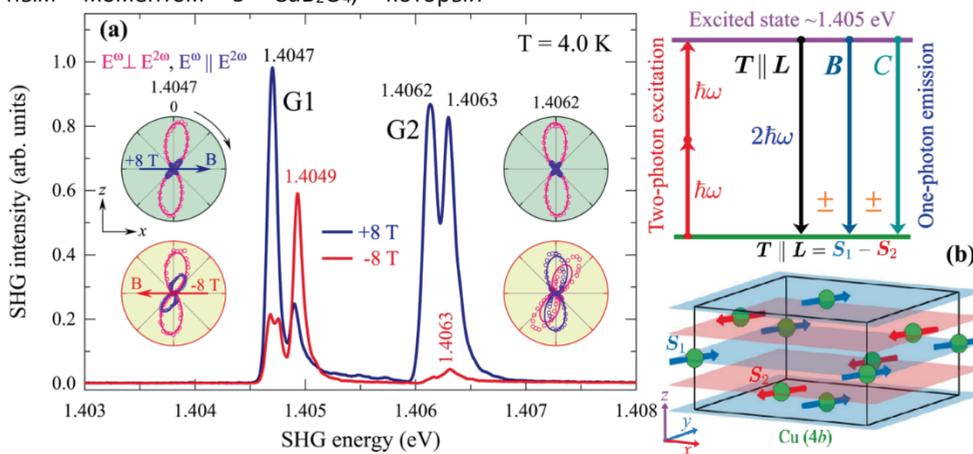


Рис. 2. Невзаимные спектры и вращательные анизотропии генерации второй оптической гармоники в  $\text{CuV}_2\text{O}_4$  в области экситонного перехода вблизи 1.405 eV в магнитном поле  $B = \pm 8$  T, смена направления поля на противоположное приводит к радикальной перестройке спектра гармоники (a), возникновение нелинейной невзаимности обусловлено тороидальным дипольным моментом (b) [2].

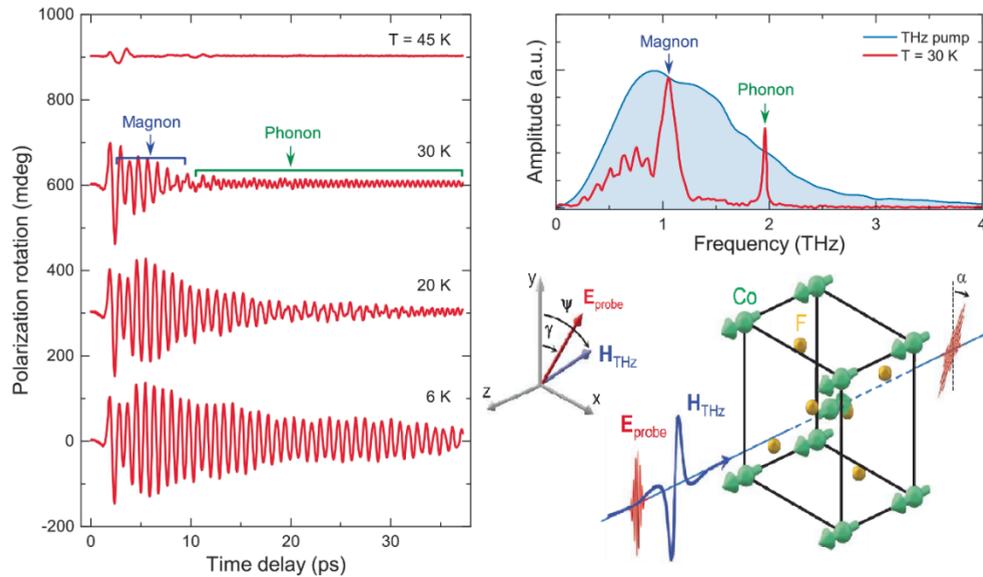


Рис. 3. Терагерцевое возбуждение магнов в области  $\sim 1$  THz и фотонов в области  $\sim 2$  THz в антиферромагнетике  $\text{CoF}_2$  ниже температуры магнитного упорядочения  $T_N = 38$  K [3].

Динамика намагниченности, вызванная светом и разворачивающаяся во временном масштабе вплоть до фемтосекунд, представляет собой способ передачи информации с помощью спиновых манипуляций. Развитие этой области требует исследования новых материалов, реализующих различные механизмы сверхбыстрой динамики намагничивания. В работе [4] были представлены результаты измерений фотоиндуцированной динамики намагниченности в магнитных полупроводниках с помощью двухцветной стробоскопической техники с временным разрешением. Пленки ферромагнетика  $\text{EuO}$  и легированного  $\text{Gd}$

ферромагнетика  $\text{Eu}(\text{Gd})\text{O}$ , демонстрируют прецессию намагниченности, вызванную циркулярно-поляризованными фемтосекундными лазерными импульсами (см. Рис. 4). Проведены сравнительные экспериментальные исследования обеих систем.

Установлено, что эффект оптической ориентации спина на электронном переходе  $4f^7 5d^0 \rightarrow 4f^6 5d^1$  является механизмом, вызывающим прецессию коллективной намагниченности в этих двух материалах. Полученные результаты предполагают применение систем на основе  $\text{EuO}$  в оптоэлектронике и спинтронике.

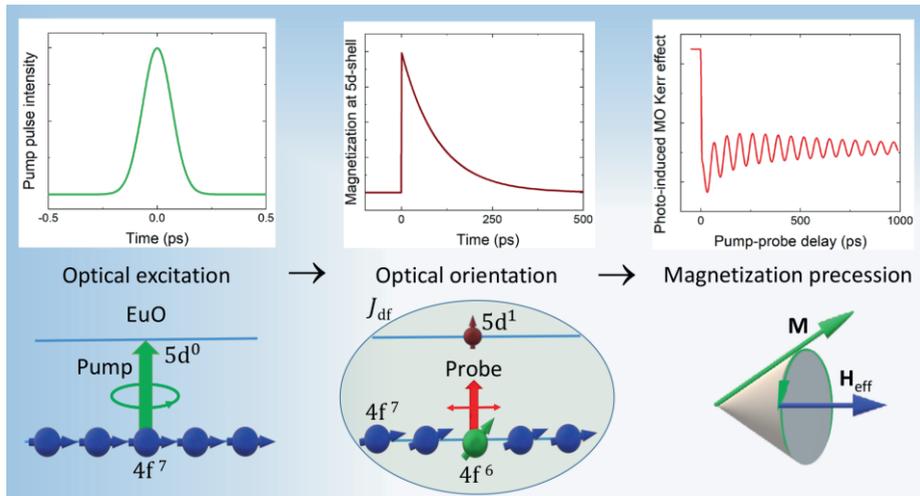


Рис. 4. Эффект оптической ориентации спина на электронном переходе  $4f^7 5d^0 \rightarrow 4f^6 5d^1$  приводит к прецессии коллективной намагниченности в EuO и Eu(Gd)O [4].

#### Литература

1. Kats V. N., Nefedov S. G., Shelukhin L. A., Usachev P. A., Averyanov D. V., Karateev I. A., Parfenov O. E., Taldenkov A. N., Tokmachev A. M., Storchak V. G., Pavlov V. V. Giant quadratic magneto-optical Kerr effect in (Eu,Gd)O films for magnetic field sensing // *Applied Materials Today*, 2020, Volume 19, p. 100640. DOI: 10.1016/j.apmt.2020.100640.
2. Mund J., Yakovlev D. R., Poddubny A. N., Dubrovin R. M., Bayer M., Pisarev R. V. Toroidal nonreciprocity of optical second harmonic generation // *Rhys. Rev. B*, 2021, Volume 103, p. L180410. DOI: 10.1103/PhysRevB.103.L180410.
3. Mashkovich E. A., Grishunin K. A., Dubrovin R. M., Zvezdin A. K., Pisarev R. V., Kimel A. V. Terahertz light-driven coupling of antiferromagnetic spins to lattice // *Science*, 2021, Volume 374, pp. 1608-1611. DOI: 10.1126/science.abk1121.
4. Kats V. N., Shelukhin L. A., Usachev P. A., Averyanov D. V., Karateev I. A., Parfenov O. E., Taldenkov A. N., Tokmachev A. M., Storchak V. G., Pavlov V. V. Femtosecond optical orientation triggering magnetization precession in epitaxial EuO films // *Nanoscale*, 2023, Volume 15, p. 2828-2836. DOI: 10.1039/D2NR04872H.

## Резонансные магнитооптические эффекты в дифракционных структурах на основе магнетита

С. И. Павлов, Д. А. Явсин, А. В. Нащекин, А. Б. Певцов

*Лаборатория диагностики материалов и структур твердотельной электроники*

*Лаборатория полупроводниковой квантовой электроники*

*Лаборатория физики аморфных полупроводников*

Исследование оптических наноструктур с размерами элементов порядка длины волны света является актуальным направлением современной физики. Резонансный характер явлений, возникающих в таких структурах, позволяет значительно усиливать величину эффектов, которые в естественных материалах могут быть малы, что в свою очередь, может открыть новые возможности создания более компактных приборов и элементов интегральной оптики.

Одним из таких эффектов является поперечный магнитооптический эффект Керра, который заключается в изменении интенсивности света, проходящего или отраженного от магнитного материала, при изменении его намагниченности. Фактором, ограничивающим практическое применение эффекта Керра, является малая величина относительного изменения интенсивности света в объемных магнетиках – в лучшем случае порядка  $10^{-3}$  в традиционных ферромагнитных материалах, таких как железо, никель, кобальт.

В ФТИ им. А. Ф. Иоффе в широкой коллаборации с коллегами из различных научных групп (Сколковский институт науки и

технологий, МГУ им. М. В. Ломоносова, СПбГУ, Дортмундский технический университет) выполнены исследования, посвященные особенностям усиления поперечного магнитооптического эффекта Керра в дифракционных структурах на основе магнетита.

Особенностью магнетита является то, что он обладает заметной величиной эффекта Керра в естественном состоянии, и при этом меньшими оптическими потерями по сравнению с магнитными металлами. Кроме того, наноструктурированные пленки магнетита, полученные методом лазерного электродиспергирования (ЛЭД), демонстрируют даже лучшие магнитные свойства по сравнению с поликристаллическими пленками.

Исследованные образцы представляли собой пленки магнетита, полученные методом ЛЭД с одномерно-периодическими массивами золотых полосок (Рис. 1). Массивы полосок с периодом 600 нм были изготовлены методом электронно-лучевой литографии. Такой период был выбран на основе теоретических расчетов для возбуждения оптических резонансных особенностей в видимой и ближней инфракрасной области спектра.

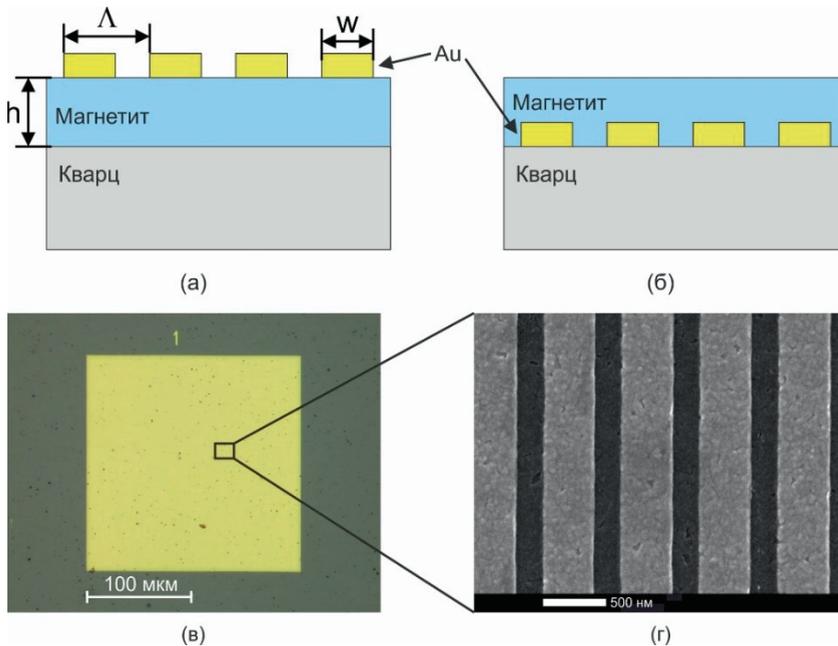


Рис. 1. Магнитооптические дифракционные структуры: (а), (б) – схематическое изображение двух типов структур, (в) – оптическая микрофотография и (г) – электронно-микроскопическое изображение массива золотых полосок на пленке магнетита.

Оптические и магнитооптические измерения были выполнены методом спектральной Фурье-микроскопии, позволяющим получать двумерные картины оптического отклика в координатах «длина волны-угол падения». Измерение таких карты при противоположных направлениях намагниченности позволяет построить спектрально-угловые зависимости поперечного эффекта Керра. Сопоставление особенностей, наблюдаемых на спектрально-угловых зависимостях, с теоретическими расчетами собственных мод структуры позволяет выявить природу резонансных эффектов, ответственных за усиление эффекта Керра (Рис. 2).

Усиление эффекта Керра в дифракционных структурах связано со смещением частоты соответствующего резонанса при изменении намагниченности. При этом в области резонанса возникают два максимума с противоположным знаком. Было установлено, что в случае тонких пленок магнетита, порядка 50 нм, усиление эффекта Керра наблюдается вдоль дисперсионных кривых поверхностного плазмонного резонанса, распространяющегося на границе раздела золото/подложка. При увеличении толщины магнитной пленки до 200 нм в системе возникают новые типы резонансов, связанные с возбуждением квазиволноводных мод.

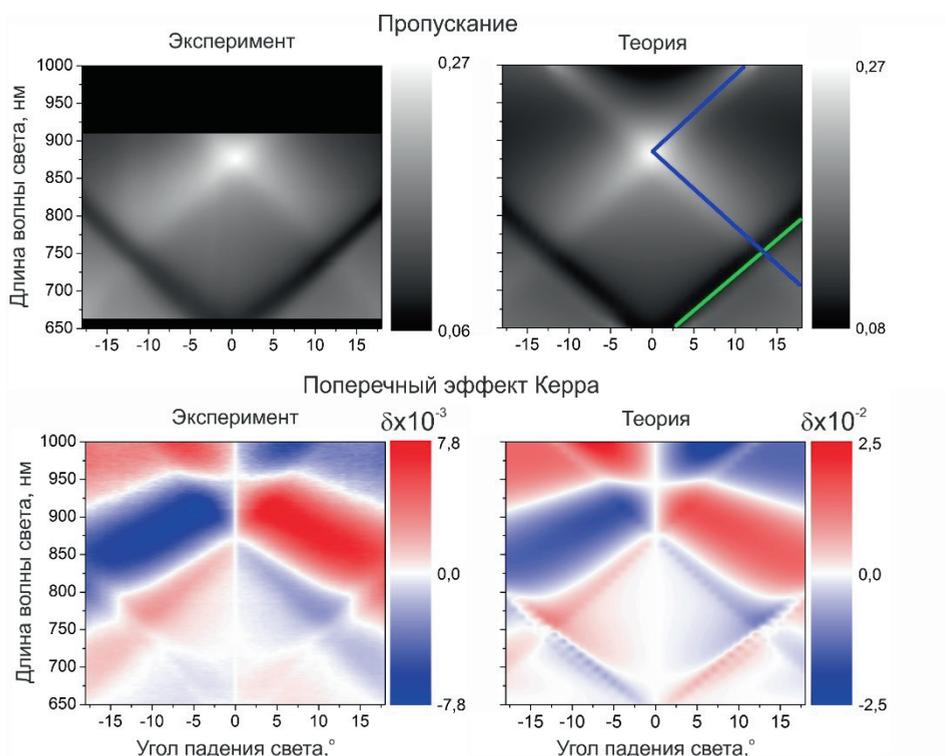


Рис. 2. Спектрально-угловые зависимости пропускания (верхний ряд), поперечного эффекта Керра (нижний ряд), измеренные методом спектральной Фурье-микроскопии (слева) и теоретически рассчитанные (справа). На правом верхнем изображении отмечены дисперсионные кривые поверхностных плазмон-поляритонов.

Интересной особенностью исследованных структур является слабая зависимость положения максимума эффекта Керра от угла падения света. Это связано со спектральным перекрытием оптических резонансов, из-за наличия поглощения света в пленке магнетита. При этом ширина максимумов эффекта Керра занимает спектральный диапазон порядка 50 нм.

Для возникновения условий усиления эффекта Керра необходимо, чтобы электромагнитное поле резонансной моды взаимодействовало с магнитным материалом. Однако металлическая структура на поверхности магнетита препятствует проникновению электромагнитной энергии. Для повышения эффективности взаимодействия света с магнетиком была

исследована структура с периодической металлической структурой, помещенной под слой магнетита. В результате было обнаружено, что резонансы, взаимодействующие с магнитным материалом эффективно подавляются, при этом не уменьшая величины магнитооптического эффекта Керра.

Анализ полученных результатов показал, что в изученных структурах достигается величина усиления поперечного эффекта Керра более 100 при углах падения света близких к нормали. При увеличении угла падения значение усиления уменьшается, что связано ростом амплитуды естественного эффекта Керра в пленке магнетита. Стоит отметить, что несмотря на уменьшение величины усиления,

амплитуда эффекта Керра в структурах при увеличении угла остается постоянной или растет, при этом структурирование позволяет выделить спектральный и угловой диапазон, в котором достигается максимум эффекта.

Еще одним результатом работы стал предложенный новый подход к оценке эффективности структур, использующих поперечный эффект Керра в виде

произведения сигнала Керра на коэффициент пропускания или отражения света. Такой подход позволяет учитывать не только изменение (эффект Керра), но и интенсивность света, попадающего на приемник. Такой подход может быть полезен для разработок устройств, функционирующих на основе поперечного эффекта Керра и сравнения практической эффективности исследуемых структур.

#### Литература

1. Dyakov S. A., Spitzer F., Akimov I., Yavsin D. A., Pavlov S. I., Verbin S. Y., Tikhodeev S. G., Gippius N. A., Pevtsov A. B., Bayer M. Transverse magneto-optical Kerr effect in magnetite covered by array of gold nanowires // *Semiconductors*, 2018, Volume 52, no. 14, Pp 1857-1860, DOI: 10.1134/S1063782618140099
2. Dyakov S. A., Fradkin I. M., Gippius N. A., Klompmaker L., Spitzer F., Yalcin E., Akimov I. A., Bayer M., Yavsin D. A., Pavlov S. I., Pevtsov A. B., Verbin S. Y., Tikhodeev S. G. Wide-band enhancement of the transverse magneto-optical Kerr effect in magnetite-based plasmonic crystals // *Phys. Rev. B*, 2019, Volume 100, no. 21., P. 21441, DOI: 10.1103/PhysRevB.100.214411
3. Pavlov S. I., Pevtsov A. B., Dyakov S. A., Yavsin D. A., Spitzer F., Akimov I., Verbin S. Y., Tikhodeev S. G., Gippius N. A., Nashchekin A. V., Bayer M. Transverse magneto-optical Kerr effect in magnetoplasmonic waveguide structures based on Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> // *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2019, Volume 1400, no. 6, P.066014, DOI: 10.1088/1742-6596/1400/6/066014
4. Pavlov S. I., Pevtsov A. B., Dyakov S. A., Yavsin D. A., Nashchekin A. V. Efficiency evaluation of the transverse magneto-optical Kerr effect in magnetoplasmonic structures // *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2019, Volume 1400, no. 6, P.066013, DOI: 10.1088/1742-6596/1400/6/066013
5. Dyakov S. A., Spitzer F., Akimov I., Yavsin D. A., Pavlov S. I., Verbin S. Y., Tikhodeev S. G., Gippius N. A., Pevtsov A. B., Bayer M. Wide band enhancement of transverse magneto-optic Kerr effect in magnetite // *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2019, Volume 1461, no. 1, P.012033, DOI: 10.1088/1742-6596/1461/1/012033

## Исследование фотодинамики биомолекул с помощью фемтосекундной лазерной спектроскопии и цифровой голографической микроскопии

А. В. Белашов, Д. М. Бельтюкова, О. С. Васютинский, И. А. Горбунова, А. А. Жихорева,  
М. Э. Сасин, И. В. Семенова, А. Г. Смолин

*Лаборатория оптики биомолекул и кластеров  
Лаборатория физики высокотемпературной плазмы  
Лаборатория газовой динамики*

В лаборатории оптики биомолекул и кластеров ФТИ им. А.Ф. Иоффе, созданной во второй половине 2021 года, разрабатываются и применяются новые оптические методы диагностики свойств биомолекул в растворах и живых клетках с высоким пространственным и временным разрешением. Исследования проводятся с использованием методов фемто- и пикосекундной лазерной спектроскопии, FLIM и цифровой голографической микроскопии и томографии. Основные направления проводящихся исследований: процессы изотропной и анизотропной релаксации биомолекул при фото-возбуждении, изменение морфологии живых клеток и динамика их гибели при фотодинамическом воздействии (ФДВ), мониторинг биохимических процессов, происходящих в клетках и тканях с использованием природных и искусственных флуоресцентных зондов, многофотонное возбуждение и векторные корреляции в молекулярной динамике. Лаборатория оснащена современным оборудованием, в том числе полученным в рамках Национального проекта "Наука": «Обновление приборной базы ведущих научных организаций, выполняющих научные исследования и разработки на 2020-2024 гг». Экспериментальные и теоретические исследования, проведенные в лаборатории в течение

последних пяти лет, привели к получению целого ряда новых результатов мирового уровня.

Обнаружены новые поляризационно-зависимые каналы сверхбыстрой передачи энергии в возбужденных состояниях молекулярных коферментов NADH и FAD и развиты модели, впервые позволившие объяснить ряд закономерностей во флуоресценции этих коферментов [1-2]. Предложена новая интерпретация существования двух времен затухания флуоресценции NADH в растворах, а также новая модель релаксации возбужденных состояний коферментов NADH, связанных с ферментами ADH [2], которые позволили существенно уточнить и скорректировать модели, существовавшие в мировой литературе ранее. Эта интерпретация основана на влиянии распределения зарядов в никотинамидном кольце в различных конфигурациях NADH (Рис. 1.) на скорость безызлучательной релаксации и на наблюдавшиеся в эксперименте времена затухания флуоресценции [1].

Разработан принципиально новый метод, позволяющий разделить вклады различных каналов релаксации в возбужденных состояниях NADH и FAD по сигналам их флуоресценции. В результате была впервые продемонстрирована различная природа процессов релаксации в возбужденных состояниях NADH и FAD.

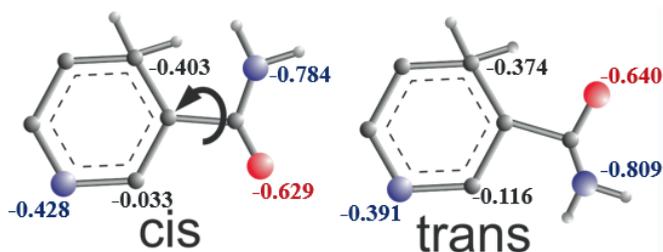


Рис. 1. Вычисленные распределения зарядов в никотинамидном кольце NADH в *cis*- и *trans*- конформациях.

Разработана новая методика определения относительных концентраций различных конформаций молекул NADH на основе анализа времен вращательной релаксации NADH. Продемонстрирована возможность контроля распределения вязкости в биологических растворах посредством определения времен вращательной диффузии молекул NADH и FAD.

Разработан принципиально новый метод поляризационно-модуляционной спектроскопии «накачка-зондирование» сверхвысокого временного разрешения, упрощенная схема которого приведена на Рис. 2(а). Полученные сигналы линейного дихроизма в растворе NADH

приведены на Рис. 2(б) [3]. В результате было впервые определено время анизотропной релаксации NADH и исследована скорость этой релаксации при изменении полярности и вязкости раствора. Предложенный метод позволил достичь временного разрешения 300 фс при использовании лазерных импульсов с энергией около 1 нДж, что на порядки превышает чувствительность существующих в мире аналогов. Поэтому этот метод позволит исследовать сверхбыструю динамику возбужденных состояний биологических молекул непосредственно в живых клетках без снижения их жизнеспособности.

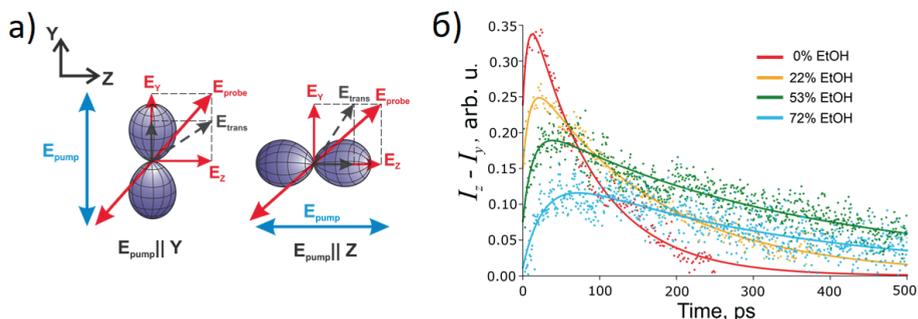


Рис. 2. Упрощенная схема метода накачка-зондирование (а); сигналы линейного дихроизма NADH в водных растворах этанола (б).

Экспериментально обнаружен и теоретически объяснен новый физический эффект: образование выстроенных по орбитальному угловому моменту атомов кислорода при фотодиссоциации молекул

озона циркулярно-поляризованным излучением лазера [4].

Проведены экспериментальные исследования время-разрешенной поляризованной флуоресценции производных флуоресцеина, MitoFluo и C8-FI,

разработанных в Институте Физико-Химической Биологии имени А.Н. Белозерского МГУ, при их взаимодействии с липосомами. Показано, что MitoFluo взаимодействует с липосомами более эффективно, чем C8-FI, и, таким образом, более перспективен для медицинских применений для терапии заболеваний, связанных с окислительным стрессом (рак, диабет и др.) [5].

Исследования с использованием клеточных образцов ведутся в сотрудничестве с коллегами из Института Цитологии РАН и НМИЦ Онкологии им. Н.Н. Петрова. В этих работах были разработаны новые оптические методы, позволяющие проводить количественную оценку изменения морфологических и физиологических параметров клеток при ФДВ. В частности, был предложен и апробирован метод оценки физиологического состояния клеток, основанный на анализе фазовых изображений клеток и трехмерных распределений показателя преломления в них, полученных с помощью цифровой голографической микроскопии и томографии (рис. 3).

Предложен новый метод классификации параметров клеток, основанный на алгоритмах машинного обучения и методе опорных векторов, который позволил с точностью более 90% определять не только тип клеток и их жизнеспособность, но и тип клеточной гибели [6]. Разработанные алгоритмы сегментации клеток в двух- и в трехмерном пространстве позволили автоматизировать этот подход и использовать его для быстрого сбора и анализа данных о реакции больших популяций клеток на внешние воздействия. Используемые голографические методы позволили оценить резистивность раковых и псевдонормальных клеток к ФДВ, исследовать реакцию клеток

солидных опухолей индивидуальных пациентов и провести сравнение эффективности противоопухолевых препаратов, используемых в химиотерапии.

Исследованы процессы накопления фотосенсибилизатора (ФС) Радахлорин в раковых и псевдонормальных клетках разных типов. Показано, что основной областью локализации ФС являются лизосомы клеток, что вероятно связано с преимущественным способом накопления ФС путем эндоцитоза. Установлено, что квантовый выход синглетного кислорода и флуоресценции ФС в различных областях клеток различаются и зависят от уровня кислотности внутриклеточной среды [7]. Продемонстрировано, что анализ сигналов флуоресценции и определение времени жизни возбужденного состояния молекул ФС (рис. 4) позволяет выделить места локализации лизосом в клетке, оценить кислотность среды в различных областях клеток, и учесть ее влияние на фотофизические свойства ФС.

С целью разработки новых методов инактивации вирусов и бактерий, проведены исследования по апробации и оптимизации методов генерации активных форм кислорода на поверхностях разного типа [8] на основе ФС Радахлорин и метиленовый синий. Обнаружено значительное замедление скорости фотообесцвечивания ФС при нанесении на рыхлые органические поверхности и предложены физические механизмы, объясняющие этот эффект.

Полученные научные результаты могут быть использованы для исследования фундаментальных аспектов метаболизма в живых клетках, а также для разработки новых методов фотодинамической терапии и новых методов диагностики социально-значимых заболеваний.

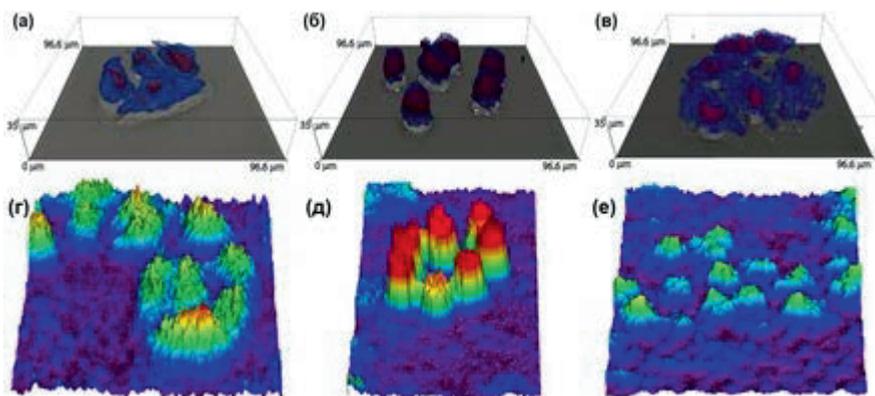


Рис. 3. (а-в) трехмерные распределения показателя преломления и (г-е) фазовые изображения клеток HeLa в (а, г) нормальном состоянии, и в результате (б, д) апоптоза и (в, е) некроза, вызванных фотодинамическим воздействием.

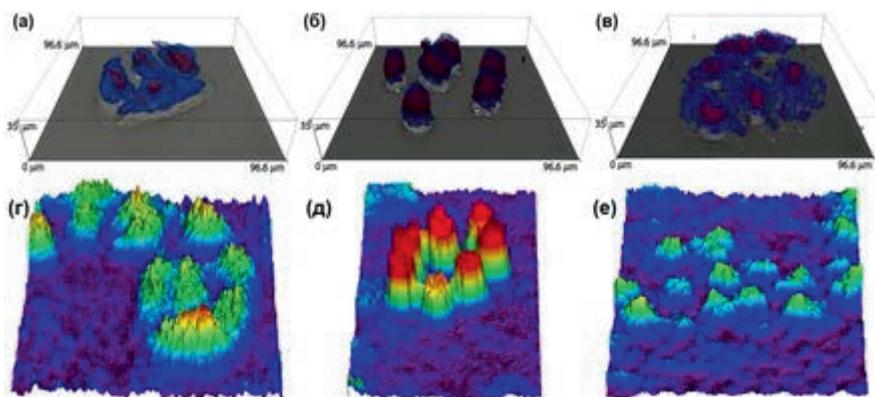


Рис. 4. Распределения времени затухания флуоресценции фотосенсибилизатора Радахлорин в клетках разных типов: (а) HeLa, (б) А549, (в) 3Т3.

### Литература

1. Gorbunova I.A., Sasin M.E., Rubayo-Soneira J., Smolin A.G., Vasyutinskii O.S. Two-Photon Excited Fluorescence Dynamics in NADH in water-methanol solutions: the Role of Conformation States // *J. Phys. Chem. B*, 2020, Volume 124, No 47, p. 10682-10697. DOI: 10.1021/acs.jpcc.1c04226
2. Gorbunova I.A., Sasin M.E., Golyshev D.P., Semenov A.A., Smolin A.G., Beltukov Y.M., Vasyutinskii O.S. Two-Photon Excited Fluorescence Dynamics in Enzyme-Bound NADH: the Heterogeneity of Fluorescence Decay Times and Anisotropic Relaxation //, *J. Phys. Chem. B*, 2021, Volume 125, No. 34, p. 9692-9707. DOI: 10.1021/acs.jpcc.1c04226
3. Gorbunova I.A., Sasin M.E., Beltukov Y.M., Semenov A.A., Vasyutinskii O.S. Anisotropic relaxation in NADH excited states studied by polarization-modulation pump-probe transient spectroscopy // *Phys. Chem. Chem. Phys.* 2020, Volume 22, p. 18155-18168. DOI: 10.1039/D0CP02496A.

4. Weeraratna C. Vasyutinskii O.S., Suits A.G. Photodissociation by Circularly Polarized Light Yields Photofragment Alignment in Ozone Arising Solely from Vibronic Interactions,  
5. Phys. Rev. Lett. 2019, Volume 122, p. 083403 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.083403
6. Beltukova D.M., Belik V.P., Semak B.V., Semenova I.V., Smolin A.G., Vasyutinskii O.S. Relaxation dynamics of alkyl derivatives of fluorescein MitoFluo and C8-FI in solutions with liposomes // Spectrochim. Acta Part A, 2021, Volume 263, p. 120145. DOI: 10.1016/j.saa.2021.120145
7. Belashov A.V., Zhikhoreva A.A., Belyaeva T.N., Salova A.A., Kornilova E.S., Semenova I.V., Vasyutinskii O.S. Machine learning assisted classification of cell lines and cell states on quantitative phase images // Cells, 2021, V. 10, №. 10. p. 2587. DOI: 10.3390/cells10102587
8. Belashov A.V., Zhikhoreva A.A., Salova A.A., Belyaeva T.N., Litvinov I.K., Kornilova E.S., Semenova I.V., Vasyutinskii O.S. Analysis of Radachlorin localization in living cells by fluorescence lifetime imaging microscopy // J. Photochem. Photobiol. B: Biology, 2023, V. 243, p. 112699. DOI: 10.1016/j.jphotobiol.2023.112699
9. Zhikhoreva A.A., Belashov A.V., Ignatov E.S., Gelfond M.L., Semenova I.V., Vasyutinskii O.S. Singlet oxygen generation in aerosol jet and on biological surfaces // J. Photochem. Photobiol. B: Biology, 2022, V. 228, p. 112395. DOI: 10.1016/j.jphotobiol.2022.112395

# Электроника

Мощная импульсная электроника на Si

Силовая электроника на SiC

Технология электронных материалов

Электроника на двумерных материалах

Магнитоэлектроника

Электронная сенсорика

Физика электронной жидкости

## Мощная импульсная полупроводниковая электроника нано- и субнаносекундного диапазона

И. В. Грехов, М. И. Векслер, А. Ф. Кардо-Сысоев, С. В. Коротков, В. И. Брылевский,  
А. Г. Люблинский, П. Б. Родин, И. А. Смирнова

*Лаборатория мощных полупроводниковых приборов  
Лаборатория прикладных проблем сильноточной электроники*

В лабораториях мощных полупроводниковых приборов и прикладных проблем сильноточной электроники проведены фундаментальные исследования физических принципов быстрого переключения высоковольтных полупроводниковых приборов на основе кремния и карбида кремния. Созданы новые быстродействующие ключи – кремниевые ударно-ионизационные диоды и карбидкремниевые дрейфовые диоды с резким восстановлением, обладающие уникальными параметрами по мощности и быстродействию. Развита нелинейная теория процессов генерации и рассасывания неравновесной электронно-дырочной плазмы в быстродействующих полупроводниковых переключателях. Определены новые высокоэффективные электрофизические решения, позволившие разработать компактные генераторы мощных импульсов высокого напряжения с нано и пикосекундной длительностью и сверхмощные генераторы микросекундного диапазона на созданной в ФТИ им. А.Ф. Иоффе полупроводниковой элементной базе — диодных и диодных обострителей импульсов, дрейфовых диодах, реверсивно-включаемых диодах.

Спектр применения мощных короткоимпульсных генераторов простирается от лабораторных устройств для проведения уникальных физических экспериментов до крупномасштабных промышленных технологий.

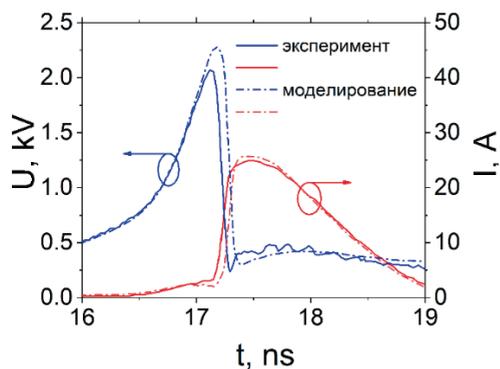
Освоенными областями применения являются:

- системы питания импульсных лазеров и ускорителей;
- устройства для создания плазмохимических реакций;
- очистка промышленных отходов;
- модификация поверхности медицинских изделий;
- магнитная штамповка;
- устройства для сверхскоростного метания плазмы;
- устройства для создания сверхмощных ударных волн в газе и жидкости;
- сверхширокополосная радиолокация (в том числе подземная);
- направленное излучение мощных электромагнитных импульсов;
- новые системы связи.

Разработанные новые полупроводниковые приборы внедрены в производство отечественной промышленностью (ОАО "Электровыпрямитель", г. Саранск; АО "Группа Кремний Эл", г. Брянск), производство импульсных генераторов на новой элементной базе успешно коммерциализировано (ООО "Мегаимпульс", РФ; FID GmBH, ФРГ). Примером применения экстремально мощных импульсных устройств в масштабных государственных проектах является установка мегаджоульного класса, создаваемая в РФЯЦ-ВНИИЭФ (г. Саров) для достижения управляемого термоядерного синтеза.



Коммутатор микросекундных импульсов на основе разработанного в ФТИ рекордно-мощного импульсного полупроводникового ключа микросекундного диапазона – реверсивно-включаемого динистора: рабочее напряжение 24 кВ, ток в импульсе 300 кА, длительность импульса 300 мкс.



100-пикосекундное переключение высоковольтного кремниевого диодного обострителя импульсов в режиме задержанного ударно-ионизационного пробоя: напряжение на приборе (синие кривые) и ток в последовательной 50-омной нагрузке (красные кривые).



Коммутатор наносекундных импульсов на основе ударно-ионизационных динисторов: рабочее напряжение 24 кВ, ток в импульсе 5 кА, длительность импульса 200 нс, рабочая частота 100 Гц.



Генератор наносекундных импульсов со сверхширокополосной антенной: амплитуда 50 кВ, длительность фронта 0.4 нс, ширина импульса 1 нс, частота повторения до 1 кГц.

### Литература

1. Brylevskiy V., Smirnova I., Gutkin A., Brunkov P., Rodin P., Grekhov I., Delayed avalanche breakdown of high-voltage silicon diodes: various structures exhibit different pico-second range switching behavior // J. Appl. Phys., 122, 186701 (2017).
2. Korotkov S. V., Aristov Yu. V., Korotkov D. A., Zhmodikov A. L., Silicon dynistors with subnanosecond switching times // Review of Scientific Instruments. 91. 084704 (2020).

## Исследование радиационной стойкости карбида кремния и приборов на его основе

А. А. Лебедев, М. Е. Левинштейн, Е. В. Калинина, В. В. Козловский, А. М. Стрельчук,  
К. С. Давыдовская, Р. А. Кузьмин.

*Лаборатория физики полупроводниковых приборов  
Лаборатория микроволновой спектроскопии кристаллов*

Основным научным направлением лаборатории в последние годы является изучение процессов радиационного дефектообразования в SiC. Были проведены работы по изучению влияния на структуру и свойства SiC, а также приборов на его основе, подвергнутые облучению альфа-частицами, электронами, быстрыми нейтронами, протонами, ионами Kг и Вi высоких энергий. Наиболее важным выводом является то, что активный отжиг простых дефектов происходит при температурах 400-500°C, при этом мала скорость образования высокотемпературных сложных дефектных комплексов. Поэтому наилучшими рабочими температурами для SiC приборов являются 400-500°C.

При этом впервые было показано, что диоды, деградировавшие после облучения нейтронами и высокоэнергетическими ионами, восстанавливали свои выпрямляющие свойства при температурах 500 °С. Это свидетельствует о возможности увеличения радиационного и временного ресурсов приборов на основе SiC при повышенных рабочих температурах, что весьма актуально с точки зрения перспективности их использования для космической электроники и ядерной техники. (Рис. 1)

Исследовано изменение вольт-амперных характеристик и величины Nd-Na в базе диодов Шоттки и JBS-диодов на основе 4H-SiC при их облучении электронами с энергией 0.9 МэВ и протонами с энергией 15 МэВ. Показано, что исследованные диоды Шоттки сохраняли выпрямляющие вольт-амперные характеристики вплоть до доз облучения  $\sim 10^{17} \text{ см}^{-2}$ . Установлено, что радиационная стойкость диодов Шоттки на основе SiC

существенно превосходит радиационную стойкость кремниевых р-і-п-диодов с аналогичными напряжениями пробоя. Обнаружено, что скорость удаления носителей при облучении диодов Шоттки на основе 4H-SiC с концентрацией нескомпенсированных доноров Nd-Na  $\sim 4-6 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$  электронами с энергией 0.9 МэВ составляет  $\sim 0.1 \text{ см}^{-1}$ . Показано, что для компенсации диодов Шоттки на основе 4H-SiC потребуется примерно в 200 раз большая доза облучения, чем для кремниевых р-і-п-диодов с таким же напряжением пробоя

Впервые исследован также шум в мощных 4H-SiC MOSFETs, подвергнутых облучению протонами (энергия 15 MeV) в диапазоне доз  $10^{12} < \Phi < 6 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Максимальное значение дозы  $\Phi$  близко к предельному значению  $10^{14} \text{ см}^{-2}$ , соответствующему полной деградации прибора. Во всем исследованном диапазоне частот анализа, напряжений на затворе и смещений сток-исток частотная зависимость спектральной плотности шума с хорошей точностью следует зависимости  $S_I \sim 1/f$ . Прослежена корреляция между величиной тока насыщения выходных характеристик прибора и уровнем низкочастотного шума. После облучения дозой минимальной  $\Phi = 10^{12} \text{ см}^{-2}$  ток насыщения падает, а уровень шума возрастает. Облучение дозой  $\Phi = 5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$  приводит к возрастанию тока насыщения; при этом уровень шума заметно падает. С дальнейшим ростом дозы  $\Phi$  шум монотонно возрастает. В диапазоне доз  $10^{12} < \Phi < 6 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  значение тока насыщения изменяется в пределах порядка 20%, в то время, как уровень шума меняется на 2 порядка. Из данных шумовой

спектроскопии оценена плотность ловушек в подзатворном окисле  $N_{tv}$ . В необлученных структурах  $N_{tv} \sim 5.4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$ . При  $\Phi = 6 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  величина возрастает до значения  $N_{tv} \sim 7.2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$ . (Рис. 2)

Изготовлены Cr/4H-SiC структуры с барьерами Шоттки диаметром 10 мкм и толщиной Cr 7 нм, регистрирующие УФ и ВУФ излучения в диапазоне 40-400 нм с однородностью чувствительности по площади, не превышающей 4%. Квантовая эффективность таких детекторов достигает 50% с увеличением флюенсов до  $5 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ .

По разработанной в ФТИ им. А.Ф. Иоффе оригинальной технологии, сочетающей высокодозовую имплантацию ионов Al в SiC с нетрадиционным быстрым термическим отжигом (15 с), были сформированы тонкие (0.4 мкм) p+-слои с удельным сопротивлением  $\sim 0.5 \text{ Ом см}$ . Диодные структуры с такими p+-слои имели рекордно низкие значения дифференциальных сопротивлений  $R_d = 3 \times 10^{-3} \text{ Ом см}^{-2}$ .

На основе ионно-легированных p-n переходов в Институте впервые при тестировании альфа-частицами были

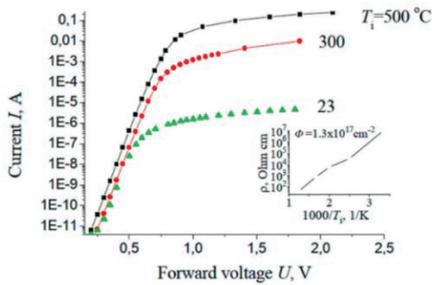


Рис. 1. Прямые вольтамперные характеристики диодов после облучения электронами с энергией 0.9 МэВ и дозой  $\Phi = 6 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$  при трех температурах облучения. Измерения проводились при комнатной температуре. На вставке показано зависимость сопротивления базы  $r$  от обратной температуры после облучения с дозой  $1,3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ .

исследованы детектирующие свойства диодов при температурах до 375°C. Показано, что увеличение рабочей температуры детекторов приводит к повышению эффективности собирания заряда и значительному улучшению разрешения по энергии за счет отжига низкотемпературных дефектов.

Исследованы при комнатной температуре фотоэлектрические характеристики SiC ультрафиолетовых детекторов, сформированных на основе ионно-легированных p-n переходов. Спектральные характеристики таких структур аналогичны характеристикам детекторов с барьерами Шоттки. Для предельных для таких структур температур 150°C наблюдалось изменение квантовой эффективности с температурой около 0.1%/°C. На основании теоретических предпосылок сделан вывод, что для детекторов на базе p-n переходов, работоспособных до 500°C, изменение квантовой эффективности с температурой не должно превышать этой величины.

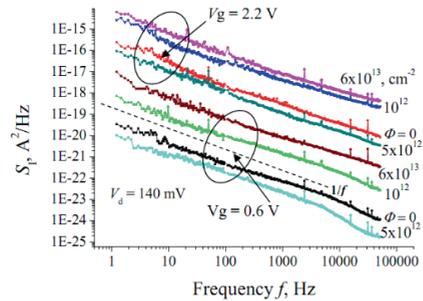


Рис. 2. Частотные зависимости спектральной плотности токового шума  $S_i$  в допороговой области ( $V_g = 0.6 \text{ V} < V_{th}$ ) и при  $V_g = 2.2 \text{ V} > V_{th}$  для четырех значений дозы  $\Phi$ . Для всех кривых напряжение на стоке  $V_d = 140 \text{ mV}$ . Пунктирная линия соответствует наклону  $S_i \sim 1/f$ .

## Литература

1. Kozlovski V. V., Lebedev A. A., Levinshtein M. E., Romyantsev S. L., Palmour J. W., Electrical and noise properties of proton irradiated 4H-SiC Schottky diodes // J.Appl. Phys. 123, 024502, 2018.
2. Gottwald A, Kroth U, Kalinina E, Zabrodskii V. Optical properties of a Cr/4H-SiC photo-detector in the spectral range from ultraviolet to extreme ultraviolet // Appl. Optics, 57 (28), pp. 8431-8436 (2018).
3. Лебедев А. А., Иванов П. А., Левинштейн М. Е., Мохов Е. Н., Нагалюк С. С., Анисимов А. Н., Баранов П. Г., Электроника на основе SiC, (Обзор) // 2019, УФН, т. 189, № 8, стр. 803-848.
4. Ivanov P. A., Strel'chuk A. M., Zubov A. V. and Leonid Fursin, Effect of high energy (15 MeV) proton irradiation on vertical power 4H-SiC MOSFETs // Semiconductor Science and Technology, 34 (2019) 045004 (5pp).
5. Калинина Е.В., Каташев А.А., Виолина Г.Н., Стрельчук А.М., Никитина И.П., Иванова Е.В.; Забродский В.В. Структурные, электрические и оптические 4H-SiC для УФ фотоприемники // ФТП, 54 (12), 1244-1248 (2020).
6. Lebedev A. A., Kozlovski V. V., Levinshtein M. E., Ivanov A. E., Davydovskaya K. S., Yuferev V. S., Zubov A. V., Impact of high temperature irradiation on characteristics of power SiC Schottky diode// Radiation Physics and Chemistry, 185 (2021) 109514
7. Lebedev A. A., Kozlovski V. V., Levinshtein M. E., Ivanov A. E., Davydovskaya K. S., Effect of high temperature irradiation with 15 MeV protons on characteristics of power SiC Schottky diodes // Solid-State Electronics 181-182 (2021) 108009.
8. Lebedev A. A., Kozlovski V. V., Levinshtein M. E., Malevsky D. A., Kuzmin R. A., Oganesyanyan G. A., Current-voltage characteristics and DLTS spectra of high voltage SiC Schottky diodes irradiated with electrons at high temperatures // Solid State Electronics, 196 (2022) 108404.

## Разработка методов получения объемных кристаллов карбида кремния для создания нового поколения полупроводниковых приборов на его основе

Е. Н. Мохов, С. С. Нагалюк, О. П. Казарова, Р. А. Бабунц, Ю. А. Успенская, П. Г. Баранов  
*Лаборатория электроники полупроводников с большой энергией связи  
Лаборатория микроволновой спектроскопии кристаллов*

Карбид кремния (SiC) – полупроводник с большой энергией связи, широко используемый в силовой электронике и оптоэлектронике. До недавнего времени SiC, в основном, использовался в качестве подложек для изготовления светоизлучающих диодов и приборов на базе барьеров Шоттки. Для создания приборов

требуются кристаллы SiC определенного политипа, высокого структурного совершенства, с низким содержанием примесей, с контролируемым изотопным составом. В рамках проводимых исследований в лаборатории электроники полупроводников с большой энергией связи (Рис. 1) успешно решались следующие задачи:



Рис. 1. Сотрудники лаборатории электроники полупроводников с большой энергией связи рядом с оборудованием для выращивания кристаллов карбида кремния и нитрида алюминия.

- Разработаны сублимационные методы выращивания монокристаллов SiC. Повышение структурного совершенства достигалось за счет использования оригинального метода выращивания – сублимационного сэндвич-метода, в котором рост производился при малых зазорах и

пересыщениях, что снижало вероятность образования некогерентных центров кристаллизации, и, следовательно, плотность дислокаций и других структурных дефектов. Экспериментально показана возможность снижения плотности дислокаций ниже, чем в подложке.

- Созданы высокотемпературные вакуумные печи для роста кристаллов карбида кремния SiC и нитрида алюминия AlN большого диаметра (до 6 дюймов) с автоматическим контролем рабочих параметров (Рис. 2 и Рис. 3).

- Получены кристаллы SiC высокой чистоты и кристаллы, легированные азотом, n-типа, диаметром 4 дюйма. В качестве исходного сырья для выращивания чистых кристаллов использовали предварительно синтезированный порошок SiC. Была разработана методика получения исходного порошка карбида кремния высокой чистоты из порошков углерода и кремния.

- Разработаны методы контролируемого роста важнейших политипов SiC: гексагональных 6H, 4H и ромбических 15R, 21R.

- Предложена методика контролируемого роста кристаллов SiC, обогащенных изотопами с ядерными магнитными моментами  $^{29}\text{Si}$  и  $^{13}\text{C}$ , а также с нулевыми ядерными магнитными моментами  $^{28}\text{Si}$  и  $^{12}\text{C}$ , что чрезвычайно важно при создании квантовых приборов, использующих электронные и ядерные спины. Концентрации изотопов кристаллов карбида кремния измерялись методами вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) и электронного парамагнитного резонанса (ЭПР).



Рис. 1. Установка по выращиванию кристаллов карбида кремния.

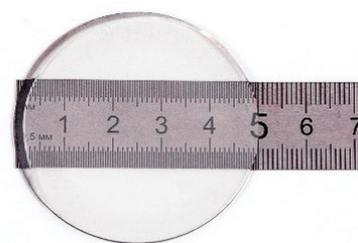


Рис. 2. Типичный образец в виде пластины диаметром 2 дюйма.

Карбид кремния является одним из основных материалов для создания современной материальной платформы для квантовых технологий, основанной на спинах и фотонах, обеспечивающей стабильные спиновые и оптические свойства. Квантовые излучатели в твердых телах, свойства которых напоминают свойства атомов, дают возможность реализовать квантовые интерфейсы свет-материя, соединяющие квантовые состояния фотонов с внутренними состояниями квантовых излучателей, таких как спин, на масшта-

бируемом и компактном оборудовании, работающем в условиях окружающей среды. Спиновые центры в SiC имеют оптически адресуемые спиновые состояния  $S=1$  и  $S=3/2$ , что делает их перспективными для квантовых технологий, включая разработку квантовой памяти на магнитных ядрах  $^{29}\text{Si}$  и  $^{13}\text{C}$ , используя кристаллы SiC с измененным изотопным составом. Их применение в качестве высокочувствительных сенсоров для измерения магнитных, электрических и температурных полей позволит исследовать вещества в экстремально

малых объемах с субмикронным пространственным разрешением [1-3].

