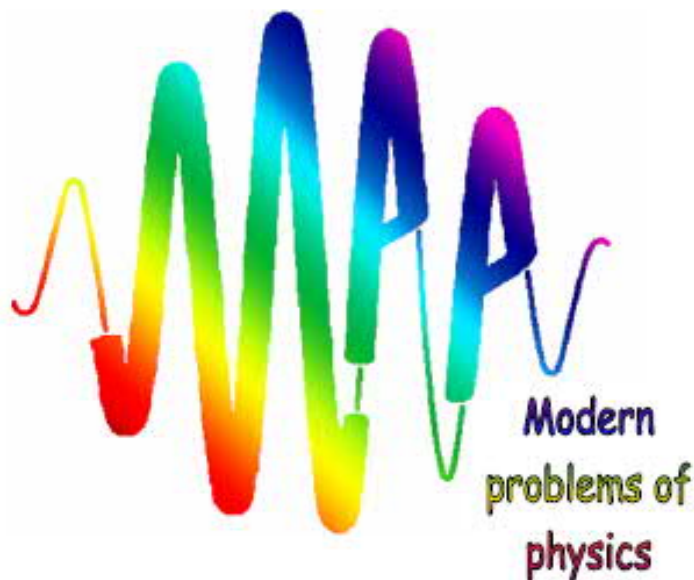


Национальная академия наук Беларуси
Государственное научное учреждение
«Институт физики имени Б.И. Степанова Национальной академии наук
Беларуси»



Международная школа-конференция молодых учёных и специалистов

«Современные проблемы физики»

Минск, 4-6 ноября 2020

Сборник тезисов

Под редакцией
И.С. Никончук
М.С. Усачёнка

Минск, 2020

УДК 53; 615.849.19

«Современные проблемы физики», междунар. школа-конф. молодых учёных и специалистов (2020; Минск). Международная школа-конференция молодых учёных и специалистов «Современные проблемы физики», 04-06 ноября 2020 г. [Текст] : [сб. тезисов] / под ред. И.С. Никончук, М.С. Усачёнка. – Минск : Институт физики НАН Беларуси, 2020. – 157 с. ; 21 см. – В надзаг. : Национальная академия наук Беларуси, Государственное научное учреждение «Институт физики имени Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси». – 80 экз.

Сборник трудов составлен по материалам докладов, представленных на Международной школе-конференции молодых учёных и специалистов «Современные проблемы физики» 04-06 ноября 2020 г. в Институте физики НАН Беларуси. Тематика конференции охватывает следующие разделы физической науки: теоретическая физика и физика фундаментальных взаимодействий; оптика, лазерная физика и оптические технологии; физика конденсированного состояния, наноструктур и материалов; физика плазмы и теплопереноса; физика в биологии и медицине.

© Институт физики НАН Беларуси, 2020

Международная школа-конференция молодых учёных и специалистов

«Современные проблемы физики»

Минск, 04-06 ноября 2020 г.

Программный комитет

Председатель: М.В. Богданович
Зам. председателя: И.С. Никончук

А.П. Блохин, С.Н. Курилкина, Д.В. Шелковый, Г.Е. Малашкевич,
Д.В. Новицкий, В.Ю. Плавский, В.А. Поводайло, Н.В. Тарасенко,
Р.В. Чулков, А.А. Рыжевич, Е.В. Луценко, С.Н. Терехов, М.С. Усачёнок

Организационный комитет

Председатель: И.С. Никончук
Ученый секретарь: М.С. Усачёнок

С.А. Карусейчик, А.А. Сакович, Д.В. Шабров, А.В. Казак,
А.Ф. Чайковский, Н.Н. Тарасенко, А.А. Романенко, Е.А. Шустова,
И.Г. Дудко, Б.Д. Урманов, А.В. Нагорный, В.В. Ковгар

ОГЛАВЛЕНИЕ

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА И ФИЗИКА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

| | |
|--|----|
| Conditional disappearance of gravitational dephasing for timed dicke state in multilevel atomic systems V. P. Stefanov | 1 |
| Investigation of microstructure of irradiated multilayer ZrN/Si ₃ N ₄ thin coatings revealed by X-ray diffraction techniques S. Vlasenko | 2 |
| Влияние диэлектрических оболочек вокруг металлических наночастиц на порог перколяции в нанокompозитах А. Запорожцев, А.С. Федотов | 3 |
| Кротовые норы в рамках общей теории относительности и 5-мерной проективной теории поля Шаплов Алексей Олегович | 5 |
| О разделении переменных в спинорных уравнениях Максвелла в сферически-симметричных космологических моделях с горизонтом А. В. Ивашкевич | 7 |
| Решения спинорных уравнений Максвелла в псевдоримановом пространстве-времени и геометрическое моделирование сред А. В. Ивашкевич | 9 |
| Приближенный аналитический метод решения уравнения Шредингера с потенциалом Гаусса в импульсном представлении Ю.А. Гришечкин, А.В. Павленко | 11 |
| Генерация второй гармоники от боковой поверхности диэлектрической цилиндрической частицы большой высоты А. И. Толкачѳв, А. А. Шамына, В. Н. Капшай | 13 |
| Решение задачи об отражении электромагнитной волны от биизотропного слоя на отражающей подложке методом многократных отражений А. И. Толкачѳв, В. Н. Капшай, А. А. Шамына | 15 |

| | |
|---|----|
| Особенности основных состояний и термодинамические свойства SRLA системы В. С. Гришина, В. С. Вихренко, А. Цях | 17 |
| Метод реконструкции событий с наложением сигналов Д.С. Василевская, Д.В. Шёлковый | 19 |
| Эволюция нейтрона в ядерном реакторе в рамках математического аппарата процесса рождения и гибели. М.О. Кравченко, Т.Н. Корбут, Э.А. Рудак, А.М. Петровский, М.В. Бобкова | 21 |
| Полное сечение реакции $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$ в пороговой области энергий в случае неполяризованных частиц М.Н. Невмержицкий | 23 |
| Двух-фотонное рождение кварк-антикварковых пар в ускорителе LHC А. Ю. Манько | 25 |
| Диффузия излучения в ультрарелятивистски расширяющейся оболочке О.Э. Кургузова | 27 |
| К реконструкции относительного движения двойной звезды во внешнем гравитационном поле сверхмассивной черной дыры по красному смещению электромагнитного спектра ее излучения С. О. Комаров | 29 |
| Энергетические уровни в цилиндрических квантовых нанотрубках с конечными потенциальными ямами А.Г. Гулямов, А.Б. Давлатов, Х.Н. Жураев | 31 |
| Radiation-induced interaction potential of two qubits strongly coupled to a resonant quantum field N. Q. San, A. U. Leonau, O. D. Skoromnik, I.D. Feranchuk | 33 |
| Особенности эволюции резонансно возбуждаемого кубита без использования приближения вращающейся волны А. В. Ефимова | 35 |

ОПТИКА, ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И ОПТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ

| | |
|--|----|
| Абляция кремния в воздухе при моно- и бихроматическом лазерном воздействии на длинах волн 355 и 532 нм В.В. Лычковский, А.Н. Чумаков | 37 |
| Спектральные свойства плазмонных металло-органических наноструктур Е.А.Барбарчик | 39 |
| Зависимость параметров качества неидеальных бесселевых световых пучков от продольной координаты И. В. Балыкин, Т. А. Железнякова, А. А. Найдун, А. А. Рыжевич | 41 |
| Усовершенствование автоматизированного профилометра с наклонно падающим сканирующим лазерным пучком И. В. Балыкин, Т. А. Железнякова, А.Г. Мащенко, А.Г. Смирнов, А. А. Рыжевич | 43 |
| Калибровка установки определения и анализа точечных дефектов на поверхности полупроводниковых пластин И. В. Балыкин, А. Г. Смирнов, С. В. Никоненко, В. А. Багдюн, А.А. Рыжевич | 45 |
| Условия оптимального преобразования гауссова светового пучка в однокольцевой лаггер-гауссов в двуосном кристалле И. В. Балыкин, Т. А. Железнякова, А. А. Рыжевич | 47 |
| Формирование фотолюминесцирующих наноструктур на основе пористого кремния электрохимическим методом Л.Ю. Рощин, А.В. Бондаренко | 49 |
| УФ фотодиоды на основе AlGaIn гетероструктур А.В. Нагорный, Н.В. Ржеуцкий, Е.В. Луценко, Д.В. Нечаев, И.П. Смирнова, Д.С. Буренина, А.Н. Семенов, В.Н. Жмерик | 51 |
| Монокристаллический слой активированного ионами гольмия калиевого вольфрамата как лазерная среда О.П. Дернович, Н.В. Гусакова, В.Э. Кисель, А.В. Кравцов, И.М. Колесова, Д.В. Карпинский, С.А. Гурецкий, Н.В. Кулешов | 53 |

| | |
|---|----|
| Исследование спектрально-люминесцентных свойств Dy- содержащих кварцевых стекол А. Ю. Ильин, В. С. Шершень | 55 |
| Ab initio study of RaCl molecule as a promising candidate for laser cooling Yu. Osika, M. Shundalau | 57 |
| Синтез и свойства оптически прозрачных монокристаллических гетероструктур $Y_3Fe_5O_{12} / LiNbO_3$ А. И. Стогний, Н. Н. Новицкий, С. А. Шарко, А. И. Серокурова, Е.Н. Галенко | 59 |
| Определение структурных и спектральных характеристик производных адамантана методами колебательной (ИК и КР), электронной спектроскопии и квантовой химии Д. Н. Меняйлова, В. А. Высоцкая, А. С. Русских, М. Б. Шундалов, А. С. Мацукович | 61 |
| Дистанционный измеритель концентрации паров воды в воздухе А.Л. Уласевич, А.А. Кузьмук | 63 |
| Получение и оптические свойства суспензий наночастиц алюминия в изопропанол А.А. Романенко, А.А. Лизунова, А.К. Мажаренко, М.Ф. Керечанина, В.В. Иванов, С. В. Гапоненко | 65 |
| Исследование методом фемтосекундной лазерной спектроскопии кинетических характеристик возбуждённых электронных состояний перенос-зарядовой природы в оксигемоглобине Чайковский А.Ф. | 67 |
| Лазеры со случайной генерацией на основе смесей микропорошков твёрдых растворов $ZnCdSSe$ и люминофоров $Ca_4Ga_2S_7:Eu_{2+}$ и $Ca(Al_{0.1}Ga_{0.9})_2S_4:Eu_{2+}$ Б. Д. Урманов, М. С. Леоненя, Г. П. Яблонский, Е. Г. Асадов, Т. Г. Нагиев, О. Б. Тагиев | 69 |
| Влияние скорости перестройки частоты на спектр слабого поглощения частиц во внешнем резонаторе с не осевым вводом лазерного излучения В.В. Лагунов, И.В. Николаев, В. Н. Очкин | 71 |

Одночастотный лазерный диодный модуль с оптоволоконным выводом излучения на длине волны 1550 нм и с активной термостабилизацией на основе элементов Пельтье
В. В. Шестак, К. Б. Микитчук, А. Л. Чиж 73

Моделирование плёночных фотонных кристаллов для оптических приложений
Д. И. Волк, Л. С. Хорошко, А. В. Баглов 75

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ, НАНОСТРУКТУР И МАТЕРИАЛОВ

Низкотемпературный синтез стеклокерамики с кристаллитами $\text{YNbO}_4:\text{Eu}_{3+}$
В.А. Кравец, Е.В. Иванова, М.В. Заморянская 77

Влияния микроволнового излучения на вольтамперную характеристику *p-n* перехода
Г. Гулямов, А. Г. Гулямов, Б. Б. Шахобиддинов, Г. Н. Мажидова, Ф. Р. Мухитдинова 79

Наноразмерная обработка подложек из алюминиевых сплавов для опто- и микросистемной техники
Архипов И.В., Кашуба Н.М. 82

Влияние термической обработки на структурно-фазовый состав и микротвердость фольг сплава 1191 системы Al–Mg–Cu
И. А. Столяр, В. Г. Шепелевич, И. И. Ташлыкова-Бушкевич 84

Азимутальные картины дифракций быстрых отраженных электронов ХПО графена перенесенного на подложку SiO_2/Si
Н. О. Жевнеров, М. М. Михалик, А. С. Гусев, Д. П. Борисенко, П.Л. Доброхотов, И.В. Комиссаров 86

Топология двойниковых границ и методы их удаления из кристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$
С.Н. Камчатная, Н.Р. Вовк, Р.В. Вовк, А.Л. Соловьев, Ю.В.Литвинов 88

| | |
|--|-----|
| Энергетические характеристики мощного p–i–n фотодиода СВЧ-диапазона на основе двойной гетероструктуры InGaAs/InP С. В. Шестак, К. Б. Микитчук, А. Л. Чиж | 89 |
| Кристаллическая структура и магнитные свойства твердых растворов $MnNi_{1-x}V_xSb$ ($0,00 \leq x \leq 0,20$) Г. С. Римский, А.Г. Брусов | 91 |
| Measurements of thermophysical properties of refractory substances under high temperatures (2000-5000 K) A.I. Savvatimskiy | 94 |
| Моделирование процесса распространения тепла в термоэлементе Варнава А.А. | 96 |
| ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА | |
| Спектральный анализ воздушных плазменных струй тлеющего и барьерного разрядов атмосферного давления Вабищевич Е.Н., Казак А.В., Емельянова О.А., Жабровская А.И. | 99 |
| Плазмохимия маломощных разрядов постоянного и переменного тока в потоках азота, воздуха и их смесях при атмосферном давлении Вабищевич Е.Н., Балакирев А.А., Казак А.В., Медведев М.А., Петряков А.В. | 101 |
| Влияние низкочастотного акустического поля на горение гексамина $C_6H_{12}N_4$ И.А. Зур, А.С. Федотов | 103 |
| Излучение фотонов заряженной частицей, движущейся через плоскую периодическую структуру, образованную параллельными нитями Е.А. Гурневич, И.В. Мороз | 105 |
| Моделирование структуры воздушных потоков над неоднородно нагретой поверхностью М. И. Прохареня, О.Г. Романов | 107 |

Моделирование конвекции Бенара-Рэлея в тонких цилиндрических слоях 109
Y.D. Tsitavets, A.S. Fedotov

Применение наноразмерных фотокатализаторов на основе диоксида титана (TiO₂) для разложения фармакологических отходов в водных средах под действием ультрафиолетового излучения 111
А.В. Медведский, В.Р. Плоходько

Плазменные параметры вблизи полого катода 113
С. Н. Андреев, А. В. Бернацкий, В. Н. Очкин

ФИЗИКА В БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ

Спектральные параметры гидрофобных комплексов фталоцианинов в водных средах 115
Ю.Д. Король, А.А. Романенко, Т.А. Павич, А.С. Старухин, И.Н. Третьякова, В.Я. Черный

Спектральные свойства индотрикарбоцианинового красителя при взаимодействии с компонентами сыворотки крови 117
Д.С. Тарасов, Н.В. Белько, А.Д. Матюшевская

Спектральные свойства индотрикарбоцианинового фотосенсибилизатора в процессе накопления в тканях меланомы М3 на лабораторных животных 119
Д.С. Тарасов, А.Д. Матюшевская, П.Т. Петров

Магнитореологические жидкости, содержащие наполнители на основе оксида железа 121
Шевцова К.А

Исследование характеристик распространения механических возмущений на поверхности грудной клетки человека 123
М.В. Веремьева, А.И. Дьяченко

Влияние сыворотки крови человека на спектрально-люминесцентные свойства комплексов индотрикарбоцианинового красителя с ультрадисперсными алмазами детонационного синтеза 125
Н. В. Белько, Д. С. Тарасов, Г. А. Гусаков, И. И. Хлудеев

| | |
|--|-----|
| Обзор мирового опыта по оценке безопасности радиационно-обработанной пищевой продукции методом ЭПР-спектрометрии О.В. Тхорик, М.Г. Помясова, Е.И. Карпенко | 127 |
| Адсорбция в двумерных кластеробразующих SALR системах Э. Э. Бильданов, Я. Пекальский, В. С. Вихренко, А. Цях | 129 |
| Цитотоксические эффекты углеродных нанотрубок, нековалентно модифицированных полимерными молекулами, в отношении эритроцитов человека А. Свечко, Е. Коваленко, Е. Соболевская | 131 |
| Воздействие многостенных углеродных нанотрубок, покрытых полимерными молекулами, на нейтрофилы человека при кратковременном контакте Е. Соболевская, Е. Коваленко, А. Свечко | 133 |
| Оценка фотодинамической активности аминопроизводных хлорина еб в экспериментах <i>in vitro</i> И. В. Коблов, Т. Е. Зорина | 135 |

ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ В ФИЗИКЕ

| | |
|---|-----|
| Исследование процесса хранения информации в волоконно-оптических динамических запоминающих устройствах на основе DWDM-технологии А.И. Смягликова | 137 |
| Polarization-adjustable optical logical gate based on the LVR in a multimode VCSEL S Karuseichyk, V.N. Chizevskiy | 139 |

Теоретическая физика и
физика фундаментальных
взаимодействий

Conditional disappearance of gravitational dephasing for timed Dicke state in multilevel atomic systems

V. P. Stefanov

B.I. Stepanov Institute of Physics NAS of Belarus, 220072, Minsk, Belarus

ICRANet-Minsk, 220072, Minsk, Belarus

E-mail: v.p.stefanov@mail.ru

It is known that in a flat space-time, a photon absorbed by the system of randomly placed stationary atoms is spontaneously reemitted in the direction of the impinging photon [1]. If the space-time is not flat, the reemission of photon will occur in continuum of modes with different propagation angles. It occurs due to the different gravitational time dilation experienced by differently positioned atoms. We find the correction to the wave equations caused by the weak gravity, and estimate the gravitational dephasing effect for timed Dicke state. For the propagation in the vicinity of the spherically symmetric gravitating body, the emitted photon tends to deviate toward this body, and the angular spread is strongly asymmetric. Near the Earth surface and for optical frequencies, the dispersion of frequency of the emitted photon is about few Hz [2].

The same effect is observed for the three-level system with two successive spontaneous emissions. In a flat space, the directions of emitted photons are automatically phase matched relative to impinging one (the sum of wave-vectors of emitted photons is equal to impinging). For curved space, this equality is violated. However, if averaging over the state of one of photons occurs, the spatial distribution of the second photon, at zero order expansion over gravitational constant, coincides with result in a flat space. This coincidence is not trivial, because the gravitational dephasing appears in zero term due to time dilation on different atomic heights, while other corrections placed into the linear term. The influence of time dilation is dominant in the dephasing effect, but averaging over the state of one of photon eliminates it. Thus, gravitational dephasing disappears, and the correction for the spatial spread of direction of another photon should be obtained at the first order over the constant of weak gravitational field.

References.

1. Scully M. O. et al. / Directed spontaneous emission from an extended ensemble of N atoms: Timing is everything // Phys. Rev. Let. -2006. – Vol. 96, №. 1. - P. 010501.
2. Stefanov V., Siutsou I., Mogilevtsev D. / Gravitational dephasing in spontaneous emission of atomic ensembles in timed Dicke states // Phys. Rev. D. -2020. - Vol. 101, - №. 4. – P. 044042.

Investigation of microstructure of irradiated multilayer ZrN/Si₃N₄ thin coatings revealed by X-ray diffraction techniques

Svetlana Vlasenko

Institute of Physics of National Academy of Sciences of Belarus, Nezavisimosti Ave.68, Minsk, Belarus

E-mail: svetlana.vlasenko@yahoo.com

One of the actual directions of investigation in materials science is the development of structural materials which are exposed to radiation, e.g. for nuclear applications. Along with the development of structural materials, the development of radiation tolerant coating materials is of equal importance. One of the kinds of such protective coatings that are often used is nitride-based ceramics (TiN, ZrN, CrN) due to its specific combination of properties suitable for the application in reactors: high melting point and hardness, stability under elevated temperatures, etc. Radiation environment induces different kinds of damages in the materials, which results in their degradation. One of the radiation induced effects is the appearance of point defects. The presence of boundaries proved to be very effective in reducing the number of such defects. Therefore, multilayer systems are considered as coating materials.

One of the most important aspects in the possibility of a nuclear application of a material is the estimation of the effects of radiation damage. In the present study, we consider multilayer thin coatings ZrN/Si₃N₄ with different thicknesses of monolayers: unirradiated and irradiated by He⁺ ions. In order to estimate the effect of radiation on these coatings, we investigate the modification of microstructure before and after irradiation.

One of the effective techniques used for structural characterization of materials is the X-ray diffractometry. The change in the microstructure affects the shape of the measured diffraction profiles. Due to the presence of texture, performing the measurements in coplanar geometry (e.g. conventional $\theta/2\theta$ scan) turns out to be not effective: it does not enable to obtain a sufficient number of reflections for a reliable analysis (only two or even one reflection). In order to perform more comprehensive analysis of microstructure, it is necessary to use more Bragg reflections. The performed X-ray measurements have been analyzed using specific theoretical methods of analysis. The diffraction profile broadening is found to be conditioned by a small grain size and instrumental function. The measured profiles are combined into a single scan for the simultaneous fitting by a theoretically simulated curve. As a result, the microstructural parameters of multilayer coatings were evaluated, which are in a good agreement with those obtained from high-resolution and scanning transmission electron microscopy images. Comparing the results of XRD analysis and those retrieved from TEM images for unirradiated and irradiated samples, it was revealed that the microstructure of investigated samples is proved to do not undergo a significant change under the irradiation process.

Влияние диэлектрических оболочек вокруг металлических наночастиц на порог перколяции в нанокompозитах

А. Запорожцев, А.С. Федотов

*Белорусский государственный университет,
пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь
E-mail: fedotov.alexandro@gmail.com*

Введение. Нанокompозитами называют многофазные системы с характерным размером неоднородностей $10^0 - 10^1$ нм. Нанокompозиты находят широкое применение в электронике в качестве датчиков, магнитных устройств и перспективных компактных индуктивных элементов [1]. С фундаментальной точки зрения системы со большим содержанием металла представляют интерес благодаря их низкому электрическому сопротивлению и наблюдаемым явлениям самоорганизации. Если множество наночастиц расположено рядом, они могут сформировать объединенный кластер, который приобретет новые свойства. Формирование глобального кластера, связывающего большинство наночастиц, влияет на свойства всей системы. Минимальная концентрация металлической фазы, при которой такое формирование наблюдается, называется порогом перколяции. Пересечение этого порога сопровождается резкими изменениями всех свойств системы, аналогичными фазовому переходу.

В стандартной модели узловой перколяции предполагается, что каждый узел некоторой пространственной решетки является проводящим или непроводящим с вероятностью P_{cond} или $P_{non-cond} = 1 - P_{cond}$ соответственно. Все соединения узлов всегда являются проводящими. В реальных нанокompозитах, однако, вокруг металлических ядер наночастиц формируются оксидные оболочки, которые могут предотвратить образование электрического контакта, даже если наночастицы находятся близко друг к другу [1]. Для того чтобы построить модель такой системы мы расширим модель узловой перколяции путём учета вероятности разрыва связи между соседними проводящими узлами P_{ox} .

Разработанная модель позволяет исследовать перколяционную функцию (вероятность того, что случайный проводящий узел в системе принадлежит наибольшему кластеру), проводимость, распределение кластеров по размерам и т.д. Такие свойства зависят как минимум от двух параметров как $f(P_{cond}, P_{ox})$. Доля металлической фазы, соответствующая порогу перколяции P_c , также определяется зависимостью $P_s(p)$, поэтому и $P_c = f(P_{cond}, P_{ox})$.

Разработанная модель смешанной перколяции аналогична чистой модели узловой перколяции при $P_{ox} = 1$ и аналогична чистой модели реберной перколяции при $P_{cond} = 1$ [2].

Для получения информации о перколяционном кластере в малых системах использовался алгоритм растрового распознавания Хошена-Копельмана [3]. В связи с высокими требованиями к производительности для систем с количеством узлов $N > 1000$ мы использовали следующий метод генерации на основе клеточного автомата. На первой стадии проводящий узел-«зародыш» помещается в центр пустой области. Затем, в течение нескольких итераций, узлы вокруг проводящих с некоторой вероятностью также могут превратиться в проводящие. Итерации повторяются, пока возможных проводящих узлов не останется или не будет превышен лимит вычислительных возможностей компьютера. Существование оболочки с вероятностью P_{ox} можно учесть путем блокирования контактов соединяющие соседние проводящие узлы. «Выращенный» таким образом кластер считается проводящим, если диаметр кластера превышает установленный критериальный модельный масштаб.

Разработанная модель (рис.1) успешно объясняет смещение порога перколяции в сторону больших значений в нанокompозитах с оксидными оболочками в соответствии с

экспериментальными данными [1]. Следующим этапом будет постановка краевой задачи для расчета проводимости области в рамках представленной модели и моделирование распространения электромагнитного поля.

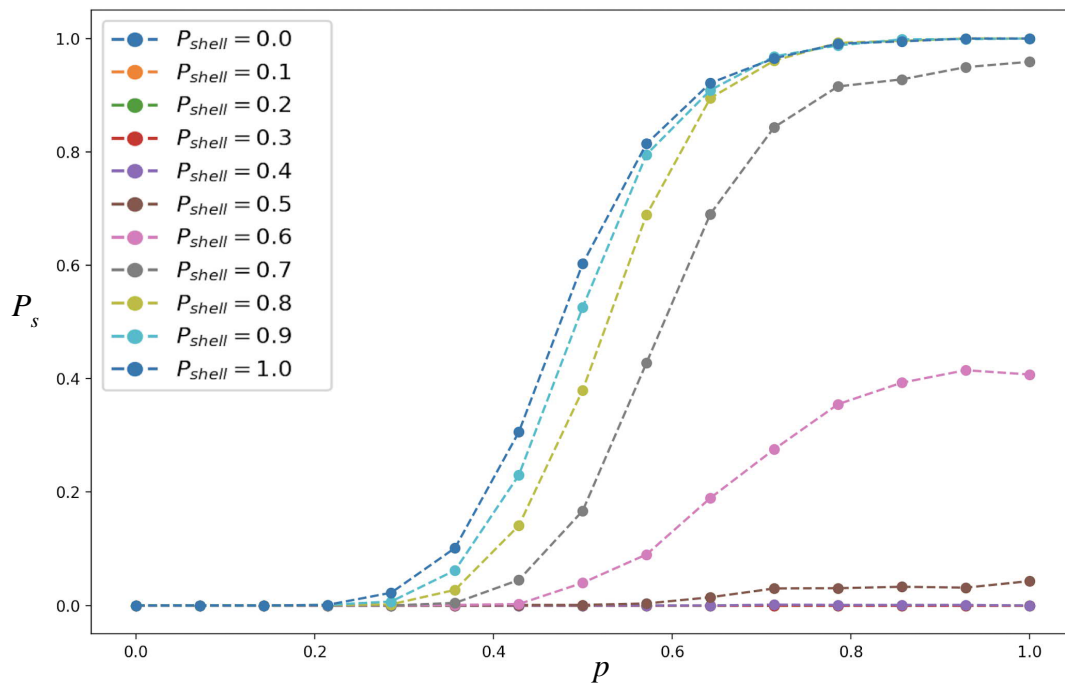


Рис. 1. Зависимость перколяционной функции от доли металлической фазы для различных вероятностей блокирования связи между соседними узлами P_{shell}

Литература.

1. I. Svito, J.A. Fedotova, M. Milosavljevic, P. Zhukowski, T.N. Koltunowicz, A. Saad, K. Kierczynski, A.K. Fedotov, Influence of sputtering atmosphere on hopping conductance in granular nanocomposite $(\text{FeCoZr})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$, Journal of Alloys and Compounds, 1-4 (2013).
2. Y. Tarasevich, Percolation: theory, application, algorithms. 1.1, 33-40 (2002).
3. J. Hoshen, R. Kopelman, Percolation and cluster distribution. Cluster multiple labeling technique and critical concentration algorithm. Physical Review, 111444(8), 3438–3445(1976)

Кротовые норы в рамках общей теории относительности и 5-мерной проективной теории поля

Шаплов Алексей Олегович

ГНУ «Институт прикладной физики НАН Беларуси»,

220072, г. Минск, ул. Академическая, 16

E-mail: Yoichi@list.ru

Введение. Современные астрономические данные выявили целый ряд проблем современной космологии, в частности факт *ускоренного* расширения Вселенной. Эти проблемы привели к изменению уравнений Эйнштейна и появлению концепций тёмной материи и тёмной энергии. Однако решением данных проблем могут также выступать альтернативные теории гравитации, одинаково точно описывающие системы как в локальном, так и в космологическом масштабах. Одной из таких теорий является 5-мерная проективная теория поля (PUFT) [1]; изначально PUFT создавалась как теория, объединяющая в себе гравитацию и электромагнетизм, однако хорошо проявила себя в космологии. В PUFT появляется скалярное поле, которое считается новым фундаментальным взаимодействием, играющим важную роль в космологическом масштабе. На базе PUFT [1] уже создана космологическая модель без сингулярностей и с правильным учётом фазы ускоренного расширения Вселенной, а также был решён ряд других прикладных задач.

Ещё на заре ОТО вместе с чёрными дырами были предсказаны такие объекты как кротовые норы (англ. Wormholes, букв. «червоточины»), представляющими собой туннели в пространстве, соединяющие удалённые части Вселенной либо две части разных Вселенных [2, 3]. В ходе теоретических исследований выяснилось, что для существования кротовых нор необходима материя или поле со свойством отталкивания. Ряд работ показал, что тёмная энергия в рамках ОТО прекрасно описывается в терминах отталкивающего скалярного поля, а значит, с появлением концепции тёмной энергии существование кротовых нор, которые ранее считались нереализуемыми в естественных условиях, стало более вероятным. В PUFT скалярное поле отталкивания присутствует изначально, а значит, кротовые норы также имеют место быть, что и было продемонстрировано.

Материалы и методы. В рамках ОТО были рассмотрены работы по кротовым норам. В рамках PUFT было получено статическое сферически симметричное решение уравнений [4]:

$$ds^2 = e^{2u(r)}(dr^2 + (r^2 - \Lambda)d\Omega^2) - e^{-2u(r)}c^2dt^2, \quad (1)$$

$$u(r) \equiv \frac{R_1^2 + \Lambda}{4R_1^2} \lambda(r) + \frac{Q^2}{4R_1^2} (1 - e^{-\lambda(r)}), \quad (2)$$

$$\sigma(r) = \frac{R_1^2 - \Lambda}{4R_1^2} \lambda(r) - \frac{Q^2}{4R_1^2} (1 - e^{-\lambda(r)}), \quad F_{14}(r) = \frac{\hat{Q} e^{-\lambda(r)}}{r^2 - \Lambda}, \quad (3)$$

где $d\Omega^2 \equiv d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2$, $R_1 \equiv M + Q_\sigma$, $\Lambda \equiv M^2 - Q^2 - Q_\sigma^2$, $R_2 \equiv \sqrt{|\Lambda|}$, а функция $\lambda(r)$ зависит от знака параметра Λ :

$$1) \quad \Lambda > 0: \quad \lambda(r) \equiv \frac{R_1}{R_2} \ln \left(\frac{r+R_2}{r-R_2} \right), \quad (4)$$

$$2) \quad \Lambda = 0: \quad \lambda(r) \equiv \frac{2R_1}{r}, \quad (5)$$

$$3) \quad \Lambda < 0: \quad \lambda(r) = \frac{2R_1}{R_2} \left(\frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} \frac{r}{R_2} \right). \quad (6)$$

Здесь $\sigma(r)$ — зависимость скалярного поля от радиальной координаты, $F_{14}(r)$ — единственная ненулевая компонента тензора электромагнитного поля, M , Q , Q_σ — соответ-

ственно масса, электрический заряд и заряд скалярного поля *условного* центрального тела (условного, поскольку полученное решение чисто вакуумное, а параметры M , Q , Q_σ получаются из ньютоновского приближения в асимптотике на бесконечности).

Полученное решение было всесторонне исследовано. Были рассмотрены времениподобные и изотропные геодезические, кривизна пространства, приливные силы, красное смещение.

Результаты и выводы. Кротовые норы как объекты с большой кривизной пространства-времени могут в теории «заменить» чёрные дыры; например, уже есть ряд работ, рассматривающих в качестве центральных объектов галактик вместо чёрных дыр кротовые норы. Также кротовые норы в теории позволяют сравнительно быстро путешествовать сквозь пространство и даже сквозь время, что с практической точки зрения открывает широчайшие перспективы.

В результате исследования точного статического сферически симметричного решения уравнений PUFT выяснилось, что за исключением одного частного случая ($Q_\sigma = Q = 0$), который полностью соответствует метрике Шварцшильда, представленное решение не имеет горизонта, но имеет одиночную конструкцию типа «горловина», соединяющую асимптотически плоское пространство с пространством, природа которого зависит от соотношения параметров. Можно выделить два принципиальных типа второго пространства: асимптотически плоское пространство (случай $\Lambda < 0$), и этот тип соответствует обычным кротовым норам, и пространство типа «карман» с голой сингулярностью (случай $\Lambda \geq 0$). Природу голой сингулярности в свою очередь также в зависимости от соотношения параметров можно разделить на «холодную», «тёплую» и «горячую». Все тела, спускающиеся к сингулярности по времениподобным геодезическим, будут испытывать бесконечно большие приливные силы, а электромагнитное излучение — бесконечно большое красное смещение. Однако в случае «холодной» сингулярности для тел, движущихся по определённым траекториям, соответствующим непрерывному торможению, бесконечно растянутому по времени, приливные силы будут конечны, а при достижении сингулярности и вовсе обращаются в нуль; в случае «тёплой» сингулярности приливные силы не будут нулевыми, но останутся конечными, и только в случае «горячей» сингулярности при любых траекториях на сингулярности приливные силы будут бесконечно большими.

В целом можно заключить, что в PUFT конструкции с горловиной, в том числе кротовые норы, являются типичными объектами 5-мерной проективной теории поля.

Литература

1. Schmutzer, E. *Fündamentale Physik. Projektive Einheitliche Feldtheorie mit Einbeziehung der Quantentheorie.* / E. Schmutzer. — Ilminau: Wissenschaftsverlag Thüringen, 2009.- 634p.
2. И.Д.Новиков, Новая концепция кротовых нор и Мультивселенная // Успехи физических наук. Физика наших дней, Том 188, №3, Март 2018
3. К.А.Бронников, С.Г.Рубин, Лекции по гравитации и космологии, Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 2008
4. A.Gorbatsievich, Investigation of Schmutzer's Exact External Spherically Symmetric Static Solution for a Central Body within the Framework of the 5-Dimensional Projective Unified Field Theory // Belorussian State University, Minsk, Belarus

О разделении переменных в спинорных уравнениях Максвелла в сферически-симметричных космологических моделях с горизонтом

А. В. Ивашкевич

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь

Спинорные уравнения Максвелла без источников в произвольном пространстве-времени с псевдоримановой геометрией можно представлять так:

$$\sigma^\alpha(x) \left[\partial_\alpha + \Sigma_\alpha(x) \otimes I + I \otimes \Sigma_\alpha(x) \right] \xi(x) = 0, \quad (1)$$

где величина $\xi(x)$ представляет симметричный спинор второго ранга, ее можно рассматривать как симметричную комплексную (2×2) -матрицу, определяемую 3-мя комплексно-значными функциями; $\sigma^\alpha(x)$ – локальные матрицы Паули, $\Sigma_\alpha(x)$ – спинорная связность Инфельда – ван дер Вердена (см. обозначения в [1]). Метрики всех сферически-симметричных пространственно-временных моделей с так называемым горизонтом имеют следующую структуру:

$$dS^2 = \varphi(r) dt^2 - \frac{dr^2}{\varphi(r)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2); \quad (2)$$

примерами таких моделей являются пространства де Ситтер, анти де Ситтера и Шварцшильда [2], соответственно с

$$\varphi = 1 - r^2, \quad r \in (0, +1); \quad \varphi = 1 + r^2, \quad r \in (0, +\infty); \quad \varphi = 1 - \frac{1}{r}, \quad r \in (1, +\infty). \quad (3)$$

Область горизонта достигается соответственно при $r = 1, r = i, r = 1$ (в случае пространства анти де Ситтера он находится в нефизической области переменной r).

При использовании локальных матриц Паули и спинорной связности в диагональной связанной с метрикой (2) тетраде, уравнения (1) можно привести к явному виду

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \varphi \left[\sigma^3 \frac{\partial}{\partial r} + \frac{i}{r} \left(-\sigma^1 \frac{\sigma^2 \otimes I + I \otimes \sigma^2}{2} + \sigma^2 \frac{\sigma^1 \otimes I + I \otimes \sigma^1}{2} \right) + \frac{\varphi'}{2\varphi} \frac{\sigma^3 \otimes I + I \otimes \sigma^3}{2} \right] + \frac{\sqrt{\varphi}}{r} \left[\sigma^1 \partial_\theta - i\sigma^2 \frac{i\partial_\phi + \cos \theta (\sigma^3 \otimes I + I \otimes \sigma^3) / 2}{\sin \theta} \right] \right\} \xi = 0. \quad (4)$$

Подстановка для решений, отвечающая диагонализации квадрата и третьей проекции полного углового момента электромагнитного поля, имеет вид

$$\xi(x) = e^{-iet} \begin{vmatrix} f(r) D_{-1} & h(r) D_0 \\ h(r) D_0 & g(r) D_{+1} \end{vmatrix}, \quad D_\sigma = D_{-m, -\sigma}^j(\phi, \theta, 0); \quad (5)$$

здесь введены три неизвестные зависящие от переменной r функции f, g, h ; в обозначении функций Вигнера индексы $\{^j_{-m}\}$ для краткости опускаются. Подстановка верна только для значений $j = 1, 2, 3, \dots; m = -j, -j+1, \dots, j-1, j$; для решений с $j = 0$ исходная подстановка должна быть более простой (в ней нет зависимости от угловых переменных):

$$j = 0, \quad \xi(x) = e^{-iet} \begin{vmatrix} 0 & h(r) \\ h(r) & 0 \end{vmatrix}. \quad (6)$$

После разделения переменных в уравнении (с использованием известных свойств функций Вигнера [2]) находим 4 радиальных уравнения

$$\begin{aligned}
 -i\varepsilon f + \varphi \left(\frac{d}{dr} + \frac{1}{r} + \frac{\varphi'}{2\varphi} \right) f + a \frac{\sqrt{\varphi}}{r} h = 0, & \quad +i\varepsilon g + \varphi \left(\frac{d}{dr} + \frac{1}{r} + \frac{\varphi'}{2\varphi} \right) g + a \frac{\sqrt{\varphi}}{r} h = 0, \\
 -i\varepsilon h + \varphi \left(\frac{d}{dr} + \frac{2}{r} \right) h + a \frac{\sqrt{\varphi}}{r} g = 0, & \quad +i\varepsilon h + \varphi \left(\frac{d}{dr} + \frac{2}{r} \right) h + a \frac{\sqrt{\varphi}}{r} f = 0;
 \end{aligned} \quad (7)$$

где $a = \sqrt{j(j+1)}$. Отметим, что уравнения для случая $j=0$ можно получить из (7), если учесть $f=0$, $g=0$ и формально положить $a=0$. Так, получаем

$$0=0, \quad 0=0, \quad -i\varepsilon h + \varphi \left(\frac{d}{dr} + \frac{2}{r} \right) h = 0, \quad +i\varepsilon h + \varphi \left(\frac{d}{dr} + \frac{2}{r} \right) h = 0; \quad (8)$$

для последней системы существует только тривиальное решение $h(r)=0$. Это означает, что уравнение Максвелла не допускают существования решений с $j=0$.

Если в системе (7) сложить и вычесть уравнения 3 и 4, то получим

$$2\varphi \left(\frac{d}{dr} + \frac{2}{r} \right) h + a \frac{\sqrt{\varphi}}{r} (f+g) = 0, \quad h = \frac{ia}{2\varepsilon} \frac{\sqrt{\varphi}}{r} (f-g). \quad (9)$$

Первое уравнение в (9) превратится в тождество $0=0$, если из третьего и четвертого уравнений из (7) выразить функции f и g через функцию h . Это означает, что независимыми являются только три уравнения: второе в (9) и

$$-i\varepsilon f + \varphi \left(\frac{d}{dr} + \frac{1}{r} + \frac{\varphi'}{2\varphi} \right) f + a \frac{\sqrt{\varphi}}{r} h = 0, \quad +i\varepsilon g + \varphi \left(\frac{d}{dr} + \frac{1}{r} + \frac{\varphi'}{2\varphi} \right) g + a \frac{\sqrt{\varphi}}{r} h = 0, \quad (10)$$

Если в (10) исключить переменную h , то получим

$$\left(\frac{d}{dr} + \frac{1}{r} + \frac{\varphi'}{2\varphi} - \frac{i\varepsilon}{\varphi} \right) f + \frac{ia^2}{2\varepsilon r^2} (f-g) = 0, \quad \left(\frac{d}{dr} + \frac{1}{r} + \frac{\varphi'}{2\varphi} + \frac{i\varepsilon}{\varphi} \right) g + \frac{ia^2}{2\varepsilon r^2} (f-g) = 0. \quad (11)$$

Складывая и вычитая уравнения в системе (10) (попутно перейдем к новым комбинациям функций: $f+g=F$, $f-g=G$), находим

$$\left(\frac{d}{dr} + \frac{1}{r} + \frac{\varphi'}{2\varphi} \right) F - \frac{i\varepsilon}{\varphi} G + \frac{ia^2}{\varepsilon r^2} G = 0, \quad \left(\frac{d}{dr} + \frac{1}{r} + \frac{\varphi'}{2\varphi} \right) G - \frac{i\varepsilon}{\varphi} F = 0. \quad (12)$$

Система (12) упрощается выделением простых множителей:

$$F = \frac{1}{r\sqrt{\varphi}} \bar{F}, \quad G = \frac{1}{r\sqrt{\varphi}} \bar{G}, \quad i\varepsilon \frac{d}{dr} \bar{F} + \left(\frac{\varepsilon^2}{\varphi} - \frac{a^2}{r^2} \right) \bar{G} = 0, \quad \varphi \frac{d}{dr} \bar{G} = i\varepsilon \bar{F}. \quad (13)$$

Исключая функцию \bar{F} , находим уравнение 2-го порядка для \bar{G} :

$$\left(\frac{d}{dr} \varphi \frac{d}{dr} + \frac{\varepsilon^2}{\varphi} - \frac{a^2}{r^2} \right) \bar{G} = 0. \quad (14)$$

Это основное уравнение, которое определяет решения уравнений Максвелла в пространственно-временных моделях с горизонтом. Сопутствующая функция \bar{F} может быть вычислена из последнего соотношения в (13). Уравнение (14) решено точно в пространствах де Ситтера, анти де Ситтера, Шварцшильда и в пространствах постоянной кривизны Лобачевского – Римана. При этом используются координаты со сферической и цилиндрической симметрией.

Литература.

1. Редьков, В.М. Поля частиц в римановом пространстве и группа Лоренца / В.М. Редьков. – Белорусская наука, Минск, 2009. 486 стр.
2. Редьков, В.М. Тетрадный формализм, сферическая симметрия и базис Шредингера / В.М. Редьков. – Белорусская наука: Минск, 2011. – 339 с.

Решения спинорных уравнений Максвелла в псевдоримановом пространстве-времени и геометрическое моделирование сред

А. В. Ивашкевич

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь

Цель настоящей работы – показать, каким образом решения уравнений Максвелла при использовании псевдоримановой структуры пространства-времени можно интерпретировать как решения уравнений Максвелла в пространстве Минковского, но в эффективных материальных средах (см. описание этой возможности применительно к декартовым координатам в [1]). В качестве примеров исследуем пространства де Ситтера, анти де Ситтера, Шварцшильда, а также гиперболическое пространство Лобачевского и сферическое пространство Римана. Будут рассматриваться системы координат со сферической и цилиндрической симметрией.

