

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физический институт имени П. Н. Лебедева  
Российской академии наук

Тезисы докладов школы молодых ученых  
«Быстропротекающие электровзрывные,  
электронные и электромагнитные процессы в  
импульсной

электронике и оптоэлектронике»

**БПИО-2024**

посвященной

*300-летию Российской академии наук*

18-22 ноября 2024 г.

**ФИАН**

Школа проводится при поддержке Российского Научного Фонда

Грант №19-79-30086

Москва

2024

Сборник тезисов устных и стендовых докладов молодых ученых, представленных на Школе молодых ученых «Быстропротекающие электровзрывные, электронные и электромагнитные процессы в импульсной электронике и оптоэлектронике» (БПИО-2024), проводившейся с 18 по 22 ноября 2024 года в Физическом институте им. П. Н. Лебедева РАН (119991, г. Москва, Ленинский пр-т, 53), посвященной 300-летию Российской академии наук.

В рамках Школы молодых ученых БПИО-2024 представлены доклады по многим актуальным разделам современной физики, в том числе по современной физике быстропротекающих оптических явлений различной природы, в частности в области рентгеновского диапазона, импульсных газовых и вакуумных разрядов, по физическим основам современной и перспективной электронной техники, по теплофизике плавления сверхтугоплавких веществ, физике горения, по люминесценции конденсированных сред, физике процессов в конденсированных средах с неравновесным электронным возбуждением, физике полупроводниковых наноструктур различной размерности, по новым методам и способам нанесения многослойных покрытий, и др.

В школе приняли участие ведущие и молодые ученые из ФИАН им. П. Н. Лебедева, ОИВТ РАН, МГТУ им. Н. Э. Баумана, АО НИИ «НПО «ЛУЧ», МФТИ (НИУ), ИПМ РАН им. М. В. Келдыша, НИУ МЭИ, МГУ им. М. В. Ломоносова, ИОФ РАН им. А.М. Прохорова, НИУ МИЭТ, НИИЯУ МИФИ, Московского Политехнического Университета, АО «НПО «Орион», а также других ведущих отечественных научных центров.

Школа проведена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант № 19-79-30086).

## Содержание

Расписание школы.....	6
<u>И. С. Байдин</u> , А. В. Огинов, Е. В. Паркевич, А. И. Хирьянова, К. В. Шпаков, «Генерация радиоизлучения сантиметрового диапазона в лабораторном импульсном мегавольтном разряде на стадии роста и столкновения стримеров».....	11
<u>А. И. Баранов</u> , «Особенности светоиндуцированной перезаписи оптической оси в аморфных гребнеобразных азобензолсодержащих полимерах».....	12
<u>Д. М. Безверхняя</u> , Д. С. Дайбаге, Н. И. Вольнец, П. А. Сафиуллина, И. А. Захарчук, А. В. Осадченко, С. А. Амброзевич, А. С. Селюков, «Наносвитки CdSe во внешнем электрическом поле» .....	14
<u>Я. К. Болотов</u> , Х. Т. Смазнова, А. В. Огинов, А. А. Родионов, «Пространственно-энергетические характеристики рентгеновского излучения искрового атмосферного разряда» .....	15
<u>А. С. Булава</u> , А. М. Фролов, А. А. Васин, «Экспериментальное определение параметров плавления высокоэнтропийных карбидов» .....	17
<u>В. Р. Веснин</u> , Н. А. Вершаловский, «Создание оксидных слоев на титановых сплавах электрохимическими методами и их исследование» .....	21
<u>Н. И. Вольнец</u> , Д. С. Дайбаге, Д. М. Безверхняя, П. А. Сафиуллина, А. В. Осадченко, И. А. Захарчук, С. А. Амброзевич, А. С. Селюков, «Оптика сферических нанокристаллов CdTe/SiO <sub>2</sub> при низких температурах» .....	23
<u>В. В. Воронова</u> , М. А. Шевченко, «Повышение чувствительности метода ЛИЭС при направленном замораживании суспензии частиц» .....	24
<u>С. Ю. Гаврилов</u> , А. И. Хирьянова, Е. В. Паркевич, «Ключевые особенности численного моделирования дифракции лазерного излучения на плазменном микрообъекте в первом Рытовском приближении».....	26
<u>Е. Д. Губарев</u> , Е. В. Серещенко, В. В. Губернов, «Исследование диффузионно-тепловой неустойчивости предварительно перемешанных пламён, стабилизированных на плоской пористой горелке» .....	27
<u>Д. С. Дайбаге</u> , Д. М. Безверхняя, Н. И. Вольнец, П. А. Сафиуллина, И. А. Захарчук, А. В. Осадченко, С. А. Амброзевич, А. С. Селюков, «Тушение интенсивности люминесценции квантовых точек CdTe/SiO <sub>2</sub> во внешнем электрическом поле» .....	30
А. А. Андронов, С. С. Будаев, В. Р. Веснин, <u>В. М. Данилов</u> , А. П. Подлосинская, А. С. Скрябин, В. Д. Телех, «Изменение интегральных характеристик потока коаксиального ускорителя при использовании ABS-пластика с присадками в качестве плазмообразующего вещества» .....	31
А. В. Бернацкий, <u>И. И. Драганов</u> , В. В. Лагунов, В. Н. Очкин, «Исследования локальных параметров плазмы разряда с полым катодом в свободном пространстве».....	33
<u>А. Р. Дубовая</u> , В. С. Кривобок, Г. Н. Ерошенко, И. И. Минаев, А. В. Клековкин, К. А. Савин, «Оптическая спектроскопия полупроводниковых сверхрешеток в среднем и дальнем ИК диапазонах» .....	36
В. С. Кривобок, С. Н. Николаев, Д. А. Пашкеев, И. И. Минаев, К. А. Савин, <u>Г. Н. Ерошенко</u> , А. В. Клековкин, А. Р. Дубовая, «Синтез и свойства полупроводниковых сверхрешеток на основе узкозонных полупроводников A <sub>3</sub> B <sub>5</sub> » .....	38

<u>И. А. Захарчук, М. И. Данилкин, Н. И. Волинец, П. А. Сафиуллина, А. В. Осадченко, С. А. Амброзевич, Д. С. Дайбаге, Д. М. Безверхняя, А. С. Селюков, «Влияние порядка легирования и состава примесей на люминесценцию тетрабората лития»</u> .....	<b>40</b>
<u>К. С. Кислов, «Радиационные и столкновительные процессы перераспределения заряда с участием слабосвязанных гетероядерных ионов инертных газов»</u> .....	<b>42</b>
<u>А. В. Клековкин, В. С. Кривобок, И. П. Казаков, Д. А. Пашкеев, И. И. Минаев, К. А. Савин, Г. Н. Ерошенко, В. П. Мартовицкий, Д. Ф. Аминев, С. Н. Николаев «Новые полупроводниковые материалы для фотоники среднего ИК диапазона»</u> .....	<b>44</b>
<u>С. М. Климович, А. В. Бернацкий, С. Н. Андреев, А. П. Шевелько, С. Н. Цхай, С. Ю. Савинов, «Спектр излучения разряда по поверхности феррита в диапазоне 220-320 Å»</u> .....	<b>46</b>
<u>М. П. Смаев, И. А. Будаговский, Д. О. Кузовков, П. И. Лазаренко, А. В. Колобов, «Воздействие фемтосекундного, пикосекундного и непрерывного лазерного излучения на аморфные пленки InSe-GaSe»</u> .....	<b>49</b>
<u>И. А. Будаговский, Д. О. Кузовков, П. И. Лазаренко, М. П. Смаев «XZ-сканирование для анализа трансформации аморфной пленки Ge<sub>2</sub>Sb<sub>2</sub>Te<sub>5</sub> при фемтосекундном лазерном воздействии»</u> .....	<b>50</b>
<u>Я. С. Лебедева, М. П. Смаев, И. А. Будаговский, П. И. Лазаренко, «Лазерная модификация тонких аморфных пленок GeTe и Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>»</u> .....	<b>52</b>
<u>М. А. Шевченко, А. Н. Марсеев, М. О. Астафуров, Н. В. Чернега, С. Ф. Уманская, В. В. Воронова, С. О. Климонский, С. Г. Дорофеев, «Повышение чувствительности лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии с помощью упорядоченных плазменных подложек»</u> .....	<b>54</b>
<u>А.А. Матрохин, М.А. Шевченко, С.Ф. Уманская, Н.В. Чернега, А.Д. Кудрявцева, «ВКР и ВРМБ в жидкостях в поле ультразвука»</u> .....	<b>57</b>
<u>Мекшун А. В., Нарич А. А., Лебедев В. С. «Расчет матричных элементов ионно-ковалентной связи в процессах столкновения ридберговских атомов с сильно полярными молекулами»</u> .....	<b>58</b>
<u>С. С. Моритака, В. С. Лебедев, «Описание оптических спектров плазмонных наночастиц с распределенной экситонной оболочкой в модели связанных диполей»</u> ....	<b>60</b>
<u>Белов М.В., Власов В.И., Заварцев Ю.Д., Завертяев М.В., Загуменный А.И., Козлов В.А. Пестовский Н.В., Савинов С.Ю., Цхай В.С., «Сцинтилляция нового кристалла (Y<sub>2</sub>Sc<sub>1</sub>)<sub>0.3</sub>(Sc)[Si]O<sub>5</sub> и зависимость ее параметров от объемной плотности электронных возбуждений»</u> .....	<b>62</b>
<u>Белов М.В., Власов В.И., Заварцев Ю.Д., Завертяев М.В., Загуменный А.И., Козлов В.А. Пестовский Н.В., Савинов С.Ю., Цхай В.С., «Простой способ оценки средней объемной плотности электронных возбуждений в треках быстрых электронов»</u> .....	<b>64</b>
<u>М. Ю. Прудникова, Д. Д. Бутманов, Т. П. Савчук, «Разработка гибкого сенсора давления на основе полимерного композита с объемной проводимостью»</u> .....	<b>66</b>
<u>А. Ю. Пятышев, А. В. Скрабатун, Н. В. Сидоров, В. В. Галуцкий, Е. В. Строганова, «Анализ спектров КР в LiNbO<sub>3</sub> с градиентом состава »</u> .....	<b>68</b>
<u>А. С. Скрябин, Д. Б. Пушкин, И. Р. Романов «Зондовая диагностика процесса ионного распыления металлических мишеней»</u> .....	<b>70</b>

<u>А. С. Селюков, И. А. Захарчук, М. И. Данилкин, Н. И. Вольнец, П. А. Сафиуллина, А. В. Осадченко, С. А. Амброзевич, Д. С. Дайбаге, Д. М., «Безверхняя Возможность применения методов оптически стимулированной люминесценции для получения дозовой информации при изменении состава примесей в детекторах ТЛД-580)»</u> .....	<b>71</b>
<u>В.М. Скорняков, А.А. Андронов, А.П. Подлосинская, В.Д. Телех «Влияние электротехнических и геометрических характеристик на течение плазмы в коаксиальных каналах»</u> .....	<b>73</b>
<u>А. В. Скрабатун, Л. П. Авакяни, А.Ю. Пятыйшев, «Влияние дейтерирования на комбинационное рассеяние в монокристаллах алюмокалиевых квасцов»</u> .....	<b>74</b>
<u>Х. Т. Смазнова, М. А. Медведев, Я. К. Болотов, А. А. Родионов, А. В. Огинов «Лазерная диагностика быстротекущих процессов в мегавольтном атмосферном разряде»</u> .....	<b>76</b>
<u>А. Г. Мозговой, А. В. Огинов, И. Н. Тиликин, К. В. Шпаков, «Филаментация тока при электрическом взрыве тонких проводников»</u> .....	<b>78</b>
<u>Д. В. Толбухин, А. И. Хирьянова, Е. В. Паркевич «Особенности восстановления диэлектрической проницаемости плазменных объектов на основе численного моделирования цикла преобразований Абеля-Фурье-Ханкеля»</u> .....	<b>80</b>
<u>С. Ф. Уманская, М.А. Шевченко, С.А. Савинов, А.Н. Ходан, Н.В. Чернега, А.Н. Маресев, «Случайная лазерная генерация в высокопористых наноструктурированных монолитах оксигидроксида алюминия»</u> .....	<b>83</b>
<u>С. Н. Николаев, Е. А. Екимов, И. И. Усманов, Д. А. Зазымкина, М. А. Чернопицкий, В. С. Кривобок, «Оптические свойства дисульфида олова, легированного тулием»</u> .....	<b>85</b>
<u>К. Д. Хвосточенко, Е. В. Серещенко, В. В. Губернов, «Исследование свойств и структуры пламён с разветвленным двухстадийным цепным механизмом реакции»</u> .....	<b>88</b>
<u>Л. А. Эль-Хадж, Д. Ю. Терехов, И. А. Волощук, А. В. Киселев «Формирование фотошаблонов методом лазерной абляции»</u> .....	<b>91</b>
<u>Л. М. Юсупова, Е. Д. Казаков, С. И. Ткаченко, «Анализ влияния характеристик плазменного канала в диодном промежутке на процессы, происходящие в полимерных мишенях»</u> .....	<b>92</b>
<u>Л. Л. Чайков, Г. А. Давыдова, И. И. Селезнева, О. А. Легонькова, М. Т. Махамадиев, «Исследование динамики альгинат-пектиновых и поливинилпирролидоновых гелей с помощью динамического рассеяния света (ДРС)»</u> .....	<b>96</b>

## Расписание Школы

**18 ноября 2023 года, понедельник**

09:00 – 14:00 Регистрация участников (Фойе Конференц-зала Главного здания ФИАН)

**Лекции ведущих ученых (Колонный зал Главного здания ФИАН)**

10:00 – 10:05 Академик Г. А. Месяц, Вступительное слово

10:05 – 11:30 Савинов С. Ю., ФИАН, *«Когерентные свойства коротковолнового излучения сильноточных наносекундных разрядов»*

11:30 – 13:00 Золотько А. С., ФИАН, *«Ориентационное воздействие света на жидкие кристаллы и полимеры»*

**13:00 – 14:00 Перерыв**

**Лекции ведущих ученых (Колонный зал Главного здания ФИАН)**

14:00 – 15:30 Рагозин Е. Н., ФИАН, *«Современные рентгенооптические элементы»*

**Доклады молодых ученых (Колонный зал Главного здания ФИАН)**

15:40 – 16:00 Веснин В. Р., Вершаловский Н. А., МГТУ им. Н. Э. Баумана, *«Создание оксидных слоев на титановых сплавах электрохимическими методами и их исследование»*

16:00 – 16:20 Скрябин А. С.<sup>1</sup>, Пушкин Д. Б.<sup>2</sup>, Романов И. Р.<sup>1</sup>, Цыганков П. А.<sup>1</sup>, <sup>1</sup>МГТУ им. Н. Э. Баумана, <sup>2</sup>АО «НИИ НПО «ЛУЧ», *«Зондовая диагностика процесса ионного распыления металлических мишеней»*

16:20 – 16:40 Скорняков В. М., Андронов А. А., Подлосинская А. П., Телех В. Д., МГТУ им. Н. Э. Баумана, *«Влияние электротехнических и геометрических характеристик на течение плазмы в коаксиальных каналах»*

16:40 – 17:00 Данилов В. М., Андронов А. А., Будаев С. С., Веснин В. Р., Подлосинская А. П., Скрябин А. С., Телех В. Д., МГТУ им. Н. Э. Баумана, *«Изменение интегральных характеристик потока коаксиального ускорителя при использовании ABS-пластика с присадками в качестве плазмообразующего вещества»*

**17:00 – 17:10 Перерыв**

17:10 – 17:30 Мозговой А. Г., Огинов А. В., Тиликин И. Н., Шпаков К. В., ФИАН, *«Филаментация тока при электрическом взрыве тонких проводников»*

17:30 – 17:50 Климович С. М.<sup>1,2</sup>, Бернацкий А. В.<sup>1</sup>, Андреев С. Н.<sup>1</sup>, Шевелько А. П.<sup>1</sup>, Цхай С. Н.<sup>1</sup>, Савинов С. Ю.<sup>1</sup>, <sup>1</sup>ФИАН, <sup>2</sup>МФТИ (НИУ), *«Спектральная диагностика излучения в области 220-320 А импульсного разряда по поверхности феррита»*

17:50 – 18:10 Драганов И. И.<sup>1,2</sup>, Бернацкий А. В.<sup>1</sup>, Лагунов В. В.<sup>1</sup>, Очкин В. Н.<sup>1</sup>, <sup>1</sup>ФИАН, <sup>2</sup>МФТИ (НИУ), «Исследования локальных параметров плазмы разряда с полым катодом в свободном пространстве»

## **19 ноября 2024 года, вторник**

### **Лекции ведущих ученых (Колонный зал Главного здания ФИАН)**

10:00 – 11:30 Шелковенко Т. А., ФИАН, «Спектроскопические исследования плазменных объектов»

11:30 – 13:00 Глушков В. В., ИОФ РАН, «Поверхностная проводимость и квантовые осцилляции в топологических изоляторах и полуметаллах (на примере редкоземельных гексаборидов)»

### **13:00 – 14:00 Перерыв**

### **Лекции ведущих ученых (Колонный зал Главного здания ФИАН)**

14:10 – 15:30 Савватимский А. И., ОИВТ РАН, ФИАН, «Физические свойства наиболее тугоплавких веществ – фундаментальные и прикладные аспекты»

### **Доклады молодых ученых (Колонный зал Главного здания ФИАН)**

15:40 – 16:00 Булава А. С., Шейдлин М. А., Фролов А. М., ОИВТ РАН, Экспериментальное определение параметров плавления высокоэнтропийных карбидов

16:00 – 16:20 Юсупова Л. М.<sup>1</sup>, Ткаченко С. И.<sup>2,3</sup>, Казаков Е. Д.<sup>4</sup>, <sup>1</sup>МЭИ (НИУ), <sup>2</sup>МФТИ (НИУ), <sup>3</sup>ИПМ РАН, <sup>4</sup>НИЦ «Курчатовский институт», «Моделирование и анализ характеристик плазменного канала в диодном промежутке сильноточного электронного ускорителя «Кальмар»»

16:20 – 16:40 Смазнова Х. Т., Медведев М. А., Болотов Я. К., Родионов А. А., Огинов А. В., ФИАН, «Лазерная диагностика быстропротекающих процессов в мегавольтном атмосферном разряде»

16:40 – 17:00 Болотов Я. К.<sup>1,2</sup>, Смазнова Х. Т.<sup>1</sup>, Огинов А. В.<sup>1</sup>, Родионов А. А.<sup>1</sup>, <sup>1</sup>ФИАН, <sup>2</sup>МФТИ (НИУ), «Пространственно-энергетические характеристики рентгеновского излучения искрового атмосферного разряда»

### **17:00 – 17:10 Перерыв**

17:10 – 17:30 Байдин И. С., Огинов А. В., Паркевич Е. В., Хирьянова А. И., Шпаков К. В., ФИАН «Генерация радиоизлучения сантиметрового диапазона в лабораторном импульсном мегавольтном разряде на стадии роста и столкновения стримеров»

17:30 – 17:50 Толбухин Д. В.<sup>1, 2</sup>, Хирьянова А. И.<sup>1</sup>, Паркевич Е. В.<sup>1</sup>, <sup>1</sup>ФИАН, <sup>2</sup>МФТИ (НИУ), «*Особенности восстановления диэлектрической проницаемости плазменных объектов на основе численного моделирования цикла преобразований Абеля-Фурье-Ханкеля*»

17:50 – 18:10 Гаврилов С. Ю., Хирьянов Т. Ф., Паркевич Е. В., ФИАН, «*Ключевые особенности численного моделирования дифракции лазерного излучения на плазменном микрообъекте в первом Рытовском приближении*»

18:10 – 18:30 Хвосточенко К. Д.<sup>1,2</sup>, Серещенко Е. В.<sup>1</sup>, Губернов В. В.<sup>1</sup>, <sup>1</sup>ФИАН, <sup>2</sup>МФТИ (НИУ), «*Исследование свойств и структуры пламен с разветвленным двухстадийным цепным механизмом реакции*»

18:30 – 18:50 Губарев Е. Д.<sup>1,2</sup>, Серещенко Е. В.<sup>1</sup>, Губернов В. В.<sup>1</sup>, <sup>1</sup>ФИАН, <sup>2</sup>МФТИ (НИУ), «*Исследование диффузионно-тепловой неустойчивости волн горения*»

## **20 ноября 2024 года, среда**

### **Лекции ведущих ученых (Колонный зал Главного здания ФИАН)**

10:00 – 11:30 Селезнев Л. В., ФИАН «*Филаментация лазерного излучения и генерация терагерцового излучения в филаментационной плазме*»

11:30 – 13:00 Чернега Н. В., ФИАН «*Случайная лазерная генерация -- фундаментальные и прикладные проблемы*»

### **13:00 – 14:00 Перерыв**

### **Лекции ведущих ученых (Колонный зал Главного здания ФИАН)**

14:10 – 15:30 Лебедев В. С., ФИАН «*Эффекты плазмон-экситонного взаимодействия в металлоорганических наноструктурах*»

### **Доклады молодых ученых (Колонный зал Главного здания ФИАН)**

15:40 – 16:00 Баранов А. И.<sup>1,2</sup>, <sup>1</sup>НИУ МИЭТ, <sup>2</sup>ФИАН, «*Особенности светоиндуцированной перезаписи оптической оси в аморфных гребнеобразных азобензолсодержащих полимерах*»

16:00 – 16:20 Маресев А. Н., ФИАН, МФТИ (НИУ), «*Повышение чувствительности лазерно-искровой -эмиссионной спектроскопии с помощью упорядоченных плазменных подложек*»

16:20 – 16:40 Кислов К. С., ФИАН, «*Радиационные и столкновительные процессы перераспределения заряда с участием слабосвязанных гетероядерных ионов инертных газов*»



16:40 – 17:00 Воронова В. В., ФИАН, *«Повышение чувствительности метода ЛИЭС при направленном замораживании суспензии частиц»*

### **Постерная сессия (Фойе Конференц-зала Главного здания ФИАН)**

17:00 – 19:00 Постерные доклады

## **21 ноября 2024 года, четверг**

### **Лекции ведущих ученых (Колонный зал Главного здания ФИАН)**

10:00 – 11:30 Губернов В. В., ФИАН *«Неустойчивость и динамика пламен, как инструменты для исследования кинетики горения»*

11:30 – 13:00 Казанцев Д. В., ФИАН *«Оптическая безапертурная микроскопия ближнего поля»*

### **13:00 – 14:00 Перерыв**

### **Лекции ведущих ученых (Колонный зал Главного здания ФИАН)**

14:10 – 15:30 Кунцевич А. Ю., ФИАН *«Новая физика в ван дер Ваальсовых гетероструктурах слоистых материалов»*

### **Доклады молодых ученых (Колонный зал Главного здания ФИАН)**

15:40 – 16:00 Уманская С. Ф., ФИАН *«Случайная лазерная генерация в высокопористых наноструктурированных монолитах оксигидроксида алюминия»*

16:00 – 16:20 Матрохин А. А., ФИАН, *«ВКР и ВРМБ в жидкостях в поле ультразвука»*

16:20 – 16:40 Пятышев А. Ю.<sup>1</sup>, Скрабатун А. В.<sup>1,2</sup>, Сидоров Н. В.<sup>3</sup>, Галуцкий В. В.<sup>4</sup>, Строганова Е. В.<sup>4</sup>, <sup>1</sup>ФИАН, <sup>2</sup>МГТУ им. Н. Э. Баумана, <sup>3</sup>ИХТРЭМС КНЦ РАН, <sup>4</sup>КГУ, *«Анализ спектров КР в LiNbO<sub>3</sub> с градиентом состава»*

16:40 – 17:00 Скрабатун А. В.<sup>1</sup>, Авакянц Л. П.<sup>2</sup>, Пятышев А. Ю.<sup>1</sup>, <sup>1</sup>ФИАН, <sup>2</sup>МГУ, *«Влияние дейтерирования на комбинационное рассеяние в монокристаллах алюмокалиевых квасцов»*

### **17:00 – 17:10 Перерыв**

17:10 – 17:30 Чайков Л. Л.<sup>1</sup>, Давыдова Г. А.<sup>2</sup>, Селезнева И. И.<sup>2</sup>, Махамадиев М. Т.<sup>1</sup>,<sup>1</sup>ФИАН, <sup>2</sup>ИТЭБ РАН, *«Исследование динамики альгинат-пектиновых гелей с помощью динамического рассеяния света»*

17:30 – 17:50 Моритака С. С.<sup>1,2</sup>, Лебедев В. С.<sup>1</sup>, <sup>1</sup>ФИАН, <sup>2</sup>МФТИ (НИУ), *«Описание оптических спектров плазмонных наночастиц с распределенной экситонной оболочкой в модели связанных диполей»*

17:50 – 18:10 Мекшун А. В.<sup>1,2</sup>, Нариц А. А.<sup>1</sup>, Лебедев В. С.<sup>1</sup>, <sup>1</sup>ФИАН, <sup>2</sup>МФТИ (НИУ),  
«Расчет матричных элементов ионно-ковалентной связи в процессах столкновения  
ридберговских атомов с сильно полярными молекулами»

## **22 ноября 2024 года, четверг**

### **Лекции ведущих ученых (Колонный зал Главного здания ФИАН)**

10:00 – 11:30 Кривобок В. С., ФИАН «Использование гиперзвуковых волн для  
воздействия на примесно-дефектную подсистему полупроводниковых материалов»

11:30 – 13:00 Козловский В. И., ФИАН «Полупроводниковые дисковые лазеры»

### **13:00 – 14:00 Перерыв**

### **Доклады молодых ученых (Колонный зал Главного здания ФИАН)**

14:00 – 14:20 Клековкин А. В., ФИАН «Новые полупроводниковые материалы для  
фотоники среднего ИК диапазона»

14:20 – 14:40 Свиридов Д. Е., ФИАН «Принципы микроскопии растекания тока  
полупроводниковых материалов»

14:40 – 15:00 Минаев И. И., ФИАН «Исследование локальных транспортных свойств  
эпитаксиальных наноструктур на основе узкозонных полупроводников группы  $A_3B_5$ »

15:00 – 15:20 Ерошенко Г. А., ФИАН «Синтез и свойства полупроводниковых  
сверхрешеток на основе узкозонных полупроводников  $A_3B_5$ »

15:20 – 15:40 Дубовая А. Р., ФИАН «Оптическая спектроскопия полупроводниковых  
сверхрешеток в среднем и дальнем ИК диапазонах»

15:40 – 16:00 Зазымкина Д. А., ФИАН «Роль нефелоксетического эффекта при  
формировании электронного спектра переходных элементов в полупроводниках  $A_2B_6$ »

16:00 – 16:20 Меляков С. В., ФИАН «Когерентная спиновая динамика в перовскитах»

16:20 – 16:40 Уцина Е. А., ФИАН «Кинетика люминесценции галоидных перовскитов»

16:40 – 17:00 Усманов И. И., ФИАН, МФТИ (НИУ) «Оптические свойства дисульфида  
олова легированного тулием»

17:00 – 17:20 Фролов Н. И., ФИАН, МФТИ (НИУ) «Лазерная гиперзвуковая  
микроскопия полупроводниковых гетероструктур»

### **17:20 – 17:30 Закрытие Школы**

## **Генерация радиоизлучения сантиметрового диапазона в лабораторном импульсном мегавольтном разряде на стадии роста и столкновения стримеров**

И.С. Байдин, А.В. Огинов, Е.В. Паркевич, А. И. Хирьянова, К.В.Шпаков

Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

О радиоизлучении, генерируемом лабораторными и натурными атмосферными разрядами, известно уже около 70 лет. Данное явление изучается как на земле (в лабораториях и на радиотелескопах в обсерваториях) так и в космосе (с помощью спутников). Будучи вызвано интенсивными процессами плазмообразования в начальной фазе развития разряда, радиоизлучение содержит в себе информацию о структуре разряда и может быть использовано для мониторинга событий, связанных с молниями в режиме реального времени, а также для оценки характеристик разряда внутри грозовых облаков. На сегодняшний день основной и общепринятой теорией, объясняющей механизмы генерации СВЧ излучения в предпробойной стадии разряда, является теория о лобовых столкновениях стримеров. Она демонстрирует, что лобовые столкновения многочисленных стримеров противоположных полярностей провоцируют интенсивную генерацию микроволнового излучения в диапазонах частот МГц и ГГц из-за очень быстрых изменений тока. Ряд моделирований показывает, что при таком механизме генерации могут излучаться частоты до 10 ГГц. В экспериментальных работах высокочастотное (ВЧ) радиоизлучение с частотами превышающими 1 ГГц изучалось в основном на определенных выделенных частотах с использованием узкополосных фильтров (с полосой пропускания около нескольких десятков МГц). Для получения комплексной информации о процессах, протекающих в плазме разряда этого недостаточно, а экспериментальных работ, исследующих эти вопросы в широкой полосе частот практически нет.

В докладе мы показываем, что высокочастотное радиоизлучение имеет сложную спектральную и временную структуру и проявляется в виде множества коротких (длительностью менее 1 нс) всплесков. Данные всплески наблюдаются на стадии роста напряжения в разрядном промежутке и достижении им максимальных значений. Мы также представляем результаты радиоинтерферометрических измерений, в ходе которых были локализованы области разряда, связанные с появлением высокочастотных радиоизлучений. Наше исследование показывает тесную взаимосвязь между радиоизлучением и интенсивным развитием и размножением множества стримеров противоположной полярности в разряде.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 23-19-00524).

## Литература

1. Luque, A. J. Geophys. Res., 122, 10497–10509. (2017)
2. Shi F. et al., J. Geophys. Res., 121, 7284–7295 (2016)
3. Parkevich E. V. et al, Phys. Rev. E, 105, L053201 (2022).
4. Parkevich E. V. et al, Phys. Rev. E, 106, 045210 (2022).
5. Baidin I. S. et al, Bull. Lebedev Phys. Inst. 48, 349–352 (2021).
6. Parkevich E. V. et al. Physical Review E, 108, 025201 (2023).
7. Байдин И.С., Огинов А.В., Паркевич Е.В. ЖТФ Т. 91, Вып.12, с. 1910-1915 (2021)

## Особенности светоиндуцированной перезаписи оптической оси в аморфных гребнеобразных азобензолсодержащих полимерах

А.И. Баранов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Москва, Зеленоград

эл. почта: [arki\\_korol@mail.ru](mailto:arki_korol@mail.ru)

Полимерные системы, содержащие азобензол, представляют собой особый класс "умных" материалов благодаря своей способности к фоторегулированию структурных, а следовательно, и оптических и механических свойств. Одним из наиболее эффективных методов управления оптическими характеристиками является процесс фотоориентации, который вызывается воздействием поляризованного ультрафиолетового или видимого света. Оптическое воздействие позволяет создавать двулучепреломляющие структуры, которые эффективно функционируют как фазовые конвертеры поляризации оптического излучения при толщине пленки всего в несколько микрон.

В данной работе исследована перезапись оптической оси в полимерном материале PMDCN4 [1]. На образце была модифицирована область широким Гауссовым пучком ( $2w = 100$  мкм) линейной поляризации, оптическая ось в которой имела направление, параллельное поляризации пучка накачки. Затем, уменьшив диаметр пучка в 2 раза, и изменив его поляризацию на радиальную был повторно облучен центр уже модифицированной области образца (рис. 1а).

С помощью поляризационной оптической микроскопии были построены диаграммы изменения профиля интенсивности прошедшего света для нескольких

плоскостей сечения (рис. 1б), при вращении образца относительно скрещенных поляризаторов (рис. 1в-д).

Как видно из диаграмм, оптическая ось, сформированная линейно поляризованным светом, изменила свое положение и стала повторять пространственное распределение радиальной поляризации в определенной области значений интенсивности. При этом размер переходной области, где можно предполагать наличие промежуточных (между изначальным и перезаписанным) положений оптической оси, очень мал. Полученный результат свидетельствует о проявлении коллективных процессов при фотоориентации в рассматриваемом полимере.