В лаборатории микроволновой спектроскопии кристаллов зарегистрированы по электронному спиновому эху (ЭСЭ) ориентационные зависимости спектров ЭПР нейтральных дивакансий  $V_{Si}-V_C$  со спином  $S=1$  и вакансионных центров со спином  $S=3/2$  в 21R-SiC, наблюдаемая при комнатной температуре в нулевом магнитном поле показана на Рис. 5(b). Вертикальная полоса указывает контраст сигнала ОДМР. Приведены величины расщеплений тонкой структуры  $2|D|$ . Для сравнения показаны спектры ОДМР в кристалле 15R-SiC, видны спутники из-за сверхтонкого взаимодействия с ядром  $^{29}Si$  для двенадцати атомов Si, входящих во вторую координационную сферу относительно вакансии кремния [5].

На Рис. 5(a) представлена экспериментальная зависимость сигналов ОДМР

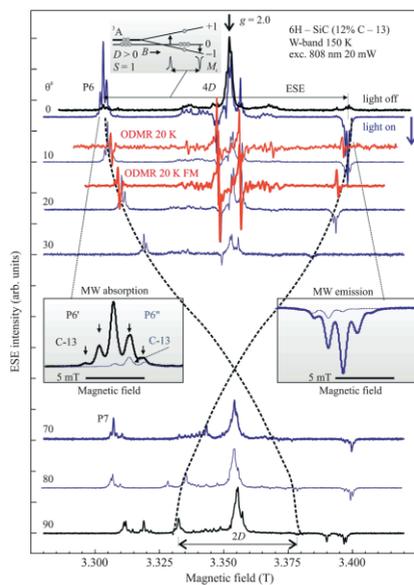


Рис. 4. Зарегистрированные по ЭСЭ ориентационные зависимости спектров ЭПР нейтральных дивакансий  $V_{Si}-V_C$  в кристалле 6H-SiC.

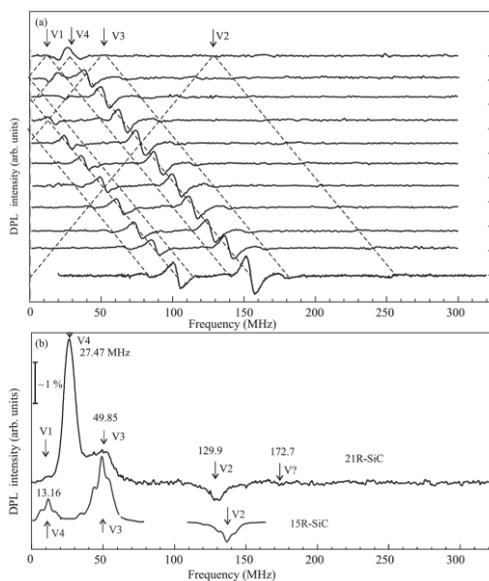


Рис. 5. Экспериментальные зависимости сигналов ОДМР центров окраски в кристалле политипа 21R-SiC в различных магнитных полях (a), в нулевом магнитном поле (b).

## Литература

1. Breev I. D., Poshakinskiy A. V., Yakovleva V. V. et al. Stress-controlled zero-field spin splitting in silicon carbide // *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 118, Art. No. 084003, 2021. DOI:10.1063/5.0040936.
2. Soltamov V. A., Kasper C., Poshakinskiy A. V. et al. Excitation and coherent control of spin qudit modes in silicon carbide at room temperature // *Nat. Commun.*, Vol. 10, Art. No. 1678, 2019. DOI:10.1038/s41467-019-09429-x.
3. Бабунц Р.А, Анисимов А. Н., Бреев И. Д. и др. Полностью оптическая регистрация сверхтонких электронно-ядерных взаимодействий в спиновых центрах в кристаллах 6H-SiC с модифицированным изотопным составом  $^{13}\text{C}$  // *Письма в ЖЭТФ*, т. 114, стр. 533-540, 2021. DOI:10.31857/S1234567821200052.
4. Бабунц Р.А, Успенская Ю. А., Гурин А. С. и др. Проявления электронно-ядерных взаимодействий в спектрах высокочастотного ДЭЯР/ОДМР для триплетных Si-C дивакансий в SiC, обогащенном изотопом C-13 // *Письма в ЖЭТФ*, т. 116, стр. 481-489, 2022. DOI:10.31857/S1234567822190107.
5. Анисимов А. Н., Бабунц Р. А., Бреев И. Д. и др. Высокотемпературные спиновые манипуляции на центрах окраски в ромбическом поли tipe карбида кремния  $21\text{R-SiC}$  // *Письма в ЖЭТФ*, т. 112, стр. 813-819, 2020. DOI:10.31857/S1234567820240052.

## Эпитаксиальные диэлектрические слои фторидов для приборов 2D электроники

Н.С. Соколов, С.М. Сутурин, А.Г. Банщиков, И.А. Иванов, М.И. Векслер,  
Ю.Ю. Илларионов

*Лаборатория спектроскопии твердого тела  
Лаборатория мощных полупроводниковых приборов*

Использование двумерных (2D-) полупроводниковых материалов потенциально позволяет уменьшить размеры полевых транзисторов до нескольких нанометров. Однако для создания таких приборов требуются диэлектрики, которые бы образовывали бездефектный интерфейс с 2D-полупроводниками и одновременно гарантировали приемлемый уровень туннельной утечки при эквивалентной толщине (ЕОТ) менее 1нм. Ныне применяемые в электронике аморфные high- $\epsilon$  оксиды не обеспечивают нужного качества интерфейса, а кристаллические

изоляторы (h-BN и др.) обладают не лучшими диэлектрическими свойствами (невысоким  $\epsilon$  и малой шириной запрещенной зоны).

В данной работе в качестве диэлектрика были использованы наноразмерные слои кристаллического  $\text{CaF}_2$  ( $\epsilon = 8.43$ ,  $E_g = 12.1\text{эВ}$ ), формирующего квази-ван-дер-ваальсовский интерфейс с  $\text{MoS}_2$  и другими 2D-полупроводниками. Пленки  $\text{CaF}_2$  толщиной 4-7 монослоев (1 ML = 0.315 нм) были выращены методом МЛЭ [1], Рис. 1,2.

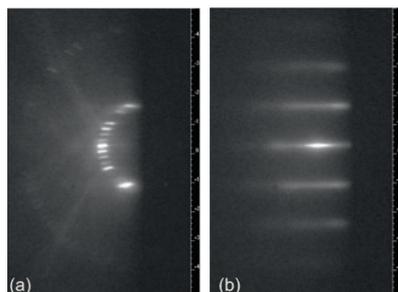


Рис.1: Картина ДБЭ от поверхности Si(111) с реконструкцией 7x7 (a) и слоя  $\text{CaF}_2$  толщиной 2нм, выращенного на Si(111) при 250°C (b). Наличие узких тяжей на Рис.1b подтверждает хорошее кристаллическое качество  $\text{CaF}_2$ .

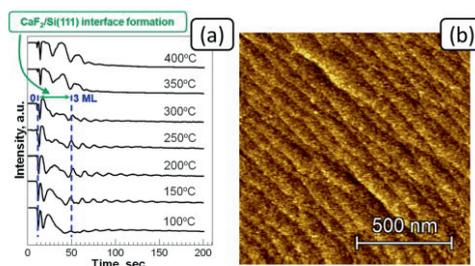


Рис.2: Определение толщины слоя  $\text{CaF}_2$  по осцилляциям интенсивности зеркального рефлекса в картине ДБЭ на Рис.1b, (a). АСМ-изображение типичного рельефа поверхности наноразмерных эпитаксиальных слоев  $\text{CaF}_2$ , выращенных на Si(111) при 250°C (b).

Вольтамперные (I-V) характеристики МДП-структур  $\text{Au}/\text{CaF}_2/\text{Si}$  представлены на Рис. 3. Наблюдаемая зависимость вида кривых от толщины  $\text{CaF}_2$ , а также теоретические оценки с учетом флуктуаций толщины слоя свидетельствуют о туннельной природе измеряемых токов. Сравнение характеристик диэлектри-

ческих свойств наноразмерных слоев  $\text{CaF}_2$  и других распространенных диэлектриков выполнено в работе [2]. На Рис. 4 представлены результаты измерений локальной поперечной проводимости гетероструктур со слоями  $\text{CaF}_2$  (2.5 нм) и h-BN (6 нм) путем использования работающего в условиях высокого вакуума ( $10^{-6}$  Torr)

атомно-силового микроскопа с проводящим кантилевером с острием из платины. На семействах I-V кривых, приведенных в верхней части этого рисунка, можно видеть, что при близких величинах среднего пробойного напряжения  $\mu$  разброс этой величины в случае  $\text{CaF}_2$  значительно меньше. В нижней части Рис. 4 приведены результаты статистического анализа

площади каждого проводящего участка пленок  $\text{CaF}_2$  и h-BN, в которых появляются измеримые токи при приложении 7 V к гетероструктуре со слоем  $\text{CaF}_2$  и 5V к структуре со слоем h-BN. Видно, что в случае фторида площадь такого более слабого в диэлектрическом отношении участка значительно меньше, что свидетельствует о более высокой однородности диэлектрических свойств пленки фторида.

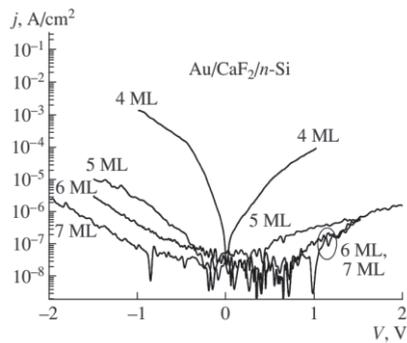


Рис. 3. I-V характеристики МДП-структур Au/CaF<sub>2</sub>/Si(111) для разных толщин CaF<sub>2</sub> [1]. Толщина одного тройного слоя F-Ca-F (ML) составляет 0.315 нм.

В работе [3] была продемонстрирована возможность применения выращенных в ФТИ вышеупомянутых гетероструктур  $\text{CaF}_2/\text{Si}(111)$  для создания полевых транзисторов с привлекательными характеристиками путем использования перенесенных слоев  $\text{MoS}_2$ , выращенных методом CVD на подложках кварца. Основные результаты этой работы представлены на Рис. 5.

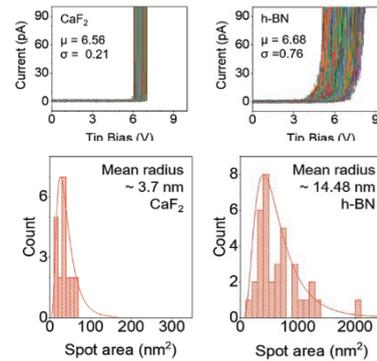


Рис. 4. Сравнение разброса I-V кривых, измеренных в более чем 280 случайно выбранных точках, и статистический анализ площади каждого проводящего участка слоев  $\text{CaF}_2$  и h-BN [2]

В работе [4] была продемонстрирована возможность создания короткоканальных ( $L \sim 60$  нм) полевых транзисторов, которые показали даже лучшие характеристики подпороговой крутизны, чем были получены для приборов с более длинным каналом, Рис.4.

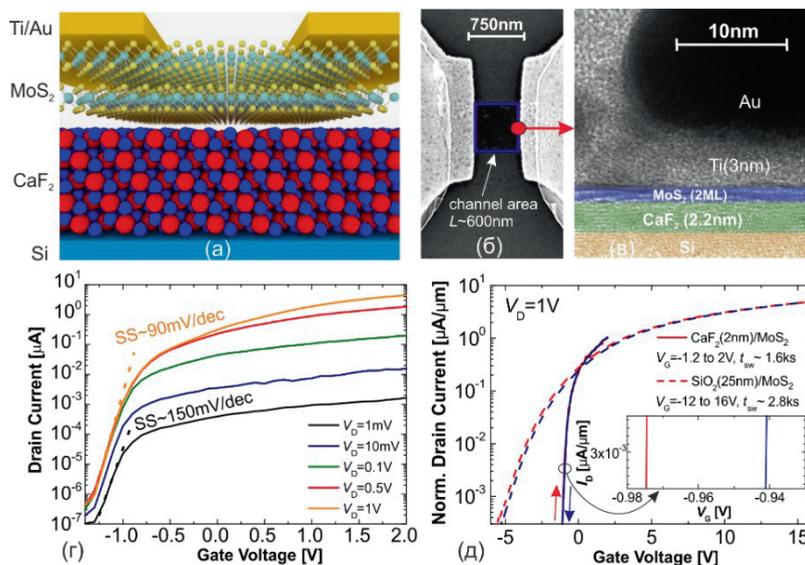


Рис. 5. (а) Структура полевого транзистора с подзатворным диэлектриком из  $\text{CaF}_2$ , подложка кремния выступает в роли затвора. (б) СЭМ-изображение области канала. (в) ПЭМ-изображение сечения канала вблизи  $\text{Ti}/\text{Au}$  электрода. (г) Передаточные характеристики лучшего прибора с обратной подпороговой крутизной до 90 мВ/дек и соотношением токов включения/выключения до  $10^7$ . (д) Сравнение гистерезиса передаточных характеристик для полевых транзисторов с каналом из  $\text{MoS}_2$  и подзатворного диэлектрика из  $\text{CaF}_2$  и  $\text{SiO}_2$  [3]

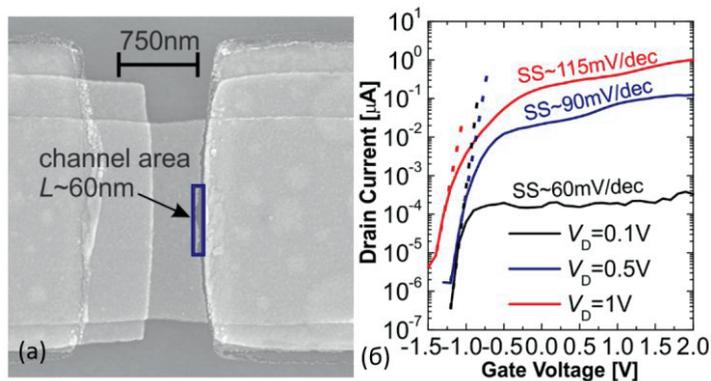


Рис. 4. (а) СЭМ-изображение в области канала короткоканального полевого транзистора с  $\text{CaF}_2$ . (б) Передаточные характеристики лучшего прибора, демонстрирующие возможность снижения обратной подпороговой крутизны до предельного теоретического значения 60 мВ/дек [4].

Литература

1. Suturin S.M., Banshchikov A.G., Sokolov N.S., Tyaginov S.E., Vexler M.I. Static current-voltage characteristics of  $\text{Au}/\text{CaF}_2/\text{n-Si}(111)$  MIS tunneling structures // Semiconductors, 2009, Volume 42, p. 1304–1308. <https://doi.org/10.1134/S1063782608110110>

2. Wen C., Banshchikov A.G., Illarionov Y.Y., Frammelsberger W., Knobloch T., Hui F., Sokolov N.S., Grasser T., Lanza M. Dielectric properties of ultrathin CaF<sub>2</sub> ionic crystals // *Advanced Materials*, 2020, Volume 32, article 2002525. <https://doi.org/10.1002/adma.202002525>
3. Illarionov Y.Y., Banshchikov A.G., Polyushkin D.K., Wachter S., Knobloch T., Thesberg M., Mennel L., Paur M., Stöger-Pollach M., Steiger-Thirsfeld A., Vexler M.I., Waltl M., Sokolov N.S., Mueller T., Grasser T. Ultrathin calcium fluoride insulators for two-dimensional field-effect transistors, // *Nature Electronics*, 2019, Volume 2, p. 230-235. <https://doi.org/10.1038/s41928-019-0256-8>
4. Illarionov Y.Y., Banshchikov A.G., Knobloch T., Polyushkin D.K., Wachter S., Fedorov V.V., Suturin S.M., Stöger-Pollach M., Mueller T., Vexler M.I., Sokolov N.S. Crystalline calcium fluoride: a record-thin insulator for nanoscale 2D electronics // *IEEE Device Research Conference (DRC)*, 2020, 1-2. <https://doi.org/10.1109/DRC50226.2020.9135160>

## **Электрически индуцированная спиновая динамика в ферромагнитных наноструктурах с электрочувствительной интерфейсной анизотропией**

А. И. Никитченко, Н. А. Перцев

*Лаборатория динамики материалов*

Классический метод возбуждения спиновой динамики в ферромагнетиках, использующий переменное или импульсное магнитное поле, имеет существенный недостаток в виде значительного энергопотребления, обусловленного омическими потерями при генерации такого поля. Поэтому в настоящее время большое внимание уделяется разработке спинтронных устройств, в которых магнитная динамика создается с помощью электрического воздействия на ферромагнитную наноструктуру. В число материальных систем, наиболее перспективных для создания подобных устройств, входят гетероструктуры «ферромагнетик-диэлектрик», обладающие интерфейсной анизотропией, изменяющейся при приложении электрического поля к диэлектрику.

В лаборатории динамики материалов проведены теоретические исследования ряда спиновых процессов, возникающих в наноструктурах «ферромагнетик-диэлектрик» с электрочувствительной интерфейсной анизотропией, и получены следующие основные результаты:

– Описана спиновая динамика и зарядовый транспорт в туннельной гетероструктуре  $\text{CoFeB/MgO/CoFeB/Au}$ , подключенной к источнику постоянного тока [1, 2]. Расчеты проведены в приближении макроспина путём численного решения уравнения Ландау-Лифшица-Гилберта-Слончевского с учетом спинового вращающего момента, создаваемого спин-поляризованным током (spin-transfer torque, STT), и электрочувствительной магнитной анизотропии (voltage-controlled magnetic anisotropy, VCMA), связанной с интерфейсом

$\text{CoFeB/MgO}$ . Установлено, что совместное действие STT и VCMA приводит к возникновению спин-ориентационного перехода нового типа, при котором намагниченность нанослоя  $\text{CoFeB}$  после потери устойчивости начинает прецессировать вокруг оси, отклоненной от ее первоначального направления. Рассчитана порождаемая прецессией спиновая накачка в пленку  $\text{Au}$  и полный спиновый ток вблизи интерфейса  $\text{Au/CoFeB}$ . Эффективность работы описанного спинового инжектора на постоянном токе подтверждается появлением в двойном слое  $\text{CoFeB/Au}$  поперечного напряжения, достаточного для экспериментального измерения.

– Предложен спиновый инжектор в металлы и полупроводники, возбуждаемый радиочастотным электрическим напряжением, приложенным к магнитному туннельному контакту (МТК) [3]. Эффективное функционирование такого инжектора обеспечивается электрически индуцированной прецессией намагниченности в «свободном» электроде МТК, которая создает спиновую накачку в прилегающий металлический или полупроводниковый слой. Для подтверждения эффективности предложенного прибора рассчитана спиновая и зарядовая динамика в туннельных гетероструктурах  $\text{CoFeB/MgO/CoFeB/Au}$  и  $\text{CoFeB/MgO/CoFeB/GaAs}$ . С помощью численных расчетов, проведенных в приближении макроспина с учетом STT и VCMA, определены зависимости амплитуды прецессии от частоты и величины приложенного напряжения. Показано, что частотная зависимость амплитуды радикально изменяется при напряжениях

выше 200 mV, испытывая разрыв при резонансной частоте свободного слоя CoFeB из-за нелинейных эффектов. Полученные для прецессии намагниченности результаты использованы для описания спиновой инжекции и накачки в Au и GaAs. Показано, что возникающее в слое Au поперечное напряжение, характеризующее эффективность генерации спинового тока, при резонансной частоте становится экспериментально измеримым. Нами также рассчитана спиновая аккумуляция в полоске n+-GaAs, контактирующей с МТК, и определены ее временная зависимость и пространственное распределение. Установлено, что при резонансном возбуждении амплитуда осциллирующей спиновой аккумуляции является достаточной большой для экспериментального измерения с помощью метода нелокальной спиновой детекции даже на расстояниях в несколько микрометров от МТК. Этот результат демонстрирует высокую эффективность предложенного спинового нанoinжектора, возбуждаемого радиочастотным напряжением.

– Описано электрическое возбуждение спиновых волн в сверхтонком ферромагнитном слое с перпендикулярной анизотропией и их контроль с помощью спинорбитального вращающего момента (spin-orbit torque, SOT), создаваемого электрическим током, протекающим через прилегающий слой тяжелого металла [4]. Результаты получены путем микромагнитного моделирования волновода W/CoFeB/MgO, в центральной части которого к слою MgO локально прикладывалось радиочастотное напряжение (Рис.1). Показано, что создаваемая этим напряжением модуляция VCMA порождает прецессию намагниченности в слое CoFeB. Более того, при частотах, превышающих резонансную частоту пленки CoFeB, в обе стороны от области электрического возбуждения распространяются спиновые

волны, длины затухания которых приблизительно одинаковы в отсутствие SOT. При изучении воздействия SOT на спиновые волны в CoFeB рассматривалась ситуация, когда источник постоянного тока подключен к середине слоя W (Рис.1). Такая схема позволяет пропускать через вольфрам электрический ток, противоположно направленный в двух половинах волновода. Пропускаемый таким образом ток индуцирует антипараллельные вращающиеся моменты SOT для волн, распространяющихся в разных половинах волновода. Моделирование показало, что даже сравнительно малые плотности тока в слое W изменяют величины длин затухания спиновых волн таким образом, что одна из них распространяется значительно дальше, чем другая. При этом характер воздействия тока на конкретную волну зависит от полярности прикладываемого к слою вольфрама электрического напряжения. Расчеты предсказывают линейную зависимость обратной длины затухания от плотности приложенного тока. Найдена критическая плотность тока (примерно  $2 \times 10^{10} \text{ A м}^{-2}$ ), выше которой одна из спиновых волн перестает ослабевать с расстоянием, так как магнитное затухание для нее полностью компенсируется SOT. Спиновая же волна, распространяющаяся в противоположном направлении, затухает при критической плотности тока примерно в 2 раза быстрее, чем в отсутствие тока. Расчет амплитуд прецессии намагниченности в двух спиновых волнах на разном удалении от источника показал, что пропускание тока плотностью  $4 \times 10^{10} \text{ A м}^{-2}$  приводит к стократному отличию амплитуд двух волн на расстоянии 3 мкм от центра волновода. Таким образом, предложенная гетероструктура может использоваться как электрический переключатель спиновых волн. Такой прибор позволяет преобразовывать электрический бит информации в

## Электроника

спиновый при проведении вычислений на спиновых волнах.

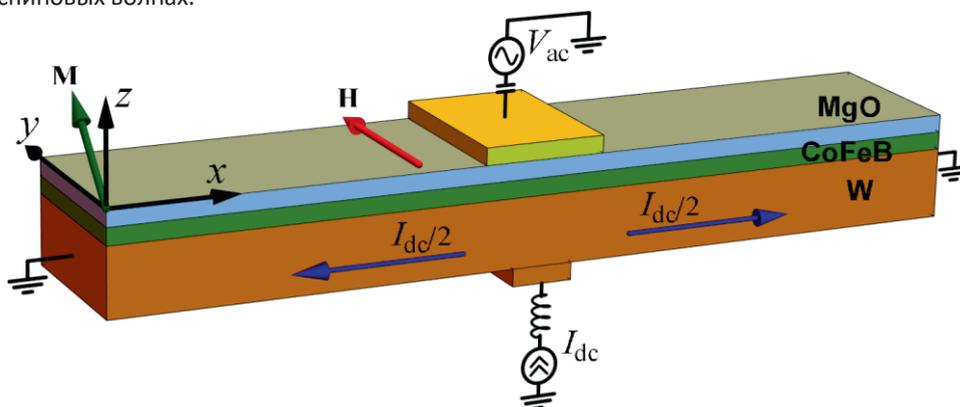


Рис. 1. Гетероструктура W/CoFeB/MgO, подключенная к генератору радиочастотного напряжения  $V_{ac}$ , создающего электрическое поле в слое MgO, и источнику постоянного тока  $I_{dc}$ , протекающего в слое вольфрама.

– Показано, что в ферромагнитных наноструктурах с электрочувствительной интерфейсной анизотропией можно создавать и маршрутизировать наномасштабные капельные солитоны без компенсации магнитного затухания [5]. С помощью микромагнитного моделирования тройного слоя MgO/Fe/MgO продемонстрировано образование магнитного капельного солитона под управляющим наноэлектродом, на который подается субнаносекундный импульс электрического напряжения, инициирующий локальное переключение намагниченности (Рис. 2). Солитон существует до 50 наносекунд при комнатной температуре и может перемещаться в ферромагнитном волноводе на микрометровые расстояния под действием ненулевого градиента поля размагничивания. Кроме того, моделирование выявило возможность

электрической маршрутизации солитона к различным выходам магнитоэлектрического устройства, осуществляемой с помощью дополнительного полупроводникового полоскового электрода, создающего контролируемый градиент перпендикулярной магнитной анизотропии (Рис. 2). Полученные результаты изменяют существующие представления о магнитных капельных солитонах, согласно которым их образование требует компенсации магнитного затухания вращающим моментом, создаваемым спин-поляризованным электрическим током или чистым спиновым током. Проведённое исследование также демонстрирует возможность создания энергоэффективного устройства обработки информации, основанного на генерации, распространении и маршрутизации магнитных солитонов с помощью электрических полей.

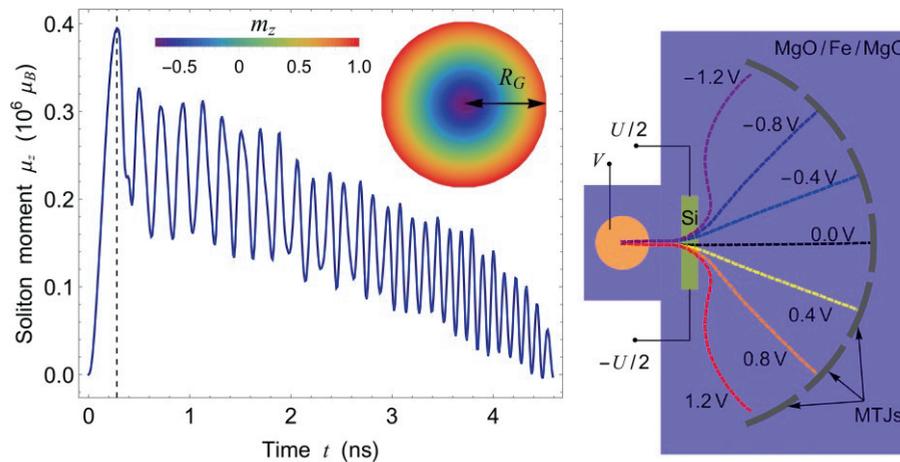


Рис. 2. Временная зависимость магнитного момента солитона, генерируемого импульсом электрического напряжения, и его маршрутизация в наноструктуре MgO/Fe/MgO к одному из считывающих МТК, осуществляемая с помощью неоднородного электрического поля, создаваемого в части нанослоя MgO под управляющим кремниевым электродом.

#### Литература

1. Nikitchenko A. I., Pertsev N. A. Spin injection and pumping generated by a direct current flowing through a magnetic tunnel junction // *Phys. Rev. B*, 2019, vol. 99, art. 224426. DOI: 10.1103/PhysRevB.99.224426.
2. Nikitchenko A. I., Pertsev N. A. Current-driven magnetization switching and dynamic spin reorientation transition in magnetic tunnel junctions // *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2019, vol. 1400, art. 077005. DOI: 10.1088/1742-6596/1400/7/077005.
3. Nikitchenko A. I., Pertsev N. A. Nanoscale spin injector driven by a microwave voltage // *Phys. Rev. Applied*, 2020, art. 14, 034022. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.14.034022.
4. Nikitchenko A. I., Pertsev N. A. Spin-orbit torque control of spin waves in a ferromagnetic waveguide // *Phys. Rev. B*, 2021, vol. 104, art. 134422. DOI: 10.1103/PhysRevB.104.134422.
5. Nikitchenko A. I., Pertsev N. A. Generation and routing of nanoscale droplet solitons without compensation of magnetic damping // *Phys. Rev. Mater.*, 2022, vol. 6, art. L101401. DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.6.L101401.

## **Технология термоциклических измерений в терминах проводимости полупроводниковых сенсоров на основе композитных материалов из редкоземельных полупроводников и принципы построения нового класса малогабаритных Фурье-спектрометров для семейства летучих углеводородов**

С. А. Казаков, М. А. Гревцев, С. М. Соловьев, Н. В. Шаренкова

*Лаборатория физики редкоземельных полупроводников*

В лаборатории физики редкоземельных полупроводников проведены исследования резистивных полупроводниковых газовых сенсоров, изготовленных по золь-гель технологии на основе композитных материалов из сульфидов и оксидов металлов, легированных редкоземельными элементами (в основном, группы лантана), работающих в режиме термомодуляции. В настоящей работе получены новые данные для построения калибровочных спектральных характеристик датчиков на ряд газов ( $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_6$ ,  $\text{C}_4\text{H}_{10}$ ,  $\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$ ,  $n\text{-C}_7\text{H}_{16}$ ), содержащихся в атмосферном воздухе. По температурным максимумам полученных «спектрограмм» изменения электропроводности сенсоров рассчитаны значения энергии активации хемосорбции для детектируемых молекул микропримесей. С использованием методов ИК-спектроскопии выявлено, что значения энергии активации хемосорбции детектируемых молекул, полученные в точке экстремума по температуре, коррелируют со справочными спектрметрическими данными по поглощению ИК излучения этими молекулами в газовой фазе.

Полупроводниковый газовый анализ основан на определении зависимости свойств полупроводникового материала от содержания в газовой фазе различных примесей. В случае калибровки твердотельных

резистивных сенсоров речь идёт об исследовании электропроводности тонкой полупроводниковой плёнки в условиях адсорбции примеси на её поверхности. Ранее в [1] был разработан алгоритм калибровки сенсоров при детектировании летучих углеводородов, содержащихся в атмосферном воздухе. При обработке результатов этих измерений было применено преобразование Фурье для неперiodических функций. В настоящей работе был рассмотрен вопрос о взаимосвязи между спектрметрическими данными по поглощению ИК излучения адсорбирующимися частицами и результатами электрофизических исследований полупроводниковой плёнки, используемой в качестве рабочего газочувствительного материала сенсора при определении концентраций этих компонентов в атмосферном воздухе.

Для проведения исследований резистивных газовых сенсоров в корпусах ТО-8 на первом этапе исследований использовался одноканальный вариант макетного образца анализатора летучих углеводородов, содержащихся в атмосферном воздухе.

Макетный образец анализатора [2,3] состоит из газовой камеры (ГК) и электронной части (ЭЧ), которые установлены в едином корпусе, представленном на Рис.1 ниже.

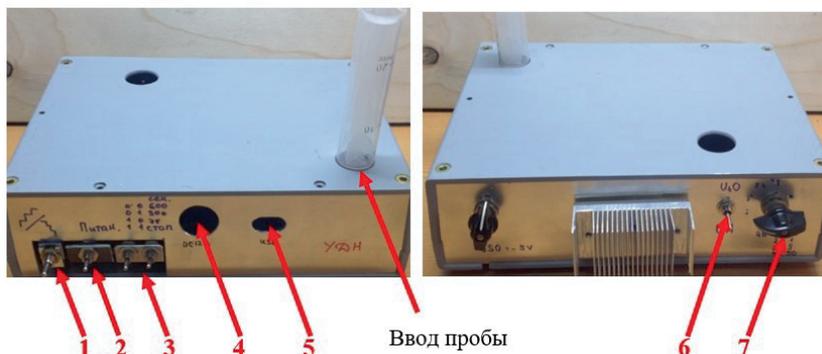


Рис. 1. Органы управления макетным образцом анализатора:

1 – включение питания нагрева датчика; 2 – направление изменения температуры (нагрев или охлаждение); 3 – общее время одного термоцикла; 4 – разъем для подключения источника питания; 5 – разъем для подключения кабеля «USB»; 6 – отображение напряжения на нагрев (положение вверх) либо напряжения на нагревателе (положение вниз); 7 – переключение коэффициента усиления.

Рабочей частью макетного образца анализатора являлся полупроводниковый газовый сенсор на основе SnO<sub>2</sub>. В газовую камеру подавались различные концентрации газов, в режиме термоциклирования осуществлялось измерение электропроводности датчика.

По температурным максимумам калибровочных кривых изменения электропроводности сенсоров во времени при термоциклировании рассчитаны значения энергии активации хемосорбции детектируемых молекул микропримесей. Выявлено, что значения энергии активации хемосорбции коррелируют со справочными спектрометрическими данными

по поглощению ИК излучения этими молекулами в газовой фазе (для органических молекул получена корреляция со значениями энергий активации углерод-водородных связей при поглощении ИК-излучения этими молекулами). Например, для н-гептана величина энергии хемосорбции оказалась равной ~0.091 эВ, что при переводе в обратные сантиметры даёт ~730 см<sup>-1</sup>. Это значение находится в точной корреляции со значением максимального поглощения ИК излучения молекулами н-гептана в газовой фазе - длина волны в максимуме поглощения составляет те же ~730 см<sup>-1</sup> (Рис. 2).

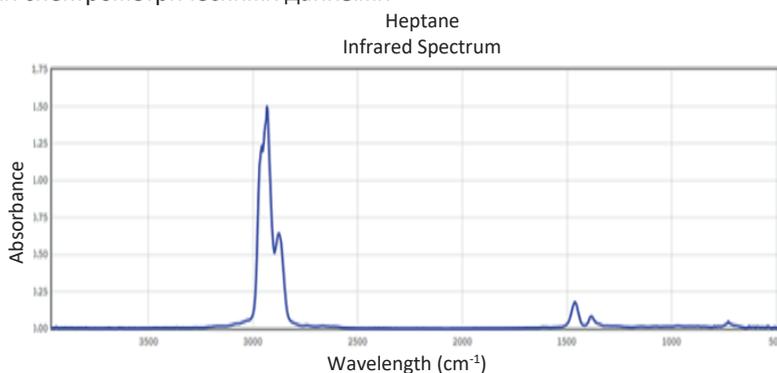


Рис. 2. Спектр поглощения ИК-излучения н-гептана в ближней ИК области (пик крайний справа отвечает длине волны ~730 см<sup>-1</sup>) [4]

Аналогичные данные получены и для других исследованных систем на сертифицированном оборудовании. Были проанализированы: метан, пропан и бутан, содержащиеся в атмосферном воздухе. Из данных по проводимости для концентрационных зависимостей этих газов в логарифмических координатах были вычислены эффективные энергии активации хемосорбции и затем сравнены с табличными данными по ИК - спектроскопии. Корреляция со спектральными характеристиками указанных выше газов получена для области 1300 – 1470 см<sup>-1</sup>.

Проведенные исследования по применению полупроводниковых сенсоров на основе редкоземельных полупроводников и их композиционных материалов

позволяют выделить главные аспекты представленной технологии, которая расширяет и совершенствует технологию спектрометрических измерений для слабо энергетического ближнего ИК диапазона оптического спектра.

Проведены измерения калибровочных характеристик датчиков, работающих в термоциклическом режиме их эксплуатации, при анализе некоторых летучих углеводородов, содержащихся в атмосферном воздухе. Полученный результат позволяет говорить о возможности построения нового класса малогабаритных полупроводниковых Фурье-спектрометров газового анализа, по крайней мере, для исследованного семейства летучих углеводородов.

### Литература

1. Kazakov S. A., Grevtsev M. A., Khavrov G. D. Calibration algorithm for semiconductor gas sensors and determination of volatile hydrocarbon concentrations in atmospheric air using Fourier transforms // J. Phys.: Conf. Ser., 2020, Volume 1697, 1, Art No: #0122434. DOI: 10.1088/1742-6596/1697/1/012243.
2. Казаков С. А. и др. Способ анализа многокомпонентных газовых сред и устройство для его осуществления. Патент РФ № 2746390 от 9 июля 2020.
3. Казаков С. А. и др. Устройство для анализа многокомпонентных газовых сред. Полезная модель. Патент РФ № 200724 от 9 июля 2020.
4. NIST Chemistry WebBook, NIST Standard Reference Database Number 69. Last update to data: 2022, DOI: 10.18434/T4D303, <https://webbook.nist.gov>.

## Гидродинамика двумерной электронной жидкости

П. С. Алексеев, А. П. Дмитриев

*Сектор теории оптических и электрических явлений в полупроводниках*

Электропроводность за счёт формирования пространственно-неоднородных вязких течений жидкости из электронов была недавно реализована в чистых образцах графена, квантовых ям GaAs и других современных материалов. Такой гидродинамический режим проводимости характеризуется специфической зависимостью профиля и амплитуды потока электронов от геометрии образца и температуры, а также их сильной чувствительностью к магнитному полю и радиочастотному излучению. Работы, проводимые по этой тематике в секторе теории оптических и электрических явлений в полупроводниках, имеют своей целью объяснение экспериментов по гидродинамическому транспорту и построение его теории. Важными частными задачами являются выявление признаков гидродинамического режима, изучение перехода в него из омического и баллистического режимов транспорта, а также изучение внутренней структуры вязкой электронной жидкости.

Работа [1] посвящена построению микроскопической теории вязкости слабо неидеального ферми-газа двумерных электронов, взаимодействующих по закону Кулона. Показано, что, в отличие от ферми-жидкости с умеренным и сильным межчастичным взаимодействием, в слабо неидеальном ферми-газе функция распределения электронов, описывающая вязкое течение, имеет простую структуру, соответствующую приближению времени релаксации для интеграла электрон-электронных столкновений.

На основе этого результата было рассчитано время релаксации сдвиговых напряжений  $\tau_{ee,2}$ , определяющее коэффициенты вязкости. В ходе расчёта было показано, что релаксация сдвиговых напряжений в двумерном ферми-газе определяется преимущественно столкновениями электронов с противоположно направленными импульсами и рассеивающихся на малые углы, что приводит к специфической зависимости времени  $\tau_{ee,2}$  от температуры  $T$  и концентрации электронов  $n$ :  $\hbar/\tau_{ee,2} = (4\pi/3)(T^2/\varepsilon_F)r_s^2 \ln[1/(r_s + \varepsilon_F/T)]$  (здесь  $\varepsilon_F = n/v_{2D}$  – энергия Ферми,  $v_{2D}$  – плотность двумерных состояний,  $r_s = e^2(\pi n)^{1/2}/\varepsilon_F$  – так называемый газовый параметр, характеризующий силу межчастичного взаимодействия). С помощью полученной формулы для  $\tau_{ee,2}(T, n)$  и диагонального коэффициента вязкости в магнитном поле  $\eta_{xx}$  был выполнен анализ экспериментальных данных по температурным зависимостям гигантского отрицательного магнетосопротивления в ультратонких квантовых ямах GaAs. Такое магнетосопротивление, как было показано нами ранее, является важным признаком формирования вязкого течения двумерных электронов. Величина сопротивления в этом режиме пропорциональна диагональному коэффициенту вязкости, который зависит от магнитного поля следующим образом:  $\eta_{xx} \sim 1/[1 + (2\omega_c \tau_{ee,2})^2]$  (здесь  $\omega_c$  – циклотронная частота электронов).

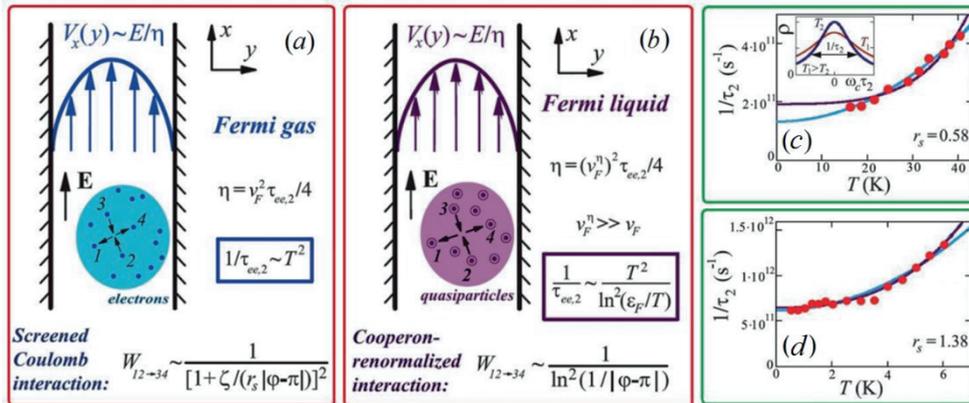


Рис. 1. Течения Пуазейля двумерных электронов (a, b) и результаты по времени релаксации сдвиговых напряжений для течений вязкой электронной жидкости в высококачественных квантовых ямах GaAs (c, d). Панель (a): случай слабого межчастичного взаимодействия, когда электроны образуют ферми-газ; панель (b) случай сильного межчастичного взаимодействия, когда электроны образуют ферми-жидкость. Для (a) и (b) разные законы взаимодействия частиц приводят к разным вероятностям рассеяния  $W$  и, следовательно, к разным температурным зависимостям времени  $\tau_{ee,2}$  и вязкости  $\eta$ . На панелях (c, d) красные точки - экспериментальные данные, взятые из работ [G. M. Gusev, et al., Phys. Rev. B 98, 161303 (2018) для (c)] и [A. T. Hatke, et al., Phys. Rev. B 85, 081304 (2012) для (d)], голубые линии – полученная нами формула  $\tau_{ee,2}(T)$  для ферми-газа, фиолетовые линии – результат расчёта работы [D. S. Novikov, arXiv:0603184 (2006)] для ферми-жидкости. Видно, что для структуры с меньшим параметром взаимодействия  $r_s$  лучше работает модель ферми-газа, а для структуры с большим  $r_s$  - модель ферми-жидкости. На вставке на панели (c) схематически показаны кривые отрицательного магнетосопротивления, из которых определялось время  $\tau_{ee,2}$ .

Экспериментальные температурные зависимости  $\tau_{ee,2}(T)$  согласуются с рассчитанной нами зависимостью  $\tau_{ee,2}(T)$  для ферми-газа со слабым межчастичным взаимодействием или с зависимостью  $\tau_{ee,2}(T)$  для ферми-жидкости из сильно взаимодействующих 2D электронов. Таким образом, измерения температурной зависимости вязкости двумерных электронов позволяют экспериментально проследить переход между случаями ферми-жидкости и ферми-газа при изменении концентрации электронов (см. Рис. 1).

Высокочастотные свойства электронной жидкости критически зависят от силы межчастичного взаимодействия, характеризующейся параметром  $r_s$ , который, в свою очередь, определяет параметры  $F_m = F_m(r_s)$  функции Ландау взаимодействия квазичастиц в модели ферми-жидкости. Известно, что с ростом  $F_1$  и других  $F_m$  в ферми-жидкости становится возможным распространение не только продольного нулевого звука (плазмонов для случая электронной жидкости), но также и поперечных звуковых волн, связанных со сдвиговыми деформациями.

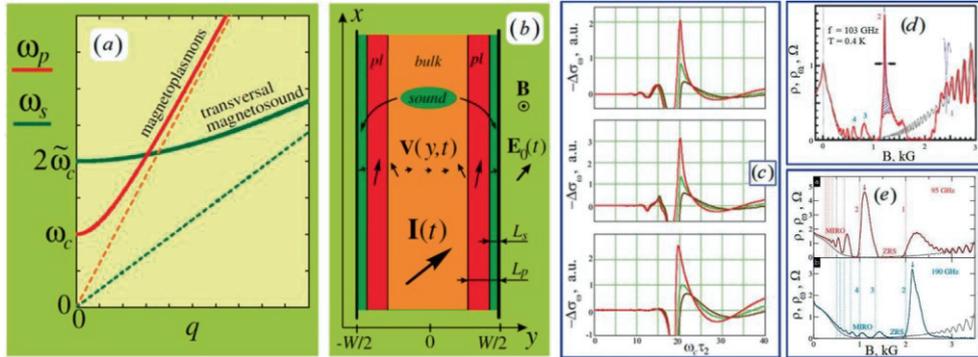


Рис. 2. (a) Законы дисперсии  $\omega_s(q)$  и  $\omega_p(q)$  поперечных волн и плазмонов в сильно неидеальной двумерной замагниченной электронной жидкости ( $\tilde{\omega}_c$  – перенормированная циклотронная частота). (b) Течение сильно вязкой электронной жидкости с гидродинамической скоростью  $\mathbf{V}(y,t)$  в магнитном поле  $\mathbf{B}$  и переменном электрическом поле  $\mathbf{E}_0(t)$  в длинном образце с шириной  $W$  много больше длин затухания  $L_p$  и  $L_s$  магнитоплазмонов и поперечного звука. (c) Фотопроводимость образца, показанного на панели (b), рассчитанная при различных параметрах жидкости. (d,e) Экспериментальные данные работ [Y. Dai, et al., Phys. Rev. Lett. 105, 246802 (2010)] и [A. T. Hatke, et al., Phys. Rev. B 83, 121301 (2011)] по фотосопротивлению GaAs квантовых ям высокого качества. На панелях (c-e) видны осцилляции по обратному магнитному полю  $1/B$  при  $\omega_c < \omega/2$  и пики вблизи удвоенной циклотронной частоты  $\omega_c = \omega/2$ .

В работе [2] были изучены поперечные волны в двумерной электронной жидкости в магнитном поле. Было показано, что при достаточно большой силе взаимодействия квазичастиц (в частности,  $F_1 \gg 1$ ), динамика возбуждений ферми-жидкости описывается уравнениями гидродинамики. Выведено уравнение Навье–Стокса и выражения для высокочастотных коэффициентов сдвиговой вязкости  $\eta_{xx}(\omega)$  и  $\eta_{xy}(\omega)$ . Показано, что циклотронная частота, входящая в  $\eta_{xx,xy}(\omega)$ , перенормируется и типично становится меньше обычной циклотронной частоты, определяющей циклотронный резонанс. Рассчитаны законы дисперсии  $\omega_s(q)$  и  $\omega_p(q)$  поперечных магнитозвуковых волн и магнитоплазмонов (Рис. 2(a)).

В работе [3] теоретически изучены течения сильно неидеальной электронной жидкости, возникающие как линейный отклик на радиочастотное электрическое поле. Показано, что в высокочастотном течении сосуществуют две компоненты: компонента, связанная с возмущением

сдвиговых напряжений и сформированная поперечными магнитозвуковыми волнами, и компонента, связанная с возмущением плотности заряда и сформированная магнитоплазмонами (см. Рис. 2(b)). В обеих компонентах может возникнуть резонанс на частоте  $\omega = 2\omega_c$ , связанный с резонансом в коэффициентах вязкости  $\eta_{xx,xy}(\omega)$ . Конкретным механизмом этого эффекта для вязкоупругой компоненты течения является смена типа профиля течения при  $\omega = 2\omega_c$ , а именно: появление стоячих магнитозвуковых волн при  $\omega_c < \omega/2$  (см. закон дисперсии  $\omega_s(q)$  на Рис. 2(a)), а для плазмонной компоненты в очень чистых структурах - максимум при  $\omega = 2\omega_c$  у коэффициента затухания плазмонов, обусловленного вязкостью. Таким образом, возбуждение поперечных магнитозвуковых волн может приводить к *вязкоупругому резонансу* при  $\omega = 2\omega_c$  в отклике электронной жидкости.

В работе [4] развита феноменологическая теория нелинейного отклика двумерной электронной жидкости на

постоянное и радиочастотное электрические поля с учётом эффектов памяти в динамике электронов [4]. Последние эффекты связаны с появлением в магнитном поле пар электронов, многократно сталкивающихся друг с другом за счёт циклотронных возвратов. Обусловленные парами корреляции в динамике жидкости приводят к запаздывающим релаксационным и упругим слагаемым в уравнениях динамики жидкости. Учитывается, что эти слагаемые нелинейно зависят от амплитуды и профиля течения, что приводит к фотосопротивлению, нетривиально меняющемуся с магнитным полем (Рис. 2(с)).

В работах [3, 4] приводятся свидетельства в пользу того, что изученные нами

вязкоупругие явления в электронной двумерной жидкости ответственны за наблюдаемые высокочастотные свойства чистых квантовых ям GaAs. В частности, в фотосопротивлении этих структур наблюдаются предсказанные нашей теорией большой, резко выделяющийся пик вблизи частоты  $\omega=2\omega_c$ , нерегулярная форма магнитоосцилляций (см. Рис. 2(d,e)), а также независимость фотосопротивления от знака циркулярной поляризации излучения.

Один из нас (П. С. А.) благодарит А. П. Алексееву за поддержку и сотрудничество. Работы [3] и [4], результаты которых описаны выше, были выполнены нами совместно.

### Литература

1. Alekseev P. S., Dmitriev A. P. Viscosity of two-dimensional electrons // *Physical Review B*, volume 103, article number 241409, 2020. DOI: 10.1103/PhysRevB.102.241409.
2. Алексеев П. С. Магнитозвуковые волны в двумерной электронной ферми-жидкости // *Физика и техника полупроводников*, т. 53, стр. 1405-1412, 2019. DOI: 10.21883/FTP.2019.10.48298.9166.
3. Alekseev P. S., Alekseeva A. P. Transverse Magnetosonic Waves and Viscoelastic Resonance in a Two-Dimensional Highly Viscous Electron Fluid // *Physical Review Letters*, volume 123, article number 236801, 2019. DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.236801
4. Alekseev P. S., Alekseeva A. P. Memory effects in magnetotransport of highly viscous two-dimensional electron fluid // *arXiv::2105.01035*, 2022. DOI: 10.48550/arXiv.2105.01035.

# Новые материалы и технологии

Научное материаловедение

Теория неупорядоченных систем

Алмазные порошки

Графенподобные материалы

Малослойный графен и его синтез

Материалы с памятью формы

Гидросиликатные свитки

Антисегнетоэлектрики

Мультиферроики

Магнитные наноматериалы

Активационная сверхпроводимость

## Многофункциональный оптический комплекс

В. Ю. Давыдов, И. А. Елисеев, Е. М. Рогинский, А. Н. Смирнов, А. Н. Старухин,  
В. Н. Жмерик, Д. В. Нечаев, А. А. Торопов, Т. В. Шубина, С. В. Иванов, Ю. Э. Китаев,  
М. В. Лебедев, Е. Е. Заварин, В. В. Лундин, А. А. Лебедев, С. П. Лебедев, Б. Б. Кричевцов,  
Е. В. Балашова, П. А. Алексеев, Б. Р. Бородин, Т. В. Львова, П. Н. Брунков,  
С. О. Слипченко, П. С. Копьев, Н. А. Пихтин, В. В. Шамахов, Е. Н. Мохов, С. С. Нагалюк

*Лаборатория спектроскопии твердого тела*

*Лаборатория оптики кристаллов и гетероструктур с экстремальной двумерностью*

*Лаборатория квантоворазмерных гетероструктур*

*Лаборатория физики полупроводниковых гетероструктур*

*Лаборатория физики полупроводниковых приборов*

*Лаборатория оптических явлений в сегнетоэлектрических и магнитных кристаллах*

*Лаборатория физики сегнетоэлектричества и магнетизма*

*Лаборатория оптики поверхности*

*Лаборатория диагностики материалов и структур твердотельной электроники*

*Лаборатория полупроводниковых лазерных диодов*

*Лаборатория полупроводниковой люминесценции и инжекционных излучателей*

*Лаборатория электроники полупроводников с большой энергией связи*

В 2008–2009 годах в ФТИ им. А.Ф. Иоффе была запущена в эксплуатацию первая очередь многофункционального оптического комплекса (МОК-I), предназначенного для исследования широкого круга объектов методами микро-фотолюминесцентной и микро-рамановской спектроскопии. Аналитические возможности МОК-I были описаны в сборнике «ФТИ им. А. Ф. Иоффе-100». В 2021–2022 годах в рамках программы обновления материальной базы была запущена в эксплуатацию вторая очередь комплекса (МОК-II), которая существенно расширила аналитические возможности оптического комплекса в целом. МОК-II основан на однокаскадном спектрометре *LabRAM HREvo UV-VIS-NIR open* с высоким спектральным разрешением, в котором реализованы возможности конфокального картирования в 2D и 3D режимах как для микро-, так и для макро-измерений. Четыре многоканальных спектральных детектора обеспечивают возможность измерения в очень широком спектральном диапазоне: от 200 нм до 2.1 мкм. В

спектрометре реализованы уникальные технологии SWIFT™ и DuoScan™ для быстрого картирования, позволяющие за небольшие времена регистрировать тысячи рамановских и фотолюминесцентных спектров. Использование низкочастотных модулей, созданных на основе нового поколения краевых и полосовых фильтров, дает возможность измерять сверх-низкочастотные рамановские спектры (до  $3\text{--}5\text{ см}^{-1}$ ), что, как правило, недоступно для других моделей спектрометров. Гелиевая криостатная система замкнутого цикла *RC102-CFM*, которой оснащен спектрометр, позволяет исследовать микро- и наноразмерные объекты в диапазоне температур  $4.2\pm 300\text{K}$ . В состав МОК-I и МОК-II входит также большой набор твердотельных и газовых лазеров, генерирующих в широком спектральном диапазоне: 213, 244, 257, 266, 325, 355, 405, 442, 457, 476, 488, 497, 514, 532, 633, 647, 785, 808, 914 и 1064 нм.