Пусть в пространстве Минковского есть некоторая криволинейная система координат (x^σ) с метрическим тензором $G_{\alpha\beta}(x)$. Уравнения Максвелла в среде в этом пространстве можно представить в виде

$$\partial_\alpha F_{\beta\gamma} + \partial_\beta F_{\gamma\alpha} + \partial_\gamma F_{\alpha\beta} = 0, \quad \frac{1}{\sqrt{-G}} \partial_\beta \sqrt{-G} H^{\alpha\beta} = J^\alpha; \quad (1)$$

где $G = \det[G_{\alpha\beta}(x)]$ – определитель метрического тензора; связь между тензорами H_{ab} и F_{ab} должна задаваться материальными уравнениями. Пусть также есть псевдориманово пространство-время, метрический тензор которого $g_{\alpha\beta}(x)$ задан в формально похожей системе координат. Вакуумные уравнения Максвелла в этом пространстве имеют вид

$$\partial_\alpha f_{\beta\gamma} + \partial_\beta f_{\gamma\alpha} + \partial_\gamma f_{\alpha\beta} = 0, \quad \frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_\beta \sqrt{-g} h^{\beta\alpha} = j^\alpha, \quad (2)$$

приведем соотношения, связывающие два электромагнитных тензора:

$$h_{\alpha\beta}(x) = \varepsilon_0 f_{\alpha\beta}(x), \quad h^{\alpha\beta}(x) = \varepsilon_0 g^{\alpha\rho}(x) g^{\beta\sigma}(x) f_{\rho\sigma}(x). \quad (3)$$

Второе уравнения из (2) может быть переписано как

$$\frac{\sqrt{-G}}{\sqrt{-g}} \frac{1}{\sqrt{-G}} \partial_\beta \sqrt{-G} \frac{\sqrt{-g}}{\sqrt{-G}} h^{\beta\alpha} = j^\alpha. \quad (4)$$

Если ввести новые переменные

$$F_{\alpha\beta}(x) = f_{\alpha\beta}(x), \quad H^{\beta\alpha}(x) = \frac{\sqrt{-g}}{\sqrt{-G}} h^{\beta\alpha}(x), \quad J^\alpha(x) = \frac{\sqrt{-g(x)}}{\sqrt{-G(x)}} j^\alpha(x), \quad (5)$$

то уравнения (2) принимают вид уравнений Максвелла (1) в плоском пространстве, но в некоторой эффективной материальной среде с определенными материальными уравнениями:

$$\partial_\alpha F_{\beta\gamma} + \partial_\beta F_{\gamma\alpha} + \partial_\gamma F_{\alpha\beta} = 0, \quad \frac{1}{\sqrt{-G}} \partial_\beta \sqrt{-G} H^{\alpha\beta} = J^\alpha; \quad (6)$$

$$H^{\alpha\beta}(x) = \varepsilon_0 \frac{\sqrt{-g(x)}}{\sqrt{-G(x)}} g^{\alpha\rho}(x) g^{\beta\sigma}(x) F_{\rho\sigma}(x). \quad (7)$$

Сначала обратимся к сферически симметричным моделям пространства-времени с горизонтом событий (предполагаем, что токи отсутствуют). Все такие

модели имеют метрику вида

$$dS^2 = \varphi dt^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 - \varphi^{-1} dr^2, \quad (8a)$$

которую можно сопоставлять с метрикой пространства Минковского в сферических координатах:

$$dS_0^2 = dt^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 - dr^2 = dt^2 - h_1 d\theta^2 - h_2 d\phi^2 - h_3 dr^2. \quad (8b)$$

Поскольку определители метрик (8a) и (8b) совпадают, то уравнения связи (7) упрощаются. С учетом явного метрического тензора

$$x^\alpha = (t, \theta, \phi, r), \quad g_{\beta\alpha} = \begin{vmatrix} \varphi & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -r^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -r^2 \sin^2 \theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1/\varphi \end{vmatrix}, \quad (9)$$

находим индуцированные метрикой материальные уравнения. Их можно представить с помощью двух трехмерных тензоров эффективной электрической и магнитной проницаемостей:

$$D^i(x) = \varepsilon_0 \varepsilon_{ij}(x) E_{(j)}(x), \quad H^i(x) = \frac{1}{\mu_0} \mu_{ij}(x) B_{(j)}(x),$$

$$[\varepsilon_{ij}(r)] = \begin{vmatrix} \varphi^{-1}(r) & 0 & 0 \\ 0 & \varphi^{-1}(r) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}, \quad [\mu_{ij}(r)] = \begin{vmatrix} \varphi(r) & 0 & 0 \\ 0 & \varphi(r) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}, \quad (10)$$

где введены величины, описывающие электромагнитное поле в сферической системе координат пространства Минковского:

$$E_{(j)} = \frac{E_j}{h_j}, \quad B_{(1)} = \frac{B_1}{h_2 h_3}, \quad B_{(2)} = \frac{B_2}{h_3 h_1}, \quad B_{(3)} = \frac{B_3}{h_1 h_2}. \quad (11)$$

Явный вид функции $\varphi(r)$ для разных моделей геометрии разный; например, для пространств де Ситтера, анти де Ситтера и Шварцшильда имеем соответственно следующие выражения:

$$\varphi = 1 - r^2, \quad r \in (0, +1); \quad \varphi = 1 + r^2, \quad r \in (0, +\infty); \quad \varphi = 1 - \frac{1}{r}, \quad r \in (1, +\infty).$$

Можно привести примеры систем с цилиндрической симметрией, рассмотрев сферическую модель Римана и гиперболическую модель Лобачевского. Соотношение (10) в наиболее компактной форме описывает эффективные материальные уравнения, генерируемые псевдоримановой структурой пространства-времени.

Обращаем внимание, что эффективные генерируемые геометрией тензоры электрической и магнитной проницаемостей удовлетворяют тождеству

$$\varepsilon_{ij}(x) \mu_{jk}(x) = \delta_{ik}; \quad (12)$$

это тождество выполняется не только для ситуации со сферической симметрии, но и для любых метрик с диагональным метрическим тензором.

Простота соотношения вида (4) и аналогичных соотношений для других метрик обманчива, поскольку в каждой из этих моделей пространства-времени уравнения Максвелла нужно решать отдельно.

Литература.

1. Редьков, В.М. Поля частиц в римановом пространстве и группа Лоренца / В.М. Редьков. – Белорусская наука, Минск, 2009. 486 стр. (Глава 10).

Приближенный аналитический метод решения уравнения Шредингера с потенциалом Гаусса в импульсном представлении

Ю.А. Гришечкин, А.В. Павленко

Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, 246019 Гомель, Беларусь
E-mail: andrpawlen@mail.ru

Введение. Одной из основных проблем нерелятивистской квантовой теории является нахождение спектров энергий связанных состояний частиц в случае различных типов взаимодействий. Для решения этой задачи мы используем парциальное уравнение Шредингера в импульсном представлении

$$\left(\hbar^2 k^2 / (2m) - E\right) \psi_l(k) = -4\pi k / (2l+1) \int_0^\infty k' a_l(k, k') \psi_l(k') dk', \quad (1)$$

где k – модуль импульса, $\psi_l(k)$ – волновая функция, $l = 0, 1, 2, \dots$ – орбитальное квантовое число, $a_l(k, k')$ – парциальный потенциал. Для моделирования короткодействующих взаимодействий широко используется потенциал Гаусса в координатном представлении

$$V(r) = -V_0 \exp(-ar^2), \quad (2)$$

где $V_0 > 0$, $a > 0$ – постоянные величины. Парциальный потенциал Гаусса в импульсном представлении $a_l(k, k')$ имеет вид [1]

$$a_l(k, k') = -V_0 (2l+1) / (8\pi a \sqrt{kk'}) \exp\left[-(k^2 + k'^2) / (4a)\right] I_{l+1/2}(kk' / (2a)), \quad (3)$$

где $I_n(z)$ – модифицированная функция Бесселя. В данной работе предложен приближенный аналитический метод решения уравнения (1) с потенциалом (3).

1 Метод решения уравнения. Приведем уравнение (1) с потенциалом (3) к безразмерному виду. Для этого выполним замену переменных и энергии E по формулам

$$k = \rho \sqrt{2mV_0} / \hbar, \quad k' = \rho' \sqrt{2mV_0} / \hbar, \quad q = a \hbar^2 / (2mV_0), \quad E = -V_0 \lambda, \quad (4)$$

где ρ и ρ' – безразмерные переменные, $\lambda > 0$ – безразмерный спектральный параметр. Подставив (4) и (3) в (1), получим следующее интегральное уравнение:

$$(\rho^2 + \lambda) \psi_l(\rho) = -\frac{1}{2q} \int_0^\infty \sqrt{\rho\rho'} \exp\left[-\frac{\rho^2 + \rho'^2}{4q}\right] I_{l+1/2}\left(\frac{\rho\rho'}{2q}\right) \psi_l(\rho') d\rho'. \quad (5)$$

Решение уравнения (5) будем искать в виде

$$\psi_l(\rho) = \sum_{\alpha=0}^M C_\alpha \phi_\alpha^l(\rho), \quad \phi_\alpha^l(\rho) = \sqrt{\alpha! \Gamma(l+3/2+\alpha)} \rho^{l+1} \exp(-\rho^2/2) L_\alpha^{l+1/2}(\rho^2), \quad (6)$$

где C_α – неизвестные константы, $L_\alpha^{l+1/2}(z)$ – обобщенные полиномы Лагерра, $\Gamma(z)$ – гамма-функция. Подставив сумму (6) в (5), умножив полученное равенство на $\phi_\beta^l(\rho)$ и проинтегрировав его на полуоси $\rho \in [0, \infty)$, получим линейную однородную систему

уравнений для C_α

$$\sum_{\alpha=0}^M C_\alpha T_{\alpha\beta}^l = C_\beta \lambda, \quad (6)$$

$$T_{\alpha\beta}^l = \int_0^\infty \phi_\beta^l(\rho) \left[\frac{\sqrt{\rho}}{2q} \int_0^\infty \sqrt{\rho'} \exp\left[-\frac{\rho^2 + \rho'^2}{4q}\right] I_{l+\frac{1}{2}}\left(\frac{\rho\rho'}{2q}\right) \phi_\alpha^l(\rho') d\rho' - \rho^2 \phi_\alpha^l(\rho) \right] d\rho. \quad (7)$$

Таким образом, задача о решении интегрального уравнения (5) была сведена к задаче о нахождении собственных значений λ и собственных векторов линейной алгебраической системы однородных уравнений.

2 Результаты вычислений. Величины λ , полученные обсуждаемым методом, а также найденные в работе [1] решением интегрального уравнения методом квадратур для некоторых значений l и $q = 0,005$, приведены в Табл. 1 (n – номер состояния системы).

Таблица 1. Собственные значения λ .

| l | n | M=300 | M=600 | N=90[1] |
|-----|-----|-------------------|-------------------|-------------------|
| 0 | 1 | 0,797388006692116 | 0,797388006692110 | 0,797388006692111 |
| | 2 | 0,553887457151782 | 0,553887457151758 | 0,553887457151759 |
| | 3 | 0,345015684742383 | 0,345015684819089 | 0,345015684819085 |
| | 4 | 0,175228714966842 | 0,175229048241785 | 0,175229048243894 |
| | 5 | 0,052202862855697 | 0,052522311841027 | 0,052522779993554 |
| 7 | 1 | 0,031312330222877 | 0,031315796088782 | 0,031315798725289 |

Графики волновых функций, построенные с использованием формулы (6) для $l = 0$ и $l = 7$, приведены на рис. 1.

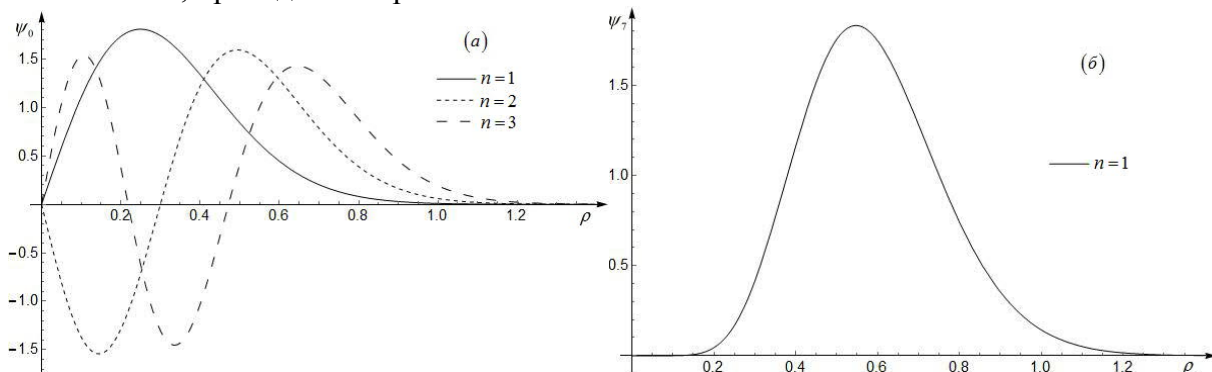


Рис. 1. Волновые функции:

(а) первых трех состояний для $l = 0$; (б) первого состояния для $l = 7$

На рис. 1(б) приведен лишь график для $n = 1$. При $l = 7$ состояния с $n > 1$ не существуют. При построении каждого графика на рис. 1(а) в сумме (6) мы полагали, что $M = 200$, а для графика на рис. 1(б) – $M = 350$.

Заключение. Таким образом, в работе был предложен приближённый аналитический метод решения парциальных уравнений Шредингера для потенциала Гаусса в импульсном представлении в случае связанных состояний. В целях контроля за точностью получаемых результатов также приведены численные решения этого уравнения, найденные в работе [1]. Сравнение результатов продемонстрировало эффективность предложенного метода.

Литература.

1. Гришечкин Ю.А. Об одном приближенном аналитическом методе решения уравнения Шредингера с Гауссовым потенциалом. / Ю.А. Гришечкин., А.В. Павленко., В.Н. Капшай. // Проблемы физики математик и техники. – 2019. – № 4. – С.7–10.

Генерация второй гармоники от боковой поверхности диэлектрической цилиндрической частицы большой высоты

А. И. Толкачёв, А. А. Шамына, В. Н. Капшай

Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, 246019 Гомель, Беларусь

E-mail: anton.talkachov@gmail.com

Введение. В последние десятилетия всестороннее изучение частиц, имеющих сложное строение, вызывает повышенный интерес в научной среде. Одним из ярких примеров являются углеродные нанотрубки. Явление генерации второй гармоники (ГВГ) широко используется для исследования поверхностей диэлектрических частиц, в том числе нано- и микрочастиц сложной формы. В настоящее время разработано несколько теоретических моделей для описания нелинейной генерации второго порядка. Данная работа посвящена аналитическому расчету поля второй гармоники от боковой поверхности диэлектрической цилиндрической частицы большой высоты в рамках одной из таких моделей, основанной на приближении Рэлея-Ганса-Дебая.

1 Постановка задачи. Пусть цилиндрическая частица радиусом основания a и высотой h ($a \ll h$) покрыта нелинейным слоем толщины d_0 ($d_0 \ll a, d_0 \ll h$). Расположим её так, чтобы ось цилиндра совпадала с осью Oz декартовой и цилиндрической систем координат, а геометрический центр находился в начале координат (Рис.).

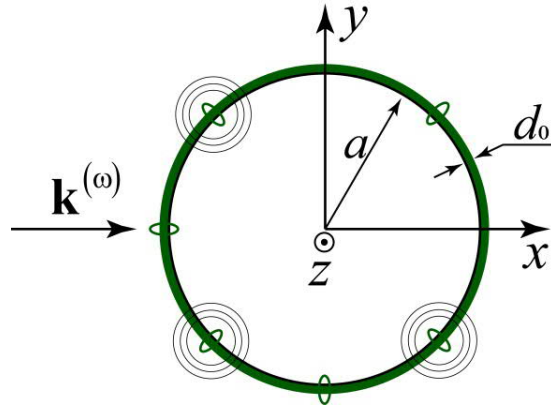


Рис. Схема задачи о ГВГ от боковой поверхности цилиндрической частицы.

Рассмотрим нормальное падение на боковую поверхность цилиндрической частицы плоской электромагнитной волны, вектор электрической напряженности которой определим следующим образом:

$$\mathbf{E}^{(\omega)}(\mathbf{x}, t) = E_0 \mathbf{e}^{(\omega)} \exp(i\mathbf{k}^{(\omega)} \mathbf{x} - i\omega t), \quad (1)$$

где E_0 – ее комплексная амплитуда, $\mathbf{e}^{(\omega)}$ – единичный комплексный вектор поляризации, $\mathbf{k}^{(\omega)}$ – волновой вектор (Рис.).

ГВГ обусловлена нелинейным слагаемым вектора поляризации среды:

$$P_i^{(2)} = \chi_{ijk}^{(2)} E_j^{(\omega)} E_k^{(\omega)}, \quad (2)$$

где $\chi_{ijk}^{(2)} = \chi_1^{(2)} n_i n_j n_k + \chi_2^{(2)} n_i \delta_{jk} + \chi_3^{(2)} (n_j \delta_{ik} + n_k \delta_{ij}) + \chi_4^{(2)} n_m (n_k \varepsilon_{ijm} + n_j \varepsilon_{ikm})$, $i, j, k = x, y, z$.

Здесь $\chi_{ijk}^{(2)}$ – тензор нелинейной диэлектрической восприимчивости второго порядка, где n_i – компоненты вектора нормали \mathbf{n} к поверхности, δ_{ij} – дельта-символ Кронекера, ε_{ijk} – символ Леви-Чивита.

В работе [1] показано, что при ГВГ от боковой поверхности высокого ($a \gg h$) тонкого цилиндрического слоя излучение генерируется преимущественно в плоскости, перпендикулярной оси цилиндра. В связи с этим, найдём выражение для вектора напряжённости электрического поля удвоенной частоты, рассматривая генерацию только в плоскости Oxy .

2 Решение задачи. Проводя рассуждения аналогично работе [2], напряженность электрического поля ГВГ от слоя произвольной формы в дальней зоне можно получить в виде

$$\mathbf{E}^{(2\omega)}(\mathbf{x}) \approx k_{2\omega}^2 \frac{\exp(ik_{2\omega}\rho)}{\varepsilon_{2\omega}\rho} (1 - \mathbf{e}_\rho \otimes \mathbf{e}_\rho) h \int_S \exp(-i\mathbf{k}^{(2\omega)} \mathbf{x}') \mathbf{P}^{(2)}(\mathbf{x}') d^3 \mathbf{x}', \quad (3)$$

где интегрирование производится по площади поперечного сечения оптически нелинейного слоя, изображённого на рисунке. Непосредственное вычисление интегралов при $a \gg h$ приводит к следующему результату:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{(2\omega)}(\mathbf{x}) = & 2\pi\mu_{2\omega} \frac{(2\omega)^2}{c^2} \frac{\exp(ik_{2\omega}\rho)}{\rho} d_0 a h (1 - \mathbf{e}_\rho \otimes \mathbf{e}_\rho) E_\omega^2 \times \\ & \times \left(i\chi_1^{(2)} \left\{ -J_3(qa) \mathbf{v}(\mathbf{v}^{(\omega)})^2 + \frac{1}{4} (J_1(qa) + J_3(qa)) \left[\mathbf{v} \left((\mathbf{e}^{(\omega)} \mathbf{e}^{(\omega)}) - (\mathbf{e}^{(\omega)} \mathbf{e}_z)^2 \right) + \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. + 2(\mathbf{v}^{(\omega)}) (\mathbf{e}^{(\omega)} - \mathbf{e}_z (\mathbf{e}^{(\omega)} \mathbf{e}_z)) \right] \right\} + iJ_1(qa) \left(\chi_2^{(2)} \mathbf{v}(\mathbf{e}^{(\omega)} \mathbf{e}^{(\omega)}) + 2\chi_3^{(2)} \mathbf{e}^{(\omega)} (\mathbf{v}^{(\omega)}) \right) - \right. \\ & \left. - \chi_4^{(2)} (J_0(qa) + J_2(qa)) \left[\mathbf{e}^{(\omega)} \times \mathbf{e}_z \right] (\mathbf{e}^{(\omega)} \mathbf{e}_z) - 2\chi_4^{(2)} J_2(qa) \left[\mathbf{e}^{(\omega)} \times \mathbf{v} \right] (\mathbf{v}^{(\omega)}) \right). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь вектор рассеяния $\mathbf{q} = 2\mathbf{k}^{(\omega)} - \mathbf{k}^{(2\omega)}$ лежит в плоскости Oxy , $q = |\mathbf{q}|$, \mathbf{v} – единичный вектор вдоль \mathbf{q} , $J_m(qa)$ – цилиндрические функции Бесселя.

Заключение. В данной работе в векторной форме получена формула для вектора напряженности электрического поля второй гармоники в дальней зоне, генерируемого от боковой поверхности высокого тонкого оптически нелинейного цилиндрического слоя. Рассмотрение данного частного случая ГВГ от тонкого цилиндрического слоя позволит найти больше математических свойств функций, характеризующих распределение генерируемого излучения, ввиду более простого вида выражений для напряженности генерируемого излучения (4).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта БРФФИ (проект Ф20М–011).

Литература.

1. Шамына, А.А. Генерация второй гармоники от тонкого цилиндрического слоя. I. Аналитическое решение / А.А. Шамына, В.Н. Капшай // Оптика и спектроскопия. – 2019. – Т. 126, № 6. – С. 724–731.
2. Шамына, А.А. Генерация суммарной частоты от тонкого цилиндрического слоя / А.А. Шамына, В.Н. Капшай // Оптика и спектроскопия. – 2018. – Т. 124, № 1. – С. 105–121.

Решение задачи об отражении электромагнитной волны от биизотропного слоя на отражающей подложке методом многократных отражений

А. И. Толкачёв, В. Н. Капшай, А. А. Шамына

Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, 246019 Гомель, Беларусь
E-mail: anton.talkachov@gmail.com

Введение. В настоящее время проявляется большой интерес к электродинамике биизотропных сред. Это связано с тем, что искусственные структуры таких типов могут служить конструкционным материалом для создания различных новых устройств: малоотражающих поверхностей, преобразователей поляризации, фазовращателей [1]. Свойства таких сред можно описать материальными уравнениями $\mathbf{D} = \epsilon\mathbf{E} + (\chi + i\alpha)\mathbf{H}$; $\mathbf{B} = (\chi - i\alpha)\mathbf{E} + \mu\mathbf{H}$. Одной из главных отличительных особенностей таких сред является факт, что там могут распространяться лишь циркулярно поляризованные волны с показателями преломления $n_{\pm} = \sqrt{\epsilon\mu - \chi^2} \pm \alpha$.

В данной работе рассмотрено решение задачи об отражении нормально падающей электромагнитной волны от плоского биизотропного слоя, находящегося на отражающей подложке, методом многократных отражений.

1 Постановка задачи. Направим ось Oz вверх (Рис. 1). Пусть область $z \leq 0$ заполнена биизотропной средой 1 с параметрами $\epsilon_1, \mu_1, \alpha_1, \chi_1$, в области $0 < z \leq d$ находится биизотропный слой 2 с параметрами $\epsilon_2, \mu_2, \alpha_2, \chi_2$, а выше него находится подложка 3 с коэффициентом отражения R_v^{23} .

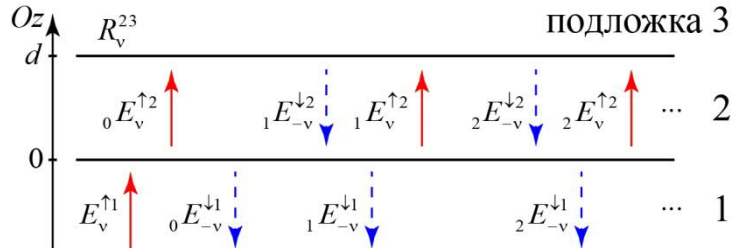


Рис. 1. Схема отражения волны от биизотропного слоя 2 на отражающей подложке 3.

Распространяющиеся в положительном и отрицательном направлениях оси Oz в среде номер p ($p = 1, 2$) электромагнитные волны можно записать в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_v^{\uparrow p} &= (\mathbf{i} + iv\mathbf{j}) E_v^{\uparrow p} \exp(ik_v^p z - i\omega t); & \mathbf{H}_v^{\uparrow p} &= -b_v^p \mathbf{E}_v^{\uparrow p}; \\ \mathbf{E}_v^{\downarrow p} &= (\mathbf{i} + iv\mathbf{j}) E_v^{\downarrow p} \exp(-ik_v^p z - i\omega t); & \mathbf{H}_v^{\downarrow p} &= -b_v^p \mathbf{E}_v^{\downarrow p}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $b_v^p = (\chi_p + iv\sqrt{\epsilon_p\mu_p - \chi_p^2})/\mu_p$, $k_v^p = \frac{2\pi}{\lambda}(\sqrt{\epsilon_p\mu_p - \chi_p^2} + v\alpha_p)$.

В данных выражениях индекс v – поляризация исходной волны (+1 – правая циркулярная, -1 – левая циркулярная). Падающей на структуру и отраженной от нее волнам соответствует значение $p = 1$. Отметим, что волны, распространяющиеся в положительном направлении оси Oz , имеют одинаковую поляризацию с падающей волной, а распространяющиеся в отрицательном направлении – противоположную [1].

2 Решение задачи. Рассмотрим распространение волны с учетом многократных отражений [2] от границы раздела 12 и подложки. На Рис. 1 и в уравнениях индексы 0,

1, 2, ... слева у напряженности электрического поля указывают количество отражений волны от подложки. Запишем амплитуды напряженности отраженных волн:

$${}_0E_{-v}^{\downarrow 1} = E_v^{\uparrow 1} \rho_v^{12}; \quad {}_1E_{-v}^{\downarrow 1} = E_v^{\uparrow 1} \tau_v^{12} \eta_v^{12} R_v^{23} \eta_v^{23} \tau_v^{21}; \quad {}_2E_{-v}^{\downarrow 1} = E_v^{\uparrow 1} \tau_v^{12} \eta_v^{12} R_v^{23} \eta_v^{23} (\rho_v^{21} \eta_v^{23} R_v^{23} \eta_v^{23}) \tau_v^{21}; \quad \dots \quad (2)$$

Здесь множитель $\eta_{\pm v}^2 = \exp(ik_{\pm v}^2 d)$ связан с изменением фазы волны при прохождении слоя 2 толщины d ; τ_v^{12} , τ_v^{21} , ρ_v^{12} , ρ_v^{21} – коэффициенты прохождения и отражения на границе раздела 12 соответственно [2]. Вводя обозначение $q = \eta_v^2 R_v^{23} \eta_v^{23} \rho_v^{21}$, можно получить выражение для отраженной волны $E_{-v}^{\downarrow 1}$ путем непосредственного сложения амплитуд многократно отраженных волн с учетом набегу фаз, а затем и коэффициент отражения от данной структуры:

$$E_{-v}^{\downarrow 1} = {}_0E_{-v}^{\downarrow 1} + {}_1E_{-v}^{\downarrow 1} + {}_2E_{-v}^{\downarrow 1} + \dots = {}_0E_{-v}^{\downarrow 1} + {}_1E_{-v}^{\downarrow 1} (1 + q + q^2 + \dots) = {}_0E_{-v}^{\downarrow 1} + {}_1E_{-v}^{\downarrow 1} / (1 - q),$$

$$R_v = \frac{E_{-v}^{\downarrow 1}}{E_v^{\uparrow 1}} = \rho_v^{12} + \frac{\tau_v^{12} \eta_v^{12} R_v^{23} \eta_v^{23} \tau_v^{21}}{1 - \eta_v^2 R_v^{23} \eta_v^{23} \rho_v^{21}} = \rho_v^{12} \frac{1}{1 - \eta_v^2 R_v^{23} \eta_v^{23} \rho_v^{21}} \left(1 - \eta_v^2 R_v^{23} \eta_v^{23} \frac{1}{\rho_v^{21}} \right). \quad (3)$$

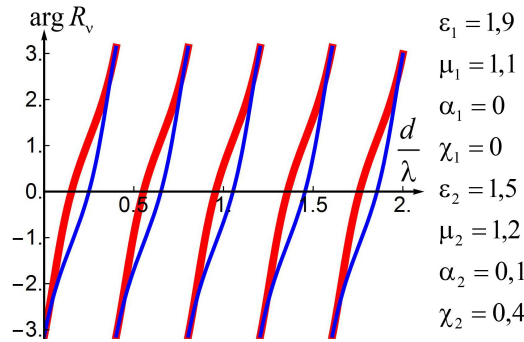


Рис. 2. Зависимость фазы коэффициента отражения от отношения d/λ .
Красному цвету соответствует $v = +1$, синему – $v = -1$.

Заключение. Основным результатом настоящей работы является выражение (3), используя которое можно проводить расчет коэффициентов отражения для более сложных многослойных структур путем применения рекуррентного метода. В частном случае полностью отражающей металлической подложки ($R_v^{23} = -1$) приведены графики зависимости фазы коэффициента отражения от толщины слоя 2 (Рис. 2). Для данного случая энергетический коэффициент отражения ($|R_v|^2$) равен единице, что подтверждает правильность расчетов и является следствием закона сохранения энергии для данной системы. Отличие графиков для правой и левой поляризаций говорит о том, что в случае диэлектрической среды 1 ($\alpha_1 = 0, \chi_1 = 0$) при падении эллиптически поляризованной волны эллипс поляризации отраженной волны повернется относительно эллипса поляризации падающей волны.

Литература.

1. Капшай, В.Н. Отражение и преломление плоских электромагнитных волн на границе раздела с биизотропной средой / В.Н. Капшай, В.В. Кондратюк // Известия ГГУ им. Ф. Скорины. – 2009. – № 4 (55). – Ч. 2. – С. 113–122.
2. Капшай, В.Н. Прохождение плоских электромагнитных волн через биизотропный слой в биизотропной среде / В.Н. Капшай, А.А. Шамына, А.Н. Годлевская // Известия ГГУ им. Ф. Скорины. – 2011. – № 6 (69). – С. 80–87.

Особенности основных состояний и термодинамические свойства SRLA системы

В. С. Гришина^a, В. С. Вихренко^a, А. Цях^b

^a Учреждение образования «Белорусский государственный технологический университет», 220006 Минск, Беларусь

^b Институт физической химии Академии наук Польши, 01-224 Варшава, Польша
E-mail: vvikhre@gmail.com

ВВЕДЕНИЕ

Монослои частиц на границах раздела двух жидкостей, имеющих структуру ядро-оболочка, находят применение в плазменных системах, антибликовых покрытиях, подложках с предварительно нанесенным рисунком, при выращивании упорядоченных структур [1,2]. Рассматривается SRLA-система (Short-range Repulsion Long-range Attraction) таких частиц на треугольной решетке, с энергией отталкивания J при расположении частиц на ближайших соседних узлах, и притяжением вторых (пятых) соседей с энергией $-J_{2(5)}J$. Одномерный вариант системы с отталкиванием ближайших и притяжением вторых соседей рассмотрен в работе [3], где было отмечено качественное соответствие полученных результатов с экспериментальными данными. В работе [4] исследовалась система с SRLA взаимодействием для первых и третьих соседей.

1 ЛИНЕЙНОЕ НАТЯЖЕНИЕ В ОСНОВНОМ СОСТОЯНИИ СИСТЕМЫ

Исследованы основные состояния системы при нулевой температуре. Для модели I с отталкиванием первых и притяжением вторых соседей (J_2) состояния системы изменяются последовательно от вакуума (отсутствие частиц) до концентраций $3/9$, $6/9$, 1 (конденсированное состояние) по мере увеличения химического потенциала μ . Полученные состояния разделены линиями сосуществования фаз $\mu = -3J_2$, $\mu = 3 - 3J_2$, $\mu = 6 - 3J_2$. В модели II, где первые соседи отталкиваются, а пятые притягиваются, на линии сосуществования фаз могут образовываться дополнительные структуры с промежуточными концентрациями. Например, для линии, где $\mu = -3J_5$ при одном значении μ стабильны четыре фазы с концентрациями 0 (вакуум), $1/9$, $2/9$, $3/9$. Аналогично и для оставшихся двух линий сосуществования фаз.

Для системы с фиксированным числом частиц возникает эффект сосуществования фаз: при концентрациях, отличных от основного состояния системы, одновременно сосуществуют две фазы. Линейное натяжение σ – это дополнительная энергия образования межфазной границы, отнесенная к единице ее длины. На треугольной решетке в силу симметрии системы межфазные границы могут быть двух типов: параллельны (границы первого типа) или перпендикулярны (границы второго типа) векторам решетки e_i с углом $\pi/3$ между ними. Линейные натяжения для границ первого и второго типов равны $\sigma = 2J_{2(5)}/3a$ и $\sigma = J_{2(5)}/\sqrt{3}a$, соответственно. Границы второго типа более предпочтительны, поскольку имеют меньшую энергию образования. Этот вывод подтверждается моделированием системы по методу Монте-Карло (МК) в каноническом ансамбле при достаточно низкой температуре $T = 0,10$.

2 ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА SRLA СИСТЕМЫ

Выполнены исследования термодинамических характеристик системы при отличных от нуля температурах. При низких температурах на изотермах зависимости концентрации от химического потенциала, полученных в ходе МК-моделирования для

системы с параметром взаимодействия $J_{2(5)}=1/2$, наблюдаются упорядоченные структуры с концентрациями, близкими к концентрациям основных состояний системы в соответствующих областях изменения μ , и горизонтальные участки, соответствующие сосуществующим фазам. При увеличении температуры ступеньки, характеризующие упорядоченные фазы с дефектами (вакансии при концентрациях несколько ниже идеальных значений $3/9$, $6/9$, 1 , или избыточные частицы при концентрациях, несколько выше идеальных значений 0 , $3/9$, $6/9$), постепенно уширяются, и при температуре выше критической переходят в сплошную кривую. По своему виду изотермы для моделей I и II аналогичны, но их критические температуры $T_c \cong 0,93$ и $1,10$, соответственно, несколько отличаются. При моделировании в большом каноническом ансамбле состояния с промежуточными концентрациями не проявляются.

Флуктуации числа частиц обратно пропорциональны термодинамическому фактору χ_T и могут быть определены согласно соотношению:

$$(\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2) / \langle N \rangle = \chi_T^{-1}, \quad (1)$$

где угловые скобки означают усреднение по ансамблю или по симулируемому ряду состояний. Минимумы обратного термодинамического фактора могут служить индикатором фазовых переходов в системе. Исчезновение минимумов (при концентрациях, близких к $3/9$ и $6/9$) позволяет идентифицировать температуру как критическую температуру системы.

Другим индикатором фазовых переходов являются флуктуации энергии, связанные с теплоемкостью при постоянном химическом потенциале. Флуктуации энергии, как и концентрации частиц, подавляются в наиболее упорядоченных состояниях, и велики в точках фазового перехода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлено, что частицы, имеющие структуру ядро-оболочка, способны при определенных значениях температуры и химического потенциала образовывать упорядоченные поверхностные структуры. В рассмотренных моделях такие упорядоченные структуры образуются вблизи концентраций $1/3$, $2/3$.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследования выполнены при грантовой поддержке научной программы Евросоюза HORIZON-2020 (проект AMD-734276-CONIN) и Министерства образования Беларуси.

ЛИТЕРАТУРА

1. Stable in bulk and aggregating at the interface: Comparing core-shell nanoparticles in suspension and at fluid interfaces / SA Vasudevan [et al.] // *Langmuir*. - 2018. - Vol. 34. P. 886–895.
2. Nanogels and Microgels: From Model Colloids to Applications, Recent Developments, and Future Trends / M. Karg [at al.] // *Langmuir*. - 2019. - Vol. 35. P. 6231–6255.
3. Ciach A. Exactly solvable model for self-assembly of hard core - soft shell particles at interfaces / A. Ciach, J. Pekalski // *Soft Matter*. - 2017. - Vol. 13. P. 2603–2608.
4. Фазовая диаграмма решеточного флюида с SRLA-потенциалом на плоской треугольной решетке / Я. Г. Грода [и др.] // *Журнал Белорусского государственного университета. Физика*. 2019. № 3. С. 81–91.

Метод реконструкции событий с наложением сигналов

Д.С. Василевская, Д.В. Шёлковий

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь
E-mail: d.vasilevskaya@dragon.bas-net.by*

Разработан метод для устранения фона от наложения сигналов от разных, почти одновременно происходящих событий в калориметр для эксперимента СОМЕТ. Метод основан на аппроксимации зарегистрированной формы сигнала средней формой сигналов. Разработанный метод применен к реконструкции событий с наложением сигналов от радиационного захвата нейтронов (n , гамма) ядром ^{175}Lu .

Ключевые слова: наложение сигналов, калориметр, эксперимент СОМЕТ.

Введение. С открытием бозона Хиггса в 2012 году на Большом адронном коллайдере [1] был полностью экспериментально подтвержден состав фундаментальных частиц в рамках Стандартной модели (СМ). Однако, несмотря на то, что СМ с хорошей точностью описывает экспериментальные данные, её всё же нельзя считать полностью завершённой схемой, так как ряд фундаментальных вопросов по-прежнему остается открытыми: происхождение тёмной материи и тёмной энергии, асимметрия вещества и антивещества, нейтринные осцилляции и др. проблемы. Теории, выходящие за рамки СМ, которые необходимы для объяснения недостатков СМ – называют физикой за пределами СМ или «Новой физикой». Практически во всех теориях за рамками СМ естественным образом возникают процессы, протекающие с нарушением лептонного квантового числа. Поиск таких процессов представляет собой одну из главных задач современной физики частиц. Целью эксперимента СОМЕТ является поиск новой физики за рамками СМ через обнаружение когерентной безнейтринной конверсии мюона в электрон в поле ядра алюминия: $\mu^- + N(A,Z) \rightarrow e + N(A,Z)$ (μ - e конверсия), с чувствительностью одного события $\sim 3 \times 10^{-17}$. Этот процесс нарушает закон сохранения лептонного заряда, следовательно, запрещен в СМ физики элементарных частиц и его экспериментальное обнаружение станет явным свидетельством физики за рамками СМ. В эксперименте СОМЕТ [2] мюонный пучок будет получен из распада пионов, рождаемых в столкновениях протонов с графитовой мишенью. Для достижения проектной чувствительностью требуется 10^{12} остановившихся мюонов в мишени алюминия в секунду. После остановки мюона возможны процессы: распад на $1s$ -орбитали, захват мюона ядром с образованием нового ядра или μ - e конверсия. Задача алгоритма реконструкции состоит в определении величины энерговыделения электрона в калориметре используя зарегистрированную форму сигнала. При высоких нагрузках, характерных при высокой светимости эксперимента возникает эффект наложения сигналов от разных, почти одновременно происходящих событий. Т.е. если два или более электронов попадают в калориметр достаточно близко по времени друг к другу, и их сигналы перекрываются и могут дать «ложный» сигнал μ - e конверсии.

Метод идентификации событий с наложением. Для офф-лайн анализа предлагается метод реконструкции событий с наложением сигналов на основе средней формы сигнала. Для построения средней формы из экспериментальных данных по тестированию прототипа калориметра на выведенном пучке электронов (КЕК, Япония) отбирались «чистые» (без наложения) сигналы электронов с энерговыделением в кристалле более 8 МэВ на статистике 100 тыс. событий. Методика получения средней

формы заключалась в том, чтобы для каждого отобранного «чистого» сигнала определить его параметры: амплитуду, время, пьедестал, отнормировать и затем усреднить по событиям. Построенная таким образом форма сигнала используется для аппроксимации сигналов с калориметра. Для отбора «чистых» сигналов от сигналов с наложением предлагается использовать хи-квадрат, полученный при аппроксимации сигналов.

Предложенный метод апробирован к реконструкции событий с наложением сигналов от радиационного захвата нейтронов ядром ^{175}Lu . Калориметр эксперимента COMET основан на сцинтилляционных кристаллах LYSO (Lu – 71.44%, Y – 4.03%, Si – 6.37%, O – 18.14%, Ce – 0.02%). Лютеций имеет большое сечение захвата для тепловых нейтронов ~ 100 бн [2], при этом энергия возбуждения образующегося составного ядра излучается в виде γ -квантов. В результате в кристалле LYSO образуется дополнительное энерговыделение ~ 7 МэВ от реакции (n ,гамма) , которое будет сдвигать спектр фоновых событий в сигнальную область. Эффективность предложенного метода по разделению «чистых» событий от событий с наложением в зависимости от времени между наложенными сигналами представлена на Рис.1.

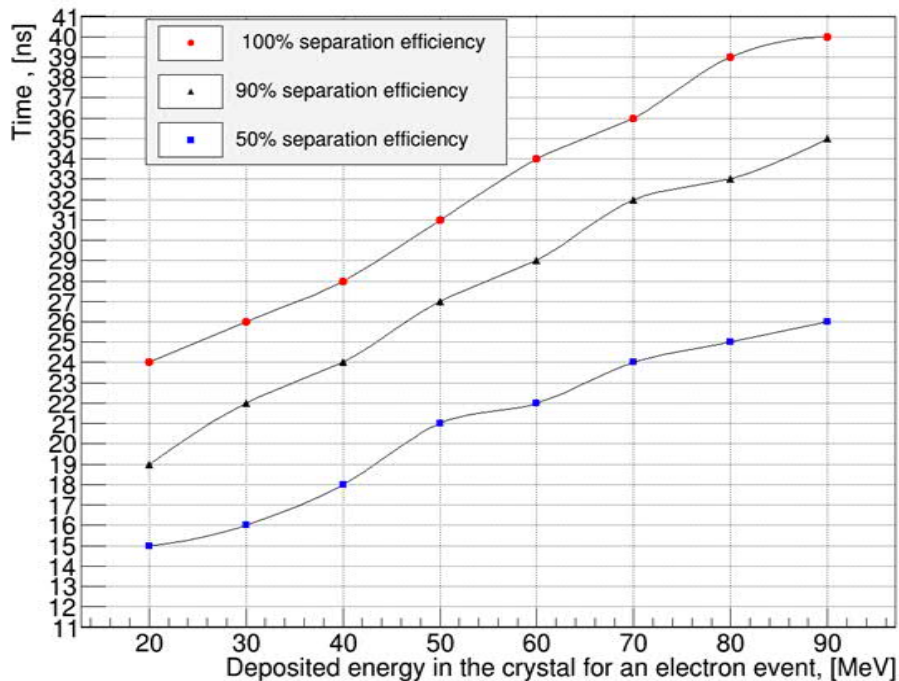


Рис. 1. Эффективность разделения событий в зависимости от времени между сигналами.

Заключения.

Разработан метод реконструкции событий на основе аппроксимации зарегистрированных сигналов средней формой сигнала. Метод показал хорошую способность к разделению событий с наложением сигналов, время полного разделения значительно меньше ширины на уровне половинной амплитуды сигнала.

Литература.

1. ATLAS Collaboration Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. Physics Letter B, 2012, vol. 716, no. 1, pp. 1–29; CMS Collaboration Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, Physics Letter B, 2012, vol. 716, no. 1, pp. 30–61.
2. COMET Collaboration. COMET Phase-I Technical Design Report // Progress of Theoretical and Experimental Physics, 2020, vol. 2020, no 3, p. 033C01
3. Библиотека ядерных данных <http://atom.kaeri.re.kr/nuchart/?zlv=1#>

Эволюция нейтрона в ядерном реакторе в рамках математического аппарата процесса рождения и гибели.

М.О. Кравченко^а, Т.Н. Корбут^а, Э.А. Рудак^а, А.М. Петровский^а, М.В. Бобкова^а

^а Государственное научное учреждение

«Объединенный институт энергетических и ядерных исследований – Сосны»

Национальной академии наук Беларуси, 223063 Минск, Беларусь

E-mail: m.kravch@sosny.bas-net.by

Введение. Поскольку процессы трансформации нуклидов в активной зоне теплового реактора являются дискретными, необходимо использовать формализм дискретных случайных процессов, в которых случайная величина $X(t)$ – число ядер определенного типа – принимает дискретные значения, а время t изменяется непрерывно.