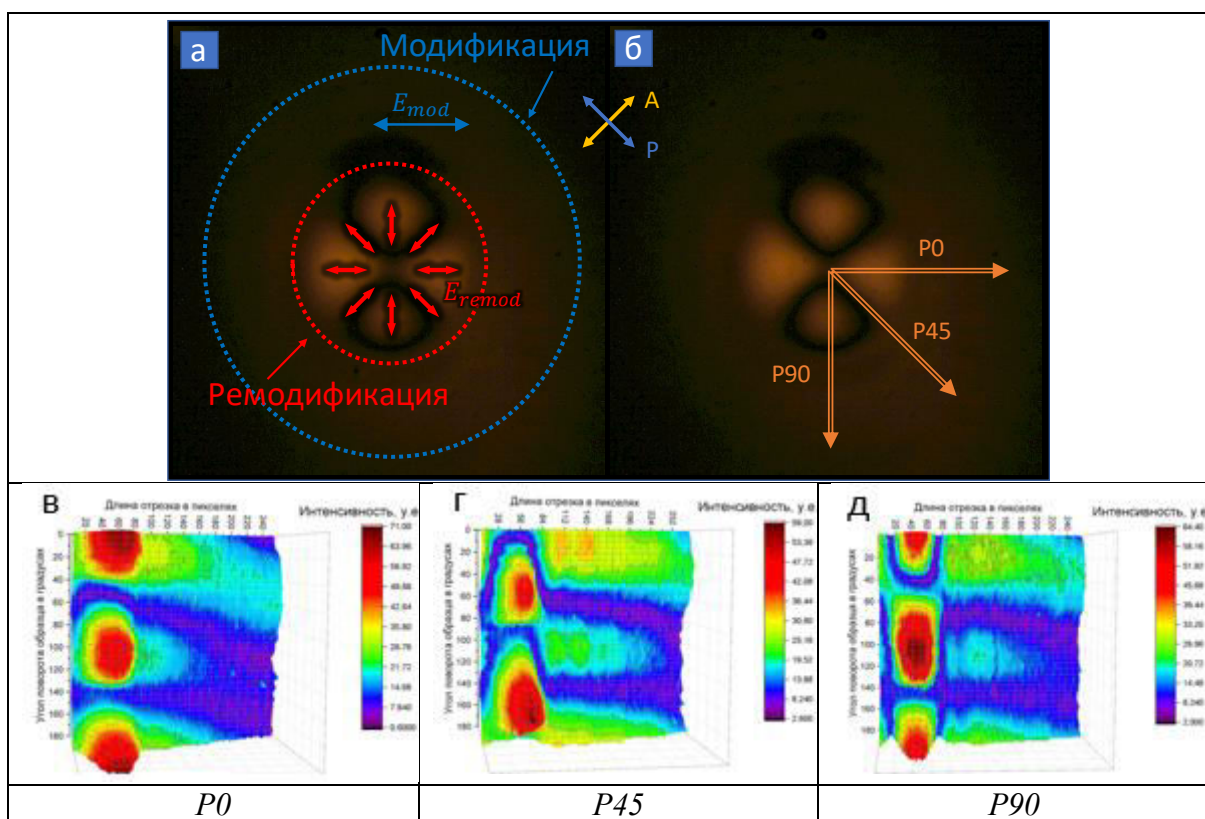


Рис. 1. (а) Изображение области, модифицированной линейно-поляризованным гауссовым пучком и ремодифицированной гауссовым пучком меньшего размера с радиальной поляризацией. (б) Отрезками отмечены секущие, по которым построены профили яркости изображения для различных поворотов образца относительно скрещенных поляризаторов А и Р. (в-д) Диаграммы изменения профилей яркости при повороте образца.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00427, <https://rscf.ru/project/23-22-00427/>.

## Литература

1. A. Bobrovsky, V. Shibaev, M. Gigl, V. Hamplova, V. Novotná, J. Polym. Sci., Part B: Polym. Phys. **57** 1337 (2019).

### Наносвитки CdSe во внешнем электрическом поле

Д. М. Безверхняя<sup>1</sup>, Д. С. Дайбаге<sup>2,3</sup>, Н. И. Вольнец<sup>2</sup>, П. А. Сафиуллина<sup>2</sup>, И. А.

Захарчук<sup>2,4</sup>, А. В. Осадченко<sup>2,4</sup>, С. А. Амброзевич<sup>2,4</sup>, А. С. Селюков<sup>2,3,4</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

<sup>2</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

<sup>3</sup>Московский политехнический университет

<sup>4</sup>Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

В последнее время коллоидные наночастицы халькогенидов кадмия привлекают внимание благодаря своим уникальным линейным и нелинейным оптическим свойствам [1-3]. Планарные наночастицы при этом имеют узкие линии излучения [1] по сравнению с нанокристаллами другой формы, поэтому целесообразно использовать их в качестве эмиттеров в активном излучающем слое светоизлучающих диодов для получения излучения с высокой чистотой цвета. Также было показано, что 2D нанопластины могут сворачиваться в свитки (наносвитки) [4]. Изучение поведения люминесценции коллоидных нанокристаллов во внешних электрических полях является перспективным направлением, поскольку понимание физических процессов, происходящих в них, способствует повышению эффективности оптоэлектронных устройств на основе полупроводниковых наночастиц. Данная работа посвящена исследованию влияния электрического поля на оптические свойства коллоидных полупроводниковых 2D нанопластин CdSe, свернутых в виде свитков.

Для изучения влияния внешнего электрического поля на люминесцентные свойства 2D нанопластин CdSe, свернутых в виде свитков, был изготовлен образец на подобие плоского конденсатора, в котором в качестве эмиттера выступали наносвитки. Люминесцентные свойства полупроводниковых коллоидных наносвитков CdSe были исследованы во внешнем электрическом поле в диапазоне напряженностей 0–150 кВ/см.

Обнаружено вызванное электрическим полем тушение интенсивности фотолюминесценции и уменьшение интегральной интенсивности излучения на 46%. Эти эффекты обусловлены уменьшением интеграла перекрытия между волновыми функциями электронов и дырок во внешнем электрическом поле [5]. Также было показано, что с увеличением напряженности электрического поля уменьшалось среднее

время жизни люминесценции. Наблюдаемое ускорение затухания межзонной и рекомбинационной люминесценции на 77% и 24% соответственно также подтверждает вывод о тушении люминесценции, вызванном электрическим полем. Полученные результаты проливают свет на поведение скрученных планарных наночастиц во внешнем электрическом поле, что может быть полезно для лучшего понимания специфических процессов, происходящих в наночастицах такой геометрии при введении в электронные и фотонные устройства, управляемые электрическим полем.

### **Литература**

1. A. G. Vitukhnovsky et al., Chem. Phys. Lett. 619, pp. 185–188 (2015).
2. Д. С. Дайбаге. Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. Т. 23, С. 920–926 (2023).
3. I. P. Malashin et al., IEEE Access. Vol. 12, pp. 53320–53334 (2024).
4. S. Ithurria, B. Dubertret. J. Am. Chem. Soc. 130, pp.16504–16505 (2008).
5. D. S. Daibagya et al., Opt. Mater. 150, p.115297 (2024).

### **Пространственно-энергетические характеристики рентгеновского излучения искрового атмосферного разряда**

Болотов Я. К.<sup>1,2</sup>, Смазнова Х. Т.<sup>1</sup>, Огинов А. В.<sup>1</sup>, Родионов А. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет)

Исследования импульсного разряда в лабораторных условиях при атмосферном давлении активно проводятся во многих научных центрах, в том числе в ФИАН на установке ЭРГ. Хотя механизм этого разряда пока не выяснен, лабораторные эксперименты могут предоставить новые данные, которые помогут понять процессы, происходящие в природных молниях.

В работе осуществлена пространственная локализация источников ионизирующего излучения в длинных атмосферных разрядах. Схема эксперимента представлена на Рис. 1. Для проведения экспериментов была использована конфигурация электродов, представляющая собой сочетание обратно-конического катода с остриём и сетчатого анода. Эта конфигурация позволила собрать максимальное количество статистически значимых данных. Впервые выполнено измерение распределения энергетических параметров рентгеновского и  $\gamma$ -излучения, возникающих при пробое вдоль оси разряда. Пространственное разрешение измерений составило 10–

12 см. Временной интервал нарастания фронта составлял около 220 нс, при этом максимальное напряжение достигало 1,2 МВ, а длина межэлектродного промежутка была равна 60,5 см. Для определения энергии квантов излучения применялись свинцовые фильтры, выполняющие ступенчатое ослабление интенсивности ионизирующего излучения.

Установлено, что в областях, прилегающих к аноду, наблюдается наибольшая энергия испускаемого излучения, тогда как в прикатодной области интенсивность излучения существенно ниже. Минимальные энергетические значения амплитудных спектров излучения, зафиксированные в прианодной зоне, в три раза превышают аналогичные показатели, наблюдаемые в прикатодной зоне. В межэлектродном пространстве интенсивность излучения оказывается на порядок ниже (в три-восемь раз), чем в прианодной области.

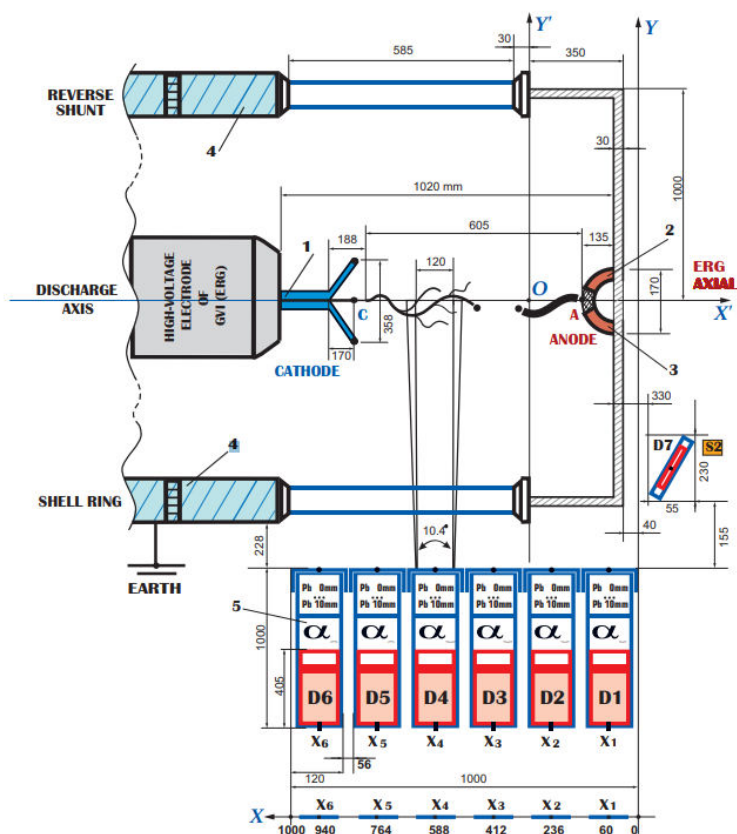


Рис.1 Схема экспериментальной установки.

На основе полученных данных мы можем заключить, что прианодная область является основным генератором ионизирующего излучения. Это коррелирует с предполагаемым механизмом его генерации, который связывают с торможением быстрых релятивистских электронов. Энергия самого высокоэнергетического кванта зарегистрированного рентгеновского излучения не превышает 400 кэВ. Предполагается,



что тормозное излучение, генерируемое ионами и электронами, может быть причиной генерации рентгеновского излучения в этом эксперименте. Торможение может происходить как при воздействии на поверхности электродов, так и через иные механизмы. Обнаруженное явление требует проведения дальнейших исследований, которые будут представлены в будущих научных работах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №23-19-00524).

## **Литература**

1. Родионов А.А., Агафонов А.В., Рябов В.А. и др., Письма в ЖЭТФ 116, 225-232 (2022).
2. Родионов А.А., Агафонов А.В., Рябов В.А. и др., Краткие сообщения по физике ФИАН 49, №. 7, 38-49 (2022).
3. J. R. Dwyer et al., J. Geophys. Res. 117, A10 (2012).
4. P. Kochkin, C. Köhn, U. Ebert, L. Van Deursen, Plasma Sources Sci. Technol 25, 044002 (2016).
5. A.V. Agafonov, V. A. Bogachenkov, A. P. Chubenko, A. V. Oginov, A. A. Rodionov, A. S. Rusetskiy, V. A. Ryabov, A. L. Shepetov, K. V. Shpakov, J. Phys. D: Appl. Phys. 50, 165202 (2017).
6. A.V. Agafonov, A. V. Oginov, A. A. Rodionov, V. A. Ryabov and K. V. Shpakov, Plasma Sources Sci. Technol 28, 095014 (2019).
7. E.V.Parkevich, K.V.Shpakov, I.S.Baidin, A.A.Rodionov, A.I.Khirianova, T.F.Khirianov and A.V.Oginov, Phys. Rev. E 105, L053201 (2022).
8. E.V.Parkevich, A.I.Khirianova, T.F.Khirianov, I.S.Baidin, K.V.Shpakov, A.A.Rodionov and A.V.Oginov, Phys. Rev. E 106, 045210 (2022).
9. A.A.Rodionov, A.V.Oginov, K.V.Shpakov, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 82, 404-408 (2018).

## **Экспериментальное определение параметров плавления высокоэнтропийных карбидов**

А.С.Булава<sup>1</sup>, А.М.Фролов<sup>1</sup>, М.А.Шейндлин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Объединённый институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН)

В последние годы большой интерес для ряда индустрий представляют так называемые сверхтугоплавки керамики (УНТС) – вещества, имеющие температуру плавления свыше 3000К. Ряд особенностей этого класса веществ, а именно рекордная

устойчивость к тепловым нагрузкам и высокая коррозионная устойчивость, делает его привлекательным не только для аэрокосмической ([1], [2]), но и для энергетической ([3], [4]) отраслей. Особый интерес представляют материалы с рекордными температурами плавления и, вместе с этим, выдающимися механическими качествами, а именно высокоэнтропийные карбидные системы переходных металлов: тантала, гафния, ниобия и т.д. Тем не менее, практическое применение данных систем невозможно из-за недостатка или полного отсутствия данных об их теплофизических свойствах, в частности, об их температуре плавления. Без этих данных невозможно провести моделирование поведения материала при температурах их предполагаемой эксплуатации.

Один из самых эффективных способов определения параметров плавления сверхтугоплавких керамик – это комбинация лазерного нагрева и различных оптических методов диагностики [5]. Так, наиболее подходящий метод определения температуры поверхности материала – многоканальная пирометрия [6]. Данный метод основан на подгонке тепловых спектров функцией Планка с множителем излучательной способности. Для ряда материалов можно задать зависимость излучательной способности от длины волны на некотором участке при помощи функции с несколькими параметрами. Например, в простейших случаях применимо линейное приближение зависимости излучательной способности от длины волны. В таком случае метод многоканальной пирометрии будет сводиться к решению следующей системы уравнений:

$$\begin{cases} I(\lambda_1) = (a + b * \lambda_1) * P(\lambda_1, T) \\ I(\lambda_2) = (a + b * \lambda_2) * P(\lambda_2, T) \\ \dots \\ I(\lambda_N) = (a + b * \lambda_N) * P(\lambda_N, T) \end{cases}$$

Где  $a$ ,  $b$  – это параметры излучательной способности вещества при фиксированной температуре,  $P(\lambda, T)$  – это функция Планка, записанная на длинах волн спектрометра.

Решая данную систему уравнений, можно не только найти истинную температуру вещества в заданный момент времени, но ещё и определить зависимость от длины волны спектральной излучательной способности поверхности этого вещества. Пример спектра, аппроксимированного данным методом, можно найти на рис. 1.

Однако в рассматриваемых высокоэнтропийных карбидных системах дополнительной сложностью является определение момента начала плавления (то есть,

момент перехода солидуса). Ввиду отсутствия каких-либо заметных особенностей на термограмме требуется привлечение дополнительных методов оптической диагностики состояния поверхности материала. В данной работе таким методом выступает анализ видеосъемки эксперименты высокоскоростной камерой в отраженном свете. Так, при начале плавления на поверхности материала образуются характерные подвижные области, которые можно отследить при помощи следующего алгоритма:

1. На кадре видеосъемки выбирается область поверхности, совпадающая с пятном визирования спектрометра. Во всех последующих шагах рассматривается только так часть кадра, которая попала в выбранную область.

2. Для всех кадров, начиная со второго, вычисляется разность интенсивностей всех соответствующих пикселей для выбранного кадра и предыдущему ему.

3. Для всех кадров, начиная со второго, вычисляется среднеквадратичное разностей, полученных в шаге 2. Далее в тексте эта величина называется среднеквадратичной разностью.

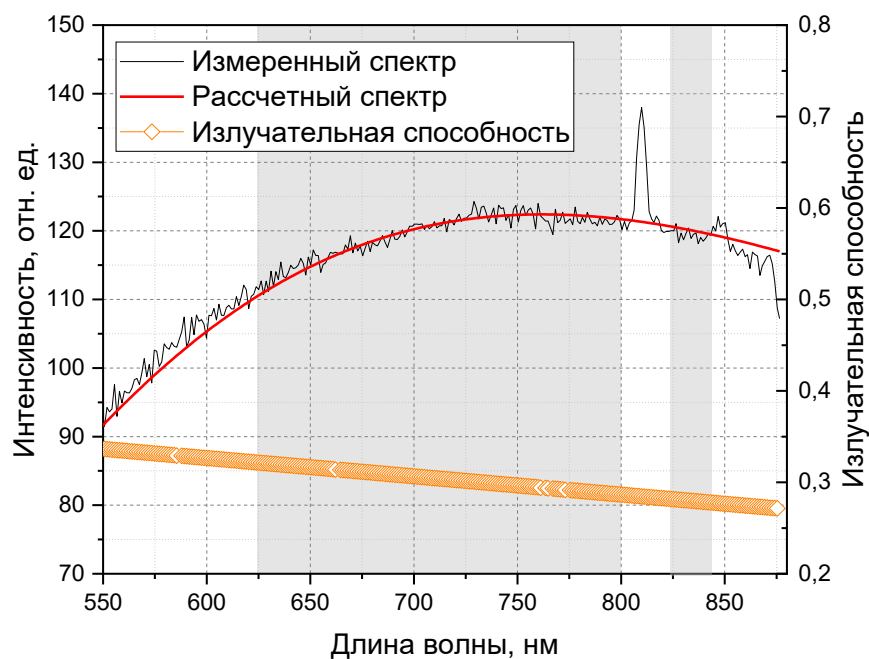


Рис. 1 – Спектр теплового излучения, линейное приближение излучательной способности: серым выделены области, использованные для аппроксимации

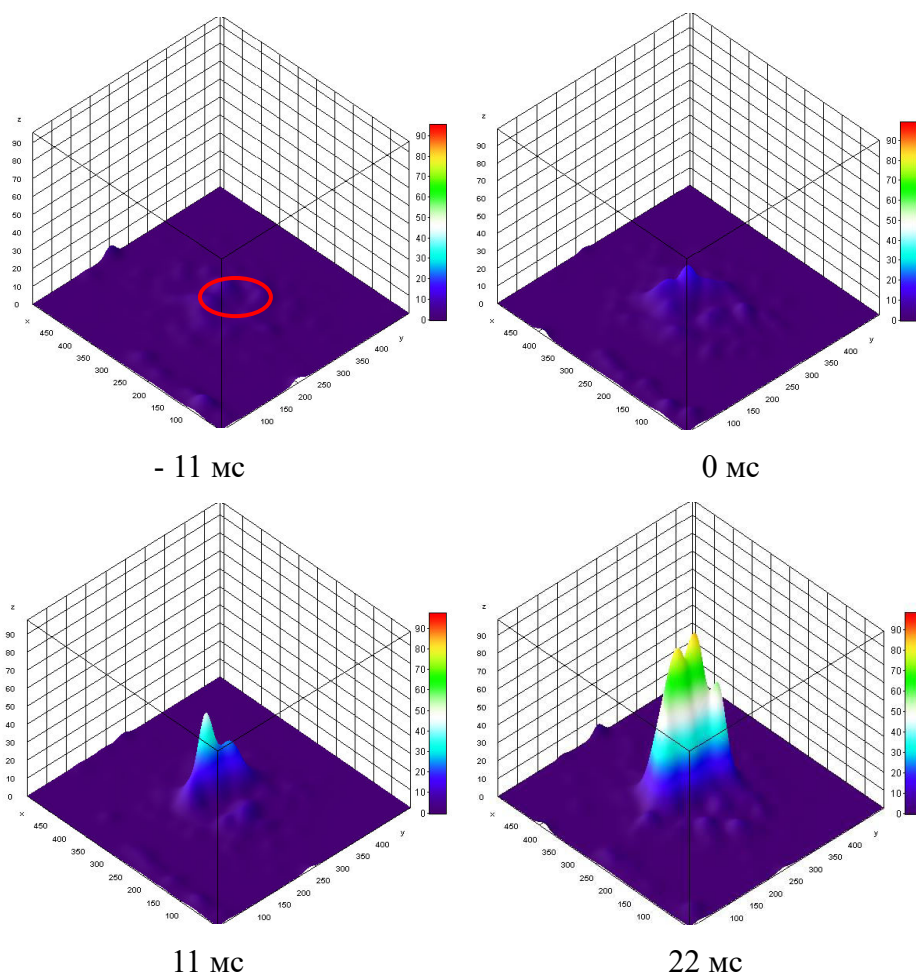


Рис. 2 - Визуализация обработки видеозображения в окрестности температуры солидуса. 0 мс – момент начала плавления. На кадре – 11 мс, предшествующему плавлению (солидусу), отмечена зона визирования пирометра и область анализа, соответствующая температурным измерениям

Последовательность кадров, обработанная описанным алгоритмом, представлена на рис. 2.

Применение этих методов позволило с высокой точностью определить точки солидуса и ликвидуса двух высокоэнтропийных карбидов: Ta-Zr-Hf-Nb-C и Ta-Hf-Zr-Nb-Ti-C. Также метод многоканальной пирометрии позволил описать изменение излучательной способности поверхности обоих карбидов вблизи точек солидуса и ликвидуса.

## Литература

1. Peters, A.B., Zhang, D., Chen, S. et al. Materials design for hypersonics. Nat Commun **15**, 3328 (2024).

2. Fahrenholtz WG, Hilmas GE, Talmy IG, et al. Refractory diborides of zirconium and hafnium. *J Am Ceram Soc*, 90: 1347–1364 (2007)
3. Chant, I., Murty, K.L. Structural materials issues for the next generation fission reactors. *JOM* **62**, 67–74 (2010).
4. Caccia, M., Tabandeh-Khorshid, M., Itskos, G. et al. Ceramic–metal composites for heat exchangers in concentrated solar power plants. *Nature* **562**, 406–409 (2018).
5. Bgasheva T, Falyakhov T, Petukhov S, Sheindlin M, Vasin A, Vervikishko P. Laser-pulse melting of calcium oxide and some peculiarities of its high-temperature behavior. *J Am Ceram Soc*. (2021).
6. Sheindlin M, Falyakhov T, Petukhov S, Valyano G, Vasin A, Recent advances in the study of high-temperature behaviour of non-stoichiometric  $TaC_x$ ,  $HfC_x$  and  $ZrC_x$  carbides in the domain of their congruent melting point, *Advances in Applied Ceramics*, 48-55 (2018).

**Создание оксидных слоев на титановых сплавах  
электрохимическими методами и их исследование**

В. Р. Веснин<sup>1</sup>, Н. А. Вершаловский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана

Одним из перспективных направлений в имплантологии является разработка систем локальной доставки лекарственных препаратов [1, 2]. Для предотвращения послеоперационных инфекций широкое распространение получили антибактериальные покрытия, содержащие антибиотики, такие как ванкомицин, гентамицин и левофлоксацин. Эти препараты могут быть интегрированы в структуру оксидных покрытий или доставлены с помощью различных носителей, включая хитозан-галлуазитовые или титановые нанотрубки [3].

В данной работе был разработан метод анодирования для создания слоев, аналогичных титановым нанотрубкам. Основная цель исследования заключалась в изучении влияния различных параметров электрохимической обработки на фазовый состав и морфологию. Особое внимание уделялось механизмам формирования различных модификаций оксида титана, таких как анатаз и рутил. Задача заключалась в выявлении особенностей сформировавшейся структуры в зависимости от состава электролита и режимных параметров анодирования.

Для создания пористых оксидных покрытий на титане был сконструирован

экспериментальный стенд. Источником питания служил источник питания TDK-Lambda, обеспечивающий широкий диапазон напряжений от 0 до 600 В и токов от 0 до 1,3 А. В качестве образцов использовались титановые шайбы BT1-0 диаметром 16 мм и толщиной 4 мм, предварительно отполированные до шероховатости  $R_a \approx 0,1$  мкм. Электролит готовили путем смешивания дистиллированной воды (78 г), фосфорной кислоты (4 мас.%) и плавиковой кислоты (0,25 мас.%). Анодирование проводили при постоянном напряжении в диапазоне от 29,5 до 50,9 В в течение 20-90 минут. Расстояние между электродами составляло около 10 мм, а для ограничения тока использовался шунт сопротивлением 1 кОм. После анодирования образцы сушили при температуре 150 °С в течение 60 минут и отжигали при 500 °С в течение 1,5 часов. Часть полученных образцов замачивали в гентамицине в течение 1 часа при комнатной температуре для отработки насыщения фармпрепаратами.

Для исследования фазового состава и структуры полученных покрытий был использован рамановский конфокальный микроскоп ATR8300-TW. Рамановские спектры показали преобладание анатазной фазы диоксида титана. Были идентифицированы характерные пики анатаза и менее интенсивные пики рутила. Обнаружена неоднородность состава покрытий по площади образцов. Также были получены спектры покрытий, насыщенных гентамицином, с его идентификацией спустя 1 день.

Методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) было установлено, что анодирование приводит к формированию пористой структуры с диаметром пор около 20 нм и высотой пор порядка 100 нм. Испытания на сдвиг показали высокую адгезию покрытий к подложке (23-25 Н). Кроме того, были получены данные по *in vitro* исследованию, которые свидетельствуют о некоторой пролонгации релиза при наличии покрытия.

Таким образом, полученные оксидные покрытия на основе титана обладают пористой структурой и преимущественно состоят из анатазной фазы диоксида титана. Метод анодирования позволяет получать более упорядоченную пористую структуру по сравнению с микродуговым оксидированием (МДО). В дальнейшем будет модифицирован метод получения более качественных титановых нанотрубок (с большим диаметром и структурированностью). Такая структура, насыщенная антибиотиком, будет опробована *in vivo*.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 20-79-10190, <https://rscf.ru/project/20-79-10190>.

## Литература

1. Chopra, D., Gulati, K. & Ivanovski, S. Understanding and optimizing the antibacterial functions of anodized nano-engineered titanium implants. *Acta Biomaterialia* 127, 80–101 (2021).
2. Akshaya, S., Rowlo, P. K., Dukle, A. & Nathanael, A. J. Antibacterial Coatings for Titanium Implants: Recent Trends and Future Perspectives. *Antibiotics* 11, 1719 (2022).
3. Indira, K., Mudali, U. K., Nishimura, T. & Rajendran, N. A Review on TiO<sub>2</sub> Nanotubes: Influence of Anodization Parameters, Formation Mechanism, Properties, Corrosion Behavior, and Biomedical Applications. *J Bio Tribo Corros* 1, 28 (2015).

### Оптика сферических нанокристаллов CdTe/SiO<sub>2</sub> при низких температурах

Н. И. Волынец<sup>1</sup>, Д. С. Дайбаге<sup>1,2</sup>, Д. М. Безверхняя<sup>3</sup>, П. А. Сафиуллина<sup>1</sup>,

А. В. Осадченко<sup>1,4</sup>, И. А. Захарчук<sup>1,4</sup>, С. А. Амброзевич<sup>1,4</sup>, А. С. Селюков<sup>1,2,4</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

<sup>2</sup>Московский политехнический университет

<sup>3</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

<sup>4</sup>Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

Коллоидные нанокристаллы, в частности сферические наночастицы – квантовые точки, являются перспективными материалами для светодиодов, оптических переключателей, а также биомаркеров благодаря возможности управления их излучательными свойствами за счет эффекта размерного квантования [1-3]. Еще одним фактором, способным оказывать влияние на оптические характеристики сферических наночастиц, является температура [4]. Изучение люминесцентных свойств квантовых точек при различных температурах позволяет продвинуть фундаментальные знания о квантовых эффектах в наноматериалах. В частности, при низких температурах может наблюдаться усиление люминесценции за счет подавления экситон-фононного взаимодействия. Также изучение оптических характеристик при различных температурах позволяет создать новые, более эффективные технологии для использования в широком спектре приложений. В данной работе исследуется влияние низких температур на люминесцентные и кинетические свойства квантовых точек CdTe/SiO<sub>2</sub>.

В результате экспериментов обнаружено, что при увеличении температуры происходит смещение спектров фотолюминесценции в длинноволновую область, а также уменьшение интегральной интенсивности фотолюминесценции. Полоса, связанная с люминесценцией с участием ловушек, исчезает практически полностью. Изменение ширины запрещенной зоны обусловлено тепловым расширением решетки и взаимодействием с фононами. Предполагается, что уширение спектров люминесценции связано с экситон-фононным взаимодействием и структурными дефектами на границе CdTe и SiO<sub>2</sub>. Наблюдаемое уменьшение интегральной интенсивности фотолюминесценции происходит вследствие диссоциации экситонов и термически активированного захвата носителей заряда [5]. Также показано, что при низкой температуре и при непрерывном лазерном облучении интенсивность люминесценции сферических наночастиц CdTe/SiO<sub>2</sub> не изменяется. Анализ кривых затухания фотолюминесценции демонстрирует ускорение процессов излучательной релаксации возбужденных состояний при повышении температуры, что подтверждает гипотезу о термически активированном захвате носителей заряда центрами безызлучательной рекомбинации.

## Литература

1. D. Bera et al, *Materials*. Vol. 3, pp. 2260–2345 (2010).
2. D. S. Daibagya et al, *International Journal of Modern Physics B*. p. 2540044 (2024).
3. Д. С. Дайбаге. Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. Т. 23, С. 920–926 (2023).
4. I. Malashin et al, *Materials*. Vol. 17, p. 5056 (2024).
5. D. Kushavah et al, *Materials Research Express*. Vol. 4, p. 075007 (2017).

## Повышение чувствительности метода ЛИЭС при направленном замораживании суспензии частиц

В. В. Воронова<sup>1</sup>, М. А. Шевченко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

За последние десятилетия метод лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии (ЛИЭС) находит все большее применение в самых различных областях, начиная от проверки чистоты драгоценных камней [1] и заканчивая анализом марсианской пыли [2]. Он позволяет определять элементный состав объектов, а также проводить



количественный и полуколичественный анализ. Достоинствами данного метода являются возможность исследования малого количества образца, простота его подготовки, возможность локального и дистанционного определения элементного состава вещества. Суть метода заключается в возникновении лазерно-индуцированной плазмы на поверхности образца и последующем анализе её спектра.

Объектом исследования методом ЛИЭС могут быть газы, жидкости или твердые тела. Однако, анализ жидкостей может быть несколько затруднен в связи с её разбрызгиванием и возникновением ряби на поверхности. Одним из методов преодоления этих трудностей является замораживание исследуемых объектов [3]. Это приводит к увеличению общего сигнала и лучшей чувствительности количественного анализа [4]. Несмотря на это, для анализа разбавленных растворов этого может быть недостаточно в связи с малым содержанием компонентов в индуцированной плазме.

В данной работе предложен и исследован способ повышения чувствительности ЛИЭС путем направленного замораживания суспензии частиц. При направленном замораживании происходит вытеснение частиц фронтом раздела фаз, и образование, в результате, слоя плотно упакованных частиц на поверхности. Используемая конфигурация ячейки позволяла концентрировать частицы в малой области, в центре поверхности образца. Таким образом, происходит локальное увеличение концентрации частиц суспензии, что приводит к значительному повышению чувствительности определения элементного состава частиц. Измерения проводились на водной суспензии наночастиц оксида цинка различных концентраций.

В результате исследований было подтверждено усиление чувствительности метода ЛИЭС при направленном замораживании суспензии, а также исследована концентрационная зависимость данного процесса.

### **Литература**

1. D.C.Alvey, K.Morton, R.S.Harmon, J.L.Gottfried, J.J.Remus, L.M.Collins, M.A.Wise. Appl. Opt., 49, C168 (2010)
2. J.P.Grotzinger. Science, 341, 1475 (2013)
3. Sarah C. Jantzi, Vincent Motto-Ros, Florian Trichard etc. Sample treatment and preparation for laser-induced breakdown spectroscopy, Spectrochimica Acta Part B 115 (2016)
4. H. Sobral, R. Sanginés, A. Trujillo-Vázquez, Detection of trace elements in ice and water by laser-induced breakdown spectroscopy, Spectrochim. Acta Part B 78 (2012).