Аналитический потенциал МОК-I и МОК-II активно используется различными подразделениями ФТИ для диагностики

выращенных структур и изучения фундаментальных процессов, определяющих их оптические свойства. Исследования выполняются также в сотрудничестве со многими научными центрами России и

зарубежных стран. Возможность проводить микро-ФЛ и микро-рамановские исследования в широком спектральном диапазоне определила чрезвычайно большой круг исследуемых объектов.

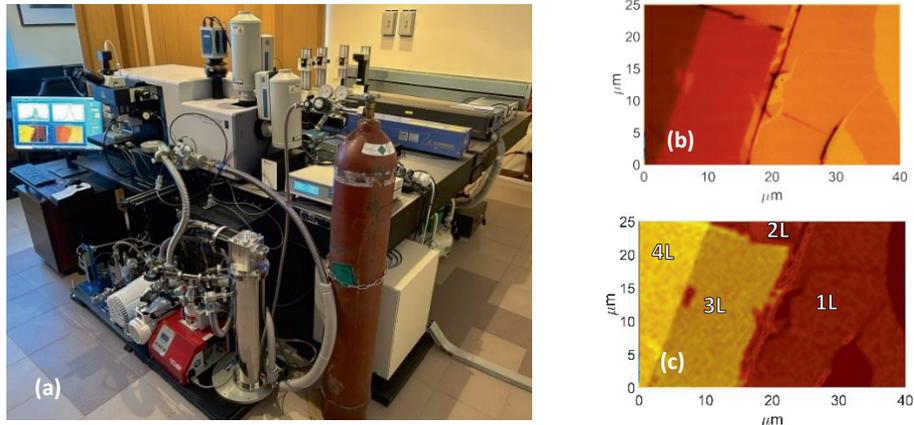


Рис. 1. (а) Общий вид МОК-II. (б) Оптическое изображение области  $WS_2$  размером  $40 \times 25$  мкм. (с) Карта с указанием количества монослоев  $WS_2$ , построенная на основе массива 4500 рамановских спектров, измеренных в той же области образца.

### Структуры на основе нитридов металлов III группы

Сверхрешетки (СР)  $(GaM/(AlN)_n)$  с периодами в несколько атомных слоев, а также гетероструктуры с одиночными и множественными монослойными квантовыми ямами (КЯ)  $GaN/AlN$ , являются важными элементами современных оптоэлектронных приборов. Устройства, созданные на их основе, работают в широчайшем спектральном интервале от глубокого УФ до терагерцового диапазона частот и широко используются в медицине, экологическом мониторинге, криминалистике, идентификации биологических веществ, помехозащищенной связи и др.

Функционирование таких приборов критическим образом зависит от качества интерфейсов между слоями. Были выполнены комплексные теоретические и экспериментальные исследования с использованием данных раман-спектроскопии,

направленные на выявление взаимной диффузии между слоями СР. Результаты теоретических расчетов были получены из первых принципов (*ab initio*) и в рамках модели случайных изосмещений (REI), а экспериментальные данные являются результатом рамановских измерений на СР  $GaN/AlN$ , выращенных методами ПА МПЭ и МОГФЭ в ФТИ им. А. Ф. Иоффе. Установлено, что по мере увеличения степени диффузии интерфейса в СР  $GaN/AlN$  моды  $A_1(LO)$ , локализованные в слоях  $GaN$ , начинают смешиваться с  $B_1$  модами слоя  $AlN$ . Это приводит к существенным изменениям в рамановском спектре. В результате исследований впервые выявлена количественная связь между видом рамановских спектров в области  $A_1(LO)$  фононов и степенью резкости интерфейсов в СР  $GaN/AlN$  [1].

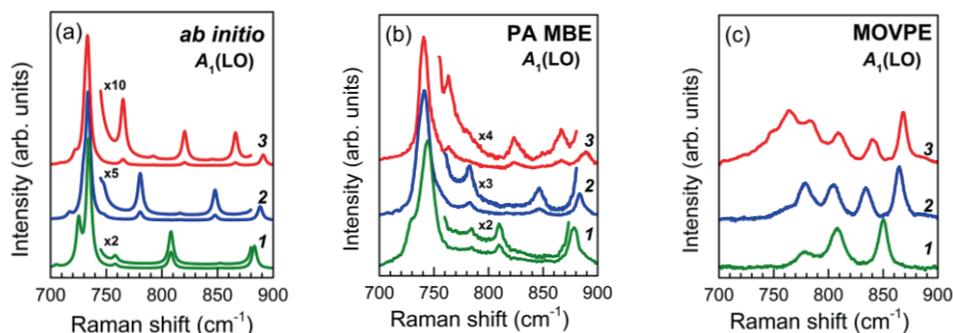


Рис. 2. (a) *ab initio* расчетные, и экспериментальные (ПА МПЭ (b), МОГФЭ (c)) рамановские спектры CP  $(\text{GaN})_m/(\text{AlN})_m$ : 1 –  $m = 4$ , 2 –  $m = 6$ , 3 –  $m = 8$  ( $m$ -количество монослоев).

В рамановских спектрах короткопериодных CP GaN/AlN и твердых растворов AlGaN, выращенных ПА МПЭ в Ga-обогащенных условиях, был обнаружен асимметричный низкочастотный пик с максимумом на частоте  $\sim 70 \text{ cm}^{-1}$ , интенсивность которого зависит от условий роста. Установлено, что природа низкочастотной особенности обусловлена колебательными состояниями, которые подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна. Разработана теоретическая модель для объяснения

природы и высокой интенсивности низкочастотного пика. Модель основана на расчете из первых принципов плотности фоннных состояний Ga и последующем ее использовании для построения теоретического рамановского спектра. Количественные оценки приводят к заключению, что наблюдаемый в рамановских спектрах пик в области  $\sim 70 \text{ cm}^{-1}$  связан с колебаниями кластеров Ga, имеющих размеры в диапазоне  $\sim (0.9\text{--}1.5) \text{ nm}$  [2].

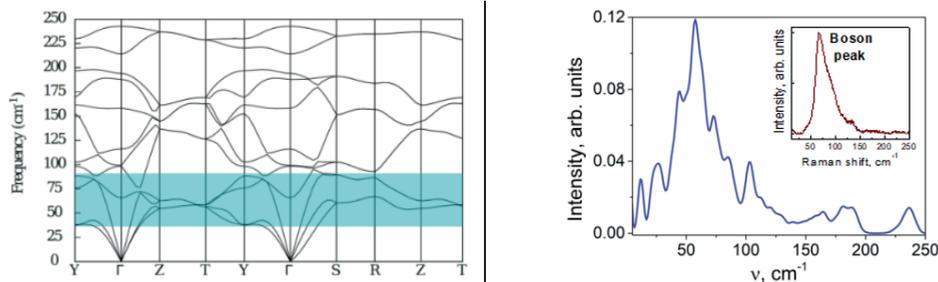


Рис. 3. Результат моделирования рамановского спектра наночастиц галлия с использованием плотности фоннных состояний. На вставке показан экспериментальный спектр.

В результате комплексных экспериментальных и теоретических исследований была установлена связь между особенностями, наблюдаемыми в рамановских спектрах, микроскопической природой акустических и оптических фоннных мод и структурой CP GaN/AlN [3]. Полученные результаты позволили создать три новые экспрессные диагностические методики:

- I) количественной оценки степени размытости интерфейсов в CP GaN/AlN;
- II) обнаружения наноразмерных кластеров Ga в III-нитридных гетероструктурах, выращенных в Ga-обогащенных условиях;
- III) контроля толщин и состава слоев в короткопериодных CP GaN/AlN.

Оптимизация технологических параметров ПА МПЭ с использованием новых диагностических методик позволила сформировать гетероструктуры с множественными монослойными квантовыми ямами GaN/AlN, на основе которых реализованы эмиттеры среднего УФ-диапазона

240 нм с рекордно высокой выходной импульсной мощностью до 11 Вт. Оптимизация технологических параметров МОГФЭ позволила создать транзисторы на основе соединений III-N мощностью более 100 Вт на частотах 2–4 ГГц.

### Графен

Были продолжены начатые ранее исследования, направленные на разработку новых количественных неразрушающих методик диагностики графена. В рамках этого направления выполнены систематические исследования влияния концентрации электронов и величины деформации на рамановские спектры монослойного графена, полученного в ФТИ методом термодеструкции Si-границы подложки SiC. Установлено, что существующая в литературе методика оценки указанных параметров с использованием результатов рамановской спектроскопии, полученных для монослойного графена на подложке SiO<sub>2</sub>, приводит к большим ошибкам при ее использовании для графена, выращенного на SiC. На Рис. 4 (а) показаны оценки

концентрации электронов ( $n_e$ ) в образцах графен/SiC из данных рамановской спектроскопии. Красные линии и квадраты получены с использованием литературных данных для графена на SiO<sub>2</sub>. Синие линии и квадраты – с учетом скорости Ферми электронов ( $v_F$ ) в графене на подложке SiC. Стрелка демонстрирует сдвиг линии 2D при уменьшении  $v_F$ . На Рис.4 (b) представлены данные рамановской спектроскопии для образцов графен/SiC со структурами Hall-bar (Рис. 4 (c)). Сравнение полученных оценок  $n_e$  с оценками из данных фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР, #1–#4) и измерений эффекта Холла (#6–#7) приведено на Рис. 4 (d).

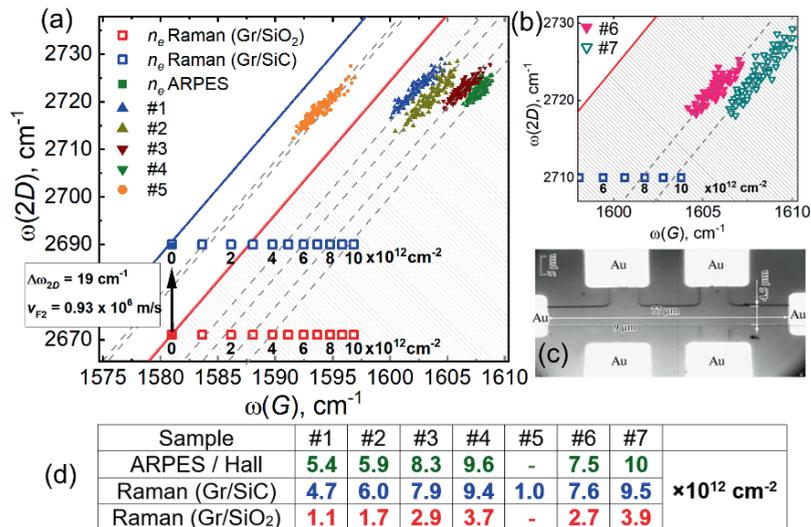


Рис. 4. Демонстрация оценки концентрации электронов ( $n_e$ ) в образцах графен/SiC из данных рамановской спектроскопии

Впервые показано, что для правильной оценки концентрации электронов и значений деформации в графене по данным рамановской спектроскопии, необходимо учитывать величину скорости Ферми электронов в исследуемом графеновом слое. Этот вывод справедлив не только для графена на SiC, но и для графена на любой другой подложке, так

как на скорость Ферми влияет диэлектрическая проницаемость подложки. В результате исследований создан новый экспрессный метод оценки концентрации электронов и величины деформации в монослойном графене, основанный на использовании данных рамановской спектроскопии и скорости Ферми электронов в исследуемом графене [4].

### 2D дихалькогениды переходных металлов

#### *Экситонная люминесценция в нанотрубках на основе дихалькогенидных соединений*

В многослойных ван-дер-ваальсовых нанотрубках на основе дихалькогенидов переходных металлов MoS<sub>2</sub> и WS<sub>2</sub>, исследуемых с 1992 г., впервые обнаружена фотолюминесценция. Особенностью спектров излучения наноструктур (трубок и пластинок) является полное подавление при низких температурах излучения непрямого экситона. Излучение прямого экситона, верхнего по энергии, может доминировать в нанотрубках вплоть до комнатной температуры. Данный эффект, демонстрируемый на рисунке 5, определяется структурой экситонных состояний,

включающих запрещенные как по моменту (непрямые), так и по спину (темные) экситоны. Установлено, что нанотрубки MoS<sub>2</sub> являются эффективными оптическими микрорезонаторами, в которых наблюдается усиление излучения на резонансных частотах мод шепчущей галереи. Обнаруженные явления знаменуют появление еще одного оптически активного члена семейства нанотрубок. Доминирование прямого излучения и резонаторные свойства открывают перспективы для применения дихалькогенидных нанотрубок в нанофотонике [5].

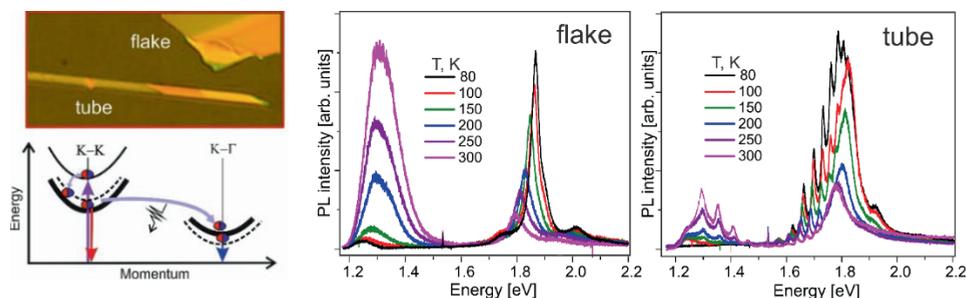


Рис. 5. Схема образования, релаксации и излучательной рекомбинации прямых (К-К) и непрямых (К-Г) экситонных состояний (красная и синяя стрелки соответственно) с квазирезонансным возбуждением. Температурная трансформация спектров микро-ФЛ в структурах MoS<sub>2</sub>: нанотрубка (tube) диаметром 2 мкм и чешуйка (flake). Острые пики мод шепчущей галереи (МШГ) модулируют спектры трубки.

Структуры для нанофотоники на основе 2D материалов

Объемные дихалькогениды переходных металлов (ДПМ) обладают чрезвычайно высоким показателем преломления ( $n \sim 5$ ) в видимом и ИК-диапазонах спектра. Это делает их идеальной средой для нанофотонных структур. Однако из-за неяркой запрещенной зоны объемных ДПМ, результаты исследований светоизлучающих структур на их основе в настоящий момент практически отсутствуют. На основе объемного  $\text{MoSe}_2$  были изготовлены дисковые оптические нанорезонаторы для мод шепчущей галереи. Для изготовления нанорезонаторов был использован оригинальный метод фрикционной

зондовой литографии, усовершенствованный в ФТИ им. А. Ф. Иоффе (Рис. 6 (a)). Селективность воздействия данного метода позволяет сохранить первозданные свойства ДПМ, которые очень чувствительны к любому загрязнению или химической обработке. Полученные нанорезонаторы с диаметром 2.2 мкм и толщиной 70 нм демонстрируют значительно усиленную (на два порядка) фотолюминесценцию в диапазоне 850–1050 нм (Рис. 6 (b)). При этом спектр излучения резонатора, а именно положение пиков мод шепчущей галереи, можно регулировать, изменяя диаметр резонатора.

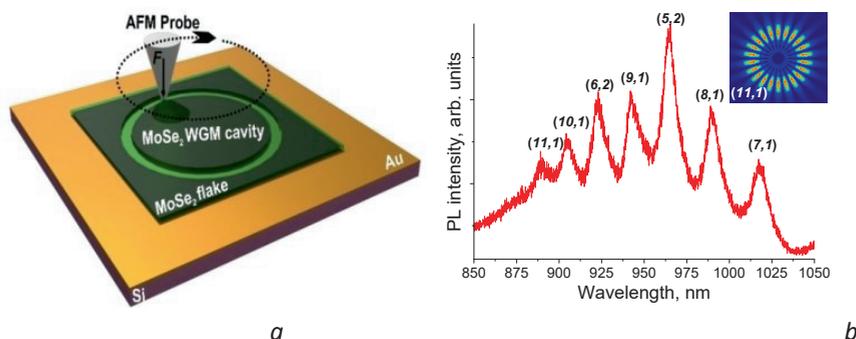


Рис. 6. (a) Иллюстрация процесса изготовления нанорезонатора методом фрикционно-зондовой литографии. (b) Спектр ФЛ резонатора  $\text{MoSe}_2$  диаметром 2.2 мкм.  $(m, n)$  – азимутальные и радиальные квантовые числа мод, соответствующих данным пикам. На вставке справа – результат моделирования распределения электрического поля для моды  $(11, 1)$ .

Новый подход к изготовлению светоизлучающих нанофотонных устройств на основе ДПМ с неяркой запрещенной зоной позволяет создавать источники яркой

экситонной ФЛ на основе неярких материалов и открывает множество возможностей для дальнейших исследований [6].

Новые органические и полуорганические кристаллы

В настоящее время большой интерес представляют исследования, связанные с поиском и изучением новых органических и полуорганических кристаллов. Это связано с потенциальными возможностями разработки на их основе новых многофункциональных материалов, обладающих целым комплексом различных физических свойств (пьезоэлектрических,

сегнетоэлектрических, пироэлектрических, нелинейно-оптических и т. д.). В тоже время эти материалы являются дешевыми и экологически безопасными и могут применяться для создания датчиков различных полей, элементной базы микроэлектроники, преобразования энергии, в медицине и т. п. Для диагностики новых материалов большое

значение имеет информация об их молекулярной структуре. В этой области рамановская спектроскопия представляет собой уникальный метод исследования, так как многочисленные линии, в спектральной области  $\nu > 100 \text{ см}^{-1}$ , позволяют идентифицировать основные структурные элементы, а также определять симметрию их окружения в молекулярных кристаллах. С использованием возможностей МОК-I и МОК-II такие исследования были проведены при изучении новых кристаллов на основе гетероциклической молекулы 2-метилбензимидазола  $\text{C}_8\text{H}_8\text{N}_2$  (МБИ): МБИ-фосфит ( $\text{МБИ} \cdot \text{H}_3\text{PO}_3$ ), МБИ-фосфат-1 ( $\text{МБИ} \cdot \text{H}_3\text{PO}_4$ ), МБИ-фосфат-2 [Crystals 2019, 9, 573; doi:10.3390/cryst9110573], МБИ-

перхлорат ( $\text{МБИ} \cdot \text{HClO}_4$ ) [7], а также впервые полученных кристаллов триглицинсульфата ( $(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH})_3\text{H}_2\text{SO}_4$ ) [Crystals 2022, 12, 679. DOI: 10.3390/cryst12050679] и  $\alpha$ - и  $\gamma$ -полиморфов глицина ( $\text{NH}_2\text{-CH}_2\text{-COOH}$ ) [Crystals 2022, 12, 1342. DOI: 10.3390/cryst12101342], допированных циклическими молекулами кроконовой кислоты ( $\text{C}_5\text{H}_2\text{O}_5$ ). На Рис. 7 для кристалла МБИ-перхлората показаны угловые зависимости интенсивностей рамановских линий симметрии  $A_g$  и  $B_g$  при параллельной ориентации падающего и рассеянного света: анизотропные для молекулы МБИ ( $1030$  и  $3083 \text{ см}^{-1}$ ) и изотропные для тетраэдра  $\text{ClO}_4$  ( $622$  и  $933 \text{ см}^{-1}$ ) [7].

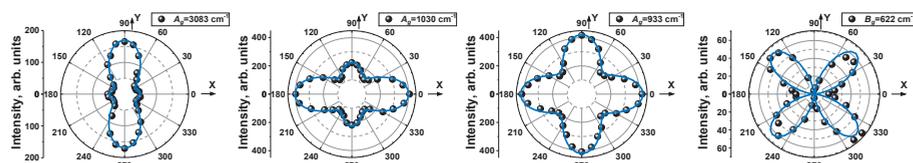


Рис. 7. Угловые зависимости интенсивностей линий симметрии  $A_g$  и  $B_g$  в рамановском спектре кристалла  $\text{МБИ} \cdot \text{HClO}_4$ .

### Взаимосвязь электронной и атомной структуры пассивированных поверхностей $n$ -InP(100)

С использованием методов ФЛ, рамановской спектроскопии и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии исследовалась электронная и атомная структура поверхностей  $n$ -InP(100), обработанных различными сульфидными растворами, направленная на установление взаимосвязи между эффективностью электронной пассивации и атомной структурой пассивированной поверхности. Показано, что обработка поверхности  $n$ -InP(100) сульфидными растворами приводит к возрастанию интенсивности ФЛ и сужению приповерхностной обедненной области полупроводника. При обработке сульфидными растворами происходит удаление оксидного слоя с поверхности полупроводника и формирование пассивирующего покрытия, состоящего

из связей In-S двух типов: мостиковых связей In-S-In и связей, в которых атом серы занимает вакансии фосфора в приповерхностном монослое. Доля атомов серы в связях того или иного типа определяет суммарный дипольный момент, который, в свою очередь, будет определять пространственное распределение потенциала зон и, как следствие, электронную структуру поверхности. Электронная пассивация наиболее эффективна при преобладании мостиковых связей In-S-In. При преобладании же атомов серы в вакансиях фосфора происходит перезакрепление уровня Ферми и увеличение приповерхностного изгиба зон, что приводит к снижению эффективности электронной пассивации [8].

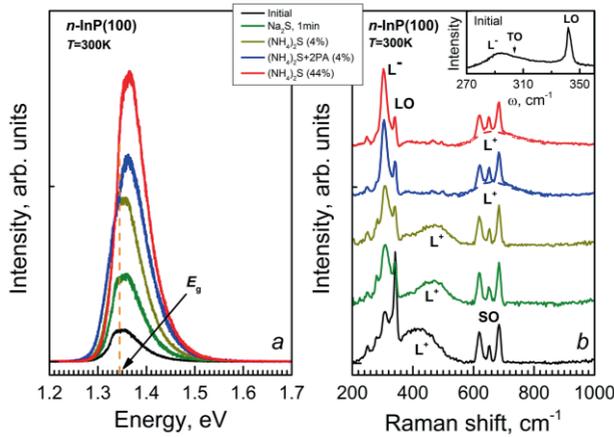


Рис. 8. Спектры ФЛ (a) и рамановского рассеяния (b) *n*-InP(100), измеренные до и после пассивации различными сульфидными растворами. На вставке Рис. 8, b представлен рамановский спектр необработанного образца, демонстрирующий соотношение положения  $L^-$  моды и TO-фонона.

**Технология селективной эпитаксии**

Одной из актуальных задач в области технологии создания фотонных интегральных схем является монолитная интеграция электрооптических элементов, выполняющих различные функции. Одним из подходов, позволяющих эффективно решать данную задачу, является технология селективной эпитаксии. Однако на сегодняшний день имеется мало информации по осаждению квантовых ям (КЯ) InGaAs в широких окнах. Методом селективной эпитаксии при использовании МОС-гидридной технологии были выращены образцы с КЯ InGaAs на подложке *n*-GaAs (100) с рисунком чередующихся

полос шириной: маска SiO<sub>2</sub> — 100 мкм, окно — 100 мкм. Были проведены ФЛ исследования с микронным разрешением по ширине окна (Рис. 9). Было установлено, что длина волны ФЛ минимальна в центре окна и смещается в длинноволновую область по мере продвижения к краю. Интенсивность ФЛ максимальна в центре окна и убывает при движении к краю. Полученные результаты в дальнейшем могут быть использованы для разработки технологии селективной эпитаксии A<sub>3</sub>B<sub>5</sub> светоизлучающих структур, в том числе для создания интегральной фотонных схем [9].

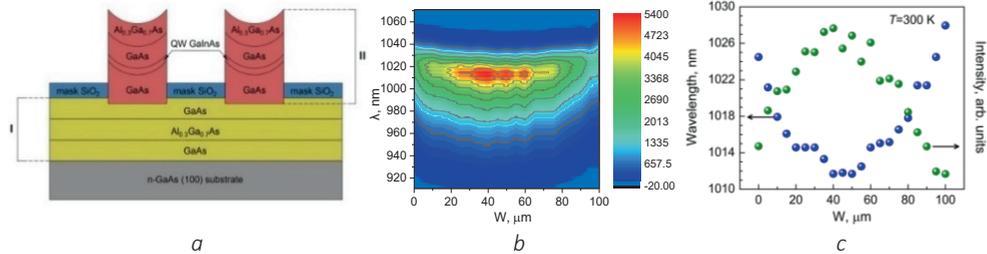


Рис. 9. (a) Схематическое изображение гетероструктуры с КЯ InGaAs: I – слои выращенные стандартной эпитаксией, II – слои выращенные селективной эпитаксией. (b) Изменение спектра ФЛ по ширине окна. (c) Зависимости изменения длины волны и интенсивности спектра ФЛ структуры с КЯ InGaAs, измеренные при температуре 300 К.

### Технология роста гексагонального нитрида бора (hBN) высокого структурного совершенства на подложках гексагонального SiC

Изучена возможность роста гексагонального нитрида бора (hBN) высокого структурного совершенства на подложках гексагонального SiC с использованием метода высокотемпературной сублимации из газовой фазы. Показана перспективность использования данного метода для формирования в ходе одного технологического процесса высококачественных гетероструктур hBN/SiC большой площади, которые имеют высокий потенциал для

приборных применений. Методом ФЛ было установлено, что в процессе высокотемпературного роста монокристаллы hBN оказываются легированными примесью углерода. Дефекты, связанные с примесью углерода в hBN представляют интерес с точки зрения создания на их основе источников одиночных фотонов. Люминесценция таких дефектов в hBN является спин зависимой, что открывает перспективы их использования для квантовых технологий [10].

### Диагностика промышленных пластин карбида кремния с использованием 2D и 3D рамановского картирования

Совместно с АО “Светлана-Электрон-прибор” выполнены исследования, направленные на создание экспрессного, неразрушающего оптического метода оценки структурного совершенства промышленных 4 дюймовых пластин карбида кремния. Метод основан на результатах 2D рис. 10 и 3D рамановского картирования с использованием технологий SWIFT™ и DuoScan™. Эти технологии позволяют получать информацию о структурных характеристиках и наличии

возможных политипных включений как с поверхности исследуемой пластины карбида кремния, так и по всей ее глубине, которая достигает величин 300-350 мкм. Ведется работа по созданию оптического метода оценки величин концентраций свободных носителей заряда и их подвижности в карбиде кремния с электронным типом проводимости, который основан на анализе параметров связанных фонон-плазмонных мод в рамановских спектрах таких объектов.

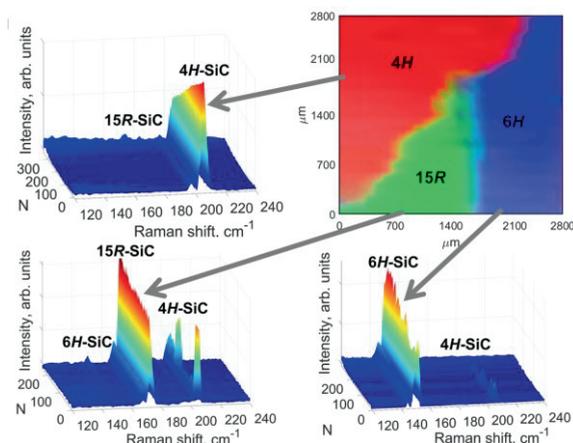


Рис. 10. Иллюстрация возможности 2D рамановского картирования для выявления политипных включений в пластину карбида кремния.

**Благодарности**

Авторы выражают благодарность М.Б. Смирнову и Д.Ю. Усачеву, сотрудникам Санкт-Петербургского государственного университета, за плодотворное сотрудничество.

**Литература**

1. Davydov V., Roginskii E., Kitaev Yu., Smirnov A., Eliseyev I., Zavarin E., Lundin W., Nechaev D., Jmerik V., Smirnov M., Pristovsek M., Shubina T. The Effect of Interface Diffusion on Raman Spectra of Wurtzite Short-Period GaN/AlN Superlattices // *Nanomaterials*, 2021, Volume 11, Art. 2396. DOI: 10.3390/nano11092396.
2. Davydov V.Yu., Jmerik V. N., Roginskii E. M., Kitaev Yu. E., Beltukov Y. M., Smirnov M. B., Nechaev D. V., Smirnov A. N., Eliseyev I. A., Brunkov P. N., Ivanov S. V. Boson Peak Related to Ga Nanoclusters in AlGaN Layers Grown by Plasma-Assisted Molecular Beam Epitaxy at Ga-Rich Conditions // *Semiconductors*, 2019, Volume 53, p. 1479–1488. DOI: 10.1134/S1063782619110058.
3. Davydov V., Roginskii E., Kitaev Yu., Smirnov A., Eliseyev I., Nechaev D., Jmerik V., Smirnov M. Phonons in Short-Period GaN/AlN Superlattices: Group-Theoretical Analysis, *Ab initio* Calculations, and Raman Spectra // *Nanomaterials*, 2021, Volume 11, Art. 286. DOI: 10.3390/nano11020286.
4. Eliseyev I. A., Davydov V.Yu., Smirnov A. N., Nestoklon M. O., Dementev P. A., Lebedev S. P., Lebedev A. A., Zubov A. V., Mathew S., Pezoldt J., Bokai K. A., Usachov D.Yu. Optical Estimation of the Carrier Concentration and the Value of Strain in Monolayer Graphene Grown on 4H-SiC // *Semiconductors*, 2019, Volume 53, p. 1904–1909. DOI: 10.1134/S1063782619140057.
5. Shubina T. V., Remskar M., Davydov V.Yu., Belyaev K. G., Toropov A. A., Gil B. Excitonic emission in van-der-Waals nanotubes of transition metal dichalcogenides. // *Annalen der Physik*, 2019, Volume 531 Art. 1800415. DOI: 10.1002/andp.201800415
6. Borodin B. R., Benimetskiy F. A., Davydov V.Yu., Eliseyev I. A., Smirnov A. N., Pidgayko D. A., Lepeshov S. I., Bogdanov A. A., Alekseev P. A. Indirect bandgap MoSe<sub>2</sub> resonators for light-emitting nanophotonics // *Nanoscale Horiz.*, 2023, Volume 8, p. 396–403. DOI: 10.1039/d2nh00465h.
7. Balashova E., Zolotarev A., Levin A., Davydov V., Pavlov S., Smirnov A., Starukhin A., Krichevstov B., Zhang H., Li F., Luo H., Ke H. Crystal Structure, Raman, FTIR, UV-Vis Absorption, Photoluminescence Spectroscopy, TG–DSC and Dielectric Properties of New Semiorganic Crystals of 2-Methylbenzimidazolium Perchlorate // *Materials*, 2023, Volume 16, p.1994–2022. DOI: 10.3390/ma16051994.
8. Lebedev M. V., Lvova T. V., Smirnov A. N., Davydov V.Yu., Koroleva A. V., Zhizhin E. V., Lebedev S. V. Abnormal electronic structure of chemically modified n-InP(100) surfaces // *J. Mater. Chem. C*, 2022, Volume 10, p. 2163–2172. DOI: 10.1039/d1tc03493f.
9. Shamakhov V., Nikolaev D., Slipchenko S., Fomin E., Smirnov A., Eliseyev I., Pikhtin N., Kop'ev P. Surface Nanostructuring during Selective Area Epitaxy of Heterostructures with InGaAs QWs in the Ultra-WideWindows // *Nanomaterials*, 2021, Volume 11, p. 11–15. DOI: 10.3390/nano11010011.
10. Mokhov E. N., Davydov V.Yu., Smirnov A. N., Nagaluk S. S. Growth of hexagonal boron nitride (hBN) on silicon carbide substrates by the physical vapor transport method // *Semiconductors*, 2022, Volume 56, p. 791–795. DOI: 10.21883/SC.2022.10.54910.9961.

## Описание универсальных свойств колебательных возбуждений в сильно неупорядоченных системах

Д. А. Коных, Я. М. Бельтюков,

*Сектор физической кинетики и электроакустических явлений*

Вещества в стеклообразном состоянии играют важную роль в самых разных областях человеческой деятельности. К таким веществам относят как неорганические стекла, так и аморфные полимеры ниже температуры стеклования. Несмотря на различие в химическом составе на молекулярном уровне, многие аморфные материалы с самыми различными типами ближнего порядка имеют ряд общих свойств. Это, например, линейная зависимость теплоемкости и квадратичная зависимость теплопроводности от температуры ниже 1 К, а также избыточная плотность колебательных состояний по сравнению с дебаевской плотностью состояний при температурах порядка 10 К, известная как бозонный пик и проявляющаяся в экспериментах по комбинационному рассеянию, неупругому рассеянию нейтронов, дальней ИК спектроскопии, низкотемпературной теплоемкости и теплопроводности. Данные явления обусловлены колебательными свойствами аморфных материалов и во многом связаны с неупорядоченностью их молекулярной структуры, которая находится в сильнокоррелированном метастабильном состоянии. При этом низкоэнергетические особенности колебательных спектров стекол могут существенным образом влиять на их свойства не только при низких, но и при высоких температурах, вплоть до температуры стеклования. Учитывая сложность теоретического описания неупорядоченных систем, разработка общей концепции колебательных возбуждений в аморфных материалах является предметом больших дискуссий на протяжении многих лет.

В секторе физической кинетики и электроакустических явлений ФТИ им. А. Ф. Иоффе проводятся комплексные исследования аморфных материалов, сочетающие различные методы теоретической физики и компьютерного моделирования. Для описания колебательных особенностей аморфных материалов была разработана модель коррелированных случайных матриц. Исходя из наиболее общих физических предположений о свойствах аморфных твердых тел, теория случайных коррелированных матриц позволила описать ряд уникальных тепловых, вязкоупругих и колебательных явлений аморфных тел [1]. Среди этих явлений — наличие бозонного пика в приведенной плотности колебательных состояний. Было показано, что возникновение бозонного пика связано с фундаментальными свойствами неупорядоченной механической системы — ее трансляционной инвариантностью и устойчивостью вблизи положения равновесия [2, 3].

Проведенные исследования показали, что вблизи частоты бозонного пика выполняется критерий Иоффе-Регеля, при котором длина свободного пробега фононов сравнивается с длиной волны [3]. Более высокочастотные колебания, получившие название диффузоны, не описываются определенным волновым вектором, но они способны эффективно переносить энергию колебаний и именно такие колебания определяют теплопроводность аморфных диэлектриков при комнатной температуре. Соответствующий критерию Иоффе-Регеля пространственный масштаб, обычно составляющий несколько нанометров, связан с силой беспорядка в таких системах и определяет масштаб корреляции структуры (радиус среднего порядка).

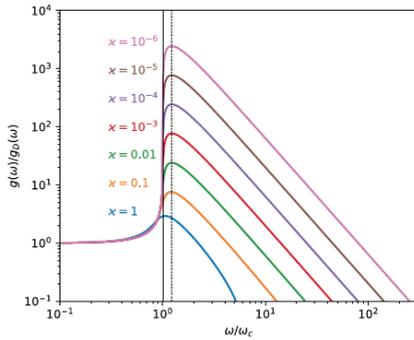


Рис. 1. Бозонный пик в модели случайных коррелированных матриц для разной степени беспорядка.

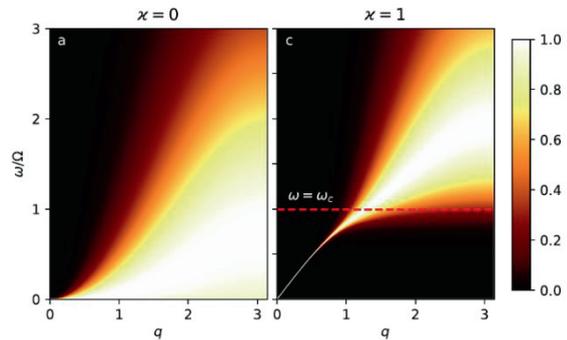


Рис. 2. Динамический структурный фактор низкочастотных колебаний. Пунктиром отмечен переход Иоффе-Регеля между фононами и диффузонами.

Было показано, что частота бозонного пика универсальным образом зависит от величины беспорядка и связана с наличием в неупорядоченных системах характерной длины корреляции структуры [2, 3]. Для более детального исследования вязкоупругой релаксации колебаний вблизи кроссовера Иоффе-Регеля был разработан универсальный способ описания вязкоупругих свойств, основанный на модели динамики колебаний одномерной полубесконечной цепочки атомов [4].

Также было показано, что на масштабе корреляции структуры в аморфных и полимерных материалах проявляется существенная неоднородность локальных деформаций. Неаффинные деформации являются предметом интенсивного исследования и большого количества мировых публикаций на протяжении последних нескольких лет, поскольку они влияют на механические свойства, вязкоупругие релаксационные процессы и теплопроводность аморфных материалов. Неаффинные деформации определяют характерный нанометровый масштаб длины, на котором макроскопическая теория упругости неприменима, в то время как на масштабах, намного больших длины корреляции, аморфное тело хорошо описывается как континуальная среда. В связи с

этим, для изучения природы неаффинных деформаций были рассмотрены упругие свойства нанокомпозитных объектов с размерами структурных элементов, сопоставимых с масштабом неаффинных деформаций. Было получено, что неупорядоченные структуры с наночастицами обладают необычными упругими свойствами по сравнению с их кристаллическими аналогами [5]. Вокруг наночастицы образуется эффективная упругая оболочка с толщиной порядка масштаба неаффинных деформаций. Такая оболочка увеличивает эффективный объем наночастиц, что ведет к увеличению их влияния на макроскопические упругие свойства нанокомпозитов. В проведенных расчетах методом молекулярной динамики наблюдался экспоненциальный спад упругих модулей вблизи наночастицы в зависимости от расстояния до ее поверхности [5]. За счет приведенного эффекта влияние наночастиц на макроскопические упругие свойства композитов может увеличиваться в разы, если характерный размер наночастиц сопоставим с масштабом неаффинных деформаций. Данный эффект также играет важную роль при описании упругих свойств тонких аморфных слоев в многослойных наноструктурах.

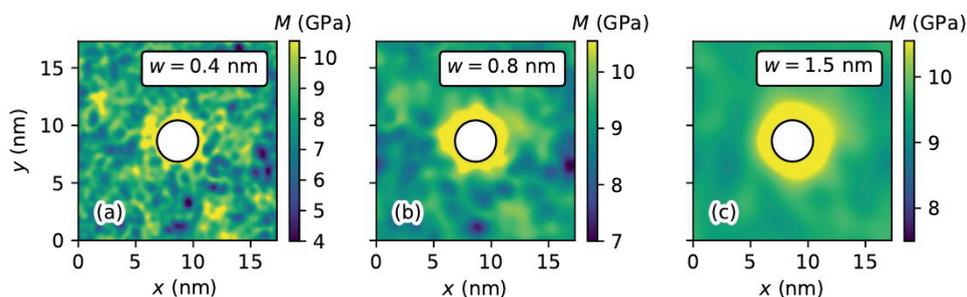


Рис. 3. Пространственное распределение модуля упругости для молекулярно-динамической модели полистирола вокруг наночастицы  $\text{SiO}_2$  диаметром 3,6 нм для разных пространственных масштабов  $w$ .

#### Литература

1. Tlili A., Giordano V. M., Beltukov Y. M., and et al. Enhancement and anticipation of the Ioffe–Regel crossover in amorphous/nanocrystalline composites // *Nanoscale*, 2019, Volume 11, p. 21502-21512. DOI: 10.1039/C9NR03952J.
2. Конюх Д. А., Бельтюков Я. М. Универсальные колебательные свойства неупорядоченных систем с точки зрения теории случайных коррелированных матриц // *Письма в ЖЭТФ*, т. 112, стр. 547-553, 2020. DOI: 10.31857/S1234567820200094.
3. Conyuh D. A., Beltukov Y. M. Random matrix approach to the boson peak and Ioffe-Regel criterion in amorphous solids // *Physical Review B*, 2021, Volume 103, p. 104204. DOI: 10.1103/PhysRevB.103.104204.
4. Conyuh D. A., Beltukov Y. M. Ioffe-Regel criterion and viscoelastic properties of amorphous solids // *Physical Review E*, 2021, Volume 103, p. 042608. DOI: 10.1103/PhysRevE.103.042608.
5. Beltukov Y. M., Conyuh D. A., Solov'yov I. A. Local elastic properties of polystyrene nanocomposites increase significantly due to nonaffine deformations // *Physical Review E*, 2022, Volume 105, p. L012501. DOI: 10.1103/PhysRevE.105.L012501.

## Синтез алмазных порошков при высоких давлениях и температурах без применения металла катализатора

Ф. М. Шахов, В. Ю. Осипов, И. А. Ручкин, А. Я. Вуль

*Лаборатория физики кластерных структур*

Экспериментальные работы по оптимизации процесса синтеза промышленных микропорошков алмаза (ГОСТ 9206–80) при высоком статическом давлении ведутся в ФТИ им. А. Ф. Иоффе начиная с 2004 года, Рис. 1. В классическом способе синтеза алмазных порошков в качестве источника углерода используется графит (50–70 вес%) и металлы «катализаторы» из ряда: железо, кобальт, никель, часто с добавлением марганца. Синтез алмазов происходит в области термодинамической стабильности алмаза при температурах вблизи или выше температуры плавления металлов ( $>1300$  °С) при давлении  $p=4.5\text{--}5.5$  ГПа. Как известно, прямой переход графита в алмаз возможен при  $p>12$  ГПа и  $T>3000$  °С. Использование металлов «катализаторов» позволяет существенно понизить температуру и давление, однако приводит к загрязнению алмазных порошков металлическими включениями и существенному удорожанию процесса из-за необходимости удаления металлов и их соединений из продуктов синтеза.

К 2008 году были найдены пути оптимизации классического синтеза алмазов. Было обнаружено, что добавление небольших количеств ( $<0.5$  вес%) алмазных нанокристаллов в реакционные смеси графит-металл приводят к увеличению выхода алмазных порошков и изменяют распределение по размерам синтезированных порошков. При этом алмазы детонационного синтеза (DND) ( $\sim 5$  нм) или

микросталлических алмазные порошки (1–10 мкм) играют роль центров кристаллизации. Добавление фуллеренов в малых долях в реакционную шихту также позволяет увеличить процент перехода графита в алмаз, однако не позволяет управлять распределением синтезированных алмазных порошков по размеру.

До настоящего времени основными нерешенными технологическими задачами при статическом синтезе алмазов остаются: поиск путей снижения давления и температуры синтеза; отказ от металлических «катализаторов»; управление зернистостью и качеством алмазных порошков; создание специфических точечных дефектов, обладающих люминесцентными, магнитными и другими необходимыми с прикладной точки зрения свойствами. При этом создание или трансформация таких дефектов могут быть как самоцелью, так и способом контроля процессов кристаллизации алмазов в условиях высоких давлений и температур.

В 2013 году нами экспериментально было обнаружено, что добавление этанола ( $C_2H_5OH$ ) в порошок DND приводит к быстрому ( $<10$  с) росту алмазных кристаллов с размером до 10 мкм при давлении 7 ГПа и температуре 1300 °С (патент [1]) в камере высокого давления типа «тороид», Рис. 2,3.



Рис. 1. Гидравлический пресс усилием 1000 тонн-силы для синтеза сверхтвердых материалов.



Рис. 2. Контейнер для камеры типа «тороид» из карбоната кальция, в котором происходит синтез алмазов.

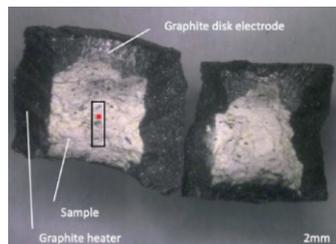


Рис. 3. Белый алмазный порошок в черной графитовой втулке после синтеза.

Было высказано предположение, что рост алмазных кристаллов происходит в результате ориентированного присоединения кристаллов DND с размером 5 нм без стадии рекристаллизации с образованием когерентных границ между ними. Однако замена DND на другие специфические наноуглеродные прекурсоры, такие как:

1) алмазы динамического синтеза, представляющие собой устойчивые поликристаллы с размером 25 нм, состоящих из кристаллитов 6.7 нм [2],

2) наночастицы аморфного углерода (carbon black) с размером 40 нм [3],

3) аморфные пористые углеродные частицы, полученные в результате пиролиза ( $T=1600^{\circ}\text{C}$ ) молекул дифталоцианина европия, содержащие связанный европий [4], и синтез алмазных кристаллов из этих как алмазных, так и неалмазных прекурсоров, подтверждает частичную или полную рекристаллизацию этих прекурсоров в процессе формирования микрокристаллов алмазов.

Методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) [5], инфракрасной спектроскопии, оптической и рентгенолюминесцентной [4] спектроскопии были определены типы и концентрации точечных дефектов в синтезированных алмазных кристаллах.

Помимо сигналов от оборванных ковалентных связей и парамагнитного азота

( $g=2.0026$ ) в спектрах ЭПР DND присутствуют сигналы от триплетных азот-вакансионных  $\text{NV}^-$  центров ( $g=4.24$ ) и мультивакансионных ( $g=4.00$ ), хорошо наблюдаемые при комнатной температуре (Рис. 4). Концентрация первых составляет около 0.3–1 ppm. В результате спекания частиц DND в спектрах ЭПР синтезированных субмикронных кристаллов пропадают сигналы от  $\text{NV}^-$  центров и мультивакансионных (их концентрация падает до ненаблюдаемого методом ЭПР уровня 1–10 ppm), а в области поперечного магнитного поля (170–180 мТл) возникают новые сигналы с хорошо выраженной сверхтонкой структурой из пяти линий от триплетных азотных пар со спином  $S=1$  с расстоянием между атомами азота порядка 0.7 нм. Появление парамагнитных азотных пар со спином  $S=1$  и квинтетной структурой сигнала ЭПР является своеобразным маркером произошедшего спекания частиц DND, в результате которого образуются алмазные кристаллиты размером до 200 нм с большой (>500 ppm) концентрацией азота. Присутствие парамагнитных изолированных атомов азота в кристаллах, полученных спеканием, при этом подтверждается наличием сигнала ЭПР от P1-центров ( $g=2.0024$ ) с триплетной сверхтонкой структурой [5].

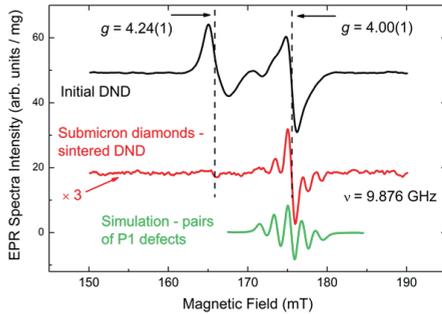


Рис. 4. Спектры ЭПР (область  $g=4.00$ ), зарегистрированные при  $T=293$  К и микроволновой частоте  $\nu = 9.876$  ГГц. Черная кривая – порошок исходного DND, красная кривая – синтезированный порошок, зеленая кривая – рассчитанный спектр ЭПР хаотически ориентированных пар взаимодействующих азотных центров.

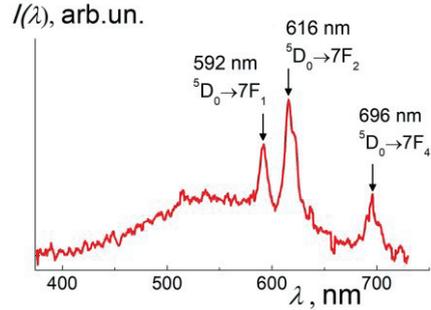


Рис. 5. Спектр рентгенолюминесценции алмазного порошка, синтезированного при давлении 7.7 ГПа и температуре 1800 °С из пиролизатов дифталоцианина европия, с характерными полосами люминесценции европия на переходах  ${}^5D \rightarrow 7F$ .

На основе этих данных определена возможность легирования алмазных кристаллов атомами редкоземельных элементов (европием), Рис. 5 [4], и

построена модель кристаллизации алмазных кристаллов из различных углеродных прекурсоров, Рис. 6.

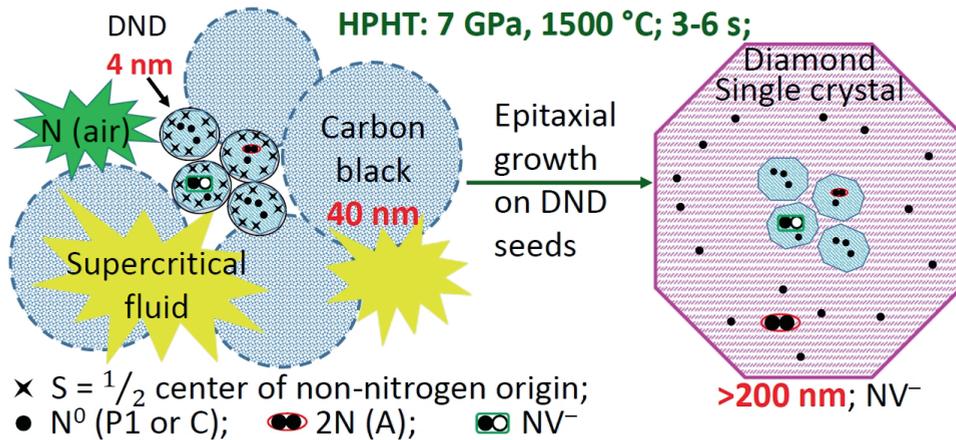


Рис. 6. Схема формирования монокристаллического алмазного кристалла с размером более 200 нм из сферических частиц аморфного углерода (carbon black) с размером 40 нм на затравках DND с размером 5 нм при давлении 7.5 ГПа и температуре 1500 °С.

Схема кристаллизации алмазных кристаллов с размером более 200 нм из аморфного углерода (carbon black) на затравках DND показана на Рис. 6. Используемые в качестве катализаторов роста соединения, состоящие из углерода, водорода и кислорода, при высоком давлении и температуре формируют C–O–H сверхкритическую жидкость (supercritical fluid), в которой происходит растворение и рекристаллизация углеродных прекурсоров. Показана трансформация дефектов, связанных с азотом, а также оборванных ковалентных связей со спином  $S=1/2$ .

Таким образом, в лаборатории развивается новый, экспериментально обнаруженный в 2013 году, подход к синтезу алмазных порошков без металлов катализаторов, методы легирования и очистки алмазных кристаллов в процессе синтеза, разрабатываются подходы к диагностике примесей в алмазных кристаллах. В 2022 году получен патент Японии на метод синтеза алмазов без металлов катализаторов [6].