Последовательный вероятностный подход при выводе формул, описывающих зависимость математического ожидания числа частиц $M[N(t)]$ и их дисперсии $D[N(t)]$ от времени для таких процессов, подробно изложен во многих литературных источниках и довольно сложен и громоздок в математическом отношении.

Основные идеи и математические формулы, лежащие в основе модели, рассмотрены в [1,2] для дискретных случайных процессов. В данной работе используются уже пригодные для анализа выражения, не требующие дополнительных разъяснений.

Общие положения процесса рождения и гибели. Согласно постулатам процесса рождения и гибели дифференциальные уравнения Колмогорова, для вероятностей перехода $P_{i,n}(t)$ имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{dP_{i,0}(t)}{dt} &= -\lambda_0(t)P_{i,0}(t) + \mu_1(t)P_{i,1}(t), \\ \frac{dP_{i,n}(t)}{dt} &= \lambda_{n-1}(t)P_{i,n-1}(t) - [\lambda_n(t) + \mu_n(t)]P_{i,n}(t) + \mu_{n+1}(t)P_{i,n+1}(t), \quad n \geq 1 \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $P_{i,n}(t)$ – вероятность того, что система в момент t находится в состоянии n , при условии, что в момент $t = 0$ она была в состоянии i ($i, n = 0, 1, 2, \dots$); $\lambda_n(t)$ и $\mu_n(t)$ – средние мгновенные интенсивности рождения и гибели частиц в состоянии n в момент t соответственно.

Приближение линейного роста для процесса рождения и гибели применительно реактора, рассмотренное в [3] и более подробно в математическом аспекте в [4], для которого полагают $\lambda_n(t) = \lambda(t) \cdot n + a(t)$ и $\mu_n(t) = \mu(t) \cdot n + b(t)$, позволяет упростить решение уравнений.

Интенсивности $\lambda(t) \cdot n$ и $\mu(t) \cdot n$ в отличие от интенсивностей $a(t)$ и $b(t)$ по определению зависят от размеров системы n . Интенсивности $a(t)$ и $b(t)$ интуитивно должны описывать процессы, связанные с миграцией частиц (нейтронов и делящихся ядер) в реакторе.

В общем случае для математического ожидания числа частиц $M(t)$ в системе в момент времени t на основании соотношений (1) получается дифференциальное уравнение

$$\frac{dM(t)}{dt} = [\lambda(t) - \mu(t)]M(t) + a(t) + b(t) \quad (2)$$

Решение для уравнений такого типа известно (см. [5]). В случае описания реактора исследователь имеет дело с системой «размножающая среда + нейтрон». Для такого случая решение дифференциального уравнения (2) применительно физики теплового ядерного реактора изучается, например, в работах [3,6–8].

Рассматривая математическое описание процесса рождения и гибели нейтрона в реакторе и теорию гармонического осциллятора, решая дифференциальное уравнение второго порядка вида $x'' + (1/\gamma)x' + \omega_0^2 x = 0$, была показана взаимосвязь между квадратом амплитудного фактора $A^2 = x_0^2 e^{t/\gamma}$ и величиной $M(t)$ с точки зрения физического смысла – обе величины определяют состояние системы (отклонение гармонического осциллятора в первом случае и математическое ожидание числа частиц во втором). Таким формальным образом была продемонстрирована возможность рассмотрения взаимодействия нейтрона с размножающей средой теплового ядерного реактора как систему гармонического осциллятора.

Заключение. Следует отметить, что бесконечная система прямых уравнений Колмогорова в формуле (1) с помощью средних мгновенных интенсивностей $\lambda_n(t) = \lambda(t) \cdot n + a(t)$ и $\mu_n(t) = \mu(t) \cdot n + b(t)$ сводится к очень простому уравнению для статистической величины $M(t)$, показанной в формуле (2). Это наглядный пример решения проблемы многих тел для самых разных систем за счёт последовательный теоретических мысленных умозаключений, а не с помощью технических средств.

Благодарности. Данная работы выполнена в рамках задания 3.1.09 «Адаптация модели рождения и гибели частиц для описания взаимодействия нейтрона с размножающей средой на основе ^{235}U и ^{239}Pu » подпрограммы 1.3 «Атомная энергетика и ядерно-физические технологии» ГПНИ «Энергетические системы, процессы и технологии» в лаборатории физики ядерных реакторов научного учреждения «ОИЭЯИ – Сосны».

Литература.

1. Элементы теории марковских процессов и их приложения / А.Т. Баруча-Рид. – Москва: Наука, 1969. – 512 с.
2. Марковские процессы / В.И. Тихонов, М.А. Миронов. – Москва: Советское радио, 1977. – 488 с.
3. Корбут, Т.Н. Тепловой реактор как аналог ADS-систем с внутренним источником нейтронов / Т.Н. Корбут, А.В. Кузьмин, Э.А. Рудак // Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2015. – Vol. 79, № 4. С. 503–511.
4. Kendall D.G. On the Generalized Birth-and-Death Process // Ann. Math. Stat. Institute of Mathematical Statistics. – 1948. – Vol. 19, № 1. P. 1–15.
5. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям / Э. Камке. – Москва: Наука, 1965. – 704 с.
6. Kravchenko, M.O. et al. Analytical description of thermal point-reactor parameters within particles birth and death model / M.O. Kravchenko [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. – 2018. – Vol. 1133, № 1.
7. Korbut, T. Statistical Description for the Decay of an Ensemble of Emitter Nuclei in the Context of a Sub-Poisson Distribution / T. Korbut, E. Rudak, A. Petrovskiy // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. – 2018. – Vol. 82. P. 1308–1314.
8. Kravchenko, M. The functional form of nuclei decay in a thermal point-reactor within the particles' birth and death model / M. Kravchenko [et al.] // EPJ Web Conf. EDP Sciences. – 2019. – Vol. 201. P. 08004.

Полное сечение реакции $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$ в пороговой области энергий в случае неполяризованных частиц

М.Н. Невмержицкий

Институт прикладной физики НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь
Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь
E-mail: nevmerzjhm@gmail.com

Введение. Дейтрон – простейшее ядро, содержащее нейтрон. Малая энергия связи и хорошо известная структура дейтрона по сравнению с более тяжелыми ядрами обеспечивают хорошие условия для изучения нейтрона. Получение прямых данных о фоторождении пиона на нейтроне затруднено из-за нестабильности (время жизни около 15 минут) нейтрона. Таким образом, изучение фоторождения пиона на дейтроне является лучшим способом получения данных об аналогичной реакции на нейтроне. Немаловажной остается и возможность исследования влияния ядерной среды на процесс рождения, предоставляемая реакцией на дейтроне.

До недавнего времени практически все имеющиеся данные по реакции $\gamma d \rightarrow \pi NN$ относились к области энергий $E_\gamma > 200$ МэВ. В работе [1] опубликованы первые измерения полного сечения реакции $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$ в пороговой области энергий реакции $E_\gamma < 160$ МэВ.

1. Модель реакции. Для описания реакции использован диаграммный подход. Учитывались три диаграммы: плосковолновое импульсное приближение, диаграмма с перерассеянием конечных протонов и диаграмма с дополнительным пион-нуклонным перерассеянием (рис. 1).

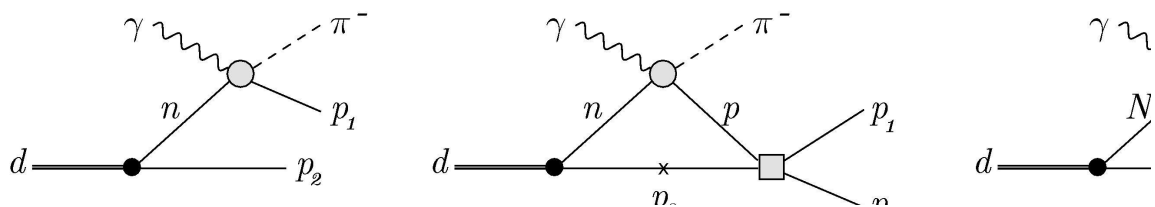


Рис. 1. Диаграммная модель реакции $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$

В расчете диаграмм использована дейтронная волновая функция для CD-Vonn нуклон-нуклонного потенциала [2]. Для описания элементарных амплитуд фоторождения пиона на нуклоне использована модель [3]. Амплитуда pp -рассеяния получена путем решения интегрального уравнения Липпмана-Швингера для CD-Vonn потенциала [2]. Амплитуда πN -рассеяния получена путем решения уравнения Липпмана-Швингера для сепарабельного потенциала из работы [4].

2. Результаты. На рисунке 2 изображены результаты вычислений полного сечения фоторождения π^- -мезона на дейтроне (черные кривые) в сравнении с предсказаниями других групп и экспериментальными данными. Штрихованные линии – плосковолновое импульсное приближение (диаграмма (а)), штрихпунктирная – ПВИП (а) и взаимодействие конечных протонов (б), сплошная кривая – полный расчет. Красные кривые – результаты, представленные в работе [1], синяя кривая – полный расчет из работы [5]. Точки – экспериментальные данные из работы [1].

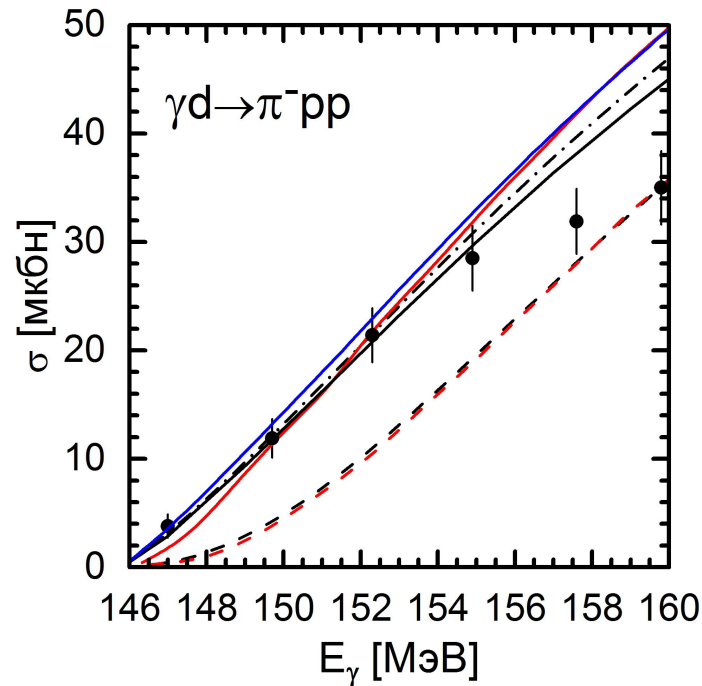


Рис. 2. Полное сечение реакции $\gamma d \rightarrow \pi^- pp$ в пороговой области энергий

Можно видеть, что теоретические расчеты показывают хорошее согласие с экспериментальными данными при энергиях до 155 МэВ. Однако при 158 и 160 МэВ все теоретические предсказания заметно превышают измеренные сечения.

Благодарности. Автор выражает благодарность Е.С. Кокоулиной, М.И. Левчуку, Р.Г. Шуляковскому за помощь и поддержку при выполнении работы. Работа частично поддержана грантом БРФФИ Ф18Д-010 «Поиск новых явлений в ядерных взаимодействиях на детекторе BM@N ускорителя «Нуклотрон»».

Литература.

1. Near-threshold π^- photoproduction on the deuteron / B. Strandberg [et al.] // Phys. Rev. C – 2020. – Vol. 101, № 3 – 035207(7).
2. Machleidt, R. High-precision, charge-dependent Bonn nucleon-nucleon potential / R. Machleidt // Phys. Rev. C – 2001. – Vol. 63, № 2 – 024001(32).
3. A unitary isobar model for pion photo- and electroproduction on the proton up to 1 GeV / D. Drechsel [et al.] // Nucl. Phys. A – 1999. – Vol. 645, Iss. 1 – P. 145–174.
4. Nozawa, S. A dynamical model of pion photoproduction on the nucleon / S. Nozawa, B. Blankleider, T. S. H. Lee // Nucl. Phys. A – 1990. – Vol. 513, Iss. 3–4 – P. 459–510.
5. Near-threshold incoherent pion photoproduction on the deuteron with final-state interaction effects / E. M. Darwish [et al.] // Annals of Physics – 2019. – Vol. 411 – 167990(26).

Двух-фотонное рождение кварк-антикварковых пар в ускорителе LHC

А. Ю. Манько^а

^а *Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь
E-mail: andrej.j.manko@gmail.com*

Введение. Стандартная Модель (СМ) [1-5] взаимодействий была успешно проверена во многих экспериментах, но также в СМ имеются проблемы: много параметров. Для решения проблем СМ были предложены различные её расширения: «новая физика». Для поиска эффектов новой физики и прецизионного измерения параметров СМ можно использовать двух—фотонные процессы [6-8]. В данной статье рассмотрен процесс двух-фотонного рождения кварк-антикварковых пар, который может быть использован для прецизионного исследования механизма адронизации [9]. В данной статье изучался упругий случай в приближении Вайцзеккера-Вильямса [10, 11] для адронных ускорителей.

1 Амплитуды и матричный элемент. Полные и дифференциальные сечения. Процесс рождения кварк-антикварковых пар рассмотрен в лидирующем порядке теории возмущений и однопетлевом приближении в этой статье. Для получения амплитуд, диаграмм и квадрата модуля матричного элемента использовались: пакет FeynArts, пакет FeynCalc и программа Mathematica. В расчетах используется калибровка 'т Хофта-Фейнмана [12]. Для протона функция распределения для γ -квантов в приближении Вайцзеккера-Вильямса можно найти в работе [13]. Моделирование полных и дифференциальных сечений проводилось методом Монте-Карло [14, 15] для чего был создан генератор TwoPhotonGen написанный на C++. Пакет LoopTools использовался для численных расчетов однопетлевых интегралов. Результаты моделирования полных сечений для LHC для процесса $\gamma\gamma \rightarrow u\bar{u}$ представлены в табл.1 и аналогично получаются полные сечения для других кварк-антикварковых пар. Результаты моделирования дифференциальных сечений в зависимости от инвариантной массы пары $u\bar{u}$ на рис. 4, где синяя линия — лидирующий порядок теории возмущений, а красная линия — однопетлевое приближение и аналогичные дифференциальные сечения получаются для других кварк-антикварковых пар.

Таблица 1. Полные сечения для процесса $\gamma\gamma \rightarrow u\bar{u}$.

| \sqrt{s} ТэВ | LO σ пб | NLO σ пб |
|----------------|----------------|-----------------|
| 7.0 | 2.633 | 2.692 |
| 8.0 | 2.757 | 2.821 |
| 13.0 | 3.216 | 3.293 |
| 14.0 | 3.279 | 3.359 |

Заключение. Получены полные и дифференциальные сечения в лидирующем порядке теории возмущений и однопетлевом приближении для упругого случая для процесса двух—фотонного рождения кварк—антикварковых пар в ускорителе LHC. Показано, что полные и дифференциальные сечения в однопетлевом приближении больше чем в лидирующем порядке теории возмущений.

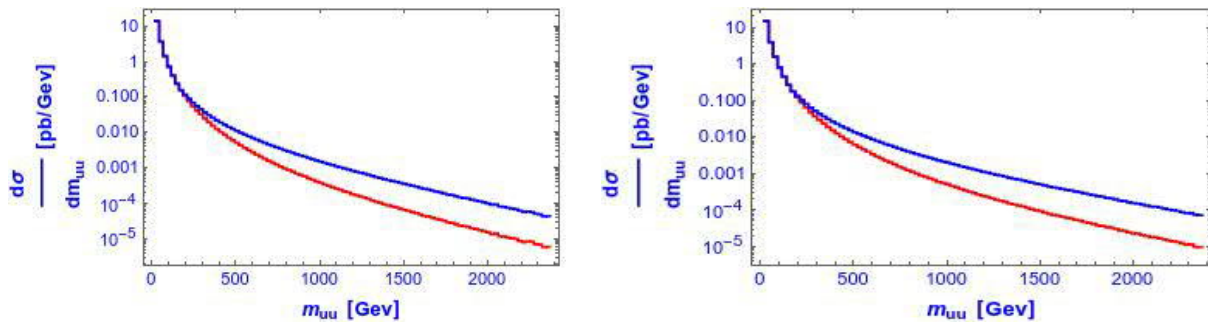


Рис. 1. Дифференциальные сечения в зависимости от инвариантной массы пары $\mu\bar{\mu}$, где слева – при $\sqrt{s} = 7.0$ ТэВ, а справа – при $\sqrt{s} = 8.0$ ТэВ.

Литература.

1. Glashow S. L. Partial-symmetries of weak interaction. / S. L. Glashow//Nucl. Phys. – 1961. – Vol. 22. – No. 4. – P. 579–588.
2. Weinberg S. A model of leptons. / S. Weinberg// Phys.Rev.Lett. –1967. –Vol. 19. –No. 21. –P. 1264—1266.
3. Greiner W. Gauge Quantum Chromodynamics Second Editon. / W. Greiner –Berlin: Springer, 2002 –572 P.
4. Индурайн Ф. Квантовая хромодинамика. / Ф. Индурайн –М.: Мир, 1986 –284 С.
5. Narison S. QCD as a Theory of Hadrons. From Partons to Confinement. / S. Narison – Cambridge: Cambridge, 2004. –813 P.
6. ATLAS Collaboration. Measurement of exclusive $\gamma\gamma \rightarrow l^-l^+$ production in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 7.0$ ТэВ hep-ex: 1506.07098v2.
7. Manko A. On Possibility of Supersymmetric Leptons Observation at ILC and CLIC/ A. Manko, I. Satsunkevich, R. Shulyakovsky//NPCS. -2014. –Vol. 17. –No. 2. - P. 188-193.
8. Marfin I, Shishkina T. Electroweak radiative effects in the process $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ process. Automatic loop calculations using FeynArts, FormCalc, and LoopTools./I. Marfin, T. Shishkina// NPCS. – 2005. – Vol. 8. – No. 4. – P. 409-420.
9. Bo Andersson Recent Developments in the Lund Model[Electronic resource] / Bo Andersson, Sandipan Mohanty, Fredrik Soderberg// Mode of access: <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0212122> - Date of acces: 12.02.2020.
10. Weizsäcker, C.F. Radiation emitted in collisions of very fast electrons/ C.F. Weizsäcker //Z.Phys. – 1934. – Vol.88. – P. 612-625.
11. Williams, E.J. Nature of the high-energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formula / E.J. Williams //Phys. Rev. – 1934. – Vol. 45. – P.729-730.
12. Ченг Т-П., Ли Л-Ф. Калибровочные теории в физике элементарных частиц./Т-П. Ченг, Л-Ф. Ли. – М.: Мир, 1987. – 624 с.
13. Budnev, V.M. The two-photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation. / V.M. Budnev [et al.] // Phys. Rep. – 1975. – Vol. C15.- No. 4. – P. 181-282.
14. Бюклинг К. Кинематика элементарных частиц/ К. Бюклинг, К. Каянти. – М.: Мир, 1975. – 343 с.
15. Stefan Weinzierl. Introduction to Monte-Carlo methods. [Electronic resource]/ Stefan Weinzierl// Mode of access: <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0006269> - Date of access: 12.09.2010.

Диффузия излучения в ультрарелятивистски расширяющейся оболочке

О.Э. Кургузова

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь

E-mail: kuppory@gmail.com

Масштабные космические выбросы энергии взрывного характера называют гамма-всплесками. В соответствии с современными представлениями, длинные гамма-всплески (длительностью более 2 с) предположительно возникают во время вспышки сверхновой, когда быстро вращающаяся массивная звезда коллапсирует, превращаясь либо в нейтронную или кварковую звезду, либо в чёрную дыру; короткие гамма-всплески, вероятно, возникают при слиянии двойных нейтронных звёзд. С целью объяснения процессов, которые могут приводить к гамма-всплескам, было построено множество теоретических моделей. Работа в этой области продолжается до сих пор.

Перенос излучения гамма-всплеска на начальном этапе можно объяснить диффузией излучения. Уравнение переноса излучения для случая ультрарелятивистски расширяющейся оболочки в сопутствующей системе отсчета:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial J}{\partial t} - \frac{\mu}{\Gamma D} \frac{\partial J}{\partial \xi} + \frac{1 - \mu^2}{vt - \xi} \frac{\partial J}{\partial \mu} + 4 \frac{\Gamma \beta}{D} \frac{1 - \mu^2}{vt - \xi} J = \frac{k}{D} (S - J). \quad (1)$$

где J – интенсивность излучения, k – коэффициент поглощения, S – функция источника, $D = [\Gamma(1 - \beta\mu)]^{-1} = \Gamma(1 + \beta\mu)$ – доплеровский множитель, $\beta = v^2/c^2$, $\Gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ – лоренцев множитель, v – скорость оболочки, c – скорость света в вакууме, $\mu = \cos \theta$, θ – угол между направлением из центра оболочки на фотон и направлением на наблюдателя, ξ – глубина от внешней границы оболочки в лабораторной системе.

В случае малых отклонений от изотропности интенсивность может быть представлена в виде функции $J = J_0(t, \xi) + \mu J_1(t, \xi)$. Проинтегрируем приведенное выше уравнение по $Dd\mu$ и по $D\mu d\mu$ в интервале от -1 до 1, с учетом $S = S_0 = J_0$ получим следующие уравнения:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial J_0}{\partial t} + \frac{\beta}{3c} \frac{\partial J_1}{\partial t} - \frac{1}{3\Gamma^2} \frac{\partial J_1}{\partial \xi} + \frac{2}{3} \frac{J_1}{vt - \xi} + \frac{8}{3} \frac{\beta J_0}{vt - \xi} = 0. \quad (2)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial J_0}{\partial t} + \frac{1}{\beta c} \frac{\partial J_1}{\partial t} - \frac{1}{\Gamma^2 \beta} \frac{\partial J_0}{\partial \xi} + \frac{2J_1}{vt - \xi} = -\frac{k}{\Gamma \beta} J_1. \quad (3)$$

В случае диффузии излучения оно распространяется в основном вместе с оболочкой, поэтому J_1 в первом приближении будет обратно пропорциональна квадрату времени, то есть $J_1 = \frac{const}{t^2}$. В приближении ультрарелятивизма $\beta \approx 1$, тогда $v \approx c$, $\xi \ll vt$. Тогда $\frac{2}{vt - \xi} - \frac{2}{\beta ct} = \frac{2\xi}{vt(vt - \xi)} \ll \frac{k}{\Gamma \beta}$ и выражение для J_1 из уравнения (3) запишется как $J_1 = \frac{1}{k\Gamma} \frac{\partial J_0}{\partial \xi} - \frac{\Gamma}{kc} \frac{\partial J_0}{\partial t}$. Так как коэффициент поглощения k обратно пропорционален квадрату радиуса, то $k \approx \frac{const}{t^2}$. В случае непрозрачной оболочки, для которой и применимо диффузионное приближение, $k\xi \gg 1$, также мы примем, что оболочка является фотонно-тонкой, тогда $\xi \Gamma^2 \ll R = ct$, $\xi \ll \frac{R}{\Gamma^2}$. Введем функцию $L = J_0 \left(\frac{t}{t_0}\right)^{8/3}$, откуда $J_0 = L \left(\frac{t_0}{t}\right)^{8/3}$. Известно, что базовая оптическая толщина $\tau_0 = \sigma n_0 R_0$, где σ – поперечное сечение, n_0 – концентрация рассеивающих центров при $r = R_0$. С учетом

этого при подстановке выражения для J_1 в уравнение (2) и отбрасывании малых членов получаем

$$\frac{1}{c} \frac{\partial L}{\partial t} - \frac{c^2 t^2}{3\Gamma R_0 \tau_0} \frac{\partial^2 L}{\partial \xi^2} = 0. \quad (4)$$

Уравнение (4) представляет собой диффузионное приближение уравнения излучения в ультррелятивистски расширяющейся оболочке, которое отличается от классического уравнения диффузии лишь зависимостью коэффициента, стоящего при второй производной по координате, от времени.

Условием применимости уравнения (4) является $J_1 \ll J_0$. На рисунке 1 представлена зависимость значения глубины нахождения фотона ξ , при котором $J_1 = J_0$, от времени. Таким образом, промежуток времени, при котором еще возможно использование диффузионного приближения, удлиняется с увеличением глубины внутри оболочки.

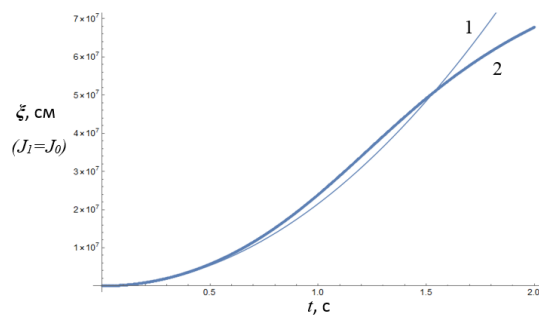


Рис. 1. Зависимость значения ξ , при котором $J_1 = J_0$, от времени (линия 2) в сравнении с графиком квадратичной функции (линия 1)

Зависимость функции L от $T = t/t_d$ (в интервале от 0 до 2) и $X = \xi/l$ (в интервале от 0 до 1), где t_d – время диффузии, l – толщина оболочки, представлена на рисунке 2. Исходя из графика, можно заметить, что скорость уменьшения интенсивности излучения возрастает при приближении значения X к 0 и 1.

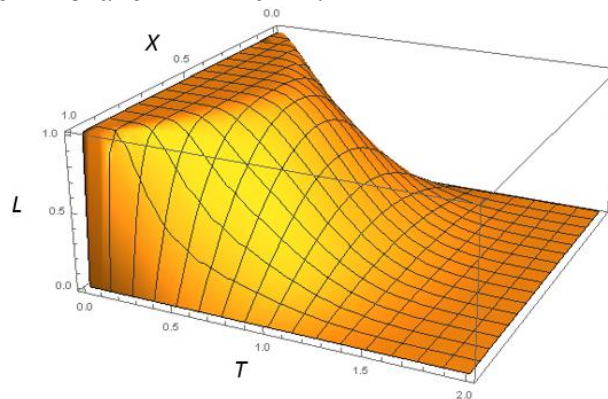


Рис. 2. Зависимость функции L от параметров T и X

Литература.

1. Beloborodov, A. M. Radiative transfer in ultrarelativistic outflows / A.M. Beloborodov // The Astrophysical Journal. – 2011. – Vol. 737, No. 68. – Article 68.
2. Ruffini, R. A theory of photospheric emission from relativistic outflows / R. Ruffini, I. A. Siutsou, G. V. Vereshchagin // The Astrophysical Journal. – 2013. – Vol. 772, No. 11. – Article 11.

К реконструкции относительного движения двойной звезды во внешнем гравитационном поле сверхмассивной черной дыры по красному смещению электромагнитного спектра ее излучения

С. О. Комаров^{a, b}

^a Белорусский государственный университет, пр Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь.

^b ICRA Net-Minsk, Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь

E-mail: staskomarov@tut.by

Введение. Из результатов многолетних астрофизических наблюдений хорошо известно, что в центре нашей Галактики находится сверхмассивная черная дыра массой $M = 4 \cdot 10^6 M_{\odot}$, где M_{\odot} – масса Солнца [1,2]. Изучение электромагнитного излучения звезд, движущихся в окрестности сверхмассивной черной дыры, позволяет проверять различные теории гравитации, а также исследовать процессы в центре Галактики.

Матеметическая модель. Рассмотрим двойную звезду, движущуюся во внешнем гравитационном поле сверхмассивной черной дыры (см. также [3]). Звезды будем считать материальными точками, имеющими массы m_1 и m_2 . Пусть одна из звезд (массой m_1) может быть наблюдаема. Тогда красное смещение ее электромагнитного спектра $z(t)$ в момент времени наблюдателя t (см. [3]):

$$z(t) = (1 + z_0(t)) \left(1 + \frac{m_2}{c(m_1+m_2)} \frac{d}{dt} (n^{(\alpha)} x_{(\alpha)}) \right), \quad (1)$$

где $z_0(t)$ – красное смещение спектра воображаемого источника, находящегося в центре масс системы. Координаты Ферми излучающей звезды $x^{(\alpha)}(t)$ и компоненты единичного волнового вектора $n^{(\alpha)}(t)$ вычисляются на основе уравнений движения и решения граничной задачи для изотропной геодезической, соответственно (см. [3]). На Рис. 1. представлен пример красного смещения спектра, вычисленного по формуле (1).

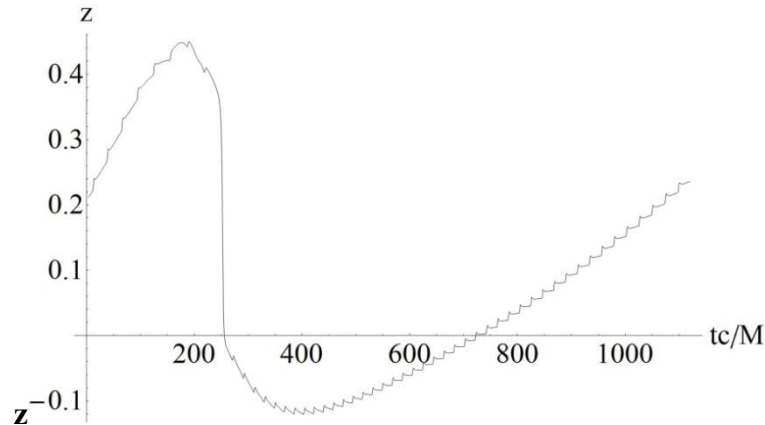


Рис. 1. Красное смещение электромагнитного спектра источника в двойной системе, во внешнем поле вращающейся черной дыры. Параметры орбиты следующие: $a = 0,1 M$, $L = 4,9 M$, $Q = 3,0 M$, $E = 0,98$, $m_1 = 8,9 \cdot 10^{-7} M$, $m_2 = 4,5 \cdot 10^{-7} M$, $x^{(\alpha)}(0)/M = \{0; 0,04, 0\}$, $\frac{v^{(\alpha)}(0)}{Mc} = \{0,002; 0; 0,002\}$.

Обратная задача. Для астрофизических приложений более интересна обратная задача, заключающаяся в реконструкции движения двойной звезды, по известным данным красного смещения ее спектра. В данной работе рассмотрено решение

обратной задачи для относительного движения компонент двойной звезды. Сложность решения обратной задачи во многом определяется числом неизвестных параметров. В нашем случае их 12 (E, L, Q, i_r, τ_c – параметры движения центра масс; $e, T, M_2, \omega_r, i_r, \zeta, \tau_r$ – параметры относительного движения). Для упрощения задачи в данной работе предложен метод разбиения полного красного смещения, полученного при наблюдениях, на две функции: красного смещения центра масс $z_0(t)$ и красного смещения для относительного движения компонент $z_r(t)$. Из (1) получим соотношение

$$c \int_{T_1}^{T_2} \left(\frac{1+z(\tau)}{f(t(\tau))} - 1 \right) d\tau \approx n_{(\alpha)} x^{(\alpha)} \Big|_{T_1}^{T_2} + c(T_2 - T_1) \cdot O\left(\frac{\rho^2}{M^2}, \frac{v^2}{c^2}\right). \quad (2)$$

Здесь τ – собственное время источника, $f(t) \approx 1 + z_0(t)$ – неизвестная функция. Моменты времени T_1 и T_2 удобно выбрать таким образом, чтобы они отличались на целое число квазипериодов относительного движения T , который, в свою очередь, может быть найден непосредственно из графика $z(t)$. В этом случае получим

$$\int_{t_q}^{t_{q+1}} \frac{dt}{f(t)} = T, \text{ для } q = 0, 1, \dots, N. \quad (3)$$

Уравнение (3) используется для установления вида функции (3) (см. [4]). Так как относительное движение компонент близко к ньютоновскому, то для решения поставленной задачи достаточно воспользоваться известными методами (например, метод Лемана-Филеса (см., напр. [5])). Результаты вычислений приведены в таблице 1.

Таблица 1. Результаты решения обратной задачи для относительного движения.

| Параметр | Модельное значение | Реконструированное значение |
|--|--------------------|-----------------------------|
| Эксцентриситет, e | 0,68 | 0,58 |
| Квазипериод, T | 20,268 М/с | 20,264 М/с |
| Функция масс, M_2 | 0,0062 $M^{1/3}$ | 0,0066 $M^{1/3}$ |
| Долгота перицентра, ω_r | 1,56 рад | 1,32 рад |
| Время прохождения перицентра, τ_0 | 310.6 М/с | 309.9 М/с |
| Орбитальное наклонение, i | 1,55 рад | 1,31 рад |
| Позиционный угол, ζ | 1,72 рад | 3,05 рад |

Литература.

1. Eisenhauer, F. The Galactic Center massive black hole and nuclear star cluster / F. Eisenhauer, R. Genzel and S. Gillessen. // – Rev. Mod. Phys. – 2010. – Vol. 82. – P. 3121-3195.
2. Gillessen, S. Monitoring stellar orbits around the massive black hole in the Galactic Center / S. Gillessen, F. Eisenhauer, S. Trippe et. al. // – Astrophys. J. – 2009. – Vol. 692. – P. 1075-1109.
3. Komarov, S. Redshift of a compact binary star in the neighborhood of a supermassive black hole / S. Komarov, A. Gorbatsievich and A. Tarasenko. // – General Relativity and Gravitation. – 2018. – Vol. 50. – №10 – P. 132.
4. Komarov, S. Reconstruction of relative motion of a binary star in the vicinity of black hole by its redshift / S. Komarov and A. Gorbatsievich. // – Int. J. Mod. Phys. A. – 2020 – P. 2040052
5. Черепашук, А. М. Тесные двойные звезды. / А. М. Черепашук. – в 2-х частях, Ч. 1. – 2013. – 560 с.

Энергетические уровни в цилиндрических квантовых нанотрубках с конечными потенциальными ямами

А.Г. Гулямов¹, А.Б. Давлатов¹, Х.Н. Жураев¹

¹Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз, 100084 Ташкент, Узбекистан.

E-mail: abror.davlatov.2012@mail.ru

1. Введение. За последние годы проведено множество работ по расчету энергии электронов и дырок в квантовых ямах на основе гетероструктур InP/InAs/InP, это обусловлено тем, что на сегодняшний день создание приборов нового поколения во многом зависит от полупроводниковых наноструктур. В работах [1],[2] приведены различные технологии выращивания квантовых нитей и получены нанонити различных размеров. В работе [3] экспериментально получена нанотрубка и показано что площадь ее поперечного сечения в форме шестиугольника.

2. Аналитический метод расчета энергии электрона в цилиндрической квантовой нанотрубке с конечной высотой потенциальной ямы. Уравнение Шредингера в цилиндрической системе координат в данном случае выглядит следующим образом

$$-\frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \frac{\rho}{m(\rho)} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) f(\mathbf{r}) + U(\mathbf{r})f(\mathbf{r}) = Ef(\mathbf{r}). \quad (1)$$

По этому уравнение (1) будем решать для радиальной волновой функции.

$$\psi(\rho) = \begin{cases} B_1 I_1(\gamma_B \rho), & 0 < \rho < R_1 \\ A_2 J_1(k_A \rho) + B_2 N_1(k_A \rho), & R_1 \leq \rho \leq R_2 \\ A_3 K_1(\gamma_B \rho), & R_2 < \rho \end{cases} \quad (2)$$

Применив граничные условия к радиальной волновой функции, получим следующее трансцендентное уравнение.

$$\frac{\frac{m_A}{m_B} J_1(k_A R_1) I_1'(\gamma_B R_1) - J_1'(k_A R_1) I_1(\gamma_B R_1)}{\frac{m_A}{m_B} J_1(k_A R_2) K_1'(\gamma_B R_2) - J_1'(k_A R_2) K_1(\gamma_B R_2)} = \frac{N_1'(k_A R_1) I_1(\gamma_B R_1) - \frac{m_A}{m_B} N_1(k_A R_1) I_1'(\gamma_B R_1)}{N_1'(k_A R_2) K_1(\gamma_B R_2) - \frac{m_A}{m_B} N_1(k_A R_2) K_1'(\gamma_B R_2)}. \quad (3)$$

Трансцендентное уравнение (3) позволяет провести расчет энергии электронов и дырок в цилиндрических квантовых нанотрубках с конечной потенциальной ямой.

3. Метод конечных разностей расчета энергии электрона в цилиндрической квантовой нити и в квантовой нанотрубке с конечной высотой потенциальной ямы. Мы попробуем решить уравнение (1) тем же методом для непараболического закона дисперсии. Отсюда получим

$$\psi(\rho + \delta\rho) = \frac{8 \left\{ \frac{(\delta\rho m(\rho))^2}{\hbar^2} [V(\rho) - E] + m(\rho) \right\}}{\left\{ 2m(\rho) \left(2 + \frac{\delta\rho}{\rho} \right) - m(\rho + \delta\rho) + m(\rho - \delta\rho) \right\}} \psi(\rho) - \frac{\left\{ 2m(\rho) \left(2 - \frac{\delta\rho}{\rho} \right) + m(\rho + \delta\rho) - m(\rho - \delta\rho) \right\}}{\left\{ 2m(\rho) \left(2 + \frac{\delta\rho}{\rho} \right) - m(\rho + \delta\rho) + m(\rho - \delta\rho) \right\}} \psi(\rho - \delta\rho) \quad (4)$$

Если для волновых функций известны значения $\psi(\rho - \delta\rho)$ и $\psi(\rho)$, то с помощью (4) можно определить значение $\psi(\rho + \delta\rho)$ для произвольной энергии.

4. Анализ полученных результатов. Это позволяет получить идеальную гетероструктуру используя эти материалы. Для учета непараболичности зоны воспользуемся моделью Кейна [4],[5].

$$m_{InPi}(E) = m_{0InPi} (1 + \alpha_{InPi}(E - V(\rho))) \quad (5)$$

Полученное выражение (3) позволяет рассчитывать энергию в цилиндрических нанотрубках с внутренним и внешним радиусом R_1 и R_2 соответственно. Проведено сравнение полученных результатов по выражению (3) и по выражению (4) (рис. 1,2). Расчеты выполнены с учетом непараболичности зон с помощью выражения (5).

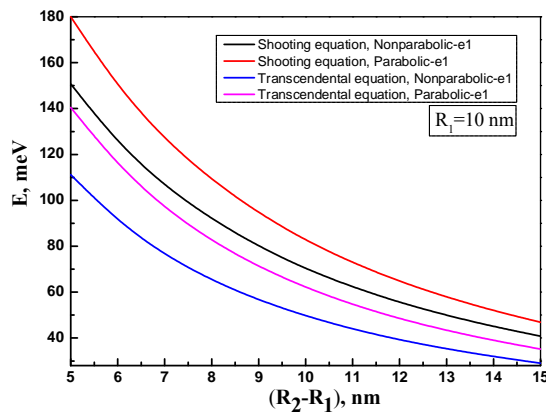


Рис. 1. Зависимость энергии электрона от толщины слоя цилиндрической квантовой нанотрубки с конечным потенциалом

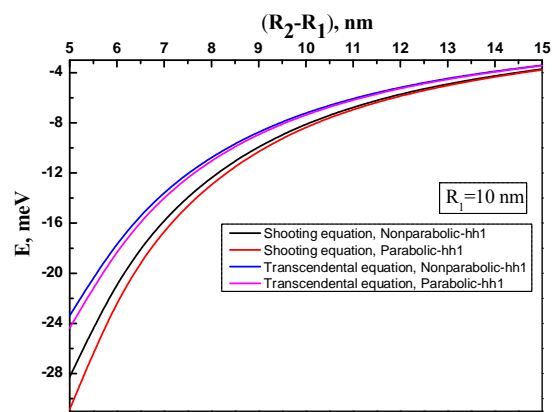


Рис. 2. Зависимость энергии тяжелой дырки от толщины слоя цилиндрической квантовой нанотрубки с конечным потенциалом

Литература

1. P. Mohan, J. Motohisa, T. Fukui. / Controlled growth of highly uniform, axial/radial direction-defined, individually addressable InP nanowire arrays // *Nanotechnology* 16 (2005) 2903–2907. doi:10.1088/0957-4484/16/12/029.
2. J. Motohisa, J. Noborisaka, J. Takeda, M. Inari, T. Fukui. / Catalyst-free selective-area MOVPE of semiconductor nanowires on (111)B oriented substrates // *J. Cryst. Growth* 272 (2004) 180–185. doi:10.1016/j.jcrysgro.2004.08.118.
3. P. Mohan, J. Motohisa, T. Fukui. / Realization of conductive InAs nanotubes based on lattice-mismatched InP/InAs core-shell nanowires // *Appl. Phys. Lett.* 88, 013110 (2006); doi: 10.1063/1.2161576.
4. E. Kane. / Band structure of indium antimonide // *J. Phys. Chem. Solids.* 1, 249 (1957); doi: 10.1016/0022-3697(57)90013-6.
5. J. Davies. / Properties of important semiconductors. In *The Physics of Low-dimensional Semiconductors: An Introduction* // (pp. 410-411). Cambridge: Cambridge University Press. (1997). doi:10.1017/CBO9780511819070.014.

Radiation-induced interaction potential of two qubits strongly coupled to a resonant quantum field

N. Q. San, A. U. Leonau, O. D. Skoromnik, I.D. Feranchuk

Belarusian State University, 220030 Minsk, Belarus

Introduction. The quantum Rabi model (QRM) is widely used to describe the interaction of a two-level system (qubit) with a single-mode electromagnetic field in a cavity. The generalization of this model for a two-qubit system (the Tavis-Cummings model) was considered in many papers (for example, [1]) where it was assumed that the distance between the qubits $\rho = |\vec{R}_1 - \vec{R}_2|$ was small compared to the resonance radiation wavelength $\rho \ll \lambda$. At the same time, in order to study the processes of quantum electrodynamics in a cavity a system of two atoms was recently experimentally considered and the positions of both atoms were varied in a fairly wide range by using the optical tweezers [2]. In the present work we consider a theoretical description of the dependence of the energy levels of such a system on the value ρ . In the optical range of resonant radiation, the scale of ρ changes by three orders of magnitude exceeding the characteristic atomic size $\rho \gg a_0$. Therefore, the interaction of each atom with radiation can be considered in the dipole approximation based on QRM. In the adiabatic approximation, the energy levels of a coupled qubit-photon system can be considered as the potential surfaces (terms) which appear as a radiation-induced interaction potential that determines the relative motion of qubits. Characteristics of this potential depending on the coupling constant of qubits with a resonant field are investigated.

1. Construction of a model Hamiltonian. The Hamiltonian of a system of two identical qubits with masses M and coordinates $\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2$ within the dipole approximation for the interaction operator of each atom with a single-mode quantum field can be deduced as the generalization of QRM [3] (here we adopt the system of units $\hbar = c = 1$):

$$\hat{H} = -\frac{1}{2M}(\Delta_{\mathbf{R}_1} + \Delta_{\mathbf{R}_2}) + \frac{\tau}{2}(\sigma_z^1 + \sigma_z^2) + \omega f [(a e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}_1} + a^\dagger e^{-i\mathbf{k}\mathbf{R}_1})\sigma_x^1 + (a e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}_2} + a^\dagger e^{-i\mathbf{k}\mathbf{R}_2})\sigma_x^2] + \omega a^\dagger a + V_a(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2), \quad (1)$$

where $f = e_0 \omega \Delta d \sqrt{\frac{2\pi}{\omega^3 V}}$; V is the volume of resonator; τ is the frequency of the resonant transition between states $\chi_\uparrow, \chi_\downarrow$ with dipole matrix element d ; e_0, m_0 are the charge and mass of the electron, respectively; ω, \mathbf{k} are the photon frequency and wave vector of the resonant mode; $V_a(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2)$ is the interatomic potential specified by the exchange and dipole-dipole interactions; Δ is the Laplace operator.