## Ключевые особенности численного моделирования дифракции лазерного излучения на плазменном микрообъекте в первом Рытовском приближении

С. Ю. Гаврилов<sup>1</sup>, А. И. Хирьянова<sup>1</sup>, Е. В. Паркевич<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

В последнее время большое внимание уделяется созданию новых методов изучения фазовых быстро эволюционирующих микроструктур, таких как электрические разряды в жидкостях и газах [1,2], плазменные джеты [3], лазерные искры [4], плазменные выбросы во время лазерной абляции [5]. Изучение таких объектов текущими методами исследования является достаточно сложной задачей, порой не имеющей решений [6,7,8]. Перспективным способом изучения быстро эволюционирующих фазовых микроструктур является численное моделирование задачи дифракции в первом Рытовском приближении, являющимся асимптотическим методом решения скалярного уравнения Гельмгольца. Интерес к такому способу решения обусловлен его особой чувствительностью к дифракционным эффектам, возникающим при прохождении света через фазовые объекты [9,10,11].

Объектом для численного моделирования прямой задачи дифракции в первом Рытовском приближении был выбран плазменный цилиндр (филамент), аналогичный по своим характеристикам наблюдаемому в эксперименте в работе [12]. Профиль электронной плотности был задан как  $n_e(y) = A(1 + \cos(\pi y/R))/2$ , где  $A = 5 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup> - размерный коэффициент,  $R$  – радиус филамента. Таким образом, объект обладает плавным профилем диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(x, \rho) = 1 + \bar{\varepsilon}(x, \rho)$ , где  $\bar{\varepsilon} = -\omega_{pe}^2/\omega^2$ ,  $\omega_{pe}$  – плазменная частота,  $\omega$  – частота падающего излучения. Численное моделирование осуществлялось на языке *python*, в реализации кода использовались такие библиотеки, как *numpy* и *matplotlib*. Использование библиотеки *numpy* обусловлено ее удобством для матричных вычислений, *matplotlib* - возможностями по визуализации.

В ходе написания и оптимизации кода удалось добиться получения дифракционных карт интенсивности и сдвига фазы на плоскости с продольными размерами от 1 тыс. до 10 тыс. мкм (на самом деле верхней границы нет) с ошибкой менее 1% и временем работы программы для получения соответствующих распределений менее 1 секунды. Удалось дать характеристику влиянию размеров шагов вдоль продольной и поперечной осей, а также получить связь между продольным и

минимальным поперечным размерами сетки исходя из суммирования вкладов эффектов рефракции и дифракции на объекте, а также исходя из закона сохранения энергии. Кроме того, удалось построить графики зависимостей ошибки округления от шага вдоль каждой из осей. Экспериментально подтверждено, что алгоритм быстрого преобразования Фурье быстрее работает с четным количеством точек. Таким образом, в работе отражены ключевые особенности по выбору шага, масштаба и числа точек для численного моделирования задач дифракции, а также описаны специальные приемы использования пакета *numpy* для ускорения вычислений, такие, как, например, уход от циклов для суммирования к использованию `np.cumsum()` или использование `np.meshgrid()` для задания сетки для вычисления радиусов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 19-79-30086).

### Литература

1. E. Parkevich et al, *Plasma Sources Science and Technology*. 28. (2019).
2. M. Simek et al, *Plasma Sources Science and Technology*. 29. (2020).
3. S. Polukhin et al, *Plasma Physics Reports*. 46. (2020).
4. Z. Yang et al, *Physics of Plasmas*. 22. (2015).
5. S. Harilal et al, *Phys. Plasmas* 19 (8), 083504 (2012).
6. A. Gopal et al, *Optics letters*. 32. 1238-40 (2007).
7. P. Müller, Biotechnology Center (Dresden University of Technology), Dresden (2016).
8. de Bruyn J. et al, *Rev. Sci. Instrum.* 67 (6), 2043–2067 (1996).
9. P. Chaumet et al, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 243 106816 (2020).
10. Y. Sung, G. Barbastathis, *Optics Express* 21.3, 2674-2682 (2013).
11. B. Chen, J. Stamnes, *Applied optics* 37.14, 2996-3006 (1998).
12. E. Parkevich et al, *Plasma Sources Science and Technology* 28.9, 095003 (2019).

### **Исследование диффузионно-тепловой неустойчивости предварительно перемешанных пламён, стабилизированных на плоской пористой горелке**

Е. Д. Губарев<sup>1, 2</sup>, Е. В. Серещенко<sup>2</sup>, В. В. Губернов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский Физико-Технический Институт (НИУ)

<sup>2</sup>Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

Данная работа посвящена численному исследованию устойчивости и динамики распространения фронта волны горения, стабилизированного на плоской пористой

горелке. Такая установка часто используется в лабораториях для изучения процессов горения. Её устройство подробно описано в работе [1]. Преимущество такой установки - это возможность измерения характеристик пламени с помощью различных методов, например, в работе [2] для определения частоты колебаний фронта пламени применяется высокоскоростная видеосъёмка, а также методы спектроскопии и акустические измерения. Ещё одно преимущество плоской горелки - её простая геометрия, которая позволяет проводить численное моделирование и сравнивать его с результатами экспериментов. Для такой системы типична U-образная кривая зависимости положения фронта пламени от скорости подачи свежей смеси. Существует критическое значение скорости подачи, ниже которого фронт пламени неустойчив к возникновению диффузионно-тепловых колебаний [3].

В работе предполагается, что поток газа ламинарен и его скорость постоянна, а также что плотность свежей смеси равна плотности продуктов сгорания. Горение моделируется глобальной одностадийной необратимой реакцией, скорость протекания которой подчиняется закону Аррениуса. В этом случае эволюция системы описывается с помощью диффузионно-тепловой модели, уравнения которой в безразмерном виде записываются следующим образом (см. работу [4]):

$$\begin{aligned} T_t + mT_x &= \Delta T + (1 - \sigma)W(T, C) \\ C_t + mC_x &= \frac{1}{Le} \Delta C - W(T, C) \\ W(T, C) &= \frac{1}{2} N^2 (1 - \sigma)^2 C e^{N(1 - \frac{1}{T})} \end{aligned}$$

Здесь 1-е уравнение — это закон сохранения энергии, 2-е — закон сохранения вещества, 3-е — это скорость химической реакции согласно закону Аррениуса.  $T$  и  $C$  — температура и концентрация недостающего компонента топливной смеси,  $m$  — безразмерная скорость истечения смеси из горелки,  $Le = \frac{D_{mol}}{D_{th}}$  — число Льюиса — отношение коэффициента диффузии смеси  $D_{mol}$  к коэффициенту её теплопроводности  $D_{th}$ ,  $\sigma$  — безразмерная температура свежей смеси,  $N = E_a/RT_b$  — безразмерная энергия активации. Нижние индексы  $t$  и  $x$  обозначают частные производные по времени и координате соответственно, а  $\Delta = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}$  — двумерный оператор Лапласа. Все величины размерности длины обезразмерены на тепловую толщину пламени  $L_{th} = \frac{D_{th}}{U_b}$ , где  $U_b$  — адиабатическая скорость распространения плоского пламени. Время измеряется в величинах  $\tau_{th} = \frac{L_{th}}{U_b}$ . Скорость измеряется в единицах  $U_b$ . Температура шкалируется на адиабатическую температуру пламени.

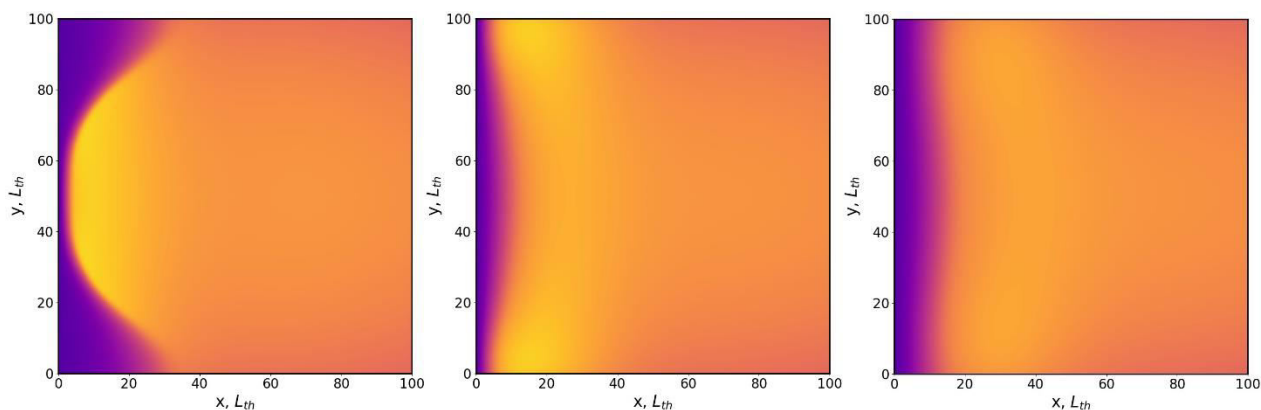


Рис. 1. Распределение температуры при радиальных колебаниях в распределенной диффузионно-тепловой модели,  $N = 10$ ;  $Le = 1,5$ ;  $\sigma = 0,15$ ;  $m = 0,11$

В результате численного расчёта было показано, что модель успешно описывает как малые колебания вблизи точки потери устойчивости, так и релаксационные радиальные колебания, наблюдающиеся вдали от точки бифуркации при малой скорости подачи свежей смеси, что подтверждено сравнением с экспериментом, см. рис. 1 и 2. Это позволяет использовать одностадийную диффузионно-тепловую модель для описания более сложных нелинейных волновых явлений.

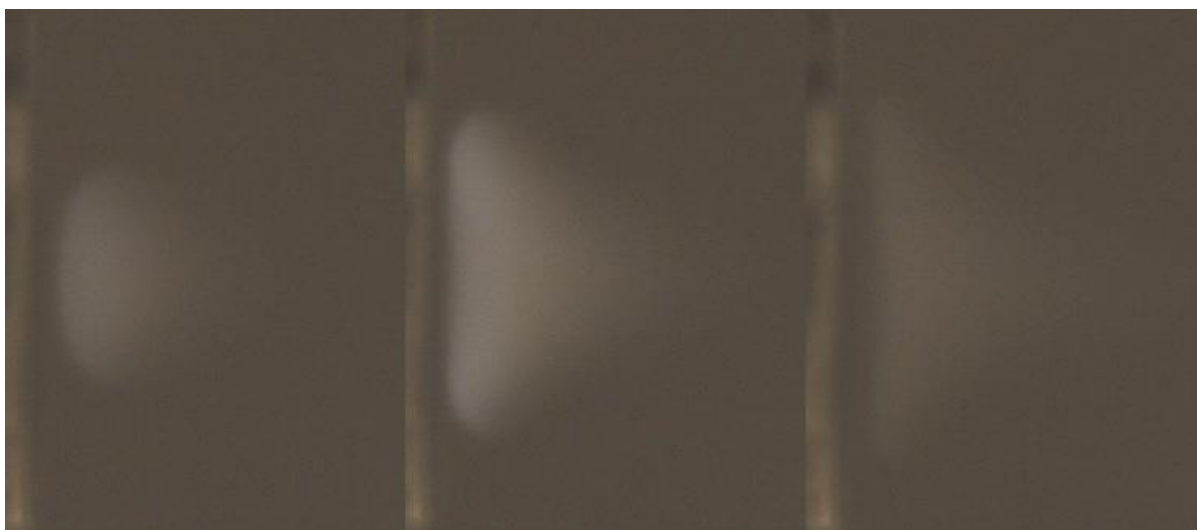


Рис. 2. Последовательные снимки фронта пламени в лабораторном эксперименте

Кроме того, в рамках используемой модели изучено влияние теплопотерь и ширины горелки на динамику фронта пламени и его структуру. Показано, что при достаточно большой ширине горелки амплитуда и частота колебаний пламени в её центральном сечении, как и средняя высота пламени, не зависят от величины теплопотерь и могут быть найдены в рамках одномерной модели, что позволяет существенно уменьшить вычислительную сложность в задаче определения этих величин.

## Литература

1. Moroshkina A. et al. Burner stabilized flames: Towards reliable experiments and modelling of transient combustion //Fuel. – 2023. – Т. 332. – С. 125754.
2. Nechipurenko S. et al. Experimental observation of diffusive-thermal oscillations of burner stabilized methane-air flames //Combustion and Flame. – 2020. – Т. 213. – С. 202-210.
3. Gubernov V. V., Bykov V., Maas U. Hydrogen/air burner-stabilized flames at elevated pressures //Combustion and Flame. – 2017. – Т. 185. – С. 44-52.
4. Minaev S., Sereshchenko E., Gubernov V. Evolutionary equations for the disturbed flame stabilised at the flat burner //Combustion Theory and Modelling. – 2024. – С. 1-18.

## Тушение интенсивности люминесценции квантовых точек CdTe/SiO<sub>2</sub> во внешнем электрическом поле

Д. С. Дайбаге<sup>1,2</sup>, Д. М. Безверхняя<sup>3</sup>, Н. И. Волынец<sup>1</sup>, П. А. Сафиуллина<sup>1</sup>, И. А. Захарчук<sup>1,4</sup>, А. В. Осадченко<sup>1,4</sup>, С. А. Амброзевич<sup>1,4</sup>, А. С. Селюков<sup>1,2,4</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

<sup>2</sup>Московский политехнический университет

<sup>3</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

<sup>4</sup>Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

При создании светодиодов на основе коллоидных полупроводниковых наночастиц возникает ряд фундаментальных проблем, связанных с влиянием температуры [1] и/или электрического поля [2] на их оптические свойства. Электрическое поле может приводить как к гашению, так и к фотоусилению интенсивности люминесценции полупроводниковых наночастиц [3]. Также при оптическом возбуждении во внешних электрических полях может наблюдаться красный сдвиг и уширение межзонной люминесценции полупроводниковых нанокристаллов [3]. Помимо межзонной люминесценции существуют полосы люминесценции, связанные с поверхностными состояниями нанокристаллов [4]. Их поведение напрямую зависит от типа пассивирующего агента. Влияние электрического поля на характеристики квантовых точек халькогенидов кадмия в основном исследовалось для нанокристаллов CdSe. В данной работе исследованы люминесцентные свойства коллоидных полупроводниковых квантовых точек CdTe/SiO<sub>2</sub> ядро/оболочка при различных значениях напряженности внешнего электрического поля.

Для исследования влияния внешнего электрического поля на оптические свойства

нанокристаллов CdTe/SiO<sub>2</sub> был изготовлен специальный образец, напоминающий плоский конденсатор, в котором в качестве излучающего слоя выступали квантовые точки. Оптические свойства коллоидных квантовых точек CdTe/SiO<sub>2</sub> ядро/оболочка были исследованы во внешнем электрическом поле в диапазоне 0–140 кВ/см.

В результате исследования было установлено, что интенсивность в максимуме фотолюминесценции квантовых точек снижается на 22%, а интегральная интенсивность люминесценции падает на 23% с увеличением напряженности электрического поля. Также наблюдалось увеличение интегральной интенсивности люминесценции в области 60 кВ/см. Показано, что как межзонная фотолюминесценция, так и фотолюминесценция с участием ловушек подвержены влиянию внешнего электрического поля. Штарковского смещения при этом не наблюдалось. На основании этих результатов можно сделать вывод о том, что релаксация возбужденных состояний в коллоидных квантовых точках ядро/оболочка CdTe/SiO<sub>2</sub> под воздействием внешнего электрического поля обусловлена двумя зависящими от поля механизмами: тушением люминесценции и блокировкой захвата носителей заряда.

### **Литература**

1. I. Malashin et al., *Materials*. Vol. 17, p. 5056 (2024).
2. D. S. Daibagya et al., *International Journal of Modern Physics B*. p. 2540044 (2024).
3. S. Xie et al., *Applied Physics Letters*. Vol. 120, 211104 (2022).
4. Д. С. Дайбаге и др., *Вестник Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана. Серия «Естественные науки»*. Т. 3, С. 100–117 (2023).
5. A. G. Vitukhnovsky et al., *Journal of Luminescence*. Vol. 186, pp. 194–198 (2017).

### **Изменение интегральных характеристик потока коаксиального ускорителя при использовании ABS-пластика с присадками в качестве плазмообразующего вещества**

А.А. Андронов, С.С. Будаев, В.Р. Веснин, В.М. Данилов,

А.П. Подлосинская, А.С. Скрыбин, В.Д. Телех

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

В качестве рабочих тел абляционных импульсных плазменных ускорителей (АИПУ), как правило, используются твёрдые диэлектрики, чаще всего полимеры. Сегодня всё более популярными становятся нано-спутниковые системы, такие как

аппараты CubeSat. Они активно используются в исследовательских целях, а также для систем связи на низкой околоземной орбите. Поэтому возникает запрос на высокоэффективные миниатюрные ускорители для наноспутников, в качестве которых можно использовать микро-АИПУ. Для данного типа ускорителей эффективность плазмообразования и ускорения в разряде крайне важны. Одним из способов повышения данных характеристик является использование оптимального рабочего тела, выбор которого является актуальной задачей.

Одним из подходов к выбору рабочего тела является использование многокомпонентных смесей [1]. Они могут обеспечить выброс большей массы и показать лучшие характеристики ускорителя, чем входящие в их состав вещества по отдельности. Важно получить смесь с более подходящими для использования в АИПУ свойствами. В существующих исследованиях в качестве добавок к полимерам чаще всего рассматриваются оксиды и соединения металлов [2].

Поиск лучшего сочетания диэлектрика и присадки – комплексная задача. Учитывая сложность определения необходимых свойств рабочих тел и моделирования протекающих в ускорителе процессов, влияние различных присадок на рабочий процесс можно оценить с помощью измерения интегральной характеристики – импульса силы.

В настоящей работе в качестве плазмообразующего вещества использовался ABS-полимер. Он плохо подходит для использования в ускорителях по целому ряду причин, среди которых слабое поглощение излучения УФ спектра, низкая термическая устойчивость и малая плотность. Это даёт основание полагать, что улучшение тяговых характеристик ускорителя с помощью добавки будет говорить об эффективности её применения.

В докладе представлен способ изготовления многокомпонентных рабочих тел, проведён анализ их состава с использованием рамановской спектроскопии до и после проведения эксперимента. Измерены и проанализированы интегральные характеристики ускорителя с использованием чистого ABS-пластика, его смеси с FeO (25%), TiO<sub>2</sub> (19%) и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (22%). Полученные результаты обсуждаются.

Работа выполнена на уникальной научной установке (УНУ) «Пучок-М» МГТУ им. Н.Э. Баумана, при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по государственному заданию FSFN-2024-0007.



## Литература

1. Experimental investigation on characteristics of pulsed plasma thrusters with the propellant samples of modified PTFE filled Si, Al and Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> / Y. Ou, J. Wu, X. Du [et al.] – DOI 10.1016/j.vacuum.2019.04.027 // Vacuum, Elsevier. – 2019. – Vol. 65. – P. 163–171.
2. Palumbo, D. J. Effects of propellant and electrode geometry on pulsed ablative plasma thruster performance / D. J. Palumbo, W. J. Guman – DOI 10.2514/3.57077 // Journal of spacecraft and rockets. – 1976. – Vol. 13, №. 3. – P. 163-167.

### Исследования локальных параметров плазмы разряда с полым катодом в свободном пространстве

А. В. Бернацкий<sup>1,\*\*</sup>, И. И. Драганов<sup>1,2,\*</sup>, В. В. Лагунов<sup>1</sup>, В. Н. Очкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (НИУ)

e-mail: \* [draganov.i@phystech.edu](mailto:draganov.i@phystech.edu), \*\* [bernatskiyav@lebedev.ru](mailto:bernatskiyav@lebedev.ru).

Газовые разряды пониженного давления в трубках с ограничением пространства разряда боковыми стенками, среди разрядов иных геометрий изучены наиболее подробно. Для них разработаны спектральные [1] и контактные [2,3] методы диагностики, плазмохимически модели [4]. В свою очередь, общее развитие плазменных технологий в ряде случаев предполагает более сложные по сравнению с трубками геометрии разрядных камер и устройств, например, разряд с полым катодом. Разряд такой формы нашел широкое применение в качестве источника для накачки газовых лазеров, осаждения тонких пленок [5,6], исследования пристеночной плазмы [7].

В настоящей работе исследуется поведение концентрации электронов вдоль центральной оси разряда в свободном пространстве, поддерживаемого полым вольфрамовым катодом и сетчатым анодом как в промежутке между электродами, так и с обратной по отношению к катоду стороны анода, куда, в отдельных экспериментах, устанавливалась пластина из металла или стекла (рис. 1). Разряд зажигался в вакуумной камере в гелии при давлении 2.5 мбар, поддерживался при напряжении 315 В и токе 60 мА и исследовался подвижными зондами Ленгмюра с диапазоном измерений по оси X от 1 до 60 мм с шагом 1 мм (рис. 1). Радиус проволоки вольфрамового зонда 30 мкм и внешнего диаметра его держателя 115 мкм выбирались таким образом, чтобы минимизировать искажения, влияние которых подробно исследовалось в наших работах

[8,9]. Концентрация электронов  $N_e$  определялась как интеграл по второй производной вольт-амперной характеристики зонда.

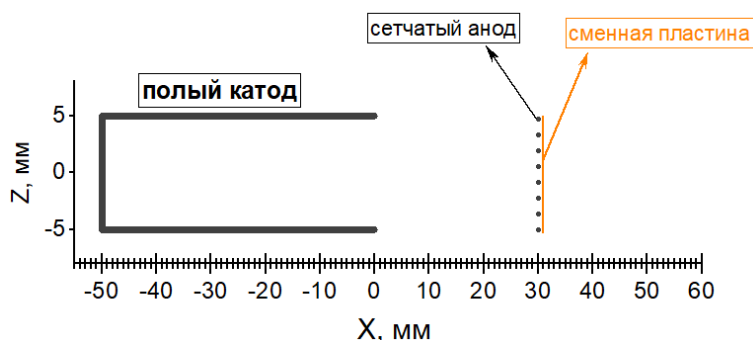


Рис. 1. Схема разрядного устройства. Зонд перемещается вдоль оси X от 1 до 60 мм при Z=0.

Пространственные распределения концентраций электронов показаны на рис. 2. Наблюдаемые изменения концентраций составляют около 3 порядков величины и ограничиваются снизу чувствительностью измерений на уровне  $N_e \sim 7 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ . Видно, что в полулогарифмическом масштабе зависимости монотонно убывающие и близки к линейным во всей области изменения X за исключением резкого провала в области расположения анода независимо от его структуры, связанного с поглощением электронов анодом, и наличия максимума вблизи катода. Различие абсолютных концентраций внутри разрядного промежутка для разных анодных структур не превышает 2 раз, а в пространстве за анодом – 20 раз.

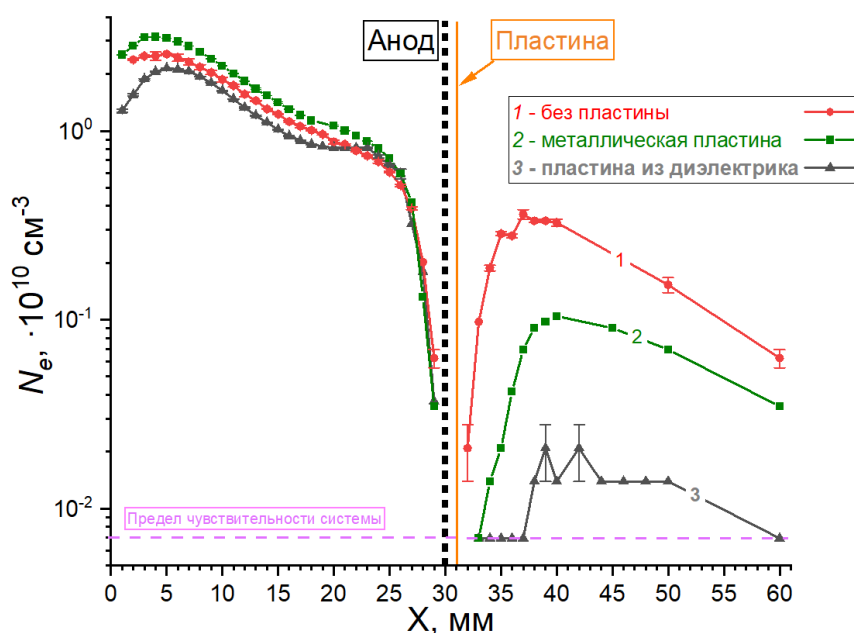


Рис. 2. Распределение  $N_e(X)$  в пространстве между электродами и за анодом.

Наблюдаемое в эксперименте появление значительного количества электронов в области геометрической "тени" за анодом, в том числе при экранировании сплошной пластиной, исключающей возможность пролета электронов через сетку анода, приводит к выводу о существовании криволинейных траекторий их движения в пространстве в обход анода.

## Литература

1. Ochkin V. N. Spectroscopy of low temperature plasma. – John Wiley & Sons, 2009.
2. Huddleston R. H., Leonard S. L. Plasma diagnostic techniques //Plasma Diagnostic Techniques. – 1965. – №. 65.)
3. Иванов Ю. А., Лебедев Ю. А., Полак Л. С. Методы контактной диагностики в неравновесной плазмохимии. – Наука, 1981.
4. Bernatskiy A. V., Kochetov I. V., Ochkin V. N. Spectral methods of control of impurities, their flows and localization in an equilibrium low-temperature plasma of low pressure //Plasma physics reports. – 2020. – Т. 46. – С. 874-919.
5. Baggio-Scheid V. H., Neri J. W., De Vasconcelos G. Atomic emission spectroscopy of a hollow cathode discharge used for deposition applications //Surface and Coatings Technology. – 2001. – Т. 146. – С. 469-473.
6. Barankova H., Bárdoš L. Hollow cathode plasma sources for large area surface treatment //Surface and Coatings Technology. – 2001. – Т. 146. – С. 486-490.
7. Andreev S. N. et al. Local plasma parameters, atom concentrations, and absolute luminescence intensities in the discharge supported by a hollow cathode //Plasma Physics Reports. – 2022. – Т. 48. – №. 11. – С. 1273-1287.
8. Bernatskiy A. V. et al. Spatial distribution of electron concentration in a DC glow discharge supported by a hollow cathode //Plasma Chemistry and Plasma Processing. – 2024. – Т. 44. – №. 1. – С. 651-666.
9. Bernatskiy A. V. et al. Influence of the size of the Langmuir probe insulator on the measurements of inhomogeneous plasma parameters in a discharge with a hollow cathode //Vacuum. – 2024. – С. 113338.

## Оптическая спектроскопия полупроводниковых сверхрешеток в среднем и дальнем ИК диапазонах

А. Р. Дубовая<sup>1,2</sup>, В. С. Кривобок<sup>2,3</sup>, Г. Н. Ерошенко<sup>2</sup>, И. И. Минаев<sup>2</sup>,  
А. В. Клековкин<sup>2</sup>, К. А. Савин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет)

<sup>2</sup>Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

<sup>3</sup>ГНЦ РФ АО «НПО «ОРИОН», Москва, Россия

В последние годы короткопериодные сверхрешетки (СР) на основе соединений  $A_3B_5$ , являются наиболее распространенным вариантом для создания фотоприемных устройств, предназначенных для работы в среднем и дальнем ИК диапазонах. Так, для систем, работающих в MWIR и LWIR диапазонах, хорошо известным материалом, который является основным конкурентом систем на основе КРТ ( $HgCdTe$ ) и квантовых ям, являются сверхрешетки второго типа (type-II superlattice T2SL). Общераспространенной парой материалов для реализации T2SL систем является InAs и GaSb, принадлежащих к семейству 6,1Å. Проявленный интерес к подобным материалам объясняется возможностью подавления Оже-рекомбинации и межзонного туннелирования в фотодетекторах на T2SL, по сравнению с фотодетекторами на полупроводниковых квантовых ямах и  $HgCdTe$  [1-2].

При разработке квантового дизайна структур оказывается важным учитывать поправки, связанные с зависимостью ширин запрещенной зоны InAs, GaSb, а также скачков потенциала на интерфейсах InAs/GaSb, поскольку такого рода зависимость может привести к заметным сдвигам края фундаментального поглощения T2SL, определяющего длинноволновую границу чувствительности полупроводникового прибора и влияющую на его шумовые характеристики.

Так, в данной работе, благодаря технологии молекулярно-лучевой эпитаксии, реализованной на установке Compact-21T фирмы Ribet, была выращена 100-периодная сверхрешетка InAs/GaSb с периодом 7.5 нм. Чтобы исключить заметное влияние несвязанных носителей на оптические спектры сверхрешеток мы использовали подложки, компенсированные теллуrom. Чтобы скомпенсировать возникновение упругих напряжений, причиной появления которых является рассогласование решеток InAs и GaSb, был внедрен рост промежуточных слоев In(As)Sb [3]. Структурное качество готовой СР было подтверждено с помощью атомно-силовой микроскопии, просвечивающей элеткронной микроскопии, а также рентгеноструктурного анализа.

Оптические свойства сверхрешетки InAs/GaSb были исследованы на основе измерений спектров поглощения/отражения в среднем и дальнем ИК диапазонах в интервале температур 77-300К, полученных с использованием Фурье-спектрографа Bruker IFS-125HR. Было установлено, что спектры пропускания/отражения подложки с гетероструктурой имеют более сложную структуру (в сравнении со спектром пропускания подложки), связанную с интерференцией света в слое СР и появлением связанных с минизонами дополнительных резонансов. В области  $220\text{см}^{-1}$  наблюдается резонанс, связанный с оптическими фононами сверхрешетки. Осцилляции, регистрируемые в области  $2000\text{см}^{-1}$ - $7000\text{см}^{-1}$ , связаны с интерференционными явлениями на толщине сверхрешетки. Резонансная особенность в районе  $1000\text{см}^{-1}$  не может быть отнесена к фононным резонансам, т.к. фононный спектр СР ограничен частотами порядка  $250\text{ см}^{-1}$ . Также, она не может быть отнесена к особенностям, связанными с интерференционными осцилляциями на толщине образца, поскольку, в таком случае, показатель преломления должен вдвое превышать типичные значения для InAs и GaSb. Следовательно, обсуждаемая особенность в области  $1000\text{ см}^{-1}$  определяется электронным резонансом СР – переходами между минизонами.

Исследование оптических свойств сверхрешетки Птипа, помимо этого, позволили определить диэлектрическую функцию СР и оценить ее одноэлектронный спектр. На основании стандартного расчета в рамках кр метода в частотной зависимости мнимой части диэлектрической функции были отождествлены особенности, связанные с переходами из первой и второй минизоны легких и тяжелых дыр в высоколежащие электронные минизоны. На основе сопоставления полученных экспериментальных данных с расчетами показано, что увеличение температуры от 77К до 300К приводит к тому, что минизоны, сформированные высоколежащими минизонами, демонстрируют заметный температурный сдвиг. Также было продемонстрировано, что положение края фундаментального поглощения имеет слабую зависимость от изменения температуры в диапазоне от 77К до 300К.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (Грант № 19 – 79 – 30086).

## Литература

1. Klipstein, P. C. SPIE OPTO: Proceedings Volume 10111, Quantum Sensing and Nano Electronics and Photonics XIV, 101111C (2017).
2. Du, L., Li, X., Lou, W., Sullivan, G., Chang, K., Kono, J., Du, R.-R. Nature Communications 8, 1971 (2017).

3. Кривобок, В. С., Пашкеев, Д. А., Клековкин, А. В., Минаев, И. И., Савин, К. А., Ерошенко, Г. Н., Гончаров, А. Е., Николаев, С. Н. Краткие сообщения по физике ФИАН 9, 51 (2023).

### **Синтез и свойства полупроводниковых сверхрешеток на основе узкозонных полупроводников $A_3B_5$**

В.С. Кривобок<sup>1,2</sup>, С.Н. Николаев<sup>1</sup>, Д.А. Пашкеев<sup>1</sup>, И.И. Минаев<sup>1</sup>, К.А. Савин<sup>1</sup>,  
Г.Н. Ерошенко<sup>1</sup>, А.В. Клековкин<sup>1</sup>, А.Р. Дубовая<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН

<sup>2</sup>АО «НПО «Орион»

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт (НИУ)

В настоящее время фотодетекторы на основе сверхрешеток второго типа (type-II superlattice – T2SL), работающие в среднем ИК диапазоне, являются основными конкурентами для систем на основе твердых растворов кадмий-ртуть-теллур (HgCdTe) и фотодетекторов на полупроводниковых квантовых ямах [1].