## Литература

1. Shakhov F. M., Kidalov S. V., Babunts R. A., Sakseev D. A., Alexensky A. E., Baidakova M. V., Vul' A.Ya. Method for producing crystalline diamond particles. Patent WO2015038031A1 2015.03.19.
2. Osipov V.Yu., Shakhov F. M., Bogdanov K. V., Takai K., Hayashi T., Treussart F., Baldycheva A., Hogan B. T., Jentgens C.. High-quality green-emitting nanodiamonds fabricated by HPHT sintering of polycrystalline shockwave diamonds. *Nanoscale Res. Lett.* 15 (2020) 209. DOI:10.1186/s11671-020-03433-7.
3. Oshima R., Iizuka K., Vul A.Ya., Shakhov F. M.. Single crystal diamond particles formed by the reaction of carbon black and solid alcohol under high-pressure and high-temperature. *J. Cryst. Growth.* 587 (2022) 126646. DOI:10.1016/j.jcrysgr.2022.126646.
4. Lebedev V. T., Shakhov F. M., Vul A. Y., Zakharov A. A., Zinoviev V. G., Orlova V. A., Fomin E. V.. X-ray excited optical luminescence of Eu in diamond crystals synthesized at high pressure high temperature. *Materials* 16 (2023) 830. DOI: 10.3390/ma16020830.
5. Osipov V.Yu., Shames A. I., Efimov N. N., Shakhov F. M., Kidalov S. V., Minin V. V., Vul' A.Ya.. Evolution of triplet paramagnetic centers in diamonds obtained by sintering detonation nanodiamonds at high pressure and temperature. *Phys. Stat. Solid.* 60 (2018) 723–729. DOI: 10.1134/S1063783418040236.
6. Oshima R., Iizuka K., Shakhov F., Vul A.. Method for producing single crystal diamond. Patent #JP 7033824 B1 2022.03.11.

## Производные графена: от получения к практическим применениям в области сенсорики

М. К. Рабчинский, С. А. Рыжков, М. В. Байдакова, С. Д. Савельев, Г. А. Антонов  
*Лаборатория диагностики материалов и структур твердотельной электроники*  
*Лаборатория двумерных материалов для устройств микроэлектроники*

Реализация стратегии цифровизации обрабатывающих отраслей промышленности, переход к персонализированной медицине и высокотехнологичному здравоохранению обозначили необходимость активного развития технологических и приборных решений в области создания интеллектуальных датчиков, таких как «Электронный нос» и «Электронный язык». Применение систем данного типа является следующим этапом развития вопросов автоматизации контроля качества продукции и обеспечения безопасности на производстве, экспресс-диагностики социально-значимых инфекционных заболеваний человека и цифровых технологий в медицине. Работы в данном направлении продемонстрировали потребность в создании новых функциональных материалов для формирования стимул-чувствительных (активных) элементов датчиков.

В качестве одного из перспективных решений последнее десятилетие рассматривают применение двумерных (2D) материалов, в частности графена и его производных – слоев графена, модифицированных органическими группами и дефектами заданного типа. Двумерная природа графена обеспечивает чувствительность электронной структуры к появлению даже единичных молекул аналита – газа, летучих органических соединений (ЛОС) и биомолекул, в то время как введение функциональных групп и дефектов позволяет управлять селективностью датчика в широких пределах. Однако, несмотря на активный интерес к рассматриваемому направлению, на сегодняшний день мы находимся только на старте

«гонки технологий» в области создания интеллектуальных датчиков на основе 2D материалов. Требуется решение целого комплекса научных и технологических задач, начиная с разработки воспроизводимых и масштабируемых методов синтеза производных графена, их направленной структурной и химической модификации наночастицами, биомолекулами или полимерами, и заканчивая развитием представлений и формирования согласованной модели взаимосвязи между строением, химическим составом с одной стороны и электронной структурой, электрофизическими и оптическими свойствами производных графена с другой.

Коллективом лаборатории Диагностики материалов и структур твердотельной электроники, совместно с другими подразделениями ФТИ им. А. Ф. Иоффе и коллаборации с СГТУ им. Ю. А. Гагарина, ФИЦ ХФ РАН, а также Берлинского центра им. Гельмгольца по исследованию материалов и энергии за последние годы был выполнен комплекс исследований, направленных на решение обозначенных проблем. Были разработаны методы синтеза целого семейства производных графена – карбоксилированной, карбонилированной, аминированной, тиолированной и других форм графена (Рис.1) – характеризующихся как высокой концентрацией вводимых групп, от 6 до 17 ат.%, так и их относительной долей – содержание иных функциональных групп и примесей составляет менее 5% [1-3]. Это отличает синтезируемые материалы от известного уже долгое время оксида графена и продуктов его восстановления.

Простые в реализации, воспроизводимые, легко масштабируемые и не требующие применения сложного оборудования, разработанные методы позволили организовать лабораторное производство синтезируемых производных графена

объемами 50-200 г/мес. в разнообразных формах – водных и органических суспензий, паст и порошков, тонких пленок и аэрогелей (Рис. 1).

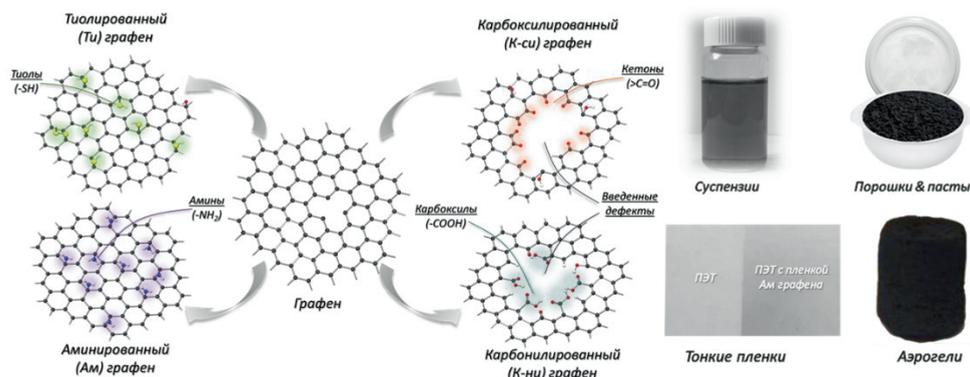


Рис. 1. (Слева) Схематические изображения различных синтезируемых производных графена и (Справа) их фотографии в различных формах.

Налаженный синтез производных графена, обладающих воспроизводимой морфологией и химическим составом, в «осязаемых» количествах позволил продвинуться в фундаментальных исследованиях двумерных материалов, а именно влияния отдельных функциональных групп, дефектов и их комбинаций на зонную структуру материала, величину и механизм проводимости, оптическое поглощение и флуоресценцию, электрохимические и хеморезистивные свойства материалов на основе графена. Так, впервые экспериментально и теоретически было установлено, что модификация графенового слоя функциональными группами приводит не только к управляемому изменению запрещенной зоны материала, но также и к появлению локализованных электронных состояний в валентной зоне производных графена, соответствующих энергетическим уровням молекулярных орбиталей в вводимых функциональных группах [4]. Показано, что, не смотря на ранее опубликованные результаты, оптическое поглощение производных

графена в ближнем ультрафиолетовом диапазоне не зависит от концентрации хромофорных кислород-, азотсодержащих и иных функциональных групп, а также квазимолекулярных комплексов на их основе, а, напротив, определяется параметрами сопряжения  $\pi$  связей в графеновой решетке, лишь опосредованно зависящими от модификации графена функциональными группами. Систематизированные результаты электрофизических исследований производных графена позволили сформировать подходы к управлению работы выхода графеновых слоев, величиной и механизмом их электропроводности, электрохимическими свойствами, в частности каталитической активностью относительно реакций восстановления кислорода (ORR) или водорода (HOR).

Полученные результаты фундаментальных исследований совместно с разработанными методиками воспроизводимого синтеза производных графена позволили сформировать разработать, изготовить и испытать прототипы

## Новые материалы и технологии

мультисенсорных газоаналитических чипов на основе мультиэлектродной подложки и слоев производных графена [1, 2, 5]. Проведенные испытания показали, что разработанные и изготовленные мультисенсорные газоаналитические чипы позволяют успешно детектировать и селективно распознавать ряд тестовых газов-аналитов, а именно пары аммиака, ацетона, этилового и изопропилового спиртов, работая в диапазоне температур от 25 до 30 °С. Продemonстрировано, что

для всех газов-аналитов предел чувствительности составляет от 1 до 50 ppm при потребляемой мощности менее 15 мВт. Более того, продемонстрирована возможность детектирования и идентификации разработанными мультисенсорными чипами ароматов и запахов, в частности, распознавания различных марок топлива, парфюмерной и пищевой продукции – например, отличая водку от топлива (Рис. 2).

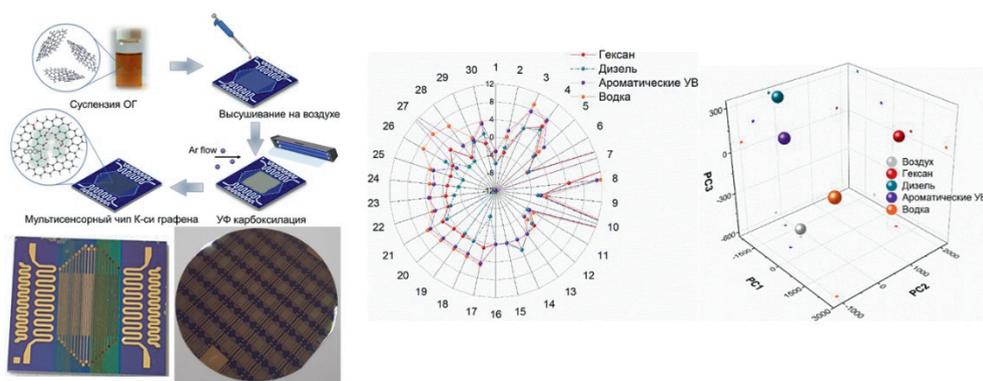


Рис. 2. (Слева) Схема изготовления и оптические фотографии разработанных мультисенсорных газоаналитических чипов на основе производных графена. (Справа) Лепестковая диаграмма мультисенсорного отклика и результат распознавания четырех аналитов – паров гексана, дизельного топлива, ароматических углеводородов и водки.

Наряду с газоаналитическими чипами, также были разработаны и успешно протестированы прототипы биосенсорных платформ на основе покрытий из производных графена с иммобилизованными биораспознающими антителами и аптамерами; Продemonстрировано, что разработанные биосенсорные платформы демонстрируют хеморезистивный отклик, величина которого определяется концентрацией

таргетных биомолекул, позволяя использовать данные системы для количественной диагностики инфекционных заболеваний, в частности Гепатита В и С, а также Гриппа А и Б. Предел чувствительности разработанных тест систем составляет 10-50 пкг/мл с величиной хеморезистивного отклика на уровне 1.9-3.4% при времени отклика 5-6 минут (Рис. 3)

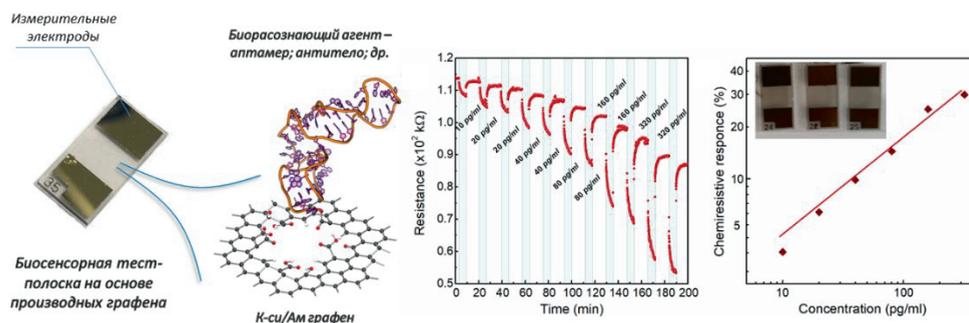


Рис. 3. (Слева) Оптическая фотография изготовленной биосенсорной платформы (тест-полоски) на основе производных графена и (Справа) результаты ее испытаний на детектирование Гепатита В.

### Литература

1. Rabchinskii M. K., Varezchnikov A. S., Sysoev V. V. et al. Hole-matrixed carbonylated graphene: synthesis, properties, and highly-selective ammonia gas sensing // *Carbon*, 2021, Volume 172, p. 236-247. DOI: 10.1016/j.carbon.2020.09.087.
2. Rabchinskii M. K., Sysoev V. V., Glukhova O. E. et al. Graphene Derivatization for the On-Chip Multisensor Arrays: From the Synthesis to the Theoretical Background // *Advanced Materials Technologies*, 2022, Volume 7, p. 2101250. DOI: 10.1002/admt.202101250.
3. Rabchinskii M. K., Ryzhkov S. A., Kirilenko D. A. et al. From graphene oxide towards aminated graphene: facile synthesis, its structure and electronic properties // *Scientific Reports*, 2020, 10, 6902. DOI: 10.1038/s41598-020-63935-3.
4. Shnitov V. V., Rabchinskii M. K., Brzhezinskaya M. et al. Valence Band Structure Engineering in Graphene Derivatives // *Small*, 2021, Volume 17, p. 2104316. DOI: 10.1002/sml.202104316.
5. Рабчинский М. К., Варезников А. С., Сысоев В. В. и др. Мульти-графеновый газовый сенсор на основе производных графена и способ его изготовления // Патент РФ №2780953 от 04 октября 2022.

## Новый метод синтеза малослойного графена методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза из биополимеров и его практические применения.

С. В. Кидалов, А. П. Возняковкий, А. А. Возняковский, Н. Д. Подложнюк,  
Е. И. Калашникова, С. И. Титова, Овчинников Е. В.

*Лаборатория физики кластерных структур*

Разработана лабораторная технология получения малослойного графена (до 5 слоев графеновых листов) и впервые синтезированы нанолиты малослойного графена (МГ) с латеральными размерами до сотен микрометров методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) из биополимеров (глюкозы, крахмала, целлюлозы).

Нами была выдвинута гипотеза о том, что биополимеры и полисахариды, особенно крахмал, могут быть приемлемым источником природных циклов для процесса СВС. В качестве основного метода синтеза была выбрана карбонизация биополимеров в условиях СВС-процесса, когда химические реакции протекают по специфическому механизму неизотермических

разветвленных цепных процессов, характеризующихся совместным действием двух принципиально различных ускоряющих процесс факторов — лавинного размножения активных промежуточных частиц и саморазогрева. Способ получения МГ включал термическую деструкцию углеводов в смеси с окислителем. В качестве углеводов использовали биополимеры, а в качестве окислителя — нитрат аммония. Термическую деструкцию проводили в режиме СВС, нагревая смесь в сосуде до 150–200 °С со скоростью нагрева 20–30 °С/мин и выдерживая при этой температуре 15–20 мин с отводом избыточных газов в атмосферу.

Схема разработанного технологического процесса показана на рисунке 1.

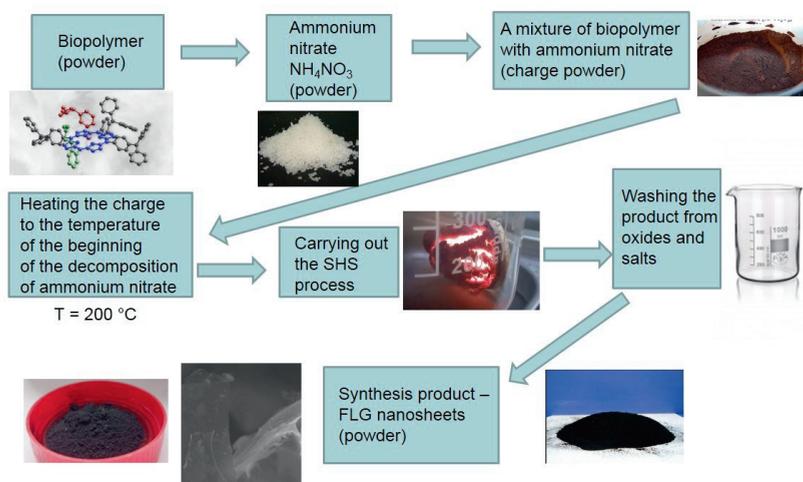


Рис. 1. Блок-схема СВС процесса.

Основная особенность карбонизации в известном ранее процессе быстрого пиролиза (прием, обычно применяемый для карбонизации растительных полимеров) заключается в том, что быстрый пиролиз осуществляется при термическом разложении древесной биомассы в отсутствие окислителя. Принципиальное

отличие карбонизации растительных полимеров (преимущественно древесной биомассы и продуктов ее переработки) в условиях разработанного СВС-процесса состоит в присутствии активных окислителей — азота и кислорода, получаемых при разложении аммиачной селитры.

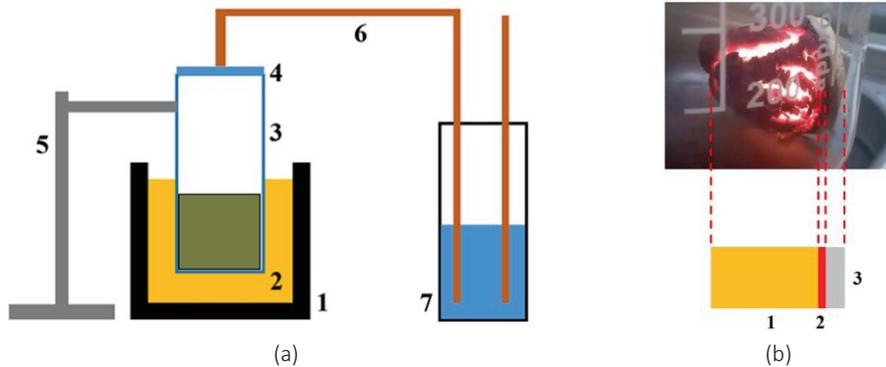


Рис. 2. Схема разработанной лабораторной установки для СВС (а) и протекание процесса СВС (б). а): 1 — масляная баня, 2 — масло ПВА-300, 3 — реактор с шихтой, 4 — крышка реактора, 5 — штатив-держатель, 6 — газоотводная система, 7 — водяной фильтр. (б) Виден фронт волны процесса СВС, 1 — прореагировавшая смесь (продукт), 2 — зона реакции (передний фронт СВС), 3 — непрореагировавшая смесь (исходная шихта).

Еще одним существенным отличием процессов быстрого пиролиза от разработанного процесса СВС является то, что процесс карбонизации в условиях быстрого пиролиза осуществляется с постоянным подводом тепловой энергии, то есть процесс является самоускоряющимся, в то время как процесс СВС является самотормозящимся. Схема разработанной лабораторной установки представлена на Рис. 2.

СЭМ и ПЭМ синтезированных методом СВС структур МГ представлены на Рис. 3.

Получаемые структуры МГ могут быть использованы в качестве наполнителей в металлических и полимерных композитах и в наножидкостях.

Изготовленные методом горячего прессования композиты алюминия с МГ и детонационными наноалмазами (ДНА) в соотношении 1/1 продемонстрировали увеличение твердости и возможность управления теплопроводностью (Рис. 4).

Композиты бутадиен нитрильного каучука с МГ показали увеличение прочности на растяжение в два раза и увеличение теплопроводности до двух раз (Рис. 5).

Использование МГ в качестве модификатора смол для DLP 3D печати, также показало положительный результат (Рис. 6)

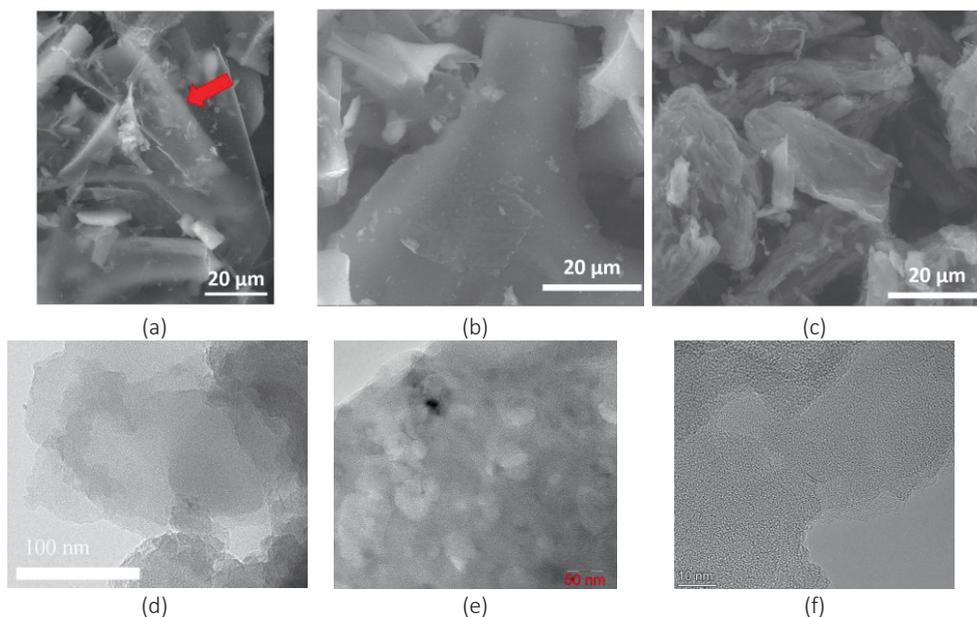


Рис. 3. СЭМ и ПЭМ синтезированных методом СВС структур МГ. (а–с) СЭМ-изображения — образец, синтезированный из глюкозы, крахмала и целлюлозы соответственно. Линейный масштаб: а–с — 20 мкм; (d–f) ПЭМ-изображения — образец, синтезированный из глюкозы, крахмала и целлюлозы соответственно. Линейная шкала: d — 100 нм, е — 50 нм и f — 10 нм. Красной стрелкой отмечена частица, видимая сквозь лист малослойного графена.

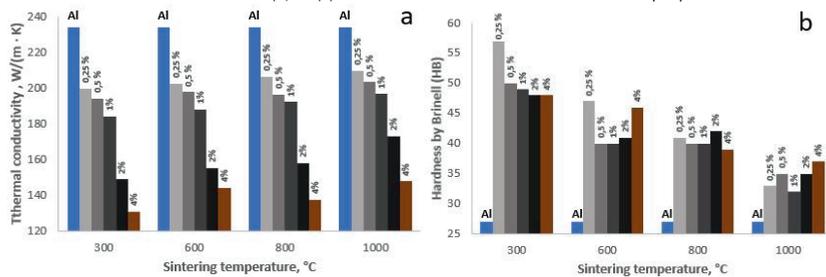


Рис. 4. Графики зависимости теплопроводности (а) и твердости по Бринеллю (б) от температуры спекания для концентрации гибридного материала МГ+ДНА (1/1) в алюминии 0,25; 0,5; 1; 2; 4 мас. %.

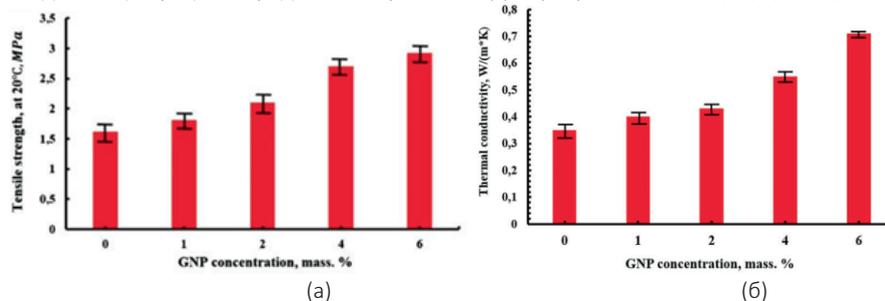


Рис. 5. Прочность на растяжение (а) и теплопроводность (б) при 20 °С в зависимости от концентрации МГ.

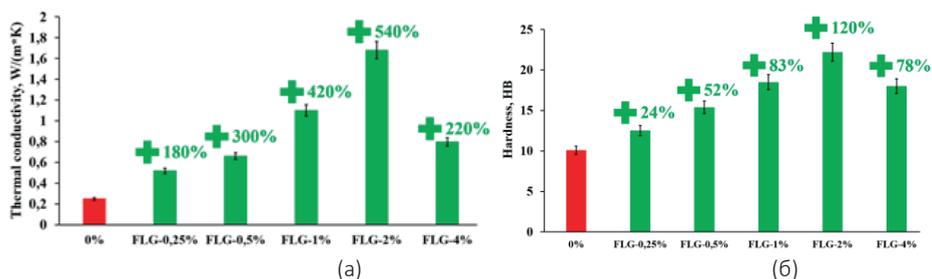


Рисунок 6. Зависимость теплопроводности (а) и твердости по Бринеллю (б) образцов полученных на DLP 3D принтере из смолы марки Апуссiсiв в зависимости от концентрации МГ.

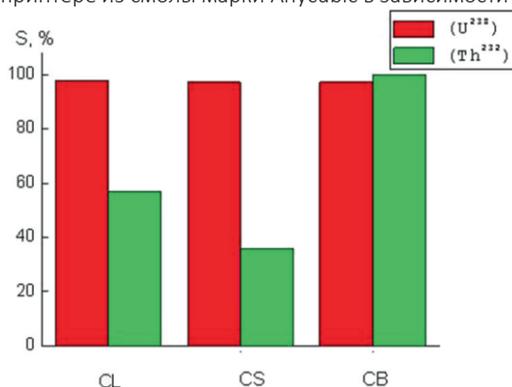


Рис. 7. Скорость адсорбции S образцов МГ полученных из лигнина (образец CL), из крахмала (CS) и из древесной коры (CB) по отношению к радионуклидам  $U^{238}$  и  $Th^{232}$ .

Важной особенностью частиц МГ явилась их высокая сорбционная способность по отношению к радионуклидам (Рис. 7).

Таким образом, разработан новый высокоэффективный метод СВС для получения малослойных графеновых наноструктур с количеством слоев не более 5 и большой площади с латеральными размерами в десятки микрон из

биополимеров, в том числе из отходов деревообрабатывающей промышленности — лигнина и коры деревьев. Разработанный метод СВС позволит дешево получать графеновые наноструктуры в больших объемах, одновременно решая существующую в мире экологическую проблему утилизации отходов лигнина и коры деревьев.

#### Литература

1. Voznyakovskii, A., Vozniakovskii, A., & Kidalov, S. (2022). New Way of Synthesis of Few-Layer Graphene Nanosheets by the Self-Propagating High-Temperature Synthesis Method from Biopolymers. *Nanomaterials*, 12(4), 657. DOI: 10.3390/nano12040657.
2. Voznyakovskii, A., Neverovskaya, A., Vozniakovskii, A., & Kidalov, S. (2022). A Quantitative Chemical Method for Determining the Surface Concentration of Stone–Wales Defects for 1D and 2D Carbon Nanomaterials. *Nanomaterials*, 12(5), 883. DOI: 10.3390/nano12050883.

#### Новые материалы и технологии

3. Voznyakovskii A., Vozniakovskii A., Kidalov S. Phenomenological model of synthesis of few-layer graphene (FLG) by the selfpropagating high-temperature synthesis (SHS) method from biopolymers. *Fullerenes, Nanotubes and Carbon Nanostructures* Volume 30, 2022, Pages 59-65.
4. Vozniakovskii A.A., Voznyakovskii A.P., Kidalov S.V., Otvalko J., Neverovskaia A.Yu., Characteristics and mechanical properties of composites based on nitrile butadiene rubber using graphene nanoplatelets, *J. Compos. Mater.*, 2020, V. 54, №23, 3351-3364. DOI: 10.1177/0021998320914366.
5. Vozniakovskii A. P. , Kidalov S. V., Vozniakovskii A. A. , Karmanov A. P. , Kocheva L., Rachkova N. Carbon nanomaterials based on plant biopolymers as radionuclides sorbent. *Fullerenes, Nanotubes and Carbon Nanostructures* 2019, 28, 238–241.

## Управление эффектом памяти формы в монокристаллах сплава Cu–Al–Ni, приводы и двигатели на их основе

В. И. Николаев, С. А. Пульнев, А.И. Прядко, Р. Б. Тимашов, А. В. Чикиряка

*Лаборатория физики профилированных кристаллов*

Явление, которое принято называть эффектом памяти формы (ЭПФ), т. е. восстановление начальных размеров кристаллических тел после их деформирования, обусловлено вызванными в них термоупругими мартенситными превращениями. Восстановление накопленной неупругой деформации может осуществляться в этих материалах, как в процессе разгрузки при постоянной температуре выше температуры начала перехода в аустенит (А) (сверхупругость), так и в процессе нагрева через интервал мартенситного превращения  $M \rightarrow A$  (эффект памяти формы). В ряде материалов эти обратимые деформации составляют от нескольких единиц до десяти и более процентов [1]. В монокристаллах, в отличие от поликристаллических материалов, предварительно заданная деформация в

большинстве случаев восстанавливаются полностью, что позволяет сделать на их основе циклически работающие устройства с точным позиционированием.

При проявлении эффекта памяти формы в процессе нагрева происходит генерация напряжений в объеме материала, что приводит в случае наличия внешнего сопротивления восстановлению формы к возникновению реактивной силы [2]. Важным обстоятельством для технических применений данного эффекта является значительное превышение величины реактивной силы ( $\sigma_r$ ) над силой, вызвавшей первоначальное изменение формы ( $\sigma_s$ ). Это открывает принципиальную возможность получения полезной механической работы в технических устройствах (силовых приводах и двигателях).

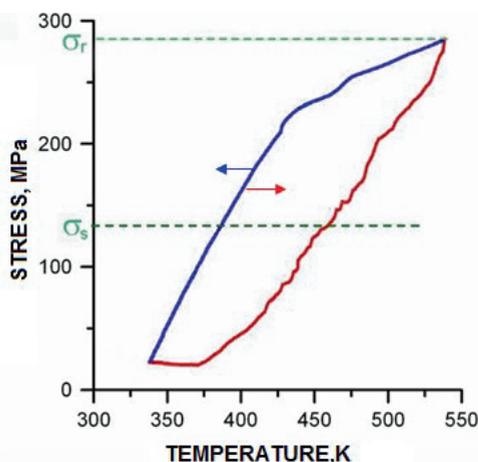


Рис. 1. Реактивные напряжения в цилиндрическом образце монокристалла Cu–Al–Ni, деформированном предварительно до полной деформации памяти формы 8% и далее зажатым между неподвижных опор. Две ветви петли термоцикла, правая при нагреве, левая при охлаждении кристалла.

На сегодняшний день в лаборатории физики профилированных кристаллов созданы линейные и вращательные двигатели, движение в которых обеспечивается

термоупругими мартенситными превращениями в монокристаллах с ЭПФ. Пример конструкции силового вращательного двигателя представлен на Рис. 2.

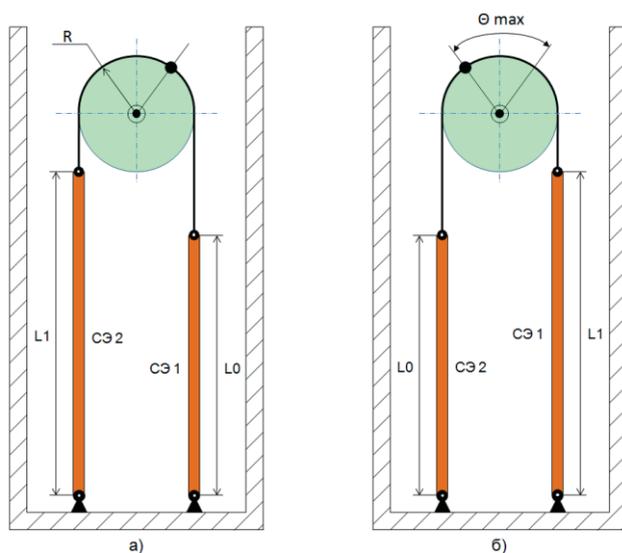


Рис. 2. Схема вращательного двигателя: а – начальное положение вала двигателя, б – конечное положение вала. СЭ 1 и СЭ 2 — силовые элементы, вырезанные из кристаллов Cu-Al-Ni,  $L_0$  и  $L_1$  - начальная и конечная длина кристалла,  $R$  — радиус вала,  $\theta_{max}$  — максимальный угол поворота.

В двигателях позиционирование и, соответственно, момент силы задается управлением мартенситным превращением в кристалле под нагрузкой. Для этой задачи у каждого из кристаллов есть независимый проволочный нагреватель.

Приводы и двигатели на монокристаллах Cu-Al-Ni апробированы для технических задач в микро-робототехнике и компактных конструкциях для вывода на космическую орбиту. Наши мини-роботы описаны в работах [3,4]. Примером разработок для космической сферы служит недавняя совместная работа с АО «НПО Лавочкина» в проекте «Солнечный парус», для реализации которого разработана

система раскрытия солнечного паруса на орбите. Конструкция паруса состоит из светоотражающей полимерной пленки большой площади (около 1000 м<sup>2</sup>), закрепленной на каркасе. В стартовом состоянии она сложена, так чтобы занимала наименьший возможный объем на борту космического аппарата, выводимого на орбиту. В разработанной конструкции солнечного паруса для развертывания его мачт применены термомеханические приводы на основе монокристаллов с ЭПФ. Макет мачты (Рис. 3) состоит из восьми секций, выполненных из тонкостенных стальных трубок и соединенных между собой приводами раскрытия.

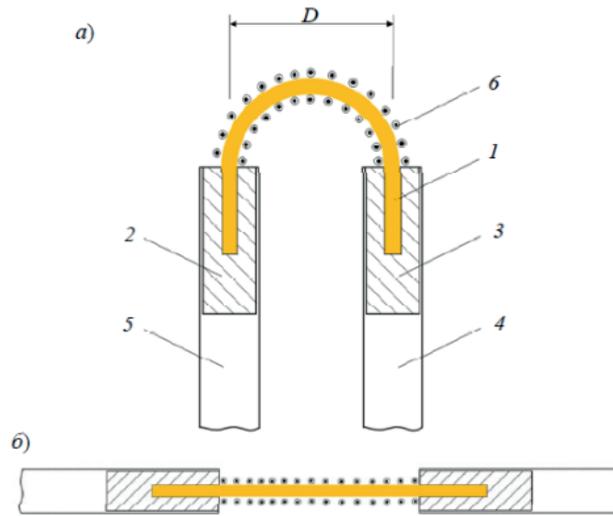


Рис. 3. Схема привода раскрытия мачты солнечного паруса в сложенном состоянии (а), в раскрытом состоянии (б)

В сложенном состоянии габариты конструкции составляют  $700 \times 100 \times 5 \text{ мм}^3$ , в раскрытом состоянии длина мачты равна 5720 мм. Общая масса мачты при средней длине трубок 680 мм составляет 130 г, потребление энергии на раскрытие – 0.01 Вт·ч. Термомеханический силовой элемент 1 из монокристаллического прутка Cu-Al-Ni диаметром  $d = 1 \text{ мм}$  в исходном состоянии имеет форму половины окружности диаметром  $D$ , при этом деформация предварительно заданного изгиба составляет  $\epsilon = d/D$ . Силовой элемент установлен в две диэлектрические теплоизолирующие вставки 2 и 3, которые закреплены внутри трубок 4 и 5. На силовом элементе установлен спиральный электронагреватель 6 из нихромовой проволоки в электроизоляционной оболочке. Представленная схема паруса была апробирована на макетных испытаниях.

Кроме работы приводов в непрерывном режиме, с помощью монокристаллов может реализовываться высокоскоростной режим работы привода, по типу ударного, что обеспечивается специальной термообработкой кристалла. Кристалл, в

котором происходит высокоскоростное восстановление его формы, стоящий на твердой подставке подскакивает и ударом приводит в движение груз. Начальная скорость движения самого кристалла может достигать до 30 м/с. Кинетической энергии движущегося кристалла достаточно, чтобы переместить груз по массе в 1000 раз больший, чем масса кристалла на несколько сантиметров. Проведенная серия повторяющихся экспериментов показала, что кристалл стабильно перемещал груз более чем в 50 опытах. При наблюдении деградации в работе, кристалл можно перезакалить для новой серии испытаний. Важно, что в процессе работы ни разу не наблюдалось разрушения кристалла этого сплава в отличие от сплавов типа Гейслера с ЭПФ, где нами изучался аналогичный эффект [5]. На Рис. 5 показана установка для исследования данного режима работы кристаллов с ЭПФ. Зависимость удельной работы, производимой кристаллом с ЭПФ при высокоскоростном перемещении от максимальной нагрузки на кристалл при предварительном статическом нагружении (Рис. 6).

Выявленный эффект представляется перспективным для конструкций быстродействующих механических приводов [6], особенно в том случае, где применение классических приводов (электрических,

пневматических и др.) имеет ограничения, например, размерные. В случае использования кристаллов с ЭПФ размер привода может быть ненамного больше самого кристалла.

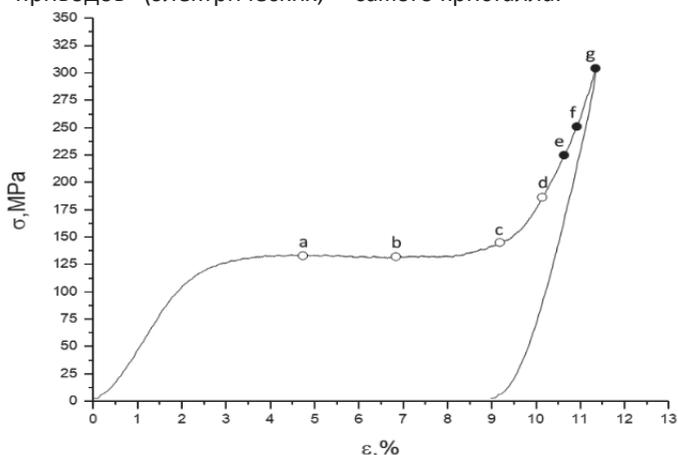


Рис. 4. Диаграмма одноосного сжатия монокристалла сплава Cu 82.5 wt.% - Al 13.5 wt.% - Ni 4.0 до полной ДПФ и фиксированной нагрузки 300 МПа. Отмечены литерами остановки нагружения для последующего возврата деформации. Литерами (e, f, g) показаны значения нагрузок предварительной деформации, при которых работа при возврате деформации совершалась с отрывом груза от образца и его свободный полет, литерами (a, b, c, d) – нагрузки, обеспечивающее плавное движение кристалла вместе с грузом на величину деформации кристалла.

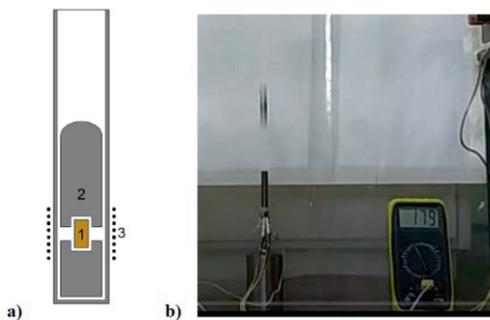


Рис. 5. Схема установки для исследования высокоскоростного эффекта памяти формы (a), 1 – кристалл с ЭПФ, 2 – груз, 3 – нагреватель. (b) – фото установки для определения начальной скорости при ударной кинетике в монокристаллах с ЭПФ.

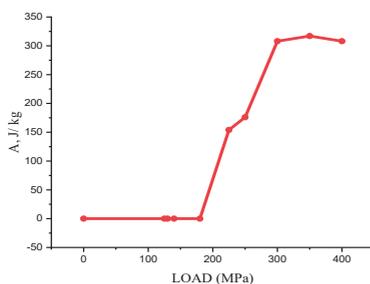


Рис. 6. Зависимость удельной работы, совершаемой кристаллом при мартенситном превращении от максимальной предварительной нагрузки на образец при его деформировании сжатием ( $\sigma_{max}$ ).

Полученные результаты открывают перспективы для дальнейшего применения монокристаллов с ЭПФ в области компактных силовых приводов и двигателей, где данные кристаллы имеют рекордное соотношение развиваемой мощности к их массе — более 1000 Вт/кг [7].

#### Литература

1. Jani J. M., Leary M., Subic A., Gibson M. A. A review of shape memory alloy research, applications and opportunities // 2014, *Materials and Design*, v. 56, p. 1078–1113. DOI: 10.1016/j.matdes.2013.11.084.
2. Nikolaev V. I., Averkin A. I., Egorov V. M., Malygin G. A., Pulnev S. A. Influence of incomplete shape memory deformation on the generation of reactive stresses in single crystals of the Cu-Al-Ni alloy // 2014, *Phys. Solid State*, v.56, n. 3, p. 522-526. DOI: 10.1134/S1063783414030226.
3. Pulnev S., Nikolaev V., Priadko A., Rogov A., and Vahhi I.. Actuators and Drivers Based on CuAlNi Shape Memory Single Crystals // 2011, *Journal of Materials Engineering and Performance*, v. 20, n. 4–5, p. 497. DOI: 10.1007/s11665-011-9915-2
4. Папченко Б. П., Хегай Д. К., Сысоев В. К., Юдина А. Д., Прядко И., Пульнев С. А. Трансформируемая мачта солнечного паруса на основе приводов из материалов с эффектом памяти формы // 2021, *Изв. ВУЗов. Приборостроение*, т. 64, n. 1, с. 71-76.
5. Nikolaev V. I., Stepanov S. I., Yakushev P. N. Krymov V. M. Kustov S. B. Burst-like shape recovery and caloric effects in Ni-Fe-Ga-Co single crystalline shape memory alloys. //2020, *Intermet.*, v.119 ArtNo: #106709 . DOI: 10.1016/j.intermet.2020.106709.
6. Тимашов Р. Б., Якушев П. Н., Пульнев С. А., Николаев В. И. // 2022, *Письма в ЖТФ*, т. 48, n. 3, 44-46. DOI: 10.21883/PJTF.2022.03.51983.19004
7. Kustov S., Nikolaev V. I., Timashov R. B., Kustov B., Sapozhnikov K., Pulnev S. A., Yakushev P. N., Masdeu F., Wang X; Van Humbeeck J. Crossover from mechanical stabilization of martensite to spanning avalanche-type reverse transformation of deformed Cu-Al-Ni shape memory crystals // 2023, *J. Alloy. Compd.* ArtNo: #169751. DOI: 10.1016/j.jallcom.2023.169751.

## Многофункциональные гидросиликатные наносвитки

А. А. Красилин

*Лаборатория новых неорганических материалов*

Гидросиликатные наносвитки и нанотрубки со структурой хризотила занимают особое место среди известных неорганических материалов с тубулярной морфологией в том числе благодаря истории своего открытия. Хотя термин «нанотрубка» прочно вошёл в употребление после открытия углеродных нанотрубок в 1991 г., тубулярные кристаллы хризотила были визуализированы задолго до этого события – в 1950 г. Примечательно, что данное исследование было выполнено на природном минерале, хотя вскоре удалось получить и его синтетический аналог с помощью перекристаллизации исходных компонентов при повышенных температуре и давлении в гидротермальных условиях. На данный момент тремя основными гидросиликатами с нанотубулярной морфологией считаются имоголит, галлуазит и хризотил.

Способность к образованию нанотрубок и наносвитков обусловлена двумя основными особенностями кристаллической структуры (Рис. 1): сопряжением двух отличающихся по размерам полиэдрических подслоёв (октаэдрического и тетраэдрического), а также различным строением их противоположных поверхностей. Возникающий в результате изгибающий момент способствует сворачиванию составного слоя в свиток диаметром от 20 нм и более. Длина наносвитков при этом может составлять от сотен нанометров до сотен микрон в зависимости от условий формирования.

В лаборатории новых неорганических материалов (значительную часть которой составляют выпускники одного с А. Ф. Иоффе учебного заведения, Технологического института) работы по синтезу и исследованию свойств гидросиликатных наносвитков были инициированы чл.-корр. РАН В.В. Гусаровым

и его учениками. В последнее время по данному направлению был получен ряд научных результатов, имеющих высокое фундаментальное и прикладное значение. Одним из таких результатов стало обнаружение взаимосвязи между текущей кривизной гидросиликатного слоя и его химическим составом [1], возникающей из-за стремления к минимизации упругой энергии. Например, в многослойных наносвитках состава  $(Mg_{1-x}Ni_x)_3Si_2O_5(OH)_4$  катионы никеля в силу своего меньшего ионного радиуса (по сравнению с катионами магния) будут стремиться формировать внешние слои с меньшей кривизной (Рис. 2). Данный эффект дополняет известное правило Вульфа о минимизации кристаллом поверхностной энергии минимизацией его упругой энергии для достижения равновесной формы.

Величина размерного несоответствия между подслоями гидросиликата, определяющая направление сворачивания составного и предпочитаемую кривизну, существенно зависит от химического состава. С помощью методов энергетического моделирования размерное несоответствие было рассчитано для нового класса гидросиликатных и гидрогерманатных слоистых соединений (структурных аналогов имоголита, галлуазита и хризотила) со способностью к сворачиванию [2]. Значение этой ключевой характеристики используется для прогноза формы и распределения получаемых частиц по размерам. Синтез структурных аналогов хризотила в лаборатории новых неорганических материалов проводится с целью исследования следующих их свойств и связанных с ними применений: модуля Юнга, удельной площади поверхности и термической стойкости, а также способности к дальнейшей модификации катализатора.

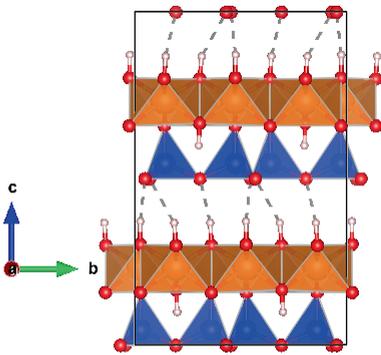


Рис. 1. Кристаллическая структура хризотила  $Mg_3Si_2O_5(OH)_4$ .

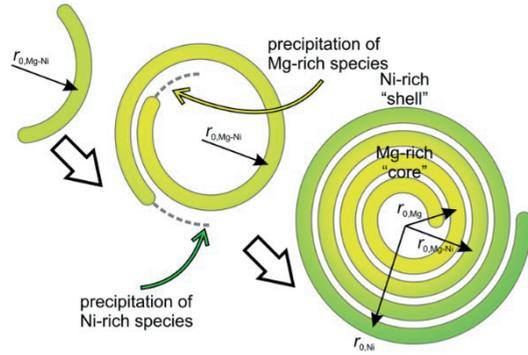


Рис. 2. Схема образования распределения катионов по слою переменной кривизны состава  $(Mg_{1-x}Ni_x)_3Si_2O_5(OH)_4$ .

В результате совместного с лабораторией физико-химических свойств полупроводников исследования механических характеристик индивидуальных наносвитков было показано, что они обладают модулем Юнга порядка 200 ГПа. Введение гидросиликатных наносвитков в полимерную матрицу привело к существенному росту прочности на разрыв и термостойкости полученного композиционного материала. Необходимость описания сложного механического поведения наносвитков вывела на новый уровень как существующие для этого модели [3], так и коммерческое программное обеспечение метода атомно-силовой микроскопии.

Высокая удельная площадь поверхности необходима для достижения высоких показателей материала в качестве адсорбента и катализатора [4]. В настоящее время для ряда гидросиликатов это значение было доведено до  $300 \text{ м}^2/\text{г}$  за счёт модификации условий синтеза. Следует отметить, что из-за высокой термической стойкости форма наносвитков и величина удельной площади поверхности практически не изменяются вплоть до  $600\text{--}$

$700 \text{ }^\circ\text{C}$ , что важно для ряда каталитических процессов, требующих высоких температур.

Придание каталитической активности наносвиткам может быть осуществлено различными способами: осаждением частиц катализатора извне, обработкой кислотами, термохимической обработкой в токе водорода. Первым способом на основе гидросиликатных наносвитков были получены эффективные фотокатализаторы-адсорбенты гибридного действия для очистки воды. Кислотная обработка позволила получить суперкислотные катализаторы для олигомеризации непредельных алкенов. При этом анизотропная форма частиц способствовала получению соединений с высокой молекулярной массой. Термохимическая обработка гидросиликатов переходных металлов в водороде способствует образованию наночастиц металлов на поверхности наносвитка и во внутреннем канале в виде наностержней (Рис. 3,4). Подобные металл-силикатные нанокомпозиты являются катализаторами широкого спектра действия [2, 5], в частности гидрирования непредельных органических соединений.

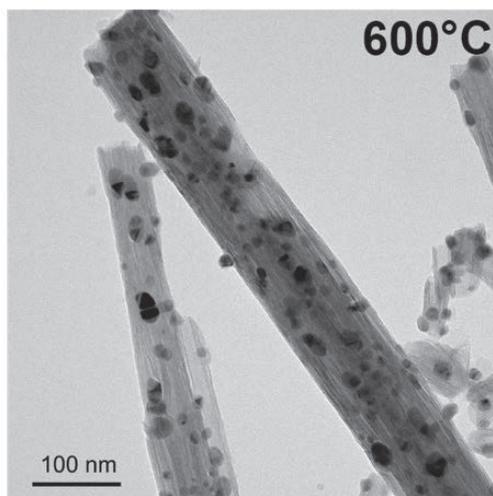


Рис. 3. Электронная микрофотография Ni-силикатных композитов.

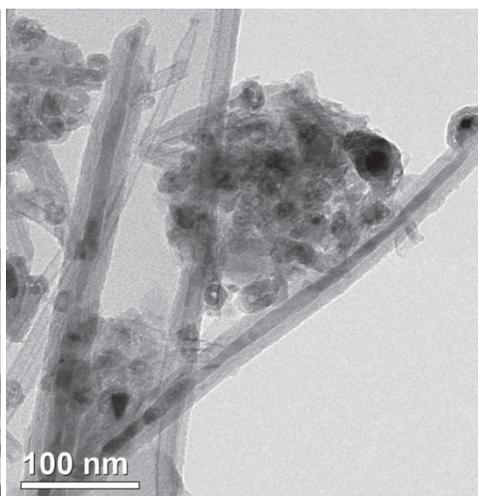


Рис. 4. Электронная микрофотография Co-силикатных композитов.

Можно с уверенностью утверждать, что рубеж 105-летия ФТИ им. А. Ф. Иоффе перешагивает как ведущий научный центр России не только в областях современной

физики и технологии, но и в части физико-химического конструирования новых функциональных материалов.

#### Литература

1. Krasilin A. A., Khrapova E. K., Nomine A. et al. Cation redistribution along the spiral of Ni-doped phyllosilicate nanoscrolls: Energy modelling and STEM/EDS study // *ChemPhysChem*, 2019, Volume 20, Issue 5, p. 719-726. DOI: 10.1002/cphc.201801144.
2. Krasilin A. A., Khrapova E. K., Maslennikova T. P. Cation doping approach for nanotubular hydrosilicates curvature control and related applications // *Crystals*, 2020, Volume 10, Issue 8, p. 654. DOI: 10.3390/cryst10080654.
3. Ankudinov A., Dunaevsky M., Khalisov M. et al. Atomic force microscopy bending tests of a suspended rod-shaped object: Accounting for object fixing conditions // *Phys. Rev. E*, 2023, Volume 107, Issue 2, p. 025005. DOI: 10.1103/PhysRevE.107.025005.
4. Krasilin A. A., Danilovich D. P., Yudina E. B. et al. Crystal violet adsorption by oppositely twisted heat-treated halloysite and pecoraite nanoscrolls // *Appl. Clay Sci.*, 2019, Volume 173, p. 1-11. DOI: 10.1016/j.clay.2019.03.007.
5. Khrapova E. K., Ugolkov V. L., Straumal E. A. et al. Thermal behavior of Mg-Ni-phyllosilicate nanoscrolls and performance of the resulting composites in hexene-1 and acetone hydrogenation // *ChemNanoMat*, 2021, Volume 7, Issue 3, p. 257-269. DOI: 10.1002/cnma.202000573.