After performing the translational shift of the system with respect to the coordinate of the center of mass using the Lee-Low-Pines transformation, the model Hamiltonian (1) can be written as follows:

$$\hat{H}' \approx \frac{\mathbf{P}^2}{4M} - \frac{1}{M}\Delta_\rho + \frac{\tau}{2}(\sigma_z^1 + \sigma_z^2) + \omega f [(a e^{i\mathbf{k}\rho/2} + a^\dagger e^{-i\mathbf{k}\rho/2})\sigma_1^1 + (a e^{i\mathbf{k}\rho/2} + a^\dagger e^{i\mathbf{k}\rho/2})\sigma^2] + \omega a^\dagger a, \quad (2)$$

where \mathbf{P} is the total momentum of the system being its integral of motion; $\rho = \mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2$.

2. The interaction potential of two qubits and its numerical analysis. One can deduce the interaction potential of two qubits by means of solving the corresponding

Schrödinger equation with Hamiltonian (2) in the coordinate system with the x-axis being directed along the vector \mathbf{k} (we consider in units of the photon energy):

$$U_\nu(x) = \omega u_\nu(x);$$

$$\left\{ \frac{\delta}{2} (\sigma_z^1 + \sigma_z^2) + f [(ae^{i\phi} + a^+ e^{-i\phi}) \sigma_x^1 + (ae^{-i\phi} + a^+ e^{i\phi}) \sigma_x^2] + a^+ a \right\} \Psi_\nu = u_\nu(x) \Psi_\nu \quad (3)$$

where index ν describes the whole set of quantum numbers of the atomic-photon system; $\phi = \pi x / \lambda$ and $\delta = \tau / \omega$.

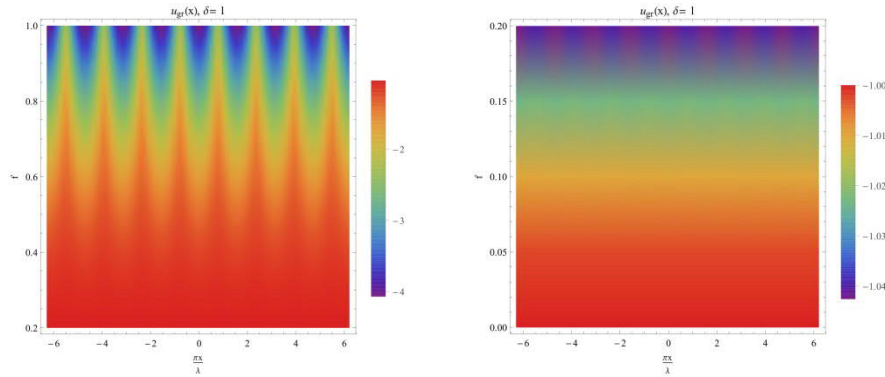


Fig. 1. Map of the potential surface for the ground state of the system

One of the consequences caused by the dependence of the energy of the states of the system on the distance between the qubits can be observed as the change on the frequencies of transitions between the terms at different values of x .

$$\Omega_{\nu_2 \nu_1} = \omega [u_{\nu_2}(x) - u_{\nu_1}(x)] \quad (4)$$

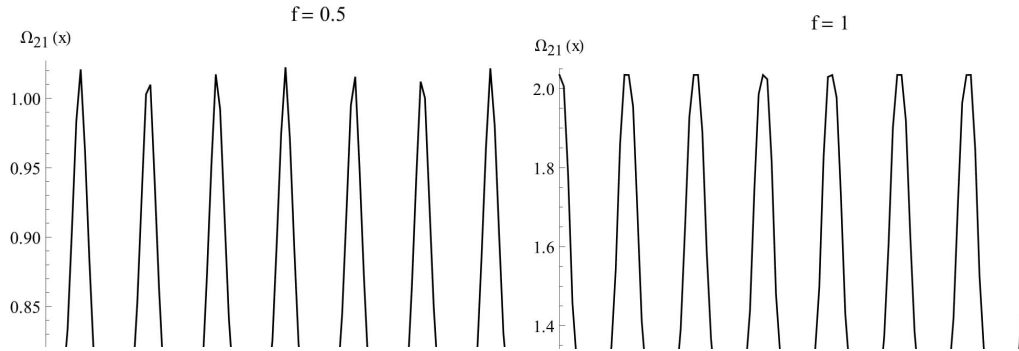


Fig. 2. Frequencies of transitions between terms at different values of x

Conclusion. In the present work the generalization of the quantum Rabi model for the case of two qubits separated by distance of the order of magnitude of the wavelength of the resonant radiation is considered. The terms that specify the radiation-stimulated interaction potentials of these qubits caused by their relative motion are numerically obtained.

References.

1. Agarwal S., Hashemi Rafsanjani S.M., Eberly J.H. / Tavis-Cummings model beyond the rotating wave approximation: Quasidegenerate qubits // Phys.Rev.A. – 2012. – Vol. 85 – P. 043815.
2. Samutpraphoot P. [et al.] / Strong Coupling of Two Individually Controlled Atoms via a Nanophotonic Cavity // Phys.Rev.Lett.-2020. – Vol. 124 – P. 063602.
3. Di Stefano O. [et al.] / Resolution of gauge ambiguities in ultrastrong-coupling cavity quantum electrodynamics // Nature Physics – 2019. – Vol.15. – P. 803–808.

Особенности эволюции резонансно возбуждаемого кубита без использования приближения вращающейся волны

А. В. Ефимова

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь
E-mail: efimovaalexandra@yandex.ru*

Аннотация. На основе решения квантового управляющего уравнения, не использующего приближения вращающейся волны, проведено исследование динамики кубита (двухуровневой системы), подверженного спонтанному распаду и возбуждаемого когерентным резонансным полем. Показана трансформация точек «касп»-сингулярностей [1-3] на траекториях вектора Блоха при увеличении скорости спонтанного распада. Обнаружено существование предельного цикла при временах, превышающих время спонтанного затухания.

Предположим, что атом взаимодействует с многими модами поля, образующими многомодовый резервуар. Оператор Гамильтона такой системы имеет вид

$$\hat{H} = \hbar\omega_0\hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_- + \hbar\sum_k\omega_k\hat{a}_{k+}\hat{a}_k + \hbar\sum_k g_k(\hat{a}_{k+}\hat{\sigma}_- + \hat{a}_k\hat{\sigma}_+). \quad (1)$$

Проводя усреднение уравнением фон Неймана $\frac{d\hat{\rho}(t)}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}(t), \hat{\rho}(t)]$ [4] по состояниям мод резервуара, в предположении, что одна мода поля из континуума мод резервуара находится в когерентном состоянии, а все остальные – в вакуумном, получим управляющее уравнение для матрицы плотности атома, которое в представлении взаимодействия имеет вид

$$\frac{d\hat{\sigma}(t)}{dt} = K_0([\hat{\sigma}_-, \hat{\sigma}(t)\hat{\sigma}_+] + [\hat{\sigma}_-, \hat{\sigma}(t)]) - \frac{i}{\hbar}[\hat{V}_{\text{возм}}(t), \hat{\sigma}(t)], \quad (2)$$

где $\hat{V}_{\text{возм}}(t) = v_0\cos\omega t(\hat{\sigma}_+e^{i\omega t} + \hat{\sigma}_-e^{-i\omega_0 t})$ – оператор когерентного возмущения двухуровневого атома с частотой перехода ω_0 модой поля с частотой ω в представлении взаимодействия, $\hat{\sigma}_{\pm}$ – спиновые операторы Паули.

Согласно (2) уравнения для компонент вектора Блоха [5] $x = \text{Re}\rho_{12}$, $y = -\text{Im}\rho_{12}$ $z = (\rho_{22} - \rho_{11})/2$ приводятся к виду

$$\begin{aligned} \dot{x} &= -\kappa x - \beta\sin 2\alpha\tau x + (1 - \alpha)y, \\ \dot{y} &= -\kappa y + \beta(1 + \cos 2\alpha\tau)z - (1 - \alpha)x, \\ \dot{z} &= -\kappa(1 + 2z) + \beta\sin 2\alpha\tau x - \beta(1 + \cos 2\alpha\tau)y, \end{aligned} \quad (3)$$

где введены безразмерные параметры $\tau = \omega_0 t$, $\beta = v_0/\hbar\omega_0$, $\alpha = \omega/\omega_0$, а также $\kappa = K_0/\omega_0$.

Из рисунка 1 видно, что при $\kappa = 0.01$ в отличие от случая $\kappa = 0$ траектория вектора покидает поверхность сферы Блоха [1, 5] в силу соотношения

$$\frac{d}{d\tau}(x^2 + y^2 + z^2) = -2\kappa(x^2 + y^2 + z + 2z^2). \quad (4)$$

Для случая происходит исчезновение особых точек, так называемых точек «касп»-сингулярностей, которые в ходе эволюции сглаживаются. При времени τ , превышающем время порядка N/κ , где $N \approx 3$ наблюдается выход траектории на предельный цикл.

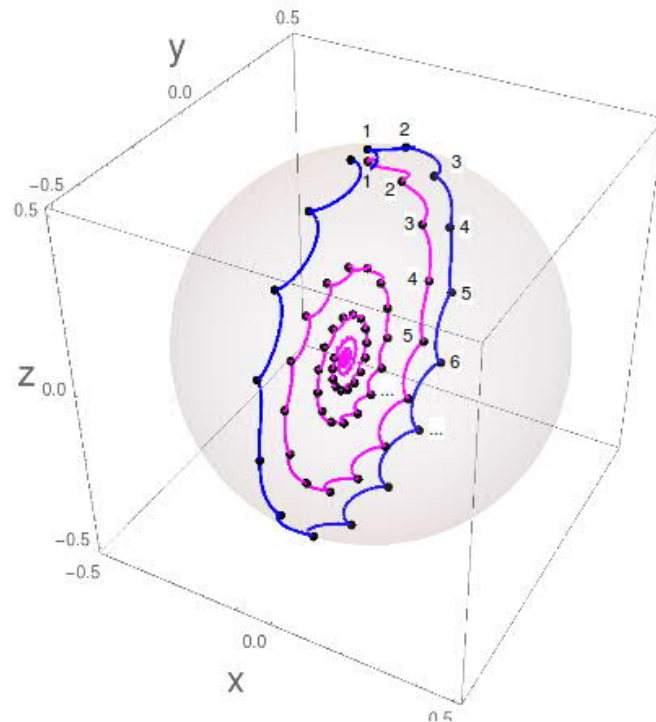


Рис. 1. Эволюции траекторий вектора Блоха для случая точного резонанса ($\alpha = 1$) и $\beta = 0.13$ при отсутствии ($\kappa = 0$ – синяя кривая), и при наличии спонтанного распада ($\kappa = 0.01$ – пурпурная кривая). Точками отмечены моменты времени τ , равные $\pi/2\alpha + \pi/\alpha \cdot n$, ($n + 1$) соответствует номеру точки на траектории. Для случая ($\kappa \neq 0$) наблюдается выход траектории вектора Блоха на предельный цикл.

Литература.

1. Benenti, G. Nonperturbative interpretation of the Bloch vector's path beyond the rotating-wave approximation / G. Benenti, S. Succi, G. Strini // Phys. Rev. A. – 2013. – Vol. 88. – P. 033814-1–033841-8.
2. Ефимова, А. В. Сингулярность траекторий блоховского вектора без использования приближения вращающейся волны / А. В. Ефимова // Современные проблемы физики: междунар. шк.-конф. молодых ученых и специалистов, Минск, 8–10 июня 2016 г. / Нац. акад. наук Беларуси, Ин-т физики им. Б. И. Степанова; редкол.: В. В. Машко [и др.]. – Минск, 2016. – С. 41–45.
3. Ефимова, А. В. Касп-сингулярность траектории блоховского вектора кубита во внешнем периодическом световом поле / А. В. Ефимова // Вес. Нац. акад. наук Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. – 2018. – Т. 54, No 1. – С. 62–68.
4. Могилевцев, Д. С. Методы квантовой оптики структурированных резервуаров / Д. С. Могилевцев, С. Я. Килин. – Минск : Белорус. Наука, 2007. – 174 с.
5. Зубайри, М. С. Квантовая оптика: пер. с англ. / М. О. Скалли, М. С. Зубайри ; под ред. В.В. Самарцева. – Москва : ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 512 с.

Оптика, лазерная физика и оптические технологии

Абляция кремния в воздухе при моно- и бихроматическом лазерном воздействии на длинах волн 355 и 532 нм

В.В. Лычковский, А.Н. Чумаков

Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, 220072, г. Минск, просп. Независимости, 68-2; e-mail: v.luchkouski@dragon.bas-net.by

Введение. Лазерное воздействие на пластины кремния активно исследуется для выявления эффективных режимов их модификации и обработки в связи с широким использованием кремния в микроэлектронике [1–4]. При наносекундном лазерном воздействии на кремний формируются лазерные кратеры с выбросом частиц, что послужило основанием для рассмотрения взрывного кипения в качестве механизма выноса массы [1,3,4]. При фемтосекундном лазерном воздействии на кремний выявлены аморфизация, плавление, рекристаллизация, испарение, абляция и образование периодических структур [2]. Показано, что лазерные импульсы короче 500 фс не дают преимуществ для обработки кремния. Результаты лазерного воздействия на материалы зависят от многих параметров, включая длину волны воздействующего излучения. Поэтому использование бихроматического лазерного излучения позволяет влиять на эффективность лазерной абляции материалов и образования приповерхностной плазмы [5].

Цель настоящей работы состояла в определении особенностей лазерной абляции кремния в атмосферном воздухе при его облучении наносекундными импульсами монохроматического и бихроматического излучения с длинами волн 355 и 532 нм в широком диапазоне параметров и выявлении режимов эффективного удельного выноса массы и образования эрозионной плазмы.

Техника эксперимента. Установка создана на основе двух Nd:YAG лазеров (Lotis ТП LH-2132, Lotis ТП LH-2137) и системы синхронизации, обеспечивающей генерацию парных наносекундных импульсов лазерного излучения (ЛИ) с длинами волн 355 и 532 нм длительностью 18 и 15 нс соответственно, следующих с регулируемым временным интервалом между ними и управляемым порядком их следования. Соосный пучок излучения обоих лазеров формировался с помощью спектроделителя и фокусировался ахроматическим объективом ($f = 150$ мм) на поверхности кремниевой пластины толщиной 180 мкм в пятно диаметром 200 мкм ($\lambda = 355$ нм) и 250 мкм ($\lambda = 532$ нм). Форма импульсов лазерного излучения регистрировалась фотоприемником 11HSP-V2 (Standa) на осциллографе Wave Surfer 510R с полосой пропускания 1 ГГц. Энергия лазерных импульсов измерялась прибором Ophir с измерительной головкой PE25BF-DIF-V2 ROHS. Эмиссионные спектры лазерной плазмы регистрировались с помощью спектрометра SL40-2 (SOL instruments).

Результаты и их обсуждение. Нелинейный характер экспериментальных зависимостей удельного выноса массы от интенсивности излучения q на обеих длинах волн (рис. 1) свидетельствует о смене механизма абляции кремния. Так при $q_{355} \sim 1$ ГВт/см² (кривая 1, $\lambda = 355$ нм,) спад эффективности удельного выноса массы сменяется ростом с последующим насыщением. На тыльной стороне облучаемой пластинки кремния появляется откольное разрушение диаметром ~ 500 мкм.

Подобная картина наблюдалась и при воздействии ЛИ 532 нм (кривая 2), при этом переход от спада к локальному росту выноса массы происходил при $q_{532} = 2$ ГВт/см². Вероятно, на первых участках кривых (до значений интенсивностей 1 и 2 ГВт/см² для $\lambda=355$ и 532 нм соответственно) реализуется режим плавления-испарения, а при $q > 2$ ГВт/см² добавляется хрупкое разрушение с отколом.

При бихроматическом лазерном воздействии удельный вынос массы кремния зависит от временного интервала между импульсами и порядка их следования (рис. 2, отрицательные значения интервала соответствуют опережающему воздействию излучения с $\lambda=355$ нм). Особенно эффективным оказалось лазерное воздействие с параметрами $q_{355} = 1,9$ ГВт/см², $q_{532} = 3,5$ ГВт/см², а также $q_{355} = 1$ ГВт/см², $q_{532} = 1,94$ ГВт/см² (рис. 2). При этом бихроматическое лазерное воздействие сопровождалось откольным разрушением на тыльной стороне мишени [6].

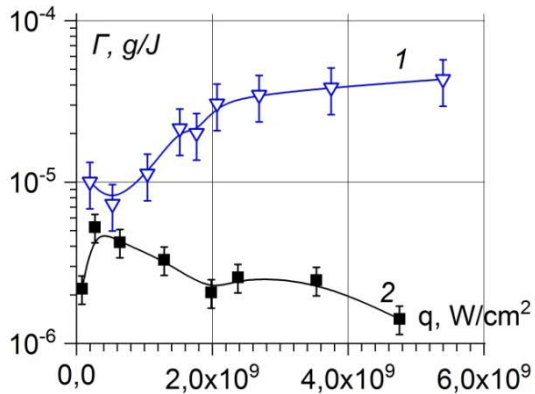


Рисунок 1. Удельный вынос массы кремния в зависимости от интенсивности ЛИ с длинами волн 355 нм (1) и 532 нм (2).

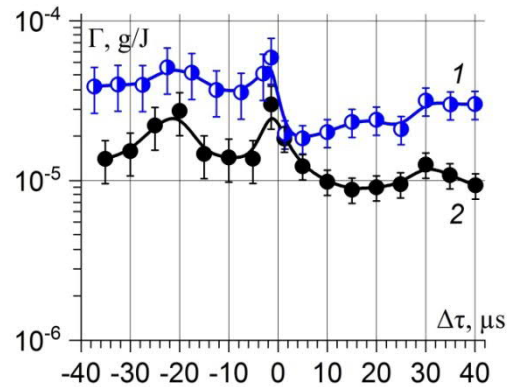


Рисунок 2. Удельный вынос массы кремния в зависимости от интервала между импульсами облучения при $q_{355} = 1,9$ и $q_{532} = 3,5$ ГВт/см² (1), и $q_{355} = 1,0$ и $q_{532} = 1,94$ ГВт/см² (2).

Локальные максимумы удельного выноса кремния (рис. 2) при временных интервалах между лазерными импульсами -20 мкс, -3 мкс и +30 мкс коррелировали с ростом отношения интенсивности спектральной линии Si II (412,9 нм) как к атомной линии Si I (288,2 нм), так и к азотной N II (501,1 нм), что может указывать на существенный разогрев продуктов разрушения от первого импульса вторым, а также на повышение интенсивности линий N II в области положительных интервалов.

Явление откола при бихроматическом лазерном воздействии возникает до образования сквозного отверстия. При монохроматическом воздействии излучения 532 нм подобного явления не наблюдалось, а при воздействии излучения 355 нм откол наблюдался лишь при большом числе импульсов (более 20).

Заключение

Экспериментально исследована лазерная абляция кремния в воздухе и выявлена нелинейная зависимость удельного выноса массы от плотности мощности лазерного излучения, временного интервала и порядка следования бихроматических наносекундных лазерных импульсов с длинами волн 355 и 532 нм и плотностью мощности излучения от 0,2-до 5 ГВт/см². Установлен ряд особенностей абляционного и откольного разрушения облучаемых плоских мишеней, усиливающегося при воздействии на кремний парных бихроматических лазерных импульсов.

Литература

1. Yoo J.H., Jeong S.H., Greif R. et al. J. Appl. Phys., **88** (2000), 1638.
2. Bonse J., Baudach S. et al. Applied Physics A, **74** (2002) 19–25.
3. James M. Bovatsek et al. Proc. SPIE 7585, 75850K (February 23, 2010).
4. Galasso G., et al. J. of Applied Physics, **117**, 123101 (2015).
5. Chumakov A.N., et al. High Temp. Material Proces., **18**(4) (2014) 269-272.
6. Савенков Г.Г. Журнал технической физики, **72**, №12 (2002) 44-48.

Спектральные свойства плазмонных металло-органических наноструктур

Е.А.Барбарчик

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь

E-mail: kabanovich.ek@gmail.com

В настоящее время активно исследуются различного вида наноструктуры, содержащие в своем составе металлические плазмонные наночастицы. Такие системы характеризуются наличием полос поверхностного плазмонного резонанса поглощения (ППРП) в видимом диапазоне и являются перспективными для целого ряда практических приложений. Для прозрачных матриц характеристики полосы ППРП зависят от многих факторов. В частности, при увеличении размера частиц или показателя преломления среды наблюдается длинноволновый сдвиг максимума полосы ППРП [1]. Плотная упаковка и ближний порядок в расположении плазмонных наночастиц приводят к электромагнитным взаимодействиям между ними, что сопровождается концентрационным длинноволновым сдвигом полосы ППРП [2].

Многие матрицы характеризуются наличием поглощения в видимом диапазоне. Важно знать, как оно влияет на оптические характеристики металлической наночастицы в области полосы плазмонного резонанса, а также на проявление коллективных электродинамических взаимодействий в плотноупакованных металло-диэлектрических и металло-органических наноструктурах.

В настоящей работе рассматриваются спектральные свойства металло-органических плазмонных наноструктур, в которых плотноупакованные нанослои серебра с размерами частиц порядка 50 нм закрыты тонкими пленками родамина 6G и родамина С.

На рис. 1а приведены спектры оптической плотности коллоидных растворов серебра в воде. Весовое содержание металла изменялось в пределах $(0.2, 0.3, 0.44) \times 10^{-3} \%$. Толщина кюветы составляла 1 см. Видно, что спектральное положение максимума полосы ППРП остается практически неизменным при увеличении концентрации раствора, поскольку частицы в растворах использованных концентраций расположены на больших расстояниях друг от друга, и в таких системах проявляется локализованный плазмонный резонанс. Для плотноупакованных монослоев наночастиц серебра, сформированных из коллоидных растворов на стеклянных подложках, наблюдается длинноволновый концентрационный сдвиг максимума полосы ППРП (рис. 1б),

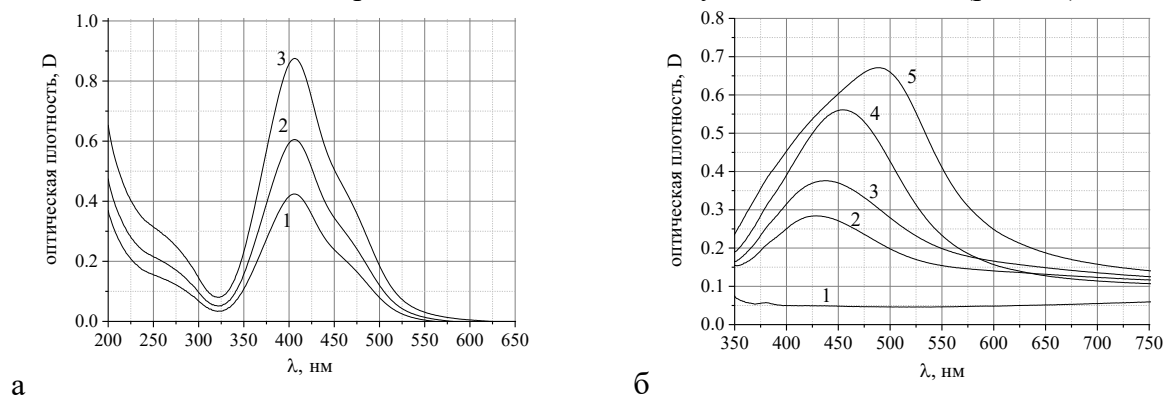


Рис. 1. Спектры оптической плотности коллоидных растворов серебра различной концентрации (а) и нанопленок серебра с различной поверхностной плотностью металла (б)

связанный с электромагнитными взаимодействиями между наночастицами. Кривая 1 на рис. 1б характеризует подложку, а кривые 2-5 – монослой Ag с изменением поверхностной плотности (ПП) Ag от $\sim 1 \times 10^{-5}$ до $\sim 5 \times 10^{-5}$ г/см².

На рис. 2а приведены спектры оптической плотности нанослоя серебра, граничащего с воздухом (кривая 1), тонкой пленки родамина 6G (кривая 2) и металло-органической структуры Ag-R6G (кривая 3) с такими же значениями конструктивных параметров компонентов. Пленка родамина 6G характеризуется наличием полосы электронного поглощения в области спектра $\lambda \sim 480-570$ нм, которая оказывает влияние на полосу ППП, максимум которой для нанослоя серебра расположен на длине волны $\lambda \sim 475$ нм. Это влияние проявляется в том, что для структуры Ag-R6G, в которой нанослой Ag граничит с тонкой органической пленкой, наблюдается коротковолновый сдвиг максимума полосы ППП (до $\lambda \sim 430$ нм) с одновременным уменьшением его интенсивности. Из рис. 2а видно, что в спектральной области $\lambda \sim 525-650$ нм наблюдается увеличение эффективного поглощения металло-органической системы Ag-R6G по сравнению с аддитивным сложением оптических плотностей ее компонентов. Аналогичный эффект наблюдается и для систем Ag-RC (см. рис. 2б).

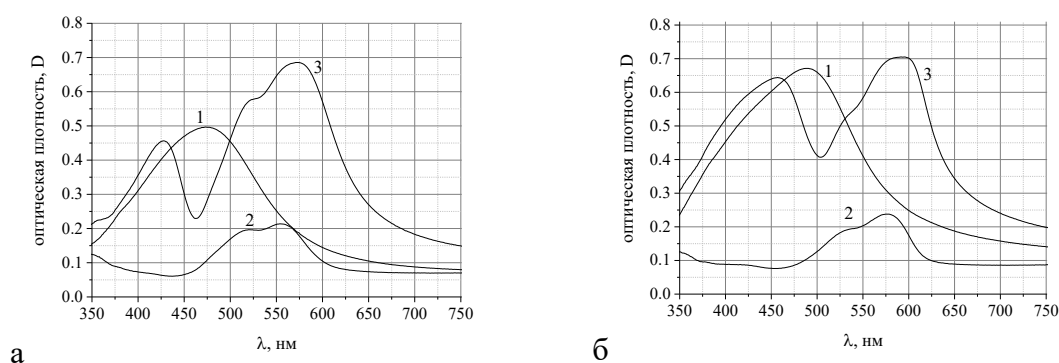


Рис. 2а. - Спектры оптической плотности нанослоя серебра (1), пленки R6g (2) и гибридной структуры Ag- R6G (3). ПП: Ag $\sim 4 \times 10^{-5}$ г/см², R6G $\sim 1.2 \times 10^{-5}$ г/см²

Рис. 2б. - Спектры оптической плотности нанослоя серебра (1), пленки RC (2) и гибридной структуры Ag- RC (3). ПП: Ag $\sim 5 \times 10^{-5}$ г/см², RC $\sim 1.5 \times 10^{-5}$ г/см²

Одной из причин коротковолнового сдвига максимума полосы ППП в металло-органических системах Ag-R6G и Ag-RC может являться ослабление латеральных электромагнитных взаимодействий между металлическими наночастицами из-за наличия поглощения в органической матрице. На спектральное положение полосы ППП могут также оказывать влияние и другие факторы, в частности, соотношение показателей преломления подложки и органической пленки.

Таким образом, спектральные характеристики наноструктур Ag-R6G и Ag-RC существенно изменяются по сравнению с характеристиками их составных компонентов как в области полос поглощения органической пленки, так и в области полосы ППП, что необходимо учитывать при разработке новых типов плазмонных металло-органических оптоэлектронных элементов и сенсоров.

1. Boren, C.F. Absorption and scattering of light by small particles / C.F. Boren, D.R. Huffman. - New York: Wiley, 1983. – 530 p.

2. Замковец А.Д., Качан С.М., Понявина А.Н. / Концентрационное усиление чувствительности поверхностного плазмонного резонанса металлических наночастиц к характеристикам диэлектрического окружения // Журнал прикл. спектр.- 2008. - Т.75, №4. - С. 568-572.

Зависимость параметров качества неидеальных бесселевых световых пучков от продольной координаты

И. В. Балыкин^{a, b}, Т. А. Железнякова^b, А. А. Найдунув^b, А. А. Рыжевич^{a, b}

^a *ИНСТИТУТ ФИЗИКИ НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь*

^b *Белорусский государственный университет, 220030 Минск, Беларусь*

E-mail: tol@dragon.bas-net.by

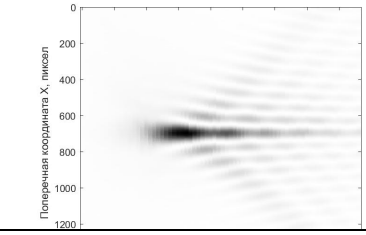
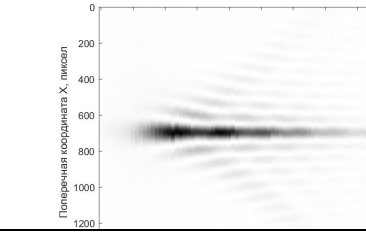
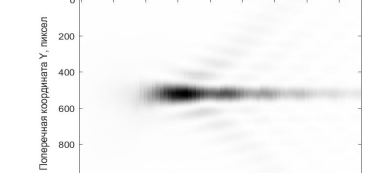
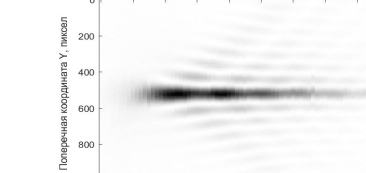
Введение

В настоящее время для оптической диагностики и передачи концентрированной световой энергии на расстояние требуются качественные бесселевы световые пучки (БСП) нулевого порядка. В [1] были впервые предложены параметры качества БСП: усредненный модифицированный коэффициент детерминации $R_{\text{ср}}^2$, показывающий соответствие радиальных распределений интенсивности в пучке квадрату функции Бесселя, коэффициент постоянства $k_{\text{П}}$, характеризующий постоянство пикового значения интенсивности первого кольцевого максимума интенсивности БСП, и коэффициент круглости $k_{\text{К}}$, оценивающий равноудаленность от оси пучка точек, соответствующих пиковому значению первого кольцевого максимума интенсивности и лежащих на различных радиальных линиях. В [1] не были определены зависимости параметров качества $R_{\text{ср}}^2$, $k_{\text{П}}$ и $k_{\text{К}}$ от продольной координаты. В данной работе исследуется возможность использования этих зависимостей для интегральной оценки качества БСП на всем его протяжении.

1. Зависимость коэффициентов постоянства и круглости от продольной координаты для неидеальных БСП

Неидеальные БСП (таблица 1) были сформированы нами с помощью аксикона из исходных световых пучков, генерируемых полупроводниковым лазерным модулем (ППЛМ) и гелий-неоновым лазером (ЛГН) на установке, описанной в [1].

Таблица 1. Инвертированные распределения интенсивности в БСП

| Плоскость, в которой строится распределение интенсивности | для ППЛМ | для ЛГН |
|---|---|--|
| горизонтальная |  |  |
| вертикальная |  |  |

Из распределений в таблице 1 видно, что БСП, сформированный из излучения ЛГН, имеет существенно более круглые максимумы интенсивности. Кроме того, распределение интенсивности не так глубоко промодулировано продольными биениями, возникающими из-за несовершенства (скругления) вершины аксикона. Но использование параметров качества позволяет сделать более точную и объективную оценку качества БСП. Зависимости $R_{\text{ср}}^2$, $k_{\text{п}}$ и $k_{\text{к}}$ от продольной координаты z приведены в таблице 2.

Таблица 2. Зависимости параметров качества БСП от продольной координаты

| Параметр качества | для ППЛМ | для ЛГН |
|---|----------|---------|
| коэффициент круглости $k_{\text{к}}$ | | |
| коэффициент постоянства $k_{\text{п}}$ | | |
| усредненный модифицированный коэффициент детерминации $R_{\text{ср}}^2$ | | |

Заключение

На качество экспериментальных БСП весьма заметное влияние оказывает качество изготовления аксикона, особенно отличие его формы от конической в непосредственной близости от вершины конуса. Усредненные по продольной координате коэффициенты круглости и постоянства вместе с усредненным модифицированным коэффициентом детерминации могут быть использованы для расчета интегральной оценки качества БСП в области его существования.

Данная работа выполнена в рамках задания 1.1.01 ГПНИ «Фотоника, опто- и микроэлектроника», действующей в 2016-2020 гг. (№ гос. регистрации 20160091).

Литература

1. Рыжевич, А.А. Параметры качества бесселевых световых пучков нулевого порядка / А. А. Рыжевич, И. В. Балыкин, Т. А. Железнякова // ЖПС. – 2018. – Т. 85, № 1. – С. 144–153.

Усовершенствование автоматизированного профилометра с наклонно падающим сканирующим лазерным пучком

И. В. Балыкин^{a, b}, Т. А. Железнякова^b, А.Г. Мащенко^a, А.Г. Смирнов^{a, b},
А. А. Рыжевич^{a, b}

^a *ИНСТИТУТ ФИЗИКИ НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь*

^b *Белорусский государственный университет, 220030 Минск, Беларусь*

E-mail: tol@dragon.bas-net.by

Введение. При изготовлении детали и ее последующей эксплуатации ее поверхность приобретает специфическую геометрию, определение которой является актуальной задачей в современных науках и технологиях. Для определения профиля поверхности в настоящее время используются профилометрические устройства с различными принципами работы. В [1] было предложено профилометрическое устройство с наклонным падением сканирующего лазерного луча. В [2] было показано, что с помощью этого устройства можно с достаточно высокой точностью регистрировать отклонения от прямолинейной образующей плоских, цилиндрических и конических поверхностей, получая таким образом профилограммы поверхностей. Однако перемещение оптического блока или исследуемой поверхности и регистрация данных в [2] производились в ручном режиме. Поэтому нами на современной компонентной базе было разработано и изготовлено автоматизированное устройство для регистрации профиля приближенно плоских поверхностей, работающее по такому же принципу [3]. Настоящая работа посвящена описанию усовершенствования этого устройства.

1. Состав устройства. Разработанное устройство включает в себя оптико-механический блок, блок управления, вычислительный блок с разработанным нами программным обеспечением на языке Python, монитор. В блок управления входят три сервоконтроллера TDC001 (Thorlabs, США). Программное обеспечение служит для управления работой сервоконтроллеров, управления системой регистрации данных на основе USB-микроскопа, анализа данных, записи и вывода результатов измерений.

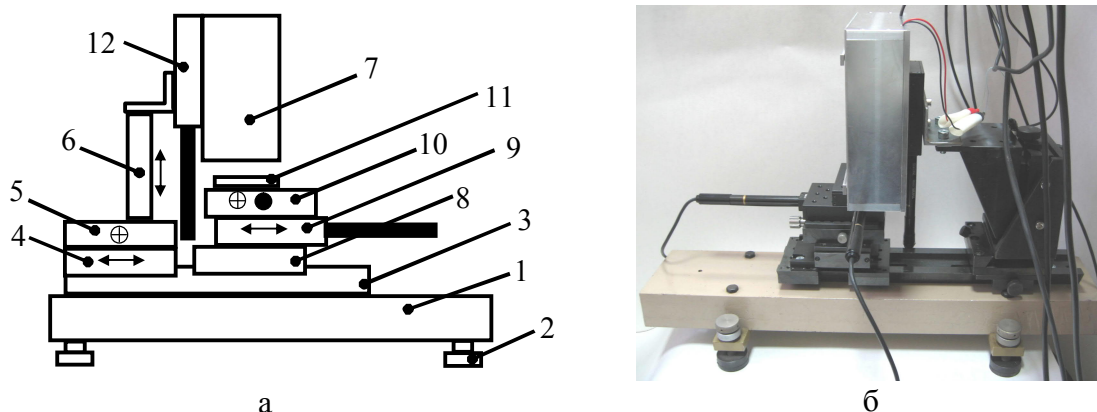


Рис. 1. Конструкция (а) и фотография (б) оптико-механического блока профилометрического устройства.

На рис. 1, а показана конструкция оптико-механического блока устройства. На жестком основании 1 с регулировочными ножками 2, выполненном из стального швеллера шириной 120 мм, жестко закреплен оптический рельс 3. На рельсе 3 с

помощью каретки 4 закреплен механический узел, состоящий из двух регулировочных платформ 5 и 6, служащих для крепления и юстировки оптического блока 7. Справа на рельсе 3 с помощью каретки 8 ортогонально друг другу закреплены управляемые трансляционные платформы 9 и 10 с актуаторами модели Z825B («Thorlabs», США), образующие 2D координатный столик, на верхней платформе которого размещается исследуемый образец 11. Конструкция устройства была дополнена нами третьим таким же актуатором 12. С его помощью после установки микроскопа в новое положение перед началом измерений производится автоматизированная калибровка устройства по миру со штрихами, нанесенными через определенный период. После калибровки оптический блок 7 с помощью актуатора 12 автоматически выставляется в положение, обеспечивающее максимальную фокусировку сканирующего лазерного пучка на краю исследуемого образца. На рис. 1, б приведена фотография собранного нами оптико-механического блока. На рис. 2 показано псевдоизображение (чем темнее тон, тем больше глубина) участка белорусской монеты номиналом 1 копейка с горизонтальным разрешением 0,1 мм, вертикальным разрешением 4 мкм, построенное с помощью усовершенствованного нами устройства.

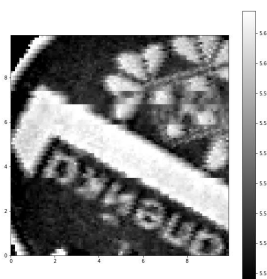


Рис. 2. Профилограмма участка монеты.

Заключение. Произведенные изменения в конструкции и программном обеспечении устройства позволят автоматизировать рутинные процедуры, существенно сократив время подготовки к проведению измерений профиля исследуемых образцов, а также увеличить точность измерений.

Данная работа выполнена в рамках задания 1.1.01 ГПНИ «Фотоника, опто- и микроэлектроника», действующей в 2016-2020 гг. (№ гос. регистрации 20160091).

Литература

1. Пат. 9915, МПК G 01B 9/02. Устройство для определения отклонения поверхности объекта от образующей / А.А. Рыжевич, С.В. Солоневич, В.Е. Лепарский, А.Г. Смирнов; № и 20130565; Заявл. 04.07.2013; Оpubл. 28.02.2014 // Афіцыйны бюлетэнь. 2014. № 1 (96). С. 199-200
2. Рыжевич, А. А. Оптические методы определения параметров плоских и цилиндрических поверхностей различного качества / А.А. Рыжевич, С.В. Солоневич, В.Е. Лепарский, А.Г. Смирнов // Неразрушающий контроль и диагностика. – 2015. – №2, спецвыпуск №2. – С. 34–66.
3. Балыкин, И.В. Автоматизированный профилометр с наклонно падающим сканирующим лазерным пучком / И.В. Балыкин, А.А. Рыжевич, Т.А. Железнякова, А.Г. Смирнов // Квантовая электроника (КЭ'2019): матер. XII Междунар. науч.-техн. конф., Минск, 18–22 ноября 2019 г. / БГУ; редкол.: М.М. Кугейко [и др.]. – Минск, 2019. – С. 179-180.

Калибровка установки определения и анализа точечных дефектов на поверхности полупроводниковых пластин

И. В. Балыкин^{a, b}, А. Г. Смирнов^{a, b}, С. В. Никоненко^a, В. А. Багдюн^c, А. А. Рыжевич^{a, b}

^a *ИНСТИТУТ ФИЗИКИ НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь*

^b *Белорусский государственный университет, 220030 Минск, Беларусь*

^c *БелГИМ, 220053 Минск, Беларусь*

E-mail: tol@dragon.bas-net.by

Введение. Предприятиям, производящим пластины из полупроводниковых материалов, в том числе пластины с эпитаксиальным слоем на подложке арсенида галлия, сапфира, и карбида кремния, из которых впоследствии изготавливаются изделия наноструктурной СВЧ- и оптоэлектроники, необходимо контролировать наличие дефектов на пластинах. В 2019 году в Институте ФИЗИКИ НАН Беларуси был изготовлен опытный образец установки определения и анализа точечных дефектов на поверхности полупроводниковых пластин, предназначенной для обнаружения и регистрации дефектов с размерами от 0,25 до 20 мкм, включая точечные дефекты роста, микротрещины, царапины, шероховатость и пыль, на поверхности полупроводниковых пластин в автоматическом режиме, а также статистической обработки результатов измерений с подсчётом количества и анализом типов и размеров дефектов. В данной работе описана методика калибровки этой установки.

1. Калибровка установки. При проведении калибровки последовательно выполняют: подготовительные работы, внешний осмотр, проверку функционирования, определение отклонения показаний установки при измерении количества частиц в заданных диапазонах размеров, обработку результатов измерений, оформление результатов калибровки. В качестве средства калибровки используется мера количества осажденных частиц с номинальными значениями размеров частиц 55; 105; 155; 204; 304; 360; 1112 нм. Процедура измерений состоит в регистрации значений количества частиц в заданных диапазонах размеров. Математическая модель измерения отклонения показаний установки при измерении количества частиц в заданных диапазонах размеров задается следующим образом:

$$Y = (X_{и} - X_{эт}) + \delta_{м} + \delta_{д}, \quad (1)$$

где Y - отклонение показаний установки, шт; $X_{и}$ - среднее арифметическое измеренного значения количества частиц, шт; $X_{эт}$ - значение количества частиц из сертификата калибровки меры, шт; $\delta_{м}$ - поправка на меру, шт; $\delta_{д}$ - поправка на дискретность отсчетного устройства, шт. Значение $X_{и}$, шт, оценивают как среднее арифметическое результатов наблюдений

$$X_{и} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X_i, \quad (2)$$

где X_i - i -ый результат наблюдения, шт; n - число наблюдений, $n \geq 5$. Стандартную неопределенность $u(X_{и})$, шт, входной величины $X_{и}$ оценивают по типу А в предположении нормального закона распределения и вычисляют по формуле

$$u(X_{и}) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (X_i - X_{и})^2}{n(n-1)}}. \quad (3)$$

В качестве оценки входной величины $X_{эт}$ берется значение из сертификата калибровки меры. Данная входная величина рассматривается как постоянная. Значения оценок входных величин δ_m , δ_d равны 0. Стандартную неопределенность $u(\delta_m)$, шт, входной величины δ_m оценивают по типу В, предполагая нормальное распределение значений этой величины, по формуле

$$u(\delta_m) = x_{эт} P/100, \quad (4)$$

где P – неопределенность измерения количества частиц из сертификата калибровки меры, %. Стандартную неопределенность входной величины δ_d оценивают по типу В, предполагая прямоугольное распределение значений этой величины. Диапазон возможных значений $\pm a_d$, шт, входной величины δ_d определяется дискретностью отсчетного устройства установки и равен $a_p = 0.5D$, где D - дискретность отсчетного устройства установки, шт. Стандартную неопределенность $u(\delta_p)$, шт, входной величины вычисляют по формуле

$$u(\delta_p) = a_d / 3^{1/2}. \quad (5)$$

Коэффициенты чувствительности находят как частные производные функции измерения измеряемой величины по входным величинам и равны:

$$C_{X_n} = \frac{\partial Y}{\partial X_n} = 1, C_{\delta_n} = \frac{\partial Y}{\partial \delta_n} = 1, C_{\delta_d} = \frac{\partial Y}{\partial \delta_d} = 1. \quad (6)$$

Вклад в суммарную стандартную неопределенность от каждой входной величины функции измерения $u_j(y)$, шт, вычисляют по формуле

$$u_j(y) = C_j \cdot u(x_j), \quad (7)$$

где C_j – коэффициент чувствительности j -ой входной величины; $u(x_j)$ – стандартная неопределенность измерений j -ой входной величины. Суммарную стандартную неопределенность $u_c(y)$, шт, измеряемой величины Y вычисляют по формуле

$$u_c(y) = \sqrt{C_{X_n}^2 u^2(X_n) + C_{\delta_n}^2 u^2(\delta_n) + C_{\delta_d}^2 u^2(\delta_d)}. \quad (8)$$

Заключение. Разработанная методика калибровки установки обеспечивает прослеживаемость измерений к эталону NIST (США), что позволит производить с ее помощью исследования полупроводниковых пластин и получать результаты в соответствии с требованиями ТКП 8.014-2012 и ГОСТ 34100.3-2017/ISO/IEC Guide 98-3:2008.