Наиболее распространенной парой материалов для реализации T2SL систем – являются InAs и GaSb. Оба этих полупроводниковых материала принадлежат к семейству 6.1 Å. Сверхрешетки InAs/GaSb обладают целым рядом преимуществ, по сравнению с фотодетекторами на полупроводниковых квантовых ямах и детекторами на основе HgCdTe. Так, для системы InAs/GaSb существует возможность подавления Оже-рекомбинации [2,3] и межзонного туннелирования за счет высокой подвижности и большой эффективной массы электронов [4], варьирование длины волны отсечки за счет изменения соотношения толщин слоев InAs и GaSb в сверхрешетках [5], отсутствие ограничений, связанных с правилами отбора для оптических переходов [6].

Ощутимая разница постоянных решеток (0.6%) между InAs и GaSb приводит к увеличению упругого напряжения между слоями, что сопровождается образованием дефектов и как следствие ухудшению оптических характеристик. На сегодняшний день одним из способов компенсации напряжения является внедрение переходных слоев In(As)Sb. В настоящей работе были проведены эксперименты по выращиванию T2SL с переходными слоями. Толщина слоев InAs и GaSb составили 4,62 и 2,79 нм соответственно. Важнейшим условием получения высококачественной сверхрешетки с компенсацией напряжений является контроль обоих интерфейсов, а именно InAs-на-GaSb и GaSb-на-InAs. Переходной слой InSb ( $\Delta a/a \sim +7.8\%$  к GaSb) помогает скомпенсировать напряжения, возникающие в слое InAs, избежав, таким образом,

пластической релаксации. Другой подход к формированию «InSb-подобного» интерфейса на границе GaSb/InAs заключается в замещения элементов V группы. В данной работе, для формирования «InSb-подобного» интерфейсов применялся метод замещения элементов V группы, а именно As и Sb. Коррекция время выдержки в потоке элемента V группы дает возможность формировать управляемый интерфейс.

В данной работе была получена короткопериодная сверхрешетка методом молекулярно– лучевой эпитаксии на установке Compact-21T фирмы Riber. В качестве подложки использовалась GaSb (100). Контроль роста проводился in-situ с помощью дифракции быстрых электронов. Качество поверхности, структурное совершенство и периодичность были подтверждены с помощью атомно-силовой микроскопии, рентгеноструктурного анализа и просвечивающей электронной микроскопии. Средняя квадратичная шероховатость составила менее 700 пкм. Рентгеновская дифрактометрия показала высокое структурное совершенство полученных образцов, отсутствие пластической релаксации и отсутствие изменения состава. Результаты просвечивающей микроскопии подтвердили номинально заложенные толщины слоев. Также наблюдалась отчетливая граница переходных слоев, которая составила 1-2 монослоя.

ИК Фурье – спектрометрия позволила исследовать электронную подсистему сверхрешеток. Оптические характеристики отражения и пропускания для CP InAs/GaSb состоявшей из 50,100 и 300 периодов были получены с помощью ИК-Фурье спектрометрии в широком диапазоне, при температуре 77 и 300К. Электронный спектр сверхрешеток был исследован с помощью измерений в сочетании с расчетами в рамках kр метода. Моделирование электронного спектра и расчеты частотной зависимости коэффициента отражения, позволяют отождествить особенности спектра с переходом между минизонами. Увеличение температуры от азотной до комнатной приводит к заметному низкочастотному сдвигу для переходов с участием первой минизонной электронов и первой минизонной тяжелых дырок. А также было установлено спектральное положение, по крайней мере, пяти основных переходов с участием электронных и дырочных минизон сверхрешетки и определено их положение по отношению ко дну зоны проводимости объемного InAs. Полученные расчеты опираются на граничные условия Бастарда и приводят к увеличению (порядка 20%) ширины запрещенной зоны. Наличие переходных слоев In(As)Sb приводит к изменению потенциала для дырок, что в свою очередь влияет на эффективную массу носителей заряда.

Таким образом в данной работе были исследованы синтез, структурные и

оптические свойства короткопериодных сверхрешеток InAs/GaSb. Рассмотренные выше результаты показывают, что используемый в данной работе подход, подразумевающий формирование «InSb-подобных» интерфейсов, позволил реализовать рост сверхрешеток толщиной более 2 мкм. Анализ полученных данных указывает на то, что используемая процедура формирования интерфейсов, в целом, позволяет получать сверхрешетки пригодные для создания детекторов среднего и дальнего ИК диапазона.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №19-79-30086).

### Литература

1. Xie L., Wang G., Sun Q. Advances and trends of type-II superlattice infrared detectors //AOPC 2020: Infrared Device and Infrared Technology. – 2020. – Т. 11563. – С. 121-126.
2. Grein C. H., Cruz H., Flatte M. E., Ehrenreich H. Theoretical performance of very long wavelength InAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>Sb superlattice based infrared detectors //Applied Physics Letters. – 1994. – Т. 65. – №. 20. – С. 2530-2532.
3. Rogalski A., Antoszewski J., Faraone L. Third-generation infrared photodetector arrays //Journal of applied physics. – 2009. – Т. 105. – №. 9. – С. 4.
4. Rogalski A. Recent progress in infrared detector technologies //Infrared Physics & Technology. – 2011. – Т. 54. – №. 3. – С. 136-154.
5. Kinch M. A. Fundamentals of infrared detector materials. – SPIE press, 2007. – Т. 76.
6. Литвинов Д. А., Пашкеев Д. А., Григорьева Л. Н. и др. Исследование одноэлектронного спектра GaAs/AlGaAs-гетероструктуры для фотодетекторов среднего ИК диапазона с помощью измерений низкотемпературной люминесценции // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2020. – Т. 47. – №. 4. – С. 9-16.

### Влияние порядка легирования и состава примесей на люминесценцию тетрабората лития

И. А. Захарчук<sup>1,2</sup>, М. И. Данилкин<sup>2</sup>, Н. И. Волынец<sup>1</sup>, П. А. Сафиуллина<sup>1</sup>, А. В. Осадченко<sup>1,2</sup>, С. А. Амброзевич<sup>1,2</sup>, Д. С. Дайбаге<sup>1,2,4</sup>, Д. М. Безверхняя<sup>3</sup>,  
А. С. Селюков<sup>1,2,4,5</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

<sup>2</sup>Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН

<sup>3</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

<sup>4</sup>Московский политехнический университет

<sup>5</sup>Российский технологический университет МИРЭА

В настоящее время тетрабораты лития (Li<sub>2</sub>B<sub>4</sub>O<sub>7</sub>) и магнезия (MgB<sub>4</sub>O<sub>7</sub>) являются известными материалами, на основе которых изготавливаются термолюминесцентные



детекторы ионизирующего излучения [1, 2]. Помимо самой основы тетрабората для получения дозовой информации необходимо учесть подбор примеси. Поэтому, с практической точки зрения, для создания детекторов ионизирующего излучения с требуемыми характеристиками, необходимо понимать механизмы встраивания примесей в решетку тетрабората. Наряду с составом вводимых примесей важную роль играет и порядок их внесения в материал. В настоящей работе исследуется, как и каким образом состав примесей и порядок легирования влияют на люминесцентные свойства тетрабората лития.

Было синтезировано пять образцов тетрабората лития, легированных магнием, марганцем и оловом. Методики синтеза отличались порядком введения примеси в матрицу тетрабората. Легирующая компонента добавлялась либо во время синтеза самого тетрабората лития (образцы  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Mn}$ ,  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Mn,Mg}$ ), либо уже после отжига исходного тетрабората лития (образцы  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7+\text{Mn}$ ,  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Mn}+\text{Mg}$ ,  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Sn}+\text{Mn}$ ). При методике второго типа дополнительное легирование проводилось как после синтеза только самой основы тетрабората лития, так и после синтеза легированного тетрабората лития по методике первого типа. Фазовый состав образцов подтверждался методом рентгеновской дифракции (SmartLabXE, Rigaku). Интенсивность фотолюминесценции, измеренная при помощи лазерного источника возбуждения с длиной волны 337,1 нм и спектрометра Ocean Optics S2000, отражала количество оптически активного марганца, вошедшего на позицию катиона в основе тетрабората. Кривые термовысвечивания были зарегистрированы при помощи комплекса «Доза-ТЛД» после облучения образцов импульсным ускорителем. Поглощенная доза для одного образца составляла порядка 250 Гр. Наиболее интенсивным высокотемпературным максимумом оказались максимумы образцов тетрабората лития, легированного марганцем, а также магнием и марганцем. Интенсивность низкотемпературных максимумов отлично коррелирует с интенсивностью максимумов импульсной катодолюминесценции, измеренной при помощи портативного импульсного ускорителя РАДАН-ЭКСПЕРТ с максимальной энергией электронов 150 кэВ. Таким образом было подтверждено, что при совместном легировании оловом и марганцем олово занимает места в борокислородном каркасе, вытесняя марганец на катионные позиции, что приводит к значительному увеличению интенсивности низкотемпературного максимума. Совместное легирование магнием и марганцем приводит к значительному снижению интенсивности первого максимума за счет отсутствия марганца на катионных позициях.

## Литература

1. A. S. Selyukov et al, Bull. Lebedev Phys. Inst. Vol. 51, pp. 240–243 (2024).
2. И. А. Захарчук и др, Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки, Vol. 4 (115), pp. 47–62 (2024).

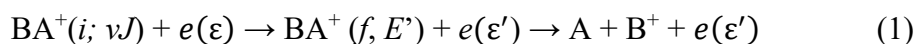
### Радиационные и столкновительные процессы перераспределения заряда с участием слабосвязанных гетероядерных ионов инертных газов

К. С. Кислов

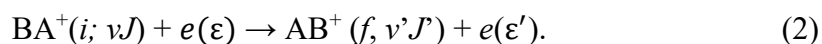
Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

Смеси инертных газов регулярно представлены в активных средах мощных газовых лазеров [1] и в различных источниках УФ- и ВУФ-излучения, включая эксимерные лампы [2] и массивы микроплазменных ячеек [3]. Помимо атомов и атомарных ионов, в плазмах данных смесей содержатся гомоядерные и гетероядерные молекулярные ионы инертных газов. Важная особенность гетероядерных ионов  $BA^+$  состоит в наличии т.н. «перезарядочных» возбужденных состояний молекулярных термов, соответствующих в пределе диссоциации системе  $A + B^+$ . В последние годы заметно активизировались экспериментальные [4] и теоретические [5] исследования неадиабатических процессов перераспределения заряда, сопровождающихся заселением данных перезарядочных состояний.

В случае, если у потенциальных кривых молекулярных термов в начальном и конечном состоянии имеются ямы, резонансные столкновительные процессы перераспределения заряда могут протекать по четырем механизмам. Механизмы с участием связанных молекулярных ионов  $BA^+$  в начальном канале реакции включают диссоциативное возбуждение



и связанно-связанные переходы



Здесь индексы  $i$  и  $f$  обозначают начальное и конечное электронные состояния квази-молекулярного иона  $BA^+$ ;  $vJ$  и  $v'J'$  – колебательно-вращательные состояния связанного иона в начальном и конечном канале реакции,  $E'$  – энергия относительного движения ядер в конечном канале;  $\varepsilon$  и  $\varepsilon'$  – начальная и конечная энергия свободных электронов плазмы.

К альтернативным механизмам перераспределения заряда с в тройных столкновениях относятся процессы свободно-свободных переходов

$B + A^+(i;E) + e(\varepsilon) \rightarrow BA^+(i, E') + e(\varepsilon') \rightarrow AB^+(f, E') + e(\varepsilon') \rightarrow A + B^+ + e(\varepsilon'),$  (3)  
и свободно-связанных переходов (столкновительной ассоциации):

$$B + A^+(i;E) + e(\varepsilon) \rightarrow BA^+(i, E') + e(\varepsilon') \rightarrow AB^+(f, v'J') + e(\varepsilon'), \quad (4)$$

Резонансные неадиабатические переходы с перераспределением заряда ионов  $BA^+$  могут также протекать в результате поглощения или излучения фотонов. Как и столкновительные процессы с участием свободных электронов, радиационные процессы в общем случае могут протекать по четырем каналам переходов. Радиационные процессы перераспределения заряда ионов  $ArXe^+$  и  $KrXe^+$  были подробно исследованы в недавних экспериментальных [4] и теоретических [5] работах.

В данной работе выполнены теоретические исследования столкновительных процессов (1-4), а также аналогичных радиационных процессов перераспределения заряда ионов  $NeXe^+$  и  $NeAr^+$ . Для расчета сечений и констант скоростей рассматриваемых процессов применялся оригинальный теоретический подход, основанный на применении приближения квази-непрерывного спектра для колебательно-вращательных состояний ионов  $BA^+$  в начальном и конечном каналах переходов. Данный подход позволил единым образом рассматривать все четыре возможных механизма столкновительных (или радиационных) процессов, а также проводить сравнительный анализ их эффективности в условиях равновесия плазмы по ядерному движению.

Важная особенность молекулярных ионов  $NeXe^+$  и  $NeAr^+$  состоит в том, что у них гораздо более низкие энергии диссоциации, чем у ранее исследованных ионов  $ArXe^+$  и  $KrXe^+$ . В связи с этим можно ожидать, что ранее мало изученные процессы (3-4) перераспределения заряда в тройных столкновениях (и их радиационные аналоги) будут вносить существенный вклад в динамику образования «перезарядочных» ионов  $Ne^+$ . В данной работе были выполнены расчеты сечений для каждого из четырех возможных каналов столкновительных и радиационных процессов перераспределения заряда в широком диапазоне газовых температур плазмы  $T = 300-900$  К и энергий перехода  $\Delta\varepsilon > 5.5$  эВ. Показано, что в случае ионов  $NeAr^+$  все четыре доступных канала перераспределения зарядов имеют сопоставимую эффективность, и определены диапазоны параметров плазмы, в которых каждый из четырех каналов оказывается доминирующим.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 19-79-30086).

## Литература

1. D.J. Emmons, D.E. Weeks Kinetics of high pressure argon-helium pulsed gas discharge // J. App.Phys. 2017. V. 121. No. 20. P. 203301
2. J.E. Cooley, R. Urdahl, J. Xue, M. Denning, P. Tian, M.J. Kushner Properties of microplasmas excited by microwaves for VUV photon sources // PSST 2015. V. 24. No. 6. P. 065009.
3. H. Kim; J. Hopwood, Scalable microplasma array for argon metastable lasing medium. // J. Appl. Phys. V. 126, P. 163301 (2019).
4. K. Samarkhanov, M. Khasenov, E. Batyrbekov, I. Kenzhina, Y. Sapatayev, and V. Bochkov, Sci. Technol. Nucl. Install. V. 2020, 8891891 (2020).
5. A.A. Narits, K.S. Kislov, V.S. Lebedev J. Chem. Phys., V. 157, 204307 (2022).

### **Новые полупроводниковые материалы для фотоники среднего ИК диапазона**

Клековкин А. В.<sup>1</sup>, Кривобок В. С.<sup>1,2</sup>, Казаков И.П.<sup>1</sup>, Пашкеев Д. А.<sup>1</sup>, Минаев И. И.<sup>1</sup>, Савин К. А.<sup>1</sup>, Ерошенко Г. Н.<sup>1</sup>, Мартовицкий В.П.<sup>1</sup>, Аминев Д.Ф.<sup>1</sup>, Николаев С. Н.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (государственный университет)

Фотоника среднего инфракрасного (ИК) диапазона (2–5 мкм) является важной областью исследований благодаря широкому спектру приложений, включая спектроскопию, системы обнаружения и мониторинга окружающей среды, а также оптические коммуникации. Развитие этой области требует материалов с высокими оптическими и электронными характеристиками. Традиционные материалы, такие как InSb и HgCdTe, хотя и обладают рядом преимуществ, сталкиваются с проблемами, включая необходимость криогенного охлаждения, сложность синтеза и экологические риски из-за содержания ртути. В связи с этим современные исследования направлены на поиск новых полупроводников, способных эффективно работать в среднем ИК диапазоне при минимальных затратах и высокой надежности. К таким материалам относятся германий-оловянные твердые растворы (GeSn), соединения на основе GaAsBi и твердые растворы InAsSb.

Германий-оловянные твердые растворы (GeSn) считаются перспективными для использования в фотонике благодаря возможности настраивать ширину запрещенной зоны. Ширина зоны в GeSn уменьшается с увеличением содержания олова, что позволяет использовать материал в среднем ИК диапазоне. При концентрации Sn ~6-10% GeSn переходит в прямозонное состояние, что делает его эффективным для оптических излучателей и детекторов [1,2]. Высокая подвижность носителей в GeSn позволяет

создавать чувствительные фотоприемники с низким уровнем шума. Совместимость GeSn с кремниевыми подложками открывает возможность интеграции фотонных и электронных компонентов на единой платформе [3,4]

Добавление висмута в GaAs приводит к значительному уменьшению ширины запрещенной зоны, что делает GaAsBi подходящим для работы в среднем ИК диапазоне. Висмут также улучшает кристаллическую структуру материала за счет уменьшения напряжений в решетке [5]. GaAsBi имеет высокую термическую стабильность и возможность эпитаксиального роста на подложках GaAs, что упрощает его интеграцию в существующие устройства. Оптические свойства GaAsBi, включая спектры фотолуминесценции, показывают, что материал может использоваться для создания фотодетекторов и лазеров [6].

Твердые растворы InAsSb привлекают внимание благодаря своей высокой подвижности носителей и способности изменять ширину запрещенной зоны в зависимости от содержания сурьмы. Исследования показывают, что при концентрациях Sb от 9% до 15% InAsSb имеет параметры, подходящие для применения в ИК фотодетекторах среднего диапазона [7]. Применение молекулярно-пучковой эпитаксии позволяет получить слои высокого качества, что подтверждается данными рентгеновской дифрактометрии и атомно-силовой микроскопии. Оптические исследования InAsSb показывают его пригодность для создания фотодетекторов с высокой чувствительностью.

GeSn, GaAsBi и InAsSb имеют свои уникальные преимущества и ограничения. GeSn отличается возможностью интеграции с кремнием и высокой квантовой эффективностью в среднем ИК диапазоне, что делает его особенно перспективным для фотонных интегральных схем. GaAsBi привлекателен благодаря улучшенным структурным характеристикам и термостабильности, что упрощает его применение в оптоэлектронике. InAsSb обладает высокой подвижностью носителей и стабильной шириной запрещенной зоны, что делает его подходящим для детекторов среднего ИК диапазона.

Эти материалы предоставляют новые возможности для создания высокоэффективных фотонных и оптоэлектронных устройств, работающих в среднем ИК диапазоне. Дальнейшие исследования будут направлены на оптимизацию условий роста и улучшение структурных характеристик для повышения их конкурентоспособности по сравнению с традиционными материалами. Эти материалы открывают новые горизонты для разработки фотонных устройств и интеграции их в

современные технологии.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №19-79-30086).

## Литература

1. Oehme M., Kasper E., Schulze J., ECS Journal of Solid State Science and Technology, Vol. 2, p R76 (2013)
2. Tran H. et al., Frontiers in Materials., Vol. 6, p 278 (2019)
3. G. He, H.A. Atwater. Phys. Rev. Lett., Vol. 79, p 1937 (1997).
4. J. Mathews, et al., Appl. Phys. Lett., Vol. 97, p 912 (2010).
5. D. De Souza et al. Semicond. Sci. Technol., Vol. 36, p 075018 (2021).
6. Richards R. D. et al., Physica status solidi (b), Vol. 259, p 2100330 (2022).
7. Murawski K. et al., Progress in Natural Science: Materials International., Vol. 29, p 472 (2019).

### Спектр излучения разряда по поверхности феррита в диапазоне 220-320 Å

С.М. Климович<sup>1,2,\*</sup>, А.В. Бернацкий<sup>1</sup>, С.Н. Андреев<sup>1</sup>,  
А.П. Шевелько<sup>1</sup>, С.Н. Цхай<sup>1</sup>, С.Ю. Савинов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (НИУ)

e-mail: <mailto:s.klimovich@lebedev.ru>.

В настоящее время достаточно активно развиваются источники УФ-излучения, основывающиеся на разных физических принципах, от X-пинчей до скользящих разрядов. К их числу относится разряд по поверхности феррита, изучаемый на установках БИН [1, 2] и БАЦ [3-6] в ФИАН. Излучение такого источника обладает направленностью [3], а его спектр изучен в достаточно широком диапазоне. Долгое время неизученной оставалась область до 1200 Å, частично (10-180 Å) этот диапазон был рассмотрен в работе [6]. Настоящая работа может считаться её продолжением и рассматривает область 220-320 Å.

Условия эксперимента во многом повторяют таковые в работе [6] и базируются на высоковакуумной камере, обеспечивающую давление на уровне  $10^{-5}$ - $10^{-4}$  мбар. В качестве источника импульсного напряжения величиной вплоть до 300 кВ и длительностью около 20 нс использовался модифицированный аппарат Памир-300.

Разряд создавался на поверхности ферритового бруска марки М1000НН с формулой  $(\text{Ni-Zn})\text{Fe}_2\text{O}_4$  и габаритами  $50 \times 16 \times 4$  мм<sup>3</sup>. Для записи спектра излучения применялся оптический спектрометр GIS-1 [7], настроенный на заявленную область выбором дифракционной решётки 300 шт./мм. При выборе регистратора спектра предпочтение было отдано фотоплёнке УФ-4 в силу значительной (до 1 кА) силы тока разряда и сопутствующих помех, с учётом диапазона спектра, а также из-за возможности накапливать излучение большого числа разрядов. Пример снимка показан на рисунке 1.

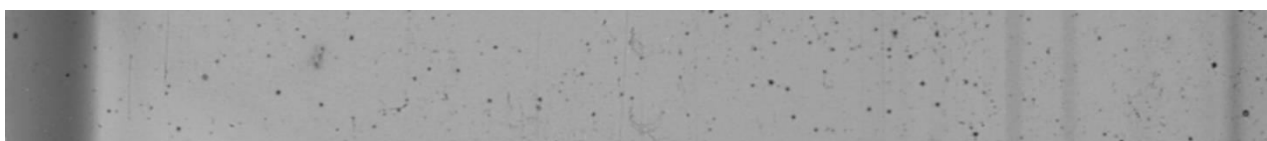


Рис. 1. Изображение спектра разряда на фотоплёнке УФ-4.

Обработка фотопленки приведена на рис.2. Обнаружена воспроизводимость результатов. Наблюдаемые линии соотнесены с ионами кислорода, входящего в состав феррита, но также способного адсорбироваться из воздуха.

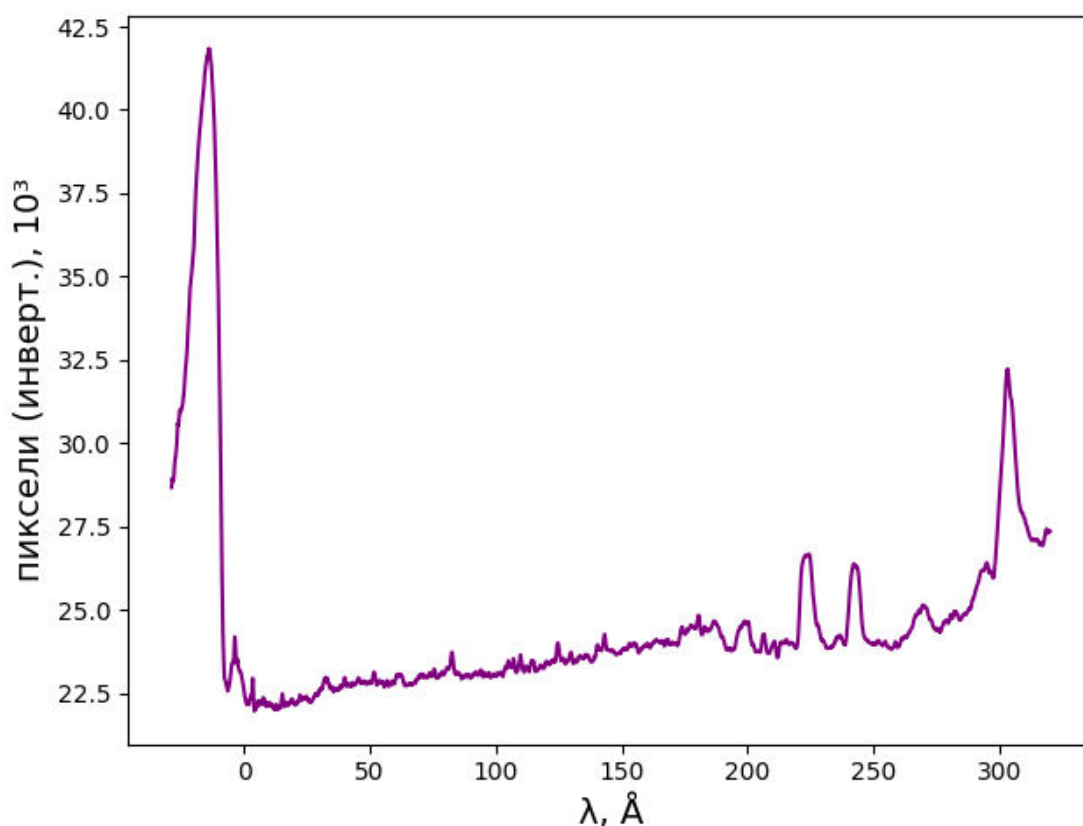


Рис. 2. Спектр разряда, представленного на рис. 1

Работа выполнена за счет средств гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-30086-П).

## Литература

1. I.N. Tilikin, S.N. Tskhai, T.A. Shelkovenko, S.Yu. Savinov, S.A. Pikuz, A.R. Mingaleev. A pulsed, high-intensity source of XUV radiation based on ferrite surface breakdown at high current // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2018, V.46, No. 11, P. 3982-3985.
2. I.N. Tilikin, S.N. Tskhai, T.A. Shelkovenko, S.Yu. Savinov, S.A. Pikuz. Generation of intense UV radiation during high-current breakdown over a ferrite surface // *Plasma Physics Reports*. 2018, V. 44, P. 600-604.
3. I.N. Tilikin, S.Yu. Savinov, N.V. Pestovskii, S.A. Pikuz, S.N. Tskhai, T.A. Shelkovenko, G.A. Dushkin. Coherent x-ray radiation induced by high-current breakdown on a ferrite surface // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2022, V. 55, No. 40, P. 405006.
4. S.N. Andreev, A.V. Bernatskiy, G.A. Dushkin, S.N. Tskhai, S.A. Pikuz, I.N. Tilikin, T.A. Shelkovenko, S.Yu. Savinov. Spatial Characteristics of Radiation Initiated by a Discharge over the Ferrite Surface // *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*. 2021, V. 48, P. 321-326.
5. S.N. Andreev, A.V. Bernatskiy, G.A. Dushkin, S.N. Tskhai, I.N. Tilikin, S.A. Pikuz, S.Yu. Savinov. Spatial distributions of x-ray radiation during ferrite surface breakdown // *Journal of Physics: Conference Series*. 2022, V. 2270, P. 012039 (5pp).
6. С.Н. Андреев, А.В. Бернацкий, С.М. Климович, А.П. Шевелько, С.Н. Цхай, С.Ю. Савинов. Спектр коротковолнового излучения разряда по поверхности феррита // Тезисы докладов школы молодых ученых «Быстропротекающие электровзрывные, электронные и электромагнитные процессы в импульсной электронике и оптоэлектронике» БПИО-2023, С. 53-55.
7. A.P. Shevelko. Spectral instruments for x-ray and VUV plasma diagnostics // *Journal of Physics: Conference Series*. 2018, V. 1115, No. 2, P. 022042 (4pp).



## Воздействие фемтосекундного, пикосекундного и непрерывного лазерного излучения на аморфные пленки InSe-GaSe

М.П. Смаев<sup>1,2</sup>, И.А. Будаговский<sup>1</sup>, Д.О. Кузовков<sup>1,2</sup>, П.И. Лазаренко<sup>2</sup>, А.В. Колобов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет “МИЭТ”

<sup>3</sup>Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена

Моноселениды индия (InSe) и галия (GaSe) являются типичными представителями слоистых полупроводников. Они вызывают фундаментальный и прикладной интерес благодаря необычной природе электронных взаимодействий, что делает их перспективными для устройств интегральной и нелинейной оптики, солнечных элементов и твердотельных аккумуляторов нового поколения.

В работе рассмотрено воздействие на тонкие аморфные пленки, представляющие собой твердый раствор InSe-GaSe, оптического излучения различной экспозиции и спектрального состава: (1) фемтосекундные импульсы с длительностью  $\tau = 250$  фс (длина волны  $\lambda=1030$ , энергия в импульсе  $E_p = 1$  мкДж), (2) пикосекундные импульсы с  $\tau = 15$  пс ( $\lambda=1030$ ,  $E_p = 1$  мкДж) и (3) непрерывное излучение ( $\lambda = 532$  нм, мощность в диапазоне  $P = 10\div 400$  мВт, время экспозиции  $\tau_{\text{exp}} = 1$  с). В качестве экспериментальных образцов использовали пленки, нанесенные методом вакуумно-термического испарения на стеклянные или кремниевые подложки. Соотношение компонент InSe и GaSe в исследуемых образцах соответственно составляло 20% на 80% (пленки IG28), либо 50% на 50% (пленки IG55).

Воздействие фемтосекундного излучения приводило, в основном, к выраженной абляции пленок (рис.1а). Для IG28 абляция проявлялась при локальной плотности энергии  $F_{\text{loc}} > 150$  мДж/см<sup>2</sup>, а для IG55 абляционные процессы начинались при несколько меньшем значении плотности энергии  $F_{\text{loc}} > 100$  мДж/см<sup>2</sup>, причем значение порога абляции мало зависело от размера пучка и типа подложки. Пикосекундное излучение показало сходную картину модификации. По мере увеличения размера воздействующего пучка (и соответствующего уменьшения плотности энергии импульса) в центре модифицированной области наблюдали разрушение материала (при  $F_{\text{loc}} > 100$  мДж/см<sup>2</sup>, рис 1б) без проявления лазерной кристаллизации или формирования периодических структур.

Для непрерывного излучения помимо эффектов абляции (рис. 1в) наблюдали модификацию (рис. 1г), приводящую к увеличению коэффициента отражения (в 1.2 раза

для  $\lambda = 532$  нм), что обусловлено кристаллизацией изначально аморфной пленки и изменением показателей преломления и поглощения. За счет относительно большого времени экспозиции на эффекты модификации оказывает влияние материал подложек. Для кремния величина теплопроводности почти в 10 раз выше, чем для стекла, поэтому для формирования одинаковых по размеру областей модификации в случае кремниевой подложки требовались большие мощности. Так, пороговая интенсивность кристаллизации при  $t = 1$  с для IG28 на стеклянной подложке составил около  $I_0 = 0.8$  МВт/см<sup>2</sup>, а для IG28 на кремниевой подложке  $I_0 = 1.3$  МВт/см<sup>2</sup>. Соответствующие пороги для кристаллизации в IG55 соответственно составили 1.8 и 2.2 МВт/см<sup>2</sup> для пленок на стеклянной и кремниевой подложках.

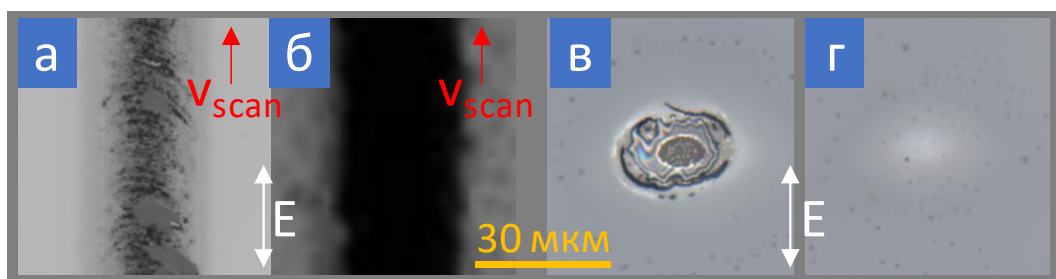


Рис. 1. Полученные с помощью оптической микроскопии изображения областей модификации пленки IG55 (состав 50% InSe и 50% GaSe), после воздействия (а) сканирующего фемтосекундного излучения ( $E_p = 1$  мкДж,  $V_x = 400$  мкм/с), (б) сканирующего пикосекундного излучения ( $E_p = 1$  мкДж,  $V_x = 400$  мкм/с) и непрерывного излучения ( $\tau_{exp} = 1$  с) при интенсивности в центре пучка  $I_0 = 4.2$  МВт/см<sup>2</sup> (в) и  $I_0 = 3.6$  МВт/см<sup>2</sup> (г).