## Модулированные структуры и межмодовое взаимодействие в твердых растворах антисегнетоэлектриков

С. Б. Вахрушев

*Лаборатория нейтронных исследований Лаборатория физики ферроиков*

Был выполнен цикл работ, посвященных изучению структуры и динамики антисегнетоэлектриков, релаксоров и твердых растворов на их основе, которые широко используются в современной промышленности. Исследованные соединения можно отнести к материалам с "организованным беспорядком" на нанометровых масштабах. Это справедливо в том числе для чистых антисегнетоэлектриков, поскольку в них реализуется система полярных антифазных доменных стенок нанометрового масштаба, которые можно рассматривать как основу для создания сред записи информации с высокой плотностью. Несмотря на большое внимание, которое уделяется изучению такого рода соединений, вопрос о микроскопической природе формирования в них нанонеоднородных структур и влиянии электрических полей на такие структуры оставался недостаточно изученным. Используя комплекс методов, включая рассеяние синхротронного излучения (в том числе неупругое), ультраширокополосную диэлектрическую спектроскопию и атомную силовую микроскопию пьезоотклика, впервые были определены релевантные фазовым переходам мягкие моды, выявлена роль межмодового взаимодействия в формировании структурной неустойчивости при несоизмерных волновых векторах, прослежено влияние электрического поля на процессы перестройки структуры и, в частности, продемонстрирована возможность формирования ориентированной системы заряженных доменных стенок. Далее мы рассмотрим более подробно наиболее важные полученные результаты.

Флексоэлектрическое межмодовое взаимодействие и антисегнетоэлектричество в кристаллах со структурой типа  $\text{PbZrO}_3$  (PZO).

Мы изучили динамику решетки прототипичного антисегнетоэлектрика цирконата свинца PZO, используя неупругое и диффузное рентгеновское рассеяние и бриллюэновское рассеяние света. Основываясь на наших экспериментальных данных, мы показали, что движущей силой антиферроэлектричества является единственная (сегнетоэлектрическая) неустойчивость. Через флексоэлектрическую связь она приводит систему в состояние, которое нестабильно по отношению к несоизмеримым модуляциям. В чистом  $\text{PbZrO}_3$  при нормальных условиях наличие Umklapp члена в разложении свободной энергии приводит к формированию соразмерной фазы с антисегнетоэлектрическим волновым вектором  $q_{\text{AFE}} = (\frac{1}{4} \frac{1}{4} 0)$ , оставляя несоизмеримую фазу как "упущенную" возможность [1]. В то же время в PZO при высоком давлении и в изоструктурном кристалле  $\text{PbHfO}_3$  реализуются несоизмерные состояния с волновыми векторами близкими к  $q_{\text{AFE}}$ .

Модулированные структуры, описываемые волновыми векторами вблизи границы зоны Бриллюэна.

В очень узкой температурной области в чистом PZO существует промежуточная фаза, в которой наблюдается сложная модуляция кристаллической решетки, приводящая к возникновению сверхструктурных отражений в окрестности M-точки зоны Бриллюэна (ЗБ). В смешанных кристаллах цирконата-титаната свинца  $(\text{PbZrO}_3)_{1-x}(\text{PbTiO}_3)_x$  (PZT) с  $x < 0.06$  область существования этой фазы возрастает.

Соединения PZT с малым  $x$  в последнее время привлекают большое внимание, как перспективные материалы для создания быстрых устройств хранения энергии и электрокалорических устройств. Предполагается, что высокая «податливость» таких кристаллов в отношении внешних воздействий, тесно связана с их пространственной неоднородностью на нанометровых масштабах, в частности с формированием модулированных структур. В то же время микроскопическая природа возникающей модуляции оставалась невыясненной более 50 лет.

Проведенные нами эксперименты по изучению диффузного и неупругого рассеяния синхротронного излучения позволили установить, что формирование структур с векторам модуляции в окрестности M-точки ЗБ объясняется взаимодействием антиферродисторсионной (АФД) мягкой моды, связанной с разворотами кислородных октаэдров, с акустическими колебаниями. При смягчении АФД моды и достижении частот ниже частоты акустических фононов в M-точке возникает неизбежное межмодовое взаимодействие, приводящее к перенормировке дисперсионных кривых и возникновению смешанной моды с дисперсионной кривой, проходящей через минимум при волновых векторах вблизи M-точки [2].

Влияние умеренных электрических полей на фазовые переходы и нанодоменную структуру PZT.

Все практические применения антисегнетоэлектриков и их твёрдых растворов предполагают приложение электрических полей, при этом, если в случае

систем хранения энергии прикладываются максимально большие поля, ограничиваемые только напряжением пробоя, то в электрокалорических устройствах и системах записи информации интересно поведение этих материалов в умеренных полях, много меньше поля антисегнетоэлектрического переключения. При этом наиболее важными аспектами являются сдвиг температуры перехода в полях (для электрокалорики) и возможное влияние поля на доменную структуру и, особенно, на антифазные доменные стенки.

Нами были изучены процессы перестройки структуры твердых растворов PZT в умеренных электрических полях с использованием рассеяния синхротронного излучения. Было установлено, что при охлаждении в электрическом поле  $\approx 5$  kV/cm фазовый переход из промежуточной сегнетоэлектрической фазы в антисегнетоэлектрическую происходит в два этапа. В начале переход происходит приблизительно в 20% исследуемого объема образца. Первыми исчезают сегнетоэлектрические домены с поляризацией перпендикулярной к направлению поля. Сегнетоэлектрические домены с положительной проекцией поляризации на направление поля, занимающие остальные  $\approx 80\%$  исследуемого объема образца, исчезают при температуре приблизительно на 50 K ниже. При последующем нагреве переход происходит в один этап, при температуре близкой к температуре первого перехода. Такой резкий сдвиг температуры перехода в умеренном поле делает систему перспективной для построения цикла охлаждения.

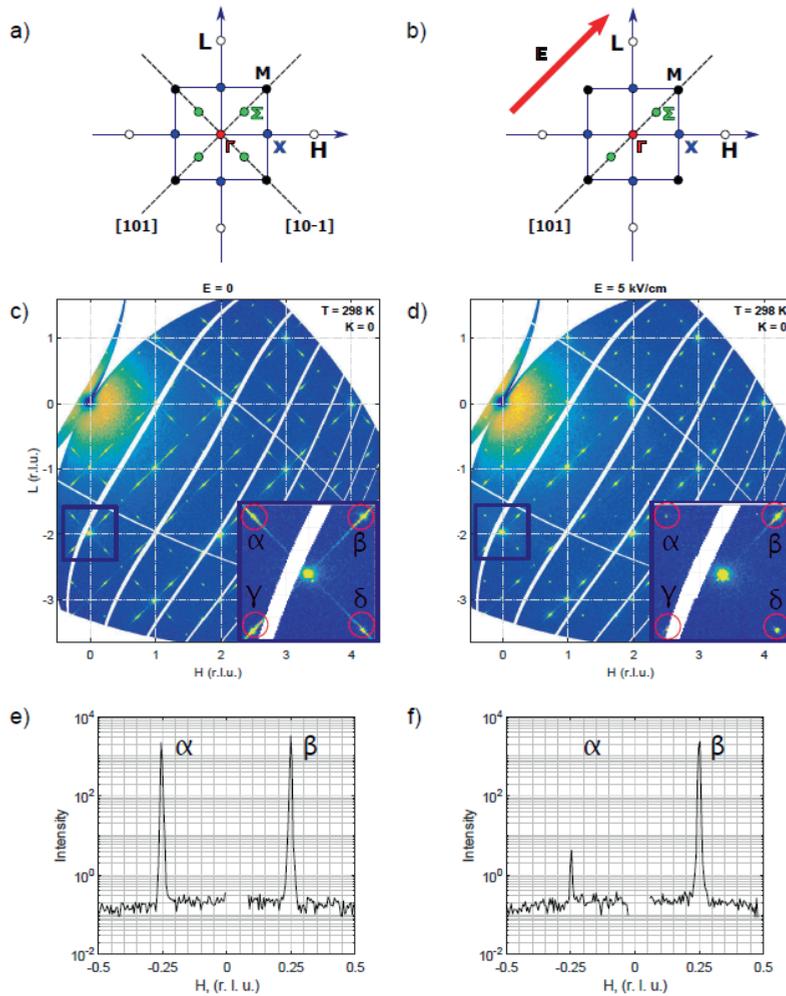


Рис. 1. Схема расположения исследуемых точек обратного пространства в отсутствии электрического поля (а), в приложенном электрическом поле (b); срезы обратного пространства плоскостью HOL при температуре 300 К в отсутствии электрического поля (с), в приложенном электрическом поле (d). На вставках показано отражение  $(0\ 0\ -2)$  и ближайшие сверхструктурные отражения  $\Sigma$ -типа, а также диффузное рассеяние; одномерные профили интенсивности рассеяния, построенные вдоль направления  $\alpha$ - $\beta$  в отсутствии электрического поля (e), в приложенном электрическом поле (f). Направление поля указано стрелкой.

На основе сравнительного анализа интенсивностей сверхструктурных отражений картины рассеяния удалось проследить за эволюцией доменной структуры антисегнетоэлектрической фазы. Было показано, что в отсутствии электрического поля все возможные

антисегнетоэлектрические доменные состояния формируются примерно с равной вероятностью. Охлаждение в электрическом поле приводит к формированию только одного доменного состояния с волновым вектором, параллельным полю, и вектором

## Новые материалы и технологии

антисегнетоэлектрических смещений ионов свинца  $AA^+$ , перпендикулярным полю. На рисунке 1 показаны одномерные и двумерные картины рассеяния, и одномерные срезы через сверхструктурные отражения. Интенсивность этих отражений пропорциональна заселенности соответствующих доменных состояний. Было обнаружено ранее не описанное диффузное рассеяние на плоских антифазных доменных границах, определены размеры

последних. Показано, что при охлаждении в электрическом поле, наряду с формированием упорядоченной системы антисегнетоэлектрических доменов возникает также система ориентированных доменных границ. Формирование такой системы полярных нанометровых границ является необходимым предусловием для разработки запоминающих устройств на их основе.

### Литература

1. Tagantsev A. K., Vaideeswaran K., Vakhrushev S.B et al. The origin of antiferroelectricity in  $PbZrO_3$  // Nature Communications 4(1) 2229 (1-8) (2013) DOI: 10.1038/ncomms3229.
2. Vakhrushev S., Filimonov A., Petroukhno K. et al. Mode Coupling at around M-Point in PZT", 2022, Materials, v.15, 1 ArtNo: #79 (1-9) DOI: DOI: 10.3390/ma15010079.
3. Vakhrushev S. B., Andronikova D. A., Bronwald Iu. et al. Electric field control of antiferroelectric domain pattern // 2021, Phys. Rev. B, v.103, 21 ArtNo: #214108 DOI: DOI: 10.1103/PhysRevB.103.214108.

## Исследования в области физической электроники

А. Н. Зиновьев, Н. Н. Аруев, Н. Р. Галль, М. В. Кузьмин, В. М. Микушкин

*Лаборатория атомных столкновений в твердых телах*

*Лаборатория масс-спектрометрии*

*Лаборатория физики адсорбционно-десорбционных процессов*

*Лаборатория физики элементарных структур на поверхности*

Исследования в данной области направлены на развитие представлений о взаимодействии атомов, молекул, кластеров с поверхностью и механизмах явлений на поверхности, методов диагностики поверхностных слоев, в частности, масс-спектрометрии, а также новых подходов для создания функциональных материалов и изучения биообъектов с использованием методов физической электроники.

Из последних результатов можно выделить установление нового механизма торможения частиц в веществе [1], учитывающего перестройку электронных уровней в квазимолекуле, образующейся на время столкновения. При этом с большими сечениями происходит образование автоионизационных состояний, их распад ведет к ионизации частиц и является основным каналом неупругих потерь энергии при столкновении. Предложены скейлинги для расчета сечений что позволяет проводить расчет тормозных потерь для неисследованных случаев. Если ранее расхождение теории и эксперимента достигало 10 раз, то сейчас оно устранено.

Получены важные результаты при облучении пучками материалов, перспективных для использования в качестве первой стенки токамака-реактора. Показано [2], что распыление стенки камеры быстрыми атомами дейтерия и трития, покидающими плазму, приводит к поступлению атомов бериллия в плазму с концентрацией до 5% от плотности плазмы. В плазме атомы бериллия ионизуются до ядер, могут ускоряться потенциалом плазма-стенка и бомбардируют дивертор из вольфрама. Рассчитаны

коэффициенты распыления вольфрама ионами бериллия и их угловые зависимости. Показано, что данный процесс может привести к опасному поступлению примеси вольфрама в плазму и вследствие значительных радиационных потерь влиять на нагрев ионов в плазме.

Проводятся разнообразные исследования фуллереновых пленок, а также других углеродных наноструктур с использованием синхротронного излучения [3,4]. Установлено, что длительный высокотемпературный отжиг (800 °С - 2 ч) монослойного оксида графена на поверхности кремния в атмосфере водорода приводит к удалению кислородных групп и восстановлению графенового монослоя с последующим островковым гидрированием его внутренней поверхности интеркалированным водородом. В результате на SiO<sub>2</sub> поверхности формируется термостойкая “пятнистая” наноструктура, состоящая из узкозонных полупроводниковых островков C-N графена ( $E_g = 0.46$  эВ) в окружении графена с барьером Шоттки на границе.

Показано, что при фазовом переходе, вызывающем образование однослойного графена на металле, имеется принципиальное отличие критической степени покрытия  $\theta_{cr}$  углерода в фазе хемосорбированного “газа” на поверхности от равновесной степени покрытия  $\theta_{eq}$ . При достижении  $\theta_{cr}$  происходит фазовый переход, и зарождаются островки графена, а при  $\theta_{eq}$  островки графена разной относительной площади находятся в равновесии с хемосорбированным углеродным “газом”, при этом  $\theta_{eq} > \theta_{cr}$ . Этот эффект имеет

место для металлов, растворяющих в объеме углерод. Он объясняется доминирующей ролью периметра островков, через который и происходит обмен атомами между островками и углеродным “газом” [5].

Разработан и представлен новый метод низкотемпературной пассивации тонкопленочных структур вида SiOx/Si [6], который дает возможность уменьшить плотность состояний, обусловленных дефектами, в запрещенной зоне в области границы раздела. Показано, что указанное уменьшение плотности состояний является следствием формирования не наблюдавшейся ранее кристаллической фазы оксида кремния и, в свою очередь,

приводит к уменьшению токов утечек в приборах. Метод может быть легко интегрирован в традиционные кремниевые технологии и использован для улучшения работы приборов на основе структур SiOx/Si в полупроводниковой электронике, фотонике и медицине.

Предложен новый критерий оценки точности расчета абберационных искажений траекторий ионов в краевых магнитных полях статических масс-анализаторов [7]. Это позволяет разрабатывать новые конструкции малогабаритных масс-спектрометров с повышенной в 10 раз чувствительностью для атомной промышленности и медицины.

### Литература

1. Zinoviev A. N., Babenko, P. Y., Meluzova D. S., Shergin A. P. Contribution of molecular orbital promotion to inelastic energy losses in ion-solid collisions // 2020, Nucl. Instr. and Meth. Sect. B v.467 p.140-145.
2. Babenko P.Y; Mironov M. I. ; Mikhailov V. S., Zinoviev A. N. Evaluation of Be fluxes into the ITER tokamak plasma due to sputtering of the first wall by D and T atoms leaving the plasma// 2020, Plasma Phys. Control. Fusion, v.62, 4 #045020.
3. Микушкин В. М., Крюков А.С. Электронно-стимулированное восстановление поверхности оксида графита // 2016, Письма ЖТФ, т.42, 7 1-9.
4. Дунаевский С. М., Лобанова Р.Ю., Михайленко Е. К., Пронин И. И. Электронная структура графена на карбиде кремния, интеркалированного атомами кремния и кобальта // 2021, ФТТ, т.6 706-711.
5. Рутьков Е. В., Афанасьева Е. Ю., Галль Н. Р. Различия в равновесной и критической степени покрытия при фазовом переходе в слое углерода на металле при образовании графена // Письма в ЖЭТФ, 2020, том 111, с. 513 – 516.
6. Kuzmin M. et al. Decreasing Interface Defect Densities via Silicon Oxide Passivation at Temperatures Below 450 °C // ACS Appl. Mater. Interfaces, 2020. v.12 (41), p.46933-46941.
7. Саченко В. Д., Антонов А. С. Критерий корректности расчета траекторий ионов в краевых магнитных полях статических секторных масс-анализаторов // Масс-спектрометрия, 2020. т.17, №3, с.197-201.

## Механизм формирования областей фазового расслоения в соединениях с 3d ионами переменной валентности

Б. Х. Ханнанов, Е. И. Головенчиц, В. А. Санина, В. Г. Залесский, С. Г. Лушников

*Лаборатория физики сегнетоэлектричества и магнетизма*

Области фазового расслоения наблюдались впервые в манганитах  $\text{La}(\text{Sr})\text{MnO}_3$ . К настоящему времени это явление наблюдается в широком классе соединений с 3d ионами переменной валентности. Эти соединения качественно отличаются друг от друга и включают в себя в том числе мультиферроики, магнитные кристаллы, релаксорные сегнетоэлектрики. В наших работах последних лет [1-4] было выявлено, что природа формирования областей фазового расслоения в них оказалась подобной. Детальные исследования мультиферроиков  $\text{RMn}_2\text{O}_5$  с редкоземельными ионами показали, что механизм формирования областей фазового расслоения подобен тому, что наблюдается в манганитах [1-4]. Наличие в кристаллах  $\text{RMn}_2\text{O}_5$  и  $\text{R}_{0.8}\text{Ce}_{0.2}\text{Mn}_2\text{O}_5$  одинакового количества разно-валентных ионов  $\text{Mn}^{3+}$  и  $\text{Mn}^{4+}$  (зарядового упорядочения), расположенных в соседних плоскостях, перпендикулярных оси  $c$  (2D расположением ионов), обуславливает появление в матрице кристаллов двумерных локальных областей фазового расслоения. Они представляют собой нанобласти - сверхрешетки масштаба 700 – 900 Å, состоящие из слоев, перпендикулярных оси  $c$ , содержащих различное количество ионов  $\text{Mn}^{3+}$  и  $\text{Mn}^{4+}$  и перезаряжающих их электронов. Области фазового расслоения спонтанно формировались при балансе трех сильных конкурирующих взаимодействий: двойного обмена (с характерной энергией 0.3 эВ); эффекта Яна – Теллера (с характерной энергией 0.7 эВ, вызывающего локальное искажение решетки вблизи Ян-Теллеровских ионов  $\text{Mn}^{3+}$  и способствующего накоплению

электронов в областях фазового расслоения); и Кулоновского отталкивания электронов (с энергией 1 эВ), приводящего к равновесному состоянию таких областей. Формирование состояний областей фазового расслоения сильными взаимодействиями, обуславливает их существование до высоких температур. При низких температурах, при мультиферроидном упорядочении  $\text{RMn}_2\text{O}_5$  и  $\text{R}_{0.8}\text{Ce}_{0.2}\text{Mn}_2\text{O}_5$ , области фазового расслоения в них представляют собой доменные стенки со структурными неоднородностями между однородными доменами в матрице этих кристаллов. При  $T > T_N$  эти области формируют замороженные суперпарамагнитное и суперпараэлектрическое состояния. Суперпараэлектрическое состояние реализуется до температур, близких комнатной температуре, в то время как суперпарамагнитное состояние существует при более низких температурах. Свойствами сверхрешеток можно управлять при изменении температуры, магнитного поля, а также оптической накачки, перераспределяющих число ионов  $\text{Mn}^{3+}$  и  $\text{Mn}^{4+}$  в слоях сверхрешеток в  $\text{Eu}_{0.8}\text{Ce}_{0.2}\text{Mn}_2\text{O}_5$  [2].

В работе [1] показано, что в целом наборе магнитных кристаллов с различной симметрией и различными типами магнитного упорядочения при низких температурах наблюдается общая магнитная динамика на СВЧ с подобными областями фазового расслоения. Изучались следующие кристаллы: ферримагнетик железо – иттриевый гранат  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (YFeG) с кубической симметрией  $O_h^{10}$  с температурой магнитного упорядочения ( $T_N=560$  K); антиферромагнетики со слабым ферромагнетизмом (ортоферрит европия  $\text{EuFeO}_3$  ( $\text{EuFeO}$ ) и

ортохромиты иттрия  $\text{YCrO}_3$  ( $\text{YCrO}$ ) и европия  $\text{EuCrO}_3$  ( $\text{EuCrO}$ ) с симметрией  $\text{Pbnm}$  и  $T_N=666$  К и  $T_N=142$  К, соответственно. Во всех этих кристаллах наблюдался один и тот же набор линий ферромагнитного резонанса (ФМР), что и в исследованных ранее мультиферроиках  $\text{RMn}_2\text{O}_5$  и  $\text{R}_{0.8}\text{Ce}_{0.2}\text{Mn}_2\text{O}_5$ .

В качестве примера на Рис. 1 при  $T = 5$  К представлены линии ФМР (2L, 1L, L0, 1R, 2R) в  $\text{EuMn}_2\text{O}_5$  (EMO) и  $\text{Eu}_{0.8}\text{Ce}_{0.2}\text{Mn}_2\text{O}_5$  (ECMO), а также линии в  $\text{YFeG}$  на частотах, указанных в подписях к рисункам.

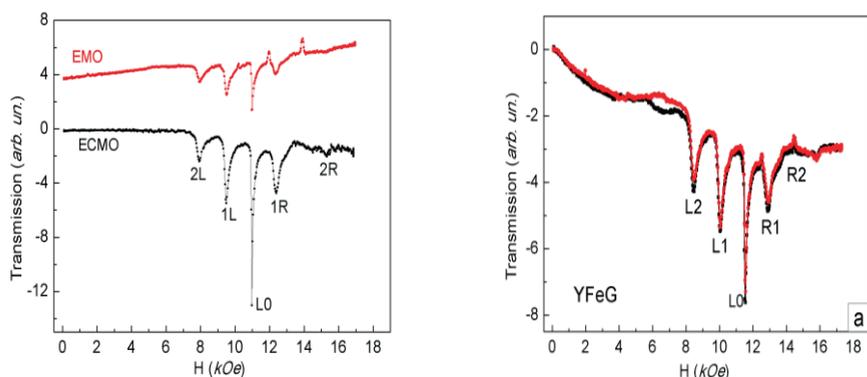


Рис. 1. Наборы линий ФМР при  $T=5$  К, в кристаллах: EMO и ECMO,  $F = 31.6$  GHz,  $T=5$  К,  $H \parallel b$ ; YFeG (a),  $F = 32.8$  GHz,  $H \parallel a$ ,  $k \parallel c$ ; На Рис. 1а черные точки – нарастание поля, красные – снижение поля.

#### Литература

1. Ханнанов Б. Х., Головенциц Е. И., Санина В. А. Подobie механизмов формирования областей фазового расслоения в  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ,  $\text{EuFeO}_3$ ,  $\text{YCrO}_3$ ,  $\text{Eu}_2\text{CuO}_4$  и в мультиферроиках  $\text{RMn}_2\text{O}_5$  (Миниобзор)// Письма в ЖЭТФ, том 115, вып. 4, с. 262-269, 2022. DOI: 10.31857/S1234567822040097.
2. Sanina V., Khannanov B. and Golovenchits E., Optical Control of Superlattices States Formed Due to Electronic Phase Separation in Multiferroic  $\text{Eu}_{0.8}\text{Ce}_{0.2}\text{Mn}_2\text{O}_5$ // Nanomaterials, 2021, volume11, p.1664 (16). DOI:10.3390/nano11071664.
3. Ханнанов Б.Х., Залесский В. Г. , Головенциц Е. И. , и др. Разделение фаз и зарядовые состояния в релаксорном сегнетоэлектрике  $\text{PbCo}_1/3\text{Nb}_2/3\text{O}_3$ // ЖЭТФ, 2020, том 157, вып. 3, с. 523-531. DOI: 10.31857/S004445102003013X
4. Полушина А. Д. , Обозова Е. Д. , Залесский В. Г. , и др. Исследования диэлектрического отклика, проводимости и тока термостимулированной деполяризации в релаксорном сегнетоэлектрике  $\text{PbNi}_1/3\text{Nb}_2/3\text{O}_3$ // ФТТ, 2021, том. 63, вып.9, с. 1382-1386. DOI: 10.21883/FTT.2021.09.51314.088.

## Сверхпроводящие свойства нанокompозитных материалов на основе металлических сверхпроводников в пористых диэлектрических матрицах

Н. Ю. Михайлин, Д. В. Шамшур, А. Е. Шитов, Р. В. Парфеньев, М. П. Волков,  
Ю. А. Кумзеров, А. В. Фокин

*Лаборатория кинетических явлений в твердых телах при низких температурах  
Лаборатория физики анизотропных материалов*

Сверхпроводящие (СП) свойства многосвязных систем наноразмерных проводников вызывает большой интерес у исследователей в связи с развитием сверхпроводящей электроники в сторону уменьшения характерного размера элементов. В таких системах могут наблюдаться классические и квантовые размерные эффекты, связанные с уменьшением характерного размера частиц проводника. Взаимное расположение частиц в системе также может оказывать заметное влияние на ее свойства. Такие условия могут приводить к изменению механизма рассеяния носителей заряда, а также к изменению магнитных свойств в СП состоянии [1]. Как правило, в наноструктурированных сверхпроводниках наблюдается изменение критических параметров СП состояния, таких как критическая температура  $T_c$  и критическое магнитное поле  $H_c$ , по сравнению с объемными сверхпроводниками. При взаимодействии СП наноструктур с внешним магнитным полем возникают эффекты, связанные с проникновением и захватом магнитного потока в элементах структуры, в частности, гистерезис на зависимости намагниченности от внешнего магнитного поля  $m(H)$ . Кроме того, в СП наноструктурах могут наблюдаться скачки магнитного потока – особенности, вызванные лавинообразным проникновением магнитного поля в объем СП наноструктуры. В данной работе изучена зависимость магнитных свойств сверхпроводящих нанокompозитов, сформированных в пористых

диэлектрических матрицах, от характерного размера и степени упорядочения частиц, а также от структуры связей между ними.

Нанокompозиты были изготовлены заполнением пористых диэлектрических структур СП металлом из расплава под гидростатическим давлением. В работе использовались пористые диэлектрические материалы с различной структурой и различным характерным размером пор  $d$ : искусственные опалы, пористые стекла и тонкие опалоподобные пленки. Искусственный опал является упорядоченной плотноупакованной решеткой сфер  $\text{SiO}_2$ . Система пор в опале также является упорядоченной, а их характерный размер зависит от диаметра сфер  $\text{SiO}_2$ . В работе использовались опалы с диаметром сфер 190, 230 и 290 нм, что соответствует характерным размерам пустот в диапазоне от 120 нм до 30 нм. Для дополнительного уменьшения размера пор использовалось химическое осаждение монослоев  $\text{TiO}_2$  на внутреннюю поверхность диэлектрика, что позволило получить структуры с  $d$  до 12 нм. Тонкие опалоподобные пленки были получены методом послойного осаждения (метод Ленгмюра-Блоджетт) из сфер  $\text{SiO}_2$  диаметром 200, 250 и 260 нм, толщина пленок составляла 5-30 слоев. Пористое стекло (ПС) изготовлено из боросиликатного стекла путем разделения фаз с последующим вытравливанием второй фазы. Структура пустот в пористом стекле представляет собой неупорядоченную многосвязную сетку каналов со слабой вариацией характерного

размера  $d$ , зависящего от условий изготовления. Нами использовались стекла с характерным размером пор  $d = 7$  нм,  $3$  нм и  $2$  нм. Для заполнения матриц использовались сверхпроводящие металлы  $\text{In}$  и  $\text{Pb}$ . Для массивного  $\text{In}$   $T_c$  составляет  $3.4$  К,  $H_c(T = 0 \text{ К}) = 280$  Э, длина когерентности  $\xi(T = 0 \text{ К}) = 640$  нм, глубина проникновения магнитного поля  $\lambda(T = 0 \text{ К}) = 64$  нм. В массивном  $\text{Pb}$   $T_c = 7.2$  К,  $H_c(T = 0 \text{ К}) = 800$  Э,  $\xi(T = 0 \text{ К}) = 83$  нм,  $\lambda(T = 0 \text{ К}) = 37$  нм. Структурный анализ нанокомпозитов проводился с использованием сканирующей электронной микроскопии. Изучение магнитных и тепловых свойств структур проводилось на установке QD PPMS в полях до  $140$  кЭ и при температурах от  $300$  К до  $2$  К.

Рассмотрим магнитные свойства упорядоченных СП на основе  $\text{In}$  в опале: на

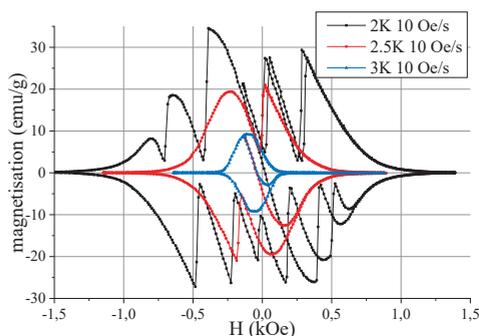


Рис. 1. Зависимости  $m(H)$  для  $\text{In-opal}$  с  $d = 13$  нм в СП состоянии при  $T = 2$  К,  $2.5$  К,  $3$  К.

Уменьшение размера перемычек  $d$  сетки  $\text{In}$  в композите  $\text{In-opal}$  приводит к росту  $H_c$  (вплоть до  $H_c(0) = 2.7$  кЭ,  $d = 13$  нм), что согласуется с данными резистивных измерений. Температура появления скачков  $m(H)$ , их количество при различных  $T$ , а также амплитуда скачков, зависят не только от характерного размера перемычек сетки  $d$ , но и от совершенства структуры конкретного образца (наличие трещин, пустот и/или макроблоков с различной ориентацией). В тонкопленочных структурах  $\text{In-opal}$  на зависимости  $m(H)$

Рис. 1, 2 приведена типичная картина магнитопольевой зависимости  $m(H)$  в образце с  $d = 13$  нм при температурах  $T < 3$  К. При  $T$  близкой к  $T_c$  наблюдается гистерезис  $m(H)$  без скачков, при меньших  $T$  появляются скачки с большой амплитудой (Рис. 1). При более низких температурах в малых магнитных полях появляется область с нерегулярными скачками малой амплитуды. Область полей, занимаемая скачками с малой амплитудой, увеличивается при понижении температуры (Рис. 2). Изменение скорости развертки магнитного поля  $dH/dt$  также может влиять на характер зависимости. В диапазоне скоростей ниже  $dH/dt \sim 20$  Э/сек зависимость  $m(H)$  остается неизменной, при более высоких значениях  $dH/dt$  число скачков увеличивается [2].

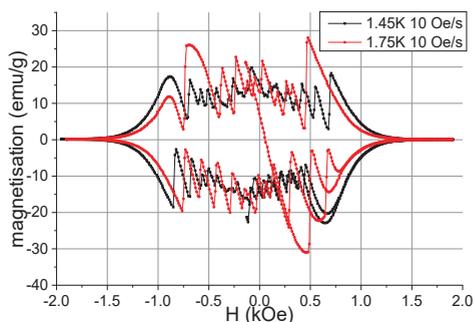


Рис. 2. Зависимости  $m(H)$  для  $\text{In-opal}$  с  $d = 13$  нм в СП состоянии при  $T = 1.45$  К,  $1.75$  К.

гистерезис и скачки потока наблюдаются в магнитных полях как параллельных, так и перпендикулярных поверхности пленки, что говорит об объемном характере этих эффектов [3].

Были исследованы магнитные свойства неупорядоченных наноструктур индий-пористое стекло ( $\text{In} - \text{ПС}$ ) с характерным размером нитей  $d = 7$  нм. В СП состоянии на зависимостях  $m(H)$  наблюдается гистерезис, связанный с захватом магнитного потока в структуре, а при  $T < 2.6$  К появляются скачки намагниченности. Число

скачков возрастает с понижением температуры, как показано на Рис. 3 для температур  $T = 2.2$  К,  $2.4$  К и  $2.6$  К ( $dH/dt = 50$  Э/сек). Увеличение скорости развертки магнитного поля также приводит к росту числа скачков намагниченности.

Также были изучены зависимости  $m(H)$  нанокompозитов Pb – ПС с  $d = 7$  нм.  $T_c$  нанокompозита Pb - ПС близка к значениям объемного Pb  $T_c = 7.22$  К. На Рис. 4 показан вид  $m(H)$  в нанокompозите Pb - ПС,  $7$  нм при температурах  $T = 3$  К,  $5$  К. Зависимость имеет вид, аналогичный

зависимостям для наноструктур с индием: на ней наблюдается гистерезис и скачки потока, число и положение которых зависит от температуры и скорости развертки магнитного поля. В структурах Pb - ПС с  $d = 3$  нм зависимости  $m(H)$  качественно не меняются. При этом наблюдается рост  $H_{c2}$  ( $H_{c2}(2$  К) =  $140$  кЭ) и понижение температуры появления скачков потока. В образцах с  $d = 2$  нм гистерезис без скачков наблюдается во всем изученном интервале температур  $T \geq 2$  К.

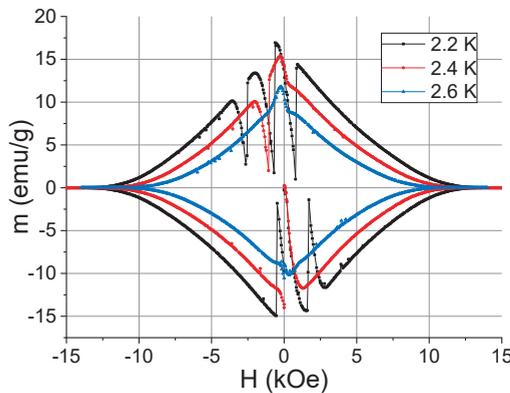


Рис. 3. Зависимости  $m(H)$  для структуры In-ПС при  $T = 2.2, 2.4$  и  $2.6$  К,  $dH/dt = 50$  Э/сек.

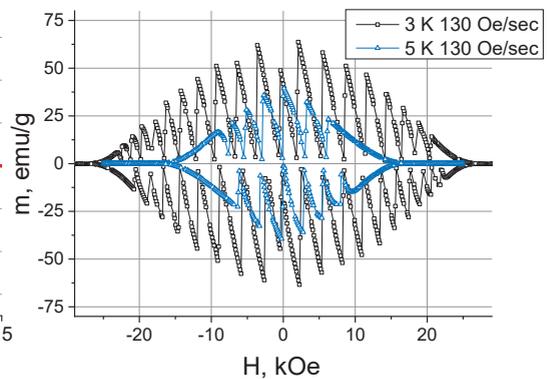


Рис. 4. Зависимости  $m(H)$  для структуры Pb-ПС при  $T = 3$  К,  $5$  К,  $dH/dt = 130$  Э/сек

Для дальнейшего изучения свойств скачков потока были проведены измерения флуктуаций температуры  $T_s$  структуры Pb - ПС с  $d = 7$  нм в СП состоянии при изменении внешнего магнитного поля [5]. На зависимостях  $T_s(H)$  наблюдается скачкообразный рост в том же диапазоне температур и магнитных полей, что и скачки на зависимостях  $m(H)$  (Рис. 5). Можно предположить, что скачки

магнитного потока связаны с возникновением термомагнитной неустойчивости в структуре при достижении критического тока в одном из элементов структуры. Расстояние между скачками  $\Delta H^N$  на зависимостях  $T_s(H)$  и  $m(H)$  уменьшается с ростом магнитного поля, при этом зависимость  $\Delta H^N(H)$  коррелирует с зависимостью средней плотности критического тока от магнитного поля  $j_c(H)$  (Рис. 6).

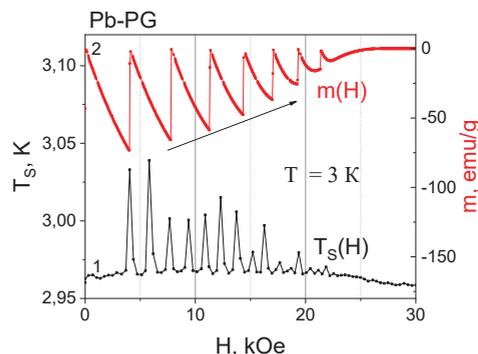


Рис. 5. Зависимости  $m(H)$  и  $T_s(H)$  для Pb - ПС с  $d = 7$  нм в СП состоянии при  $T = 3$  К.

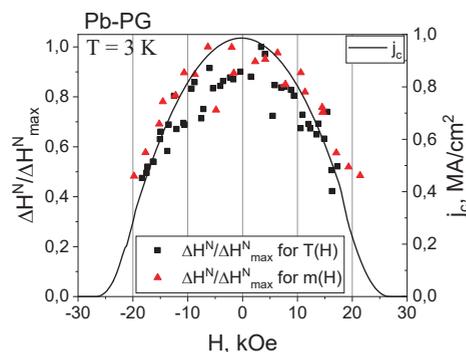


Рис. 6. Зависимости  $\Delta H^N(H)$  в относительных единицах и  $j_c(H)$  для Pb- ПС с  $d = 7$  нм.

Таким образом, было показано, что магнитные свойства трехмерных СП наноструктур зависят от характерного размера частиц в структуре и внешних условий (температура, величина и скорость изменения магнитного поля). Упорядоченность структуры и макроскопические свойства СП металла качественно не влияют на магнитные свойства наноструктуры. В трехмерных СП наноструктурах возникают явления, связанные с захватом магнитного потока: наличие гистерезиса и скачков потока на зависимости  $m(H)$ . В случае объемных СП скачки потока

связаны со срывом системы вихрей с центров пиннинга. В наноструктурах также возникает терромагнитная неустойчивость, связанная с достижением критического тока в одном или нескольких элементах наноструктуры, что приводит к скачкообразному проникновению магнитного потока, сопровождающемуся выделением тепла. Можно предположить, что «спусковым механизмом» при возникновении скачков магнитного потока в нанокompозитах являются случайные слабые связи в СП контурах.

#### Литература

1. Zakharchuk I., Januzaj A., Mikhailin N.Yu. et al, Influence of disorder on the superconducting critical temperature in indiumopal, nanocomposites, *Physica C: Superconductivity and its applications*, 549, 139 (2018), DOI: 10.1016/j.physc.2018.03.009.
2. Михайлин Н. Ю., Гальперин Ю. М., Козуб В. И. и др., Низкотемпературные магнитные свойства сверхпроводящих нанокompозитов индия в матрице опала, *ЖЭТФ*, т. 155, вып. 5, с. 894 (2019), DOI: 10.1134/S0044451019050134
3. Михайлин Н. Ю., Романов С. Г., Кумзеров Ю. А. и др., Сверхпроводящие свойства In, наноструктурированного в порах тонких пленок из микросфер SiO<sub>2</sub>, *ФТТ*, т.60, в. 10, с. 1900 (2018) DOI: 10.21883/FTT.2018.10.46515.109.
4. Шамшур Д. В. , Михайлин Н. Ю. , Парфеньев Р. В. и др., Размерные зависимости магнитных свойств сверхпроводящих наноструктур свинца в пористом стекле, *ФТТ*, т.60, в.6, 1058 (2018), DOI: 10.21883/FTT.2018.06.45976.11M.
5. Shitov A. E., Mikhailin N. Y., Kumzerov Y. A. et al, Thermomagnetic instabilities in 3D network of superconducting lead nanofilaments in porous glass, *Phys. Scr.* 98 015835 (2023) DOI: 10.1088/1402-4896/acab95.

## Активационная проводимость и сверхпроводящее состояние в $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$

Д. В. Денисов, Н. Ю. Михайлин, А. Е. Рудоминский, Д. В. Шамшур, Р. В. Парфеньев  
*Лаборатория кинетических явлений в твердых телах при низких температурах*

PbTe и SnTe образуют непрерывный ряд полупроводниковых твердых растворов замещения  $\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z}\text{Te}$ , в котором ширина запрещенной зоны  $E_g$  линейно меняется с изменением числа  $z$ . При уменьшении  $z$  происходит инверсия зон - переход от прямого зонного спектра в PbTe ( $z = 1$ ), в котором  $L_{6^-}$  соответствует зоне проводимости,  $L_{6^+}$  - валентной зоне, к обратному расположению термов ( $L_{6^+}$ ,  $L_{6^-}$ ) в SnTe ( $z = 0$ ) с точкой инверсии ( $E_g = 0$ ) при  $z = 0.65$  (Рис.1). Легирование In твердого раствора  $\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z}\text{Te}$  позволяет управлять физическими свойствами соединения. В  $\text{Pb}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  ( $x < 0.05$ ) индий образует полосу квазилокальных примесных состояний шириной  $\Delta E_{\text{in}} \sim 1$  мэВ на фоне зоны проводимости (Рис. 1). При  $T < 20$  К в этом

соединении наблюдаются долговременные (часы и более) релаксационные процессы, связанные с возникновением барьера между зонными и примесными состояниями [1]. В SnTe:In добавление In приводит к образованию широкой  $\Delta E_{\text{in}} \geq 100$  мэВ полосы примесных состояний, расположенной глубоко в валентной  $L$ -зоне на фоне зоны тяжелых дырок (в  $\Sigma$ -точке зоны Бриллюэна) (Рис. 1). Уровень Ферми  $E_F$   $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  стабилизирован пиком плотности состояний в примесной полосе In, обмен носителями между зонными и примесными состояниями характеризуется резонансным рассеянием, приводящем к возрастанию удельного сопротивления материала на 2 порядка и более по сравнению с нелегированным SnTe.

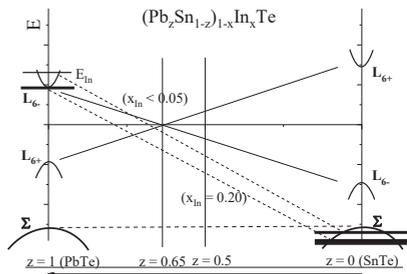


Рис. 1. Схематическое изображение зонной структуры  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  при изменении содержания свинца и индия в соединении.

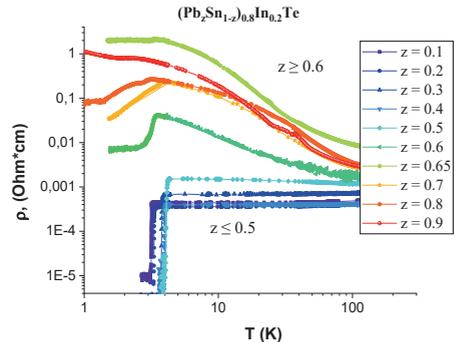


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  с содержанием свинца  $z = 0.1 - 0.9$ .

Соединения  $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  и  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  при  $z < 0.6$  и  $x > 0.02$  характеризуются переходом в СП состояние 2 рода с необычайно высокой для полупроводников со сравнимыми концентрациями носителей ( $p \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) критической температурой СП перехода  $T_c \leq 4.2$  К. Необходимыми условиями подобного увеличения  $T_c$  являются нахождение уровня Ферми  $E_F$  в пределах примесной полосы  $E_{\text{in}}$  и

расположение  $E_{\text{in}}$  в области  $\Sigma$ -зоны тяжелых дырок с высокой плотностью состояний (Рис. 1).

Параметры СП состояния близки в поликристаллических и монокристаллических образцах  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  с одинаковым составом. В области инверсии зон ( $z = 0.65$ )  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  может проявлять свойства кристаллического топологического изолятора (ТКИ).

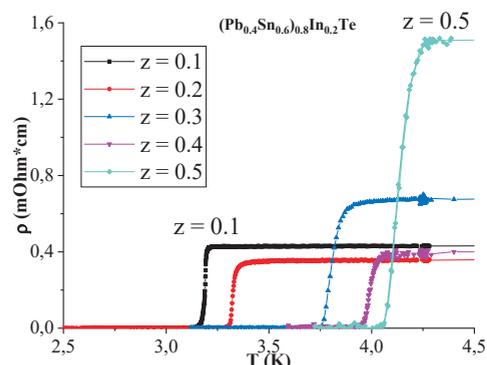


Рис. 3. Температурная зависимость удельного сопротивления образцов  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  ( $z = 0.1 - 0.5$ ) в области СП перехода.

На температурной зависимости удельного сопротивления  $\rho(T)$  изученных образцов  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  (Рис. 2),  $0.1 \leq z \leq 0.9$  отчетливо видно, что по мере увеличения  $z$  в твердом растворе характер зависимостей  $\rho(T)$  принципиально меняется [1]. В твердых растворах с  $z \leq 0.4$  наблюдается уменьшение  $\rho$  с понижением температуры (металлическая зависимость) с последующим переходом в СП состояние. Образцы с  $z \geq 0.5$  демонстрируют экспоненциальное возрастание  $\rho(T)$  при уменьшении  $T$ . Отметим, что в твердом растворе  $(\text{Pb}_{0.5}\text{Sn}_{0.5})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  слабый экспоненциальный рост  $\rho(T)$  сменяется переходом в СП состояние при  $T = 4.1$  К.

На Рис. 3-4 для СП образцов  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  для составов  $z = 0.1 - 0.5$  показаны зависимости  $\rho(T)$  в области СП перехода (Рис. 3) и  $T_c(z)$ , полученные из электрических и магнитных измерений.

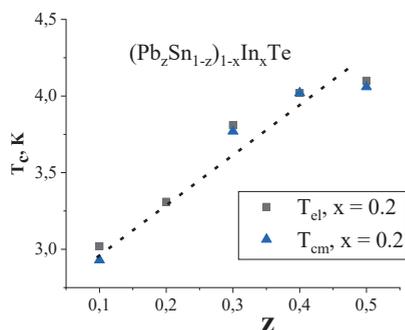


Рис. 4.  $T_c(z)$  в  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  (из электрических и магнитных измерений).

Максимальная критическая температура  $T_c = 4.1$  К и второе критическое магнитное поле, экстраполированное к  $T = 0$  К,  $H_{c2}(0) = 41$  кЭ наблюдались при  $z = 0.5$ . Критические параметры СП состояния, полученные из измерений намагниченности и удельного сопротивления твердого раствора, совпадают с хорошей точностью (Рис. 4).

Рассмотрим зависимости  $\rho(T)$  в образцах  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  с  $z \geq 0.5$ . Для линейных участков зависимости  $\rho$  в логарифмическом масштабе от обратной температуры (Рис. 5), отражающих рост сопротивления в соответствии с формулой  $\rho = \rho_0 \exp(E_A/kT)$ , где  $E_A$  - энергия активации,  $k$  - постоянная Больцмана,  $\rho_0$  - значение  $\rho$  при  $T \rightarrow \infty$ , был произведен расчет энергии активации  $E_A$  (Рис. 6) для разных составов  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  с  $z = 0.5 - 0.9$ .

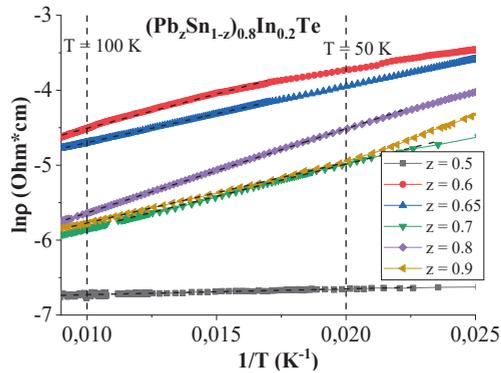


Рис. 5. Зависимости логарифма сопротивления в  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  с  $z = 0.5 - 0.9$  от обратной температуры.

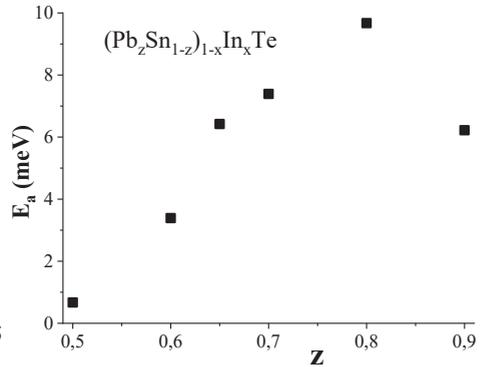


Рис. 6. Зависимость энергии активации от содержания свинца в  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ .

Мы полагаем, что активационный барьер возникает между состояниями валентной зоны и примесной полосой In при  $z \geq 0.5$  и увеличивается с ростом  $z$ . В

$(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  значение энергии активации, при котором сохраняется переход в СП состояние,  $E_A = 0.7$  мэВ.

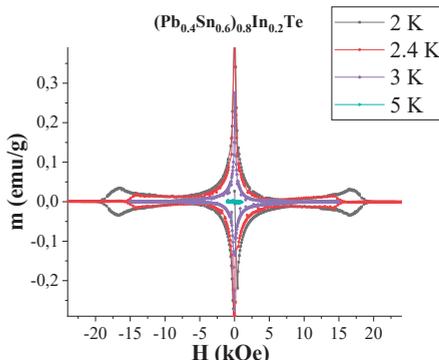


Рис. 7, а. Магнитолевая зависимость намагниченности  $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  при  $T = 2 \text{ K}, 2.4 \text{ K}, 3 \text{ K}, 5 \text{ K}$ .

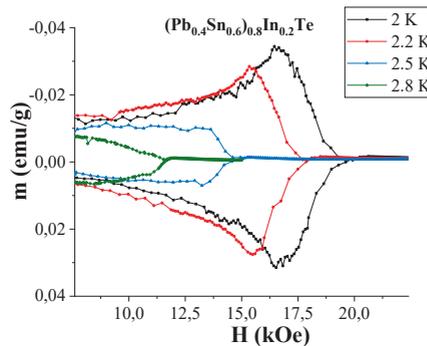


Рис. 7, б. Пик-эффект на магнитолевой зависимости намагниченности  $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ , при  $T = 2 \text{ K} - 2.8 \text{ K}$ .

На Рис. 7 (а, б) представлены зависимости намагниченности  $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  от магнитного поля  $m(H)$  при разных температурах. В нормальном состоянии ( $T = 5 \text{ K}$ )  $m(H)$  носит слабо-диамагнитный характер. При понижении  $T < T_c$  в  $m(H)$  наблюдается характерный для СП второго рода переход из нормального состояния в СП, сопровождающийся гистерезисом, связанным с

захватом магнитного потока образцом. Площадь гистерезиса увеличивается с понижением температуры, с увеличением магнитного поля вблизи  $H_{c2}$  в полях  $H \approx 12 - 20 \text{ кЭ}$  (при температурах  $T \leq 2.6 \text{ K}$ ), возникает второй максимум  $m(H)$ , достигающий 10% от величины гистерезиса в слабом поле ( $H \approx 0 \text{ кЭ}$ ) - появление пик-эффекта, связанного с перестройкой вихревой решетки в образце вблизи  $H_{c2}$  [2, 3].



Рис. 8. Коллектив научной группы под руководством Шамшура Д. В. у установки He<sup>3</sup>-He<sup>4</sup> для измерения кинетических свойств твердых тел при температурах 0.4 - 300 К

Результаты исследования  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$  дали дополнительную информацию о влиянии состояний In и их перестройки при изменении состава и уровня легирования материала на формирование его электрических и магнитных свойств при низких температурах:

- в  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  с ростом содержания свинца ( $0.1 \leq z \leq 0.5$ ) обнаружен переход из СП к состоянию с экспоненциальным ростом сопротивления ( $0.5 \leq z \leq 0.9$ ) при понижении температуры;

- СП  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  ( $0.1 \leq z \leq 0.5$ ) наблюдается в гелиевом диапазоне температур  $T_c \leq 4.1$  К при расположении уровня индия в валентной L-зоне соединения на фоне дополнительного экстремума зоны тяжелых дырок ( $\Sigma$ -зоны);

- состояние с экспоненциальным ростом сопротивления в  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  ( $z \geq 0.5$ )

связано с возникновением барьера между состояниями валентной зоны и примесной полосы индия, при этом СП состояние не наблюдается вплоть до  $T > 1.3$  К;

- исчезновение СП твердого раствора  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  при  $z > 0.5$  сопровождается изменением характера проводимости (возможный переход от объемной к поверхностной), что можно объяснить возникновением в  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  состояния топологического изолятора при  $z > 0.5$ ;

- на магнитополевых зависимостях намагниченности  $m(H)$  в образцах  $(\text{Pb}_{0.1}\text{Sn}_{0.9})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ ,  $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  и  $(\text{Pb}_{0.5}\text{Sn}_{0.5})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  при приближении ко второму критическому магнитному полю  $H_{c2}$  был обнаружен дополнительный экстремум – пик-эффект вблизи  $H_{c2}$ .