Литература

1. Прислопский С.Я. Оптимизация установки для определения и анализа точечных дефектов на поверхности полупроводниковых пластин / С.Я. Прислопский, А.Г. Смирнов, В.В. Станкевич, И.В. Балыкин, А.А. Рыжевич // Приборостроение – 2019: материалы 12-й междунар. науч.-техн. конф., Минск, 13-15 ноября 2019 г. / БНТУ; редкол.: О.К. Гусев [и др.]. – Минск, 2019. – С. 463-464.

Условия оптимального преобразования гауссова светового пучка в однокольцевой лаггер-гауссов в двуосном кристалле

И. В. Балыкин^{a, b}, Т. А. Железнякова^b, А. А. Рыжевич^{a, b}

^a ИНИСТИТУТ ФИЗИКИ НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь

^b Белорусский государственный университет, 220030 Минск, Беларусь

E-mail: tol@dragon.bas-net.by

Введение

В [1] предложен метод и оптическая схема формирования многокольцевых световых пучков (МКСП) с винтовой дислокацией волнового фронта (ВДВФ) с помощью двуосного кристалла, ориентированного вдоль бинормали. В зависимости от диаметра входного пучка, материала кристалла и фокусного расстояния линзы возможно получение световых пучков с различным количеством колец. Для некоторых применений, например в профилометрии изделий с осевой симметрией бесконечного порядка, требуется однокольцевой световой пучок с ВДВФ. Можно выделять одно кольцо из МКСП, отсекая круглой диафрагмой все кольца, кроме приосевого, но при этом происходит дополнительная потеря мощности (помимо потерь, обусловленных преобразованием части мощности в МКСП без ВДВФ). Данная работа посвящена актуальной задаче выбора параметров схемы, обеспечивающих наибольший коэффициент преобразования энергии входящего светового пучка в выходной однокольцевой с ВДВФ (рис. 1).

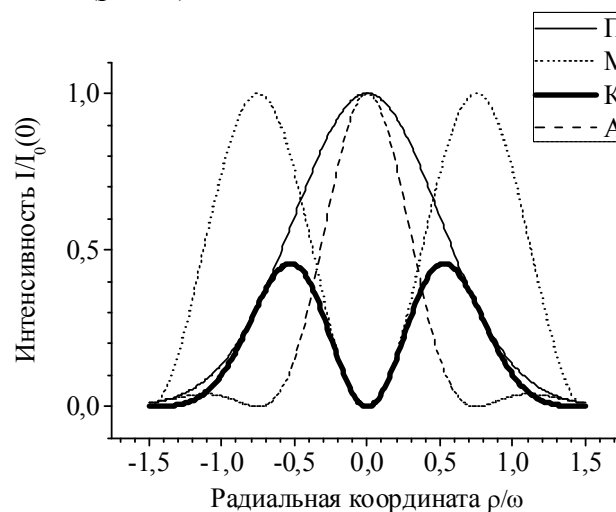


Рис. 1. Диаметрально распределение нормированной интенсивности (П – падающий гауссов пучок, М – модулирующая кривая, К – кольцевой пучок, А – преобразованный пучок с осевым максимумом, I_0 – интенсивность начального гауссова пучка, ω – радиус гауссова светового пучка по уровню $1/e^2$).

1. Расчет оптимальных параметров преобразования

Поперечное распределение интенсивности падающего на преобразователь излучения описывает нормированная на единицу двумерная функция Гаусса:

$$I_0(\rho, \varphi) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\sigma^2}\right), \quad (1)$$

где ρ – радиальная координата, φ – азимутальная координата, σ – среднеквадратичное отклонение, численно равно радиусу пучка по уровню $1/e^{1/2}$. После преобразования в кристалле в световой пучок с ВДВФ распределение интенсивности в нем описывается формулой

$$I_1(\rho) = I_0(\rho) \sin^2 \left(\frac{\pi}{\rho_1} \rho \right), \quad (2)$$

где ρ_1 – радиус первого кольца по минимуму интенсивности.

С практической точки зрения требованием оптимальности является максимизация мощности первого кольца. Для нахождения максимума мощности $P_1(t)$ ($\rho_1 = \sigma t$) необходимо решить уравнение:

$$\frac{2 \left(e^{\frac{t^2}{2}} - 1 \right) \pi^2 e^{\frac{2\pi^2}{t^2}} \pi^{\frac{3}{2}} (4\pi^2 - t^2) \left(-2 \operatorname{erfi} \left(\frac{\sqrt{2}\pi}{t} \right) + \operatorname{erfi} \left(\frac{2\pi - it^2}{\sqrt{2}t} \right) + \operatorname{erfi} \left(\frac{2\pi + it^2}{\sqrt{2}t} \right) \right)}{t^3 \cdot 2\sqrt{2}t^4} = 0, \quad (3)$$

где erfi – так называемая комплексная функция ошибок, определяемая выражением $\operatorname{erfi}(z) \equiv -i \operatorname{erf}(iz)$, а erf – действительная функция ошибок, по определению

$\operatorname{erf}(z) \equiv \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt$. Уравнение (3) решается численно. Аргумент, при котором

производная обращается в нуль, был определен с использованием метода Ньютона и составил $t_{opt} = 3,00128$. Соответствующее значение мощности первого кольца составляет 64,064 % от мощности исходного гауссова пучка P_0 . Значение аргумента, соответствующее максимуму распределения $I_1(\rho)$ при параметре $t = t_{opt}$, составило $\rho_{max} = 1,05478 \sigma$. Таким образом, значение радиальной координаты, соответствующее максимуму первого кольца I_1 , рассчитанное по формулам для перевода между различными мерами ширины гауссова пучка:

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln(2)} \sigma, \quad (4)$$

$$\omega = 2\sigma, \quad (5)$$

равно $\rho_{max} = 1,05478 \sigma = \frac{1,05478}{2\sqrt{2 \ln(2)}} \text{FWHM} = 0,620952 \text{FWHM} = \frac{1,05478}{2} \omega = 0,527388 \omega$.

Пиковое значение в первом кольцевом максимуме интенсивности при $t = t_{opt}$ составило $I_{1max} = 0,457264 I_0$. Здесь ω – радиус гауссова светового пучка по уровню $1/e^2$.

Заключение

Рассчитанные оптимальные условия позволят формировать однокольцевые световые пучки с ВДВФ с наибольшей эффективностью.

Данная работа выполнена в рамках задания 1.1.01 ГПНИ «Фотоника, опто- и микроэлектроника», действующей в 2016-2020 гг. (№ гос. регистрации 20160091).

Литература

1. Рыжевич, А.А. Параметры качества бесселевых световых пучков нулевого порядка / А. А. Рыжевич, И. В. Балыкин, Т. А. Железнякова // ЖПС. – 2018. – Т. 85, № 1. – С. 144–153.

Формирование фотолуминесцирующих наноструктур на основе пористого кремния электрохимическим методом

Л.Ю. Роцин ^a, А.В. Бондаренко ^b

^a *Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси, 220072, г. Минск, Беларусь*

^b *Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, 220013 г. Минск, Беларусь
E-mail: leonid@hmti.ac.by*

Введение. Пористый кремний представляет собой кремний, пронизанный сетью пор микро- и/или нанометровых размеров [1,2]. Несмотря на длительную историю этого наноструктурированного материала, он до сих пор привлекает пристальное внимание научного сообщества. Это связано с уникальностью оптических, механических и электрофизических характеристик пористого кремния, которыми можно легко управлять путем изменения его структурных параметров, контролируемых режимами формирования [1-3]. Немаловажными достоинствами являются хорошая воспроизводимость свойств пористого кремния, которая позволяет использовать его при изготовлении устройств микросистемной техники, а также относительно простые и недорогие методики формирования этого материала.

Методика эксперимента. Для создания фотолуминесцирующих наноструктур пористого кремния, были использованы слабо легированные кремниевые пластины дырочной проводимости диаметром 100 мм и толщиной 460 мкм. Удельное сопротивление пластин составляло 12 Ом·см (КДБ-12) и кристаллографической ориентацией (100). Формирование пористого кремния производилось методом электрохимического травления (анодирования) кремния с использованием двухэлектродной фторопластовой ячейки с нижним расположением анода, на котором находилась кремниевая пластина. Для улучшения электрического контакта кремний-анод на обратную сторону пластин методом физического осаждения был нанесен слой алюминия толщиной 3 мкм. Катод представлял собой стальной диск, в котором имелись сквозные отверстия для отвода газа, выделяющегося в ходе протекания электрохимических процессов. Электролит, использованный для анодирования, состоял из HF (45%) и C₂H₅OH, смешанных в объемном соотношении 3 : 1. Плотность тока анодирования составляла 20, 40, 60 и 80 мА/см², а время анодирования – 15 и 30 мин. Как показала растровая электронная микроскопия (РЭМ) поверхности и сколов образцов, в результате анодирования были сформированы толстые слои высокопористого кремния, состоящие из кремниевых кристаллитов нанометрового размера. Толщина полученного пористого слоя варьировалась от 18.7 до 125 мкм в зависимости от плотности тока и времени анодирования.

Результаты и обсуждение. Изучена кинетика роста слоёв пористого кремния. На основе полученных РЭМ фотографий были определены структурные параметры пористого материала: количество пор и их диаметр пор, пористость, толщина пористого слоя. Для более точной оценки некоторых структурных параметров был использован адсорбционный анализатор удельной поверхности и пористости (ASAP). ASAP позволил определить удельную площадь поверхности пористого кремния, а

также средний диаметр пор и построить его зависимость от плотности тока анодирования (Рис.1,а). Показано, что результаты ASAP хорошо коррелируют с данными анализа РЭМ-изображений.

Зарегистрированы спектры фотолюминесценции образцов пористого кремния. Длина волны возбуждающего излучения составляла 350 нм. По полученным спектрам произведена оценка размеров кремниевых кристаллитов, отвечающих за видимую фотолюминесценцию. По положению максимума полосы спектра фотолюминесценции определены ширина запрещенной зоны [4], размеры кремниевых кристаллитов в рамках моделей квантовой точки 0D и квантового стержня 1D (Рис.1,б).

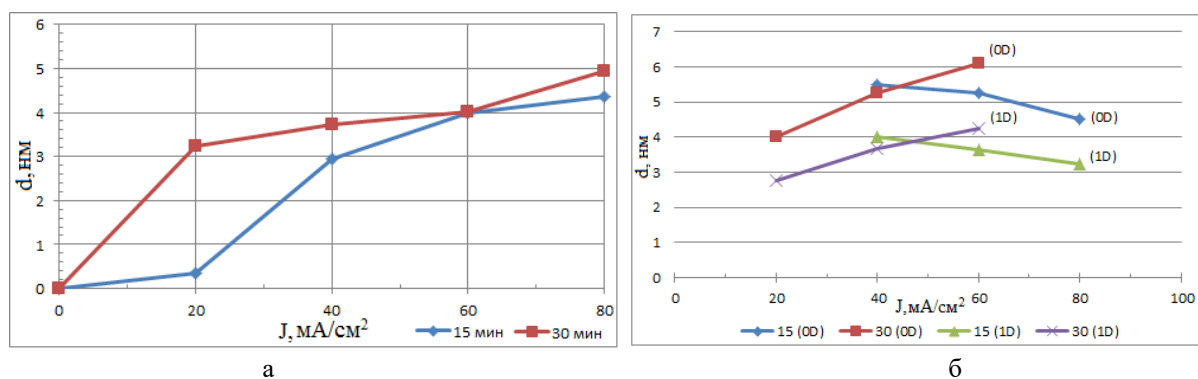


Рис. 1 – Графики зависимостей (а) диаметров пор, установленных методом ASAP, и (б) размеров 0D и 1D кремниевых кристаллитов, определенных по спектрам фотолюминесценции, от плотности тока и времени анодирования

Заключение. Основными свойствами пористого кремния, сформированного в ходе выполнения настоящей работы, являются высокая пористость, большая удельная площадь поверхности и фотолюминесценция в видимом и инфракрасном диапазонах. Полученные наноструктуры могут найти свое применение при разработке светоизлучающих приборов, оптических волноводов и различных датчиков. Более глубокие исследования свойств пористого кремния, изготовленного при различных режимах формирования, позволят расширить спектр областей возможного практического использования этого материала в микро-, нано- и оптоэлектронике, фотовольтаике, биомедицине и т.д.

Литература.

1. Борисенко, В.Е. Нанoeлектроника теория и практика / Е.А. Уткина, В.Е. Борисенко, А.И. Воробьева, А.Л. Данилюк. - 2-е изд., Москва: «БИНOM. Лаборатория знаний», 2013 – 366 с.
2. Г. Е. Котковский*, Ю. А. Кузицин*, И. Л. Мартынов*, И. Р. Набиев*, **, А. А. Чистяков, «Фотофизические свойства пористого кремния и его применение в технике и биомедицине, ядерная физика и инжиниринг», т. 4, № 2, р. 174–192, 2013.
3. Миронов В.Н., Пенязьков О.Г., Каспаров К.Н., Баранышин Е.А., Иванов И.А., Вязова Е.А., Делендик К.И., Рошин Л.Ю., "О динамике и температуре горения тонкого слоя пористого кремния в кислородной среде," *Тепло- и массоперенос – 2016*, pp. 101-114, 2017.
4. Инь Хуавэй, Сюэ Юйхан, Инь Шаньшань, "Изучение свойства кремния в микро и наноструктурах," *Международный студенческий научный вестник*, no. 6, 2016.

УФ фотодиоды на основе AlGaN гетероструктур

А. В. Нагорный^a, Н. В. Ржеуцкий^a, Е. В. Луценко^a, Д. В. Нечаев^b, И. П. Смирнова^b,
Д. С. Буренина^b, А.Н. Семенов^b, В. Н. Жмерик^b

^a Государственное научное учреждение «Институт физики имени Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси», Минск, Беларусь;

^b Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия
E-mail: A. Nahorny <a.nahorny@ifanbel.bas-net.by>

Введение. Соединения III-нитридов характеризуются высокой радиационной, химической и тепловой стойкостью, что позволяет использовать их в экстремальных условиях. Фотоприемники на основе $Al_xGa_{1-x}N$ соединений могут работать в широком ультрафиолетовом (УФ) спектральном диапазоне длин волн $\lambda=210-360$ нм за счет возможности непрерывного изменения их состава ($x=0-1$). Такие фотоприемники востребованы в системах спектроскопии, системах связи, датчиках пламени, детекторах биологического и химического загрязнения, УФ дезинфекции, и др. Однако создание приборов на основе AlGaN сопряжено с технологическими проблемами как гетероэпитаксиального роста, так и легирования, особенно *p*-типа при высоком содержании Al, необходимом для приборов УФ В и С диапазонов [1].

В данной работе представлены результаты исследований фоточувствительности УФ *p-i-n* фотодиодов и фотодиодов с контактом Шоттки.

1. Экспериментальная часть. Все гетероструктуры были выращены с использованием плазменно-активированной молекулярно-пучковой эпитаксии на темплейтах AlN(2мкм)/*c*-Al₂O₃ диаметром 50.8мм. Гетероструктуры *A* и *B* *p-i-n* фотодиодов состояли из *n*-слоев Al_{0.6}Ga_{0.4}N:Si толщиной 950 нм и 800 нм соответственно, активных слоев *i*-Al_{0.5}Ga_{0.5}N толщиной 200 нм и верхних *p*-слоев Al_{*x*}Ga_{1-*x*}N:Mg, в которых для реализации поляризационного легирования величина *x* изменялось в направлении роста (0001) от 0.5 до 0.1 на толщине 40 нм, а также контактного *p*-слоя GaN:Mg толщиной 50 нм. Гетероструктура фотодиода *A* имела сверхрешетку GaN/AlGaN толщиной 50 нм разделяющую между собой *i* и *p* слой. Меза-структуры с диаметром от 400 до 30 мкм формировались с помощью реактивного ионно-плазменного травления в Cl₂. Для создания *n*-контактов осаждались пленки Ti(25нм)/Al(250нм)/Ti(60нм)/Au(120нм), которые отжигались при температуре 900°C в течение 1 мин в атмосфере N₂. Для формирования *p*-контактов в *p-i-n* фотодиодах использовались пленки Ni(30нм)/Au(100нм), которые отжигались 5 мин при 400°C в гетероструктуре *A* и при температурах 400 и 600°C в гетероструктуре *B* в атмосфере N₂. На основе гетероструктуры *C*, состоящей из *n*-Al_{0.7}Ga_{0.3}N:Si и активного *i*-Al_{0.55}Ga_{0.45}N слоев с толщинами 300 и 200 нм соответственно, изготавливался фотодиод Шоттки с контактом Ni(30нм)/Au(100нм).

Для измерений фототока использовалось излучение перестраиваемого источника ArgTune-M266-75W (SOLAR LS). Образец освещался со стороны прозрачной для УФ Al₂O₃ подложки. Для регистрации фототока в режиме короткого замыкания использовался источник-измеритель Keithley 2636.

2. Результаты и обсуждения. Спектр фоточувствительности *p-i-n* фотодиода *A*, представлен на рис. 1 (кривая 1). Максимальное значение фоточувствительности для данной структуры было достигнуто на длине волны $\lambda=279$ нм и составило 37 мА/Вт. Из рисунка видно, что спектр фоточувствительности состоит из полос различного знака. Полоса с положительной величиной фоточувствительности соответствует поглощению излучения в активном слое *i*-Al_{0.5}Ga_{0.5}N. Длинноволновая граница полосы с отрицательной фоточувствительностью соответствует краю поглощения GaN, что показывает

его существенный вклад в фоточувствительность и позволяет сделать вывод о наличии внутреннего электрического поля в слое GaN:Mg, направление которого противоположно направлению внутреннего поля в активном слое. Причиной появления такого поля очевидно является наличие на гетерогранице $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}:\text{Mg}/\text{GaN}:\text{Mg}$ заряда, обусловленного разностью спонтанной и пьезоэлектрической поляризации.

Спектры фоточувствительности $p-i-n$ фотодиодов на основе гетероструктуры B , для которых отжиг контактов проводился при различных условиях, отличаются по форме и знаку (рис. 2): для фотодиода с низкотемпературным отжигом максимальная чувствительность положительна и составляет 58 мА/Вт на $\lambda=283$ нм (кривая 1), в то время как фотодиод с высокотемпературным отжигом демонстрирует отрицательную фоточувствительность с пиковым значением 37 мА/Вт на $\lambda=297$ нм (кривая 2). Таким образом, условия постростовой обработки $p-i-n$ фотодиодов оказывают существенное влияние на величину и знак фоточувствительности.

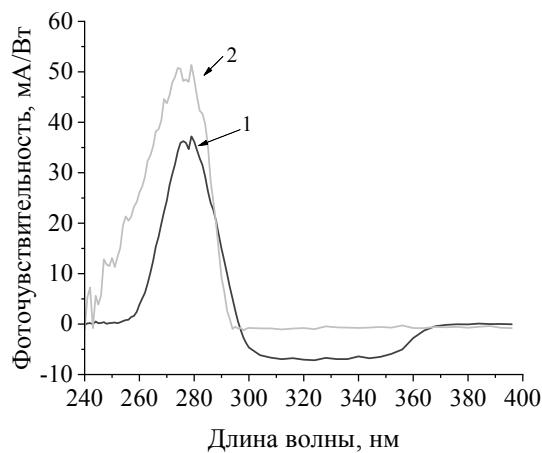


Рис. 1. Спектры фоточувствительности $p-i-n$ фотодиода (1) и фотодиода Шоттки (2), изготовленных на основе гетероструктур А и С соответственно.

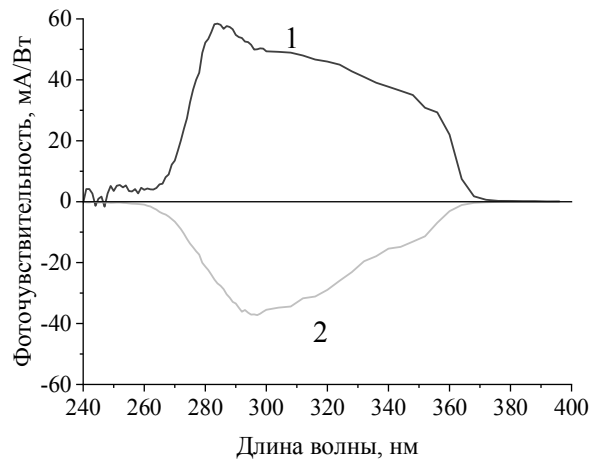


Рис. 2. Спектры фоточувствительности $p-i-n$ фотодиодов на основе гетероструктуры B с p -контактами, отожженными при 400° (1) и 600°C (2).

Диоды Шоттки, изготовленные на основе гетероструктуры C (рис. 1, кривая 2) имеют максимальную чувствительность 51 мА/Вт на $\lambda=279$ нм, которая на три порядка превышает фоточувствительность в более длинноволновом диапазоне с $\lambda>300$ нм.

Заключение. Наблюдаемое в работе сложное поведение фоточувствительности $p-i-n$ фотодиодах, по-видимому, связано с низкой проводимостью слоев p -типа и воздействию на нее постростового отжига. Так, например, показано влияние на фоточувствительность внутреннего поля в приконтактном слое GaN:Mg. В отличие от $p-i-n$ фотодиодов, фотодиоды Шоттки демонстрируют стабильную чувствительность до 51 мА/Вт в полосе ~ 295 нм и являются действительно солнечно слепыми фотоприемниками.

Литература

1. Жмерик, В. Н. Гетероструктуры на основе широкозонных соединений AlGaIn для фото-и оптоэлектронных приборов среднего ультрафиолетового диапазона / В.Н. Жмерик, А. А. Торопов, С. В. Иванов - Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ». - 2016. - № 5. С. 5-24.

Монокристаллический слой активированного ионами гольмия калиевого вольфрамата как лазерная среда

О.П. Дернович^а, Н.В. Гусакова^а, В.Э. Кисель^а, А.В. Кравцов^б, И.М. Колесова^б,
Д.В. Карпинский^б, С.А. Гурецкий^б, Н.В. Кулешов^а

^а Белорусский национальный технический университет, 220013 Минск, Беларусь

^б ГНПО «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению»,
220072 Минск, Беларусь

E-mail: o.dernovich@bntu.by

Введение. Для создания волноводных лазеров активно применяются монокристаллические слои калий-редкоземельных вольфрамов $KRe(WO_4)_2$ ($Re=Y, Gd, Lu$). Указанные моноклинные кристаллы, активированные ионами редкоземельных элементов, обладают большими сечениями поглощения и стимулированного испускания, допускают возможность высокого уровня легирования примесными ионами (до 100 ат.%), имеют широкие спектральные линии при активации редкоземельными ионами, а также характеризуются сравнительно высокими показателями преломления ($\sim 2,0-2,1$) [1,2]. В качестве активной среды волноводных планарных лазеров выступает тонкий слой активного вещества с более высоким показателем преломления по сравнению подложкой. Это позволяет локализовать излучение накачки и генерации в узкой пространственной зоне на протяжении всей длины волновода, что приводит к высокой пространственной согласованности мод резонатора и накачки. Что в свою очередь обеспечивает низкие пороги генерации, высокие коэффициенты усиления и большую устойчивость к термическим эффектам [3,4]. В данной работе нами исследуется монокристаллический слой калиевого вольфрамата сложного состава, легированный трехвалентными ионами гольмия, для применения его в качестве активного элемента волноводного лазера в условиях резонансной лазерной накачки.

1. Рост монокристаллического слоя. На подложке кристалла $KY(WO_4)_2$ методом жидкофазной эпитаксии была выращена монокристаллическая пленка $Ho_{0.03}:KGd_{0.1}Yb_{0.13}Y_{0.74}(WO_4)_2$, в которой за счет оптимизации химического состава обеспечивается согласование параметров кристаллической решетки слоя и подложки, а также достигнут необходимый контраст показателей преломления для эффекта полного внутреннего отражения. Синтез эпитаксиального слоя проводился в печи электросопротивления. В качестве растворителя использовался бивольфрамат калия ($K_2W_2O_7$). Процесс выращивания проводился в температурном диапазоне 910-930°C при скорости вращения подложки 30-40 об./мин. Полученный образец был ориентирован вдоль осей оптической индикатрисы кристалла N_m и N_g . Толщина активированного слоя после обработки составляла 40 мкм.

2. Лазерный эксперимент. Для исследования генерационных свойств была собрана экспериментальная установка с резонансной лазерной накачкой (рис. 1). В качестве источника накачки использовался лазер на основе кристалла $Tm:KLu(WO_4)_2$ с возможностью перестройки длины волны генерации, что позволило согласовать длину волны генерации со спектром поглощения ионов гольмия, которые имеют интенсивную полосу поглощения с пиком на длине волны 1960 нм.

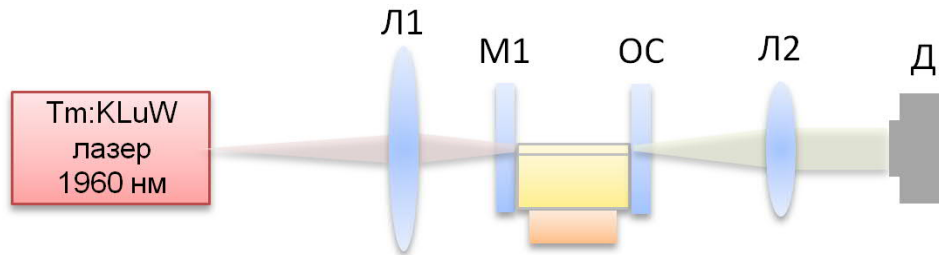


Рис. 1. Схема лазерной экспериментальной установки для исследования генерационных характеристик: Л1, Л2 – линзы, М1 – входное зеркало, ОС – выходное зеркало, Д – детектор

Фокусирующая линза с фокусным расстоянием 40 мм обеспечивала радиус перетяжки моды накачки 30 мкм. Резонатор лазера был образован плоскими зеркалами, которые подводились к торцам образца с зазором меньше 0,5 мм (рис. 2). Входное зеркало М1 характеризовалось высоким коэффициентом пропускания на длине волны 1960 нм и высоким коэффициентом отражения для диапазона длин волн более 2000 нм. Активный элемент был вырезан вдоль оси оптической индикатрисы N_g длиной 8 мм и помещен на медный теплоотвод без системы активного охлаждения.

Заключение. В результате экспериментов была получена генерация на монокристаллическом слое $\text{Ho}_{0.03}\text{KGd}_{0.1}\text{Yb}_{0.13}\text{Y}_{0.74}(\text{WO}_4)_2$ в волноводном режиме. При падающей мощности накачки 415 мВт выходная мощность составила 16 мВт на длине волны генерации 2055 нм (рис. 2) при пропускании выходного зеркала 7%. Пороговая падающая мощность не превышала 300 мВт. Излучение поляризовано вдоль оси оптической индикатрисы N_m . Для повышения выходных характеристик необходимо провести оптимизацию резонатора и фокусирующей системы.

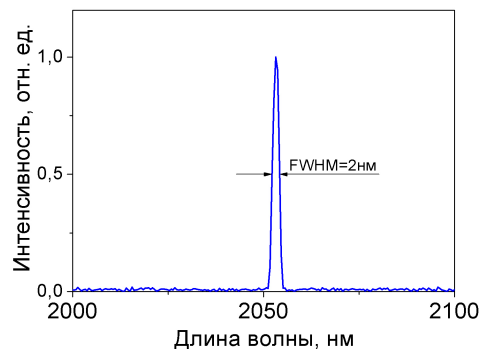


Рис. 2. Спектр генерации монокристаллического слоя

Литература.

1. Double Tungstate Lasers: From Bulk Toward On-Chip Integrated Waveguide Devices / M. Pollnau [et.al.] // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. – 2007. – Vol.13, No.3. – P. 661-671.
2. Pulsed laser operation of Yb-doped $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ and $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ / N.V. Kuleshov [et.al.] // Optics letters. – 1997. – Vol.22, No.17. – P. 1317-1319.
3. J. I. Mackenzie J. I. Dielectric Solid-State Planar Waveguide Lasers: A Review / J. I. Mackenzie // IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics. – 2007. – Vol. 13, No.3. – P. 626-637.
4. Grivas C. Optically pumped planar waveguide lasers, Part I: Fundamentals and fabrication techniques / C. Grivas // Progress in Quantum Electronics. – 2011. – Vol. 35. – P. 159-239.

Исследование спектрально-люминесцентных свойств Dy-содержащих кварцевых стекол

А. Ю. Ильин, В. С. Шершень

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь

E-mail: a.ilin@ifanbel.bas-net.by

Введение. Матрицы, активированные редкоземельными ионами, являются одновременно и интересным объектом исследований, и эффективным инструментом физического эксперимента. Среди всех редкоземельных ионов ион Dy^{3+} считается одним из наиболее предпочтительных ионов-активаторов для коммерческих дисплеев и лазерных устройств. Его различные электронные переходы $4f-4f$ в видимой и ближней инфракрасной области и высокая квантовая эффективность, связанная с небольшой многофононной релаксацией (из-за большой энергетической щели между уровнями энергии $^4F_{9/2}$ и $^6F_{1/2}$), делают этот ион хорошим люминесцентным материалом для источников видимого света [1-3]. В данной работе остановимся на оптических свойствах кварцевого стекла активированного ионами диспрозия, а также на методике изготовления этих стёкол.

Материалы и методы. Силикатные стекла были приготовлены прямым золь-гель методом. Основные этапы приведены ниже:

1. Смешивание исходных компонентов;
2. Гидролиз тетраэтилортосиликата (ТЭОС) $(C_2H_5O)_4Si$ и поликонденсация;
3. Литьё золь в формы;
4. Гелеобразование;
5. Созревание гелей;
6. Сушка гелей;
7. Спекание до необходимого состояния.

Спектры поглощения регистрировались с помощью спектрофотометра «Cary-500». Регистрация спектров люминесценции и возбуждения люминесценции производилась на спектрофлуориметре СДЛ-2. Полученные спектры корректировались с учётом спектральной чувствительности системы регистрации. Для уменьшения погрешности в определении значений частот и интенсивности переходов запись спектров велась при медленных скоростях сканирования, а спектральная ширина щели выбиралась близкой к минимальной, но достаточной для получения небольшого соотношения шум-сигнал.

Результаты и обсуждения. На рисунке 1 представлен спектр поглощения стёкол $SiO_2:Dy^{3+}$ с содержанием 1 г. $Dy(NO_3)_3$ на 50 мл золя (с аэросилом). Как видно, спектры этих стёкол характеризуются наличием слабых полос поглощения в видимой области спектра и относительно интенсивных в ультрафиолетовой и ближней инфракрасной областях. На длинах волн $\lambda \leq 350$ нм существенный вклад вносит матрица стекла.

На рисунке 2 представлен спектр люминесценции стекла $SiO_2:Dy^{3+}$. Возбуждение люминесценции осуществлялось на длине волны 308 нм.

Спектр люминесценции представлен несколькими полосами. Одна из наиболее интенсивных полос спектра представляет собой люминесценцию ионов Dy^{3+} в переходе с уровня $^4F_{9/2}$ на уровень $^6H_{15/2}$ на длине волны 476 нм.

Полоса на длине волны 572 нм представляет собой люминесценцию ионов Dy^{3+} в переходах с уровня $^4F_{9/2}$ на уровень $^6H_{13/2}$.

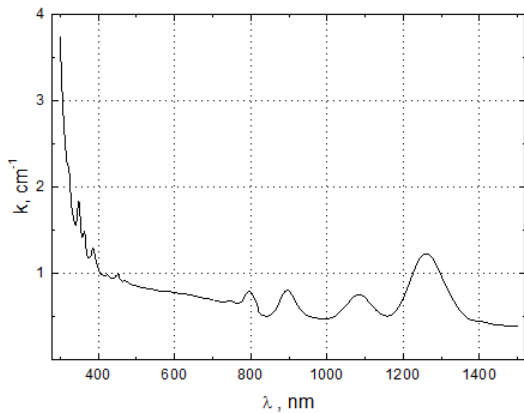


Рисунок 1. Спектр поглощения стёкол $\text{SiO}_2:\text{Dy}^{3+}$.

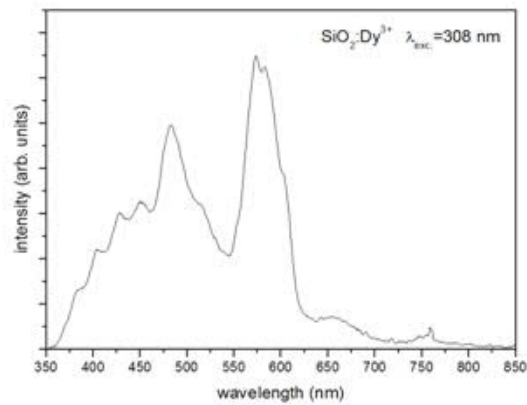


Рисунок 2. Спектр люминесценции стёкол $\text{SiO}_2:\text{Dy}^{3+}$.

«Пьедестал» с максимумом на $\lambda \approx 460$ нм под двумя наиболее интенсивными полосами обусловлен люминесценцией дефектов стекла либо высвечиванием из возбуждённого состояния переноса заряда $\text{Dy}^{3+} \leftarrow \text{O}^{2-}$.

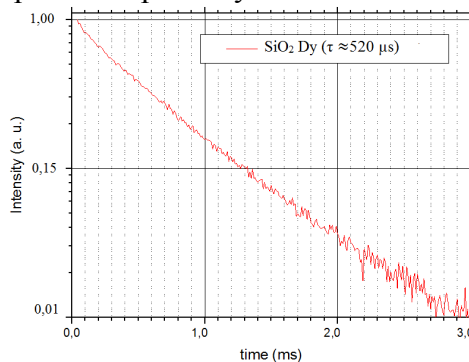


Рисунок 3. Кинетика затухания люминесценции ионов Dy^{3+} .

На рисунке 3 приведена кинетика затухания люминесценции ионов Dy^{3+} в кварцевом стекле при регистрации на длине волны 575 нм. Возбуждение люминесценции осуществлялось на длине волны 308 нм. Видно, что зависимость кинетики затухания люминесценции имеет слабонекспоненциальный характер со средней длительностью ≈ 512 мкс.

В работе были рассмотрены спектрально-люминесцентные свойства силикатных стекол, активированных ионами диспрозия. Получен спектр поглощения с характерными для ионов Dy^{3+} полосами. Получен спектр люминесценции с наиболее интенсивной полосой на $\lambda = 572$ нм.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке ГПНИ «Фотоника, опто- и микроэлектроника 1.2.03».

Литература.

1. Lira A. et al. / Spectroscopic evaluation of $\text{Zn}(\text{PO}_3)_2:\text{Dy}^{3+}$ glass as an active medium for solid state yellow laser // Opt. Mater. – 2014. – Vol. 38. – P. 188–192.
2. Kaewkhao J. et al. / Luminescence characteristics of Dy^{3+} doped $\text{Gd}_2\text{O}_3\text{-CaO-SiO}_2\text{-B}_2\text{O}_3$ scintillating glasses // J. Rare Earths – 2016. – Vol. 34. – P. 583–589.
3. Rao V. et al. / Spectroscopic studies of Dy^{3+} ion doped tellurite glasses for solid state lasers and white LEDs // Spectrochim. Acta Part A. – 2018. – Vol. 188. – P. 516–524.

***Ab initio* study of RaCl molecule as a promising candidate for laser cooling**

Yuliya Osika, Maksim Shundalau

*Faculty of Physics, Belarusian State University, 220030, Minsk, Belarus**E-mail: yulia.osika@gmail.com*

The recent developments in the production of ultracold diatomic molecules have revealed their unique properties giving the ability to be used in various fields: the creation of a Bose-Einstein condensate; quantum information processing; testing fundamental laws of physics by precision spectroscopy measurements; in controlled chemical reactions, etc. [1]. A new promising application of ultracold molecules (both di- and polyatomic) containing heavy nuclei is research for parity-violation effects [2]. In this context, a search of possible candidates for laser cooling becomes an actual and important task. Recently [2], it was shown that radium fluoride RaF is a promising candidate for the direct laser cooling in order to use it for measuring molecular parity violation.

To the best of our knowledge, no calculated data are evaluable for electronic states of the RaCl molecule. The main goals of the work are: (i) to calculate the potential energy curves (PECs) of the ground and some low-lying excited states of the RaCl molecule at the multi-reference perturbation level of theory including the spin-orbit coupling, (ii) to determine other spectroscopic characteristics of the electronic states (transition dipoles, vibrational energies, Franck–Condon factors, etc.), and, finally, (iii) to find out the possibilities of the effective optical loop realization for the direct laser cooling of the RaCl diatomic.

We used the Stuttgart ECP78MDF fully relativistic small core effective core potential for the radium atom and Gaussian basis sets ECP78MDF and cc-pVTZ for the radium and chlorine atoms, respectively. Firstly, the CASSCF (Complete Active Space Self-Consistent Field) calculations with the state-averaged (SA) procedure were done. The active space for the CASSCF calculations was 13 electrons in 12 orbitals. The active space included one s-, three p-, and five d-orbitals for the radium atom and three p-orbitals for the chlorine atom. The SA procedure was realized for 9 doublet states. The SA-CASSCF(13,12) calculations were performed pointwisely by steps of 0.05, 0.25, and 0.50 Å for the internuclear distances ranging 2.25–4.00, 4.00–10.00, and 10.00–12.50 Å, respectively.

To obtain more reliable energies the XMCQDPT2 method [3] was used. The dimension of the effective Hamiltonian was 22×22 . Finally, the spin-orbit coupling calculations were performed with the one-electron Pauli–Breit operator. The effective nuclear charge for the radium atom was equal to 1398.5. The PECs of the first six terms were analytically continued by the approximation functions of the form $a/R^2 + b/R^4$ starting from 2.26 to 2.00 Å.

The calculated PECs are shown in Fig. 1. The ground state $X^2\Sigma^+$ PEC has an ionic character in the range of 2.25–7.50 Å but near the point of 7.50 Å it is repulsed from the excited $2^2\Sigma^+$ term. It leads to the change of the ionic behavior of the $X^2\Sigma^+$ term to the atomic one. The same situation is observed for the excited $1^2\Pi$ and $2^2\Sigma^+$ terms near the point of 4.75 Å: the $1^2\Pi$ term is repulsed from the $2^2\Pi$ term and $2^2\Sigma^+$ term – from the $3^2\Sigma^+$ one. The $1^2\Delta$ term has an ionic character in the wide range of internuclear distances. When the SOC is taken into account, the only one term (namely (1)5/2) retains its quite ionic behavior; the (2)3/2 term has an inflection in the range of 4.5–5.0 Å.

The results of our calculations for dissociation limits are in good agreement with energies of isolated atoms and ions.

The PECs and spectroscopic parameters were obtained for the following low-lying RaCl terms: ground state $X^2\Sigma^+$ ($R_e = 2.776$ Å, $D_e = 34605.6$ cm⁻¹), and excited states $1^2\Pi$ ($R_e =$

2.821 \AA , $D_e = 17421.5 \text{ cm}^{-1}$), $2^2\Sigma^+$ ($R_e = 2.765 \text{ \AA}$, $D_e = 17040.9 \text{ cm}^{-1}$), $1^2\Delta$ ($R_e = 2.800 \text{ \AA}$, $D_e = 19087.6 \text{ cm}^{-1}$).

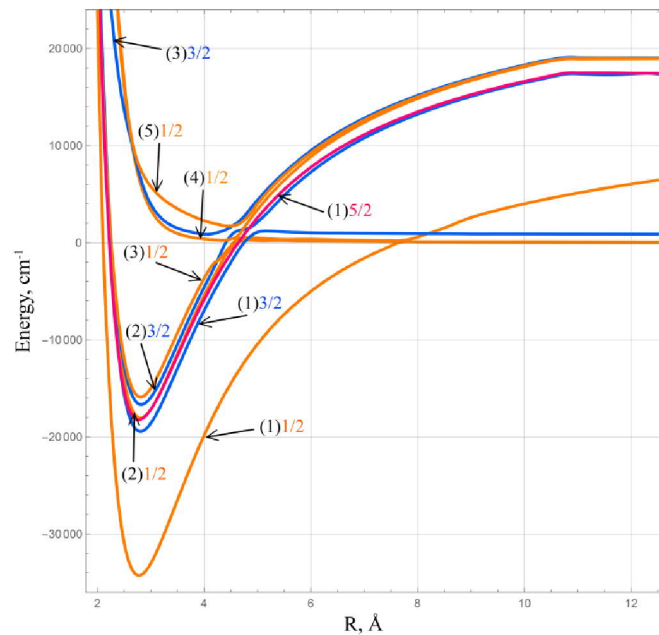


Fig. 1. The low-lying terms of the RaCl molecule calculated at the CASSCF(13,12)/XMCQDPT2 + SOC level of theory.

We calculated the vibrational energies for the $^{226}\text{Ra}^{35}\text{Cl}$ and $^{226}\text{Ra}^{37}\text{Cl}$ molecules for six low-lying spin-mixed PECs up to the dissociation limit of the corresponding state, and then we obtained the harmonic vibrational frequencies ω_e for these electronic states. Based on the calculated PECs, we predicted the Franck–Condon factors between the relevant states of the $^{226}\text{Ra}^{35/37}\text{Cl}$ molecules.

The large values of the FCFs for the vibronic transitions between the low-lying vibrational states of the excited and ground electronic states are critical for the realization of the scheme of the direct laser cooling. For effective laser cooling, it is desirable that FCF for the $0' \rightarrow 0''$ transition has a value as close to unity as possible (0.999...) [2]. The sums of the first three FCFs for the $(1)1/2 (v'' = 0, 1, 2) \leftarrow (2)1/2 (v' = 0)$, $(1)1/2 (v'' = 0, 1, 2) \leftarrow (1)3/2 (v' = 0)$, $(1)1/2 (v'' = 0, 1, 2) \leftarrow (3)1/2 (v' = 0)$, and $(1)1/2 (v'' = 0, 1, 2) \leftarrow (2)3/2 (v' = 0)$ transitions are equal to 0.999. Supposedly, this will be enough for the realization of the cooling loop.

The results of our calculations show that the diatomic polar molecule RaCl is a promising candidate for laser cooling and magneto-optical trapping.

References.

1. Dulieu, O. / The formation and interactions of cold and ultracold molecules: new challenges for interdisciplinary physics // O. Dulieu, C. Gabbanini. Rep. Prog. Phys. – 2009. – Vol. 72. – P. 086401
2. Isaev, T.A. / Laser-cooled RaF as a promising candidate to measure molecular parity violation // T.A. Isaev, S. Hoekstra, R. Berger. Phys. Rev. A. – 2010. – Vol. 82. – P. 052521.
3. Granovsky, A.A. / Extended multi-configuration quasi-degenerate perturbation theory: the new approach to multi-state multi-reference perturbation theory // A.A. Granovsky. J. Chem. Phys. – 2011. – Vol. 134. – P. 214113.