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-19-00766, <https://rscf.ru/project/22-19-00766/>.

### **XZ-сканирование для анализа трансформации аморфной пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ при фемтосекундном лазерном воздействии**

И.А. Будаговский<sup>1</sup>, Д.О. Кузовков<sup>1,2,3</sup>, П.И. Лазаренко<sup>2</sup>, М.П. Смаев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет “МИЭТ”

<sup>3</sup>ГК “Лазеры и аппаратура”

Тонкопленочные фазопеременные материалы на основе халькогенида  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  (GST225) обладают уникальными электрическими и оптическими характеристиками,

что объясняет фундаментальный и прикладной интерес к этим соединениям. При воздействии на  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  сверхкоротких лазерных импульсов могут проявляться различные поверхностные процессы, приводящие, например, к кристаллизации или аморфизации пленки, к образованию лазерно-индуцированных периодических поверхностных структур (ЛИППС) в виде чередующихся кристаллических и аморфных линий [1], или к образованию областей с абляционной периодической модификацией [2]. В связи с этим становится актуальной задача характеристики облученных образцов с точки зрения проявления различных физических эффектов. В данной работе использовали метод двухкоординатного сканирования, при котором перемещение образца вдоль оси светового пучка обеспечивает изменение размера пучка, плотности энергии и количества импульсов на единицу площади, а перемещение в плоскости образца позволяет регистрировать эти изменения в виде протяженной зоны модификации [3].

Аморфную пленку  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  толщиной 130 нм наносили на кремниевую подложку методом магнетронного распыления. Для оптической модификации использовалась фемтосекундная лазерная система с регенеративным усилителем (1030 нм, 250 фс, 100 кГц) и гальваносканер с линзой F-Theta. Оптическая система позволяла формировать в перетяжке пучок с диаметром 30 мкм ( $1/e^2$ ). Двухкоординатное XZ-сканирование осуществлялось путем размещения образца под углом  $\varphi = 11^\circ$  к плоскости XY и сканирования вдоль оси X со скоростью  $V_x = 400 \mu\text{м/с}$ .

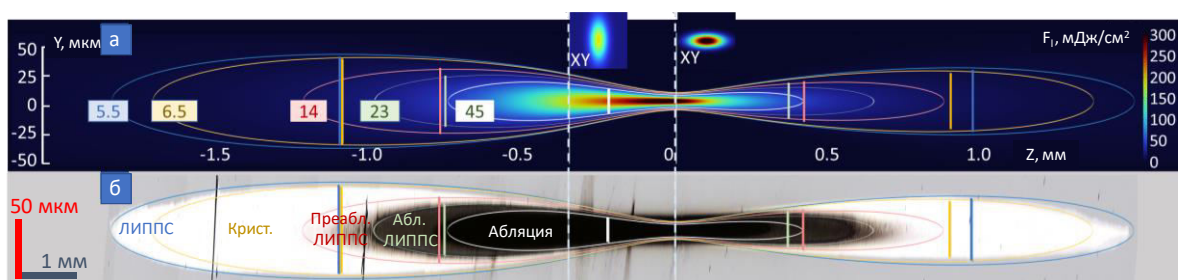


Рис. 1. (а) Распределение плотности энергии и (б) результат модификации пленки  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  при XZ-сканировании линейно поляризованным пучком фемтосекундных импульсов (вертикальный масштаб изображений увеличен в 20 раз).

XZ-сканирование отображает результат модификации при различных параметрах облучения (которые изменяются за счет смещения точки облучения вдоль оси Z, рис. 1а) на оси X в виде линии модификации (рис. 1б, вертикальный масштаб увеличен). Здесь можно выделить зону двухфазных аморфно-кристаллических ЛИППС; зону кристаллизации; зону формирования предабляционных эквидистантных наносфер; зону

абляционных периодических структур; зону абляции. Предложенный метод одновременного сканирования по координатам X и Z позволяет за один проход сформировать и детерминировать основные эффекты лазерного воздействия на поверхности  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ , а также определить энергетические границы этих процессов. Предложенная методика перспективна для изучения светоиндуцированной модификации фазопеременных материалов и экспресс-анализа оптического отклика.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-29-00977, <https://rscf.ru/project/23-29-00977/>.

### Литература

1. M.P. Smayev, P.I. Lazarenko, I.A. Budagovsky, A.O. Yakubov, V.N. Borisov, Y.V. Vorobyov, T.S. Kunkel, S.A. Kozyukhin, *Opt. & Laser Technol.*, **153**, 108212 (2022).
2. T. Kunkel, Yu. Vorobyov, M. Smayev, P. Lazarenko, A. Kolobov, S. Kozyukhin, *Appl. Surf. Sci.*, **624**, 157122 (2023).
3. И.А. Будаговский, Д.О. Кузовков, П.И. Лазаренко, М.П. Смаев, *Оптика и спектроскопия*, **132**(1), 27-33 (2024).

### Лазерная модификация тонких аморфных пленок GeTe и Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>

Я.С. Лебедева<sup>1</sup>, М.П. Смаев<sup>1,2</sup>, И.А. Будаговский<sup>2</sup>, П.И. Лазаренко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет “МИЭТ”

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Материалы с фазовым переходом используются в электрических устройствах обработки и хранения информации, оптических дисках и активных фотонных устройствах. Эти материалы привлекают внимание способностью испытывать обратимые фазовые переходы между аморфным и кристаллическим состояниями, что сопровождается контрастным изменением оптических и электрических свойств. В данной работе были определены пороги лазерной кристаллизации и абляции тонких пленок соединений GeTe и Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> с целью определения оптических свойств пленок разных фазопеременных материалов.

Аморфные тонкие пленки GeTe и Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> были сформированы методом магнетронного распыления поликристаллических мишеней на предварительно подготовленные стеклянные подложки толщиной 0.7 мм. Значение толщины пленки Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> составляло 120 нм, а для образца GeTe – 100 нм. Для исследования режимов

оптической кристаллизации и абляции тонких пленок GeTe и Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> была использована экспериментальная установка на основе непрерывного лазера с длиной волны 532 нм. Световой пучок фокусировался с помощью линзы с фокусным расстоянием 25 мм. Пороги кристаллизации определялись при диаметре лазерного пятна на поверхности образца  $2w \approx 54$  мкм по уровню интенсивности  $1/e^2$ . Перед линзой располагался механический затвор, позволяющий регулировать время экспозиции, в нашем эксперименте время экспозиции составляло 100 мс.

При лазерном воздействии на поверхности пленок была сформирована серия матриц из облученных областей, для которых мощность варьировалась в диапазоне от 2 до 60 мВт с шагом около 2 мВт. Регистрация возникновения закристаллизованных областей осуществлялась с помощью оптического микроскопа (рис. 1), так как для обоих исследуемых материалов при переходе из аморфного состояния в кристаллическое значительно изменяется показатель преломления и увеличивается коэффициент отражения [1].

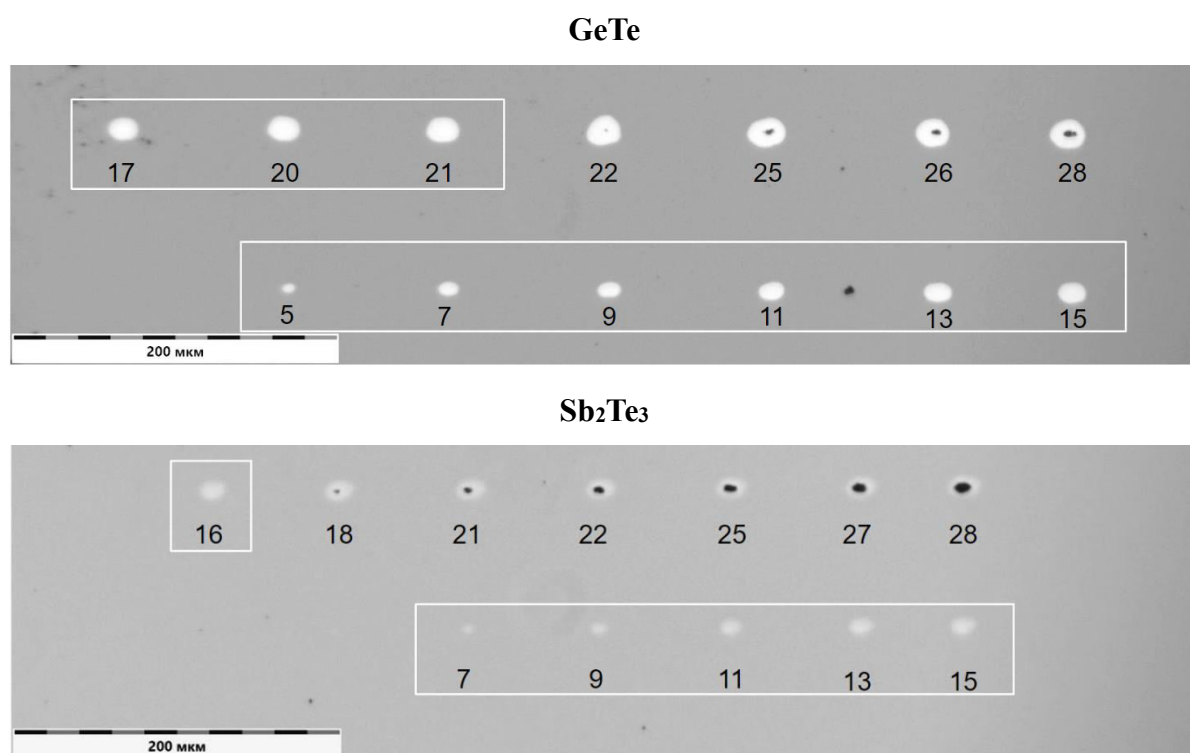


Рис. 1. Оптические изображения облученных аморфных пленок GeTe и Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>. Под модифицированными областями подписаны значения мощностей в мВт. Рамками выделены области без абляции

Минимальные мощности, при которых были зафиксированы закристаллизованные области, составили 5 мВт для GeTe и 7 мВт для Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>. При достижении мощностей 22 мВт и 18 мВт соответственно происходило разрушение поверхности (абляция) пленок GeTe и Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> вследствие перегрева.

Работа выполнена в научно-исследовательской лаборатории «Материалы и устройства активной фотоники» при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект FSMR-2022-0001).

### Литература

1. Di Wu, X. Yang, N. Wang, L. Lu, J. Chen, L. Zhou, B.M. Azizur Rahman, *Nanophotonics*, **11**(15), 3437–3446 (2022).

### Повышение чувствительности лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии с помощью упорядоченных плазменных подложек

М. А. Шевченко<sup>1</sup>, А. Н. Маресев<sup>1</sup>, М. О. Астафуров<sup>2</sup>, Н. В. Чернега<sup>1</sup>, С. Ф. Уманская<sup>1</sup>,  
В. В. Воронова<sup>1</sup>, С. О. Климонский<sup>2</sup>, С. Г. Дорофеев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

<sup>2</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

Лазерно-искровая эмиссионная спектроскопия (ЛИЭС) – это метод, позволяющий определить атомный состав веществ на основе анализа спектральных линий его плазмы, которая возбуждается с помощью импульсного лазерного излучения. Чем выше температура плазмы и плотность электронов, тем больше атомов переходит в возбуждённое состояние и тем выше интенсивность спектральных линий, что приводит к их более эффективному детектированию. Научные эксперименты, касающиеся ЛИЭС, проводились ещё со времен создания первого рубинового лазера [1], а сегодня в свободном доступе можно найти промышленные ручные ЛИЭС-анализаторы. Такое развитие метода и популярность стали возможны благодаря простоте используемого оборудования, минимальной подготовке анализируемых веществ, возможности исследования газов, жидкостей и твердых материалов на расстоянии и за короткое время [2].

На текущий момент большинство исследований ЛИЭС касается увеличения чувствительности метода посредством воздействия на основные характеристики плазмы. Одни техники усиления интенсивности спектральных линий, такие как двойной

импульс [3] и искровой разряд [2], непосредственно влияют на плазму, увеличивая число столкновений электронов в ней, тем самым разогревая её. Другие техники включают нанесение на поверхность анализируемого вещества металлических наночастиц [4] или использование специально подготовленных подложек [5, 6]. Применение данных материалов позволяет за счет плазмонных эффектов контролировать распределение электрического поля в зоне взаимодействия лазерного излучения с анализируемым веществом. Усиление локального поля уменьшает необходимую лазерную мощность для возбуждения плазмы, что позволяет анализировать спектры при меньших затратах энергии излучения.

Одним из применений ЛИЭС является исследование содержания следовых количеств веществ в жидкостях. Например, наличия вредных металлов в питьевой воде. Однако возбуждение плазмы в жидкости сопряжено с некоторыми трудностями: коротким временем жизни плазмы, большими флуктуациями спектра и небольшой его интенсивностью [2]. Для преодоления этих проблем анализируемое вещество можно перевести в твердое состояние через осаждение на усиливающих ЛИЭС подложках.

Цель данной работы состояла в улучшении параметров ЛИЭС осажденных анализируемых веществ с помощью подложек, представляющих собой слой упорядоченных субмикронных шариков оксида кремния с нанесенным на него нанометровым слоем золота. Проведено компьютерное моделирование ближнего поля исследуемых субстратов при его взаимодействии с падающей плоской волной при разных параметрах системы. Экспериментально измерено увеличение интенсивности спектров на подложках по сравнению с соразмерным слоем золота. В качестве аналитического вещества использовалась водная суспензия наночастиц  $TiO_2$  размерами 5-10 нм.

В результате определено, что при подборе оптимальных параметров системы, а именно длины волны лазерного излучения, радиуса шариков диоксида кремния и толщины слоя золота, максимум локального поля может быть увеличен почти на порядок. При измерении усиления на нерезонансной подложке экспериментально были зафиксированы увеличения интенсивности линий титана в 3.2 раза для лазерной возбуждающей плазму длины волны 532 нм и в 2.5 раз для 355 нм. Для возбуждающего излучения 1064 нм было исследовано усиление на подложке вблизи резонанса. Оно составило 11.4 раза. На нерезонансном субстрате эффект усиления не наблюдался.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-79-30086).

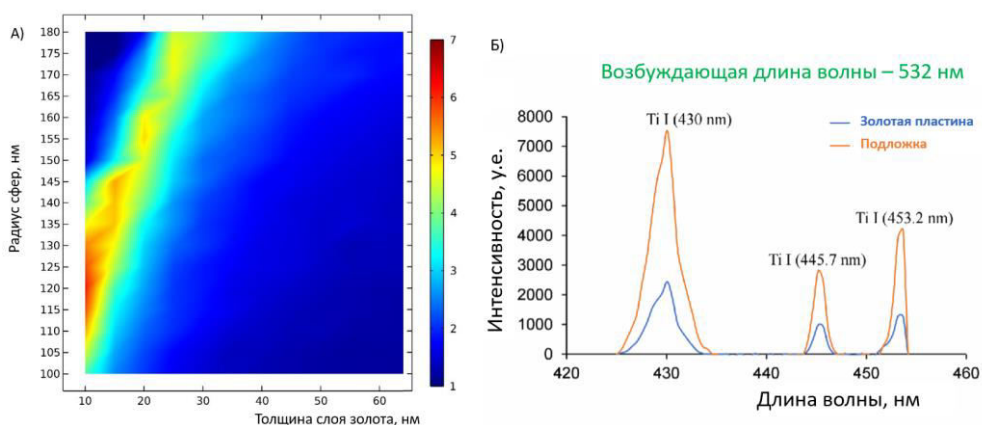


Рис. 1. А) отношение максимальной амплитуды электрического поля к амплитуде падающей волны на 1064 нм для разных параметров системы. Б) спектр анализируемых линий титана при измерении на подложке и золотой пластине при возбуждающей длине волны 532 нм.

## Литература

1. Radziemski, L. J. (2002). From LASER to LIBS, the path of technology development. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 57(7), 1109-1113.
2. Wang, Q., Chen, A., Chen, Y., Jiang, Y., Li, S., & Jin, M. (2021). Highly sensitive analysis of trace Pb in aqueous solution using electro-deposition and spark-discharge assisted laser-induced breakdown spectroscopy. *Journal of Analytical Atomic Spectrometry*, 36(9), 1889-1894.
3. Song, J., Li, N., Tian, Y., Guo, J., & Zheng, R. (2020). Study of interpulse delay effects on orthogonal dual-pulse laser-induced breakdown spectroscopy in bulk seawater. *Journal of Analytical Atomic Spectrometry*, 35(10), 2351-2357.
4. Dell'Aglio, M., Di Franco, C., & De Giacomo, A. (2023). Different nanoparticle shapes for nanoparticle-enhanced laser-induced breakdown spectroscopy: nanosphere and nanorod effects. *Journal of Analytical Atomic Spectrometry*, 38(3), 766-774.
5. Wang, Q., Liu, Y., Jiang, L., Chen, A., Han, J., & Jin, M. (2023). Metal micro/nanostructure enhanced laser-induced breakdown spectroscopy. *Analytica Chimica Acta*, 1241, 340802.
6. Nan, C., Xinjian, S., Jiahui, W., Jian, W., Bin, L., & Yande, L. (2024). Elemental analysis of liquid samples by nanoparticle-enhanced laser-induced breakdown spectroscopy: using ordered nano-arrays with a tunable nanoparticle size and inter-particle distance. *Journal of Analytical Atomic Spectrometry*, 39(2), 401-407.



## **ВКР и ВРМБ в жидкостях в поле ультразвука**

А.А. Матрохин, М.А. Шевченко, С.Ф. Уманская, Н.В. Чернега, А.Д. Кудрявцева

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

С момента открытия эффектов вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) и вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ) эти эффекты представляют большой интерес. Популярность этих явлений обусловлена их широкой практической применимостью в областях спектроскопии и микроскопии, а также возможностью создания преобразователей на основе данных эффектов. Кроме того, данные эффекты вполне могут использоваться в качестве инструментов для усиления оптических сигналов в области телекоммуникации и визуализации.

Задача контролируемого усиления остается актуальной и по сей день [1–3]. В последние годы особое внимание уделяется взаимодействию оптического поля с акустическими волнами, активно исследуются пути повышения эффективности и модификации характеристик ВКР и ВРМБ с использованием подходов, основанных на сочетании различных структур и эффектов, таких как фотонные кристаллы, локальные полевые эффекты и другие.

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование взаимодействия оптического излучения с ультразвуковыми волнами и его влияния на процессы ВКР и ВРМБ. Этот метод интересен тем, что позволяет управлять свойствами распространения света в среде. Акустические волны создают локальные возмущения в среде, что может привести к усилению выходного преобразованного сигнала. Кроме того, такие неоднородности могут выступать в качестве обратной связи в исследуемой системе; механизмы распределенной [4] и точечной обратной [5] связи были предложены еще в XX веке. Действительно, возникновение обратной связи такого типа в жидкой среде связано с появлением пузырьков в поле переменного давления, создаваемого акустическими волнами. Таким образом, управляя параметрами акустического поля, можно контролировать параметры обратной связи в среде и, следовательно, изменять параметры выходного излучения.

В ходе исследований были получены спектры рассеяния в различных жидкостях как в отсутствие, так и при наложении ультразвуковых волн. В качестве источников света применялись Nd:YAG лазеры, генерирующие импульсы пико- и наносекундной длительности с длинами волн 1064 и 532 нм. На основе проведенных измерений сделаны выводы об эффективности усиления в каждом из образцов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-79-30086).

## Литература

1. Zong, C., Premasiri, R., Lin, H. *et al.* Plasmon-enhanced stimulated Raman scattering microscopy with single-molecule detection sensitivity. *Nat Commun* 2019, 10, 5318.
2. Svidzinsky A., Agarval G., Classen A. *et al.* Enhancing stimulated Raman excitation and two-photon absorption using entangled states of light. *Phys. Rev. Research.* 2021, 3, 043029.
3. Maksymov, I.S.; Huy Nguyen, B.Q.; Pototsky, A.; Suslov, S. Acoustic, Phononic, Brillouin Light Scattering and Faraday Wave-Based Frequency Combs: Physical Foundations and Applications. *Sensors* 2022, 22, 3921.
4. Ахманов С.А., Ляхов Г.А. Распределенная обратная связь в лазерах с нестационарной накачкой; возможности безрезонаторной генерации в ультрафиолетовом диапазоне. *Письма в ЖЭТФ* 1974, 19(7), 470 – 474.
5. Луговой В.Н. Комбинационный Лазер с точечной обратной связью. *Письма в ЖЭТФ* 1974, 20(9), 625 – 627.

## Расчет матричных элементов ионно-ковалентной связи в процессах столкновения ридберговских атомов с сильно полярными молекулами

Мекшун А. В.<sup>1,2</sup>, Нариц А. А.<sup>1</sup>, Лебедев В. С.<sup>1</sup>

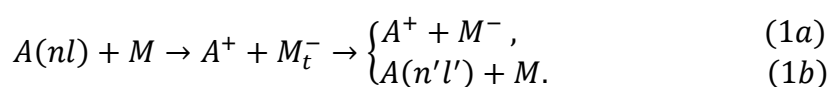
<sup>1</sup>Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (НИУ)

Процессы столкновения ридберговских атомов с нейтральными частицами являлись предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований в течение многих лет, поскольку они играют важную роль в спектроскопии, диагностике и кинетике лабораторной и астрофизической плазмы [1,2]. В настоящее время они представляют также значительный интерес для целей молекулярного охлаждения, широко применяющегося в области квантовой информатики [3]. Существенное внимание уделяется исследованиям резонансных процессов переноса слабосвязанного электрона (Rydberg Electron Transfer) при тепловых столкновениях ридберговских атомов и полярных молекул с закритическими значениями дипольного момента ( $d_{cr} \sim 2.5 D$ ), способных образовывать дипольно-связанные анионы с малой энергией связи. Имеется ряд экспериментальных работ по фотоэлектронной спектроскопии (Photoelectron Spectroscopy) и фотоэлектронной спектроскопии с визуализацией

скоростей молекулярных анионов, образующихся в результате столкновений ридберговских атомов с полярными молекулами [4,5]. Специфическая особенность таких процессов столкновения состоит в том, что пространственный масштаб волновых функций ридберговских атомов составляет  $\sim n^2 a_0$ , где обычно  $n \sim 10 - 30$ , а исследуемых слабосвязанных анионов – от нескольких десятков до сотни боровских радиусов. Это приводит к необходимости учета эффектов дальнедействующего взаимодействия при теоретическом описании таких процессов [6].

Столкновения ридберговских атомов с полярными молекулами могут приводить к образованию ионной пары (1a) или резонансному тушению (1b) высоковозбужденных состояний атомов:



Оба канала реакции являются результатом неадиабатических переходов между ковалентным и ионным термами квазимолекулы, образующейся в процессе столкновения [6]. В работе [7] был разработан теоретический подход к описанию процессов столкновения ридберговских атомов с полярными молекулами и приближенно определён относительный вклад в сечения столкновений каналов резонансного тушения и образования ионной пары. Проведенное рассмотрение было основано на использовании приближения эффективного дипольного момента при описании взаимодействия полярной молекулы со слабосвязанным электроном и не учитывало угловую зависимость ( $V = -\frac{ed}{r^2} \cos \theta$ ) дальнедействующей части потенциальной энергии взаимодействия слабосвязанного электрона  $e$  с нейтральным остовом аниона  $M^-$ .

Цель данной работы – последовательный вывод точной формулы для матричного элемента ионно-ковалентной связи с учетом угловой зависимости потенциала и эффектов вращения межъядерной оси молекулярного остова аниона для исследуемых неадиабатических переходов (1) и её тщательный теоретический анализ. Эта формула получена в работе аналитическим методом в одноэлектронном приближении с использованием импульсного представления для радиальной волновой функции ридберговского атома и аппарата тензорных операторов. Наряду с этим нами выведено компактное выражение для квадрата матричного элемента перехода, усредненного по начальным проекциям момента электрона и полярной молекулы и конечным проекциям образовавшегося молекулярного аниона. При использовании подхода Ландау-Зинера для

расчета сечений процессов (1a) и (1b) эта величина играет роль параметра ионно-ковалентной связи, определяющей эффективность взаимодействия. На основе этой формулы в работе выполнены детальные численные расчеты параметра ионно-ковалентной связи и исследовано его поведение в зависимости от вращательных квантовых чисел исследуемой системы  $A(nl) + M$ , эффективного главного квантового числа  $n_*$  ридберговского атома ( $n_* = n - \delta_l$ , где  $\delta_l$  – квантовый дефект) и расстояния между ядром ридберговским атома и центром масс полярной молекулы. Проведено сравнение теории с имеющимися в литературе результатами, полученными с помощью различных приближений.

Разработанная теория для описания параметра ионно-ковалентной связи составляет физическую основу для самосогласованного и надёжного решения проблемы образования ионной пары (положительного и отрицательного ионов) при столкновениях высоковозбужденных атомов с молекулами с закрывающими дипольными моментами.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-79-30086).

## Литература

1. Lebedev V. S., Beigman I. L., Physics of Highly Excited Atoms and Ions, Springer, Berlin – 1998.
2. Dunning F. B., Buathong S. Int. Rev. Phys. Chem. – 2018. – Vol. 37. – №. 2. – p. 287-328.
3. Zhang C. et al. Physical Review Letters. – 2024. – Vol. 132. – №. 3. – p. 033001.
4. Liu G. et al. The Journal of Chemical Physics. – 2020. – Vol. 153. – №. 4.
5. Ciborowski S. M. et al. The European Physical Journal D. – 2018. – Vol. 72. – p. 1-5.
6. Lebedev V. S., Narits A. A. Chemical Physics Letters. – 2013. – Vol. 582. – p. 10-14.
7. Narits A. A., Mironchuk E. S., Lebedev V. S. J. Phys. B – 2016. – Vol. 49. – №. 12. – p. 124001.

## Описание оптических спектров плазмонных наночастиц с распределенной экситонной оболочкой в модели связанных диполей

С. С. Моритака<sup>1,2</sup>, В. С. Лебедев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (НИУ)

Интенсивное развитие нанооптики и спектроскопии наноматериалов определяется потребностью в создании современных эффективных фотонных и

оптоэлектронных устройств, в том числе быстродействующих оптических модуляторов, конверторов частоты и оптических переключателей [1-3]. Значительный интерес вызывает разработка и создание материалов и наноструктур с заданными оптическими свойствами. Самостоятельное место здесь занимают фундаментальные и прикладные исследования в области оптики и спектроскопии гибридных плазмон-экситонных (плекситонных) наноструктур, построенных на основе металлов и молекулярных ансамблей органических красителей [4,5]. Поведение и основные особенности спектров поглощения, рассеяния и экстинкции света такими металлоорганическими наночастицами определяются эффектами ближнепольной электромагнитной связи поверхностного плазмона, локализованного в ядре частицы, и экситонов Френкеля во внешней органической оболочке.

Во многих экспериментальных и теоретических работах по оптическим спектрам и эффектам плазмон-экситонного взаимодействия в разнообразных гибридных наноструктурах эти эффекты интерпретируются в рамках простой модели связанных осцилляторов или эквивалентной ей модели эффективного гамильтониана. В частности, модель связанных осцилляторов часто использовалась при рассмотрении механизмов возникновения расщепленных пиков гибридных мод в режимах сильной и ультрасильной плекситонной связи [6,7], а также для описания антисимметричного профиля Фано в спектрах рассеяния света гибридными наночастицами [8]. Вместе с тем, стандартная модель двух связанных осцилляторов не в состоянии дать корректного описания поведения оптических спектров ряда плекситонных наносистем. Примером этого являются сферические двухслойные наночастицы малого размера с металлическим ядром и внешней J-агрегатной оболочкой, которые были детально исследованы во многих работах (см. [9] и приведенные там ссылки). Результаты численных расчетов в рамках теории Ми, обобщенной на случай многослойных сфер, предсказывают три спектральных пика в поглощении и рассеянии света, тогда как стандартная модель двух связанных осцилляторов дает описание лишь двум из них, не отражая наличие третьего спектрального пика.

Цель данной работы состоит в развитии простой аналитической модели связанных осцилляторов и в её применении к описанию спектров поглощения гибридных наночастиц типа «ядро-оболочка». В отличие от стандартной модели двух связанных точечных диполей, экситонная подсистема в рассматриваемых здесь частицах «ядро-оболочка» является, по существу, распределенной в пространстве, а никак не точечной подсистемой. В работе проведено решение уравнений самосопряженного

поля для ансамбля частиц, моделирующих оболочку гибридной системы. При этом были получены простые аналитические выражения для динамической поляризуемости такой системы. На основе этих выражений в квазистатическом приближении выполнены расчеты спектров экстинкции света для наночастиц малого радиуса ( $r \approx 10-20$  нм). Показано, что появление третьего спектрального пика обусловлено для таких частиц именно распределенным характером экситонной оболочки, а не возбуждением мультипольных мод более высокого порядка, чем дипольный. Проведено сравнение результатов расчетов спектров поглощения света в рамках развитого в работе модельного подхода с результатами расчетов в рамках обобщенной теории Ми. Продемонстрировано, что в большинстве случаев такой подход обеспечивает хорошее согласие с результатами расчетов по теории Ми, в отличие от стандартной модели связанных диполей.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 19-79-30086).

### Литература

1. K. Liu, C. R. Ye, S. Khan, and V. J. Sorger, *Laser Photonics Rev.* **9**, 172 (2015).
2. Y. Hu, H. Hao, J. Zhang, M. Tong, X. Cheng, and T. Jiang, *Laser Photonics Rev.* **15**, 2100244 (2021).
3. B. Beddoes, E. Perivolari, M. Kaczmarek, V. Apostolopoulos, and V. A. Fedotov, *Opt. Express* **31**, 18336 (2023).
4. F. Wu, J. Guo, Y. Huang, et al., *ACS Nano* **15**, 2292 (2021).
5. Y. Kim, A. Barulin, S. Kim, L. P. Lee, and I. Kim, *Nanophotonics* **12**, 413 (2023).
6. F. M. Balci, S. Sarisozen, N. Polat, and S. Balci, *J. Phys. Chem. C* **123**, 26571 (2019).
7. Thomas R., Thomas A., Pullanchery S., et al., *ACS Nano*, **12**, 402 (2018).
8. J. A. Faucheaux, J. Fu, and P.K. Jain, *J. Phys. Chem. C* **118**, 2710 (2014).
9. В. С. Лебедев, А. Д. Кондорский, *УФН* (2025) DOI: 10.3367/UFNr.2024.08.039742

### Сцинтилляция нового кристалла $(Y_2Sc_1)_{0.3}(Sc)[Si]O_5$ и зависимость ее параметров от объёмной плотности электронных возбуждений

Белов М.В.<sup>1</sup>, Власов В.И.<sup>2</sup>, Заварцев Ю.Д.<sup>2</sup>, Завертяев М.В.<sup>1</sup>, Загуменный А.И.<sup>2</sup>,

Козлов В.А.<sup>1</sup>, Пестовский Н.В.<sup>1</sup>, Савинов С.Ю.<sup>1</sup>, Цхай В.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

<sup>2</sup>Институт Общей Физики им. А. М. Прохорова РАН

Новый кристалл с химической формулой  $Sc_{1.318}Y_{0.655}Si_{1.013}O_{4.987}$  и кристалло-

химической формулой  $(Y_2Sc_1)_{0,(3)}(Sc)[Si]O_5$ , соответствует конгруэнтной точке на фазовой диаграмме твердых растворов  $Y_2SiO_5:Sc_2SiO_5$  [1]. В работе исследованы его сцинтилляционные свойства под действием мощного импульсного пучка электронов и одиночных гамма-квантов. Обнаружено, что изменение плотности электронно-дырочных пар, создаваемой в веществе ионизирующим излучением, приводит как к сдвигу максимума спектральной плотности энергии люминесценции, так и к изменению ее времени высвечивания [2]. Оценки объёмных плотностей электронно-дырочных пар, создаваемых при облучении вещества мощными потоками электронов, были выполнены по методике, предложенной нами в работе [3].