#### Литература

1. Denisov D. V., Mikhailin N. Y., Rudominskiy A. E. et al. Activation conductivity and superconducting state in solid solutions  $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  // *Physica C*, 597, 1354067 (2022). DOI:10.1016/j.physc.2022.1354067
2. Denisov D. V., Mikhailin N. Y., Shamshur D. V. et al. Superconducting transition in resistivity and magnetization of the solid solution  $(\text{Pb}_{0.4}\text{Sn}_{0.6})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$  // *Physica C*, 579, 1353755 (2020). DOI:10.1016/j.physc.2020.1353755
3. Mikhailin N. Yu., Shamshur D. V., Volkov M. P. et al. // *Low Temperature Physics* 45, 189 (2019). DOI:10.1063/1.5086409

# Биоматериалы и биотехнологии

## Структурирование коллагена I типа и биокompозитов на его основе методом изоэлектрической фокусировки для задач тканевой инженерии

А. В. Нащекин, А. И. Лихачев, Д. П. Марков, Ю. А. Нащекина, С. И. Павлов, Н. Д. Прасолов  
*Лаборатория диагностики материалов и структур твердотельной электроники*

В организме человека ткани любого органа содержат большое число белков внеклеточного матрикса (ВКМ), которые структурированы и распределены в определенном порядке. Клетки органов сами синтезируют необходимые им компоненты ВКМ в зависимости от типа ткани и структурируют их. Основная задача современной тканевой инженерии состоит в воссоздании структуры нативной (исходной, как в организме) ткани вне организма (*in vitro*), т. е. «в пробирке». Такие искусственно созданные тканеподобные структуры используются в медицине для замены поврежденных тканей или органов человека. Основные характеристики получаемых тканей являются: биосовместимость, обеспечивающая приживаемость инородной для организма ткани, механическая прочность, схожая с параметрами нативной ткани, а также ряд физико-химических параметров (например, оптическая прозрачность, жесткость, прочность и др.).

Одним из основных структурных элементов соединительной ткани является белок – коллаген. В зависимости от последовательности аминокислот (пептидов), из которых состоит каждая молекула коллагена, насчитывают до 30 типов этого белка. Он находится во всех тканях организма, структурирован особым образом и взаимодействует с компонентами ВКМ в определенном соотношении. Самый распространенный тип коллагенов – I тип, он обладает уникальным свойством фибриллогенеза, т. е. способностью формировать тончайшие одномерные молекулярные фибриллы (Рис. 1). Диаметр фибриллы составляет порядка 1.5 нм при длине до 300 нм. Переплетаясь в сети коллагеновых волокон, фибриллы коллагена определяют физико-химические свойства тканей, такие, например, как упругость кожи.

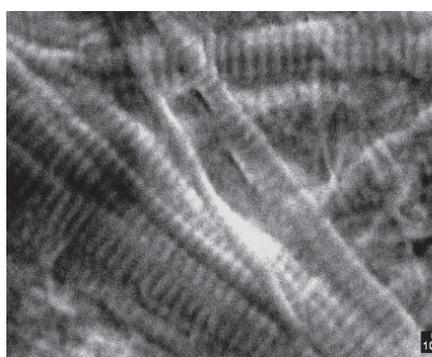


Рис. 1. Электронно-микроскопическое изображение нанофибрилл коллагена I типа (слева) и строение глаза (справа).

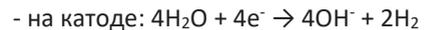
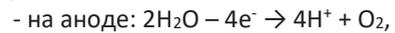
В организме ВКМ в основном состоит из микро- и нанопаттернов, имеющих изотропный или анизотропный характер. Так, строма роговицы - ткань с выраженной топографической структурой. Это слой роговицы, состоящий, преимущественно, из композитных фибрилл коллагена I и V типов. Строма составляет 90% от объема и 70% от сухой массы роговицы и играет важную роль в оптической системе глаза (Рис. 1). Структурным элементом стромы являются микроскопические пластинки из анизотропных коллагеновых фибрилл. Анизотропия фибрилл коллагена - одна из отличительных черт нативной стромальной ткани, обусловлена ориентированностью коллагеновых фибрилл в заданном направлении. Такая организованная сеть фибрилл уменьшает рассеяние света и обуславливает прозрачность роговицы глаза.

Для создания *in vitro* структур, имитирующих нативную ткань, применяют методики ориентирования коллагеновых фибрилл: магнитные, микрофлюидные и др.

В ФТИ им. А. Ф. Иоффе в рамках совместного с Институтом цитологии РАН междисциплинарного проекта «Влияние структурирования белков внеклеточного матрикса под действием электрического поля на поведение клеток для задач тканевой инженерии» разрабатывают электрохимический способ структурирования *in vitro* коллагена I типа, а также биокомпозитов на его основе с коллагенами IV и V типов.

Метод получения электрохимически ориентированного коллагенового волокна

(ELAC, electrochemically aligned collagen bundle) предложил Cheng et al. в 2008 году. Принцип: между двумя электродами помещается диализированный раствор коллагена. Под воздействием электрического тока на электродах происходят следующие реакции:



В результате образования водородных и гидроксильных групп между электродами образуется градиент водородного показателя pH. Являясь амфолитом (присутствуют одновременно кислотные и основные группы), молекулы коллагена вблизи электродом принимают одноименный с ним заряд. Под действием электростатических сил молекулы отталкиваются от одноименно заряженного электрода, движутся в поле градиента pH и концентрируются в изoeлектрической точке при pH = 8.2. Так концентрированные молекулы ориентируются, с образованием продолговатой волокнообразной структуры.

Коллаген I типа был выделен и охарактеризован в Центре клеточных технологий Института цитологии РАН. Физико-техническая часть работы реализуется в лаборатории диагностики материалов и структур твердотельной электроники. На первом этапе была разработана и изготовлена методом 3D-печати жидкостная ячейка (Рис. 2). Она обеспечивала герметичность, поддержание влажности и возможность варьирования зазора между проволочными медными электродами.

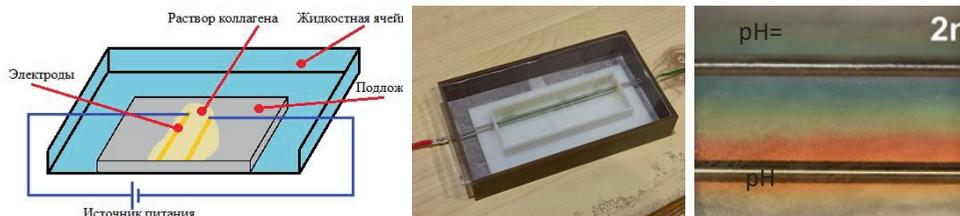


Рис. 2. Принципиальная схема (слева) и реализация (по центру) жидкостной ячейки. Справа – градиент pH между электродами, выявленный с помощью универсального индикатора.

Подбор напряжения, времени процесса и межэлектродных зазоров позволили выявить оптимальный режим для формирования межэлектродного

градиента pH. При внесении раствора коллагена в ячейку формируются фибриллярные структуры коллагена (Рис. 3).

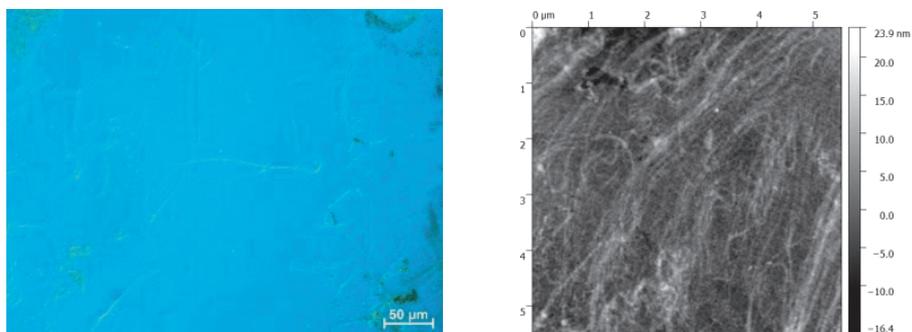


Рис. 3. Изображение поверхности пленки из фибриллярных коллагеновых структур, сформированных электрохимическим способом. Оптическая (слева) и атомно-силовая (справа) микроскопия.

Механизмы формирования коллагеновых фибрилл в электрическом поле недостаточно хорошо изучены ввиду сложной структуры молекулы этого белка. Для возможности внешнего управления механизмом молекулярного структурирования коллагена была разработана и изготовлена

методом прямой лазерной литографии система золотых электродов с различной геометрией, позволяющая варьировать напряженность поля между электродами и изучить его влияние на процессы фибриллообразования (Рис. 4).

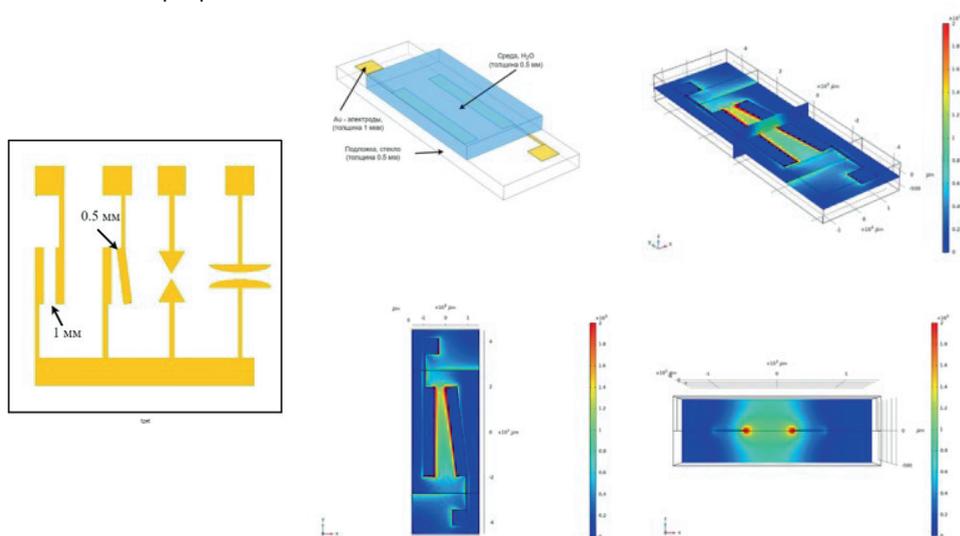


Рис. 4. Система золотых электродов (слева), расчет распределения потенциала между электродами на примере «косых» электродов при напряжении 1В, зазоре 0.5-2 мм и толщине золотых электродов 50 нм (справа).

В экспериментах по структурированию на разработанной системе электродов использовался белосоединительный коллаген с высокой концентрацией белка 5.5 мг/мл, полученный путем ферментативной обработки и последующего диализа раствора в течение 3 суток. Телопептиды-концевые части молекул коллагена, которые способствуют самопроизвольной фибриллизации коллагена при комнатной температуре.

Ориентацию формирующейся коллагеновой структуры наблюдали в поляризационном микроскопе (МИН-8) с вставленной в тракт фазовой цельноволновой пластинкой первого порядка. Положительный двулучепреломляющий материал, такой как коллагеновые молекулы, упорядоченные вдоль медленной оси, с помощью пластинки формируют голубой цвет, а молекулы, перпендикулярные медленной оси - фиолетовый.

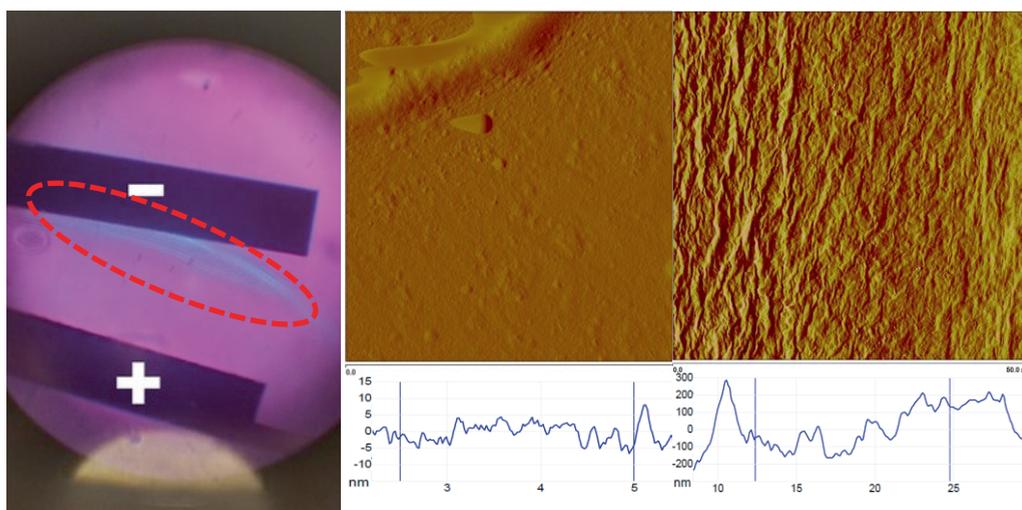


Рис. 5. Изображение электрохимически структурированной пленки коллагена, полученное в поляризационном микроскопе (слева) и АСМ-морфология поверхности коллагена вне выделенной области (по центру) и в области структурированного коллагена (справа).

Методом атомно-силовой микроскопии (Dimension 3100, Veeco) выявлено, что морфология пленки вне точки изофокусировки – гладкая, с величиной рельефа не более 25 нм, тогда как в области фокусировки рельеф более структурирован и составляет толщину в 20 раз больше – до 550 нм.

В ходе проведенных экспериментов было обнаружено, что упорядоченная структура коллагена локализуется не в области значений  $pH = 8.2$  (Cheng et al., 2008), а вблизи отрицательного электрода со значением  $pH = 10.5$ . Для уточнения значения  $pH$  для точки изофокусировки раствора

коллагена, были проведены математические расчеты, с построением феноменологической зарядовой модели.

Общий заряд одиночной молекулы коллагена возникает как сумма зарядов боковых цепей аминокислот. Заряд каждой аминокислоты определяется ее константой ионизации в зависимости от значения  $pH$  внешней среды. Общая структура аминокислот - Рис. 6 (слева).

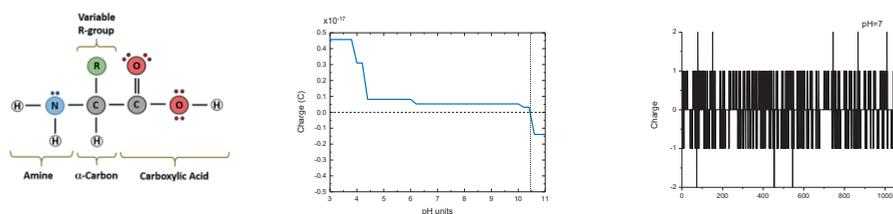


Рис. 6. Общая структура аминокислот (слева), расчет положения изоточки для коллагена I типа (центр), зарядовое состояние молекулы коллагена при pH=7 (справа)

Аминокислоты являются цвиттер-ионами – электронейтральные молекулы, имеющие функциональные группы, несущие одновременно отрицательный и положительный заряды. Из 20 аминокислот, присутствующих в структуре белков живых организмов свойством приобретать заряд обладают только 7 (константы ионизации  $K_a$ ): тирозин (10.07), цистеин (8.33), аспарагин (3.86), глутамин (4.25), аргинин (12.48), гистидин (6), лизин (10.53).

Последовательность аминокислот (участок молекулы 162-1218) коллагена I типа взята из базы UniProt. При заданном значении pH для каждой аминокислоты значение заряда рассчитывалось как алгебраическая сумма зарядов всех функциональных групп (Рис. 6 (в центре)). Из графика следует, что изоэлектрическая точка, соответствует значению  $pH \approx 10.5$ . Это значение с высокой точностью подтверждается измерением координаты упорядоченной структуры коллагена из Рис. 5.

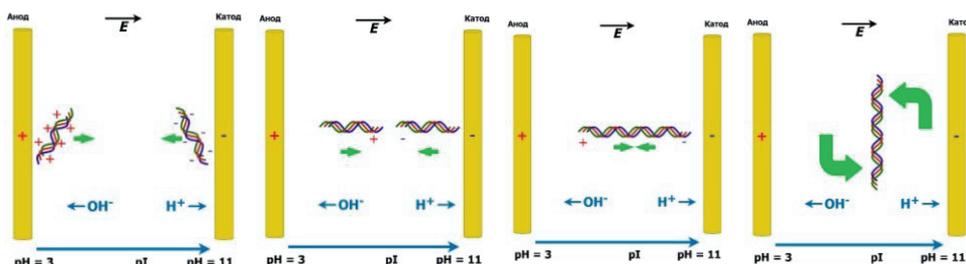


Рис. 7. Модель, описывающая перезарядку и поворот одиночных молекул коллагена во внешнем электрическом поле и в поле градиента pH с формированием фибрилл в изоэлектрической точке.

Предложена модель формирования фибрилл коллагена в изоэлектрической точке (Рис. 7).

Развитие тематики проекта предполагает формирование трехмерных макрос-

копических тканеподобных структур на основе коллагена I типа, а также его композитов с коллагенами IV и V типов для исследования роста эндотелиальных клеток, характерных для роговицы глаза.

#### Литература

1. Nashchekina Yu., Nikonov P., Mikhailova N., Nashchekin A. Collagen Scaffolds Treated by Hydrogen Peroxide for Cell Cultivation. *Polymers*. 2021, 13(23), 4134; DOI: 10.3390/polym13234134
2. Нащекина Ю.А., Консон В.А., Сироткина М.Ю., Нащекин А.В. Структура и стабильность композитных гелей на основе коллагена и карбоксиметилцеллюлозы. *ЖТФ*, т.92, 12, 2022, с. 1967 – 1972. DOI: 10.21883/JTF.2022.12.53764.221-22.

3. Nashchekina Y., Nikonov P., Prasolov N., Sulatsky M., Chabina A., Nashchekin A. The Structural Interactions of Molecular and Fibrillar Collagen Type I with Fibronectin and Its Role in the Regulation of Mesenchymal Stem Cell Morphology and Functional Activity. *Int. J. Mol. Sci.*, v.23, 20, 2022, ArtNo: #12577. DOI: 10.3390/ijms232012577.
4. Sirotkina M. Yu., Nashchekina Yu. A.. Collagen Fibrils of Various Diameters: Formation Conditions and Principles of Functioning. *Cell and Tissue Biology* v.16, p.513–520 (2022).

# Энергетика

Управляемый термоядерный синтез

Международный проект ИТЭР

Вакуумные выключатели предельных токов

Излучение шаровой молнии

Термоэлектрика

Водородная энергетика

## Исследование физики и разработка технологий нагрева, эффективного удержания плазмы и генерации токов увлечения в сферическом токамаке нового поколения Глобус-М2

Е. З. Гусаков, В. К. Гусев, В. Б. Минаев, Ю. В. Петров, Н. В. Сахаров, В. И. Варфоломеев, В. В. Дьяченко, Г. С. Курскиев

*Лаборатория физики высокотемпературной плазмы*

Термоядерный синтез считается одним из наиболее перспективных и безопасных способов получения энергии. Реакция синтеза легких ядер идет с выделением большого количества энергии, легко преобразуемой в тепловую. Для отработки основных принципов управления реактором и термоядерных технологий в настоящее время сооружается Международный Термоядерный Экспериментальный Реактор (ИТЭР) во Франции. Участники проекта являются Европейский союз, Россия, Япония, США, Индия, Китай и Корея. Лаборатория физики высокотемпературной плазмы ФТИ им. А. Ф. Иоффе активно участвует в проекте, создавая важную диагностику томсоновского рассеяния для дивертора ИТЭР. Одновременно в лаборатории ведутся исследования термоядерной плазмы на трех действующих токамаках с различными размерами и величиной удерживающего магнитного поля. На токамаке ТУМАН-3М исследуются режимы улучшенного удержания плазмы и неустойчивости, вызываемые быстрыми частицами, на токамаке ФТ-2 – волновые методы нагрева плазмы и генерации тока, а также физика турбулентного переноса. В начале XXI века в лаборатории начались исследования на новом классе термоядерных ловушек – сферических токамаках. Сферические токамаки, представляют собой предельный случай обычного токамака, сильно сжатого к оси симметрии. Они являются одним из наиболее вероятных кандидатов на роль компактного генератора термоядерных нейтронов, который можно

использовать в гибридной энергетической системе "синтез-деление". За исследования на первом российском сферическом токамаке Глобус-М группа ученых лаборатории была удостоена премии Правительства РФ в области науки и техники за 2009 год.

В 2018 году в ФТИ им. А. Ф. Иоффе был введен в эксплуатацию сферический токамак нового поколения Глобус-М2 [1] (Рис. 1), в котором магнитное поле и протекающий по плазме ток увеличены по сравнению с токамаком Глобус-М в два с половиной раза, до 1 Тл и 0,5 МА соответственно. Токмак удалось построить, осуществить его физический пуск и приступить к экспериментам благодаря совместным усилиям ученых и инженеров разных организаций. На конец 2022 удалось достичь 90% от максимальных проектных значений по полю и току, а вывод установки на максимальные параметры еще предстоит осуществить. Тем не менее, на сферическом токамаке Глобус-М2 уже ведутся исследования практически по всему спектру проблем и технологий термоядерного синтеза.

Увеличение магнитного поля и тока плазмы в сферическом токамаке самым наилучшим образом отразилось на эффективности нагрева и удержания плазмы, а достигнутые параметры плазмы оказались в хорошем соответствии с наиболее оптимистичными прогнозами, ранее сделанными учеными. Была получена рекордная для компактных сферических токамаков плотность плазмы, превышающая  $10^{20}$  частиц/м<sup>3</sup>. По

## Энергетика

сравнению с Глобус-М, температура плазмы увеличилась в 4 раза, а эффективность удержания энергии – в 3 раза. Результат выразился в десятикратном

увеличении так называемого «тройного произведения» [2] (Рис. 2) – основного критерия эффективности термоядерного реактора.

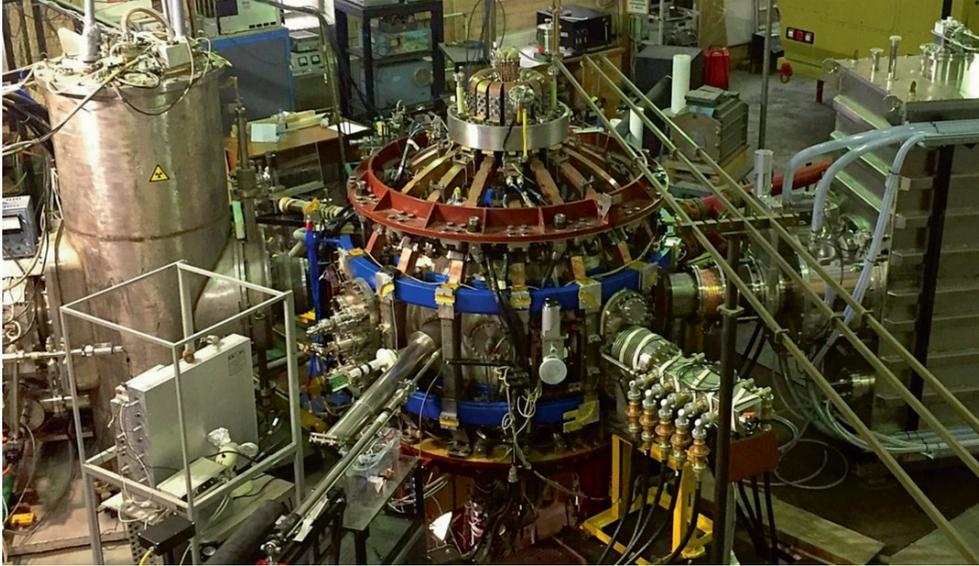


Рис. 1. Сферический токамак Глобус-М2 с подключенными системами нагрева и генерации тока в машинном зале ФТИ им. А. Ф. Иоффе

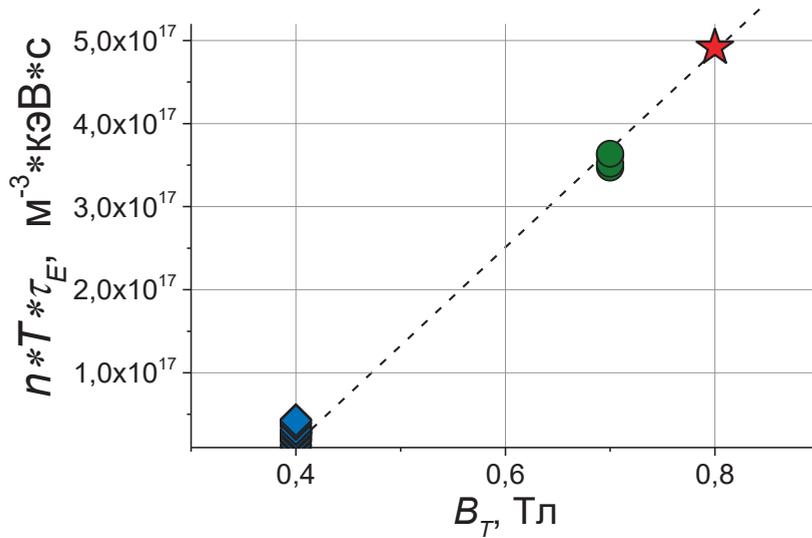


Рис. 2. Зависимость «тройного произведения» от магнитного поля в установках Глобус-М и Глобус-М2 при постоянном запасе устойчивости. Ромб, кружок и звездочка соответствуют значениям тока плазмы 0,2, 0,3 и 0,4 МА.

Впервые в мире на сферическом токамаке Глобус-М2 были проведены систематические исследования термоизоляции плазмы в условиях сильного (для сферических токамаков) тороидального магнитного поля. Эксперименты позволили

расширить международную базу данных и предложить параметрическую зависимость для описания и предсказания времени удержания энергии в сферическом токамаке [3,4] (Рис. 3):

$$\tau_E^{GLB_{2020}} = 0.0062 \cdot I_p^{0.43 \pm 0.22} \cdot B_T^{1.19 \pm 0.1} \cdot P_{abs}^{-0.59 \pm 0.23} \cdot n_e^{0.58 \pm 0.1},$$

где  $\tau_E$  – время удержания [с],  $I_p$  – ток плазмы [МА],  $B_T$  – тороидальное магнитное поле [Тл],  $P_{abs}$  – мощность нагрева [МВт],  $n_e$  – средняя плотность электронов [ $10^{19} \text{м}^{-3}$ ]. В исследованном диапазоне магнитных полей и токов плазмы была

подтверждена сильная, близкая к линейной зависимость времени удержания энергии от магнитного поля, что сильно отличает сферические токамаки от токамаков с большим аспектным отношением.

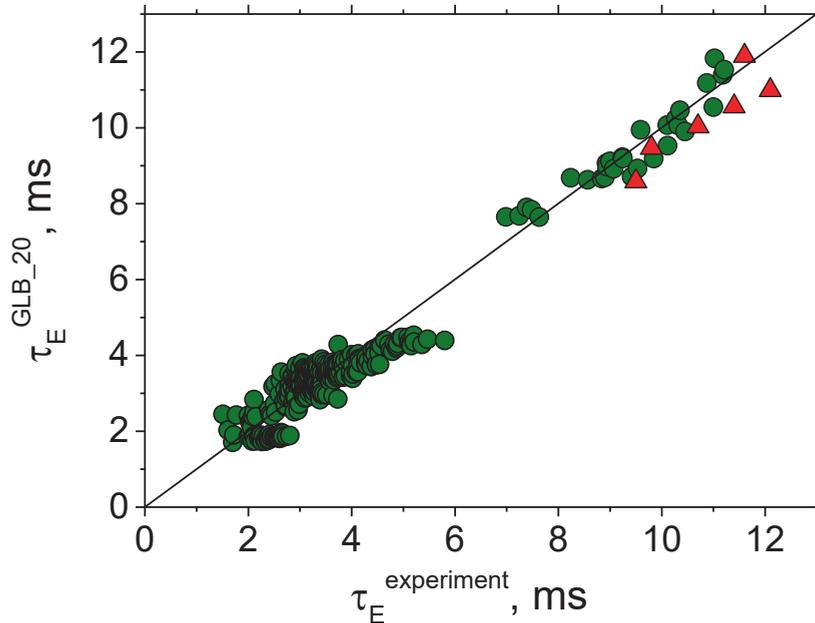


Рис. 3. Сравнение времени удержания энергии, полученного в эксперименте, с временем, полученным расчетным путем по приведенной формуле в диапазоне магнитных полей до 0,8 Тл.

Весной 2022 года в токамаке Глобус-М2 удалось осуществить нагрев ионов плазмы до температуры 45 миллионов градусов (4 кэВ) [5] (Рис. 4). Такая температура всего вдвое меньше температуры, необходимой для зажигания реакции управляемого термоядерного синтеза изотопов водорода. Нагрев был осуществлен при инжекции в плазму двух пучков атомарного водорода высокой энергии (30 кэВ). Достигнутая температура ионов в плазме высокой плотности продемонстрирована впервые в отечественных исследованиях на установках типа токамак. В мировой практике сравнимые температуры регистрировались в установках значительно больших размеров, работающих при более

высоком магнитном поле. Для сравнения объем плазмы в токамаке Глобус-М2 в 2000 раз меньше, чем в строящемся реакторе ИТЭР, а магнитное поле ниже в пять раз. Этот факт указывает на большие потенциальные возможности сферических токамаков как основы для создания компактных термоядерных устройств различного назначения. Примечательно, что режим с горячими ионами, где температура ионов в несколько раз превышает температуру электронов, был предсказан с помощью моделирования энергобаланса плазмы Глобус-М2, выполненного в 2012 г. [6] еще на стадии проектирования будущего токамака.

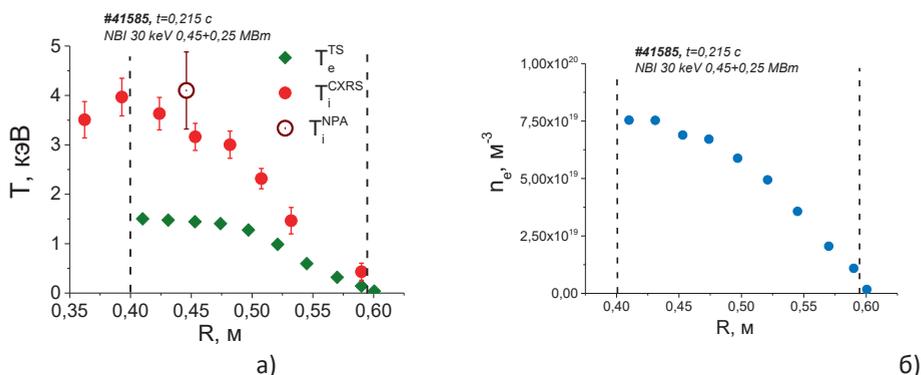


Рис. 4. Пространственные распределения температуры электронов и ионов (а) и профиль плотности электронов (б) при магнитном поле 0.9 Тл и токе плазмы 0.35 МА.

Отдельное внимание в научной программе на токамаке Глобус-М2 уделено исследованию различного вида неустойчивостей. Коллективные неустойчивости, связанные с наличием в токамачной плазме быстрых надтепловых ионов со скоростями, превышающими альфвеновскую, представляют большой интерес по нескольким причинам. Во-первых, такого рода неустойчивости, называемые альфвеновскими модами (AM), ожидаются в плазме токамака-реактора, нагреваемого  $\alpha$ -частицами с энергией 3,5 МэВ, возникающими в результате термоядерной

реакции D-T синтеза. Во-вторых, нагрев плазмы и генерация тока с помощью пучков атомов, а также, электромагнитных волн ВЧ и СВЧ диапазона также сопряжены с появлением значительной популяции надтепловых ионов. Как теоретические предсказания, так и многочисленные эксперименты показывают, что эти быстрые ионы могут возбуждать глобальные плазменные возмущения, которые приводят к потерям самих же этих частиц, снижая тем самым выход реакции синтеза, и приводя в предельных случаях к повреждению первой стенки токамака-

реактора. Актуальность исследования АМ усиливается в связи с ближайшими перспективами практического использования сферических токамаков, связанными с осуществлением проектов создания на их основе компактного термоядерного источника нейтронов. В них предполагается использование инжекции пучков быстрых атомов в плазму токамака с не термоядерными параметрами. При этом основной выход нейтронов будет происходить за счет взаимодействия быстрых ионов, образующихся в результате ионизации атомов пучка, с тепловыми ионами плазмы-мишени.

Исследования АМ и связанных с ними потерь быстрых ионов проводятся на токамаке Глобус-М/М2 уже на протяжении долгого времени с применением целого ряда диагностик, в число которых входят: сканирующий анализатор атомов перезарядки, датчики потерь быстрых ионов на основе силиконовых фотодиодов, доплеровский рефлектометр, набор быстрых магнитных зондов, а также диагностика томсоновского рассеяния, применяемая для измерения профилей температуры и концентрации электронов, и диагностика спектроскопии перезарядки, для

измерения профилей ионной температуры и скорости вращения плазмы. В ходе исследований идентифицированы типы АМ, определена их структура, условия возникновения и степень влияния на потери быстрых ионов. Установлено, что наиболее опасными являются, так называемые тороидальные альфвеновские моды (toroidal Alfvén eigenmodes, TAE), так как именно они вызывают наибольшие потери [7]. В результате обработки данных многочисленных экспериментов методом регрессии (см. Рис. 5) установлена зависимость скорости потерь быстрых ионов,  $U_{loss}$ , от амплитуды TAE  $\delta B$ , величины тока по плазме  $I_p$ , и магнитного поля  $B_T$ , выражаемая формулой  $U_{loss} \sim \delta B^1 I_p^{-1.78} B_T^{-0.84}$ . Из полученной зависимости видно, что связанные с TAE потери почти квадратично падают с ростом тока по плазме, и почти линейно с ростом поля. Данная зависимость получена в широком диапазоне параметров для токов до 400 кА и полей до 0.8 Тл, и позволят сделать благоприятный прогноз по потерям для сферических токамаков следующего поколения, с большими значениями указанных величин.

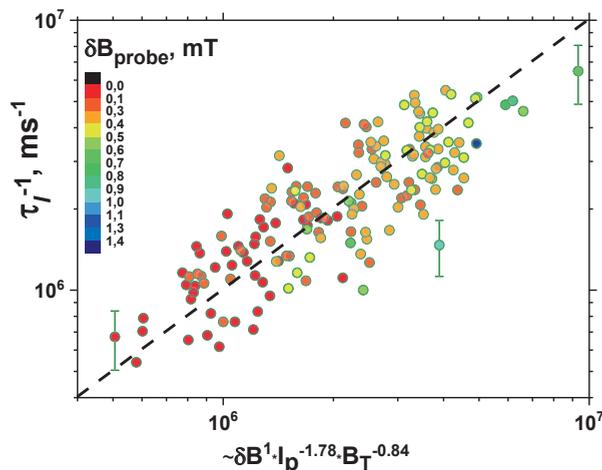


Рис. 5. Зависимость скорости потерь быстрых ионов от амплитуды TAE, величины тока по плазме и магнитного поля.

Одной из важнейших задач на пути создания на основе токамака непрерывно работающего реактора является разработка методов поддержания тока разряда безындукционным способом, в частности, с помощью электромагнитных волн нижнегибридного (НГ) диапазона частот. Этот метод показал высокую эффективность в токамаках с большим аспектным отношением, в которых возбуждались волны, замедленные в тороидальном (вдоль магнитного поля) направлении. Напротив, поддержание тока таким методом в сферических токамаках считалось малоперспективным из-за низких значений тороидального магнитного поля, приводящих к выполнению неравенства  $\omega_{pe} \gg \omega_{ce}$ . При этом для введения ВЧ мощности в плазму требуется возбуждать НГ волны с очень высоким значением тороидального показателя преломления  $N_{||}$  порядка 8-10, что трудно технически и может приводить к их поглощению на периферии разряда. Однако, теоретически было показано, что большая полоидальная неоднородность магнитного поля, возникающая из-за малого аспектного отношения и сильной вертикальной вытянутости, присущая сферическим токамакам, приводит, во-первых, к сильной вариации показателя преломления  $N_{||}$  вдоль траектории распространения волны, во-вторых, в некотором частотном диапазоне появляется новый плазменный резонанс (полоидальный резонанс), в окрестностях которого НГ волна сильно замедляется и

поглощается [8,9]. Также было показано, что в сферических токамаках на периферии плазмы в дисперсионном уравнении необходимо учитывать градиентные члены. Это приводит к изменению критерия доступности: прозрачность плазмы становится зависящей не только от величины, но и знака показателя преломления в полоидальном направлении  $N_{\theta}$  [10]. Кроме того, при увеличении тороидального магнитного поля до значений порядка 1 Тл, когда  $\omega_{pe} \approx \omega_{ce}$ , становится возможным традиционное тороидальное замедление НГ волны для ввода ее в плазму сферического токамака. На рисунке 6 показаны лучевые траектории для волны с  $N_{||} = -3,0$  (излучающая антенна расположена справа) для двух значений величины тороидального магнитного поля, демонстрирующие гораздо более глубокое проникновение НГ волны в случае большего магнитного поля. Такое поведение объясняется снижением критерия доступности с  $N_{||cr} = 3,6$  до  $N_{||cr} = 2,4$ , имеющим место при повышении магнитного поля до 1,0 Тл.

Эксперименты по генерации тока с помощью НГ волн при низких значениях тороидального поля с полоидальным замедлением волны накачки подтвердили правильность теоретических предсказаний и численного моделирования. В типичных условиях разряда сферического токамака впервые был получен безындукционный ток величиной до 50 кА [11].

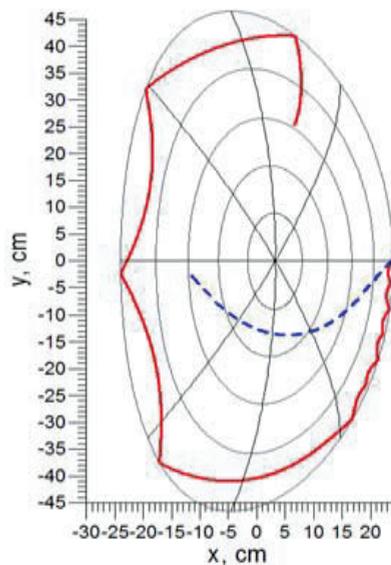


Рис. 6. Лучевые траектории для волны с  $N_{||} = -3,0$  для значений величины тороидального магнитного поля 0,6 Тл (сплошная красная) и 1,0 Тл (пунктир синяя) для  $\langle n_e \rangle = 1,0 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ .

Напротив, при тороидальном магнитном поле 0,8 Тл антенна была установлена в токамак Глобус-М2 так, чтобы возбуждать тороидально замедленные волны. Пик в пространственном спектре НГ волн имел максимум при значении  $N_{||} \approx -3,0$  [11]. Осциллограммы параметров разряда (ток разряда, напряжение на обходе, плотность, интенсивность излучения линии  $D_{\alpha}$ , МГД-активность, подводимая СВЧ мощность) в омическом режиме и при генерации безындукционного тока показаны на рисунке 7. В течении СВЧ импульса наблюдается связанная с безындукционной генерацией тока подсадка напряжения на обходе, обусловленная поддержанием электротехнической схемой токамака постоянного электрического тока по плазме. Уменьшение «подсадки» к концу СВЧ импульса связано с раскачкой альфеновской неустойчивости в данном разряде. К уменьшению эффективности генерации тока также может приводить нарастание

концентрации примесей и плотности электронов под воздействием СВЧ мощности. Максимальная величина относительной подсадки напряжения в момент приложения ВЧ мощности достигала  $\Delta U_p / U_p \approx 70\%$ , что соответствует величине генерируемого тока  $\approx 170$  кА. Достигнутая величина эффективности генерации безындукционного тока  $\eta$  составила  $0,3 \cdot 10^{19}$  А·м/Вт, что соответствует значениям мирового уровня, продемонстрированным на обычных токамаках с большим аспектным отношением.

Исследования, проводимые на компактном сферическом токамаке Глобус-М2, направлены на разработку технологий нагрева, поддержания тока, улучшения устойчивости плазмы и уменьшения ее воздействия на стенку. Такие технологии необходимы для безопасной, экономичной и долговременной эксплуатации будущего термоядерного реактора и термоядерного источника нейтронов.

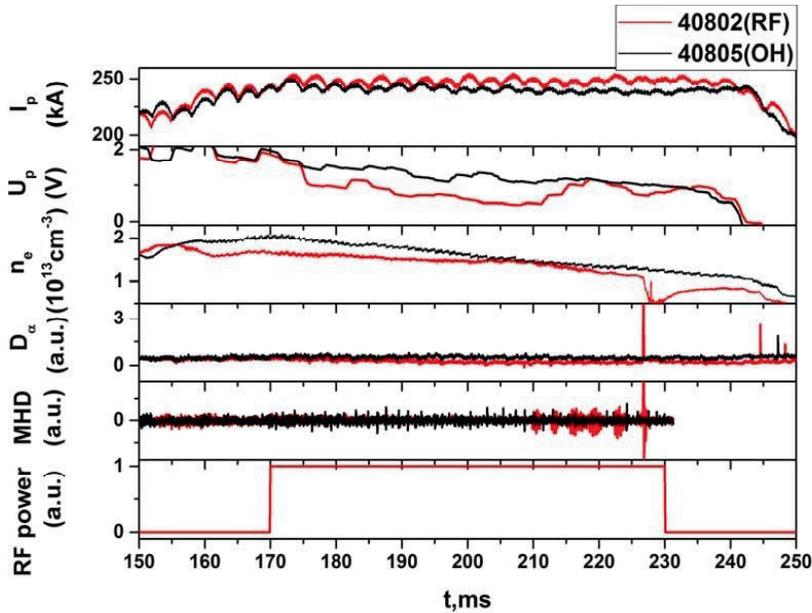


Рис. 7. Параметры разрядов токамака Глобус-М2 со средней плотностью  $1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  при магнитном поле 0,8 Тл в омическом режиме и при вводе СВЧ волн ( $I_p = 240 \text{ кА}$ ,  $f_0 = 2,45 \text{ ГГц}$ ,  $P_{\text{inc}} = 150 \text{ кВт}$ ,  $N_{||} = -3,0$ ).

Литература

1. Minaev V. B., Gusev V. K., Sakharov N. V., Varfolomeev V. I., Bakharev N. N., Belyakov V. A., Bondarchuk E. N., Brunkov P. N., Chernyshev F. V., Davydenko V. I., Dyachenko V. V., Kavin A. A., Khitrov S. A., Khromov N. A., Kiselev E. O., Konovalov A. N., Kornev V. A., Kurskiev G. S., Labusov A. N., Melnik A. D., Mineev A. B., Mironov M. I., Miroshnikov I. V., Patrov M. I., Petrov Yu. V., Rozhansky V. A., Saveliev A. N., Senichenkov I.Yu., Shchegolev P. B., Shcherbinin O. N., Shikhovtsev I. V., Sladkomedova A. D., Solokha V. V., Tanchuk V. N., Telnova A.Yu., Tokarev V. A., Tolstyakov S.Yu. and Zhilin E. G., Spherical tokamak Globus-M2: Design, integration, construction // 2017, Nucl. Fusion, 57, #066047.
2. Kurskiev G. S., Gusev V. K., Sakharov N. V., Balachenkov I. M., Bakharev N. N., Bulanin V. V., Chernyshev F. V., Kavin A. A., Kiselev E. O., Khromov N. A., Minaev V. B., Miroshnikov I. V., Patrov M. I., Petrov A. V., Petrov Yu. V., Shchegolev P. B., Telnova A.Yu., Tokarev V. A., Tolstyakov S.Yu., Tukhmeneva E. A., Varfolomeev V. I., Yashin A.Yu. and Zhiltsov N. S., Tenfold increase in the fusion triple product caused by doubling of toroidal magnetic field in the spherical tokamak Globus-M2. // 2021, Nucl. Fusion, 61, #064001.

3. Petrov Yu. V., Gusev V. K., Sakharov N. V., Minaev V. B., Varfolomeev V. I., Dyachenko V. V., Balachenkov I. M., Bakharev N. N., Bondarchuk E. N., Bulanin V. V., Chernyshev F. V., Iliasova M. V., Kavin A. A., Khilkevitch E. M., Khromov N. A., Kiselev E. O., Konovalov A. N., Kornev V. A., Krikunov S. V., Kurskiev G. S., Melnik A. D., Miroshnikov I. V., Novokhatskii A. N., Zhiltsov N. S., Patrov M. I., Petrov A. V., Ponomarenko A. M., Shulyatiev K. D., Shchegolev P. B., Shevelev A. E., Skrekel O. M., Telnova A. Yu., Tukhmenova E. A., Tokarev V. A., Tolstyakov S. Yu., Voronin A. V., Yashin A. Yu., Bagryansky P. A., Zhilin E. G. and Goryainov V. A., Overview of Globus-M2 spherical tokamak results at the enhanced values of magnetic field and plasma current // 2022, Nucl. Fusion, 62, #042009
4. G. S. Kurskiev, V. K. Gusev, N. V. Sakharov et al. Energy confinement in the spherical tokamak Globus-M2 with a toroidal magnetic field reaching 0.8 T // 2022, Nucl. Fusion, 62, #016011
5. G. S. Kurskiev, I. V. Miroshnikov, N. V. Sakharov, V. K. Gusev et al. The first observation of the hot ion mode at the Globus-M2 spherical tokamak // 2022, Nucl. Fusion, 62, #104002
6. V. K. Gusev, E. A. Azizov, A. B. Alekseev et al. Globus-M results as the basis for a compact spherical tokamak with enhanced parameters Globus-M2 // 2013, Nucl. Fusion, 53, #093013
7. Балаченков И. М., Бахарев Н. Н., Варфоломеев В. И., Гусев В. К., Ильясова М. В., Курскиев Г. С., Минаев В. Б., Патров М. И., Петров Ю. В., Сахаров Н. В., Скрекель О. М., Тельнова А. Ю., Хилькевич Е. М., Шевелев А. Е., Щеголев П. Б., Анализ потерь быстрых ионов, вызванных распространением тороидальных альфвеновских мод в плазме сферического токамака Глобус-М2 // 2022, ЖТФ, 92, 45-51
8. Esterkin A. R., Gusakov E. Z. et al. // 1997, Proc. of Int. Spherical Torus Workshop'97, St. Petersburg, Russia, 1, 265-278.
9. Gusakov E. Z., Dyachenko V. V., Irzak M. A., et al. Plasma Phys. Control. Fusion 52 (2010) 075018
10. Гусаков Е. З., Ирзак М. А., Пилия А. Д. // 1997, Письма в ЖЭТФ, 65, 26–31.
11. Dyachenko V. V., Shcherbinin O. N., Gusakov E. Z., Gusev V. K., Irzak M. A., Kurskiev G. S., Petrov Y. V., Saveliev A. N., Sakharov N. V., Khitrov S. A., Khromov N. A., Varfolomeev V. I., Voronin A. V., The first lower hybrid current drive experiments in the spherical tokamak Globus-M // 2015, Nucl. Fusion, 55, #113001.

## **ИТЭР - технологическая платформа термоядерной энергетики**

С. В. Лебедев, М. П. Петров, В. И. Афанасьев, Е. Е. Мухин, С. Я. Петров,  
В. А. Сениченков, С. Ю. Толстяков, А. Е. Шевелев

*Лаборатория лазерной диагностики плазмы и взаимодействия  
плазмы с поверхностью*

*Лаборатория физики высокотемпературной плазмы*

*Лаборатория процессов атомных столкновений*

*Циклотронная лаборатория*

В течение более 15 лет в Физико-техническом институте выполняются работы по проектированию и созданию двух диагностических комплексов для экспериментального термоядерного реактора ИТЭР, ориентированного на создание основ термоядерной энергетики и сооружаемого во Франции международным консорциумом 7-ми партнеров. В консорциум входят Европейский Союз, Индия, Китай, Корея, Российская Федерация, Соединенные Штаты Америки и Япония. Целью проекта ИТЭР является демонстрация возможности сочетания в одной установке всех технологий, необходимых для сооружения термоядерной электростанции, в частности, таких технологий, как применение сверхпроводниковых магнитов, дистанционного обслуживания, систем вывода тепла и частиц из реактора, технологии наработки трития и других [1]. В ИТЭРе запланировано достижение термоядерной мощности 500 МВт при 10-кратном превышении над вкладываемой мощностью нагрева, а также достижение неограниченной длительности разрядного импульса при пониженной термоядерной мощности. Конструирование и создание экспериментального реактора является серьезным вызовом для участвующих в разработках коллективов, поскольку установка размещается в сейсмически активной зоне, предполагает сочетание оборудования, работающего при криогенных температурах и способного выдерживать предельные тепловые и механические нагрузки. Перечисленное

дополняется высоким радиационным фоном – стенки разрядной камеры ИТЭРа должны выдерживать поток 14 МэВ нейтронов более 0,5 МВт/м<sup>2</sup>.

Общий вид реактора ИТЭР представлен на Рис. 1. Диаметр криостата, в котором будут расположены основные конструкции реактора, достигает 40 м. Плазма создается в тороидальной разрядной камере, имеющей D-образное поперечное сечение. Снаружи от камеры находятся 18 катушек, создающих тороидальное магнитное поле, и 6 витков поперечного магнитного поля. В центральной части тороида расположен соленоид трансформатора, служащий для индуктивного поддержания тока плазмы. В нижней части камеры расположен дивертор, предназначенный для вывода и переизлучения основной тепловой мощности, выделяющейся в реакторе, откачки гелиевой «золы» и управления плотностью плазмы. В реакторе предусмотрены 4 модуля бланкета, в которых будут тестироваться технологии вывода и преобразования энергии нейтронов, наработки трития. Устройства нагрева и диагностики плазмы присоединяются к разрядной камере с помощью патрубков (портов). Все витки электромагнитной системы реактора являются сверхпроводниковыми и охлаждаются жидким гелием. Камера реактора и витки его электромагнитов расположены внутри криостата, охлаждаемого жидким азотом, и окружены биологической защитой персонала от нейтронного и гамма-излучений.

По ряду критериев ИТЭР – самое сложное научно-техническое сооружение за время развития человечества. Создаваемые системы дополнительного нагрева плазмы реактора – инжекторы ионных пучков и электромагнитного излучения с мощностью до 100 МВт являются уникальными технологическими комплексами, как по уровню своей мощности, так и по используемым физико-техническим принципам. К примеру, вместо широко применяемых в настоящее время мощных инжекторов нейтральных частиц на базе источников положительно заряженных ионов будут созданы инжекторы на основе ускорения отрицательных ионов с мощностью 33 МВт и энергией инжекции 1 МэВ, гиротронные источники для нагрева плазмы будут иметь рекордные параметры по частоте – 170 ГГц, мощности – 1 МВт и длительности импульса – не менее 1000 секунд.

ИТЭР является беспрецедентным научным проектом по стоимости, которая в настоящий момент составляет более 20 млрд. евро, что существенно превосходит стоимость таких крупных международных проектов, как большой адронный коллайдер, европейский рентгеновский лазер на свободных электронах, международная космическая станция. Проект финансируется по схеме “in kind”, которая заключается в том, что основную часть стоимости страны-партнеры вносят в натуральном виде. В счет своих обязательств государства – участники проекта оплачивают разработку и изготовление различных частей реактора национальными институтами и производственными предприятиями. Готовые элементы и отдельные системы установки поставляются на площадку ИТЭР под жестким контролем Центральной Команды, национальных Служб Менеджмента Качества и Французского Ядерного Регулятора. Основным преимуществом такого подхода

является обеспечение прямого доступа всем участникам к коллективному “ноу-хау”, чтобы в дальнейшем каждая сторона могла воспользоваться общими достижениями для создания собственных технологий термоядерной энергетики. К настоящему моменту работы по подготовке ИТЭРа к запуску завершены на почти 80%. Коллектив Центральной Команды разрабатывает план компенсации задержек, обусловленных эпидемией COVID-19 и другими непредвиденными обстоятельствами с тем, чтобы обеспечить своевременное достижение основных целей проекта – демонстрации работоспособности и возможности сочетания всех необходимых термоядерных технологий в экспериментальном реакторе-токамаке.