Синтез и свойства оптически прозрачных монокристаллических гетероструктур $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12} / \text{LiNbO}_3$

А. И. Стогний^а, Н. Н. Новицкий^а, С. А. Шарко^а, А. И. Серокурова^а, Е.Н. Галенко^б

*Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по
материаловедению, Минск
УО «МГПУ им. И.П. Шамякина», Мозырь, Беларусь
E-mail: serokurova@ifftp.bas-net.by*

Введение. В последнее десятилетие большое внимание уделяется разработке материалов и пленочных структур для новой области спиновой электроники - магноники [1]. В устройствах магноники для передачи информации используются спиновые волны или магноны, важнейшим преимуществом которых является большая длина затухания, на несколько порядков превышающая длину спиновой диффузии устройств, работающих на спин-поляризованном токе [2], а также значительно меньшая длина волны, по сравнению со световой, при той же частоте. Эксперименты по возбуждению СВ в магнитных пленках ранее были ограничены только структурами на основе ферромагнитных металлов [3]. Между тем, использование высококачественных пленок YIG для этих задач более перспективно и обусловлено малым значением параметра затухания Гильберта α (для монокристаллов YIG $\alpha \approx 5 \times 10^{-5}$), низким значением коэрцитивного магнитного поля и высокой величиной намагниченности насыщения [2]. Поэтому разработка технологии изготовления высококачественных пленок $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ на несогласованных оптически прозрачных подложках для устройств стрейнтроники СВЧ-диапазона остается важной задачей.

В работе впервые методом ионно-лучевого распыления – осаждения получены пленки YIG толщиной 0,5 мкм на подложках сегнетоэлектрического, монокристаллического LiNbO_3 и отработана технология, позволяющая воспроизводимо формировать качественные гетероструктуры в виде слоев YIG на неориентированных подложках.

Экспериментальная часть. Получение гетероструктуры YIG/ LiNbO_3 осуществлялось в два этапа. На первом этапе проводилась предварительная подготовка поверхности подложки ниобата лития, состоящая в последовательном применении операций механохимического полирования и ионно-лучевой планаризации с целью доведения ее среднеквадратической шероховатости до наноразмерного уровня.

На втором этапе методом ионно-лучевого распыления – осаждения проводилось непосредственное формирование гетероструктуры YIG/ LiNbO_3 . С этой целью слой YIG напылялся на подложку ниобата лития путем распыления поликристаллической мишени YIG смесью ионов аргона и кислорода с энергией 1,5 кэВ при плотности тока 0,2 мА/см². Содержание кислорода в газовой смеси составляло 10%. Распыляемый материал мишени наносился на поверхность подложки при давлении $2,5 \cdot 10^{-2}$ Па и комнатной температуре. Толщина аморфного слоя феррит граната составила 0,1 мкм, который затем кристаллизовался на воздухе при температуре 820°C в течение 5 минут. Затем, с целью удаления дефектов, образующихся в пленке при ее кристаллизации, слой YIG утонялся до толщины не более 20 нм. После этого проводилось повторное напыление слоя YIG толщиной 500 нм в тех же режимах.

Результаты и их обсуждение. Полученные образцы характеризуются качественным плоскопараллельным интерфейсом YIG/ LiNbO_3 , о чем свидетельствуют

данные РЭМ (рис. 1а). При этом, специфическое воздействие ионных пучков привело к появлению сильной адгезии осаждаемого слоя к подложке, чем обеспечивалась надежная упругая связь компонентов. С помощью рентгенофазового анализа обнаружено, что после повторного нанесения и отжига рефлексы смещаются ближе к своему равновесному значению. Это свидетельствует о полной релаксации упругих напряжений и формировании качественной структуры.

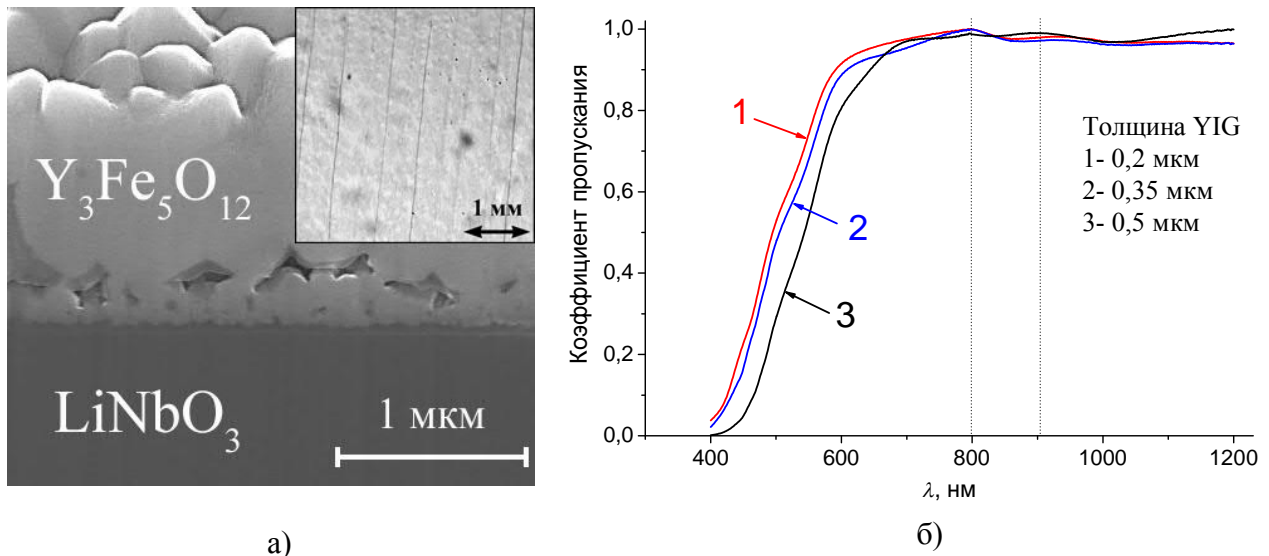


Рис.1. РЭМ поперечного среза в области интерфейса YIG/LiNbO₃ (на вставке – внешний вид поверхности слоя YIG)(а) и спектры пропускания слоев YIG разной толщины на LiNbO₃

На поверхности слоя YIG (вставка к рис. 1) имеются трещины в виде параллельных друг другу полос. Они появляются при кристаллизации после отжига, что связано с рассогласованием параметров кристаллических решеток и различиями в коэффициентах термического расширения. С ростом толщины слоя ЖИГ увеличивается количество трещин и их глубина, поэтому спектр для самой толстой пленки (рис. 1б) наиболее отличается от спектра монокристалла. На спектрах в области длин волн падающего света 800 и 900 нм едва намечаются окна прозрачности, проявляющиеся в виде неглубоких максимумов. Образцу с минимальной толщиной YIG соответствует кривая, край пропускания которой расположен на рисунке левее, т.е. охватывает больший диапазон длин волн оптического излучения. С наличием данного типа поверхностных дефектов тесно связана размытость этих максимумов, обусловленная рассеиванием на них световых волн. Предельное пропускание слоистых структур YIG/LiNbO₃ в максимуме составляет ~0,99 значений соответствующего коэффициента для монокристалла YIG.

Заключения. На основе данных, оптических, магнитных исследований и результатов исследований распространения спиновых волн в пленках Y₃Fe₅O₁₂ сделан вывод о возможности формирования высококачественных структур не эпитаксиальными методами для получения оптически прозрачных материалов стрейнтроники, а также разработки СВЧ фильтров.

Литература.

1. Balinskiy M., Ojha Sh., et al., J. Appl. Phys. 2017. V. 122. 123904.P. B.
2. Pirro P., Bracher T., et al., Appl. Phys. Lett. 2014. V. 104. 012402-4.
3. Körner M, Lenz K, et al., J 2013 Phys. Rev. B 88 054405.

Определение структурных и спектральных характеристик производных адамантана методами колебательной (ИК и КР), электронной спектроскопии и квантовой химии

Д. Н. Меняйлова^а, В. А. Высоцкая^а, А. С. Русских^а, М. Б. Шундалов^а, А. С. Мацукович^б

^а Белорусский государственный университет, физический факультет, Минск, Беларусь

^б Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

E-mail: sash.rus787@gmail.com

Адамантан, трициклический мостиковый углеводород, является простейшим представителем класса диамондоидов, каркасных углеводородов, в которых ковалентные связи между атомами молекулы замыкают внутри себя некоторый объём [1]. Такое строение адамантана, максимально приближенное к сферическому, обуславливает ряд его полезных свойств: высокую степень липофильности, химическую устойчивость, термостабильность, конформационную жесткость, а также позволяют его производным легко проникать через биологические мембраны. В связи с этим адамантан-содержащие соединения нашли широкое применение в качестве лекарственных препаратов [1–3]. Соединения, включающие в свою структуру адамантиловый фрагмент, известны своим противовирусным (грипп, ВИЧ), противомикробным, противовоспалительным и др. действиями [2, 3]. В настоящее время синтезируются новые адамантан-содержащие соединения, потенциально обладающие упомянутыми свойствами [1]. Изучение структурных, спектральных и энергетических характеристик молекулярных структур на основе адамантана позволит найти наиболее перспективные соединения для разработки лекарственных препаратов.

В работе исследованы спектрально-структурные закономерности некоторых адамантан-содержащих соединений, а именно: этил-4-{{3-(адамантан-1-ил)-4-фенил-5-сульфанилиден-4,5-дигидро-1*H*-1,2,4-триазол-1-ил} метил} пиперазин-1-карбоксилат (соединение **I**), (*Z*)-3-(адамантан-1-ил)-1-(3-хлорфенил)-*S*-бензилизотиомочевина (**II**), *N*-(адамантан-1-ил)-4-фенилпиперазин-1-карботиоамид (**III**), 1-(адамантан-1-ил)-3-(3-хлорфенил) тиомочевина (**IV**), *N'*-(адамантан-2-илиден)-пиридин-5-гидразид (**V**), *N'*-(адамантан-2-илиден)-адамантан-1-гидразид (**VI**) (Рис. 1), и некоторых других.

ИК спектры поглощения образцов в кристаллической фазе были зарегистрированы в диапазоне 4000–650 см⁻¹ в режиме отражения. Спектры КР в области 4000–150 см⁻¹ также регистрировались для кристаллических образцов с использованием непрерывного DPSS-лазера на ионах неодима (длина волны 532 нм, мощность 7 мВт). Электронные спектры поглощения растворов исследуемых соединений в этаноле регистрировались в диапазоне 450–200 нм.

Определение равновесных конфигураций исследуемых соединений, выполнение конформационного анализа, а также расчёт частот нормальных колебаний и интенсивностей в ИК и КР колебательных спектрах выполнялись в рамках теории функционала плотности (ТФП) в приближении B3LYP/сс-pVTZ. Расчёты проводились с помощью прикладных квантово-химических программ GAMESS-US и Firefly. Для каждого из соединений выполнен конформационный анализ и найдены устойчивые равновесные конфигурации (конформеры). Для соединений **I**, **II**, **III** и **IV** обнаружено два, четыре, два и четыре стабильных конформера, соответственно. Для соединений **V** и **VI** кроме двух «обычных» (центральных) *транс*- и *цис*- стабильных конформеров, также установлено существование двух «боковых» *транс*-конформеров. Показано, что существование специфических «боковых» конформеров является характерной чертой адамантан-содержащих соединений определенного класса. Для каждого конформера

найдена относительная энергия и определены геометрические параметры строения. Расчёт колебательных спектров выполнялся в гармоническом приближении. На основе расчётов осуществлена полная и непротиворечивая интерпретация экспериментальных колебательных ИК и КР спектров, установлены спектрально-структурные закономерности [4].

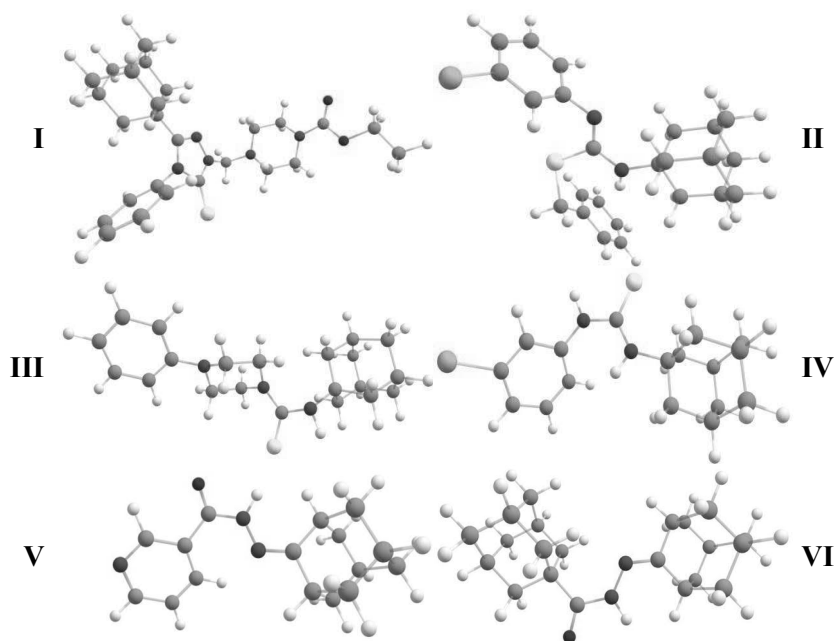


Рис. 1. Строение некоторых адамантан-содержащих соединений.

Моделирование электронных спектров поглощения (UV/Vis) выполнялось в рамках временного приближения ТФП, а также неэмпирического многоопорного метода теории возмущений CASSCF/XMCQDPT2 [5]. Показано, что в UV/Vis спектрах исследуемых соединений имеются признаки внутримолекулярного переноса заряда, обусловленного наличием в структуре молекул донорных и акцепторных функциональных групп. На основе CASSCF/XMCQDPT2 расчётов осуществлена интерпретация экспериментальных UV/Vis спектров, установлено существование различных конформеров исследуемых соединений в условиях разбавленных растворов.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф18МС-046).

Литература.

1. Ali Mansoori G. / Diamondoid molecules // G. Ali Mansoori, P.L.B. De Aroujo, E.S. De Aroujo. – World Scientific, 2012. – 408 p.
2. Lamoureux G. / Use of the adamantine structure in medicinal chemistry // G. Lamoureux, G. Artavia. – Curr. Med. Chem. – 2010. – Vol. 17. – P. 2967–2978.
3. Liu J. / The many faces of the adamantyl group in drug design // J. Liu, D. Obando, V. Liao, T. Lifa, R. Codd. – Eur. J. Med. Chem. – 2011. – Vol. 46. – P. 1949–1963.
4. Shundalau M. / Structural, vibrational and UV/Vis studies of adamantane-containing triazole thiones by spectral, DFT and multi-reference *ab initio* methods // M. Shundalau, Y.L. Mindarava, A.S. Matsukovich, S.V. Gaponenko, A.A. El-Emam, H.M. Alkahtani. – Z. Phys. Chem. – 2020. – V. 234. – P. 85–106.
5. Granovsky, A.A. / Extended multi-configuration quasi-degenerate perturbation theory: The new approach to multi-state multi-reference perturbation theory // A.A. Granovsky. – J. Chem. Phys. – 2011. – V. 134. – P. 214113.

Дистанционный измеритель концентрации паров воды в воздухе

А.Л. Уласевич, А.А. Кузьмук

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь
E-mail: a.ulasevich@dragon.bas-net.by*

Для измерения концентрации паров воды чаще всего применяются локальные измерительные устройства. Известны также установки для дистанционного измерения содержания паров воды в атмосферном воздухе на больших расстояниях с использованием лидаров. Для стационарных измерений в воздушной среде на более коротких дистанциях используются лазерно-спектральные приборы, имеющие пространственно-разнесенную схему. Однако ниша недорогих портативных устройств, позволяющих осуществлять измерение концентрации паров воды на дистанциях 10–30 метров в режиме реального времени, остается пока незанятой, хотя схожие устройства уже широко используются для детектирования других газовых примесей, например, метана. В работе представлена модель дистанционного измерителя концентрации паров воды, работающего в ближнем ИК диапазоне и обладающего чувствительностью 0.14 м·г/м^3 на расстояниях до 15 метров.

Работа измерителя основана на методе инфракрасной абсорбционной спектроскопии, в котором зондирующий луч лазера, находящегося рядом с оператором, направляется на окружающие предметы (например, стены или иные конструкционные элементы). Часть диффузионно-отраженного от предметов излучения возвращается к оператору, где регистрируется с помощью фотодетектора с последующим анализом частотно-временной формы полученного сигнала. Ток накачки диода модулируется синусоидальным сигналом с частотой несколько сотен герц, что приводит к соответствующей модуляции интенсивности и длины волны его излучения. Температура диода устанавливается таким образом, чтобы в интервал длин волн модуляции попадала одна из спектральных линий поглощения паров воды. В случае отсутствия паров воды в воздухе зависимость интенсивности регистрируемого рассеянного излучения от времени имеет ту же синусоидальную форму, что и выходное излучение диода. В противном случае поглощение излучения приводит к изменению формы регистрируемого сигнала за счет появления в частотном спектре дополнительных гармоник. Соотношение между уровнями сигналов на частоте модуляции и частотах гармоник позволяет определить величину поглощения, выражаемое через произведение расстояния от оператора до рассеивающего объекта и концентрации паров воды в данном слое.

Разработанная модель измерителя состоит из перестраиваемого по длине волны одномодового лазерного диода с распределённой обратной связью, контроллеров тока и температуры диода, линзы и приемного фотодиода, генератора гармонического сигнала, частотно-селективного предусилителя и синхронного детектора сигналов. Ширина спектральной линии излучения диода значительно меньше ширины линий поглощения паров воды при нормальных условиях среды в данном спектральном диапазоне. В качестве целеуказателя используется полупроводниковый лазер, работающий в видимом диапазоне на длине волны излучения 650 нм.

С помощью созданной модели измерителя продемонстрирована регистрация паров воды на дистанциях до 15 метров. При этом ограниченная шумами чувствительность измерений составляет 0.14 м·г/м^3 . Данная разработка отличается использованием недорогих ключевых компонентов и конструкторской простотой, что

представляет интерес для создания коммерчески успешных дистанционных газоанализаторов. Созданные на основе представленной разработки портативные устройства для измерения концентрации паров воды на дистанциях 10–30 метров в режиме реального времени могут найти применение в различных областях сельского хозяйства, строительства, пищевой и добывающей промышленности.

Получение и оптические свойства суспензий наночастиц алюминия в изопропанол

А. А. Романенко ^a, А. А. Лизунова ^b, А. К. Мажаренко ^b, М. Ф. Керечанина ^b,
В. В. Иванов ^b, С. В. Гапоненко ^a

^a Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь

^b Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

E-mail: a.ramanenka@ifanbel.bas-net.by

Введение. Наноплазмоника является одним из активно развивающихся направлений исследований современной нанофотоники. Плазмонные свойства алюминия были обнаружены в 1959 г., однако более выраженные плазмонные свойства серебра и золота в видимой области спектра надолго сделали эти металлы основными в наноплазмонике. В то же время для УФ-диапазона они не пригодны в силу высоких оптических потерь. Частота плазмонного резонанса алюминия находится в УФ-диапазоне, что наряду с доступностью и дешевизной, простотой обработки и нетоксичностью материала, совместимостью с существующими технологиями в оптоэлектронике, обусловило активный интерес к данному металлу в последние годы.

В данной работе предложена методика получения стабилизированных суспензий наночастиц алюминия, синтезированных методом электрического взрыва проводника, в изопропанол и исследованы их морфологические, физико-химические и оптические характеристики.

1. Эксперимент и расчёт. Для приготовления суспензий наночастиц алюминия использовался нанопорошок алюминия, изготовленный методом электрического взрыва проводника. В качестве стабилизатора выступала лимонная кислота, в качестве растворителя – хроматографически чистый изопропанол. Суспензии наночастиц алюминия S30 и S80 получали из исходной суспензии путем ультразвуковой обработки и центрифугирования при 3000 об/мин в течение 30 и 80 мин, соответственно.

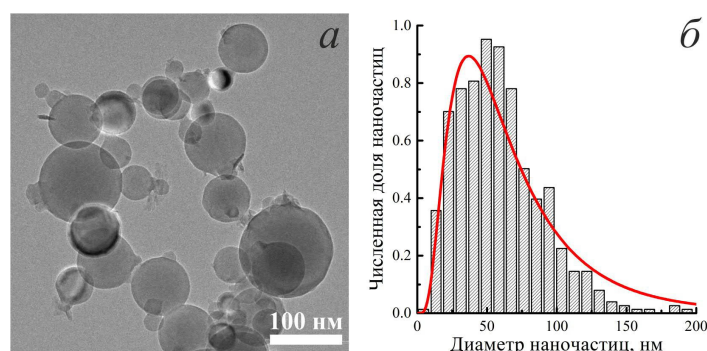


Рис. 1. Изображение просвечивающей электронной микроскопии (а) и гистограмма распределения по размерам (б) наночастиц алюминия в суспензии S30.

Спектры сечений экстинкции, поглощения и рассеяния света для сферических наночастиц алюминия типа «ядро-оболочка» с ядром из алюминия и диэлектрической Al_2O_3 -оболочкой, находящихся в диэлектрической среде, рассчитывались в рамках теории Ми с модификацией коэффициентов Ми для случая наночастиц с диэлектрической оболочкой. На основании рассчитанных спектров экстинкции для наночастиц отдельных размеров рассчитывался спектр экстинкции ансамбля

наночастиц с учётом весовых коэффициентов согласно полученным распределениям по размерам в суспензиях наночастиц S30 и S80.

2. Результаты и их обсуждение. Метод электрического взрыва проводника позволяет получать сферические наночастицы алюминия с естественной пассивацией поверхности (Al_2O_3 -оболочкой) и широким распределением наночастиц по размерам (Рис. 1). Средний диаметр наночастиц в исходной суспензии составил 75 нм. Центрифугированием удалось сузить распределения по размерам и получить суспензии S30 и S80 со средними диаметрами наночастиц 59 и 48 нм, соответственно.

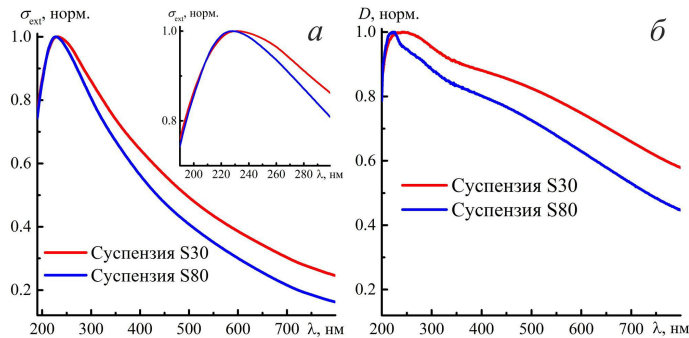


Рис. 2. Расчётные спектры сечения экстинкции (*a*) и экспериментальные спектры оптической плотности (*б*) для суспензий наночастиц алюминия S30 и S80.

Для теоретических спектров сечений экстинкции, рассеяния и поглощения света наночастицами алюминия с ростом диаметра наночастиц характерен монотонный рост значений сечений, сдвиг максимума в спектре в длинноволновую область спектра и его уширение, а также, начиная с определенных размеров, проявление в спектрах наряду с дипольной модой плазменных колебаний мод более высокой мультипольности (квадру-польной и т.д.), для которых характерны те же закономерности, что и для дипольной моды. Рассчитанные спектры сечения экстинкции суспензий наночастиц S30 и S80 (Рис. 2*a*) демонстрируют одиночные максимумы в УФ-области спектра (232 и 227 нм) вместо многомодовой структуры спектра для отдельных наночастиц. Измеренные спектры оптической плотности суспензий (Рис. 2*б*) имеют максимумы на 242 и 222 нм и качественно хорошо согласуются с расчетными данными, вместе с тем демонстрируя ряд расхождений, которые могут быть обусловлены невозможностью учета всех параметров системы в расчете и частичной агрегацией наночастиц в суспензиях.

Заключение. Предложена методика приготовления и получены стабилизированные лимонной кислотой суспензии наночастиц алюминия, синтезированных методом электрического взрыва проводника, с широким распределением по размерам от 6 до 200 нм. Продемонстрирована возможность уменьшения среднего диаметра наночастиц в суспензиях с 75 нм до 59 и 48 нм увеличением времени центрифугирования с 30 до 80 минут при 3000 об/мин. Рассчитанные в рамках теории Ми спектры сечения экстинкции суспензий наночастиц достаточно хорошо согласуются с экспериментальными спектрами оптической плотности и характеризуются одиночным максимумом в УФ-области спектра вместо многомодовой структуры спектров, характерных для отдельных наночастиц. Полученные суспензии наночастиц алюминия перспективны для задач плазмонного усиления люминесценции и ГКР в УФ-области спектра, фотокатализа и др.

Благодарности. Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ (проект № Ф19РМ-020) и РФФИ (проект № 19-53-04011).

Исследование методом фемтосекундной лазерной спектроскопии кинетических характеристик возбуждённых электронных состояний перенос-зарядовой природы в оксигемоглобине

Чайковский А.Ф.

*Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь
E-mail: arthur.chaykovski@dragon.bas-net.by*

Введение. Гемоглобин представляет собой белок с важной биологической ролью. В своём оксигенированном состоянии (HbO_2) он является переносчиком молекулярного кислорода к органам и тканям организма. Как и для многих гембелков, для оксигемоглобина характерно наличие обширной системы низкоэнергетических уровней, расположенных ниже триплетного $\pi\pi^*$ -состояния. Эти уровни соответствуют возбуждённым состояниям перенос-зарядовой (CT) природы. Из литературы для оксигемоглобина достоверно известно о четырёх таких уровнях [1]. Ранее в нашей работе [2] методом наносекундной лазерной спектроскопии было проведено исследование третьего возбуждённого CT-состояния. Вместе с четвёртым оно образует слабоинтенсивную полосу, расположенную в ближней ИК-области ($\lambda_{\text{макс}}=925$ нм) и соответствующую переносам электрона с порфириновых π -орбиталей на смешанную орбиталь, образованную из d -орбитали железа и свободной π -орбитали молекулярного кислорода. Было установлено, что при возбуждении в эту полосу ($\lambda_{\text{возб}}=1064$ нм) фотодиссоциация не наблюдается (первичный квантовый выход $\gamma_0 \leq 0.7$ %).

Представленная работа была выполнена с целью установления спектрально-кинетических характеристик четвёртого, энергетически наиболее высоколежащего возбуждённого состояния CT-природы (${}^1,3\text{CT}_{\pi d}$).

Материалы и методы. Измерения нестационарных спектров поглощения проводились на фемтосекундном абсорбционном спектрометре, в основе которого лежит генератор фемтосекундных импульсов на Ti:Sp, синхронно накачиваемый импульсным лазером на Nd:YAG. В работе использовались длины волн возбуждения 792 и 396 нм. Длительность импульсов на полувысоте составляла порядка 150 фс. В качестве источника зондирующего света использовался фемтосекундный суперконтинуум, генерируемый после прохождения слабым пучком регулируемой линии задержки.

В работе исследовались растворы оксигемоглобина человека в двух различных концентрациях: 2.0 мМ ($\lambda_{\text{возб}}=792$ нм) и 30 мкМ ($\lambda_{\text{возб}}=396$ нм). Все измерения проводились при комнатной температуре $21 \pm 1^\circ\text{C}$ с использованием 50 мМ Tris-HCl буфера pH 8.3. Для каждого лазерного импульса спектры прошедшего через образец зондирующего излучения регистрировались CCD-матрицей, сопряженной с компьютером.

Результаты и выводы. При возбуждении на длине волны 396 нм в спектральной области 417–456 нм наблюдался нестационарный спектр, аналогичный полученному в работе [3]. Этот спектр эволюционировал за время ~ 300 фс и сменялся другим, соответствующим спектру дезоксигемоглобина в основном состоянии с избытком колебательной энергии. Несмотря на то что для оксигемоглобина не удаётся установить положение триплетного ${}^3\pi\pi^*$ -состояния, по аналогии с другими металлопорфиринами оно должно находиться в области ~ 14000 см^{-1} . Именно в нём, как мы полагаем, происходит фотодиссоциация. Кратко схему фотоиндуцированной диссоциации HbO_2 в этом случае можно представить следующим образом (рисунок): после поглощения кванта света ($\lambda_{\text{возб}} = 396$ нм) молекула оксигемоглобина оказывается

во втором возбуждённом $^1\pi\pi^*$ -состоянии (В) и за время возбуждения переходит в первое (Q). В состоянии $^1\pi\pi^*$ эффективно происходит интеркомбинационная конверсия $^1\pi\pi^* \rightarrow ^3\pi\pi^*$ (процесс 2). Фотодиссоциация в $^1\pi\pi^*$ -состоянии запрещена по правилу Вигнера. Оказавшись в $^3\pi\pi^*$ -состоянии молекула оксигемоглобина претерпевает диссоциацию. Таким образом, состояние с временем жизни ~ 300 фс является фотодиссоциирующим триплетным $^3\pi\pi^*$ -состоянием.

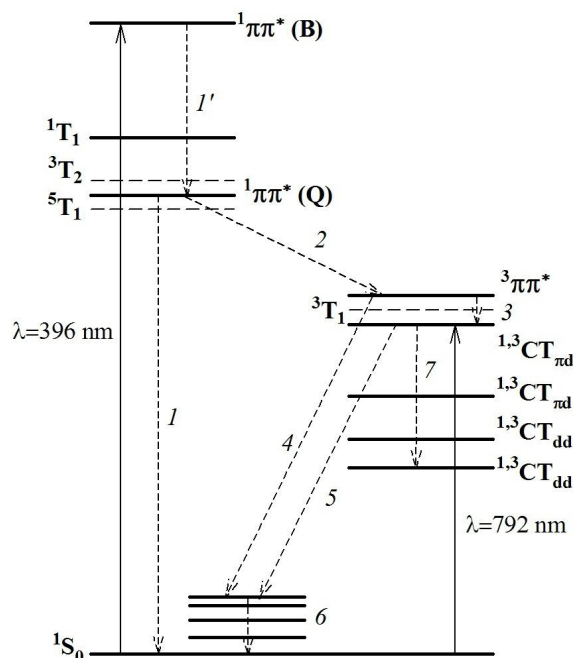


Рисунок. Схема энергетических уровней и релаксационных процессов в оксигемоглобине

При $\lambda_{возб}=792$ нм молекуле HbO_2 передавалась энергия 12800 см^{-1} , которая меньше энергии триплетного уровня, однако достаточна для заселения $^{1,3}CT_{\pi d}$ -состояния. После этого в области 620–666 нм наблюдался нестационарный спектр наведенного поглощения. С помощью сингулярного разложения удалось установить наличие двух компонент в этом разностном спектре, однако, с учётом необходимости проведения деконволюции кинетики этого спектра и импульса возбуждения, достоверно удалось определить длительность только короткой компоненты, которая составляет 380 фс. Спектр данной короткой компоненты был измерен впервые. Мы полагаем, что этот разностный спектр соответствует поглощению в $^{1,3}CT_{\pi d}$ -состоянии.

Благодарности. Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (№ Ф19МС-009).

Литература.

1. Eaton W.A. / Optical spectra of oxy- and deoxyhemoglobin // J. Amer. Chem. Soc. – 1978. – Vol. 100, № 16. – P. 4991–5003.
2. Джагаров Б.М. и др. / Фотоиндуцированный разрыв связи Fe–O₂ в гемоглобине: квантовый выход диссоциации, возбужденные электронные состояния и релаксационные безызлучательные процессы // Оптика и спектроскопия. – 2018. – Том 125, № 7. – С. 121-125.
3. Petrich J.W. et al. / Photophysics and reactivity of heme proteins: a femtosecond absorption study of hemoglobin, myoglobin, and protoheme // Biochemistry. – 1988. – Vol. 27. – P. 4049-4060.

Лазеры со случайной генерацией на основе смесей микропорошков твердых растворов $ZnCdSSe$ и люминофоров $Ca_4Ga_2S_7:Eu^{2+}$ и $Ca(Al_{0.1}Ga_{0.9})_2S_4:Eu^{2+}$

Б. Д. Урманов¹, М. С. Леоненя¹, Г. П. Яблонский¹,
Е. Г. Асадов², Т. Г. Нагиев², О. Б. Тагиев^{2,3}

¹ *ИНСТИТУТ ФИЗИКИ НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

² *Институт Физики НАН Азербайджана, Баку, Азербайджан*

³ *Филиал МГУ им. М. В. Ломоносова в г. Баку, Баку, Азербайджан*

E-mail: boris-urmanov@mail.ru

Введение. Микропорошки полупроводников $A^{II}B^{VI}$ являются перспективными для использования в качестве активной среды источников когерентного излучения белого цвета – «белых» лазеров. Эффект генерации в таких устройствах достигается за счет создания случайным образом многочисленных контуров усиления при многократном рассеянии излучения в активной рассеивающей среде. Ранее нами была впервые получена генерация лазерного излучения одновременно на четырех длинах волн в синей, зеленой, желтой и красной областях видимого диапазона в активной рассеивающей среде из смеси микропорошков $ZnS_{0.05}Se_{0.95}$, CdS , $CdS_{0.8}Se_{0.2}$ и $CdS_{0.5}Se_{0.5}$ при накачке импульсным излучением $Ti:Al_2O_3$ -лазера (390 нм) [1]. Перспективными люминесцентными средами для источников некогерентного освещения – «белых» СИД – являются халькогенидные полупроводниковые матрицы с редкоземельными активаторами. Целью данной работы было исследование влияния введения микропорошков халькогенидов с редкоземельными ионами в смесь к микропорошкам CdS и $Zn_{0.65}Cd_{0.35}Se$ на спектры излучения и пороги случайной генерации.

В качестве дополнительных компонентов смесей к микропорошкам CdS и $Zn_{0.65}Cd_{0.35}Se$ были использованы микропорошки халькогенидных полупроводников $Ca(Al_{0.1}Ga_{0.9})_2S_4:Eu^{2+}$ и $Ca_4Ga_2S_7:Eu^{2+}$. Они обладают высокой эффективностью ФЛ, стабильностью излучательных и энергетических характеристик в широком интервале температур (20 – 300 К) и уровней возбуждения ($10^1 - 10^4$ Вт/см²) [2].

Случайная генерация лазерного излучения в микропорошках CdS и $Zn_{0.65}Cd_{0.35}Se$ была достигнута при оптической накачке излучением N_2 -лазера на длине волны 337 нм и комнатной температуре. Пороги случайной генерации лазерного излучения составили 820 кВт/см² и 740 кВт/см², соответственно. Эффект случайной генерации в указанных микропорошках $ZnCdSSe$ вызван формированием случайным образом обратной связи для стимулированного излучения за счет его многократного рассеяния в разупорядоченной среде при отсутствии специально введенных резонаторов.

Спектры случайной генерации микропорошка CdS состоят из достаточно широких полос (2 – 3 нм) со слабовыраженной структурой. Порог генерации составляет 820 кВт/см² (рис. 1, а, вставка). В спектрах излучения смеси порошков CdS и $Ca(Al_{0.1}Ga_{0.9})_2S_4:Eu^{2+}$ при допороговых уровнях возбуждения преобладает полоса свечения ионов европия, а после преодоления порога возникает серия узких лазерных линий, обусловленных возникновением контуров случайной генерации, усиление в которых обусловлено микрокристаллитами сульфида кадмия при межзонной рекомбинации неравновесных носителей заряда (рис. 1, а). Порог генерации в смеси порошков меньше, чем в порошке сульфида кадмия и составляет около 520 кВт/см².

Как и в случае со смесью микропорошков CdS и $Ca(Al_{0.1}Ga_{0.9})_2S_4:Eu^{2+}$, внесение кристаллитов халькогенидного соединения $Ca_4Ga_2S_7:Eu^{2+}$ в смесь с микропорошком

полупроводника $Zn_{0.65}Cd_{0.35}Se$ также приводит к снижению значения порога случайной генерации излучения с 740 кВт/см^2 до 550 кВт/см^2 и к возникновению структуры линий в спектре генерации. При этом происходит существенное увеличение интенсивности линий лазерного излучения и их преобладание над интенсивностью полос спонтанного излучения обоих кристаллитов (рис. 1, б).

Для объяснения наблюдаемых эффектов можно предположить, что добавление к микропорошкам полупроводников $ZnCdSSe$ кристаллитов халькогенидных полупроводниковых матриц с редкоземельными ионами способствует повышению однородности смеси и образованию меньшего количества контуров усиления. Кроме того, возможно также влияние дополнительного возбуждения микрокристаллитов порошков $ZnCdSSe$ излучением халькогенидов с двухвалентными ионами европия.

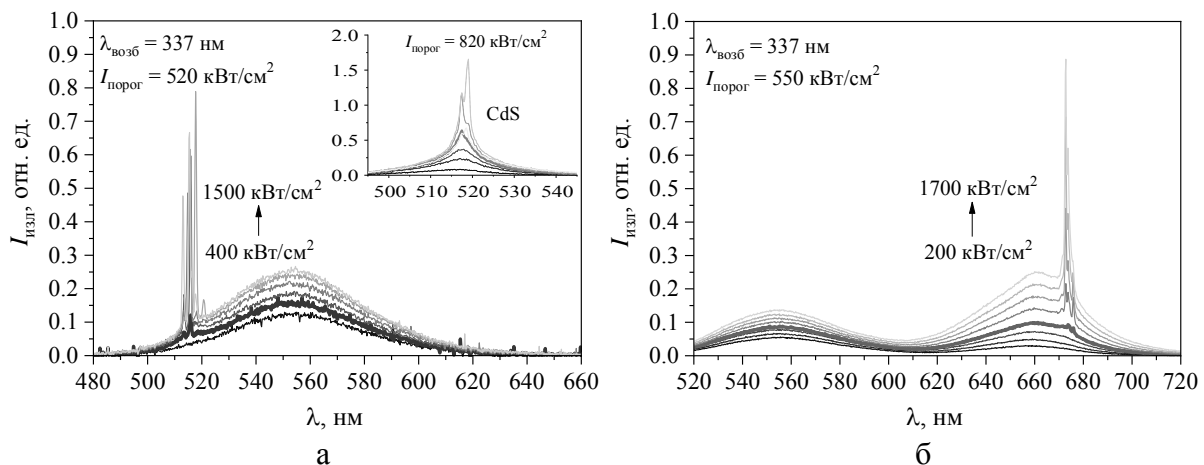


Рис. 1. Спектры излучения смесей микропорошков (а) CdS и $Ca(Al_{0.1}Ga_{0.9})_2S_4:Eu^{2+}$ и (б) $Zn_{0.65}Cd_{0.35}Se$ и $Ca_4Ga_2S_7:Eu^{2+}$ при оптическом возбуждении излучением N_2 -лазера (337 нм) и температуре 300 К. На вставке: спектры излучения микропорошка CdS.

Заключение. Введение халькогенидов $Ca(Al_{0.1}Ga_{0.9})_2S_4:Eu^{2+}$ и $Ca_4Ga_2S_7:Eu^{2+}$ в смесь к микропорошкам твердых растворов CdS и $Zn_{0.65}Cd_{0.35}Se$ приводит в обоих случаях к снижению порогов случайной генерации, а также к появлению структуры тонких линий генерации. Предполагается, что добавление в смесь полупроводниковых микрокристаллов $ZnCdSSe$ микропорошков халькогенидов с двухвалентными ионами европия способствует повышению однородности смеси и образованию ограниченного числа контуров усиления. Кроме того, возможно также влияние дополнительного возбуждения кристаллитов полупроводников $ZnCdSSe$ излучением халькогенидов с двухвалентными ионами европия. Полученные результаты могут быть использованы при разработке и создании лазеров со случайной генерацией «белого» излучения.

Работа выполнена совместно с коллегами из Института Физики НАН Азербайджана при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф18А3-020) и фонда развития науки при президенте Азербайджанской Республики (Грант EIF-BGM-3-BRFTF-2+/2017-15/01/1).

Литература.

1. Alyamani, A. Y. / White» random lasing in mixture of ZnSe, CdS and CdSSe micropowders // Proceedings of SPIE. – 2016. – Vol. 9726. – P. 972625-1 – 972625-6.
2. Leanenia, M. S. / Photoluminescence of $Ca_xBa_{1-x}Ga_2S_4:Eu^{2+}$ solid solutions in wide excitation intensity and temperature intervals // Journal of Luminescence, 181. – 2017. – P. 121–127.

Влияние скорости перестройки частоты на спектр слабого поглощения частиц во внешнем резонаторе с не осевым вводом лазерного излучения

В.В. Лагунов, И.В. Николаев, В. Н. Очкин

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991 ГСП-1 Москва, Ленинский проспект, д.53, ФИАН
E-mail: lagunoww@yandex.ru*

При исследованиях компонентного состава плазмы тлеющего разряда в недавних работах [1-3] был проведен ряд измерений малых концентраций изотопомеров воды. Измерения проводились модифицированным методом диодной лазерной спектроскопии поглощения с высокочастотным внешним резонатором. Давления газов в этих экспериментах не превышали 1-2 Торр и доплеровская ширина линий исследуемых молекул составляла $\sim 10^{-2} \text{ см}^{-1}$. Для корректной записи контуров и уменьшения шумов применялась не осевая схема юстировки резонатора (off axis ICOS [4]).

Особенность измерений в работах [2, 3] состояла в большой скорости перестройки частоты лазерного излучения и при этом была обнаружена асимметрия линий поглощения. В данной работе исследуются причины асимметрии, проведен анализ существующего описания процессов наполнения не осевого резонатора излучением [4], разработано теоретическое описание явления и построена его математическая модель. На рисунке 1 представлены результаты измерений и моделирования контура поглощения на примере линии молекулы воды P(4) (000)-(200) на частоте 7180.399 см^{-1} . Измерения и расчет поглощения проводились при разных скоростях перестройки лазера. Использовались зеркала резонатора 99% и 99,98%.

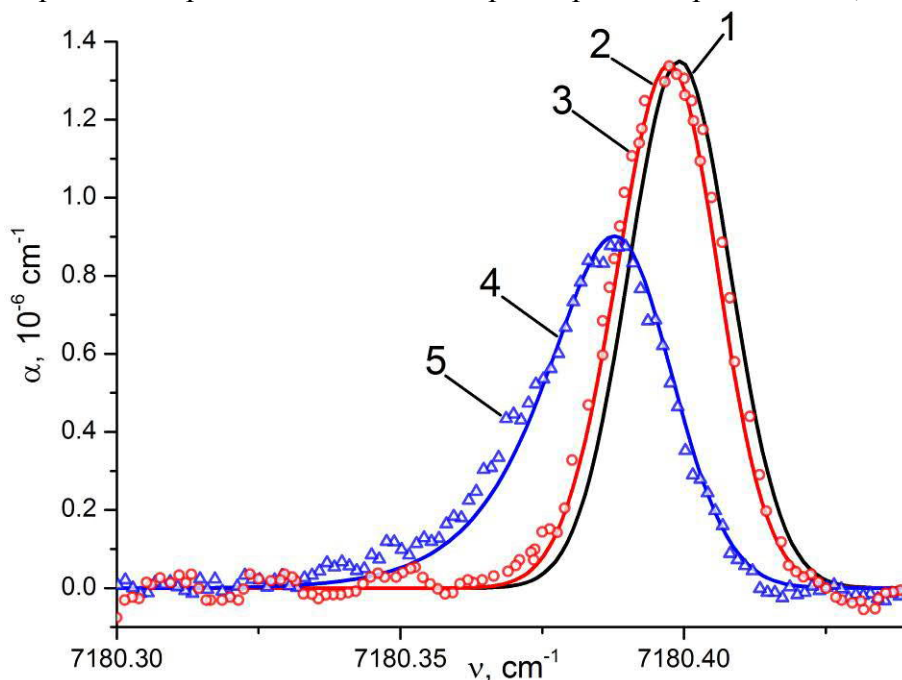


Рисунок 1 Рис. 1. 1 – Доплеровский контур; 2 – скорость перестройки $100 \text{ см}^{-1}/\text{с}$, теория; 3 – $100 \text{ см}^{-1}/\text{с}$, эксперимент; 4 – $800 \text{ см}^{-1}/\text{с}$, теория; 5 – $800 \text{ см}^{-1}/\text{с}$, эксперимент.