В Табл. 1 дано сопоставление времен высвечивания сцинтилляции  $(Y_2Sc_1)_{0,(3)}(Sc)[Si]O_5$ , получаемой в различных условиях возбуждения, и оценки соответствующих средних объёмных плотностей электронно-дырочных пар. Возбуждение осуществлялось мощным взрывоэмиссионным электронным пучком [4,5], этим же пучком, перекрытым медной фольгой толщиной 40 мкм, а также при фотоэффекте и комптон-эффекте  $\gamma$ -кванта с энергией 661,7 кэВ.

Табл. 1. Сопоставление оценок средней плотности возбуждения и измеренных времен высвечивания сцинтилляции  $(Y_2Sc_1)_{0,(3)}(Sc)[Si]O_5$

<b>Описание типа облучающего ионизирующего излучения</b>	<b>Средняя плотность электронных возбуждений, <math>10^{18} \text{ см}^{-3}</math></b>	<b>Время высвечивания сцинтилляции, нс</b>
Плотный взрывоэмиссионный электронный пучок, средняя энергия частиц 120 кэВ, излучение на длине волны 415 нм.	4 (метод оценки описан в работах [2,3])	$1165 \pm 1$
Плотный взрывоэмиссионный электронный пучок, средняя энергия частиц 120 кэВ, флуенс ослаблен в ~20 раз медной фольгой (40 мкм), излучение на длине волны 415 нм.	2,5 (метод оценки описан в работе [2])	$1377 \pm 3$
Одиночный комптоновский электрон с энергией 477 кэВ, интегральная по длине волны сцинтилляция	1,2 (метод оценки описан в работе [2])	$1050 \pm 10$
Одиночный фотоэлектрон с энергией 644,7 кэВ, интегральная по длине волны сцинтилляция	1,1 (метод оценки описан в работе [2])	$1310 \pm 10$

Видно, что уменьшение плотности возбуждения в целом ведет к возрастанию времени высвечивания сцинтилляции как для плотного пучка электронов, так и для одиночного электрона, выбитого отдельным  $\gamma$ -квантом. В то же время, при измерении монохроматического и неразрешенного по длине волны излучения обнаружено, что для второго типа измерений аналогичные первому случаю времена высвечивания достигаются при в несколько раз меньших значениях средних объёмных плотностей возбуждения. В работе обсуждаются причины наблюдаемых явлений.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант 19-79-30086).

## Литература

1. Iskhakova L. D. et al. The crystal structure of new quantum memory-storage material  $\text{Sc}_{1.368}\text{Y}_{0.632}\text{SiO}_5$  //Acta Crystallographica Section C: Structural Chemistry. – 2019. – Т. 75. – №. 9. – С. 1202-1207.
2. Belov M. V. et al. Nonlinear scintillation effects in the intrinsic luminescence from  $\text{Sc}_{1.318}\text{Y}_{0.655}\text{Si}_{1.013}\text{O}_{4.987}$  crystal excited by electrons and  $\gamma$ -quanta //Journal of Luminescence. – 2025. – Т. 277. – С. 120919.
3. Belov M. V. et al. Measurement of non-linearity in the cathodoluminescence yield for non-doped scintillators //Journal of Applied Physics. – 2021. – Т. 130. – №. 23.
4. Месяц Г. А. Взрывная электронная эмиссия //М.: Физматлит. – 2011. –300 с.
5. Соломонов В. И., Михайлов С. Г. Импульсная катодолуминесценция и ее применение для анализа конденсированных веществ // Екатеринбург: УРО РАН. - 2003. –184 с.

## Простой способ оценки средней объёмной плотности электронных возбуждений в треках быстрых электронов

Белов М.В.<sup>1</sup>, Власов В.И.<sup>2</sup>, Заварцев Ю.Д.<sup>2</sup>, Завертяев М.В.<sup>1</sup>, Загуменный А.И.<sup>2</sup>,

Козлов В.А.<sup>1</sup>, Пестовский Н.В.<sup>1</sup>, Савинов С.Ю.<sup>1</sup>, Цхай В.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

<sup>2</sup>Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН

Важнейшим параметром, определяющим механизмы нелинейных сцинтилляционных явлений в конденсированных средах, является средняя объёмная плотность электронных возбуждений (ЭВ), создаваемых ионизирующим излучением [1]. Оценки этого параметра необходимы для определения роли нелинейных процессов



в сцинтилляции. В настоящее время механизмы нелинейных сцинтилляционных явлений активно изучаются, так как они представляют интерес одновременно и с точки зрения фундаментальной физики возбужденных состояний конденсированных сред, и с точки зрения различных приложений техники сцинтилляционных детекторов.

Согласно [2,3], трек быстрого электрона в конденсированной среде может быть достаточно точно представлен в виде тонкого цилиндра, длина которого близка к длине пробега электрона  $R(E_0)$ , который в случае начальных энергий электрона  $E_0$  порядка сотен кэВ имеет порядок сотен мкм. В то же время радиус трека  $r$  составляет единицы нм [2] и слабо зависит от  $E_0$ , т. к. от  $E_0$  слабо зависит энергия вторичных электронов, образуемых первичным электроном при ударной ионизации атомов вещества [4]. В таком случае средняя объёмная плотность  $\bar{n}$  ЭВ, созданных в треке, может быть оценена как

$$\bar{n} \approx \frac{E_0}{\beta E_g R(E_0) \pi r^2}. \quad (1)$$

Здесь  $E_g$  – ширина запрещенной зоны материала, а  $\beta = 2...3$  – безразмерный параметр, который равен порогу рождения новой электронно-дырочной пары [2]. В качестве оценки  $R(E_0)$  можно взять феноменологическое выражение, полученное в работе [5] для алюминия и расширенное в справочнике [6] на любые материалы. В этом случае для материала с атомным номером  $Z$ , массовой плотностью  $\rho$  и атомным весом  $A$  средняя объёмная плотность ЭВ в треке может быть оценена как

$$\bar{n} \approx \frac{\rho(Z/A)}{0.412 \beta E_g \pi r^2 (Z_{Al}/A_{Al})} E_0^{-0.265+0.0954 \ln E_0}, \quad (2)$$

где  $Z_{Al}$  и  $A_{Al}$  – атомный номер и атомный вес алюминия,  $\rho$  задана в г/см<sup>3</sup> а  $E_0$  задана в МэВ. Размерность  $\bar{n}$  в этом случае – ЭВ/см<sup>3</sup>.

Из выражения (2) видно, что с ростом  $E_0$  значение  $\bar{n}$  падает, что свидетельствует об ослаблении роли нелинейных сцинтилляционных эффектов с ростом  $E_0$ , что хорошо подтверждается многими экспериментами [2,3]. В работе обсуждается связь нелинейных сцинтилляционных явлений со значениями  $\bar{n}$  в различных материалах и при различных воздействиях, в том числе для нового кристалла  $(Y_2Sc_1)_{0.3}(Sc)[Si]O_5$  [7], и предлагаются возможные механизмы наблюдаемых процессов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант 19-79-30086).

## Литература

1. Belov M. V. et al. Measurement of non-linearity in the cathodoluminescence yield for non-doped scintillators //Journal of Applied Physics. – 2021. – Т. 130. – №. 23.

2. Bizarri G. et al. An analytical model of nonproportional scintillator light yield in terms of recombination rates //Journal of Applied Physics. – 2009. – Т. 105. – №. 4.
3. Moses W. W. et al. The origins of scintillator non-proportionality //IEEE Transactions on Nuclear Science. – 2012. – Т. 59. – №. 5. – С. 2038-2044.
4. Bizarri G. et al. The role of different linear and non-linear channels of relaxation in scintillator non-proportionality //Journal of Luminescence. – 2009. – Т. 129. – №. 12. – С. 1790-1793.
5. Katz L., Penfold A. S. Range-energy relations for electrons and the determination of beta-ray end-point energies by absorption //Reviews of Modern Physics. – 1952. – Т. 24. – №. 1. – С. 28.
6. Физические величины: Справочник. / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. - М.: Энергоатомиздат, – 1991. - 1232 с. ISBN 5-283-04013-5.
7. Belov M. V. et al. Nonlinear scintillation effects in the intrinsic luminescence from  $\text{Sc}_{1.318}\text{Y}_{0.655}\text{Si}_{1.013}\text{O}_{4.987}$  crystal excited by electrons and  $\gamma$ -quanta //Journal of Luminescence. – 2025. – Т. 277. – С. 120919.

**Разработка гибкого сенсора давления на основе полимерного композита с  
объемной проводимостью**

М. Ю. Прудникова<sup>1,2</sup>, Д. Д. Бутманов<sup>1</sup>, Т. П. Савчук<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «МИЭТ»

<sup>2</sup>ООО «Функциональные Композиты»

<sup>3</sup>ООО «Стартап-студия МИЭТ»

E-mail: [prudnikovamaria81@gmail.com](mailto:prudnikovamaria81@gmail.com)

В настоящее время гибкие сенсоры давления набирают популярность благодаря своим многочисленным применениям в разных сферах жизни. Особый интерес вызывают резистивные сенсоры давления, которые отличаются высокой чувствительностью, низким энергопотреблением, стабильностью работы и быстрым откликом. Резистивные сенсоры на основе полимеров с объемной проводимостью используются в медицине, в носимых электронных устройствах, в робототехнике и других областях [1].

Многие исследователи нацелены на создание высокоэффективного, чувствительного и общедоступного материала для сенсоров, отличающегося простой конструкцией и масштабируемостью производства. Одним из простых и недорогих

подходов является создание проводящих композитов на основе полимеров с углеродными наполнителями [2]. В большинстве случаев используются такие углеродные наполнители, как нанотрубки углерода и графен, которые являются дорогостоящими и не позволяют сделать общедоступным гибкий сенсор давления на их основе. В качестве альтернативы можно использовать графит, являющийся распространенным материалом с хорошей проводимостью и низкой стоимостью.

В настоящей работе были изучены образцы композитов с объемной проводимостью, полученные путём полимеризации силикона с проводящим наполнителем. Электрофизические свойства композитов были исследованы при попеременной нагрузке образцов весом различной массы. Равномерность распределения наполнителя по объему образца была исследована с помощью зондового метода. Измерения проводились в 9 равноудаленных точках на поверхности образца. Также были проведены исследования зависимости электрофизических свойств от геометрических параметров образца.

На основе полученного полимерного композита с объемной проводимостью был разработан прототип резистивного сенсора давления. Измерение сопротивления проводилось при попеременной нагрузке образца весом различной массы. Полученная зависимость отклика прототипа от давления описывается линейной функцией с коэффициентом достоверности  $R=0.997$ , что соответствует уровню точности коммерческих аналогов.

Работа выполнена в рамках государственного задания 2023–2025 гг., соглашение FSMR-2023-0003.

### **Литературы**

1. Xu F. et al. Recent developments for flexible pressure sensors: A review //Micromachines. – 2018. – Т. 9. – №. 11. – С. 580.
2. He Y. et al. A novel method for fabricating wearable, piezoresistive, and pressure sensors based on modified-graphite/polyurethane composite films //Materials. – 2017. – Т. 10. – №. 7. – С. 684.

## Анализ спектров КР в LiNbO<sub>3</sub> с градиентом состава

А. Ю. Пятышев<sup>1</sup>, А. В. Скрабатун<sup>1,2</sup>, Н. В. Сидоров<sup>3</sup>, В. В. Галуцкий<sup>4</sup>, Е. В. Строганова<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН

<sup>2</sup>МГТУ им. Н. Э. Баумана

<sup>3</sup>ИХТРЭМС КНЦ РАН

<sup>4</sup>Кубанский государственный университет

Кристаллы ниобата лития (LiNbO<sub>3</sub>) являются основой различных систем, обладающих огромным количеством применений, в частности для фотокаталитического преобразования газов [1], платформы для квантовых вычислений [2], для генерации терагерцового излучения [3]. Для изготовления преобразователей и модуляторов лазерного излучения в настоящее время используются конгруэнтные монокристаллы ( $R=[Li]/[Nb]=0.946$ ), стехиометрические кристаллы ( $R=1$ ), периодически поляризованные кристаллы [4], а также легированные магнием кристаллы LiNbO<sub>3</sub>:Mg [5]. Однако использование таких ориентированных монокристаллов ограничено конкретными условиями применения. Это существенно сужает возможности их широкого практического использования. Кроме того, мощные лазеры накачки вносят заметные температурные искажения в эффективность нелинейно-оптического преобразования.

На сегодняшний день существуют методы выращивания кристаллов с желаемым градиентом по составу [6]. При этом такие методы являются более сложными и требуют чёткого соблюдения технологии, а также контроля выращенных образцов. К настоящему времени известны работы по получению ниобата лития методом фемтосекундной лазерной кристаллизации стёкол различного состава [7, 8]. При этом получают кристаллы с градиентом показателя преломления. Спектры комбинационного рассеяния (КР) полученных кристаллов удовлетворительно совпадали со спектрами КР ориентированных монокристаллов, традиционно выращенных методом Чохральского. Однако полученные лазерной кристаллизацией образцы, по мнению авторов можно считать «условно градиентными».

В данной работе впервые по спектрам КР исследован градиентный кристалл LiNbO<sub>3</sub> (Li/Nb=0,8 wt%/см (Li<sub>0.97..1.01</sub>Nb<sub>1.03..0.99</sub>O<sub>3</sub>)) в широком диапазоне частот (100-3000 см<sup>-1</sup>).

Для получения номинально чистых кристаллов ниобата лития градиентного состава Li/Nb=0,8 wt%/см (Li<sub>0.97..1.01</sub>Nb<sub>1.03..0.99</sub>O<sub>3</sub>) использовался метод Чохральского с жидкостной подпиткой. Геометрия Pt тиглей определялась диаметрами внутреннего и

внешнего тиглей. Используемое соотношение диаметров внутреннего и внешнего тигля необходимо для предотвращения кристаллизации расплава в межтигельном пространстве и обеспечения свободного перемещения внутреннего тигля для компенсации избытка лития на фронте кристаллизации, а также для увеличения или уменьшения этого избытка. Глубина расплава во внутреннем тигле предполагала наличие выпуклого фронта кристаллизации при вытягивании кристалла. При получении кристалла градиентного состава учитывалось планируемое распределение ионов лития по длине кристалла. Основной моделью управления составом во внутреннем тигле была подпитка состава расплава во внутреннем тигле составом внешнего тигля с другим соотношением Li/Nb. Для этого в используемом методе выращивания скорость перемещения внутреннего тигля учитывала скорость падения уровня расплава во внешнем тигле и соотносилась с задаваемым до роста распределением параметра подпитки расплава во внутреннем тигле.

При сравнении зарегистрированных спектров КР градиентных кристаллов LiNbO<sub>3</sub>, лазерно-кристаллизованных стёкол различного состава и конгруэнтного кристалла можно отметить удовлетворительное согласие. В то же время зарегистрированные в различных участках исследуемого кристалла спектры КР заметно различаются. Это обусловлено разным составом градиентного кристалла и, соответственно, разным состоянием дефектности кристаллической решётки в разных точках кристалла. Наблюдаемые отличия дефектной структуры градиентного композиционно однородного кристаллов могут быть использованы для сравнительного анализа выращиваемых градиентных кристаллов.

А. Ю. Пятышев благодарит РФФ (грант 19-79-30086-П). Н. В. Сидоров благодарит Минобрнауки (тема FMEZ-2022-0016). В. В. Галуцкий и Е. В. Строганова благодарят Минобрнауки (тема FZEN-2023-0006).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. L. Sun, H. Cai, B. Wang, J. Xu, X. Zeng, C. Liang, Z. Yang, S. Yang. Appl. Catal. B 347, 12379 (2024).
2. G. Huang, H. Liu, H. Dong, Z. He. J. Appl. Phys. 133, 205103 (2023).
3. M. Nishida, T. Notake, Y. Takida, K. Hirose, N. Ohata, H. Minamide. Appl. Phys. Lett. 124, 121105 (2024).
4. B. N. Slautin, H. Zhu, V. Ya. Shur. Ferroelectrics 576, 119 (2021).
5. R. T. Murray, T. H. Runcorn, S. Guha, J. R. Taylor. Opt. Express 25, 6421 (2017).
6. I. D. Babenko, V. V. Galutskiy, S. S. Ivashko, E. V. Stroganova. Opt. Mater. 102, 109818

(2020).

7. K. Veenhuizen, S. McAnany, D. Nolan, B. Aitken, V. Dierolf, H. Jain. Sci. Rep. 7, 44324 (2017).

8. T. Honma, K. Koshiba, Y. Benino, T. Komatsu. Opt. Mater. 31, 315 (2008).

### **Зондовая диагностика процесса ионного распыления металлических мишеней**

Скрябин А. С.<sup>1</sup>, Пушкин Д. Б.<sup>2</sup>, Романов И. Р.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>МГТУ им. Н. Э. Баумана (НИУ)

<sup>2</sup>АО «НИИ НПО «ЛУЧ»

Потребность в тонкопленочных покрытиях с индивидуально подобранными свойствами требует использования контролируемых методов напыления. Ионно-лучевое распыление, или IBS (англ. Ion beam sputtering), — это вакуумный метод напыления (PVD), способный решить технологические задачи создания качественных покрытий. В отличие от других методов PVD метод IBS предлагает уникальную возможность адаптировать свойства пленкообразующих частиц (распыленная мишень и рассеянные первичные частицы) и, следовательно, свойства тонких пленок [1]. Подбор материала мишени и других параметров процесса (толщины и числа слоёв) позволяет получать покрытия с необходимыми спектральными параметрами. Нанесение высококачественных покрытий может быть осложнено влиянием упруго- и неупруго отраженных ионов рабочих газов (Ar, Xe, Kr), а также ионов и атомов материалов мишени.

В данной работе методами зондовой диагностики экспериментально исследованы фокусировочные характеристики ионного источника (ИИ), с известными ВАХ, а также энергетические характеристики (ФРИЭ) потоков частиц, отражённых от металлических мишеней. Конечной целью является получение новой информации о параметрах и энергетическом распределении отраженных ионов, а также частиц распылённых мишеней.

Фокусировочные характеристики первичного пучка ионов ( $Ar^+$ ,  $Kr^+$ ) были исследованы в диапазоне рабочего напряжения ИИ от 1500 до 2500 В с шагом 500 В и током 200 мА. Изучение влияния отношения  $M_{мишень}/M_{газа}$  проводилось на примере углерода, титана и тантала с рабочим газом Ar при разрядных напряжениях от 1500 до 2500 В с шагом 250 В и током 200 мА. Зондовая диагностика углового распределения ФРИЭ и плотности потока ионов была проведена на примере тантала и кремния с

различными рабочими газами (Ar, Kr) и следующих геометрических параметрах: зенитный угол  $\theta$  от 0 до 135° (отсчет от вертикального положения зонда); азимутальным углом  $\varphi$  от 0 до 45.

## Литература

1. Bundesmann C., Neumann H. Tutorial: The systematics of ion beam sputtering for deposition of thin films with tailored properties // Journal of Applied Physics. 2018. Vol. 124. P. 231102.

### **Возможность применения методов оптически стимулированной люминесценции для получения дозовой информации при изменении состава примесей в детекторах ТЛД-580**

А. С. Селюков<sup>1,2,3,4</sup>, И. А. Захарчук<sup>1,2</sup>, М. И. Данилкин<sup>2</sup>, Н. И. Волынец<sup>1</sup>,  
П. А. Сафиуллина<sup>1</sup>, А. В. Осадченко<sup>1,2</sup>, С. А. Амброзевич<sup>1,2</sup>, Д. С. Дайбаге<sup>1,2,4</sup>,  
Д. М. Безверхняя<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

<sup>2</sup>Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН

<sup>3</sup>Российский технологический университет МИРЭА

<sup>4</sup>Московский политехнический университет

<sup>5</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Тетраборат магния, легированный диспрозием и натрием, является распространенным материалом для изготовления на его основе персональных детекторов ионизирующих излучений. В промышленных масштабах изготавливается термолюминесцентный дозиметр ТЛД-580 ( $\text{MgB}_4\text{O}_7:\text{Dy,Na}$ ). Этот материал обладает тканеэквивалентностью и позволяет изучать дозы ионизирующих излучений с малой глубиной проникновения в ткани и низкими энергиями. Считывание такого класса дозиметров осуществляется термически, при помощи установок типа ДОЗА-ТЛД [1]. Такой метод имеет ряд недостатков, включающих высокое энергопотребление, громоздкость оборудования, длинный по времени цикл нагрева и остывания дозиметра при считывании. Более того, термический метод делает невозможным применение ТЛД-580 в условиях космических полетов, так как отсутствует эффективный метод отвода тепла в вакууме. Актуальным является создание нового класса детекторов с требуемыми характеристиками, а также нового оборудования, осуществляющего считывание при помощи оптической стимуляции.

В настоящей работе проводилось исследование образцов  $\text{MgV}_4\text{O}_7:\text{Dy,Na}$ , изготовленных методом длительного прокаливания. При помощи ксеноновой лампы и спектрометра Ocean Optics Maya 2000 Pro были получены спектры фотolumинесценции, характерные линии свечения  $\text{Dy}^{3+}$  обнаружены не были. Однако, после предварительного облучения образцов при помощи портативного ускорителя электронов РАДАН-ЭКСПЕРТ с последующей регистрацией максимумов ТСЛ было обнаружено характерное свечение  $\text{Dy}^{3+}$  в диапазоне температур от 330 до 600 К [2]. Таким образом было установлено, что свечение  $\text{Dy}^{3+}$  в материале возникает в процессе термической стимуляции, что было подтверждено отсутствием регистрируемого сигнала при оптической стимуляции материала при возбуждении на тех же длинах волн, на которых происходило возбуждение при регистрации фотolumинесценции. Используя методику П. Доренбоса было установлено, что в зарядовом состоянии  $3+$  после легирования матрицы тетрабората могут оказаться Се, Рг и Тв. Таким образом, был осуществлен синтез тетрабората магния, легированного тербием и литием ( $\text{MgV}_4\text{O}_7:\text{Tb,Li}$ ). При исследовании термически стимулированной люминесценции был обнаружен характерный для  $\text{Tb}^{3+}$  широкий максимум в области 420 – 620 К. Был зарегистрирован спектр фотolumинесценции образца при возбуждении на 380 нм, а также спектр возбуждения. Полученные результаты позволяют считать материал тетрабората магния, легированный тербием и натрием, потенциально пригодным для создания детекторов персональной дозиметрии с оптическим считыванием. Дальнейшие усилия будут направлены на получение сигнала оптически стимулированной люминесценции.

## Литература

1. И. А. Захарчук и др, Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки, Vol. 4 (115), pp. 47–62 (2024).
2. И. А. Захарчук и др, Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики, Vol. 24 (3), pp. 431–437 (2024).



## **Влияние электротехнических и геометрических характеристик на течение плазмы в коаксиальных каналах**

В. М. Скорняков<sup>1</sup>, А. А. Андронов<sup>1</sup>, А. П. Подлосинская<sup>1</sup>, В. Д. Телех<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

С развитием космической отрасли все большую популярность набирает тренд на миниатюризацию спутников. Среди малых космических аппаратов стандартом стали наноспутники формата CubeSat, в своей базовой комплектации не имеющие ускорительной установки, которая могла бы значительно расширить их функционал [1]. В качестве такого устройства для CubeSat может быть предложен коаксиальный абляционный импульсный плазменный ускоритель (АИПУ) [2].

Коаксиальный АИПУ в космическом приложении имеет конструктивные ограничения, не позволяющие хранить большой запас плазмообразующего вещества, а CubeSat вносит свои ограничения по энергопотреблению. В связи с этим повышение эффективности ускорения плазмы в таком устройстве является актуальной и комплексной задачей. Одним из методов ее решения является изменение геометрических и электротехнических параметров [3,4].

В данной работе проводилось математическое моделирование течения плазмы в коаксиальных каналах, которое определяет эффективность работы ускорителя. Для моделирования использовалось магнитное гидродинамическое приближение (МГД) в двумерном осесимметричном канале [5]. Система уравнений решалась численно при помощи характеристического метода. Расчетная область была разделена на границы. На левой границе разрядный ток, магнитное поле и расход массы рассчитывались при помощи электродинамической модели [6]. На электродах задавались условия непротекания, на правой границе моделировалось свободное истечение плазмы.

В качестве критерия оценки эффективности работы ускорителя использовался средний по времени и пространству импульс системы.

При оценке влияния геометрических параметров в расчете была задана разная ширина ускорительного канала. Оценивая результаты расчетов, можно сделать вывод: при увеличении ширины ускорительного канала растет средний импульс системы. Это обусловлено увеличением поступающей в канал массы, что согласуется с экспериментом.

При оценке влияния электротехнических параметров был рассмотрен различный энерговклад в разряд (от 2,5 до 5,625 Дж). При увеличении энергии разряда растет и средний импульс системы за счет увеличения электромагнитной силы, что также

согласуется с экспериментом.

Работа выполнена на уникальной научной установке (УНУ) «Пучок-М» МГТУ им. Н.Э. Баумана, при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по государственному заданию FSFN-2024-0007

### Литература

1. Pashaev, A.D. Determination of the Minimum Size of a Small Spacecraft of the CubeSat Standard for the Possibility of Using Modern Propulsion Systems / A.D. Pashaev, A.I. Shumeiko, V.D. Telekh // AIP Conference Proceedings. – Vol. 2549. – No. 050002. – 2023. – P. 1–8.
2. Montag, C. Development of a new pulsed plasma thruster and a brief introduction of a planned test facility / C. Montag, H. Burghaus, G. Herdrich // 67th International Astronautical Congress. – 2016. – P. 1–15.
3. Aoyagi, J. Total impulse improvement of coaxial pulsed plasma thruster for small satellite / J. Aoyagi, M. Mukai, Y. Kamishima, T. Sasaki, K. Shintani, H. Takegahara, T. Wakizono, M. Sugiki // Vacuum. – 2009. – Vol. 83. – P. 72–76.
4. Zhang, R. Influence of Different Energy Supply Methods on Performance of Ablative Pulsed Plasma Thrusters / R. Zhang, W. Xi, Q. Huang // Front. Energy Res. – 2017. – Vol. 9. – P. 1 – 10.
5. Брушлинский, К.В. Математические и вычислительные задачи магнитной газодинамики / К.В. Брушлинский. – 3-е изд. – М. : БИНОМ Лаборатория знаний, 2015. – 203 с.
6. Коровин, С.Д. Мощная импульсная энергетика: Курс лекций / С.Д. Коровин. – Томск : Изд-во Том. ун-та, 2007. – 256 с.

### Влияние дейтерирования на комбинационное рассеяние в монокристаллах алюмокалиевых квасцов

А. В. Скрабатун<sup>1</sup>, Л. П. Авакянц<sup>2</sup>, А.Ю. Пятышев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

<sup>2</sup>МГУ имени М.В. Ломоносова

Квасцы представляют собой большой класс двойных солей общей формулы  $M^+M^{3+}(R^{6+}O_4)_2 \cdot 12H_2O$ , в которых  $M^+$  — одновалентный ион, такой как Na, K, Rb, Cs, Tl,  $NH_4$ ,  $CH_3NH_3$ ,  $NH_3OH$ ,  $NH_3NH_2$ ,  $C(NH_3)_2$  или  $N_2H_5$ ;  $M^{3+}$  представляет собой трёхвалентный ион, такой как Al, Cr, Ga, V, In, Sc, Ti, Fe, Mn, Co, Ru, Rh, Ir или Mo;  $R^{6+}$

представляет собой S, Se или Te [1,2]. В зависимости от радиуса иона  $M^+$  возможны деформации кристаллографической решётки. Существует три модификации кристаллов квасцов:  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  [3]:  $\alpha$ -структура типична для катионов среднего размера, таких как K, Rb или  $NH_4$ ,  $\beta$ -структура характерна для более крупных катионов, таких как Cs, а  $\gamma$ -структура встречается у катионов меньших размеров типа Na. В качестве показательного примера  $\alpha$ -структуры можно привести додекагидрат сульфата алюминия и калия, или алюмокалиевые квасцы  $KAl(SO_4)_2 \cdot 12H_2O$ .

Каждый кристалл  $KAl(SO_4)_2 \cdot 12H_2O$  обладает различной величиной начального разупорядочения сульфат-иона, которую можно оценить исходя из интенсивности и спектрального положения характерных линий комбинационного рассеяния (КР). Влияние замещения обычной воды на тяжелую изучено преимущественно в области характерных колебаний сульфат-иона или в не предельных концентрациях (не более 70% тяжелой воды). Замещение атомов водорода на атомы дейтерия влияет на внутримолекулярные и межмолекулярные взаимодействия в кристаллах кристаллогидратов, что объясняется сильным проявлением структуры водородных связей [4], или резонансом Ферми [5]. При этом обзорный спектр КР, позволяющий оценить относительные интенсивности линий и их спектральные положения в случае изотопического замещения не был исследован ранее. Также остаётся открытым вопрос о влиянии внутримолекулярных и межмолекулярных колебаний на характерные линии КР колебаний  $\alpha$ -квасцов. В связи с этим в нашей работе ставилась задача сравнения спектров КР ( $10-4000 \text{ см}^{-1}$ ) двух образцов алюмокалиевых квасцов  $KAl(SO_4)_2 \cdot 12H_2O$  и  $KAl(SO_4)_2 \cdot 12D_2O$  и обсуждение влияния водородных связей.

Спектры КР регистрировались в  $90^\circ$  геометрии рассеяния. Возбуждающее излучение от аргонового лазера фокусировалось на грань (111) монокристалла под углом Брюстера. Рассеянное под углом  $90^\circ$  излучение собиралось объективом и фокусировалось на щели спектрометра. Мощность аргонового непрерывного лазера ПЛА-120 с длиной волны 488.0 нм составляла 100 мВт. Регистрация рассеянного излучения осуществлялась с помощью автоматизированного спектрометра на базе двойного монохроматора ДФС-12 в диапазоне  $10-4000 \text{ см}^{-1}$  со спектральным разрешением  $\approx 2 \text{ см}^{-1}$ .

По наблюдаемым изменениям спектрального положения компонент КР и их интенсивности при дейтерировании сделан вывод о сильном влиянии водородных связей на колебания всех структурных составляющих кристалла. В области решеточных

осцилляций основными причинами изменения колебательных частот является изменение массы октаэдрических комплексов, содержащих водород, и усиление связи сульфатных ионов с молекулами воды через водородные связи при дейтерировании. В области внутренних колебаний иона  $\text{SO}_4^{2-}$  также наблюдается изменение частот КР при замене атомов протия на дейтерий, несмотря на то, что в сульфат ионе напрямую не содержатся атомы водорода. Частотный сдвиг можно интерпретировать как усиление межмолекулярного взаимодействия через водородные связи и, как следствие, изменение частот внутренних колебаний при дейтерировании. По увеличению относительной интенсивности линии КР  $\approx 971 \text{ см}^{-1}$  сделан вывод об увеличении начального разупорядочивания сульфат иона в дейтерированном кристалле. В высокочастотном диапазоне отношение частот КР протиевых и дейтериевых кристаллов квасцов составляет 1.35, что соответствует изменению частот внутренних колебаний связей  $\text{O}-\text{H}\cdots\text{O}$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 19-79-30086-П).

#### **Литература**

1. S. Haussühl, Z. Kristallogr. Cryst. Mater. Vol. 116, p. 371 (1961).
2. F. Jona, G. Shirane, Ferroelectric Crystals, Pergamon Press, New York, 1962.
3. H. Lipson, Proc. R. Soc. A. Vol. 151. p. 347 (1935).
4. M. H. Brooker, H. H. Eysel, J. Phys. Chem. Vol. 94, p. 540 (1990).
5. V. Patsaeva, V. V. Fadeev, E. M. Filippova, Dokl. Akad. Nauk SSSR. Vol. 308. p. 1367 (1989).

### **Лазерная диагностика быстропротекающих процессов в мегавольтном атмосферном разряде**

Смазнова Х.Т., Медведев М.А., Болотов Я.К., Родионов А.А., Огинов А.В.

Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

В данной работе была разработана диагностика структуры лабораторного высоковольтного атмосферного разряда на экспериментальной установке с приложенным напряжением  $\approx 1 \text{ МВ}$  и током разряда до 12 кА. Electroды представлены в виде острейного катода, размещенного внутри конуса с гладким ободком, и полусферического сетчатого анода. Расстояние между электродами составляет 0,6 м. Общая длительность импульса напряжения изменяется в зависимости от выбранной длины разрядного промежутка в диапазоне от 0,35 до 1 микросекунды при времени

нарастания импульса 150-200 нс. Научной группой был разработан комплекс сцинтилляционной диагностики, который позволил провести ряд работ по изучению пространственного и временного распределения интенсивности рентгеновского излучения, а также изучению энергетических характеристик и локализации источников рентгеновского излучения [1-4]. Одной из важных задач является изучение образования плазмы и ее движения, а также определение основных параметров [5-7]. Разряд исследовался с помощью интерферометрии и теневой фотографии на двух длинах волн (532 нм и 1064 нм) (рис.1).

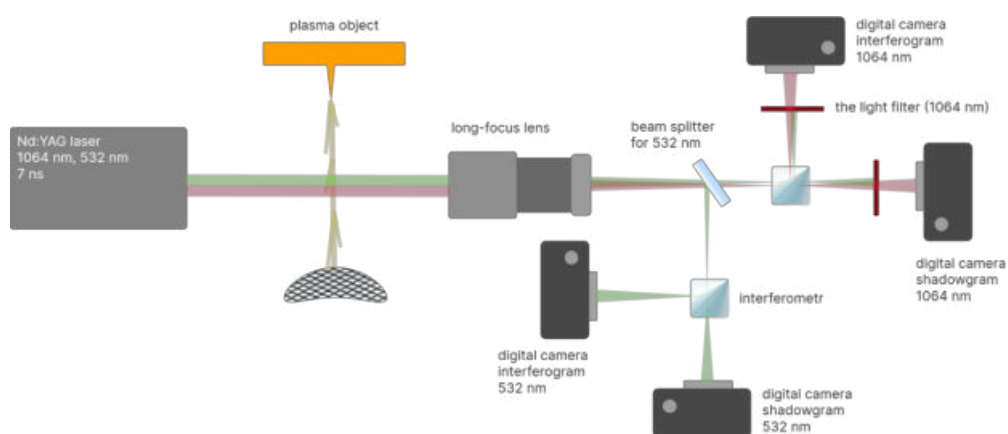


Рис. 1. Схема установки для высокочувствительной диагностики быстротекущих процессов в мегавольтном атмосферном разряде.

Лазерная диагностика выявляет изменения показателя преломления в пространстве и в области поглощения лазерного излучения. Время зондирования разряда определялось по осциллограммам тока и напряжения разряда относительно начала предимпульса тока. В данной работе мы рассматриваем эволюцию структуры высоковольтного атмосферного разряда с использованием высокочувствительной лазерной диагностики, включая быструю теневую съёмку и интерферометрию в прикатодной и прианодной областях. Диагностика позволяет добиться высокого разрешения как пространственных (десятки микрон), так и временных параметров (десятки наносекунд).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант 23-19-00524).

## Литература

1. Fishman G. J. et al. Discovery of intense gamma-ray flashes of atmospheric origin //Science. – 1994. – Т. 264. – №. 5163. – С. 1313-1316.

2. Agafonov A. V. et al. Observation of neutron bursts produced by laboratory high-voltage atmospheric discharge //Physical review letters. – 2013. – Т. 111. – №. 11. – С. 115003.
3. Agafonov A. V., Bogachenkov V. A., Chubenko A. P., Oginov A. V., Rodionov A. A., Rusetskiy A. S., Ryabov V. A., Shepetov A. L. and Shpakov K. V. 2017 Observation of hard radiations in a laboratory atmospheric high-voltage discharge J. Phys. D: Appl. Phys. 50 165202.
4. Rahman M., Cooray V., Ahmad N. A., Nyberg J., Rakov V. A. and Sharma S. 2008 X rays from 80 cm long sparks in air Geophys. Res. Lett. 35 L06805.
5. Kochkin P. O., van Deursen A. P. J. and Ebert U. 2015 Experimental study on hard x-rays emitted from metre-scale negative discharges in air J. Phys. D: Appl. Phys. 48 025205.
6. Gurevich A. V., Milikh G. M., Roussel-Dupre R. Runaway electron mechanism of air breakdown and preconditioning during a thunderstorm //Physics Letters A. – 1992. – Т. 165. – №. 5-6. – С. 463-468.

### **Филаментация тока при электрическом взрыве тонких проводников**

Мозговой А.Г.\* , Огинов А.В., Тиликин И.Н., Шпаков К.В.

Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской Академии Наук

\* e-mail: [amozgovoy@gmail.com](mailto:amozgovoy@gmail.com)

В работе [1] была показана филаментация тока при разряде на воздухе. При электрической взрыве тонких проводников с токами в килоамперы и выше картина меняется.

Представлены результаты экспериментов по измерению магнитного поля от азимутальной составляющей тока при взрыве тонких проволочек в сильноточных генераторах. Дано объяснение появления страт в таких разрядах появлением винтовой составляющей тока в разряде, что в свою очередь ведет к разбиению плазменного столба разряда на страты под действием сил Ампера между возникшими витками с током.

Взрывающие под воздействием электрического тока проводники (проволочки, фольги) давно исследуются как экспериментально, так и теоретически. Одним из свойств таких взрывов является образование страт – чередующихся полос как при просвечивании лазерным излучением, так и при использовании теневой рентгенографии.

При электрическом взрыве диаметр проволочки увеличивается в десятки раз, что должно вести к уменьшению ее индуктивности поскольку она логарифмически

уменьшается с ростом диаметра проводника. Предполагается, что происходит обратное – в образованной плазме носители заряда начинают закручиваться спирали, создавая винтообразную «соленоидальную» форму, увеличивая индуктивность цепи разряда. Таким образом, ток разряда должен состоять из двух главных составляющих – прямолинейного тока на месте исходной проволочки создающего круговое магнитное поле, и винтообразного тока, создаваемого электронами, движущихся по силовым линиям этого магнитного поля. На рис. 1 приведено схематичное изображение возникающей структуры токовых каналов.

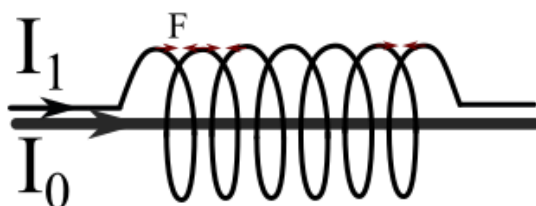


Рис.1. Характерные токовые каналы в случае протекания тока прямолинейно ( $I_0$ ) и винтообразно ( $I_1$ ).  $F$  — направление силы, возникающей между витками тока.

Как известно, однонаправленные токи притягиваются, то между витками возникают силы притяжения, отмеченные буквой  $F$ . Это ведет к разбиению образовавшейся плазмы на так называемые «страты». Таким образом возникает филаментация тока в продольном направлении в осесимметричной геометрии, что ведет к образованию микро-соленоида, который способен запасть магнитную энергию. В момент спада общего тока до нуля часть этой энергии может оставаться в соленоиде в режиме закорачивания начала и конца обмотки.

Были проведены эксперименты по измерению магнитного поле в непосредственной близости от взрывающегося проводника на генераторе ГВП с максимумом напряжения до 20 кВ, током до 8 кА и временем нарастания тока 350 нс. Показано наличие азимутальной составляющей тока даже после прекращения общего тока в цепи. Это эффект ограничивает возможности использования Z-пинчей для линейного пинчевания тока с целью получения высокотемпературной плазмы

### Литература

1. Паркевич et al, Fast fine-scale spark filamentation and its effect on the spark resistance, Plasma Sources Science and Technology, DOI:10.1088/1361-6595/ab3768

## Особенности восстановления диэлектрической проницаемости плазменных объектов на основе численного моделирования цикла преобразований Абеля-Фурье-Ханкеля.

Д. В. Толбухин<sup>1,2</sup>, А. И. Хирьянова<sup>1</sup>, Е. В. Паркевич<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н Лебедева РАН,

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (НИУ)

В обработке результатов лазерной интерферометрии фазовых объектов, таких как плазма, турбулентные потоки газов и другие оптические неоднородности, методы решения обратных задач дифракции имеют большое значение. Проходя через фазовый объект, зондирующее лазерное излучение подвергается изменениям в своём распределении фазы [1]. Лазерная интерферометрия направлена на регистрацию изменений фазы зондирующего лазерного излучения, исследуя которые можно реконструировать распределение диэлектрической проницаемости исследуемого фазового объекта [2-5]. В классических методах решения обратных задач дифракции предполагается, что исследуемый фазовый объект обладает осевой симметрией или может быть аппроксимирован до осевой симметрии, а фазовый сдвиг, вносимый объектом, связан с диэлектрической проницаемостью неоднородной среды посредством обратного интегрального уравнения Абеля [6-15]:  $\tilde{\epsilon}(r) = \frac{2}{\pi k} \int_r^R \frac{\partial \delta\varphi(y')}{\partial y'} \frac{dy'}{\sqrt{y'^2 - r^2}}$ , рассматриваемого в системе координат  $Ox'y'$ , которая расположена в центре осесимметричного фазового объекта. Здесь  $r = \sqrt{(x')^2 + (y')^2}$ ,  $\delta\varphi(y')$  - распределение сдвига фазы зондирующего лазерного излучения,  $\tilde{\epsilon}(r)$  – распределение возмущений диэлектрической проницаемости, связанное с полной диэлектрической проницаемостью выражением  $\epsilon(r) = 1 + \tilde{\epsilon}(r)$ . Это уравнение возникает в решении прямой задачи дифракции в приближении геометрической оптики [16] и, как правило, моделируется специальными численными методами. Несмотря на множество фундаментальных ограничений [17], приближение геометрической оптики уже давно стало мощным инструментом для анализа данных лазерной. Однако до сих пор проводятся различные теоретические исследования, которые, в частности, направлены на поиск наиболее практичного решения обратной задачи дифракции в приближении геометрической оптики. Это обусловлено тем, что реализация многих численных методов решения обратного интегрального уравнения Абеля может быть трудоёмкой и недостаточно точной процедурой, что неоправданно в реальных экспериментах при всех строгих



ограничениях приближения геометрической оптики. Таким образом, в рамках этого приближения и с точки зрения упрощения вычислений имеется интерес к поиску наиболее оптимального подхода к решению обратной задачи дифракции.

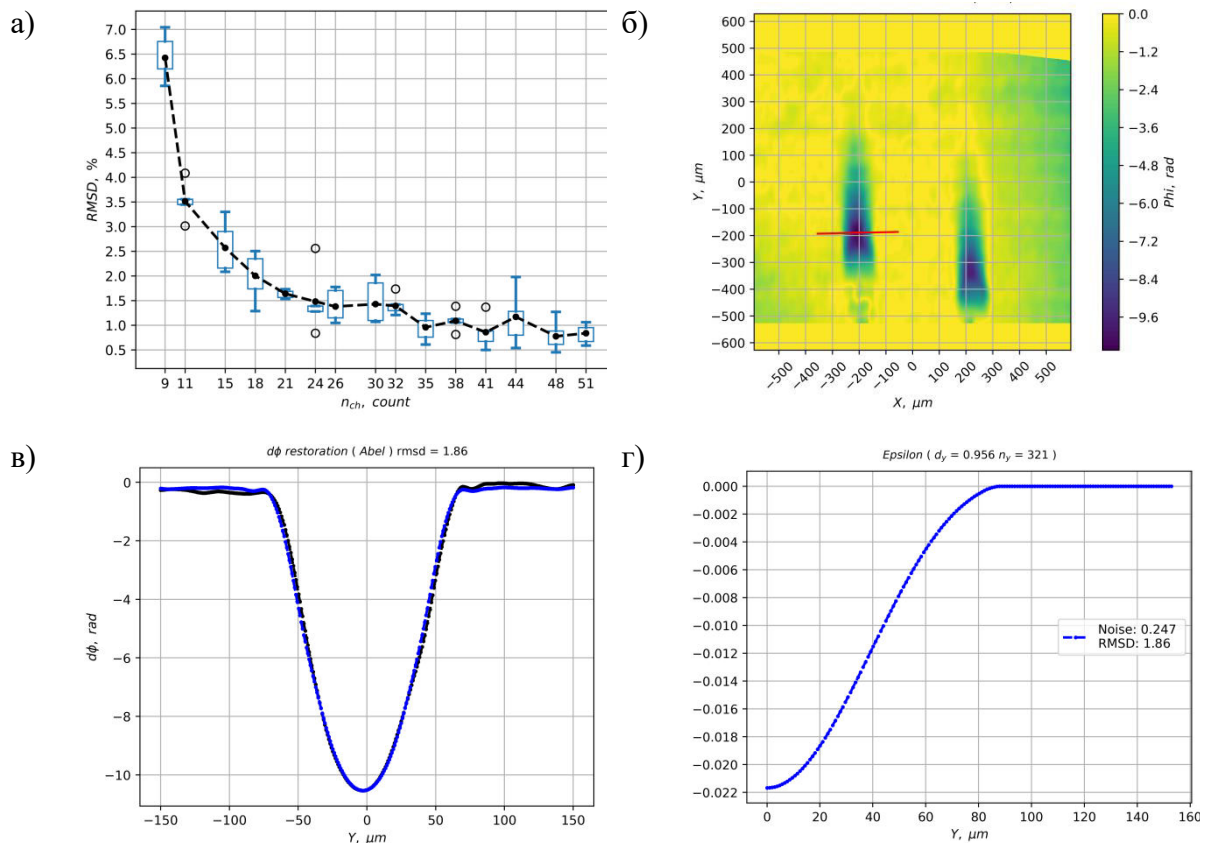


Рис. 1. а) Зависимость погрешности (статистический показатель - RMSD) метода от количества точек, приходящихся на масштаб отклонений в распределении  $\delta\varphi(y')$ , формально определяемый, как  $L = \frac{\delta\varphi(y')}{|\nabla\delta\varphi(y')|}$ . б) Результат обработки лазерной интерферометрии разряда на острие электрода. в) Погрешность метода на основе отличия  $\delta\varphi^*(y')$  от  $\delta\varphi(y')$  в рассматриваемом эксперименте равно 1.84%. г) Результат восстановления гладкого осесимметричного распределения  $\tilde{\epsilon}(r)$ .

В данной работе мы рассматриваем один из таких подходов, основанный на особенностях цикла преобразований Абеля-Фурье-Ханкеля:

$$H[F[A[\tilde{\epsilon}(x', y')](y')](f_{y'})](r) = \tilde{\epsilon}(r), \quad \text{где } A[\tilde{\epsilon}(x', y')](y') = \frac{k}{2} \int_{y'}^R \frac{2\tilde{\epsilon}(r)rdr}{\sqrt{r^2 - (y')^2}} = \delta\varphi(y'),$$

$$F[\delta\varphi(y')](f_{y'}) = 2 \int_0^{+\infty} \delta\varphi(y') \cos(-2\pi y' f_{y'}) dy', \quad H[F(f_{y'})](r) =$$

$$\frac{4\pi}{k} \int_0^{+\infty} F(f_{y'}) J_0(2\pi r f_{y'}) f_{y'} df_{y'}. \quad \text{В результате исследования предложенного метода}$$

решения обратной задачи дифракции были описаны особенности вычислительного характера и погрешность самого метода - её зависимость от условий задачи (рис. 1(а)).

Поскольку обратная задача дифракции некорректна в постановке, описан формализм

определения погрешности метода в рамках этой задачи. Метод проверен путём решения обратной задачи в модельном эксперименте и протестирован при обработке результатов лазерной интерферометрии (рис. 1(б)) настоящего эксперимента: из экспериментального распределения  $\delta\varphi(y')$  (чёрная кривая на рис. 1(в)) метод вычислял оптимальное осесимметричное распределение  $\delta\varphi^*(y')$  (синяя кривая на рис. 1(в)) из которого и было восстановлено  $\tilde{\varepsilon}(r)$  (рис. 1(г)).

Метод показал надёжные численные результаты, позволяя восстанавливать  $\tilde{\varepsilon}(r)$  фазового объекта с погрешностью до 2%. Помимо этого, метод обладает теми преимуществами, в сравнении с другими методами, что в нём отсутствует акумуляции погрешности вдоль радиуса объекта и нет каких-либо жёстких ограничений на количество расчётных точек.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №24-79-10167).

### **Литература**

1. E. V. Parkevich, A. I. Khirianova, T. F. Khirianov, K. T. Smaznova, D. V. Tolbukhin, V. M. Romanova, I. A. Kozin, and S. A. Ambrozevich, Strong diffraction effects accompany the transmission of a laser beam through inhomogeneous plasma microstructures, *Phys. Rev. E* 109, 055204 (2024)
2. P. Müller, M. Schürmann, and J. Guck, The theory of diffraction tomography, arXiv preprint arXiv:1507.00466 (2015)
3. D. L. Marks, A family of approximations spanning the born and rytov scattering series, *Optics express* 14, 8837 (2006)
4. Y. Sung, W. Choi, C. Fang-Yen, K. Badizadegan, R. R. Dasari, and M. S. Feld, Optical diffraction tomography for high resolution live cell imaging, *Optics express* 17, 266 (2009)
5. S. I. Knizhin, Using spatial radio wave field processing for diagnostics of inhomogeneous plasma, *Waves in Random and Complex Media* 31, 2115 (2021)
6. K. Bockasten, Transformation of observed radiances into radial distribution of the emission of a plasma, *JOSA* 51, 943 (1961)
7. Deutsch M. and Beniaminy I., Inversion of Abel's integral equation for experimental data, *Journal of Applied Physics*, 54(1), 137–143 (1983)
8. Shemyakin, O. P., Levashov, P. R., and Khishchenko, K. V., Equation of State of Al Based on the Thomas-Fermi Model, *Contributions to Plasma Physics*, 52(1), 37–40 (2012)
9. Cova, S., Ghioni, M., Lacaita, A., Samori, C., and Zappa, F., Avalanche photodiodes

- and quenching circuits for single-photon detection, *Applied Optics*, 35(12), (1996)
10. Algeo, J. D., & Denton, M. B., On the Use of the Inverted Abel Integral for Evaluating Spectroscopic Sources, *Applied Spectroscopy*, 35(1), 35–42, (1981)
  11. Andratschke, M., Range, K.-J., Haase, H., and Klement, U., Die Kristallstruktur von  $\alpha$ -KZnPO<sub>4</sub> / The Crystal Structure of  $\alpha$ -KZnPO<sub>4</sub>, *Zeitschrift Für Naturforschung B*, 47(9), 1249–1254, (1992)
  12. Bruce, R. A., and Fitzpatrick, G. L., Remote vibration measurement of rough surfaces by laser interferometry, *Applied Optics*, 14(7), 1621, (1975)
  13. A. Kasperczuk and T. Pisarczyk, Application of automated interferometric system for investigation of the behaviour of a laser-produced plasma in strong external magnetic fields, *Optica Applicata* 31(3): 571-597, (2001)
  14. E. L. Kosarev, Applications of Integral Equations of the First Kind in Experiment Physics, *Computer Physics Communication*, Vol. 20, 69-75, (1980)
  15. Pikalov, V.V. and Preobrazhenskii, N.G., Abel transformation in the interferometric holography of a point explosion, *Combust Explos Shock Waves* 10, 827–833, (1974)
  16. Kravtsov, Y. A., and Orlov, Y. I., Geometrical optics of inhomogeneous media (Vol. 38, p. 48). Berlin: Springer-Verlag, (1990)
  17. Kravtsov, Y. A., and Orlov, Y. I., Limits of applicability of the method of geometric optics and related problems, *Soviet Physics Uspekhi*, 23(11), 750, (1980)

**Случайная лазерная генерация в высокопористых наноструктурированных  
монолитах оксигидроксида алюминия**

С. Ф. Уманская<sup>1</sup>, М.А. Шевченко<sup>1</sup>, С.А. Савинов<sup>1</sup>,

А.Н. Ходан<sup>2</sup>, Н.В. Чернега<sup>1</sup>, А.Н. Маресев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

<sup>2</sup>Институт физической химии и электрохимии имени А. Н. Фрумкина РАН

В последние годы лазерная генерация в рассеивающих средах, впервые теоретически предсказанная В.С. Летоховым [1], получила заметное развитие как с точки зрения теории, так и с точки зрения эксперимента. В своей работе В.С. Летохов предположил, что свет прежде, чем выйти из среды, может многократно рассеиваться на неоднородностях и усиливаться, что приводит к лазерной генерации. Экспериментально источники света, работающие на данном принципе, были реализованы в 1990х годах [2], они получили название случайные лазеры. С момента первой экспериментальной

реализации случайной лазерной генерации, интерес к данной тематике резко возрос. Случайные лазеры недороги и просты в изготовлении, а их принцип работы схож с принципом работы обычных лазеров [3]. Такие источники уже находят ряд практических применений в различных областях, например, в биофизике [4], оптической обработке информации [5].

В зависимости от механизма обратной связи случайные лазеры разделяют на два типа: когерентные и некогерентные [6]. Некогерентные лазеры работают в режиме слабого рассеяния света. Такое рассеяние может вызвать выброс фотонов из эффективного объема, кроме того, нет вероятности образования замкнутых траекторий фотонов. В случае сильного рассеяния света вероятность возникновения замкнутых траекторий и лазерной генерации гораздо более высокая, в этом случае случайные лазеры называют когерентными. Образование замкнутых траекторий фотонов приводит к образованию в спектре случайной лазерной генерации отдельных узких пиков, интенсивность которых превышает фон люминесценции. Механизм обратной связи определяется длиной свободного пробега фотонов  $l$  в системе. В случае, когда  $\lambda < l < L$ , ( $l$  – длина свободного пробега фотона в среде,  $\lambda$  – длина волны,  $L$  – размер неоднородной среды) режим случайной лазерной генерации некогерентный, а когда  $l < \lambda < L$  – когерентный. Помимо длины свободного пробега режим определяется также и объемом взаимодействия накачки со средой. При определенных условиях возможен переход из одного режима в другой.

В данной работе проведено экспериментальное исследование случайной лазерной генерации в образцах высокопористого наноструктурированного оксигидроксида алюминия (НОА) с инфильтрованным в них красителем родамин 6G. Образцы представляют собой трёхмерную сетку из аморфных нанопризм с диаметром 5-7 нм и со средней длиной в пределах 100-150 нм. Образцы получены методом контролируемого окисления на поверхности жидкометаллической фазы, осаждённой на поверхность алюминия с последующим отжигом при температуре 1100 °С в течение 4 часов [7]. Плотность образца составляла 0.086 г/см<sup>3</sup>. На структуре данного образца происходит рассеяние, а в качестве среды усиления выступает краситель родамин 6G.

Целью исследования являлось определение зависимости порога случайной лазерной генерации от площади взаимодействия накачки со средой. Основным интересом представляло определить значение плотности мощности и размера пятна накачки, при

котором происходит переход из некогерентного режима случайной лазерной генерации в когерентный режим.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-79-30086).

## Литература

1. Letokhov V. S. Generation of light by a scattering medium with negative resonance absorption //Sov. Phys. JETP. – 1968. – Т. 26. – С. 835-840.
2. Lawandy N. M. et al. Laser action in strongly scattering media //Nature. – 1994. – Т. 368. – №. 6470. – С. 436-438. F. Süßmann et al, Nature Commun. 6, 7944 (2015).
3. Gomes A. S. L. et al. Recent advances and applications of random lasers and random fiber lasers //Progress in Quantum Electronics. – 2021. – Т. 78. – С. 100343.
4. Prasetyanto E. A., Wasisto H. S., Septiadi D. Cellular lasers for cell imaging and biosensing //Acta Biomaterialia. – 2022. – Т. 143. – С. 39-51.
5. Redding B., Choma M. A., Cao H. Speckle-free laser imaging using random laser illumination //Nature photonics. – 2012. – Т. 6. – №. 6. – С. 355-359.
6. Gayathri R. et al. Lasing from micro-and nano-scale photonic disordered structures for biomedical applications //Nanomaterials. – 2023. – Т. 13. – №. 17. – С. 2466.
7. Мухин В. И. и др. Исследование свойств наноструктурированного оксигидроксида алюминия в терагерцовом диапазоне частот //Известия высших учебных заведений. Радиофизика. – 2011. – Т. 54. – №. 8-9. – С. 656-665.

## Оптические свойства дисульфида олова, легированного тулием

С. Н. Николаев<sup>1</sup>, Е. А. Екимов<sup>1,2</sup>, И. И. Усманов<sup>1</sup>, Д. А. Зазымкина<sup>1</sup>,

М. А. Чернопицкий<sup>1</sup>, В. С. Кривобок<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

<sup>2</sup>Институт физики высоких давлений имени Л. Ф. Верещагина РАН

В настоящее время идет активный поиск возможных применений слоистых материалов в современной полупроводниковой технологии, при проектировании аккумуляторов, солнечных элементов и др. Среди этих материалов дисульфид олова выделяется как нетоксичный полупроводник с широкой запрещенной зоной (2,2-2,4 эВ), высокой проводимостью n-типа и низкой энергией фононов (300 см<sup>-1</sup>), имеющий, в основном, гексагональную структуру [1]. Дисульфид олова был предложен для

использования в фотокатализе [2], термоэлектриках [3], электродах [4] и т.д. Для расширения применимости слоистых полупроводников и разработки оптоэлектронных приборов на их основе необходимо освоение технологии легирования. Так, например, в работе [5] диамагнитный  $\text{SnS}_2$  был превращен в ферромагнитный материал с температурой Кюри до 31К путем легирования ионами железа (Fe). Также благодаря легированию монослоя  $\text{SnS}_2$  ионами трехвалентного индия ( $\text{In}^{3+}$ ) в [6] было обнаружено изменение проводимости с n на p-тип при измерениях полевых транзисторов. Синтез слоистых материалов при высоком давлении существенно расширяет возможности по легированию элементами, плохо растворимыми при нормальном давлении, а также позволяет достичь стехиометрии полученных материалов при росте в избытке халькогенов.

В данной работе приведены результаты спектроскопического исследования кристаллов  $\text{SnS}_2$ , легированных ионами Tm. Синтез проводился методом высоких давлений и температур. Затем многослойные плёнки  $\text{SnS}_2$  были получены из объёмных кристаллов путем механического щепления с помощью клейкой ленты. Для первичной характеристики структурных свойств полученных образцов использовалась спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС). Энергетическое расщепление ионов Tm и оптические свойства кристаллов были исследованы с помощью спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ), включая измерения в широком диапазоне температур от жидкого гелия до комнатной температуры.

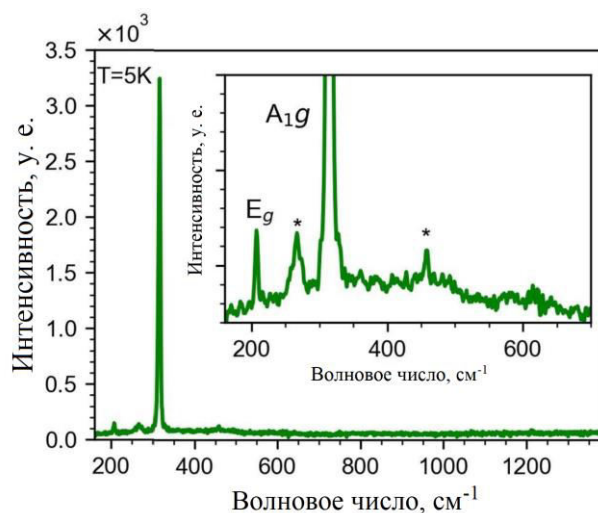


Рис. 1. Спектр комбинационного рассеяния  $\text{SnS}_2:\text{Tm}$ , измеренный при 5 К. На вставке тот же увеличенный график в интересующей области.

На рис. 1 показан низкотемпературный спектр КРС образцов  $\text{SnS}_2:\text{Tm}$ . В спектре присутствуют моды  $A_{1g}$  ( $206,9 \text{ см}^{-1}$ ) и  $E_g$  ( $315,4 \text{ см}^{-1}$ ), характерные для объёмных  $\text{SnS}_2$ .

Кроме того, были обнаружены два неизвестных пика при 267 и 468  $\text{см}^{-1}$  (отмечены звездочкой).

На рис. 2 показаны спектры ФЛ выращенных образцов  $\text{SnS}_2:\text{Tm}$ , зарегистрированные при возбуждении 532 нм. Для некоторых кристаллов  $\text{SnS}_2$  при комнатной температуре было обнаружено излучение в области 800 нм. При дальнейшем охлаждении образцов наблюдался рост интенсивности ФЛ и сужение линий, а также появление излучения в области 650 нм. Наблюдаемые переходы в области 650 и 800 нм были идентифицированы как переходы между термами  $\text{Tm}^{3+}$   ${}^3\text{F}_2-{}^3\text{H}_6$  и  ${}^3\text{H}_4-{}^3\text{H}_6$  соответственно. Богатая структура низкотемпературного спектра указывает на снятие вырождения этих переходов.

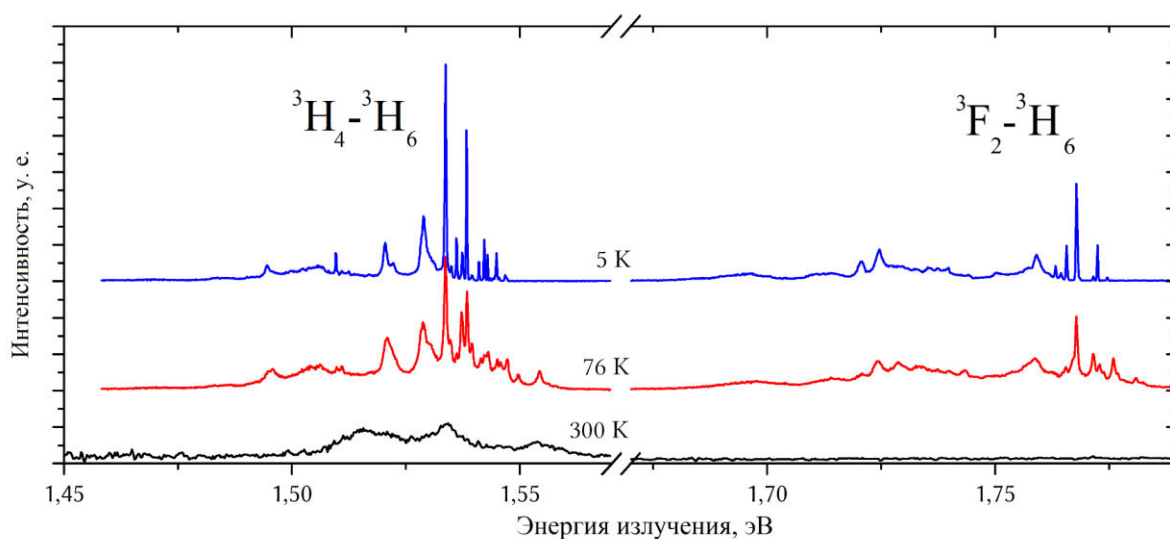


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции  $\text{SnS}_2:\text{Tm}^{3+}$  при  $T = 5, 76, 300$  К. На рисунке обозначены переходы между термами, соответствующие наблюдаемым линиям.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант 23-22-00444).

## Литература

1. S. Gedi et al, *Nanomaterials* Vol. 11, p. 1955 (2021).
2. A. Taufik, R. Saleh, G. Seong, *Nanoscale* Vol. 16, p. 9680–9709 (2024).
3. S. Zhan et al, *Chem. Mater.* Vol. 32, p. 10348–10356 (2020).
4. M. Setayeshmehr, M. Haghghi, K. Mirabbaszadeh, *Energy Storage*. Vol. 4, p. e295 (2022).
5. B. Li et al, *Nat. Commun.* Vol. 8, p. 1958 (2017).
6. Z. Li et al, *Adv. Elect. Materials* Vol. 7, p. 2001168 (2021).

## Исследование свойств и структуры пламён с разветвленным двухстадийным цепным механизмом реакции

К. Д. Хвосточенко<sup>1,2</sup>, Е. В. Серещенко<sup>2</sup>, В. В. Губернов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский Физико-Технический Институт (НИУ)

<sup>2</sup>Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

В данной работе рассматривается одномерная диффузионно-тепловая модель горения с двухстадийным цепным механизмом химических реакций. В отличие от классической одностадийной модели, в этой модели учитывается образование радикалов, то есть промежуточных частиц, появляющихся во время реакции горения. Их учет позволяет существенно улучшить понимание пространственных масштабов протекания реакции, чего не дает классическая одностадийная модель, при этом не прибегая к долгим и вычислительно затратным расчетам с использованием механизмов с детальной кинетикой. Эта модель позволяет качественно описать горение богатых водород-воздушных смесей [1].