Важнейшими элементами проекта ИТЭР являются диагностические системы, предназначенные для регистрации и контроля основных параметров режима работы реактора, защиты его от аварий. Всего в приоритетный список наиболее значимых диагностик входят около десятка систем (из более 40, создаваемых для ИТЭРа). Диагностики термоядерной плазмы имеют принципиальные отличия от современных аналогов. Они должны обеспечить надежную безаварийную работу реактора и контроль параметров горения плазмы в условиях экстремально интенсивного радиационного фона нейтронов и гамма-квантов, присутствия радиоактивного трития, наличия сильных рассеянных магнитных полей, значительных перепадов температуры, сейсмических нагрузок.

Следует отметить, что ФТИ им. А. Ф. Иоффе одним из первых включился в разработку диагностических устройств для экспериментов с высокотемпературной плазмой, начавшихся в середине XX века. В настоящее время по ряду направлений, включая анализ потоков нейтральных

атомов, нейтронов и гамма-квантов, испускаемых плазмой, а также диагностику электронного компонента плазмы с помощью томсоновского рассеяния излучения лазера, работы Института определяют и в ряде случаев превосходят мировой уровень. Авторитет Института в области диагностических разработок явился решающим фактором при принятии решений о создании и поставке соответствующего оборудования на ИТЭР в счет международных обязательств России.

### **Анализ потока атомов, испускаемых плазмой экспериментального термоядерного реактора ИТЭР**

Плазма термоядерного реактора ИТЭР будет состоять в основном из ионов изотопов водорода (дейтерия и трития), ионов гелия – продуктов термоядерных реакций синтеза дейтерия и трития, ионов примесей материалов стенок и электронов. Температура ионов и электронов достигнет величины порядка 20 кэВ, а их плотность –  $10^{20} \text{ м}^{-3}$ . Хотя, плазма с такими параметрами будет являться практически полностью ионизованной, тем не менее, даже в очень горячей и плотной плазме идут процессы перезарядки и рекомбинации, приводящие к появлению нейтральных частиц – атомов, беспрепятственно покидающих плазму. Измерение потоков таких атомов и их анализ по энергии и массе дает сведения о плазме и протекающих в ней процессах. Возможность существования потоков атомов, выходящих из плазмы, была отмечена в первых работах по термоядерному синтезу в нашей стране [2]. По инициативе академика Б. П. Константинова в 1958 г. в лаборатории Процессов атомных столкновений Института начались работы по использованию потоков атомов изотопов водорода для диагностики плазмы. В ФТИ им. А. Ф. Иоффе был создан первый в мире анализатор атомов, измеряющий

потоки атомов различной энергии, испускаемые плазмой [3]. Атомные анализаторы, разработанные в Институте, успешно применялись для измерения температуры ионного компонента плазмы на многих советских токамаках [4]. В дальнейшем эта диагностика получила международное признание и стала успешно применяться с использованием аппаратуры, изготовленной сотрудниками ФТИ, в экспериментах ведущих мировых центров плазменных исследований в Германии, Великобритании, США, Японии [5].

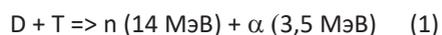
В настоящее время в Институте выполняются работы по изготовлению диагностического комплекса атомных анализаторов для реактора ИТЭР. Задача диагностики – измерение изотопного отношения термоядерного топлива (отношения концентраций дейтерия и трития), которое необходимо поддерживать вблизи 50/50 % для обеспечения наибольшей скорости термоядерного горения. Оказывается, что анализ потоков нейтральных атомов с помощью атомных анализаторов, является уникальным средством решения задачи контроля горения. Кроме того, диагностика способна решать и другую, чрезвычайно важную задачу – измерение функции распределения ионов в различных условиях работы ИТЭРа.

Общий вид разрабатываемого диагностического комплекса атомных анализаторов, предназначенных для измерения потоков атомов дейтерия и трития на ИТЭРе, показан на Рис. 2. В комплекс входят два атомных анализатора [6]. Первый, расположенный ближе к камере ИТЭРа, – анализатор HENPA (High Energy Neutral Particle Analyzer) – предназначен для регистрации атомов в диапазоне энергий 0,1–4 МэВ. Далее расположен анализатор LENPA (Low Energy Neutral Particle Analyzer), работающий в диапазоне энергий 10–200 кэВ. Линии наблюдения обоих анализаторов проходят через общий

коллиматор, но смещены относительно друг друга на 50 мм с тем, чтобы анализатор HENPA не перекрывал обзор анализатору LENPA. Анализаторы регистрируют потоки атомов одновременно, не мешая друг другу. Защита анализаторов от рассеянных магнитных полей установки ИТЭР осуществляется с помощью двухслойных магнитных экранов. Коллиматор окружен нейтронной защитой, изготовленной из нержавеющей стали и карбида бора и обеспечивающей защиту от нейтронного излучения и активации элементов диагностики, расположенных вокруг трубопровода. Комплекс расположен на транспортных платформах, которые доставляют его в диагностический зал.

Основные элементы анализаторов HENPA и LENPA показаны на Рис. 3. Ионизация входящих потоков атомов происходит с помощью тонких углеродных пленок толщиной около  $100 \text{ \AA}$ , а анализ образовавшихся ионов по энергии и массе – в магнитном и электрическом полях, создаваемых электромагнитами и электростатическими конденсаторами. В анализаторе LENPA также использован ускорительный модуль (рабочее напряжение до +100 кВ), увеличивающий соотношение сигнал/шум при наличии значительного нейтронного и гамма-фона. Регистрация ионов изотопов водорода осуществляется одновременно многоканальными детекторными системами. В качестве детекторов используются разработанные сцинтилляционные счетчики с тонкими (1-20 мкм) сцинтилляторами CsI(Tl), обладающими практически 100%-й эффективностью регистрации ионов и низкой чувствительностью к нейтронному и гамма-излучению ( $\sim 10^{-7}$ ). Для проверки работоспособности узлов анализаторов предусмотрено применение источников пучков ионов гелия. Юстировка приборов на реакторе обеспечивается системой механической поддержки.

Измерения изотопного отношения в наиболее важной – центральной области плазмы ИТЭРа затруднены ограниченной прозрачностью плазмы для потоков изотопов водорода. Прозрачность ограничивается возможностью ионизации атомов электронами, существенно уменьшающая выходящий поток атомов. Приемлемая прозрачность ( $\geq 0,5$ ) достигается для частиц с энергией более 1 МэВ. Именно на регистрацию атомов с такой энергией и ориентирован анализатор HENPA. Энергичные ионы дейтерия и трития появляются в плазме в упругих столкновениях “тепловых” ионов дейтерия и трития с термоядерными альфа-частицами, возникающими при протекании реакции синтеза дейтерия и трития:



В этих столкновениях сравнительно медленные “тепловые” ионы дейтерия и трития приобретают энергию порядка и выше 1 МэВ. Такие ионы называются «ионами отдачи» (англ. название “knock-on”). Анализ показывает, что потоки нейтрализованных дейтериевых и тритиевых ионов отдачи, выходящих из центральной зоны плазмы ИТЭРа, достаточны для их использования при определении изотопного отношения термоядерного топлива [7]. Технические характеристики диагностики рассчитаны на ее включение в систему обратных связей, регулирующих подачу термоядерного топлива (дейтерия и трития) в реактор.

В последнее время при участии сотрудников Института выполнены многочисленные испытания (радиационные, магнитные, температурные, вибрационные и др.) макетов критических элементов диагностического комплекса атомных анализаторов для ИТЭРа в соответствии с требованиями Французского Ядерного Регулятора. На Рис.4 представлены макеты высоковольтной колонны, а также

ускорителя 100 кВ, изготовленного и испытанного на Приборостроительном заводе (г. Трехгорный) по заказу Института. После доукомплектования модулем управления ускоритель будет готов к стендовым испытаниям в ФТИ, планируемыми на 2025 г. Летом 2019 года в Международной Организации ИТЭР во Франции прошла финальная защита проекта внутрипортового оборудования диагностики (FDR-I). В 2022 году начато его изготовление для поставки на ИТЭР. На Рис.5 показан процесс сборки модулей коллиматора нейтронов, изготовленных по заказу Института в ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН. Модули изготавливались методом электроэрозионной резки. После монтажа секций нейтронной защиты коллиматор будет отправлен во Францию для монтажа в составе внутривакуумного оборудования экваториального порта (патрубка) №11. В 2025 году после изготовления всех составляющих комплекса оборудования анализаторов нейтральных атомов в Институте будет осуществлена калибровка аппаратуры для ее последующей поставки на площадку ИТЭР.

### **Томсоновское рассеяние в диверторе реактора ИТЭР**

Важной частью экспериментальной программы токамака-реактора ИТЭР станут сценарии работы с разрядами, характеризующимися большими тепловыми потоками через крайнюю замкнутую магнитную поверхность, попадающими в дивертор. В таких сценариях критическими факторами становятся физические ограничения тепловой нагрузки на первую стенку и элементы дивертора. Дивертор – это специальное устройство, включающее магнитную конфигурацию, предназначенную для вывода краевых тепловых потоков плазмы в специальный объем, оборудованный теплосъемными охлаждаемыми пластинами и системами

откачки и напуска газа для оптимизации потоков тепла на материальную стенку. Ожидаемый поток энергии на поверхность пластин дивертора  $\sim 10 \text{ МВт/м}^2$  близок к предельно допустимому, что требует оперативного контроля потока энергии, попадающего в дивертор, для обеспечения защиты реактора от аварии.

Эту задачу решает создаваемая в лабораториях физики высокотемпературной плазмы и лазерной диагностики плазмы и взаимодействия плазмы с поверхностью диагностика томсоновского рассеяния в диверторе ИТЭРа (ДТР), которая использует рассеяние лазерного излучения на свободных электронах и, измеряя интенсивность рассеяния и спектральную ширину рассеянного излучения, позволяет следить за концентрацией и электронной температурой диверторной плазмы. Кроме того, диагностика чрезвычайно важна для детального изучения физических процессов в диверторе, существенно влияющих на его работу. Диапазон измеряемых ДТР параметров плазмы представлен в Таблице 1. Диагностики такого типа работают на многих современных термоядерных установках и к настоящему времени в Институте накоплен значительный опыт практических методов реализации таких устройств. Однако, с трудностями, возникающими при разработке диагностического комплекса ИТЭР, ранее сталкиваться не приходилось [8, 9, 10, 11]. Это и необходимость размещения сложных оптических систем в вакууме без возможности оперативного доступа, и воздействие на оборудование значительных перепадов температур в несколько сотен градусов, магнитных полей до 5 Тесла, нейтронного и гамма-излучений, загрязнение оптики продуктами распыления плазмой материалов первой стенки. Система должна выдерживать аварийные нагрузки при срывах тока плазмы, землетрясениях, она должна

выдерживать прорывы воды и горячего пара из системы охлаждения в разрядную камеру. Кроме того, предъявляются чрезвычайно жесткие требования по надежности и ресурсу всех систем диагностики.

Таблица 1. Диапазон измеряемых параметров диагностики ДТР в диверторе токамака-реактора ИТЭР.

Параметр	Диапазон	Точность	Частота измерений
$n_e$	$10^{19} - 10^{21} \text{ м}^{-3}$	20 %	50 Гц
$T_e$	1-200 эВ 0,3-1 эВ	20% 0,2 эВ	50 Гц

Схема внутривакуумной части разрабатываемой диагностической системы показана на Рис.6. Поток плазмы на входе в дивертор разделяется на две части или как их называют физики – две «ноги». Луч лазера просвечивает наружную «ногу» дивертора (желтый и синий лучи на Рис.6). Лазер имеет следующие параметры: энергия в импульсе 2 Дж, длительность импульсов 3 нс, длина волны 1064 нм, частота следования импульсов 50 Гц. Оптическая система сбора излучения, рассеянного на электронах плазмы, собирает излучение вдоль «ноги» дивертора на длине  $\sim 0,8$  м с помощью 7-ми зеркал (розовые и синие лучи на Рис.6). Длины лучей зондирующего лазера и системы сбора достигают 40 м. Разработка ДТР потребовала объединения усилий на стыке инженерных и физических наук для создания как собственно диагностического оборудования (лазеров, спектрометров, систем цифровой обработки), так и комплекса внутривакуумных зеркал, не имеющих аналогов в мировой практике.

Особенностью диагностики является применение двух типов лазеров Nd:YLF с длиной волны генерации 1047 нм, и более традиционного, Nd:YAG с длиной волны генерации 1064 нм. Зондирование на двух длинах волн позволяет повысить точность и надежность измерений, расширить измеряемый диапазон в область низких температур. В настоящее время разработан и изготовлен прототип лазера

Nd:YLF (Рис.7), который уже прошел ресурсные испытания на непрерывную генерацию 100 млн. импульсов. В настоящее время проходят ресурсные испытания основных компонентов прототипа лазера на длину волны 1064 нм. Уже прошли испытания на 200 млн. импульсов квантроны с диодной накачкой. По завершении изготовления прототипа, он должен быть испытан на ресурс 500-600 млн. импульсов, что соответствует общему времени горения плазмы за все время существования реактора ИТЭР.

Одним из наиболее критических компонентов диагностики являются крупногабаритные зеркала системы сбора рассеянного излучения. Разработанные ранее зеркала на основе карбида кремния не прошли испытания в соответствии с уже сложившимися требованиями к ударным нагрузкам. В настоящее время макетируются зеркала (Рис.8) из нержавеющей стали – с формообразованием отражающей поверхности и нанесением стойкого отражающего покрытия с защитным слоем. Разработанная оптическая система передает изображение области зондирования «ноги» дивертора на вход оптоволоконного жгута, секционированного на 25 частей. Волоконный жгут длиной около 50 м передает световые импульсы на 25 спектрометров, расположенных в диагностической комнате. В каждом из 25-ти пучков рассеянного излучения спектрометрами

полихроматорами измеряется абсолютная интенсивность и доплеровское уширение спектрального контура томсоновского рассеяния. По абсолютной интенсивности собранного рассеянного излучения определяется плотность рассеивающих электронов, а по доплеровскому уширению спектрального контура лазерного излучения – их температура. Эти данные позволяют определить распределение давления электронного компонента плазмы ( $\sim n_e \cdot T_e$ ) вдоль по потоку из основной плазмы в дивертор и оценить плотность мощности плазменной нагрузки на диверторные пластины. За время выполнения работ по проекту ИТЭР были изготовлены несколько поколений фильтровых спектрометров-полихроматоров, прошедших испытания на различных плазменных установках и, в том числе, на токамаках Института. Рабочий вариант полихроматора представлен на Рис.9. В текущем 2023 году будут изготовлены и протестированы на токамаке Глобус-М2 три прототипа полихроматоров для выбора окончательной конфигурации приборов для поставки на ИТЭР.

Разработанные образцы оборудования допускают включение в систему обратных связей, регулирующих положение и плотность плазмы в диверторе. Предполагается, что, когда тепловая мощность превысит  $15 \text{ МВт/м}^2$ , напуск газа на входе в дивертор позволит переизлучить часть мощности и обеспечить сохранность диверторных пластин. Режимы работы, в которых ИТЭР сможет работать продолжительное время, соответствуют нагрузкам на диверторные пластины от  $6,5$  до  $10 \text{ МВт/м}^2$ . Таким образом, данные ДТР крайне важны для отработки безопасных режимов работы реактора.

### **Гамма-спектрометрия реактора ИТЭР**

Гамма-диагностика термоядерной плазмы входит в состав комплекса

аппаратуры анализаторов нейтральных атомов. Она основана на спектроскопии гамма-излучения, возникающего в ядерных реакциях с участием ионов с энергией в несколько сотен кэВ и более, а также на регистрации сплошного спектра тормозного гамма-излучения электронов. Линейчатый спектр гамма-излучения формируется, когда быстрые ионы реагируют с ионами изотопов водорода, либо с примесями: бор, углерод, кислород или бериллий. Развитие методов гамма-спектроскопии началось в 80-х годах XX века при активном участии сотрудников Циклотронной лаборатории Института [12]. В это время создавались мощные источники дополнительного нагрева плазмы ВЧ методами (ионно-циклотронный резонансный нагрев, нижнегибридный нагрев) и инжекцией в плазму пучков нейтральных атомов. В результате этого в плазме токамаков появилась значительная популяция ионов с энергией порядка сотен килоэлектронвольт, что привело к возникновению интенсивных ядерных реакций взаимодействия быстрых ионов с примесными ионами. Также дополнительный нагрев привел к резкому увеличению количества быстрых ионов в плазме за счет продуктов термоядерного синтеза, например, альфа-частиц, появляющихся в результате основной термоядерной реакции (1). Функцию распределения альфа-частиц, удерживаемых в плазме, можно измерять по гамма-линии с энергией  $4.44 \text{ МэВ}$ , возникающей при реакции с бериллием (основной примеси в плазме на крупнейшем в настоящее время токамаке JET) –  ${}^9\text{Be}(\alpha, n\gamma){}^{12}\text{C}$ . По доплеровскому уширению гамма-линии  $4,44 \text{ МэВ}$  можно восстановить энергетическое распределение альфа-частиц, возникающих в результате термоядерного синтеза и обеспечивающих нагрев плазмы в процессе торможения [13]. Таким образом, измерения интенсивности

данной реакции позволяют контролировать горение термоядерной плазмы.

Ускоренные (т. н. “убегающие”) электроны при столкновениях с ионами плазмы вызывают мощное тормозное излучение в МэВ-диапазоне энергий. Это излучение имеет сплошной спектр. Энергия ускоренных электронов в ИТЭРе может достигать десятков МэВ, а переносимый ими ток – более 1 МА. Такой пучок электронов при срыве разряда может вызвать серьезные повреждения разрядной камеры токамака. В связи с этим, диагностика развития пучков ускоренных электронов путем регистрации их тормозного спектра является критически важной для безопасной эксплуатации реактора.

В течение многих лет гамма-спектрометрические измерения с успехом выполнялись с участием сотрудников Института на токамаках JET и ASDEX Upgrade. В этих экспериментах они использовались для диагностики быстрых ионов и убегающих электронов [14-17]. В ходе модернизации в гамма-спектрометрической системе токамака JET были установлены спектрометры на основе детекторов  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ , обладающего высокой скоростью счета [18], и полупроводникового HPGe (германий особой чистоты) с энергетическим разрешением 2,5 кэВ (на линии 1332,5 кэВ), позволившие восстановить функцию распределения ионов в плазме по доплеровскому уширению гамма-линий. Приобретенный опыт работы с гамма-спектрометрической системой JET сотрудники Института используют в разработке гамма-спектрометра для ИТЭРа [19, 20]. Основными задачами гамма-спектрометра, разрабатываемого в Институте в рамках проекта ИТЭР, является дополнение данных об изотопном отношении термоядерного топлива, получаемых атомными анализаторами, а также измерение спектра альфа-частиц и других быстрых ионов (D, T,  $^3\text{He}$ ). Кроме

того, полученные данные будут использоваться для оценки опасности появляющихся в плазме убегающих электронов.

Схема гамма-спектрометра для ИТЭР представлена на Рис.10. Спектрометр состоит из двух детекторов – полупроводникового HPGe и сцинтилляционного с кристаллом  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ . Возможность изменения положения детекторов путем электропривода позволяет оптимизировать их загрузку в зависимости от условий работы спектрометра. Поскольку скорость счета  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  детектора на порядок превосходит максимальную загрузку HPGe детектора, для экспериментов с большим выходом нейтронного и гамма-излучения следует устанавливать сцинтилляционный детектор перед полупроводниковым. Для уменьшения нейтронного потока на входе гамма-спектрометра установлен нейтронный attenuator, являющийся стальным цилиндрическим корпусом, наполненным таблетками прессованного гидрида лития LiH. Гидрид лития обеспечивает значительное рассеяние и поглощение нейтронного излучения, оставаясь прозрачным для гамма-квантов – 110-см attenuator уменьшает поток нейтронов в детекторах более чем в  $10^4$  раз, при снижении потока гамма-квантов на порядок. Спектрометрические измерения в условиях термоядерного эксперимента потребовали разработки алгоритмов обработки сигналов гамма-детекторов, обеспечивающих измерения при скоростях счета  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  детектора до  $5 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$  и HPGe детектора до  $5 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$ . На Рис.11 показан расчетный спектр гамма-излучения регистрируемого HPGe детектором на ИТЭРе за 100 мс. В спектре видна линия 4,44 МэВ, обусловленная реакцией альфа-частиц с бериллием. Широкий пик вблизи 17 МэВ обусловлен второй ветвью DT реакции, идущей с испусканием гамма-кванта  $\text{T}(\text{D}, \gamma)^5\text{He}$ . Ее интенсивность пропорциональна скорости

## Энергетика

термоядерного синтеза в плазме и, следовательно, может быть использована в качестве инструмента контроля DT горения.

Летом 2019 года в Международной Организации ИТЭР во Франции состоялась финальная защита проекта

диагностики (FDR). В настоящее время выполняется разработка системы сбора и архивирования данных гамма-спектрометра, размещаются заказы на изготовление оборудования для поставки на ИТЭР.

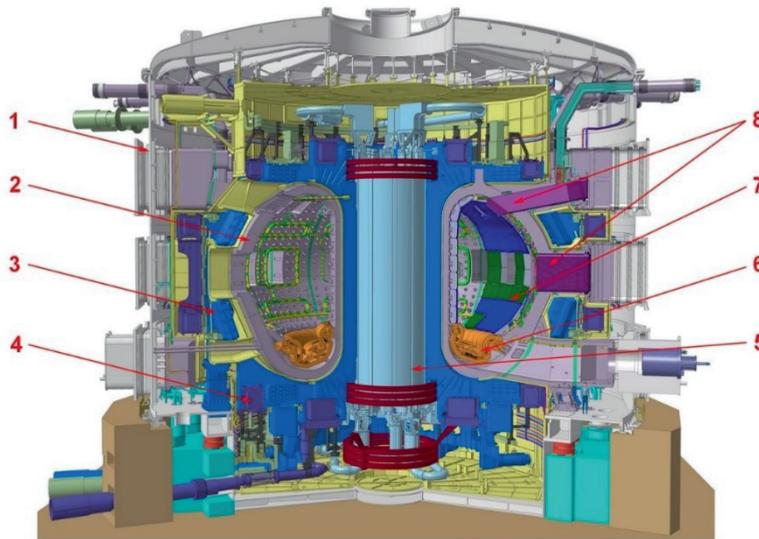


Рис. 1. Общий вид экспериментального термоядерного реактора ИТЭР. 1 – криостат, 2 – разрядная камера, 3 – витки для создания тороидального магнитного поля, 4 – витки для создания полоидального магнитного поля, 5 – центральный соленоид трансформатора, 6 – дивертор, 7 – модуль blankets, 8 – патрубки для подключения устройств нагрева и диагностики плазмы.

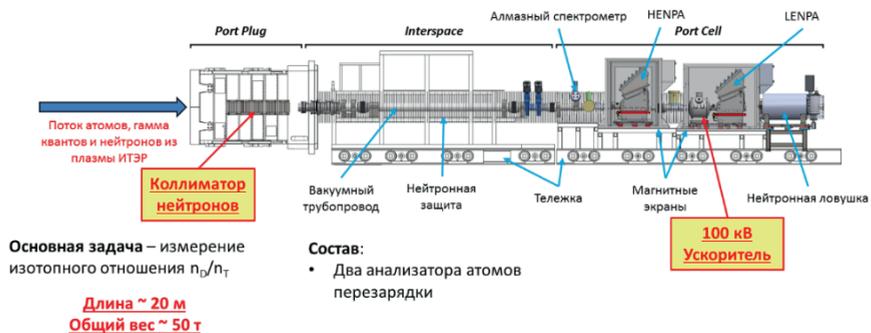


Рис. 2. Диагностический комплекс «Анализаторы атомов перезарядки» на ИТЭР.

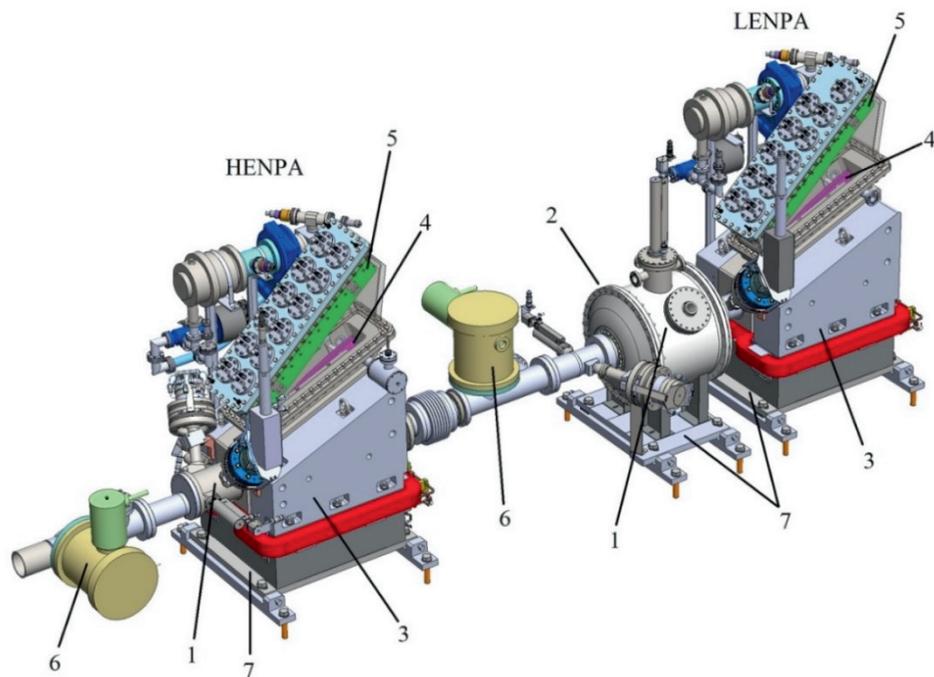


Рис. 3. Основные элементы анализаторов HENPA и LENPA: 1 – места расположения тонких углеродных пленок; 2 – ускоритель анализатора LENPA; 3 – анализирующие электромагниты; 4 – анализирующие электростатические конденсаторы; 5 – детекторные системы; 6 – калибровочные источники ионов гелия; 7 – системы поддержки и юстировки.

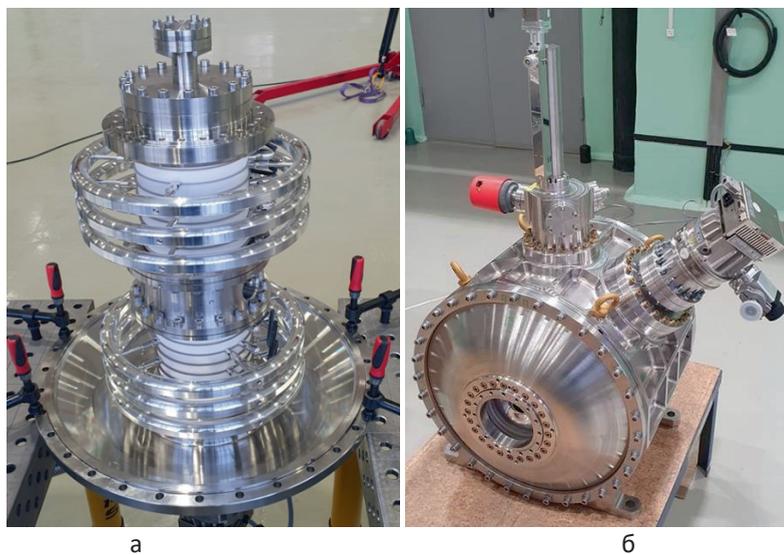
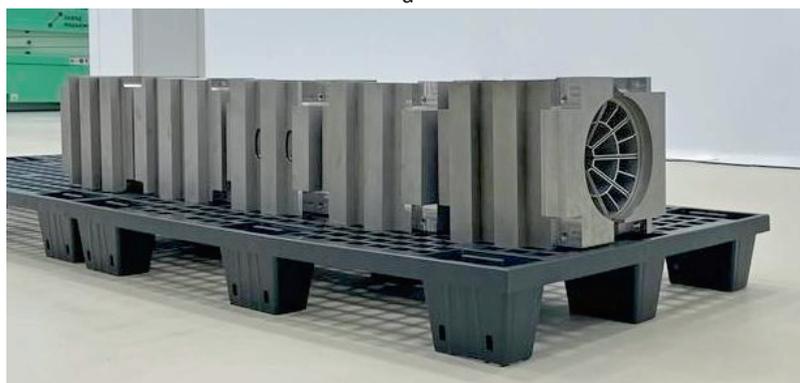


Рис. 4. а – высоковольтная колонна ускорителя, б – общий вид ускорителя 100 кВ, изготовленные по заказу ФТИ, при проведении испытаний на Приборостроительном заводе (г. Трехгорный).



а



б

Рис. 5. Детали коллиматора, изготовленные в ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН по заказу ФТИ; а – нейтронный коллиматор в стадии подготовки к сборке, б – нейтронный коллиматор и его защита в процессе сборки внутривакуумного оборудования экваториального порта(патрубка) ИТЭР.

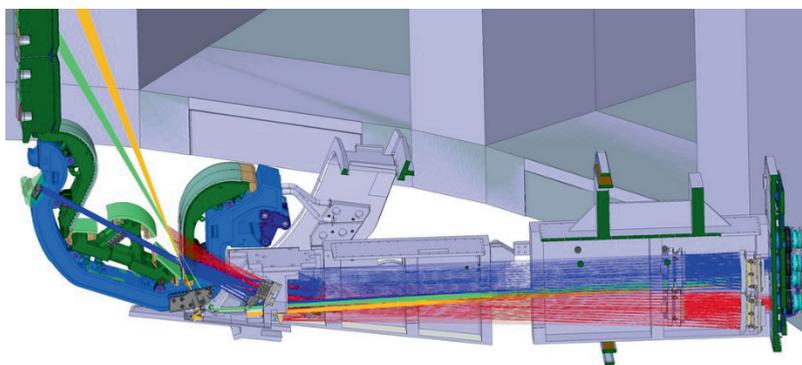


Рис. 6. Схема внутривакуумной части диагностики томсоновского рассеяния в диверторе ИТЭР.



Рис. 7. Прототип лазера Nd:YLF с длиной волны генерации 1047 нм.

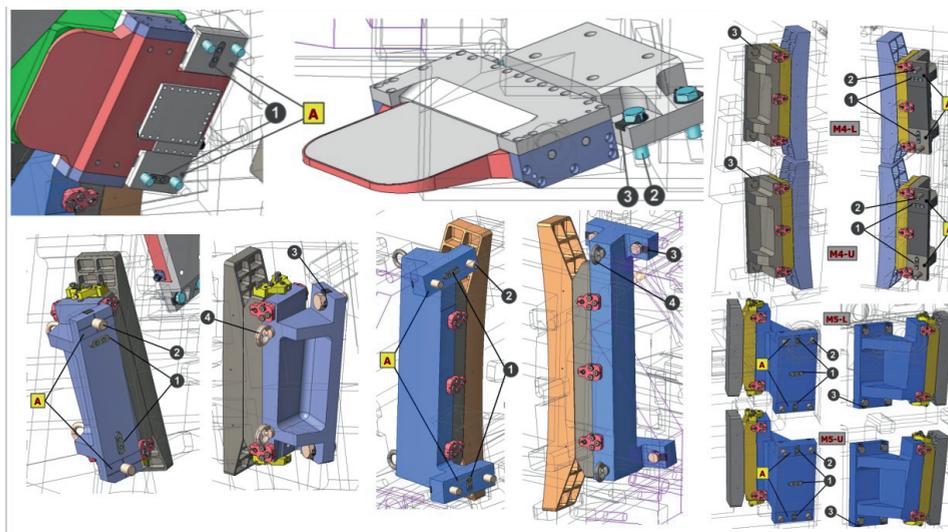


Рис. 8. 3D модели зеркал системы сбора рассеянного излучения.

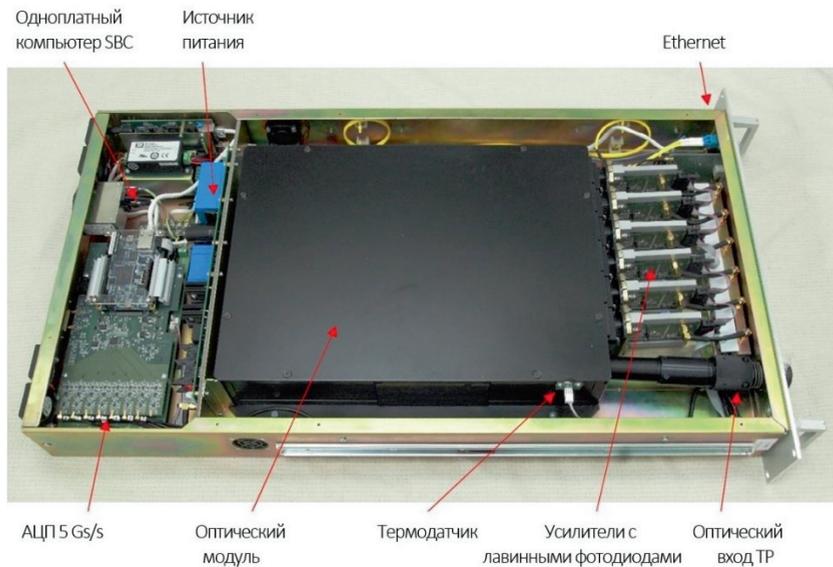


Рис. 9. Прототип полихроматора реактора ИТЭР, подготовленный для тестирования на токамаке Глобус-М2.

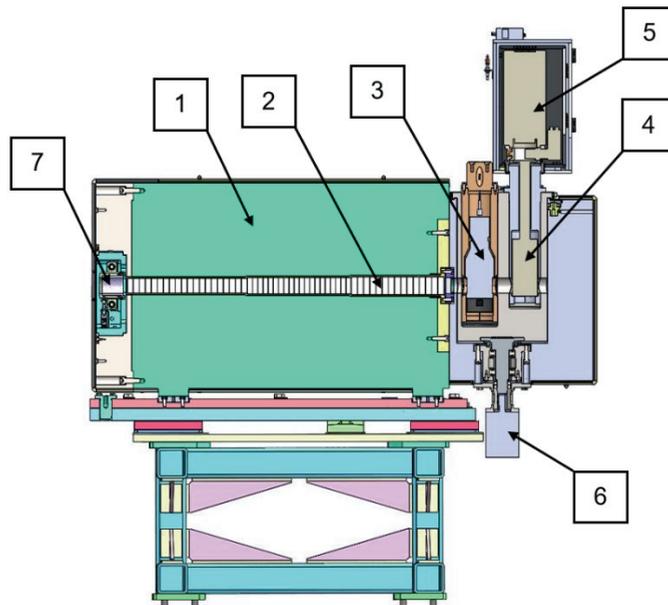


Рис. 10. Устройство нейтронной и гамма-спектрометрической диагностики ИТЭР; 1 – нейтронный экран, 2 – нейтронный аттенюатор, 3 –  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  детектор; 4 –  $\text{HPGe}$  детектор, 5 – электромеханический охладитель  $\text{HPGe}$  детектора, 6 – электродвигатель, 7 – детекторный модуль нейтронного спектрометра.

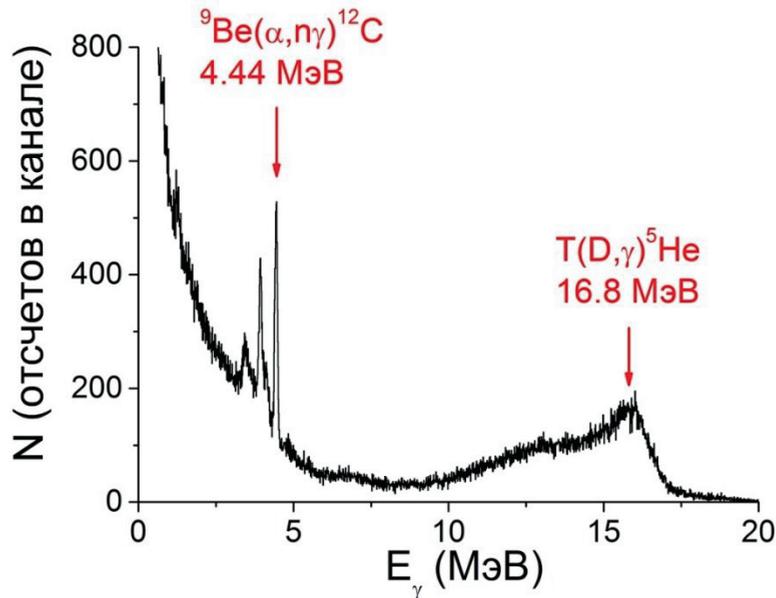


Рис. 11. Результат моделирования спектра гамма-излучения за 100 мс разряда ИТЭР с мощностью 500 МВт.

#### Литература

1. Ikeda K., Progress in the ITER Physics. Nucl. Fusion, Volume 47, № 6, (2007).
2. Сахаров А. Д., Тамм И. Е., Теория магнитного термоядерного реактора, в сб. "Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций", под ред. М. А. Леонтовича, Москва, 1958 год, т. 1.
3. Афросимов В. В. и др., Масс – анализ потока нейтральных атомных частиц, испускаемых плазмой, на установке "Альфа". ЖТФ, 33, №2, 205 (1963), 7 стр.
4. Афросимов В. В., Петров М. П., Об энергетических распределениях ионов в плазме на установках токамак. ЖТФ, 37, №11, 1995 (1967), 12 стр.
5. Petrov M. P., Passive Neutral Particle Analysis, in "Fusion Physics" IAEA, Vienna (2012), part 4.2.6, pp. 393-399.
6. Afanasyev V. I., et.al, Neutral Particle analysis on ITER – present status and prospects. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 621 (2010), pp. 456-467.
7. Afanasyev V. I., et.al, Neutral Particle Analysis on ITER and requirements for DEMO. AIP Conf. Proc., Volume 988 (2008), pp.177-184.
8. Mukhin E. E. et al., "First mirrors in ITER: material choice and deposition prevention/cleaning techniques", Nucl. Fusion 52 (2012) 013017.
9. Mukhin E. E., Pitts R. A., Andrew P. et al., Physical aspects of divertor Thomson scattering implementation on ITER, Nucl. Fusion 54 (2014) 043007.
10. Razdobarin A. G., et al., "RF discharge for in situ mirror surface recovery in ITER", Nucl. Fusion 55 (2015) 093022.
11. Mukhin E. et al., Hardware solutions for ITER divertor Thomson scattering, Fusion Eng. Des. 2017, v.123, №11, pp. 686-689.
12. Kiptily V. G., Cecil F. E. and Medley S. S., Gamma ray diagnostics of high temperature magnetically confined fusion plasmas, Plasma Phys. Control. Fusion 48 (2006) R59–R82.

## Энергетика

13. Kiptily V. G. et al., Doppler broadening of gamma ray lines and fast ion distribution in JET plasmas, Nucl. Fusion 50 (2010) 084001.
14. Kiptily V. G. et al.,  $\gamma$ -ray diagnostics of energetic ions in JET, Nucl. Fusion 42 (2002) 999–1007.
15. Shevelev A. E. et al., Reconstruction of distribution functions of fast ions and runaway electrons in fusion plasmas using gamma-ray spectrometry with applications to ITER, Nucl. Fusion 53 (2013) 123004.
16. Iliasova M. et al., Gamma-ray measurements in D3He fusion plasma experiments on JET, Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 1031 (2022) 166586.
17. Shevelev A. et al., Study of runaway electron dynamics at the ASDEX Upgrade tokamak during impurity injection using fast hard X-ray spectrometry, Nucl. Fusion 61 (2021) 116024.
18. Nocente M. et al., Energy resolution of gamma-ray spectroscopy of JET plasmas with a LaBr3 scintillator detector and digital data acquisition, Rev. Sc. Instr. 81, (2010) 10D321.
19. Chugunov I. N. et al., Development of gamma-ray diagnostics for ITER, Nucl. Fusion 51 (2011) 083010.
20. Afanasyev V. I. et al., Development of the NPA based diagnostic complex in ITER, JINST 17 (2022) C07001.

## Термическое состояние в нуле тока и эрозия электродов при коммутации предельных токов короткого замыкания вакуумными выключателями среднего класса напряжений

Ю. А. Баринов, К. К. Забелло, А. А. Логачев, С. М. Школьник  
*Лаборатория физики низкотемпературной плазмы*

Одна из важнейших характеристик вакуумного выключателя, это отключающая способность. Для успешного срабатывания выключателя переменного тока необходимо, чтобы после нуля тока в вакуумной дугогасительной камере (ВДК) в течение короткого времени (несколько десятков микросекунд) восстановилась бы высокая диэлектрическая прочность (ДП) и расстояние между электродами было бы достаточно, чтобы выдержать переходное восстанавливающееся напряжение (ПВН). В сетях среднего класса напряжений оказывается достаточно расстояния 5 – 6 мм. Поэтому для выключателей, предназначенных для работы в сетях среднего класса напряжений, обычно используются драйверы, обеспечивающие скорость открывания электродов  $\sim 1$  м/с. При коммутации номинального тока (несколько килоампер) восстановление ДП происходит быстро и первое из условий успешного срабатывания вакуумного выключателя безусловно выполняется. Однако выключатель должен быть способен коммутировать ток короткого замыкания (КЗ), который в зависимости от мощности цепи, может достигать многих десятков килоампер. Восстановление ДП после такого громадного тока может существенно замедлиться, т. к. в процессе горения дуги электроды были сильно перегреты и не успевают остыть. Это может привести к пробую не достигшего необходимой ДП промежутка развивающимся ПВН.

В среднем классе напряжений вакуумные выключатели практически полностью вытеснили другие виды выключателей. Наибольшее распространение получили

выключатели с контактами, генерирующими аксиальное магнитное поле (АМП-контактами). Потому в последнее время большие усилия были направлены на исследование силовых дуг в АМП-контактах при скорости открывания контактов  $\sim 1$  м/с. Наиболее важный вопрос, на который должны дать ответ эти исследования: что ограничивает предельный отключаемый ток. Ответ на этот вопрос становится всё более актуален, т. к. энергопотребление растёт, растут коммутируемые токи и, соответственно растут токи КЗ. Для ответа на него нужно знать, какие процессы протекают на электродах во время горения силовой дуги и в каком состоянии находятся электроды в нуле тока и сразу после него. Это было предметом исследований в нашей лаборатории в последние годы. Настоящая статья посвящена обсуждению этих работ, но в начале немного истории.

К началу 90-ых годов сформировалась точка зрения, что основной параметр, определяющий восстановление ДП — это концентрация металлических паров  $N$  в промежутке в нуле тока. Поэтому важно организовать разряд так, чтобы тепловая нагрузка на электроды была как можно более низкой и однородной. Необходимо избежать контракции разряда на электродах. Существует критическая концентрация пара в промежутке вблизи нуля тока. Она составляет  $N_{cr}=10^{22} \text{ м}^{-3}$ . Эта концентрация соответствует максимальному или предельному отключаемому току  $I_L$ . Если  $N \leq N_{cr}$ , с большой вероятностью происходит успешное отключение. Если  $N \geq N_{cr}$ , (ток несколько превосходит  $I_L$ ), то после приложения

ПВН в промежутке загорается разряд, то есть отключение не происходит. Разряд загорается на восходящем участке высоковольтного импульса в соответствии с левой ветвью кривой Пашена, представляющей напряжение пробоя как функцию произведения  $N \cdot d$  ( $d$  – длина промежутка). Принято считать, что для Cu и CuCr электродов произведение  $(N \cdot d) = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-2}$  с ПВН 10 кВ достаточно для инициации разряда в металлических парах. Эту величину  $(N \cdot d)$  называют «критической» и обозначают  $(N \cdot d)_{crit}$ . Для промежутка длиной 1 см  $(N \cdot d)$  достигает критического значения, если температура CuCr электродов достигает 2000-2100 К.

Таким образом, ранее предполагалось, что если удалось решить задачу (например, используя АМП) однородно распределить ток по электродам (т. е. добиться того, чтобы плотность тока, а значит, и температура поверхности электрода мало менялась от центра разряда до периферии), то предельный отключаемый ток  $I_L$  – это ток, при котором температура электродов в нуле тока достигает ~ 2000 - 2100 К. Заметим, что температура, при которой произведение  $N \cdot d$  достигает критического значения, близка к температуре плавления хрома и существенно превосходит температуру плавления меди, а это две основные компоненты композиции, из которой изготавливаются электроды ВДК. Действительно, после отключения токов  $\sim I_L$  электроды ВДК были оплавлены, т. е. во время горения дуги поверхность электродов определённо была жидкой. На поверхности жидкости могли возникать волны, образовываться

капли и т. д., однако технических возможностей качественно визуализировать быстрые процессы на контактах в то время не существовало. Поэтому мнение, что процессы на поверхности играют роль в пробое промежутка, было лишь гипотезой. Как уже сказано, предполагалось, что основную роль играет температура поверхности в нуле тока, определяющая концентрацию металлических паров.

Быстрый технический прогресс в начале нынешнего века обеспечил возможность создания видео камер, обладающих высокой чувствительностью и обеспечивающих высокое пространственное разрешение, а также высокую скорость съёмки. Использование современной видеокамеры позволило визуализировать процессы на поверхности расплавленных контактов в дуге с высоким пространственным и временным разрешением [1,2]. Результаты этих работ однозначно доказали, что при токе  $I \sim I_L$  поверхность обоих электродов оплавлена. Оплав затвердевает только после нуля тока. Быстрее затвердевает катод, т. к. доля энергии, падающей на него меньше, чем на анод. На расплавленной поверхности электродов имеет место интенсивное движение расплава и образование капель. На аноде плазма выдавливает расплав из центра. В результате образуется кольцевой «гребень», который закручивается вокруг оси контактной системы. Это состояние неустойчиво и гребень дробится на части, от которых при вращении отрываются крупные медленно летящие капли (Рис. 1).

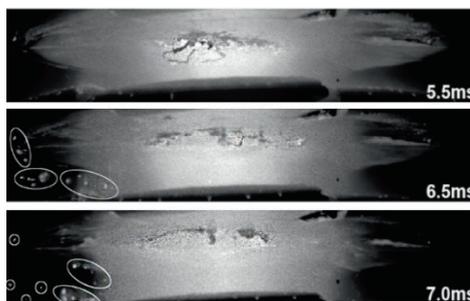


Рис. 1. Подборка кадров из видеосъёмки дуги между контактами диаметром 50 при токе  $I/I_c=0,93$ . Анод вверху. Анодные капли выделены эллипсами.



Рис. 2. Поверхность катода диаметром 50 при токе  $I \approx I_c$ .

Эти процессы приводят к перемешиванию разогретого расплава и появляется механизм, обеспечивающий поперечный перенос тепла из приосевой области на периферию контакта. На катоде расплав сконцентрирован в приосевой области. Сила отдачи, возникающая при выбросе плазменной струи из горящих на жидкости катодных пятен, раскачивает волны. Взаимодействие волн приводит к образованию множества капель (Рис.2). Отметим, что это не те капли, которые генерирует само катодное пятно. Это более крупные и медленные капли, но движутся они быстрее анодных, поэтому их присутствие в промежутке вблизи нуля тока возможно только, если их генерация прекратилась незадолго до нуля тока [4].

Современные видеокамеры были также использованы для создания двумерных карт термического состояния электродов в момент погасания дуги и последующего остывания [3]. С помощью этой методики были получены распределения температуры на поверхности трёх типов АМП-электродов, диаметром 50, 55 и 64 мм, которые широко используются в промышленных ВДК [1,2].

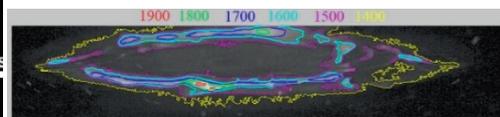


Рис. 3. Распределение температуры (изотермы) на аноде в нуле тока. Контакты диаметром 50 мм при токе  $I \approx I_c$

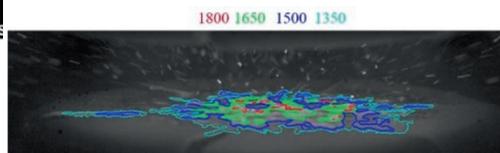


Рис. 4. Распределение температуры (изотермы) на катоде в нуле тока. Контакты диаметром 50 мм, при токе  $I \approx I_c$

Оказалось, что при токах, близких к  $I_c$ , распределение температуры на электродах всех типов в нуле тока вопреки прежним представлениям сильно неоднородно (Рис. 3, 4). Из рисунков видно, что некоторые участки поверхности существенно перегреты. Эти наиболее нагретые фрагменты относительно невелики – от долей миллиметра до 1-2 мм. Их температура монотонно растёт с током. При  $I \sim I_c$  температура наиболее нагретых анодных фрагментов (это следы распада «ребня») приближается к критической (Рис. 5). Но поскольку размер наиболее нагретых фрагментов поверхности анода невелик (меньше длины промежутка), то они не могут обеспечить всюду вплоть до противоположного электрода уровень концентрации, необходимый для развития пробоя. При одинаковых токах температура наиболее горячих частей поверхности катода в контактах диаметром 50 и 55 мм на 200 - 300 К ниже температуры наиболее нагретых частей поверхности анода (Рис. 5). В АМП-контактах диаметром 64 мм в нуле тока температура поверхности катода всюду ниже температуры плавления. Поэтому при токах вплоть до  $I \approx I_c$  концентрация пара, поставляемого

в промежутки катодом, в нуле тока существенно ниже критического значения, необходимого для возникновения пробоя.

Результаты проведённых экспериментов показывают, что при токах, близких к максимальному отключаемому, концентрация металлического пара, поставляемого разогретыми электродами, вопреки старому устоявшемуся представлению недостаточна для развития пробоя. Испарение с капель, оторвавшихся от электродов, может обеспечить необходимое увеличение концентрации. Кроме того, наличие капель в промежутке может способствовать развитию каскадного пробоя. Как видно, в пробойных процессах важную роль играют

явления на поверхности, которые ранее не были достаточно исследованы.

Новое понимание механизма пробоя указывает направления развития проектирования ВДК с повышенной отключающей способностью. Это, во-первых, изменения конструкции, позволяющие увеличить приведённую индукцию магнитного поля, генерируемого контактами, и изменить его конфигурацию с целью оптимизировать динамику расплава. Такие изменения могут быть реализованы с помощью вставок из магнитных материалов. Во-вторых, материаловедческие работы для подбора новых электродных материалов с повышенной температурой размягчения и большей вязкостью.

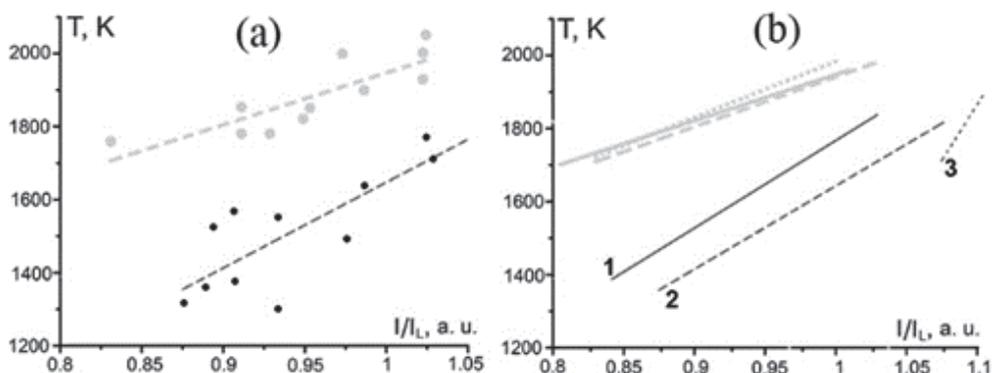


Рис. 5. Зависимость температуры в нуле тока от амплитуды тока. Яркие кривые соответствуют наиболее нагретым участкам поверхности катода, бледные кривые — поверхности анода. а) — контакты. диаметром 55 мм; б) 1 — 50 мм, 2 — 55 мм, 3 — 64 мм.