Было показано, что асимметрия линии поглощения при не осевом вводе излучения в высокодобротный резонатор связана с тем, что при перестройке частоты требуется время на заполнение и опустошение резонатора излучением определенной частоты. Из-за этого, при прописывании контура линии поглощения, в каждой его точке происходит наложение текущего значения интенсивности и затухших значений интенсивности предыдущих частот. Поэтому, как увеличение скорости перестройки, так и увеличение добротности резонатора выше определенного предела (в нашем случае уже при $100 \text{ см}^{-1}/\text{с}$ с зеркалами 99,98%) заметно искажают форму линии поглощения.

Отметим, что форма искажения зависит от направления перестройки. Она сохраняется во временном масштабе и зеркально симметрична в масштабе частот.

Произведено сравнение искажений контуров линий в условиях свободного пространства ([5-7] и др.), когда механизм искажений связан с интерференцией зондирующего излучения и затухающего излучения наведенной поляризации поглощающих частиц. В изучаемых нами условиях искажения наступают уже при скоростях перестройки частоты на 3-4 порядка меньших, чем в свободном пространстве.

Работа выполнена за счет средств гранта Российского научного фонда (проект № 19-12-00310).

Литература.

1. A.V. Bernatskiy, V.V. Lagunov, V.N. Ochkin, S.N. Tskhai. / Study of water molecule decomposition in plasma by diode laser spectroscopy and optical actinometry methods // Laser Physics Letters. - 2016, - V.13, No. 7, - P. 075702. <https://doi.org/10.1088/1612-2011/13/7/075702>
2. A.V. Bernatskiy, V.V. Lagunov, V.N. Ochkin. / Measurement of the concentration of isotopes of water molecules in a discharge in an inert gas with the addition of H₂O and D₂ vapours by external-cavity diode laser spectroscopy // Quantum Electronics. - 2019, - V. 49, No. 2, - P. 157-161. <https://doi.org/10.1070/QEL16819>
3. A.V. Bernatskiy, I.V. Kochetov, V.V. Lagunov, V.N. Ochkin. / Electric fields and concentrations of charged and neutral hydrogen isotopic particles in the plasma of low pressure DC discharge // Physics of Plasmas. - 2019, - V. 26, No. 8, - P. 083511. <https://doi.org/10.1063/1.5118830>
4. J. Paul, L. Lapson, J. Anderson. / Ultrasensitive absorption spectroscopy with a high-finesse optical cavity and off-axis alignment. // Applied Optics. - 2001, - V. 40, - P. 4904-4910. <https://doi.org/10.1364/AO.40.004904>
5. И.И. Засавицкий, М.А. Керимкулов, А.И. Наджединский, В.Н. Очкин, С.Ю. Савинов, М.В. Спиридонов, Шотов А.П. / Когерентные нестационарные эффекты при быстрой записи спектра поглощения. // Оптика и Спектроскопия -1988. - Т. 65. - с. 1198-1202.
6. N. Tasinato, G. Duxbury, N. Langford, and K.G. Hay. / An investigation of collisional processes in a Dicke narrowed transition of water vapor in the 7.8 μm spectral region by frequency down-chirped quantum cascade laser spectroscopy. // The Journal of Chemical Physics. – 2010. - V.132, - P. 044316. <https://doi.org/10.1063/1.3299263>
7. S. N. Andreev, V. N. Ochkin, N. V. Pestovskii, and S. Yu. Savinov. / Coherent Spectroscopy with Fast Frequency Swept Lasers. // Optics and Spectroscopy. - 2015. - V. 119, No. 3, - P. 385–391. <https://doi.org/10.1134/S0030400X15090027>

Одночастотный лазерный диодный модуль с оптоволоконным выводом излучения на длине волны 1550 нм и с активной термостабилизацией на основе элементов Пельтье

В. В. Шестак, К. Б. Микитчук, А. Л. Чиж

ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника», 220072 Минск, Беларусь
E-mails: v.shestak@oelt.basnet.by, mikitchuk@oelt.basnet.by, chizh@oelt.basnet.by

Введение. Для современных устройств и систем радиофотоники, например, для систем генерации СВЧ-сигналов с высокой спектральной чистотой оптоэлектронными методами, а также аналоговых волоконно-оптических линий задержки до 100 мкс выдвигаются требования работы в широком температурном диапазоне от -50° до $+50^{\circ}$ С и, как следствие, необходимы одночастотные лазерные диоды с высокой стабильностью длины волны и мощности генерации. В современных лазерных диодах с распределенной обратной связью и волоконно-оптическим выводом излучения из-за влияния внешней температуры происходит изменение как длины резонатора, так и коэффициента усиления в активной области лазера [1,2]. В данной работе исследуется волоконно-оптический лазерный диодный модуль на основе кристалла инжекционного квантоворазмерного InGaAsP/InP лазера с распределенной обратной связью со сдвигом фаз в решетке, а также активной термостабилизацией на основе элементов Пельтье.

1. Конструкция. Для стабилизации температуры и мощности излучения лазерного диода с распределенной обратной связью (длина волны генерации 1.55 мкм, подавление побочных мод более 40 дБ) внутри металлического корпуса устанавливается модуль Пельтье с терморезистором (Рис. 1а). Стабилизация температуры осуществлялась с помощью пропорционального интегрально-дифференциального регулятора, причем коэффициент пропорциональности, постоянные времени и температура стабилизации определялись резисторами R_1 , R_2 , R_3 , а в качестве датчика температуры использовался терморезистор R_{th} (Рис. 1б) [2].

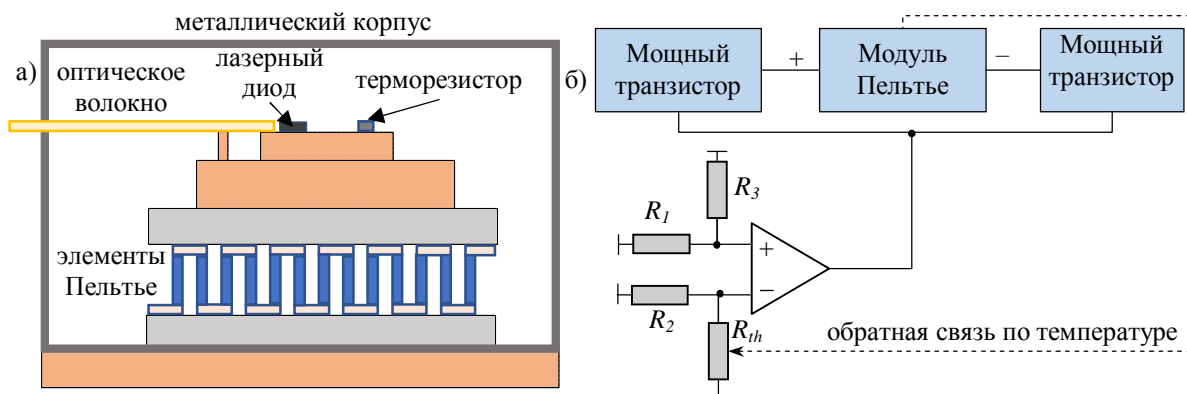


Рис. 1. Сечение (а) и блок-схема (б) лазерного диодного модуля с оптоволоконным выводом излучения и с активной термостабилизацией на основе элементов Пельтье

2. Характеристики. Рис. 2 показывает спектральные характеристики InGaAsP лазерного диодного модуля без (а) и с (б) термостабилизацией (а). Рис. 3. показывает зависимость выходной оптической мощности (а) и центральной длины волны генерации (б) от внешней температуры для исследуемого лазерного диодного модуля. В температурном диапазоне от -50° до $+50^{\circ}$ С изменение длины волны составляет порядка 10 нм (температурный коэффициент длины волны составляет 0.1 нм/ $^{\circ}$ С) без

термостабилизации, а при использовании активной термостабилизации изменение длины волны составляет порядка 0.13 нм (температурный коэффициент длины волны составляет 0.0013 нм/°С). В температурном диапазоне от -50° до $+50^{\circ}$ С изменение мощности генерации составляет порядка 3.65 дБм без термостабилизации, а при использовании активной термостабилизации изменение мощности составляет 0.64 дБм.

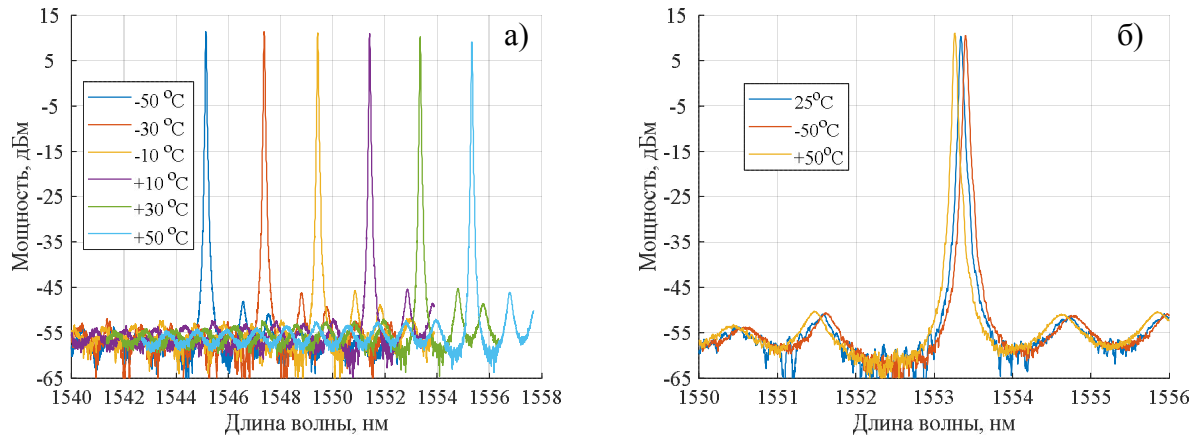


Рис. 2. Спектральные характеристики InGaAsP лазерного диодного модуля при различных температурах: а) без термостабилизации, б) с активной термостабилизацией

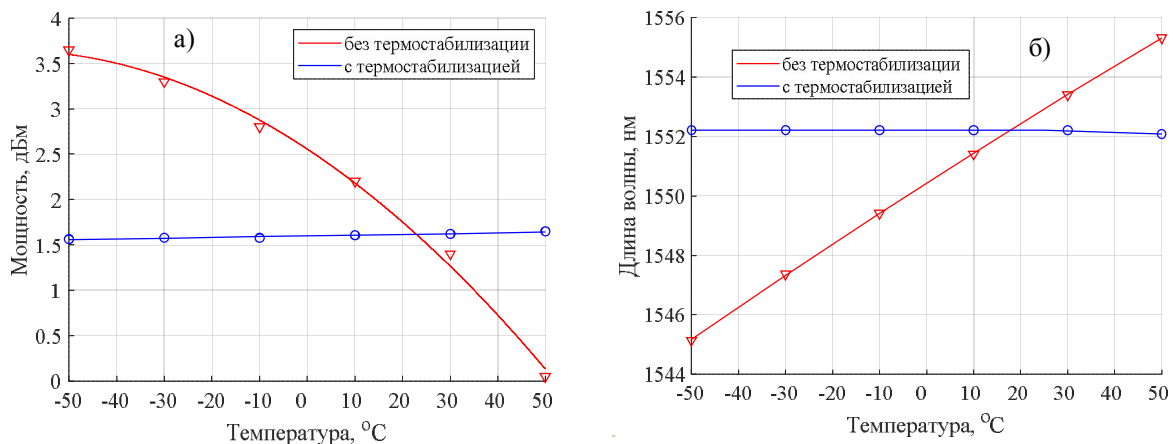


Рис. 3. Зависимость выходной оптической мощности (а) и центральной длины волны генерации (б) от внешней температуры для InGaAsP лазерного диодного модуля

Заключение. Использование активной термостабилизации на основе элементов Пельтье для лазерного модуля с оптоволоконным выводом излучения позволяет снизить температурный коэффициент длины волны на два порядка, а также уменьшить изменение мощности более чем на 3 дБ в температурном диапазоне от -50° до $+50^{\circ}$ С.

Литература.

1. Numai, T. Fundamentals of semiconductor lasers / T. Numai. – Tokio: Springer, 2015. – 289 p.
2. Wang H., Yu Y. / Dynamic modeling of PID temperature controller in a tunable laser module and wavelength transients of the controlled laser // IEEE J. of Quant. Electron. – 2012. – Vol. 48, № 11. – P. 1424–1431.

Моделирование плёночных фотонных кристаллов для оптических приложений

Д. И. Волк, Л. С. Хорошко, А. В. Баглов

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
220013 Минск, Беларусь
E-mail: L_Khoroshko@bsuir.by*

Введение. Одним из направлений развития технологий для оптических приложений является разработка методик формирования многослойных пленочных структур с показателем преломления, меняющимся с периодом, сравнимым с длиной волны оптического излучения – фотонных кристаллов. Фотонные кристаллы характеризуются наличием т.н. фотонной запрещенной зоны – полосы непрозрачности в определенном диапазоне длин волн, обусловленной брэгговской дифракцией света в таких структурах. Технология одномерных фотонных кристаллов интересна также для создания интерференционных фильтров, светоизлучающих диодов, излучающих структур и т. д.

Формирование фотонных кристаллов, микрорезонаторов и интерференционных фильтров предполагает чередование слоев с различным показателем преломления в совокупности с точным контролем толщины этих слоев. Множество технологий, такие как вакуумное напыление, молекулярно-лучевая эпитаксия и др., позволяет достаточно точно контролировать толщину получаемых пленочных покрытий. С увеличением разницы в показателе преломления отражение в запрещенной зоне возрастает, что делает комбинацию материалов SrTiO_3 и SiO_2 перспективными ввиду разницы в значениях их показателей преломления. Моделирование многослойных структур с использованием специального программного обеспечения широко используется для оптимизации толщины пленок, их последовательности и установления результирующих оптических характеристик готовых фотонных кристаллов.

1. Методика исследования. В данной работе мы исследовали оптические свойства фотонных кристаллов, состоящих из различного числа чередующихся слоев SrTiO_3 и SiO_2 , с применением модуля геометрической оптики пакета *COMSOL Multiphysics*[®] для диапазона длин волн 300–900 нм. В проведенном моделировании коэффициенты преломления составляли 2,422 и 1,478 для SrTiO_3 и SiO_2 соответственно. Варьируемым параметром выступало количество пар чередующихся четвертьволновых слоев $\text{SrTiO}_3/\text{SiO}_2$ и наличие дефектного слоя, представляющего собой полуволновой слой одного из используемых материалов, как было описано в [1].

2. Результаты моделирования. Для четвертьволновых слоев оксида кремния и титаната стронция уже для комбинаций $\text{SrTiO}_3/\text{SiO}_2/\text{SrTiO}_3$ и $\text{SiO}_2/\text{SrTiO}_3/\text{SiO}_2$ наблюдаются свойства просветляющих покрытий в видимом и ультрафиолетовом диапазоне длин волн (рис. 1, а). При увеличении количества пар слоев до 11 формируется фотонный кристалл с шириной фотонной запрещенной зоны

Создание дефектов фотонного кристалла путем введения в его структуру полуволновых слоев SiO_2 и SrTiO_3 способствует расщеплению фотонной запрещенной зоны и появлению полос с уровнем отражения до 80%, причем расщепление более выражено для фотонного кристалла, содержащего полуволновые слои SrTiO_3 (рис. 2).

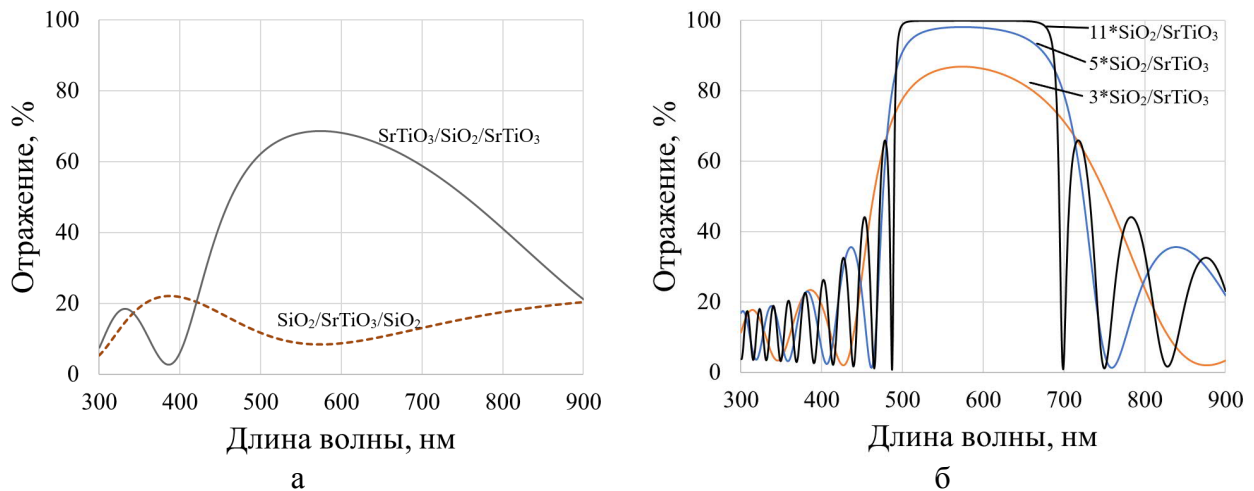


Рис.1. Спектры отражения просветляющих покрытий (а) и фотонно-кристаллических структур (б) на основе $\text{SiO}_2/\text{SrTiO}_3$

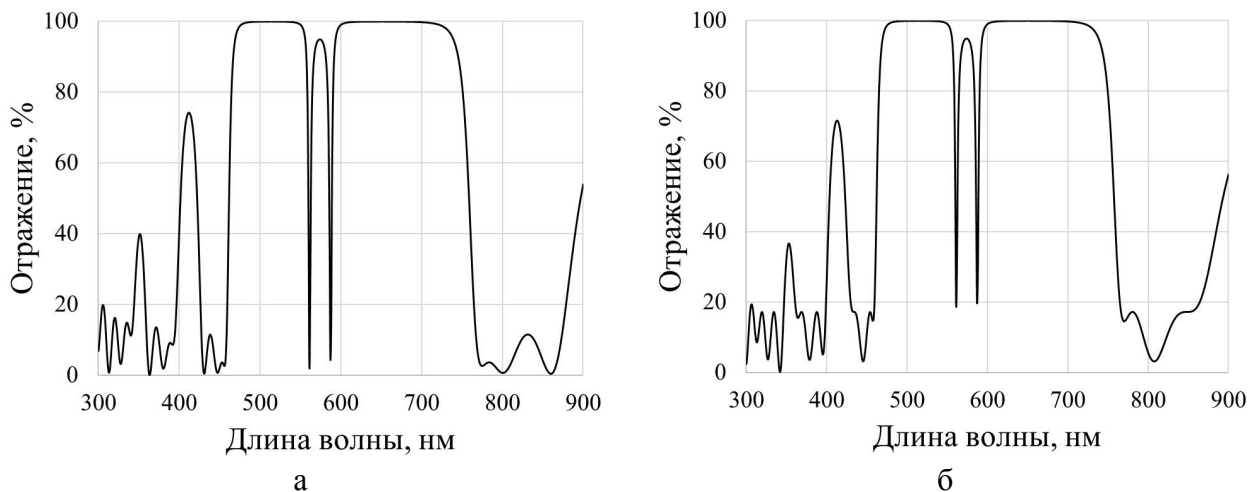


Рис.2. Спектры отражения фотонных кристаллов на основе $\text{SiO}_2/\text{SrTiO}_3$, содержащих дефект в виде полуволнового слоя SrTiO_3 (а) и SiO_2 (б)

Заключение. Показана возможность получения фотонного кристалла и управления характеристиками фотонной запрещенной зоны для многослойных структур на основе $\text{SiO}_2/\text{SrTiO}_3$. Фотонные кристаллы, содержащие введенный дефектный слой, демонстрируют свойства полосовых фильтров и могут быть использованы для селекции полезного сигнала, соответствующего максимуму люминесценции изучаемого объекта для различных применений фотоники и квантовой оптики, а также для изучения люминесценции в условиях перераспределения плотности фотонных состояний.

Литература.

1. Хорошко Л.С., Баглов А.В., Гнитько А.А. / Моделирование многослойных ультратонких пленочных фотонных кристаллов для селективных фильтров // Доклады БГУИР. – 2019. – № 7 (125). – С. 88-94

Физика конденсированного
состояния, наноструктур и
материалов

Низкотемпературный синтез стеклокерамики с кристаллитами $\text{YNbO}_4:\text{Eu}^{3+}$

В.А. Кравец^а, Е.В. Иванова^а, М.В. Заморянская^а

^а ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: vladislav2033@yandex.ru

Несмотря на активные исследования, остается актуальным поиск новых рентгенолюминофоров. Одним из наиболее перспективных направлений является разработка методов синтеза стеклокристаллических материалов на основе оксидов, активированных редкоземельными ионами, в том числе и ниобатов. Ниобат иттрия, активированный ионами редких земель, является перспективным радиационно-стойким сцинтиллятором, в частности – рентгенолюминофором. Такие материалы могут использоваться в медицинской и промышленной рентгенографии [1]. Ниобат иттрия обладает высокой плотностью, что немаловажно при поглощении и преобразовании ионизирующего излучения в видимый свет, не гигроскопичен, а также обладает высокой радиационной и химической стойкостью. Современные исследования по синтезу стеклокристаллических материалов на основе ортониобатов приводятся в [2]. Основным недостатком материалов, синтезированных в рамках данных исследований, является высокая температура синтеза (около 1600 °С).

Основной целью работы было проведение низкотемпературного синтеза стеклокерамики с YNbO_4 , активированной ионами Eu , и исследование структурных и люминесцентных свойств получившихся образцов.

В качестве матриц для низкотемпературного синтеза стеклокерамики с включениями ниобата иттрия легированного Eu^{3+} были выбраны системы: $\text{B}_2\text{O}_5\text{--Na}_2\text{O--Y}_2\text{O}_3\text{--Nb}_2\text{O}_5\text{--Eu}_2\text{O}_3$ (образец *BNa*), $\text{SiO}_2\text{--Na}_2\text{O--K}_2\text{O--Y}_2\text{O}_3\text{--Nb}_2\text{O}_5\text{--Eu}_2\text{O}_3$ (образец *SiNaK*) и SiO_2 золь - гель стекло пропитанное раствором солей Eu , Y и Nb (образец *Si-Sol*). Также для сравнения люминесцентных свойств полученных образцов в работе использовался микронный монофазный кристаллический порошок $\text{YNbO}_4:\text{Eu}^{3+}$ (образец *YNbO₄(Eu)*). Для формирования кристаллитов в материале, на завершающей стадии синтеза образцы медленно охлаждались в муфельной печи. Соединения иттрия, ниобия и редких земель (Re) добавлялись в матрицу в таком соотношении, чтобы в синтезируемом материале выполнялись следующие мольные соотношения – $M(\text{Re}_2\text{O}_3)/M(\text{Y}_2\text{O}_3) \leq 0,2$ и $M(\text{Re}_2\text{O}_3 + \text{Y}_2\text{O}_3)/M(\text{Nb}_2\text{O}_5) \sim 1$.

Первое соотношение определяется оптимальной концентрацией редкоземельного активатора Re в матрице ниобата иттрия, при которой наблюдается максимальная интенсивность излучения европия [1]. Второе соотношение выбрано таким образом, чтобы в результате синтеза керамики в ней образовался YNbO_4 из расплава [3].

Однородность образцов и наличие включений исследовались в оптическом микроскопе катодолюминесцентной установки. Для определения элементного состава образцов использовался метод рентгеноспектрального микроанализа (РСМА). Люминесцентные свойства исследовались методами локальной катодолюминесценции (КЛ). Наличие кристаллической фазы в образцах определялось методом рентгенодифракционного фазового анализа (РДФА), а также по спектроскопическим характеристикам активатора в материале. КЛ изображения образцов продемонстрированы на Рис. 1. Показано наличие микронных включений в синтезированных образцах.

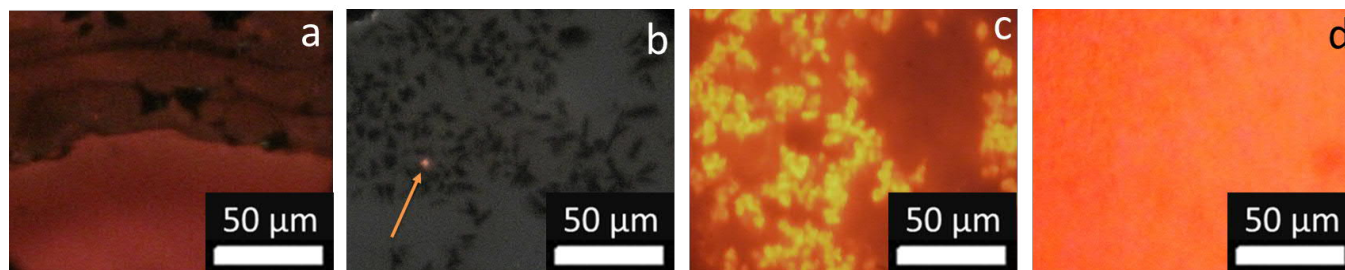


Рисунок 1. CL изображения образцов *Si-Sol*(a) *SiNaK*(b), *BNa*(c), *YNbO₄(Eu)*(d)

Методом РСМА показано, что в образце *Si-Sol* растворяются лишь сотые доли Y и Nb, что недостаточно для кристаллизации ниобата редких земель. Результаты РДФА исследования образцов представлены в Табл. 1. Показано, что во всех образцах присутствует кристаллическая составляющая. Показана возможность кристаллизации $YNbO_4$ в образцах *SiNaK* и *BNa*. Наиболее перспективной для синтеза активированной стеклокерамики с $YNbO_4$ показала себя матрица *BNa*.

Таблица 1. РДФА образцов

| Образец | Идентифицированная кристаллическая фаза | Размеры кристаллитов, нм | Содержание кристаллической фазы, % |
|---------------|---|--------------------------|------------------------------------|
| <i>Si-Sol</i> | SiO_2 -Кристаболит | 45±5 | 3,6±0,4 |
| <i>SiNaK</i> | SiO_2 -Кварц | 100±10 | ~ 2 |
| | SiO_2 - Кристаболит | - | ~ 3 |
| | SiO_2 - М-Тридимит | 50±5 | ~9 |
| | М- $YNbO_4$ | 45±5 | ~ 0,5 |
| <i>BNa</i> | М- $YNbO_4$ | 45±5 | 47±5 |

Авторы выражают благодарность В.В. Васькевичу и М.И. Москвичёву за предоставление материалов для исследований. Авторы выражают благодарность Яговкиной М.А. за РДФА исследования. РДФА исследования проводились на рентгеновском дифрактометре D2 Phaser (Bruker, Германия). РДФА исследования выполнены с использованием оборудования федерального ЦКП "Материаловедение и диагностика в передовых технологиях", поддержанного Минобрнауки России (Уникальный идентификатор проекта RFMEFI62119X0021).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90021.

Литература.

1. A.Y. Mester, A.M. Mozharov, A.N. Trofimov, M.V. Zamoryanskaya, Opt. Spectrosc. 120 (2016) 726-731.
2. P.A. Loiko, O.S. Dymshits, I.P. Alekseeva, A.A. Zhilin, M.Y. Tsenter, E.V. Vilejshikova, K.V. Bogdanov, X. Mateos, K.V. Yumashev, J. Lumin. 179 (2016) 64-73.
3. Ф.Я. Галахов, Диаграммы состояния систем тугоплавких оксидов: Справочник, Вып. 5 Ч.2, Наука, 1986.

Влияния микроволнового излучения на вольт –амперного характеристику *p-n* перехода

Г. Гулямов^а, А. Г. Гулямов^б, Б. Б. Шахобиддинов^а, Г. Н. Мажидова^а,
Ф. Р. Мухитдинова^а

^а Наманганский инженерно-строительный институт, 160103, Наманган, Узбекистан.

^б Узбекистан Физико-технический институт Н П О «Физика-Солнце» А Н Р Уз,
100084 Ташкент, Узбекистан.

e-mail: bahodirshahobiddinov@gmail.com

Аннотация: Исследовано влияние микроволнового излучение на токи, возникающие на *p-n* переходе. Показано, что в микроволновом поле на *p-n* переходе за счет разогрева электронов и дырок и модуляции высоты потенциального барьера возникает электродвижущая сила, зависящая от высоты барьера. Установлено, что в микроволновом поле *p-n* переход становится источником ЭДС, зависящая от тока.

Ключевое слово: ЭДС - электродвижущая сила, ВАХ - вольт-амперная характеристика. СВЧ- сверх высокая частота, горячий электрон, горячий дырок, Фонон, потенциальной барьер, коэффициент диффузия, длина диффузия, время жизни.

Рассмотрена влияние микроволнового излучения на вольт-амперную характеристику *p-n* перехода на основы германия. Считается, что ширина области объемного заряда меньше длины свободного пробига электронов и задачу рассмотрим в диодном приближении. в этом случае плотность полного тока определятся выражением [1-2]

$$J_p = -qD_p \frac{dp_n}{dx} \Big|_{x_n} = \frac{qD_p \cdot p_{n0}}{L_p} \left(e^{\frac{qu}{kT}} - 1 \right)$$

$$J_n = -qD_n \frac{dn_p}{dx} \Big|_{-x_p} = \frac{qD_n \cdot n_{p0}}{L_n} \left(e^{\frac{qu}{kT}} - 1 \right)$$

$$I = J_n + J_p = J_s \left(e^{\frac{qu}{kT}} - 1 \right) \quad (1)$$

$$J_s = \frac{qD_p \cdot p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n \cdot n_{p0}}{L_n} \quad (2)$$

Здесь D_n, D_p –коэффициенты диффузии электронов и дырок. p_n концентрации дырок в n области, n_p –концентрации электронов в p области. L_n, L_p –диффузионные длины электронов и дырок которые связаны с временами жизни τ_p и τ_n электронов и дырок с помощью следующих выражений

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \quad (3)$$

Выражение (1) является вольтамперной характеристикой *p-n* перехода в отсутствии внешних воздействий.

При разогреве электронов и дырок микроволновым излучением ток через *p-n* переход определяется следующим выражением.

$$I = \frac{qD_n n_p}{\sqrt{D_n \tau_n}} \left[\sqrt{\frac{T_e}{T}} \cdot \exp\left(\frac{q\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - u - u_e)}{kT_e}\right) - 1 \right] + \frac{qD_p p_n}{\sqrt{D_p \tau_p}} \left[\sqrt{\frac{T_h}{T}} \cdot \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - u - u_h)}{kT_h}\right) - 1 \right] \quad (4)$$

Здесь φ_0 –начальная высота потенциального барьера, T_e и T_h –температуры электронов и дырок, U_e, U_h модуляции высоты барьера для электронов и дырок при воздействии микроволнового излучения и определяется следующим выражением [3]

$$u_e(U_b, T_e) = \frac{kT_e}{e} \ln \left(\int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_b \cos(\omega t)}{kT_e}\right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} \right) \quad (6)$$

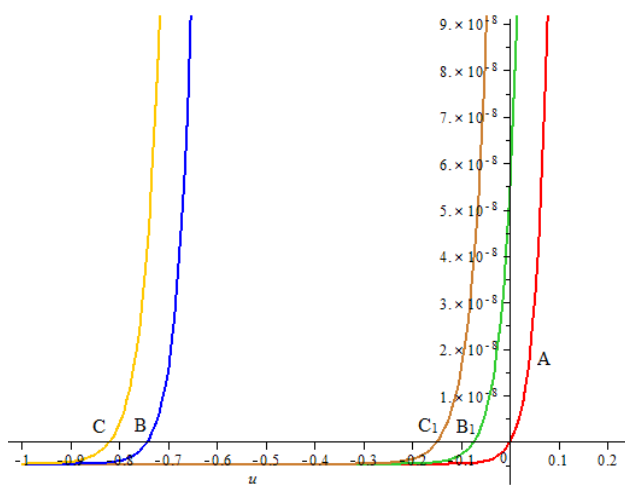
$$u_h(U_b, T_h) = \frac{kT_h}{e} \ln \left(\int_0^{2\pi} \exp \left(-\frac{eU_b \cos(wt)}{kT_h} \right) \frac{d(wt)}{2\pi} \right) \quad (7)$$

Здесь U_b - амплитудное значение изменени потенциала микроволнового излучения. По формулам (6) и (7) при $T_e = T_h = 350 \text{ K}$ $U_e = U_h = 0,668 \text{ B}$ при $T_e = T_h = 400 \text{ K}$ $U_e = U_h = 0,67 \text{ B}$

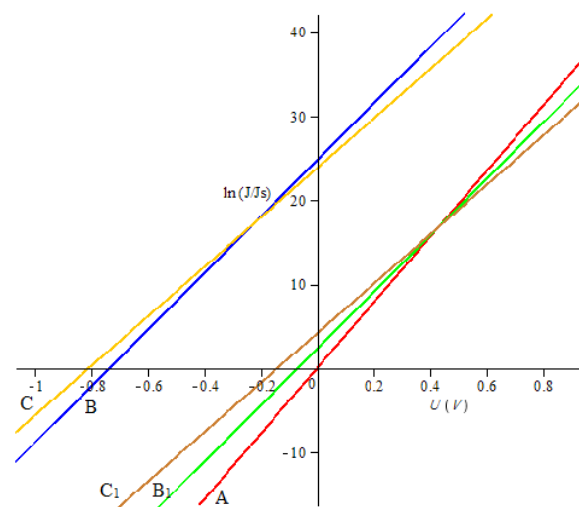
Используя выражение (5) можно исследовать влияние микроволнового излучения на ВАХ p - n перехода. Для германия при $T=300 \text{ K}$ $n_i = 2,4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ для $n_n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ $p_n = 5,76 \cdot 10^{11}$ высота начального потенциального барьера $\phi_0 = 0,2 \text{ B}$.

Зная вольтамперную характеристику диода можно вычислит ЭДС горячих электронов, генерируемую p - n переходом в сильном микроволновом поле.[4]

В режиме холостого хода, когда цепь с p - n переходом в микроволновом поле разомкнута напряжение на зажимах диода равняется, ЭДС генерируемую диодом. В общем случае когда p - n переход находится в поле микроволнового излучения, ЭДС генерируемая диодом является функцией тока.



1 – рисунок



2 – рисунок

На рисунках 1 и 2 приведены вольтамперные характеристики p - n перехода. В отсутствии внешнего воздействия на p - n перехода $T_e = T_h = 300 \text{ K}$ ВАХ проходить через начало координат и в цепи ЭДС не генерируется. Температура кристалла и окружающей среды одинаковы. В отсутствии электромагнитной волны энергия к диоду из внешней среды не подводится.

При воздействии микроволного излучения на p - n переход одновременно идет разогрев носителей зарядов и колебания ширины области объемного заряда. Это приводит к увеличению средней кинетической энергии свободных электронов и дырок и периодическому колебанию высоты барьера p - n перехода. При $T_{e1} = T_{h1} = 350 \text{ K}$ $U_{e1} = U_{h1} = 0,668 \text{ B}$ в режиме холостого хода ЭДС, генерируемая диодом равняется $E = 0,74 \text{ V}$ при $T_e = T_h = 400 \text{ K}$ $U_e = U_h = 0,67 \text{ V}$, $E = 0,82 \text{ V}$. В отсутствии модуляции потенциального барьера ЭДС, генерируемая микроволновым излучением сильно уменьшается.

Например, при $T_e = T_h = 350 \text{ K}$ $U_e = U_h = 0$ ЭДС, генерируемая p - n -переходом $E = 0,075 \text{ V}$. При $T_e = T_h = 400 \text{ K}$ $U_e = U_h = 0$ $E = 0,15 \text{ V}$

Отсюда следует, что p - n переход очень чувствительно к модуляции потенциального барьера.

В общем виде ЭДС, генерируемая p - n переходом определяет как разогревом так и модуляцией величины потенциального барьера.

Для выделения термоэдс горячих носителей из общего ЭДС, генерируемой диодом специально принимаю меры того, что электромагнитная волна распространялась так

что напряженность электрической составляющей волны была параллельна к плоскости $p-n$ - перехода.

В этом случае микроволновое излучение только греет электронно –дырочный газ и ЭДС генерируемая диодам обусловлена разогревом носителей тока.

Однако как показали теоретический анализ распределения электромагнитного поля внутри $p-n$ перехода в реальных условиях исключить модуляцию высоты барьера практически невозможно.

Поэтому в ЭДС генерируемой $p-n$ переходом в поле микроволнового излучения всегда имеется вклад модуляции высоты потенциального барьера.

Литература.

1. В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников «Физика полупроводников», Наука, М. 1977.
2. С. Зи “Физика полупроводниковых приборов” том – 1. Стр (91 – 100).
3. С. Х. Шамирзаев, Г. Гулямов , М. Г. Дадамирзаев , А. Г. Гулямов Вихревые токи, возникающие на $p-n$ -переходе в сверхвысокочастотном электромагнитном поле/ Физика и техника полупроводников, 2009, том 43, вып.
4. Г. Гулямов , У. И. Эркабоев , Н. Ю. Шарипбаев , А. Г. Гулямов Э Д С, возникающая в $p-n$ -переходе при воздействии сильного СВЧ поля и света/ Физика и техника полупроводников, 2019, том 53, вып. 3

Наноразмерная обработка подложек из алюминиевых сплавов для опто- и микросистемной техники

Архипов И.В., Кашуба Н.М.

НИИПФП им. А.Н. Севченко БГУ, 220045 Минск, Беларусь
E-mail: arhipovivan.v@gmail.com

Анализ технического состояния различных отраслей промышленности, связанных с использованием современных конструкционных композиционных материалов, керамики, цветных металлов и сплавов для изготовления суперточных изделий показывает, что наиболее эффективным способом обработки является технология алмазного точения, когда отклонения по форме и шероховатости обрабатываемой поверхности должны находиться в пределах нанометрового диапазона.

Целью настоящей работы является исследование технологических процессов по алмазной лезвийной наноразмерной обработке подложек из алюминиевых сплавов для создания устройств опто- и микросистемной техники.

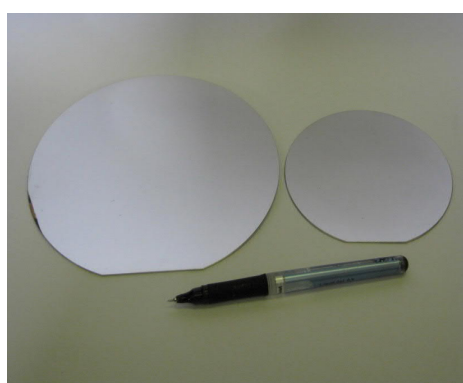
Проведены исследования базовых технологических операций по наноразмерной лезвийной обработке алюминиевых сплавов для изготовления подложек для получения пористого анодного оксида алюминия. Рассмотрены и исследованы (см.таблицу) основные технологические факторы, влияющие на качество поверхности алюминиевых подложек, обработанных по технологии алмазного точения.

Таблица. Основные технологические факторы, влияющие на качество поверхности

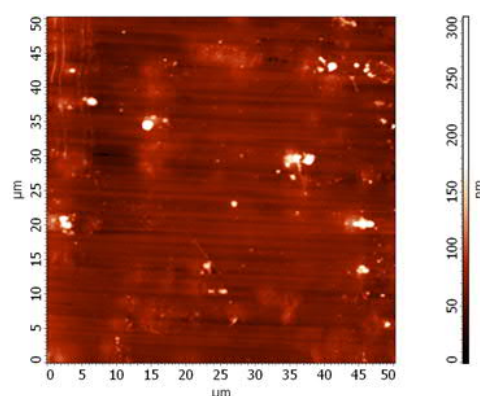
| Параметры алмазного резца | Структура материала обрабатываемого изделия | Параметры станка и режимы обработки | Прочие параметры (состояние помещения, окружающая среда) |
|--|---|---|---|
| <ul style="list-style-type: none"> -радиус закругления режущей кромки, ρ - передний угол, γ - задний угол, α - угол наклона главной режущей кромки, λ - угол в плане, φ - ширина фасетки, β - радиус заточки, f | <ul style="list-style-type: none"> -неоднородности структуры -электрофизическое состояние поверхности - инородные включения - внутренние напряжения -деформации от изменения температуры | <ul style="list-style-type: none"> -частота вращения шпинделя - осевое и радиальное биения шпинделя -дискретность перемещения продольного суппорта -скорость перемещения поперечного суппорта -биения приводов исполнительных органов -устройство охлаждения с использованием ПАВ | <ul style="list-style-type: none"> -температура помещения -виброизоляция фундамента -состояние воздушной среды (влажность, пыльность) -давление и расход сжатого воздуха подаваемого в станок -устройство удаления стружки -неточность форм базовых поверхностей(планшайбы) и приспособлений крепления изделий |

Установлено доминирующее влияние на формирование шероховатости оказывают форма и состояние лезвийного алмазного инструмента, скорость подачи и амплитуда радиальных биений между инструментом и заготовкой.

Для изготовления алюминиевых подложек использовался особо чистый сплав алюминия (4,0% Mg, 0,5 % Mn). В процессе изготовления подложек (токарной обработки и фрезерования) для стабилизации фазового и структурного состояния материала (снятие внутренних напряжений, оптимизации сопротивления пластическим деформациям) проводился стабилизирующий нагрев заготовок. Изготовлены экспериментальные образцы подложек из алюминиевого сплава АМг-2 для получения пористого анодного оксида алюминия диаметром 100 и 150 мм (рис. 1а). Для получения наноструктурированного пористого упорядоченного оксида алюминия большое значение имеет подготовка поверхности металлической подложки (отсутствие окислов, вкраплений, царапин и др. дефектов). Полученное методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) усредненное среднеарифметическое значение шероховатости профиля по 5-ти измерениям в различных областях составило $Ra = 1,44$ нм, а среднеквадратичное $R_q = 1,99$ нм (рис.1б).



а



б

Рис. 1. а - подложки из алюминиевого сплава марки АМг-2 диаметром 150 мм и 100 мм
б - АСМ изображение рельефа поверхности подложки из алюминиевого сплава марки АМг-2

Таким образом, технология алмазного наноточения алюминиевых подложек для получения ПАОА позволяет:

- 1) получить рельеф поверхности подложки с шероховатостью $Ra \leq 0,002$ мкм диаметром 150мм в условиях серийного производства;
- 2) проводить визуальную разбраковку на наличие дефектов и включений на поверхности подложек перед первым анодным окислением;
- 3) уменьшить адсорбцию химически активных веществ и уменьшить неоднородность в поверхностном слое;
- 4) улучшить воспроизводимость процесса анодирования и однородность диэлектрического слоя, регулярность упорядоченной структуры и разброс размеров пор;
- 5) увеличить электрическую прочность и снизить токи утечки диэлектрического слоя;
- 6) обеспечить четкое нанесения упорядоченного рельефа для расположения ячеек с мезопорами методом механического прессования поверхности шаблоном.

Применения технологии алмазного наноточения позволяет создать более качественный и конкурентный продукт на рынке наноматериалов, в том числе с использованием ПАОА.

Влияние термической обработки на структурно-фазовый состав и микротвердость фольг сплава 1191 системы Al–Mg–Cu

И. А. Столяр^a, В. Г. Шепелевич^a, И. И. Ташлыкова-Бушкевич^b

^a Белорусский государственный университет, 220050 Минск, Беларусь

^b Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
220013 Минск, Беларусь
E-mail: iuiana@gmail.com

Введение. В настоящее время одна из актуальных задач современного материаловедения – это расширение номенклатуры изделий из магнийсодержащих алюминиевых сплавов за счет поиска энергоэффективных технологий синтеза и выбора оптимальных режимов упрочняющей термообработки для решения проблемы отрицательного влияния высоких температур на физико-механические свойства материалов. При разработке перспективных свариваемых сплавов Al повышение прочности материалов достигается совместным легированием алюминия медью и магнием. Система Al–Mg–Cu является основой так называемых дюралюминов, которые наряду со сравнительно высокими значениями прочностных характеристик обладают хорошей пластичностью, и используются в различных областях техники, в том числе ракетно-космической [1,2]. Цель данной работы – модифицировать структуру и физические свойства промышленного деформируемого сплава 1191 системы Al–Mg–Cu с помощью сверхбыстрой закалки из расплава и определить влияние термической обработки на структуру и механические свойства быстрозатвердевших (БЗ) фольг.