Безразмерные уравнения, описывающие динамику распространения волны горения одномерного адиабатического пламени в сопутствующей системе отсчета, выглядят следующим образом [2]:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \theta}{\partial t} &= \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + c \frac{\partial \theta}{\partial x} + (1 - \sigma)(qRX + K_1(1 - q)), \\ \frac{\partial Y}{\partial t} &= L_F^{-1} \frac{\partial^2 Y}{\partial x^2} + c \frac{\partial Y}{\partial x} - K_1, \\ \frac{\partial X}{\partial t} &= L_X^{-1} \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + c \frac{\partial X}{\partial x} + K_1 - RX, \\ K_1 &= \beta^2 XY e^{\beta(1-1/\theta)}.\end{aligned}$$

Здесь  $\theta$  – температура смеси,  $X$  – концентрация радикалов, а  $Y$  – концентрация топлива. Остальные параметры системы, описанные ниже, мы считаем постоянными в процессе реакции.

В модель входят следующие основные параметры: числа Льюиса для топлива и радикалов ( $L_F, L_X$ ), скорость реакции рекомбинации ( $R$ ), число Зельдовича для реакции разветвления цепи ( $\beta$ ) – которые по-разному влияют на динамику волны горения. Одна из задач данной работы – параметрическое исследование системы, необходимое для оценки влияния разных параметров на устойчивость пламени и скорость его распространения ( $c$ ). Система уравнений решается численно.

Помимо численных расчетов, в работе проведено аналитическое исследование



системы в пределе высокой энергии активации. В данном пределе  $K_1$  можно считать пропорциональным  $\delta(x)$ . Такое упрощение позволяет получить скорость фронта и профили концентраций и температуры. С помощью обоих подходов была детально исследована зависимость скорости и структуры пламени от параметров системы. Показано, что результаты численного моделирования качественно согласуются с аналитическими предсказаниями, а также найдены пределы применимости аналитической модели, в рамках которых она неплохо описывает данные численного моделирования.

Кроме того, производится сопоставление результатов модели двухстадийного механизма с расчетами с использованием детальной кинетики для водород-воздушных смесей. Показано, что в умеренно богатых смесях обе модели достаточно хорошо сходятся в следующих аспектах: удается качественно воспроизвести профили температуры и концентрации окислителя, а также описать главную моду профиля концентрации радикалов, см. рис. 1. Более того, в обеих моделях получаются близкие значения скоростей фронтов пламени, что можно использовать для более быстрых расчетов, не прибегая к моделям с детальной кинетикой.

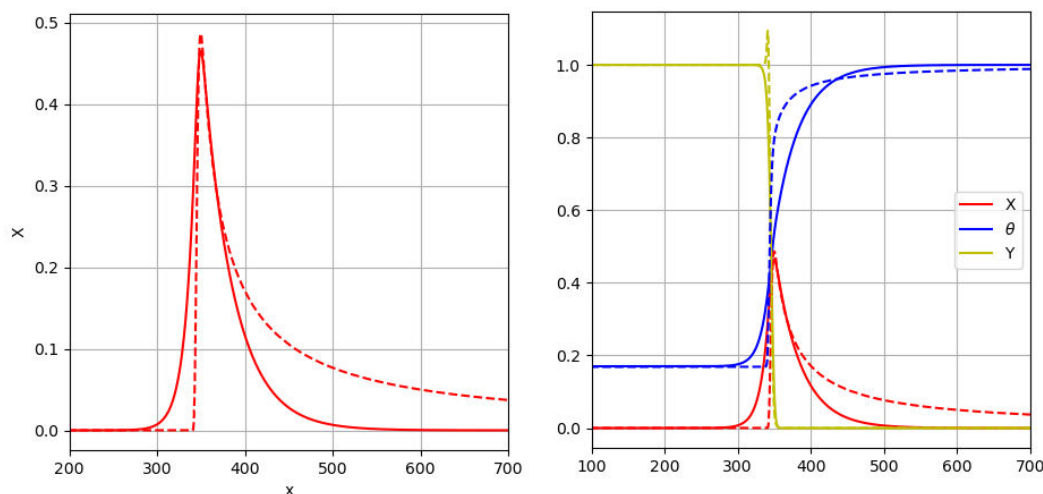


Рис. 1. Профиль распределения радикалов на рисунке слева и профили распределения температуры и концентраций окислителя и радикалов справа. Сплошной линией представлены результаты счета с использованием двухстадийной модели, а пунктирной – детальной кинетики. Параметры системы:  $\beta = 4,78$ ;  $L_F = 2,16$ ;  $L_X = 0,37$ ;  $R = 0,007$ ;  $\sigma = 0,17$ ;  $q = 0,9$ ;  $\varphi = 3$

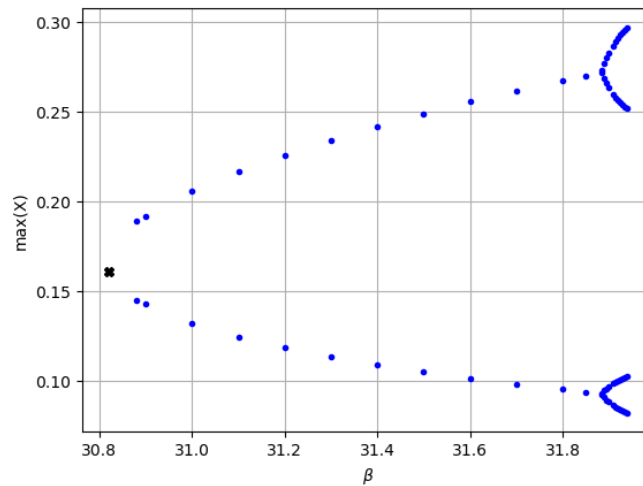


Рис. 2. Зависимость максимальной и минимальной концентрации радикалов  $X$  в пульсирующем режиме от  $\beta$ . Черный крест соответствует критической точке потери устойчивости. Параметры системы:  $L_F = 5$ ;  $L_X = 1$ ;  $R = 0,1$ ;  $q = 0,9$ ;  $\sigma = 0,15$

Также в работе изучался колебательный режим горения. Так, в рамках параметрического исследования была построена бифуркационная диаграмма, на которой демонстрируется появление колебаний и удвоение периода при увеличении числа Зельдовича ( $\beta$ ), см. рис. 2. Кроме того, для водород-воздушной смеси были обнаружены аналогичные пульсации пламени при большом коэффициенте избытка топлива. Частота этих колебаний получается близкой к характерным частотам, полученным в других работах [3].

### Литература

1. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. [и др.]. Математическая теория горения и взрыва // Сложные и цепные реакции в пламенах — М.: Наука, 1980. С. 290-328.
2. Gubernov V.V., Sidhu H.S., Mercer G.N. Combustion waves in a model with chain branching reaction and their stability // Combustion Theory and Modelling. - 2008. – Vol. 12, no. 3. - P. 407-431.
3. Gubernov V.V., Kolobov A.V., Polezhaev A.A., Sidhu H.S. Analysing the stability of premixed rich hydrogen–air flame with the use of two-step models // Combustion and Flame. - 2013. –Vol. 160. - P. 1060-1069.

## **Формирование фотошаблонов методом лазерной абляции**

Л.А. Эль-Хадж<sup>1</sup>, Д.Ю. Терехов<sup>1</sup>, И.А. Волощук<sup>1</sup>, А.В. Киселев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Москва, Зеленоград

<sup>2</sup>Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Шатура

Для изготовления различных структур в микро- и оптоэлектронике одним из наиболее важных шагов является использование фотошаблонов (ФС). Обычно, изготовление ФС занимает значительную долю временных и материальных затрат в любом производственном процессе. Однако для многих приложений в микроэлектронике, в том числе, при исследовании материалов в научных целях не требуются ФС с субмикронным размером элементов. В таком случае целесообразным решением будет применение более простых и быстрых методов изготовления ФС, которые снизят не только время, но и стоимость процесса разработки микроэлектронного устройства.

Данная работа направлена на разработку методики формирования ФС и экспериментальных структур методом лазерной абляции тонких металлических пленок, нанесенных на диэлектрические подложки, с технологическими нормами порядка нескольких десятков микрон. Важным требованием при отработке режимов абляции рассматриваемых структур было прецизионное удаление верхнего слоя металла без значительного увеличения шероховатости подложек.

В ходе работы были сформированы экспериментальные образцы металлизированных ФС (рисунок 1, а). Подготовка образцов заключалась в осаждении тонких пленок хрома (100 нм) на стеклянные пластины с дальнейшей их обработкой пикосекундным лазером на лазерном гравере модели DPS 30. Длина волны излучения лазера составляла 355 нм. Также в ходе экспериментов были изготовлены структуры типа «меандр» (рисунок 1, б) на подложках из стекла и термического окисленного кремния для оценки возможности сохранения топологического рисунка при формировании длинных периодических структур.

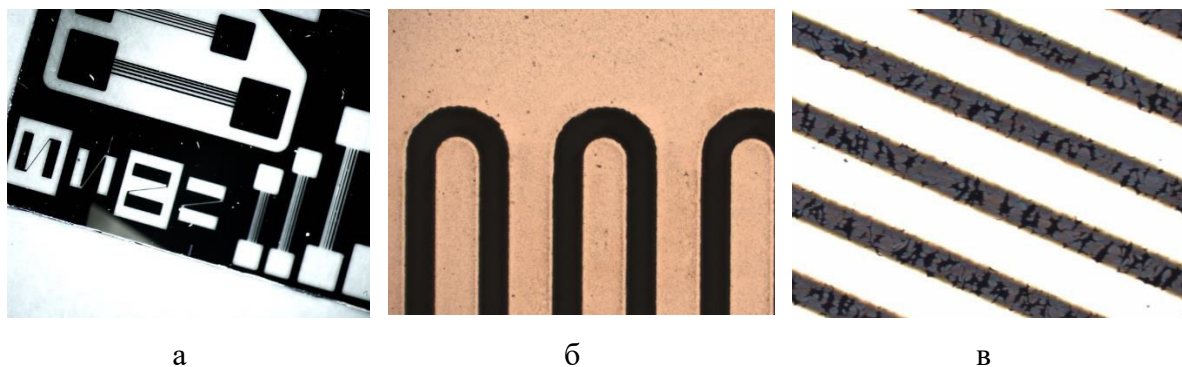


Рис. 1 — Микроскопические изображения структур из хрома, полученных методом лазерной абляции, на стекле (а) и окисленном кремнии (б, в)

Результаты показали, что на стеклянных подложках сохраняется периодичность структуры. Кроме того, не наблюдалось сильного изменения шероховатости поверхности стекла при мощности лазера в 3,5 Вт. Однако был выявлен существенный недостаток данного подхода при формировании структуры на кремниевых подложках: в процессе обработки материала лазерный луч разрушает пассивирующее покрытие  $\text{SiO}_2$  (рисунок 1, в).

Таким образом, с использованием данной установки удалось изготовить образцы со следующими геометрическими параметрами:

— для структуры типа «меандр» толщина линии составила 50 мкм, при этом линии располагаются с периодичностью 65 мкм.

— для позитивного ФШ минимальная толщина линии составила 27 мкм, для негативного ФШ – 9 мкм.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-79-10137 (<https://rscf.ru/project/24-79-10137/>).

### **Анализ влияния характеристик плазменного канала в диодном промежутке на процессы, происходящие в полимерных мишенях**

Юсупова Л. М.<sup>1,2</sup>, Казаков Е. Д.<sup>1,2,3,4</sup>, Ткаченко С. И.<sup>2,3,4</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет МЭИ

<sup>2</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

<sup>3</sup>Институт прикладной математики имени М. В. Келдыша РАН

<sup>4</sup>Московский физико-технический институт (НИУ)

С интенсификацией использования новых композитных и полимерных материалов в различных научных и технических применениях, исследования закономерностей формирования и распространения ударных волн в этих материалах

становятся всё более востребованными. Они важны как для понимания основополагающих физических процессов, происходящих в материалах при интенсивном импульсном воздействии, так и для ряда практических приложений. Одним из способов создания ударно-волнового воздействия на целевой объект является применение сильнофокусированных электронных пучков, обладающих сравнительно высокой проникающей способностью.

В работе рассматриваются ударно-волновые процессы, происходящие при воздействии импульса субрелятивистского электронного пучка, генерируемого на установке «Кальмар», на различные мишени. На установке обеспечиваются следующие параметры: ток пучка – до 35 кА, напряжение на диоде – до 350 кВ, длительность импульса пучка электронов – порядка 100 нс. При проведении экспериментов для изучения закономерностей о распространении волн в мишенях использовалась теневая оптическая диагностика с применением электронно-оптической регистрации в хронографическом режиме. На хронографических изображениях были отмечены пространственно-временные возмущения поля зондирующего лазерного излучения, которые появляются уже после прохождения основной ударной волны [1]. Возможные причины возникновения этих вторичных возмущений и изучаются в данной работе.

При оценке параметров вещества мишени и её повреждений после прохождения через нее ударной волны в большинстве исследований учитывается только кратковременное (порядка 100 нс) взаимодействие электронного пучка с материалом, при этом процессы, происходящие в плазме, которая заполняет диодный промежуток, не рассматриваются. Однако некоторые экспериментальные результаты [2] позволяют сформулировать предположение о заметном влиянии этой плазмы на ударно-волновые процессы, происходящие в мишени.

В связи с этим была сформулирована задача о моделировании процессов, происходящих в цилиндрическом плазменном канале с током ( $I$ ), и анализе влияния параметров этого канала на процессы, происходящие в мишени. Стадия формирования плазменного канала не рассматривалась. Задача решалась в рамках одномерной однотемпературной магнитной гидродинамики (МГД) в цилиндрической системе координат. Система МГД уравнений в Ланранжевых переменных записана следующим образом:

$$\frac{dm}{dt} = 0, \quad (1)$$

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

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

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

где  $m$  – масса,  $\rho = m_c n$  – плотность,  $n$  – концентрация,  $m_c$  – масса атома углерода,  $v$  – скорость,  $P$  – гидродинамическое давление,  $\mu$  – магнитная проницаемость,  $B_\varphi$  – индукция магнитного поля,  $j = \frac{1}{\mu_0 r} \frac{\partial(r B_\varphi)}{\partial r}$  – плотность тока,  $\sigma$  – проводимость,  $T$  – температура. Для описания термодинамических свойств среды использовалась модель идеальной плазмы и Спитцеровская модель проводимости, также плазма считалась однократно ионизированной. Ток задавался следующим образом:

$$I(t) = I_{max} \sin(\omega t), \quad \omega = \frac{2\pi}{400} \text{ нс}^{-1}. \quad (5)$$

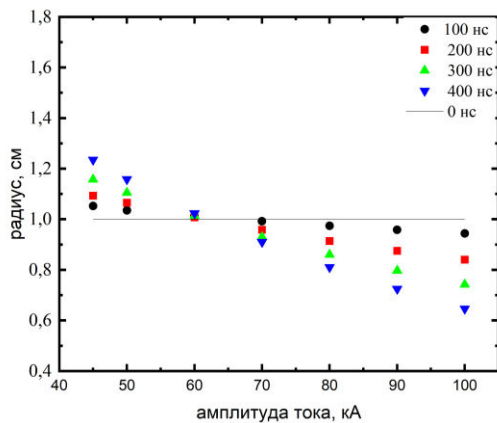


Рис. 1. Зависимость радиальной координаты внешней границы плазменной оболочки от амплитуды тока  $I_{max}$ .

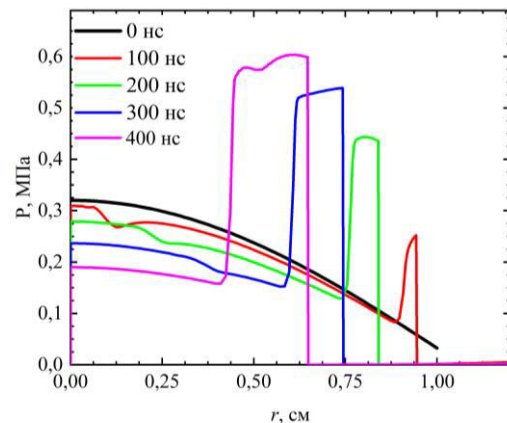


Рис. 2. Радиальная зависимость давления в плазменном столбе при  $I_{max} = 100$  кА для различных моментов времени.

На рис. 1 представлен график зависимости радиальной координаты внешней границы плазменной оболочки от амплитуды тока в плазменном канале для различных моментов времени. Видно, что начиная со значения амплитуды тока, равной 60 кА, происходит поджатие плазменного столба, и со временем оболочка смещается ближе к оси симметрии. Кроме того, ширина плазменного кольца с повышенным давлением со временем увеличивается, это заметно на рис. 2. Этот процесс можно объяснить двумя

явлениями, происходящими в плазменном канале: магнитное давление поджимает плазму с низким давлением ближе к оси, в то время как область с повышенным гидродинамическим давлением расталкивается от оси симметрии (для сравнения на рисунке показано начальное распределение давления на момент времени  $t = 0$ ).

Для того, чтобы соотнести полученные при моделировании результаты с экспериментальными данными, была выполнена обработка хронограмм, на которых видны предполагаемые вторичные ударные волны. Выполнена оцифровка положения ударных волн в мишенях и аппроксимация этих данных по следующей формуле:

$$vt = l = \sqrt{r^2 + x^2} \rightarrow x = \sqrt{v^2 t^2 - r^2}, \quad (6)$$

где  $v$  – скорость распространения соответствующей волны,  $r$  – радиальная координата на поверхности мишени, из которой эта волна начинает распространяться внутрь к оси пучка (области, наблюдаемой времяанализирующей щелью при получении хронограмм),  $x$  – координата по толщине мишени или (что то же самое) по высоте времяанализирующей щели.

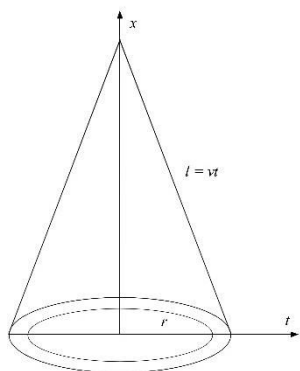


Рис. 3. Иллюстрация к формуле (6).

Таким образом можно оценить скорость распространения и начальную радиальную координату соответствующей ударной волны по наклону тени и изменению этого наклона во времени на хронограмме. Полученные результаты сравнивались с размерами мишеней, скоростью звука и скоростью первичной волны. Предполагалось, что, если рассчитанная скорость порядка скорости первичной волны, а положение, из которого соответствующая волна начинает распространяться, порядка размера мишени, такое теневое изображение соответствует распространению первичной волны, отраженной от боковых граней. Вторичные волны, порождаемые давлением плазмы на поверхность мишени, будут обладать скоростями порядка скорости звука или чуть больше, а их начальный радиус должен быть меньше поперечных размеров мишени и приблизительно соответствовать радиусу плазменного факела, сформированному в диоде при взаимодействии электронного пучка с поверхностью мишени.

Получено, что большинство вторичных волн обладают скоростями несколько большими, чем скорость звука в веществе мишени, что говорит о высоком значении давления, которое их порождает. Скорее всего, именно этот скачок давления и получен при моделировании (см. рис. 2). Таким образом, как экспериментальные результаты, так и численное моделирование подтверждают необходимость учета процессов, происходящих в плазме диода, поскольку значение давления, достигаемое в плазменном канале, может быть достаточным для формирования ударных волн, а следовательно, и для увеличения степени разрушения материала.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-21-00248).

## Литература

1. Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Крутиков Д.И., Курило А.А., Орлов М.Ю., Стрижаков М.Г., Ткаченко С.И., Шашков А.Ю. Физика плазмы, т. 47, №8, с. 716–720 (2021)
2. Демидов Б.А., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г. Приборы и техника эксперимента, № 3, с. 90-95 (2020)

## Исследование динамики альгинат-пектиновых и поливинилпирролидоновых гелей с помощью динамического рассеяния света (ДРС)

Л.Л. Чайков<sup>1</sup>, Г.А. Давыдова<sup>2</sup>, И.И. Селезнева<sup>2</sup>, О.А. Легонькова<sup>3</sup>,  
М.Т. Махамадиев<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53.

<sup>2</sup>Институт теоретической и экспериментальной биофизики Российской академии наук, 142290, Московская обл., Пущино, Институтская ул., 3.

<sup>3</sup>Национальный медицинский исследовательский центр хирургии имени А. В. Вишневского, 117997, Москва, ул. Большая Серпуховская, дом 27.

Основа метода ДРС – измерение автокорреляционных функций (АКФ) интенсивности рассеянного света:

$$G_I(\tau) = \langle I(t)I(t + \tau) \rangle = I^2(1 + A|g_E(\tau)|^2), \quad g_E(\tau) = \langle E(t)E^*(t + \tau) \rangle / \langle I \rangle \quad (1)$$

При измерении АКФ в гелях прибор показывает нормированную АКФ. Считается [1, 2], что она имеет вид:



$$g_I(\tau) = \frac{G_I(\tau)}{\langle I \rangle^2} - 1 = \exp(-2Dq^2\tau) \quad \text{где } D = (K + \frac{4}{3}\mu)/\zeta \neq \frac{k_B T}{6\pi\eta r}, \quad (2)$$

где  $K$  и  $\mu$  – объёмный и сдвиговой модули упругости, а  $\zeta$  – коэффициент трения между волокном, образующим гель, и растворителем,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура,  $\eta$  – сдвиговая вязкость. Считается также, что в момент гелеобразования (начала роста интенсивности рассеяния) в АКФ появляется степенная составляющая:

$$g_I(\tau) = G_I(\tau)/I^2 = 1 + A[\text{Cexp}(-\Gamma\tau) + (1 - C)(1 + \tau/\tau')^{-2\varphi}]^2, \quad (3)$$

а затем АКФ превращается в набор экспонент.

Целью настоящей работы было исследование изменения динамики гелей полисахаридов альгината и пектина при их смешивании и изменения во времени динамики геля поливинилпирролидона (ПВП), применяемых для лечения ожогов, поверхностных ран и трофических язв. Глобальная цель всего проекта – выявление связи оптических и динамических свойств гелей с их лечебной эффективностью.

Исследовалась динамика гелей пектина, альгината и их смеси 1:1 с концентрацией 2% по массе [3]. АКФ рассеянного света измерялись под углами 45, 60 и 120°. Полученные корреляционные функции в гидрогелях альгината, пектина и их смеси под углом рассеяния 120° приведены на рис. 1.

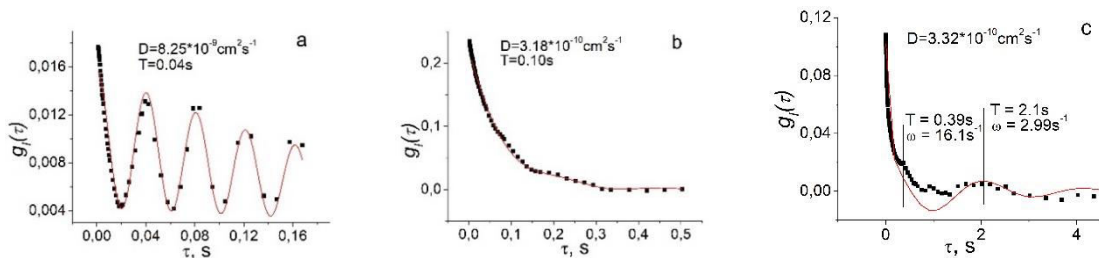


Рис. 1. АКФ интенсивности рассеянного света в альгинате (а), пектине (б) и их смеси 1:1 (с). Угол рассеяния 120°. Кривая – подгонка по упрощённой формуле (4).

Из рис. 1 видно, что кроме монотонно спадающей функции в АКФ обнаруживаются моды акустических колебаний, определяющиеся как упругими свойствами геля, так и свойствами сосуда [4]. Поэтому аппроксимация АКФ проводилась упрощённой формулой:

$$g_I(\tau) - 1 = A\exp(-2\Gamma\tau) + B\exp(-\Gamma_2\tau)\cos(\omega_s\tau). \quad (4)$$

Среднее время релаксации  $\tau = 1/\Gamma$ , как обычно, уменьшается с увеличением угла рассеяния как  $1/q^2$  [1], а частотный сдвиг акустической моды от угла не зависит [4]. При

этом D смеси, хотя и близко к D пектина, сильно отличается от аддитивного значения, а частота косинусоидальной составляющей смеси заметно меньше её частоты в компонентах.

В [3] измерялись также спектры комбинационного рассеяния (КР) и были получены АСМ-изображения образцов компонентов и смеси, высушенных на подложках. На основании появления на АСМ-изображениях нитевидных структур, вышеописанных результатов и изменения КР спектров смеси относительно смеси компонентов был сделан вывод о появлении в смеси водородных связей между гидроксигруппой маннуронового звена (кольца) альгината натрия и карбоксильной группой пектина ( $\text{COOCH}_3$ ).

Все вышеописанные результаты вполне укладываются в общепринятые концепции [1, 2, 4]. В ПВП-геле ситуация намного интереснее.

Методом ДРС исследовалась динамика ПВП- геля с концентрацией 2% и её изменение со временем, прошедшим после разведения геля из образца 15%-ной концентрации. Измерялись АКФ света, рассеянного под углами 45, 90 и 120<sup>0</sup> в период 30 минут - 263 часа после разведения. АКФ для углов 45 и 90<sup>0</sup> приведены на рис. 2. Видно, что в двойном логарифмическом масштабе наличие прямой, т.е. степенной части АКФ, сохраняется на всём протяжении измерений, а не только в момент гелеобразования.

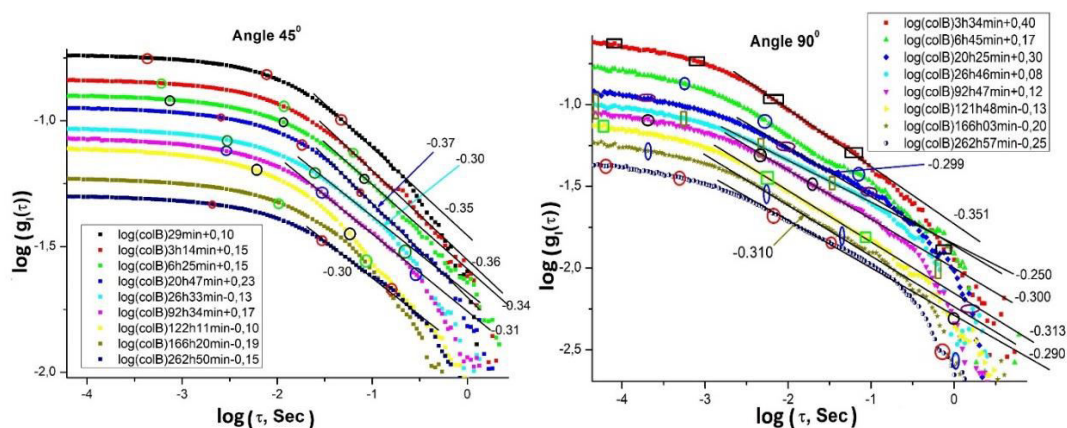


Рис. 2. АКФ света, рассеянного 2%ным ПВП-гелем под углами 45<sup>0</sup> и 90<sup>0</sup> в разные моменты времени после разведения. Кружками, квадратиками, овалами помечены времена экспоненциальной релаксации, которые даёт коммерческая программа разложения АКФ по экспонентам DynaLS.

Видно также, что характерные времена релаксации, полученные с помощью программы DynaLS, с изменением времени и угла ведут себя необъяснимым образом. Для прояснения ситуации мы построили модельную АКФ, имитирующую АКФ света, рассеянного ПВП-гелем под углом 90<sup>0</sup> через 262 часа 57 минут после смешения:

$$g_{I\text{mod}}(\tau) = [0.0351\exp(-\tau/\tau_1) + 0.952\exp(-\tau/\tau_2) + 0.1626(1 + \frac{\tau}{\tau^*})^\varphi]^2, \quad (5)$$

где  $\tau_1 = 4,9 \cdot 10^{-4}$  сек,  $\tau_2 = 1$  сек,  $\tau^* = 0,00316$  сек,  $\varphi = -0,295$  (рис. 3). На рис. 3 видно, что модельная функция (зелёная кривая) с точно известными параметрами имитирует экспериментальную (красные точки) очень хорошо. Модельная функция была обработана той же программой DynaLS. Эта программа довольно успешно определила  $\tau_1$  (0.499мс) и  $\tau_2$  (972мс) (зелёные кружки на рис. 3), однако выдала ещё три пика распределения времён релаксации: 2.7мс, 10.66мс и 79.96мс. Так она разложила степенную функцию по экспонентам.

Из приведённых материалов можно заключить, что, во-первых, степенная составляющая АКФ и, соответственно, самоподобная фрактальная структура сохраняется на всём протяжении измерений, а не только в момент гелеобразования.

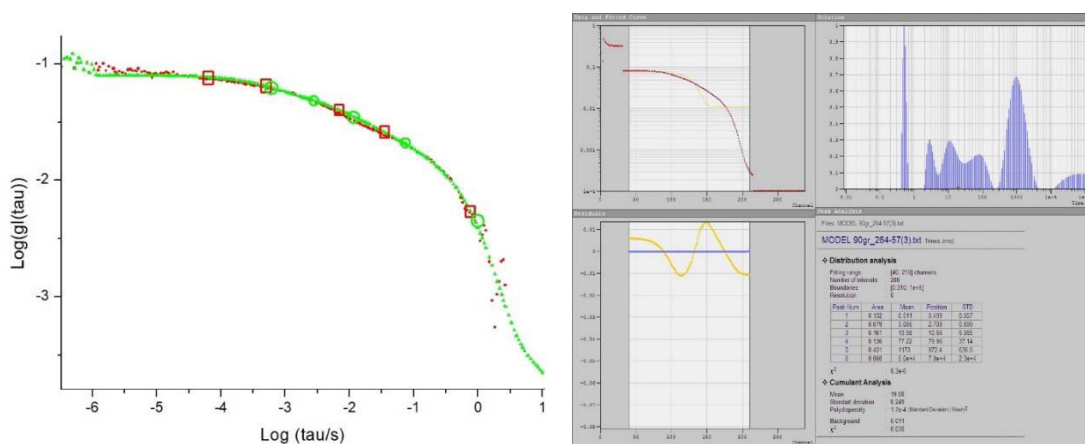


Рис. 3. Слева: экспериментально полученная (красные точки) и модельная, формула (5), (зелёная кривая) АКФ света, рассеянного ПВП-гелем под углом  $90^0$  через 263 часа после разведения образца. Зелёные кружки и красные квадраты – времена релаксации, полученные по программе DynaLS для модельной и экспериментальной АКФ, соответственно. Справа: скрин-шот результата обработки модельной функции программой DynaLS.

Во-вторых, при обработке АКФ света, рассеянного гелями, всегда нужно учитывать наличие степенной составляющей в АКФ.

В третьих, при такой обработке нельзя слепо доверять результатам разложения АКФ по экспонентам.

## Литература

1. Shibayama M., Bull. Chem. Soc. Jpn. **79**, No. 12, 1799–1819 (2006).  
doi:10.1246/bcsj.79.1799

2. Kureha T, Hayashi K, Ohira M, Li X, Shibayama M., *Macromolecules*, **51**, 8932–8939. (2018) doi: 10.1021/acs.macromol.8b02035.
3. G.A. Davydova, L.L. Chaikov, N.N. Melnik, M.T. Mahamadiev, et. al. *Polymers* **16**, 287 (19 pp) (2024). <https://doi.org/10.3390/polym16020287>

Xiaodong Xu, Jose Jesus Agustin Flores Cuautle, et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **49** 085502 (14pp), (2016) doi:10.1088/0022-3727/49/8/085502

Подписано в печать: 12.11.2024. Заказ № 21. Тираж – 300 экз.  
Бумага офсетная. Формат 60х90/16  
Типография "Индивидуальный предприниматель ПОПОВ Д.В."  
ИНН 772486789386  
115682, г. Москва, Задонский пр., дом 38, корп. 1