Исследования, проведённые в данном направлении за последние годы, привели к ряду практических результатов, которые

отмечены в 2022 году Премией Правительства РФ в области науки и техники.

Литература

1. Zabello K. K., Poluyanov I. N., Logachev A. A., Begal D. I., Shkol`nik S. M. IEEE Trans. Plasma Sci., 2019, Vol.47, No.8, part 1, pp. 3563-3571.
2. Logachev A. A., Poluyanov I. N., Zabello K. K., Barinov Yu. A., Shkol`nik S. M., IEEE Trans. Plasma Sci., 2019, Vol.47, No.8, part 1, pp. 3516-3524, 2019.
3. Poluyanov I. N., Zabello K. K., Logatchev A. A., Yakovlev V. V., Shkol`nik S. M., IEEE Trans. Plasma Sci., 2017, vol.45, no.8, part II, pp. 2119-2125.
4. Забелло К. К., Логачёв А.А, Полуянова И. Н., Школьник С. М., Письма в ЖТФ, т. 45, 8, 2019, сс. 24-27

## Анализ двух случаев возможной регистрации гамма-излучения шаровых молний

М. Л. Шматов

*Сектор теории твердого тела*

В настоящее время, в связи с проведением широкомасштабных экспериментов по регистрации гамма-излучения от грозовых облаков в Японии и Армении, сложились благоприятные условия для проверки существующего около ста лет предположения о том, что некоторые шаровые молнии являются мощными источниками ионизирующего излучения [1, 2]. Данная проверка принципиально важна для установления как физической природы шаровой молнии, так и радиационной опасности шаровых молний для людей и авиационного электронного оборудования.

В работе [1] показано, что часть потока гамма-излучения продолжительностью приблизительно 60 с, зарегистрированного на атомной электростанции Кашивазаки-Карива (Япония) в рамках эксперимента GROWTH (Gamma-Ray Observation of Winter Thunderclouds) [3], могла быть испущена шаровой молнией. Спектр этого потока представлял из себя суперпозицию линии электронно-позитронной аннигиляции и континуума [3]. Линия могла возникнуть в результате аннигиляции позитронов, испущенных  $\beta^+$ -активными изотопами  $^{13}\text{N}$ ,  $^{15}\text{O}$ ,  $^{27}\text{Si}$  и  $^{26\text{m}}\text{Al}$  и созданных, через генерацию электронно-позитронных пар, фотонами, испущенными шаровой молнией. Данные изотопы были созданы короткой вспышкой гамма-излучения, испущенного обычной шаровую, в результате выбивания нейтронов из ядер стабильных и  $\mathcal{E}_{osc}^{\max}$  изотопов элементов, входящих в состав атмосферного воздуха, детектора гамма-

излучения и расположенных вблизи него конструкционных материалов [1, 3, 4].

В расчетах, позволивших объяснить длительность и три спектральных параметра континуума – максимальную энергию гамма-кванта 6.5–10 МэВ, количество фотонов, зарегистрированных в диапазоне 0.45–0.56 МэВ, и отношение последней величины к количеству фотонов, зарегистрированных в диапазоне 0.12–10 МэВ, использовалась предложенная автором модель шаровой молнии, согласно которой основная часть шаровой молнии состоит из облаков почти полностью ионизованных ионов и электронов, осциллирующих относительно друг друга [1]. Эта часть, называемая ядром, окружена обедненным слоем, изолирующим ядро от атмосферы. При сферической симметрии ядра электроны и ионы осциллируют в радиальных направлениях. Стабильность ядра обеспечивается осцилляцией его частиц и атмосферным давлением, передаваемым через обедненный слой. Один из основных параметров шаровой молнии – максимальная величина кинетической энергии электрона, соответствующей осцилляции. Осцилляции электронов и ионов возмущены их хаотическим движением, основная роль которого состоит в подавлении излучательной рекомбинации. Характерная энергия хаотического движения электронов значительно меньше  $\mathcal{E}_{osc}^{\max}$ . Модель объясняет время жизни шаровой молнии  $t_{bl}$  до нескольких минут и предсказывает спектр ее излучения, верхняя граница которого для фиксированного периода осцилляции приблизительно совпадает с  $\mathcal{E}_{osc}^{\max}$  и, как и начальное значение

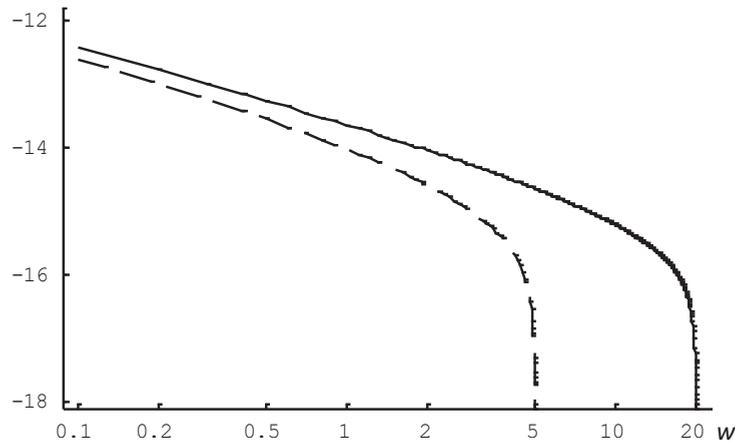
этого параметра  $\varepsilon_{osc}^{\max 1}$ , может достигать нескольких десятков МэВ [1, 2]. В наиболее интересных случаях, соответствующих сравнительно большому  $t_{bl}$  и высоким плотностям энергии шаровой молнии,  $t_{bl}$  и спектр излучения шаровой молнии определяются тормозным излучением [1, 2]. В ряде формул удобно использовать параметр  $\gamma_{osc}^{\max} = \varepsilon_{osc}^{\max} / (mc^2) + 1$ , где  $m$  – масса покоя электрона,  $c$  – скорость света, и/или начальное значение этого параметра  $\gamma_{osc}^{\max 1} = \varepsilon_{osc}^{\max 1} / (mc^2) + 1$ .

На начальном этапе формирования шаровой молнии электроны ее ядра ускоряются до кинетической энергии, превышающей  $\varepsilon_{osc}^{\max 1}$ . Это происходит в результате притяжения электронов к инжектированному в атмосферу электрическому заряду и эффекту, обычно называемому холодным или тепловым убеганием. В ситуации, описанной в работах [1, 3], такая инжекция предположительно произошла на главной стадии разряда обычной молнии в области распространения ее отрицательного или положительного лидера. Термины «холодное убегание» и «тепловое убегание» описывают ситуацию, когда напряженность электрического поля в газе или плазме настолько велика, что электрон, находящийся в этом поле, приобретает большую кинетическую энергию, т. е. становится убегающим, при любом

начальном значении его кинетической энергии. Дальнейший процесс формирования шаровой молнии сопровождается уменьшением максимальной кинетической энергии электрона приблизительно до  $\varepsilon_{osc}^{\max 1}$ . Первоначально возбуждается много мод осцилляции электронов, однако потери энергии вследствие излучения радиоволн приводят к быстрому затуханию почти всех мод за исключением сферически симметричной и, в некоторых случаях, небольшого количества других.

Средняя скорость  $d\bar{R}$  испускания фотонов с энергиями от  $mc^2w$  до  $mc^2(w + dw)$  из единицы объема ядра шаровой молнии описывается выражением  $d\bar{R} \approx n_i n_e S(\gamma_{osc}^{\max}, w) dw$ , где  $n_i$  и  $n_e \approx 7.262n_i$  – концентрации ионов и электронов в ядре, соответственно (множитель 7.262 – среднее значение атомного номера компонент воздуха, он описывает практически полную ионизацию ионов и тот факт, что заряд шаровой молнии мал по сравнению с полным зарядом ее ионов),  $S(\gamma_{osc}^{\max}, w)$  – функция, зависящая только от  $\gamma_{osc}^{\max}$  и  $w$ . Примеры  $\lg[S(\gamma_{osc}^{\max}, w) [\text{см}^3 \text{с}^{-1}]]$  для  $\gamma_{osc}^{\max} = 6$  и 21 (ситуации с такими значениями  $\gamma_{osc}^{\max}$  рассматривались в работе [1]) и  $0.1 \leq w \leq \gamma_{osc}^{\max} - 1$  показаны на рисунке.

$$\lg[S(\gamma_{osc}^{\max}, w) [\text{см}^3 \text{с}^{-1}]]$$



Функция  $\lg [S(\gamma_{osc}^{max}, w)] [cm^3 c^{-1}]$ . при  $\gamma_{osc}^{max} = 6$  (штриховая линия) и 21 (сплошная линия).

При интерпретации данных из работ [3] и [5] полагалось, что грозовое электрическое поле не вызывает физического существенного убегания позитронов, испущенных  $\beta^+$ -активными изотопами, а также электронов и позитронов, ускоренных или созданных фотонами, испущенными шаровой молнией [1, 2]. Таким образом, полагалось, что максимальная для фиксированного периода осцилляции энергия зарегистрированного фотона приблизительно равна  $\varepsilon_{osc}^{max}$ . Комptonовское рассеяние и поглощение фотонов, испущенных шаровой молнией, описывалось при помощи факторов накопления [1, 2]. При интерпретации данных из работы [3] использовалась величина  $\gamma_{osc}^{max1} = 21$ , соответствующая  $\varepsilon_{osc}^{max1} \approx 10.2 \text{ МэВ}$ , и рассматривались расстояния между шаровой молнией и детектором в диапазоне 1.5–2.5 км [1].

В работе [2] показано, что 15-минутное увеличение скорости счета гамма-квантов и одновременная с ним регистрация видимого света в эксперименте на горе Арагац (Армения), описанном в работе [5], могли быть регистрацией видимого света и гамма-излучения от группы шаровых молний. Наблюдение шаровой молнии является редким событием, однако в

литературе описан ряд случаев одновременного наблюдения нескольких шаровых молний [2]. В рассмотренной ситуации свет испускался несколькими появляющимися и исчезающими источниками, определение их размеров и локализации невозможно вследствие того, что свет регистрировался одной видеокамерой [5]. Авторы работы [5] интерпретировали свои результаты как прямое оптическое доказательство возникновения релятивистской лавины на убегающих электронах в грозовой атмосфере. В работе [2] скорость регистрации фотонов с энергией 5 МэВ и выше была объяснена в рамках вышеупомянутой модели шаровой молнии. В модельных ситуациях рассматривались значения  $\varepsilon_{osc}^{max1} = 7$  и 10 МэВ и расстояния между шаровой молнией и детектором в диапазоне 2–5 км в первом случае и 3–5 км во втором. Также обсуждалась возможность увеличения скорости счета гамма-квантов вследствие возникновения релятивистской лавины на убегающих электронах и испускания видимого света вследствие инициирования огня Св. Эльма на нескольких летающих концентраторах грозового электрического поля, например – на удлинённых

## Энергетика

влажных льдинках, или на нескольких группах таких концентраторов [2].

Результаты, представленные в работах [1, 2], являются аргументом в пользу вышеупомянутой модели шаровой молнии, которая соответствует, в частности, предположению о высокой радиационной

опасности некоторых шаровых молний, а также демонстрируют целесообразность использования нескольких видеокамер в любом эксперименте по регистрации рентгеновского и гамма-излучения от грозовых облаков.

### Литература

1. Shmatov M. L., Possible detection of high-energy photons from ball lightning // Phys. Rev. E, Volume 99, 043203 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevE.99.043203.
2. Shmatov M. L., Possible detection of visible light and  $\gamma$  rays from a swarm of ball lightning // Phys. Rev. E, Volume 102, 013208 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevE.102.013208.
3. Umemoto D. et al., On-ground detection of an electro-positron annihilation line from thunderclouds. Phys. Rev. E 93, 021201 (R) (2016). DOI: 10.1103/PhysRevE.93.021201.
4. Enoto T. et al., Photonuclear reactions triggered by lightning discharge // Nature, Volume 551, 481 (2017). DOI: 10/1038/nature24630.
5. Chilingarian A. et al., Origin of enhanced gamma radiation in thunderclouds // Phys. Rev. Res., Volume 1, 033167 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevResearch.1.033167.

## Зонная структура и термоэлектрические свойства топологических полуметаллов на основе моносилицида кобальта.

Д. А. Пшенай-Северин, А. С. Антонов, Ю. В. Иванов, А. А. Левин, С. А. Николаев,  
С. В. Новиков, М. П. Волков, А. Т. Бурков

*Лаборатория физики термоэлементов*

*Лаборатория диагностики материалов и структур твердотельной электроники*

*Лаборатория кинетических явлений в твердых телах при низких температурах*

Моносилициды переходных металлов, кристаллизующиеся в кубической нецентросимметричной структуре  $B20$  (пространственная группа  $P2_13$ , No.198), обладают интересными магнитными, топологическими и транспортными свойствами (см. обзоры [1, 2]). Так, например, в  $MnSi$  и в изоструктурном  $MnGe$  наблюдались необычные магнитные свойства, связанные с существованием скирмионной фазы, а полуметаллы  $CoSi$  и  $RhSi$  обладают электронной структурой с нетривиальной топологией. Термоэлектрические свойства твердых растворов на основе  $CoSi$  с замещением кобальта на железо или никель исследовались с середины 70-х гг. XX в. и показали, что коэффициент термоэдс в них может быть достаточно большим для полуметаллов (порядка  $-80 \mu V/K$  при 300K) [3, 4]. С учетом высокой проводимости термоэлектрический фактор мощности в них достигает  $5 \text{ мВт м}^{-1} \text{ К}^{-1}$ , что превышает фактор мощности в хорошо известном термоэлектрике  $Bi_2Te_3$ . К преимуществам этих материалов можно отнести хорошую стабильность и

механические свойства при высокой температуре, отсутствие в составе дорогих или токсичных элементов. Однако из-за высокой теплопроводности решетки  $CoSi$ , параметр его термоэлектрической эффективности  $ZT$  оказывается небольшим:  $ZT=0.2$  при 600K, в то время как этот параметр у современных термоэлектрических материалов достигает 1.

Первоначально транспортные свойства  $CoSi$  анализировались на основе двухзонной полуметаллической модели с небольшим (около  $0.04 \text{ эВ}$ ) перекрытием зоны проводимости и валентной зоны [4]. Современные расчеты электронной структуры  $CoSi$  и изоструктурных моносилицидов и моногерманидов переходных металлов показали, что их зонная структура более сложная. В спектре в  $\Gamma$  и  $R$  точках зоны Бриллюэна имеются многократные пересечения ветвей спектра с законом дисперсии близким к линейному и с топологическим зарядом больше единицы, что отличает их от обычных полуметаллов Вейля и Дирака (Рис. 1).

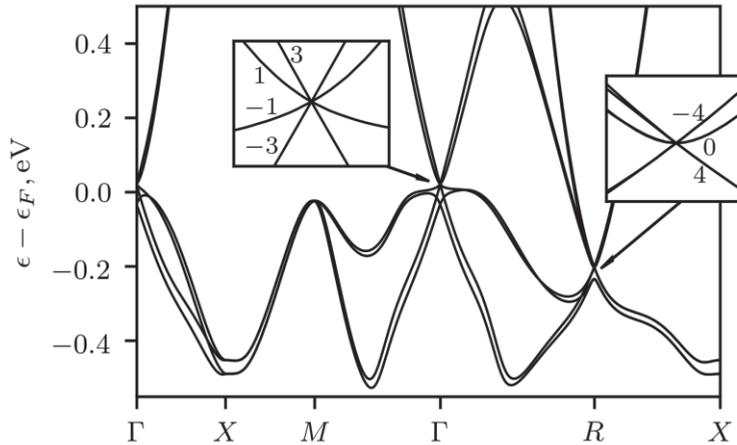


Рис. 1. Зонная структура CoSi, рассчитанная по методу функционала плотности в градиентном приближении с учетом спин-орбитального взаимодействия. На вставках показана структура топологических узлов вблизи  $\Gamma$  и  $R$ -точек зоны Бриллюэна и величины топологических зарядов [6].

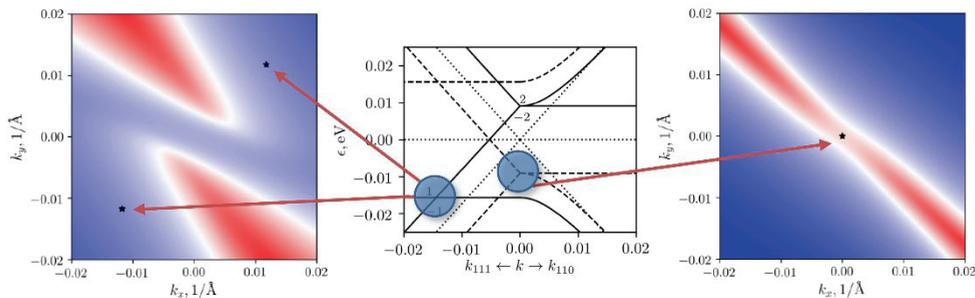


Рис. 2. Модификация электронного спектра CoSi вблизи  $\Gamma$  точки (центральная панель). Точечные линии показывают спектр недеформированного кристалла, а сплошные (пунктирные) кривые соответствуют сжатию (растяжению) вдоль направления  $[111]$ . В зависимости от знака деформации ниже уровня Ферми могут оказаться либо два вейлевских узла, либо тройной узел Вейля с кубическим законом дисперсии в плоскости  $(111)$  и топологическим зарядом 2. Левая и правая панель иллюстрирует эволюцию поверхностных Ферми арок для этих двух случаев [6].

Поскольку необычная структура вейлевских узлов обусловлена симметрией кристалла [5], интересно было исследовать модификацию их топологических свойств при понижении симметрии за счет одноосной деформации [6]. С использованием симметричных соображений и первопринципных расчетов была детально изучена трансформация мультивейлевских узлов в узлы других типов с разными топологическими зарядами, их сдвиг как по энергии, так и в обратном пространстве, наклон дисперсии вокруг узлов и эволюция формы

поверхностных дуг Ферми в зависимости от направления одноосной деформации. Было показано, что с помощью механической деформации может быть реализован переход между разными типами топологических узлов в одном и том же материале: например, от мультивейлевского узла в  $\Gamma$  точке к тройным узлам Вейля с кубическим законом дисперсии в плоскости  $(111)$  при деформации вдоль  $[111]$  (Рис. 2) или от двойного узла со спином 1 к паре двойных узлов со спином  $\frac{1}{2}$  вокруг  $R$ -точки при деформации вдоль  $[100]$ .

Особенности зонной структуры отражаются в транспортных свойствах данных материалов. В работах [7, 8] были исследованы особенности электронных транспортных свойств и теплопроводности твердых растворов  $\text{Co}_{1-x}\text{M}_x\text{Si}$  ( $\text{M} = \text{Fe}, \text{Ni}$ ,  $x < 10\text{ ат.}\%$ ). Экспериментально были измерены электропроводность, термоэдс, коэффициент Холла и теплопроводность в широком диапазоне температур (2–800 K). Было показано, что асимметричная зависимость сопротивления от состава при добавлении железа и никеля, а также высокие для полуметалла величины термоэдс в  $\text{CoSi}$  могут быть объяснены с использованием данных первопринципных расчетов и энергетической зависимости времени релаксации обратно пропорциональной плотности состояний электронов.

Для исследования транспортных проявлений топологии зонной структуры

в работе [9] было исследовано магнетосопротивление при низких температурах при различной ориентации магнитного поля. Зависимости магнетосопротивления от состава и температуры удалось описать комбинацией эффектов слабой антилокализации и хиральной аномалии. В чистом  $\text{CoSi}$  сопротивление снижается в продольном магнитном поле, что указывает на проявление эффекта хиральной аномалии (Рис. 3, левая панель). При добавлении железа сопротивление в отсутствие магнитного поля аномально уменьшается при понижении температуры (Рис. 3, средняя и правая панели). В магнитном поле это снижение сопротивления при температурах ниже 4K сменяется ростом, это поведение типично для эффектов слабой локализации и антилокализации. Выше 10K наблюдается отрицательное магнетосопротивление.

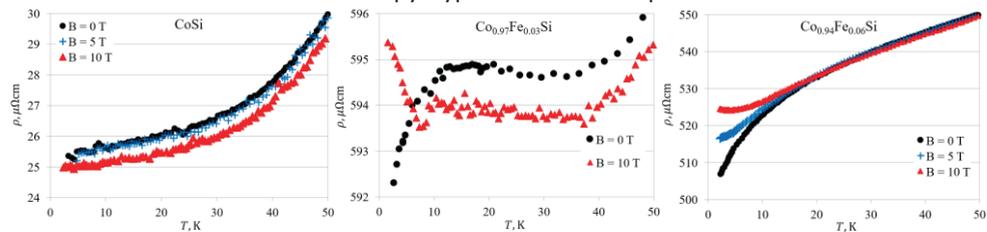


Рис. 3. Температурные зависимости сопротивления без магнитного поля и в полях 5 и 10Т для  $\text{CoSi}$  и твердых растворов с 3 и 6 ат.% железа.

Другой интересный эффект был обнаружен при исследовании низкотемпературной теплопроводности  $\text{CoSi}$  и твердых растворов  $\text{Co}_{1-x}\text{M}_x\text{Si}$  ( $\text{M} = \text{Fe}, \text{Ni}$ ;  $x \leq 0.06$ ) [10]. Измерения показали, что низкотемпературная электропроводность сплавов  $\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$  уменьшается при  $x > 0.01$  на порядок по сравнению с проводимостью чистого  $\text{CoSi}$ . Ожидалось, что в сплавах уменьшится также и теплопроводность. Однако экспериментальные результаты показали, что при температурах ниже 20K теплопроводность сплавов с железом и никелем в несколько раз больше, чем у чистого  $\text{CoSi}$  (Рис. 4, левая панель). Причем она

определяется, в основном, решеточным вкладом. Были рассмотрены возможные причины такого необычного увеличения теплопроводности решетки в твердом растворе с учетом ее линейной зависимости от температуры. Наиболее вероятным механизмом рассеяния фононов при низких температурах является рассеяние на носителях заряда. Качественно увеличение теплопроводности решетки при снижении электропроводности и линейная зависимость теплопроводности от температуры исследовалось Пиппардом при изучении затухания ультразвука в простых металлах [11], однако, оценки в

имеющейся простой модели не дали наблюдаемой величины эффекта даже по порядку его величины. Анализ экспериментальных данных в рамках модифицированной модели Пиппарда, учитывающей сложную электронную структуру CoSi и эффекты межзонного рассеяния между

неэквивалентными экстремумами, позволил объяснить увеличение решеточной теплопроводности с увеличением беспорядка и линейную температурную зависимость теплопроводности в сплавах  $\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$  ниже 20K (Рис. 4, правая панель).

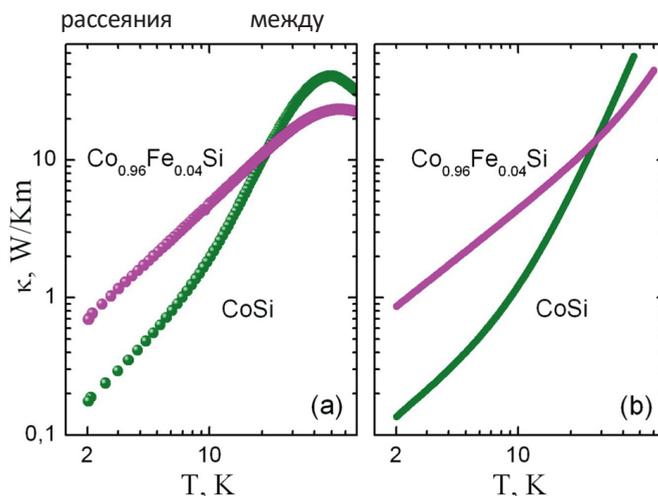


Рис. 4. Экспериментальные (слева) и расчетные (справа) температурные зависимости теплопроводности для CoSi и твердого раствора с 4ат.% железа [10].

Таким образом, в данной серии работ были проведены теоретические и экспериментальные исследования электронной структуры и транспортных свойств твердых растворов на основе CoSi с замещением кобальта на железо или никель в широком интервале температур и составов. Было показано, что зонная структура моносилцида кобальта имеет необычные топологические свойства, характеризующиеся наличием многократных пересечений ветвей спектра с законом дисперсии близким к линейному и с топологическим зарядом больше единицы.

Выполнены расчеты электронного спектра при одноосной механической деформации, приводящей к изменению симметрии кристаллической решетки и показано, что такая деформация приводит к изменению типа топологических узлов. Экспериментально обнаружено сложное поведение электрического сопротивления, коэффициента термоэдс и теплопроводности в зависимости от состава, температуры и магнитного поля и построена теория, описывающая эти зависимости.

Литература

1. Burkov A. T., Ivanov Y. V. Silicide thermoelectrics // Chapter 5 in Advanced Thermoelectric Materials (John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, NJ, USA, 2019). DOI:10.1002/9781119407348.ch5
2. Pshenay-Severin D. A., Burkov A. T. Electronic structure of B20 (FeSi-Type) transition-metal monosilicides // Materials, 2019, v. 12, p. 2710. DOI:10.3390/ma12172710.

3. Asanabe S., Shinoda D., Sasaki Y. Semimetallic Properties of  $\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$  solid solutions // *Physical Review*, 1964, v. 134, p. A774. DOI:10.1103/PhysRev.134.A774
4. Fedorov M. I., Zaitsev V. K. Semimetals as materials for thermoelectric generators // *CRC Handbook of thermoelectrics*, ed. D. M. Rowe (CRC Press, Boca Raton, London, New York, Washington D. C., 1995), p. 27.1.
5. Bradlyn B., Cano J., Wang Z., Vergniory M. G., Felser C., Cava R. J., Bernevig B. A. Beyond Dirac and Weyl fermions: Unconventional quasiparticles in conventional crystals // *Science*, 2016, v. 353, p. 558. DOI:10.1126/science.aaf5037.
6. Nikolaev S., Pshenay-Severin D., Ivanov Y., Burkov A. Effect of deformation on topological properties of cobalt monosilicide // *Crystals* 11, 143 (2021). DOI:10.3390/cryst11020143.
7. Antonov A., Ivanov Yu., Konstantinov P., Kuznetsova V., Novikov S., Ovchinnikov A., Pshenay-Severin D., Burkov A. Thermoelectric and galvanomagnetic properties of topologically nontrivial (Co-M)Si semimetals (M = Fe, Ni) at high temperatures // *Journal of Applied Physics*, 2019, v. 126, p. 245103. DOI:10.1063/1.5119209.
8. Antonov A. S., Ovchinnikov A. Y., Pshenay-Severin D. A., Novikov S. V., Konstantinov P. P., Burkov A. T. Transport properties of CoSi and solid solutions of  $\text{Co}_{1-x}\text{M}_x\text{Si}$  (M = Fe, Ni). // *Nanobiotechnol. Rep.* 2021, v. 16, pp. 339–345. DOI:10.1134/S2635167621030022.
9. Schnatmann L., Lammel M., Damm Ch., Levin A. A., Pérez N., Novikov S., Burkov A., Reith H., Nielsch K., Schierning G. Crystal structure analysis and magneto-transport investigation of  $\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$  (with  $x=0\%$  to  $x=20\%$ ) // *Advanced Electronic Materials* 2021, v. 8, p.2101081. DOI:10.1002/aelm.202101081.
10. Ivanov Y., Levin A. A., Novikov S., Pshenay-Severin D., Volkov M., Zyuzin A., Burkov A., Nakama T., Schnatmann L., Reith H., Nielsch K. Low-temperature thermal conductivity of thermoelectric  $\text{Co}_{1-x}\text{M}_x\text{Si}$  (M = Fe, Ni) alloys // *Materials Today Energy*, 2021, v. 20, p.100666. DOI:10.1016/j.mtener.2021.100666.
11. Pippard A. B. Ultrasonic attenuation in metals // *Philosophical Magazine*, 1955, v. 46, p. 1104. DOI:10.1080/14786441008521122.

**Новые материалы и технологии электрохимической энергетики.  
Цикл работ по исследованию и увеличению стабильности  
электрохимических материалов и систем водородной энергетики**

А. А. Нечитайлов, Н. В. Глебова, А. О. Краснова, А. О. Пелагейкина, А. Г. Касцова  
*Лаборатория мощных полупроводниковых приборов*

Создан новый тип структуры электрохимического электрода с высокой эффективностью и долговечностью. Структура представлена высокопористыми полыми областями, включающими в себя микропористый электрокатализатор с развитой поверхностью. Смешанная (электронная и ионная) проводимость обеспечивается наличием проводников первого и второго рода. При этом транспорт гидратированных протонов осуществляется по «нанопроводам» либо «наноплоскостям» на основе «длинных» многостенных углеродных нанотрубок (длина составляет несколько микрон) либо листов малослойного графена отечественного производства, содержащих на поверхности пленку полимера, обладающего ионной проводимостью (Nafion) (Рисунок).

Методом неизотермического кинетического анализа исследованы особенности термической деструкции на воздухе протонпроводящего полимера Nafion в композитах, содержащих углеродные наноструктурированные материалы различной природы (углеродную сажу типа Vulcan XC-72 и графеноподобный

материал (терморасширенный графит)), наночастицы платины. Термическое десульфирование Nafion в материалах различного состава происходит по-разному: присутствие углеродных материалов (углеродной сажи и терморасширенного графита) увеличивает его термическую стабильность, присутствие платины уменьшает. Термическая стабильность углеродных материалов (углеродной сажи и терморасширенного графита) в композитах с Nafion уменьшается по сравнению с чистыми материалами. Присутствие наночастиц платины в композите оказывает каталитическое влияние на десульфирование Nafion, это выражается в уменьшении энергии активации процесса. При этом в присутствии малослойного графена деструкция Nafion происходит медленнее, чем в присутствии углеродной сажи

За счет использования иономера с короткими боковыми цепями типа Aquivion модифицированного детонационными наноалмазами (характерный размер 4-5 нм) увеличена рабочая температура мембранно-электродного блока до 120°C.

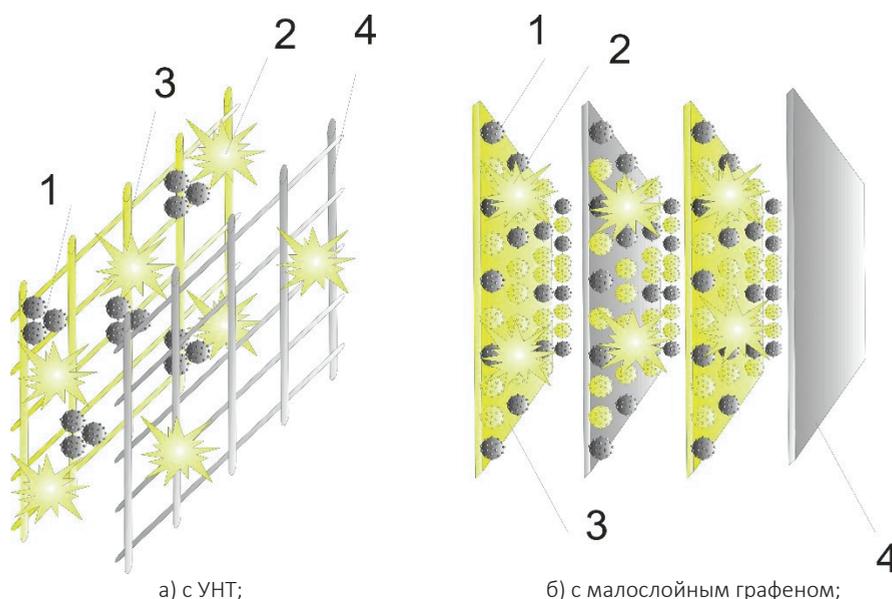


Рис. 1. Схематическое представление наноструктуры электродных материалов, содержащих различные модифицирующие добавки: 1 – агломераты углеродной сажи с наночастицами платины, 2 – кластеры Nafion, 3 – поверхность УНМ покрытая Nafion, 4 – поверхность УНМ непокрытая Nafion, 5 – агломераты углеродной сажи с наночастицами платины, покрытые пленкой Nafion.

Разработан метод измерения диффузионного сопротивления электродного материала в составе МЭБ и на дисковом вращающемся электроде.

При состаривании мембранно-электродного блока в среде  $H_2/N_2$  по протоколу, предусматривающему многократное наложение потенциала на электрод с азотной стороны, меняющегося по закону треугольника, в диапазоне 0.6-1 В [https://www.energy.gov/sites/prod/files/2014/02/f8/fctt\_roadmap\_june2013.pdf] в электродах со смешанной проводимостью, содержащих наноразмерную платину и протонпроводящий полимер, деградация происходит по разным механизмам на различных сторонах. На азотной

стороне скорость уменьшения электрохимически активной площади поверхности платины меньше и не зависит от ее начальной величины, тогда как на водородной стороне скорость больше и прямо пропорциональна начальной величине.

Результат имеет прикладное значение, его важность заключается в том, что при изготовлении и тестировании подобных электрохимических систем на длительность работы необходимо учитывать полученную закономерность. Для обеспечения большей долговечности устройства необходима несимметричная загрузка электродного материала на электроды.

#### Литература

1. Глебова Н. В., Нечитайлов А. А., Краснова А. О. Термическая деструкция Nafion в присутствии наноструктурированных материалов: терморасширенного графита, углеродной сажи, платины // ЖПХ, т. 93, №. 7, стр. 996–1004, 2020. <http://dx.doi.org/10.31857/S0044461820070105>.

## Энергетика

2. Glebova, N. V., Nechitailov, A. A., Krasnova, A. O. Electrode material containing carbon nanotubes and its kinetic characteristics of oxygen electroreduction // *React. Kinet. Mech. Catal.*, 2020, Volume 131, p. 599–612. DOI: 10.1007/s11144-020-01866-w.
3. Глебова Н. В. Краснова А. О., Нечитайлов А. А., Томасов А. А., Зеленина Н. К. Деградация поверхности структурно-модифицированной платиноуглеродной компоненты электродов водородного топливного элемента // *Электрохимия*, т. 58, № 6, стр. 307–313, 2022.
4. Primachenko O. N., Kulvelis Y. V., Odinson A. S., Glebova N. V., Krasnova A. O., Antokolskiy L. A., Nechitailov A. A., Shvidchenko A. V., Gofman I. V., Marinenko E. A., Yevlampieva N. P., Lebedev V. T., Kuklin A. I. New Generation of Compositional Aquiv-ion-Type Membranes with Nanodiamonds for Hydrogen Fuel Cells: Design and Performance // *Membranes*, 2022, Volume 12, №. 9, ArtNo:827. DOI: 10.3390/membranes12090827.
5. Menshchikov V., Alekseenko A., Guterman V., Nechitailov A., Glebova N., Tomasov A., Spiridonova O., Belenov S, Zelenina N., Safronenko O. Effective Platinum-Copper Catalysts for Methanol Oxidation and Oxygen Reduction in PEM FC // *Nanomaterials*, 2020, Volume 10, № 4, p. 742. DOI: 10.3390/nano10040742.

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>АСТРОФИЗИКА</b> .....	<b>9</b>
Исследования фундаментальных процессов в астрофизике и природы солнечно-земных связей <i>А. М. Быков, А. В. Иванчик, А. В. Степанов, Д. Д. Фредерикс</i> .....	10
<b>ФОТОНИКА</b> .....	<b>14</b>
Высокоэффективные мощные диодные лазеры повышенной яркости <i>С. О. Слипченко, Д. А. Веселов, В. В. Золотарев, Ю. К. Кириченко, А. В. Лютецкий, Д. Н. Николаев, А. А. Подоскин, В. В. Шамахов, И. С. Шашкин, Н. А. Пихтин</i> .....	15
Источник одиночных фотонов на основе квантовой точки в микрорезонаторе для схем с пространственно-временным демультиплексированием <i>М. В. Рахлин, А. И. Галимов, Г. В. Климко, М. М. Кулагина, Ю. М. Задиранов, С. В. Сорокин, И. В. Седова, Ю. А. Гусева, Д. С. Березина, Ю. М. Серов, Н. А. Малеев, А. Г. Кузьменков, С. И. Трошков, Т. В. Шубина, А. А. Торопов</i> .....	20
Квантово-каскадные лазеры среднего инфракрасного диапазона <i>В. В. Дюделев, Е. Д. Черотченко, А. В. Бабичев, Д. А. Михайлов, Д. В. Чистяков, С. Н. Лосев, Г. М. Савченко, А. В. Лютецкий, С. О. Слипченко, Д. В. Веселов В. И. Кучинский, Н. А. Пихтин, Г. С. Соколовский</i> .....	23
Фотоэлектрические преобразователи мощного лазерного излучения <i>Н. А. Калюжный, А. В. Малевская, С. А. Минтаиров, М. В. Нахимович, Р. А. Салий, М. З. Шварц, В. М. Андреев</i> .....	27
Метаморфные наногетероструктуры In(As,Sb)/In(Ga,Al)As/GaAs для излучателей среднего ИК диапазона и НЕМТ-транзисторов нового поколения <i>М. Ю. Чернов, В. А. Соловьев, С. В. Иванов</i> .....	31
Фотонные источники и приемники средневолнового и длинноволнового ИК диапазонов спектра для быстродействующих газоанализаторов и пирометров. <i>С. А. Карандашев, А. А. Лавров, М. Е. Левинштейн, Б. А. Матвеев, М. А. Ременный, Г. Ю. Сотникова, А. А. Усикова</i> .....	34
2D-GaN/AlN гетероструктуры с множественными квантовыми дисками/ямами для эмиттеров ультрафиолетового-С излучения с накачкой электронным пучком <i>В. Н. Жмерик, Д. В. Нечаев, Е.А. Европейцев, Т. В. Шубина, М. А. Яговкина, П. А. Алексеев, Б. Р. Бородин, К. Н. Орехова, С. В. Иванов, А. А. Торопов</i> .....	38
Создание уникальных кремниевых детекторов релятивистских частиц и разработка физики их радиационной деградации для международных экспериментов на Большом Адронном Коллайдере в ЦЕРНе <i>А. Г. Забродский, В. К. Еремин, Е. М. Вербицкая, И. В. Еремин, Н. Н. Фадеева, Ю. В. Тубольцев, А. С. Шепелев, Д. Д. Митина, А. А. Богданов</i> .....	42
Кремниевый лавинный фотодиод для вакуумного ультрафиолета с эффективностью регистрации свыше 0.65 электронов/фотон <i>В. В. Забродский, П. Н. Аруев, В. П. Белик, А. В. Николаев, В. И. Сахаров, И. Т. Серенков, Е. В. Шерстнёв</i> .....	45

Интегрально-оптические модуляторы на подложках ниобата лития для информационно-телекоммуникационных применений, высокочастотных волоконно-оптических датчиков и радиофотоники <i>И. В. Ильичёв, П. М. Агрузов, А. А. Усикова, В. В. Лебедев, А. В. Тронеv, А. В. Варламов, М. В. Парфенов, А. В. Шамрай</i> .....	48
Нестационарная фото-ЭДС в материаловедении широкозонных полупроводников современной адаптивной оптики и оптоэлектроники <i>М. А. Брюшинин, В. В. Куликов, А. А. Петров, И. А. Соколов</i> .....	50
Приборные структуры на основе металлоорганических перовскитов, нанокристаллов неорганических перовскитов и полупроводниковых полимеров для нейроморфных операций <i>А. Н. Алешин, Г. В. Ненашев, М. К. Овезов, И. П. Щербаков, О. П. Чикалова-Лузина</i> .....	54
Хе лазерная плазма – эффективный источник излучения для нанолитографии с длиной волны близкой к 11 нм <i>С. Г. Калмыков, П. С. Буторин, М. Э. Сасин</i> .....	58
Теория экситонных эффектов в атомарно-тонких полупроводниках <i>М. М. Глазов, М. А. Семин</i> .....	65
Предельно короткие импульсы и самоостановка света <i>Н. Н. Розанов</i> .....	69
Спектроскопия спиновых шумов <i>Е. Б. Александров</i> .....	72
Спин-фотонные взаимодействия в полупроводниковых наноструктурах <i>А. В. Родина, А. А. Головатенко, И. В. Калитуха, В. А. Лукошкин, М. М. Афанасьев, В. К. Калевич, Д. Р. Яковлев, Ю. Г. Кураев, Р. А. Бабунц, П. Г. Баранов</i> .....	76
Спиновые центры и спин-фотонные взаимодействия в широкозонных материалах как платформа для квантовых технологий <i>П. Г. Баранов</i> .....	81
Спин-зависимые оптические явления в кристаллах и тонких пленках <i>В. В. Павлов, Р. В. Писарев</i> .....	85
Резонансные магнитооптические эффекты в дифракционных структурах на основе магнетита <i>С. И. Павлов, Д. А. Явсин, А. В. Нацекин, А. Б. Певцов</i> .....	89
Исследование фотодинамики биомолекул с помощью фемтосекундной лазерной спектроскопии и цифровой голографической микроскопии <i>А. В. Белашов, Д. М. Бельтюкова, О. С. Васютинский, И. А. Горбунова, А. А. Жихорева, М. Э. Сасин, И. В. Семенова, А. Г. Смолин</i> .....	93
<b>ЭЛЕКТРОНИКА</b> .....	<b>98</b>
Мощная импульсная полупроводниковая электроника нано- и субнаносекундного диапазона <i>И. В. Грехов, М. И. Векслер, А. Ф. Кардо-Сысоев, С. В. Коротков, В. И. Брылевский, А. Г. Люблинский, П. Б. Родин, И. А. Смирнова</i> .....	99

Исследование радиационной стойкости карбида кремния и приборов на его основе <i>А. А. Лебедев, М. Е. Левинштейн, Е. В. Калинина, В. В. Козловский, А. М. Стрельчук, К. С. Давыдовская, Р. А. Кузьмин.....</i>	101
Разработка методов получения объемных кристаллов карбида кремния для создания нового поколения полупроводниковых приборов на его основе <i>Е. Н. Мохов, С. С. Нагалюк, О. П. Казарова, Р. А. Бабунц, Ю. А. Успенская, П. Г. Баранов .....</i>	104
Эпитаксиальные диэлектрические слои фторидов для приборов 2D электроники <i>Н.С. Соколов, С.М. Сутурин, А.Г. Банщиков, И.А. Иванов, М.И. Векслер, Ю.Ю. Илларионов</i>	108
Электрически индуцированная спиновая динамика в ферромагнитных наноструктурах с электрочувствительной интерфейсной анизотропией <i>А. И. Никитченко, Н. А. Перцев.....</i>	112
Технология термоциклических измерений в терминах проводимости полупроводниковых сенсоров на основе композитных материалов из редкоземельных полупроводников и принципы построения нового класса малогабаритных Фурье-спектрометров для семейства летучих углеводородов <i>С. А. Казаков, М. А. Гревцев, С. М. Соловьев, Н. В. Шаренкова.....</i>	116
Гидродинамика двумерной электронной жидкости <i>П. С. Алексеев, А. П. Дмитриев .....</i>	119
<b>НОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ</b>	<b>123</b>
Многофункциональный оптический комплекс <i>В. Ю. Давыдов, И. А. Елисеев, Е. М. Рогинский, А. Н. Смирнов, А. Н. Старухин, В. Н. Жмерик, Д. В. Нечаев, А. А. Торопов, Т. В. Шубина, С. В. Иванов, Ю. Э. Китаев, М. В. Лебедев, Е. Е. Заварин, В. В. Лундин, А. А. Лебедев, С. П. Лебедев, Б. Б. Кричевцов, Е. В. Балашова, П. А. Алексеев, Б. Р. Бородин, Т. В. Львова, П. Н. Брунков, С. О. Слипченко, П. С. Копьев, Н. А. Пихтин, В. В. Шамахов, Е. Н. Мохов, С. С. Нагалюк .....</i>	124
Описание универсальных свойств колебательных возбуждений в сильно неупорядоченных системах <i>Д. А. Конюх, Я. М. Бельтюков, .....</i>	134
Синтез алмазных порошков при высоких давлениях и температурах без применения металла катализатора <i>Ф. М. Шахов, В. Ю. Осипов, И. А. Ручкин, А. Я. Вуль.....</i>	137
Производные графена: от получения к практическим применениям в области сенсорики <i>М. К. Рабчинский, С. А. Рыжков, М. В. Байдакова, С. Д. Савельев, Г. А. Антонов.....</i>	142
Новый метод синтеза малослойного графена методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза из биополимеров и его практические применения. <i>С. В. Кидалов, А. П. Возняковкий, А. А. Возняковский, Н. Д. Подложнюк, Е. И. Калашникова, С. И. Титова, Овчинников Е. В. ....</i>	146
Управление эффектом памяти формы в монокристаллах сплава Cu–Al–Ni, приводы и двигатели на их основе <i>В. И. Николаев, С. А. Пульнев, А.И. Прядко, Р. Б. Тимашов, А. В. Чикиряка .....</i>	151
Многофункциональные гидросиликатные наносвитки <i>А. А. Красилин .....</i>	156

Модулированные структуры и межмодовое взаимодействие в твердых растворах антисегнетоэлектриков <i>С. Б. Вахрушев</i> .....	159
Исследования в области физической электроники <i>А. Н. Зиновьев, Н. Н. Аруев, Н. Р. Галль, М. В. Кузьмин, В. М. Микушкин</i> .....	163
Механизм формирования областей фазового расслоения в соединениях с 3d ионами переменной валентности <i>Б. Х. Ханнанов, Е. И. Головенчиц, В. А. Санина, В. Г. Залесский, С. Г. Лушников</i> .....	165
Сверхпроводящие свойства нанокompозитных материалов на основе металлических сверхпроводников в пористых диэлектрических матрицах <i>Н. Ю. Михайлин, Д. В. Шамшур, А. Е. Шитов, Р. В. Парфеньев, М. П. Волков, Ю. А. Кумзеров, А. В. Фокин</i> .....	167
Активационная проводимость и сверхпроводящее состояние в $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ <i>Д. В. Денисов, Н. Ю. Михайлин, А. Е. Рудоминский, Д. В. Шамшур, Р. В. Парфеньев</i> .....	171
<b>БИОМАТЕРИАЛЫ И БИОТЕХНОЛОГИИ</b> .....	<b>175</b>
Структурирование коллагена I типа и биокompозитов на его основе методом изоэлектрической фокусировки для задач тканевой инженерии <i>А. В. Нащекин, А. И. Лихачев, Д. П. Марков, Ю. А. Нащекина, С. И. Павлов, Н. Д. Прасолов</i> .....	176
<b>ЭНЕРГЕТИКА</b> .....	<b>182</b>
Исследование физики и разработка технологий нагрева, эффективного удержания плазмы и генерации токов увлечения в сферическом токамаке нового поколения Глобус-М2 <i>Е. З. Гусаков, В. К. Гусев, В. Б. Минаев, Ю. В. Петров, Н. В. Сахаров, В. И. Варфоломеев, В. В. Дьяченко, Г. С. Курские</i> .....	183
ИТЭР - технологическая платформа термоядерной энергетики <i>С. В. Лебедев, М. П. Петров, В. И. Афанасьев, Е. Е. Мухин, С. Я. Петров, В. А. Сенченков, С. Ю. Толстяков, А. Е. Шевелев</i> .....	192
Термическое состояние в нуле тока и эрозия электродов при коммутации предельных токов короткого замыкания вакуумными выключателями среднего класса напряжений <i>Ю. А. Баринов, К. К. Забелло, А. А. Логачев, С. М. Школьник</i> .....	207
Анализ двух случаев возможной регистрации гамма-излучения шаровых молний <i>М. Л. Шматов</i> .....	211
Зонная структура и термоэлектрические свойства топологических полуметаллов на основе моносилицида кобальта. <i>Д. А. Пшенай-Северин, А. С. Антонов, Ю. В. Иванов, А. А. Левин, С. А. Николаев, С. В. Новиков, М. П. Волков, А. Т. Бурков</i> .....	215
Новые материалы и технологии электрохимической энергетики. Цикл работ по исследованию и увеличению стабильности электрохимических материалов и систем водородной энергетики <i>А. А. Нечитайлов, Н. В. Глебова, А. О. Краснова, А. О. Пелагейкина, А. Г. Касцова</i> .....	220

## УКАЗАТЕЛЬ ЛАБОРАТОРИЙ

- Лаб. оптики биомолекул и кластеров, 93
- Лаб. астрофизики высоких энергий, 10
- Лаб. атомной радиоспектроскопии, 69, 72
- Лаб. атомных столкновений в твердых телах, 163
- Лаб. газовой динамики, 93
- Лаб. двумерных материалов для устройств микроэлектроники, 142
- Лаб. диагностики материалов и структур твердотельной электроники, 89, 124, 142, 176, 215
- Лаб. динамики материалов, 112
- Лаб. интегральной оптики на гетероструктурах, 23
- Лаб. инфракрасной оптоэлектроники, 34
- Лаб. квантовой фотоники, 20
- Лаб. квантовой электроники, 48
- Лаб. квантоворазмерных гетероструктур, 31, 34, 45, 58, 124
- Лаб. кинетических явлений в твердых телах при низких температурах, 50, 167, 171, 215
- Лаб. космических лучей, 10
- Лаб. лазерной диагностики плазмы и взаимодействия плазмы с поверхностью, 192
- Лаб. масс-спектрометрии, 163
- Лаб. микроволновой спектроскопии кристаллов, 76, 81, 101, 104
- Лаб. мощных полупроводниковых приборов, 99, 220
- Лаб. нейтронных исследований, 159
- Лаб. неравновесных процессов в полупроводниках, 42, 54
- Лаб. новых неорганических материалов, 156
- Лаб. оптики кристаллов и гетероструктур с экстремальной двумерностью, 31, 38, 124
- Лаб. оптики поверхности, 124
- Лаб. оптических явлений в сегнетоэлектрических и магнитных кристаллах, 85, 124
- Лаб. оптоэлектроники и голографии, 34
- Лаб. полупроводниковой квантовой электроники, 89
- Лаб. полупроводниковой люминесценции и инжекционных излучателей, 15, 124
- Лаб. полупроводниковых лазерных диодов, 124
- Лаб. прикладных проблем сильноточной электроники, 99
- Лаб. процессов атомных столкновений, 45, 192
- Лаб. спектроскопии твердого тела, 85, 108, 124
- Лаб. спектроскопии твердого тела, лаборатория мощных полупроводниковых приборов, 108
- Лаб. спиновых и оптических явлений в полупроводниках, 76
- Лаб. физики адсорбционно-десорбционных процессов, 163
- Лаб. физики аморфных полупроводников, 89
- Лаб. физики анизотропных материалов, 50, 167
- Лаб. физики высокотемпературной плазмы, 93, 183, 192
- Лаб. физики кластерных структур, 137, 146
- Лаб. физики низкотемпературной плазмы, 207
- Лаб. физики полупроводниковых гетероструктур, 124
- Лаб. физики полупроводниковых приборов, 34, 101, 124
- Лаб. физики профилированных кристаллов, 151
- Лаб. физики прочности, 54

Лаб. физики редкоземельных полупроводников, 116  
Лаб. физики сегнетоэлектричества и магнетизма, 124, 165  
Лаб. физики термоэлементов, 215  
Лаб. физики ферроиков, 85, 159  
Лаб. физики элементарных структур на поверхности, 163  
Лаб. фотоэлектрических преобразователей, 27  
Лаб. экспериментальной астрофизики, 10  
Лаб. электроники полупроводников с большой энергией связи, 104, 124  
Циклотронная лаборатория, 192  
Сектор теоретических основ микроэлектроники, 65  
Сектор теоретической астрофизики, 10  
Сектор теории квантовых когерентных явлений в твердом теле, 65, 85  
Сектор теории оптических и электрических явлений в полупроводниках, 119  
Сектор теории твердого тела, 211  
Сектор физической кинетики и электроакустических явлений, 134