Методика эксперимента. Исследуемые в работе фольги промышленного деформируемого сплава 1191 (Al-3,17% Mg-1,55% Cu-0,39% Mn-0,15% Fe) (ат.%) были получены методом одностороннего охлаждения со скоростью охлаждения расплава ~ 10⁶ K/c. Изучение фольг было выполнено с помощью метода рентгеновского фазового анализа на дифрактометре Rigaku Ultima IV. Изохронный отжиг фольг проводился от комнатной температуры до 470°C с интервалом 20°C и выдержкой 30 мин при каждой температуре. Микротвёрдость H_{μ} измерялась с помощью прибора MVD 402 Wolpert Wilson Instruments. Погрешность измерений составила 4%.

Результаты и их обсуждение. В свежезакаленных БЗ фольгах сплава 1191 обнаружены первичные выделения θ -фазы (Al₂Cu). Рефлексы θ -фазы также наблюдаются в интервале температур отжига до 400°C (рис. 1, а). Дополнительно на всех полученных дифрактограммах присутствуют рефлексы оксида алюминия Al₂O₃. При увеличении температуры отжига до 150°C и выше появляются дифракционные пики фазы S (Al₂CuMg) (рис. 1, б). Интенсивность рефлексов θ - и S-фаз возрастает после отжига при 270 °C и затем снижается с ростом температуры отжига. При температурах отжига 270 и 400°C наблюдаются рефлексы β -фазы (Al₃Mg₂) (рис. 1, в).

Установлено, что микротвердость свежезакаленных БЗ фольг сплава 1191 в 1,4 раза превышает микротвердость литого образца, равную 860 МПа, и достигает 1221 МПа. Данное различие указывает на преобладающее действие твердорастворного механизма упрочнения за счет образования пересыщенного твердого раствора при высокоскоростном затвердевании. Зависимость H_{μ} фольг сплава от температуры изохронного отжига приведена на рис. 2. Обнаружен рост микротвердости в интервале температур отжига от 100 до 190°C с максимальным значением $H_{\mu} = 1360$ МПа. Продолжение нагрева выше 190°C вызывает монотонное уменьшение H_{μ} . При отжиге выше 320°C H_{μ} практически не изменяется и составляет 830 МПа.

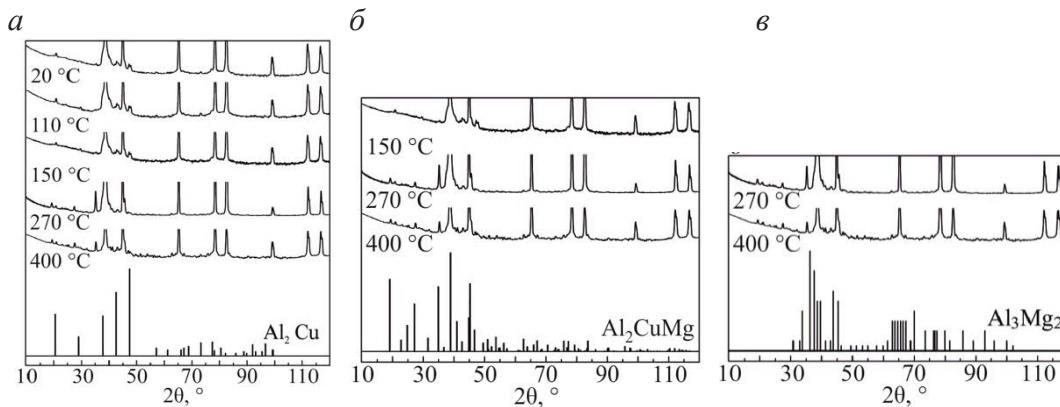


Рис. 1. Дифрактограммы фольг сплава 1191, содержащие линии фаз Al₂Cu (а), Al₂CuMg (б), Al₃Mg₂ (в).

При низкотемпературном отжиге БЗ фольг сплава 1191 (рис. 2) обнаруженный рост микротвердости может быть обусловлен процессами образования атомами меди и магния зон Гинье-Престона (ГП), а также метастабильных упрочняющих фаз, таких как θ'' , θ' и S' согласно современным представлениям о последовательности выделения фаз в сплавах системы Al–Mg–Cu [1]. Снижение H_{μ} при температурах отжига выше 190 °C можно связать с процессами замены менее стабильных выделений более стабильными, а также уменьшением легированности матрицы при преципитации стабильных фаз θ (Al₂Cu), S (Al₂CuMg) и β (Al₃Mg₂) (рис. 1) и протекающими процессами коагуляции выделений, в результате чего расстояние между частицами растёт.

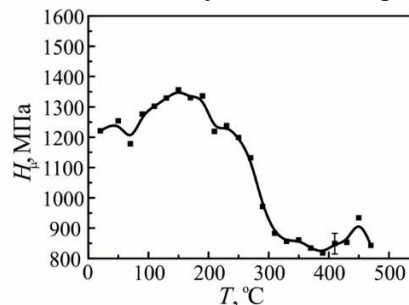


Рис. 2. Изменение микротвердости фольг сплава 1191 при изохронном отжиге.

Заключение. В работе обнаружено, что легирование системы Al–Mg медью приводит при низкотемпературном отжиге до 190 °C к повышению значений микротвердости БЗ фольг за счет формирования метастабильных выделений Cu- и Mg-содержащих фаз. Появление стабильных фаз θ , S и β приводит к разупрочнению сплава системы Al–Mg–Cu в интервале температур отжига 190-300 °C. Необходимы дополнительные структурные исследования, чтобы определить, выделения каких метастабильных фаз обеспечивают максимальное упрочнение фольг сплава 1191 при низкотемпературном отжиге.

Литература.

1. Кайбышев Р. О. / Влияние термомеханической обработки на микроструктуру и механические свойства термоупрочняемого сплава системы Al–Cu–Mg–Mn // ТЛС. - 2015. - № 2. - С. 63-75.
2. Чирков Е. Ф. / О природе воздействия Cu и Mg на эволюцию структуры и жаропрочность алюминиевых сплавов системы Al–Cu–Mg // ТЛС. - 2002. - №4. - С. 64-70.

Азимутальные картины дифракций быстрых отраженных электронов ХПО графена перенесенного на подложку SiO₂/Si

Н. О. Жевнеров ^a, М. М. Михалик ^a, А. С. Гусев ^b, Д. П. Борисенко ^b, П. Л. Доброхотов ^b,
И.В. Комиссаров ^{a, b}

^a Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
Беларусь, 220013, г. Минск, улица П. Бровки, дом 6,

^b Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» Россия, 115409,
г. Москва, Каширское ш., дом 31,
E-mail: mikalayzh@gmail.com

Одним из перспективных направлений для приложений графена является использование его в качестве буферного слоя на аморфных подложках для эпитаксиального роста пленок широкозонных нитридных полупроводников. Как было показано в нашей предыдущей работе [1], осажденные плёнки GaN/AlN характеризуются присутствием двух фракций кристаллитов со взаимным углом поворота 30 в плоскости пленки. В связи с этим становится актуальной проблема контроля качества кристалличности буферного слоя графена, как задающего качество эпитаксиальной пленки осажденной на нем.

Исследованный в данной работе графен был синтезирован методом химического парофазного осаждения (ХПО) на медном катализаторе с использованием метана в качестве прекурсора, с последующим переносом на целевую подложку SiO₂/Si. Перенос производился с помощью полимерного каркаса, который был впоследствии удален [2].

Как известно, дифракция быстрых отраженных электронов (ДБОЭ) является широко распространенной техникой анализа структуры поверхности пленок. В этой работе мы применили данную технику для анализа кристалличности графена. На рисунке 1а представлен пример дифракционной картины исследуемого графена, где каждому пику поставлено в соответствие определенное направление в обратном пространстве. Эта дифракционная картина не является статичной и является функцией азимутального угла, φ - угла поворота образца вокруг оси, перпендикулярной плоскости образца. Авторами работы [3] предложен метод анализа дифракционных данных, при котором строится зависимость интенсивности дифракции (яркости флуоресцентного экрана вдоль выделенной толстой пунктирной линии, см. рисунок 1а) от азимутального угла. Данный метод получил название азимутальной дифракции быстрых отраженных электронов (АДБОЭ). На рисунке 1б представлен результат такой азимутальной зависимости.

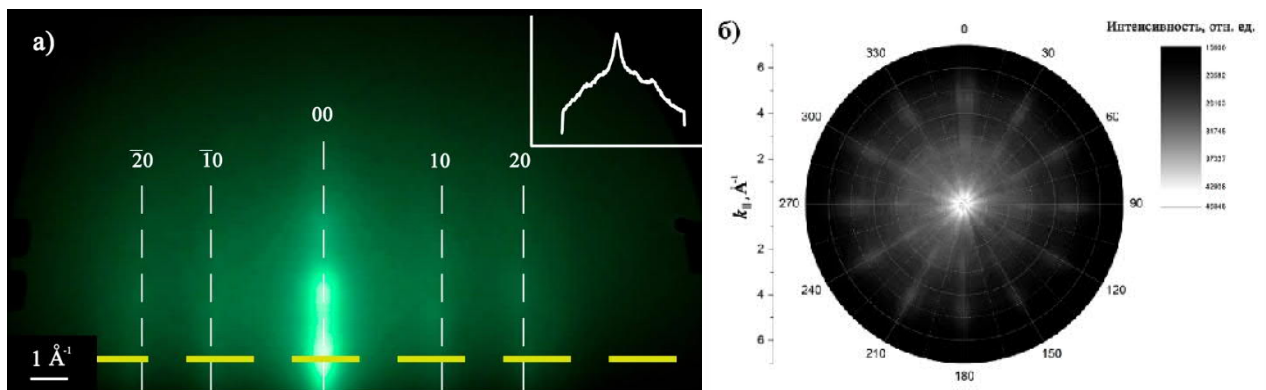


Рис. 1 а) Изображение с флуоресцентного экрана ДБОЭ с поверхности буферного слоя графена с индексами направлений обратной двумерной кристаллической решетки (толстая пунктирная линия – линия анализа), б) картина АДБОЭ буферного слоя графена.

Видно, что зависимость является периодической функцией с периодом 30°. Структура обратной решетки идеального графена, а также период полученной азимутальной зависимости позволяют утверждать, что исследуемый графен состоит из двух фракций кристаллитов повернутых друг относительно друга на 30°. Данное утверждение согласуется с рентгеновскими данными для кристаллической структуры GaN/AlN, осажденной на таком графене.

Высокая степень ориентации кристаллической структуры ХПО графена напрямую связана с поверхностью каталитической подложки меди. Методом рентгеновской дифрактометрии высокого разрешения была получена рентгенограмма медной фольги, на которой был синтезирован графен (рисунок 2). Как видно из рисунка 2, на рентгенограмме присутствуют два пика ориентаций 200 и 111. Для ГЦК решетки пик 200 не является доминирующим, полученные данные позволяют предположить: фольга используемая для синтеза графена является ориентированной (обладает текстурой). Для анализа поверхности каталитической подложки и подтверждения результатов рентгеновской дифрактометрии было проведено исследование дифракции отраженных электронов. Данный метод подтвердил, что по всей поверхности образца доминирующей ориентацией является (200). Рост двух фракций кристаллитов графена, синтезированных методом ХПО, равновероятен на плоскости 200, что влияет на количественное соотношение кристаллитов, а значение угла их взаимного поворота составляет 30° [4].

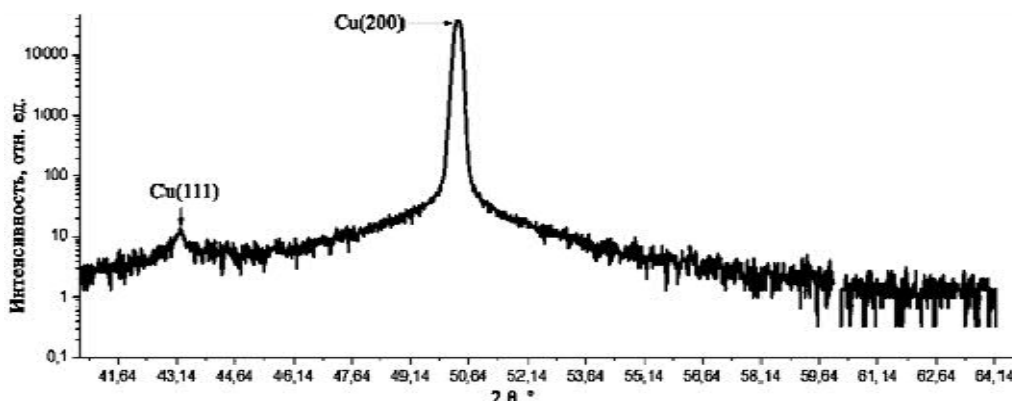


Рис. 2. Рентгенограмма каталитической медной подложки после синтеза графена методом ХПО получена на дифрактометре Ultima IV (Rigaku) в геометрии сканирования 2θ с использованием излучения $\text{Cu K } \alpha$ ($\lambda = 0,15406$ нм).

Таким образом, методом ДБОЭ было показано, что графен выращенный на медной фольге с ориентацией 200 состоит из двух фракций кристаллитов, повернутых друг относительно друга на 30°. Полученные результаты открывают перспективы по контролю кристалличности графена синтезированного методом ХПО и улучшению качества эпитаксиальных слоев широкозонных полупроводников осажденных на таком графене.

Литература.

1. Borisenko D. P. et al. Plasma assisted-MBE of GaN and AlN on graphene buffer layers // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 2019. – Т. 58. – №. SC. – С. SC1046.
2. Ковальчук Н. Г. и др. О возможности определения степени легирования графена по спектрам комбинационного рассеяния света // *Журнал прикладной спектроскопии*. – 2017. – Т. 84. – №. 6. – С. 915-919.
3. Lu Z. et al. Revealing the crystalline integrity of wafer-scale graphene on SiO₂/Si: an azimuthal RHEED approach // *ACS applied materials & interfaces*. – 2017. – Т. 9. – №. 27. – С. 23081-23091.
4. Murdock A. T. et al. Controlling the orientation, edge geometry, and thickness of chemical vapor deposition graphene // *ACS nano*. – 2013. – Т. 7. – №. 2. – С. 1351-1359.

Топология двойниковых границ и методы их удаления из кристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

С.Н. Камчатная^a, Н.Р. Вовк^b, Р.В. Вовк^{a,b}, А.Л. Соловьев^c, Ю.В. Литвинов^b

^a Украинский государственный университет железнодорожного транспорта,
61050, г. Харьков, Украина

^b Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, 61022, г. Харьков,
Украина

^c Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина, 61103, г. Харьков,
Украина

E-mail: kamchatnayasn@gmail.com

Монокристалл $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ является типичным представителем группы оксидных кристаллических высокотемпературных сверхпроводников. Общей специфической особенностью, характерной для структурного состояния всех этих соединений, является наличие упорядоченных образований, состоящих из ионов кислорода.

Известный способ ускорения диффузии ионов кислорода в исследуемом соединении на начальной стадии термообработки связан с тем, что транспортировка кислорода в этом случае происходит за счет механизма одноканальной диффузии (single file diffusion). Действие этого механизма диффузии ионов обусловлено наличием в кристаллической решетке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при $\delta \approx 0,4-1$ упорядоченных цепочек кислородных вакансий (одномерных полых каналов) [1].

Имеющиеся в литературе данные [2] показывают, что концентрация кислорода на двойниках снижена. Снижение концентрации кислорода на двойниках приводит к локальному снижению сверхпроводящих характеристик.

Двойники могут быть удалены из монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ способом, который основан на транспортировке кислорода за счет механизма одноканальной диффузии. Двойники удаляют из монокристаллов с помощью приложения одноосной нагрузки вдоль ab -плоскости при температуре 720 К под давлением 30-40 ГПа в атмосфере высоких температур. Для удаления двойников из монокристаллов изготавливают ячейку из нержавеющей стали, которая состоит из цилиндрического корпуса, неподвижного дна и подвижного поршня, к которому прикладывают одноосные нагрузки. Чтобы избежать разрушения монокристалла, между кристаллом и поршнем, а также между кристаллом и дном размещают серебряную фольгу. Это позволило создавать более равномерное распределение нагрузки по сечению образца. Затем монокристаллы повторно отжигают в атмосфере кислорода в течение трех суток.

Технический результат от применения данного способа заключается в снижении концентрации кислорода на двойниках, что приводит к оптимизации их технологических характеристик, в частности как классических ферромагнитных материалов, которые будут использованы при создании постоянных магнитов или аккумуляторов энергии на основе ВТСП-сообщений.

Литература.

1. Маннинг Дж., Кинетика диффузии атомов в кристаллах / Дж. Маннинг // Пер. с англ. Д.Е. Темкина; под ред. и с предисл. Б.Я. Любова - М.: "Мир", 1971. – 277 с.
2. Sarikaya M. Structure and formation of twins in the orthorhombic $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ / M. Sarikaya, R. Kikuchi, I.A. Aksay // Physica C. -1988. -V.152, №2. -P.161-170.

Энергетические характеристики мощного $p-i-n$ фотодиода СВЧ-диапазона на основе двойной гетероструктуры InGaAs/InP

С. В. Шестак, К. Б. Микитчук, А. Л. Чиж

ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника», 220072 Минск, Беларусь

E-mails: s.shestak@oelt.basnet.by, mikitchuk@oelt.basnet.by, chizh@oelt.basnet.by

Введение. Для современных устройств и систем радиофотоники, например, для волоконно-оптических линий передачи СВЧ-сигналов с широким динамическим диапазоном требуются мощные СВЧ-фотодиоды спектрального диапазона 1250–1650 нм (вблизи минимума затухания в оптическом волокне) [1]. Для СВЧ-фотодиодов характерно насыщение фототока при большой мощности падающего оптического излучения, которое обусловлено саморазогревом вследствие выделения джоулева тепла при протекании фототока [2-4], а также экранированием внутреннего электрического поля фотоносителями (эффект пространственного заряда [5]). В работе исследовались энергетические характеристики мощного $p-i-n$ фотодиода на основе двойной гетероструктуры InGaAs/InP с диаметром фоточувствительной области 20 мкм.

1. Конструкция. Рис. 1 показывает сечение вертикально-освещаемого $p-i-n$ фотодиода СВЧ-диапазона на основе двойной гетероструктуры InGaAs/InP и фотографию фотодиодного чипа, разваренного в корпусе ТО-46. Мощный $p-i-n$ фотодиод на основе фосфида индия представляет собой двойную гетероструктуру $p^+-InP/n^0-In_{0.47}Ga_{0.53}As/n^+-InP$. Широкозонные p^+-InP и n^+-InP слои сильно легированы, а поглощающий $n^0-In_{0.47}Ga_{0.53}As$ слой имеет низкую остаточную концентрацию донорной примеси. При попадании оптического излучения (950 – 1650 нм в фоточувствительную область поглощение фотонов и генерация электронно-дырочных пар происходит только в $n^0-InGaAs$ слое. Генерированные оптическим излучением электроны и дырки разделяются электрическим полем $p-n$ перехода, причем в $n^0-InGaAs$ слое перенос фотоносителей заряда осуществляется с помощью дрейфового механизма, что обеспечивает высокую предельную частоту фотодиода.

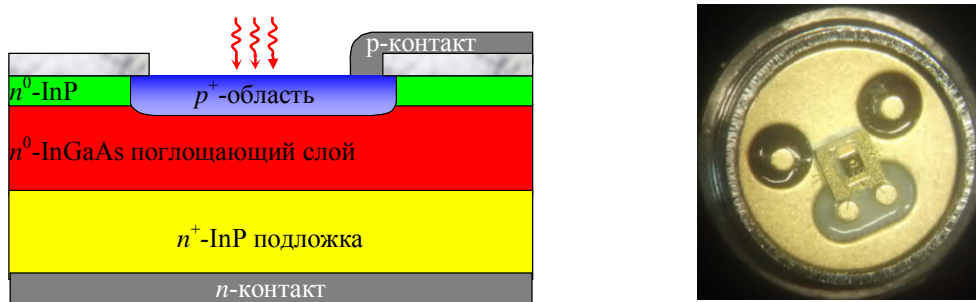


Рис. 1. Сечение $p-i-n$ фотодиода СВЧ-диапазона на основе двойной гетероструктуры InGaAs/InP и фотография фотодиодного чипа, разваренного в корпусе ТО-46

2. Характеристики. Для исследований энергетических характеристик чип мощного $p-i-n$ фотодиода на ножке ТО-46 был включен в копланарную заземленную СВЧ-линию передачи, размещенную на печатной плате из диэлектрического материала RO4003C с выходным коаксиальным СВЧ-разъемом. Ввод оптического излучения реализован с помощью стандартного одномодового кварцевого оптического волокна типа SMF-28e. Рис. 2 показывает зависимость мощности (а) и фазы (б) СВЧ-сигнала на выходе мощного $p-i-n$ фотодиода от падающей мощности оптического сигнала на длине волны 1550 нм, модулированного по интенсивности на частоте 15 ГГц со 100 %

глубиной модуляции и различных напряжениях обратного смещения от 1 до 5 В. При напряжении обратного смещения 1 В наблюдается насыщение фотодиода при мощности оптической несущей 20 мВт, причем при увеличении напряжения обратного смещения зависимость мощности СВЧ-сигнала становится более линейной, так как напряженность электрического поля в поглощающем $n^0\text{-In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}$ слое увеличивается. Из рисунка также видно, что изменение фазы СВЧ-сигнала от падающей мощности оптического сигнала уменьшается при увеличении напряжения обратного смещения, причем при напряжении обратного смещения 5 В фаза выходного СВЧ-сигнала изменяется не более чем на 3° во всем исследованном диапазоне оптической мощности от 5 до 30 мВт, то есть неравномерность энергетической характеристики фазы не превышает 2 рад/Вт.

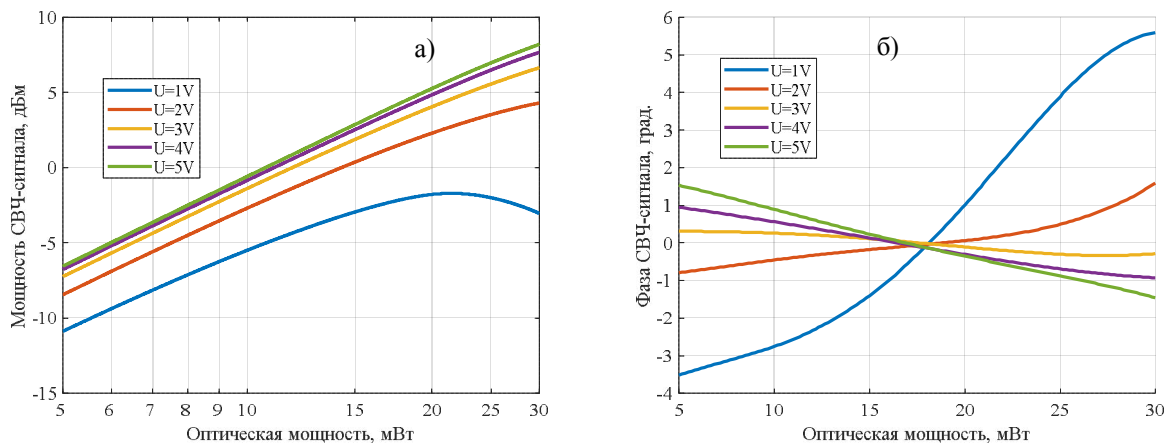


Рис. 2. Зависимость мощности (а) и фазы (б) СВЧ-сигнала на выходе мощного $p-i-n$ фотодиода от падающей мощности оптического сигнала на длине волны 1550 нм, модулированного по интенсивности на частоте 15 ГГц со 100 % глубиной модуляции и различных напряжениях обратного смещения U от 1 до 5 В

Заключение. При малых напряжениях смещения фототок насыщается вследствие эффекта пространственного заряда. При напряжениях обратного смещения более 5 В СВЧ-мощность на выходе фотодиода ограничена тепловым пробоем. Таким образом, при напряжении обратного смещения в диапазоне от 4 до 5 В энергетическая характеристика $p-i-n$ фотодиода СВЧ-диапазона на основе двойной гетероструктуры InGaAs/InP становится наиболее линейной, что позволяет использовать такие фотодиоды в качестве мощных оптоэлектронных преобразователей в системах радиофотоники.

Литература.

1. Williamson R., Esman R. / RF photonics // J. Lightwave Technology. – 2008. – Vol. 26, no. 8. – P. 1145-1153.
2. Saturation characteristics of fast photodetectors / Pao-Lo Liu, K. Williams, M. Frankel, R. Esman // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 1999. – Vol. 47, no.7. – P. 1297-1303.
3. Williams K., Esman R. / Design considerations for high-current photodetectors // J. Lightwave Technology. – 1999. – Vol. 17, no. 8. – P. 1443-1454.
4. High-power InGaAs/InP partially depleted absorber photodiodes for microwave generation / S. Malyshev, A. Chizh, Yu. Vasileuski // J. Lightwave Technology. – 2008. – Vol. 26, no. 15. – P. 2732-2739.
5. Kato K. / Ultrawide-band/high-frequency photodetectors // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 1999. – Vol. 47, no. 7. – P. 1265-1281.

Кристаллическая структура и магнитные свойства твердых растворов $\text{MnNi}_{1-x}\text{V}_x\text{Sb}$ ($0,00 \leq x \leq 0,20$)

Г. С. Римский, А.Г. Брусов

Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению, 220072, Минск, Беларусь
E-mail: rinskiy@physics.by

Впервые получены твердые растворы $\text{MnNi}_{1-x}\text{V}_x\text{Sb}$ в диапазоне концентраций $0,00 \leq x \leq 0,20$. Изучены кристаллические свойства и удельная намагниченность твердых растворов $\text{MnNi}_{1-x}\text{V}_x\text{Sb}$. Определены параметры элементарной кристаллической ячейки, температуры разрушения магнитного состояния.

Ключевые слова: кристаллическая структура, удельная намагниченность, температура Кюри, магнитные моменты.

Введение

Полугейслеровские соединения, представляют интерес не только для фундаментальной науки, но и возможностью их практического применения, благодаря наличию таких эффектов как, магнитострикция, магнитосопротивление, магнитокалорический эффект, индуцированный магнитным полем эффект памяти формы [1-2]. К таким материалам относится MnNiSb . Он обладает 100%-ной спиновой поляризацией на уровне Ферми. Высокая температура Кюри, большая намагниченность и спиновая поляризация делают его идеальным кандидатом для спинтронных устройств [3]. С другой стороны, температура Кюри слишком высока, чтобы MnNiSb можно было использовать в качестве магнитного холодильного материала при комнатной температуре и выше диапазона необходимого для термомагнитной генерации. Обзор литературных источников показал, что влияние магнитного поля, температуры, давления и легирования на физические свойства MnNiSb остается мало изученным.

Цель работы – синтез твердых растворов $\text{MnNi}_{1-x}\text{V}_x\text{Sb}$ в диапазоне концентраций $0,00 \leq x \leq 0,20$ и изучение особенностей их кристаллической структуры и магнитных свойств.

1. Методы эксперимента

Образцы полукристаллических порошков $\text{MnNi}_{1-x}\text{V}_x\text{Sb}$ с шагом по концентрации 5 мол.% получены методом прямого сплавления исходных компонентов в вакуумированных кварцевых ампулах в однозонной печи сопротивления с последующей закалкой в воду со льдом. Фазовый состав и параметры элементарной кристаллической ячейки составов определены в $\text{Cu K}\alpha$ -излучении при комнатной температуре. Температурные зависимости удельной намагниченности изучены пондероторным методом в магнитном поле с индукцией 0,86 Тл в интервале температур $80 \leq T \leq 850\text{K}$.

2. Результаты эксперимента.

На рис. 1 представлены рентгенограммы образцов порошков твердых растворов $\text{MnNi}_{1-x}\text{V}_x\text{Sb}$ составов $0,00 \leq x \leq 0,20$ в диапазоне углов $20^\circ \leq 2\theta \leq 115^\circ$.

Рентгенографическая аттестация исследуемых составов показала их кристаллическую однофазность, за исключением MnNiSb на дифрактограмме которого присутствует один рефлекс слабой интенсивности антимида никеля. Установлено, что твердые растворы $\text{MnNi}_{1-x}\text{V}_x\text{Sb}$ обладают кубической сингонией типа MgAgAs

пространственной группы F-43m. В таблице 1 приведены численные значения параметра a , величины объемов элементарных ячеек V и рентгеновская плотность $\rho_{\text{рен}}$ порошков исследуемых составов.

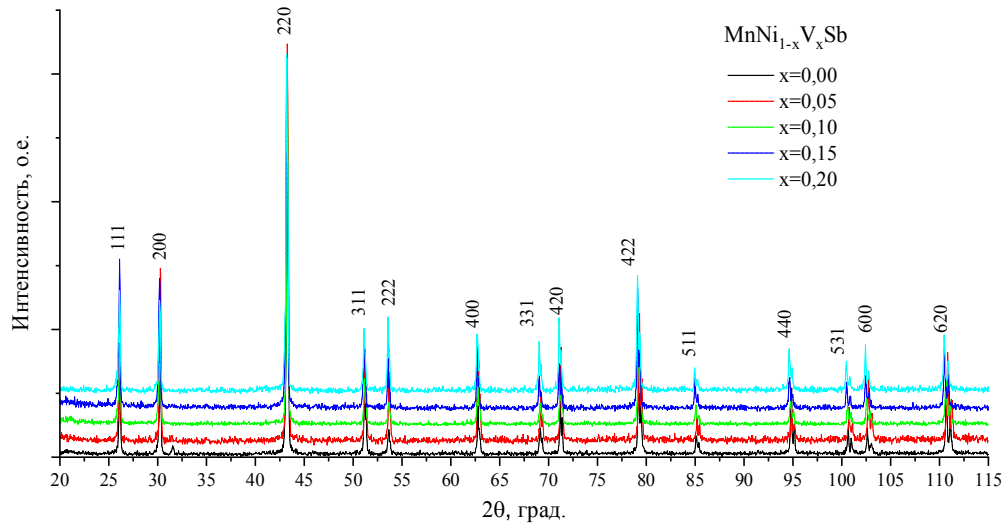


Рис.1. Рентгенограммы порошков твердых растворов $\text{MnNi}_{1-x}\text{V}_x\text{Sb}$ составов $0,00 \leq x \leq 0,20$

Таблица 1. Численные значения параметра a , величины объемов элементарных ячеек V и рентгеновская плотность $\rho_{\text{рен}}$ порошков твердых растворов $\text{MnNi}_{1-x}\text{V}_x\text{Sb}$

| x | $a, \text{нм}$ | $V, 10^{-2} \text{нм}^3$ | $\rho_{\text{рен}} (\text{г}/\text{см}^3)$ |
|------|----------------|--------------------------|--|
| 0,00 | 0,592(6) | 20,80(9) | 3,75(7) |
| 0,05 | 0,592(7) | 20,82(2) | 3,74(8) |
| 0,10 | 0,592(9) | 20,83(9) | 3,73(9) |
| 0,15 | 0,593(3) | 20,88(8) | 3,72(5) |
| 0,20 | 0,593(6) | 20,90(6) | 3,71(6) |

Установлено, что с увеличением концентрации x параметр a увеличивается. Данные изменения могут быть продиктованы тем, что атомный радиус ванадия больше атомного радиуса никеля.

Результаты изучения температурных зависимостей удельной намагниченности представлены на рисунке 2.

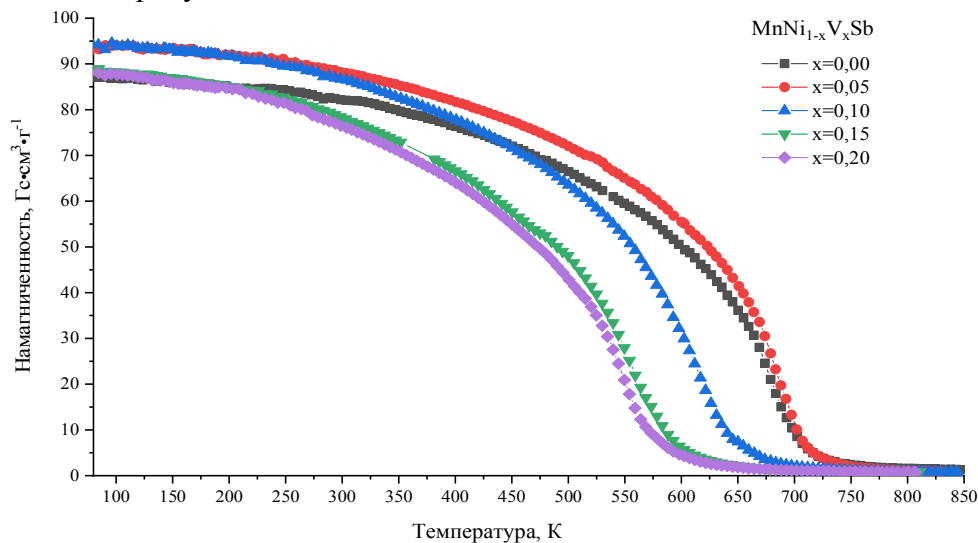


Рис.2. Температурные зависимости намагниченности твердых растворов $\text{MnNi}_{1-x}\text{V}_x\text{Sb}$

при нагреве в магнитном поле 0,86Тл

Увеличение содержания ванадия в твердых растворах приводит к увеличению намагниченности в интервале концентраций $0,05 \leq x \leq 0,10$. Величины удельной намагниченности и средних магнитных моментов при 80 К, температуры разрушения упорядоченного магнитного состояния твердых растворов $\text{MnNi}_{1-x}\text{V}_x\text{Sb}$ представлены в таблице 2.

Таблица 2. Численные значения удельной намагниченности, температуры Кюри и средних магнитных моментов при 80К твердых растворов $\text{MnNi}_{1-x}\text{V}_x\text{Sb}$

| x | $\sigma_{80\text{K}}, \text{Гс}\cdot\text{см}^3\cdot\text{г}^{-1}$ | $T_C, \text{К}$ | $\mu_{80\text{K}}, \mu_B$ |
|------|--|-----------------|---------------------------|
| 0,00 | 87,06 | 698 | 3,67 |
| 0,05 | 93,18 | 697 | 3,92 |
| 0,10 | 94,32 | 627 | 3,96 |
| 0,15 | 88,38 | 575 | 3,71 |
| 0,20 | 88,10 | 564 | 3,69 |

Заключение

Методом синтеза в твердотельной фазе впервые получены образцы твердых растворов $\text{MnNi}_{1-x}\text{V}_x\text{Sb}$ в диапазоне концентраций $0,00 \leq x \leq 0,20$. Определены сингония, пространственная группа, параметры и объём элементарной ячейки, температура Кюри и средние магнитные моменты исследуемых составов в порошковом состоянии. Установлено, что с увеличением концентрации ванадия параметр кристаллической ячейки увеличивается, а температура разрушения упорядоченного магнитного состояния уменьшается.

Список литературы

1. Gschneidner Jr K.A., Pecharsky V. K., Tsokol A. O. / Recent developments in magnetocaloric materials // Rep. Prog. Phys. – 2005. – Vol.68. –P. 1479-1539.
2. Sechovský V., Havela L., Proke K., Nakotte H., de Boer F.R., Brück E. / Giant magnetoresistance effects in intermetallic compounds (invited) // J. Appl. Phys. – 1994. – Vol.76. –P. 6913-6918.
3. Schaf J. Zelis L. M., Fraga E. R., Livi R. P., Zawislak F. C., Webster P. J., Mankikar R. M. / Magnetic hyperfine field on Cd in the $\text{Ni}_{1+x}\text{MnSb}$ alloy // Hyperfine Interactions. – 1978. – Vol. 4. –P. 397–401.

Crystal structure and magnetic properties solid solutions of $\text{MnNi}_{1-x}\text{V}_x\text{Sb}$ ($0,00 \leq x \leq 0,20$)

G.S. Rimskij. A.G.Brusov

Scientific-Practical Materials Research Center NASB, 220072, Minsk, Belarus

E-mail: rimskiy@physics.by

For the first time, solid solutions of $\text{MnNi}_{1-x}\text{V}_x\text{Sb}$ were obtained in the concentration range of $0,00 \leq x \leq 0,20$. The crystal properties and specific magnetization of $\text{MnNi}_{1-x}\text{V}_x\text{Sb}$ solid solutions were studied. The parameters of an elementary crystal cell and the temperature of destruction of the magnetic state are determined.

Keywords: crystal structure, specific magnetization, Curie temperature, magnetic moments

Measurements of thermophysical properties of refractory substances under high temperatures (2000-5000 K)

A.I. Savvatimskiy (savva@iht.mpei.ac.ru)

Joint Institute for high temperatures Russian Academy of Sciences, 125412, Izhorskaya str., 13, Bd.2, Moscow, Russia

The problem of measuring the properties of substances at high temperatures (above 2000 K and up to 6000 K) has recently seemed insurmountable. However, the development of pulsed heating, both laser heating from the surface, and volumetric heating by electric current, made it possible to solve this problem. Pulsed laser heating makes it possible to measure the surface temperature, but not the bulk properties.

We prefer to heat conductive substances (in the form of a foil 10-50 microns thick) with a single current pulse in a time of about 5 microseconds ($5 \cdot 10^{-6}$ seconds). Despite such a short heating time, all the thermal properties are in an equilibrium state, including the usual thermal expansion succeeds in this time. This technique allows:

- neglect all kinds of heat losses, which are less than 1% of the inserted energy;
- to reach temperatures (up to 6000) by current pulse heating and to measure it with the help of high-speed pyrometry;
- to measure not only the temperature, but also the accompanying properties, such as: electrical resistivity, specific heat, specific energy input (corresponding error of measurements 3%, 15%, 5%);
- thermal expansion can be measured under using additional measuring instrument (laser interferometer), (for the same 5 microseconds); this will allow to construct an equation of state of matter based on experimental data.

Recently, the following successes in obtaining the thermophysical properties of substances have been achieved.

1. Reliable data on the graphite melting point (4800 -5000 K) [1] and the data on the properties of liquid carbon [2] are obtained.
 2. Properties of carbides ZrC [3]; ZrC + C [4] at high temperatures, including melting and liquid phase (up to 5000 K).
 3. Appropriate studies are planned for pulsed heating of HfC and TaC.
- These studies may give the reliable data on thermophysical properties at high temperatures in the interests of nuclear power and aerospace engineering [5].

Acknowledgments

The studies are in progress with the financial support of RFBR, scientific grant № 19-08-00093.

References

- [1] Savvatimskiy A.I. Carbon at High Temperatures, Series in Materials Science, vol 134, Switzerland: Springer; 2015, (246 pages).
- [2] Savvatimskiy, Onufriev, Kondratyev, Capabilities of pulse current heating to study the properties of graphite at elevated pressures and at high temperatures (up to 5000 K), *CARBON*, 2016, V.98, 534-536.
- [3] A.I.Savvatimskiy, S.V. Onufriev, S. A. Muboyadzhyan, Measurement of ZrC properties up to 5000 K by fast electrical pulse heating method, *J. Mater. Research*. 2017 V.32 No7. 1287-1294.

- [4] Kondratyev A, Muboyajan S, Onufriev S, Savvatimskiy A. The application of the fast pulse heating method for investigation of carbon-rich side of Zr–C phase diagram under high temperatures. *Journal of Alloys and Compounds*, 2015; 631: 52–59.
- [5] A. I. Savvatimskiy and S. V. Onufriev, Method and Apparatus for Studying High-Temperature Properties of Conductive Materials in the Interests of Nuclear Power Engineering, *Physics of Atomic Nuclei*, 2016, Vol. 79, No. 14, pp. 1–19.

Моделирование процесса распространения тепла в термоэлементе

Варнава А.А.

ВФ УО «Белорусская государственная академия связи», 210001 Витебск, Беларусь
E-mail: anastasya.varnava@gmail.com

Введение. Моделирование термоэлементов имеет значительное научное и практическое применение [1]. Это актуально для неоднородных материалов, используемых в производстве [2-3]. В тоже время слабо развито моделирование временных зависимостей распространения температуры вдоль образца. Представляется актуальной задача моделирования эксперимента для сравнения результатов различных моделей и выбора наиболее адекватной.

Наиболее привлекательной выглядит схема с использованием в качестве источника теплоты и заряда импульса тока (Рис.1).

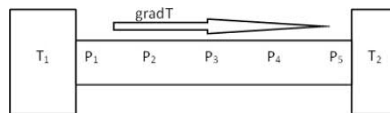


Рис. 1. Схема моделирования термоветви.

Измеряя температуры в точках P_i , при возбуждении импульсом тока можно реализовать прямую схему распространения теплоты вдоль ветви термоэлемента.

Исходная система уравнений может быть записана в виде [4]:

$$q + \tau_T \frac{\partial q}{\partial t} = -\lambda \nabla T + q_0(t, x) \quad (1)$$

$$\tau_e \frac{\partial i}{\partial t} = -(i - \sigma E'), \quad (2)$$

где $q_0(t, x)$ – источник теплоты, $E' = E - T \nabla (T^{-1} \mu_e)$, τ_e – время релаксации заряда, σ – проводимость, μ_e – химпотенциал, λ – коэффициент теплопроводности, E – напряженность электрического поля, T – температура.

Преобразуем (2) с учетом связи коэффициентов взаимности Онзагера с феноменологическими соотношениями [5].

Далее используем закон сохранения энергии и в результате имеем:

$$\frac{\tau_T}{\tau_e} \frac{\partial i}{\partial t} = \frac{\mu_e - \alpha T \nabla T}{r T} \quad (3)$$

$$\frac{1}{\tau_T} \frac{\partial^2 T}{\partial \tau^2} = -\frac{\alpha}{c_v \rho} i \nabla T + \frac{1}{c_v \rho} \frac{\partial}{\partial \tau} q_0(\tau, x), \quad (4)$$

где ρ – плотность материала, c_v – удельная теплоемкость.

Шкалу времени в (3) и (4) выберем относительно времен релаксации [4], т.е. произведем замену $t/\tau_e = \tau \cdot \tau_T/\tau_e$, $\tau = t/\tau_T$.

Таким образом, уравнения (3) и (4) описывают распространение заряда и распределение температуры в термоэлементе под действием импульса тока.

Источник теплоты выберем в виде:

$$q_0(t, x) = ri^2 \quad (5)$$

Т.е. источником является джоулево тепло. При этом считаем, что ток не зависит от координаты и определяется только зависимостью от τ . Выполняя дифференцирование по τ и используя (4), получим:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial \tau^2} = \frac{\tau_e}{c_v \rho} \left[\mu_e - \left(1 + \frac{\tau_T}{\tau_e} \right) \alpha T \right] i \frac{\nabla T}{T} \quad (6)$$

Система уравнений (3) и (6) описывает модель распределения температуры вдоль образца при возбуждении импульсом тока. Характерной особенностью является наличие в (6) слагаемых, пропорциональных временам релаксации тепла и заряда. Это указывает на то, что в процессе распространения теплоты, в начальный момент времени, происходит нагрев за счет тока, как наиболее быстрый, а затем перенос тепла за счет теплопроводности.

Приведя систему (5) – (6) к безразмерному виду получим модель распространения температуры в образце при импульсном нагреве.

На Рис. 2 представлено распределение приведенной (к T_1) температуры по длине образца и приведенного (к времени релаксации теплоты) времени распространения при отношении времен релаксации теплоты и заряда 10^4 .

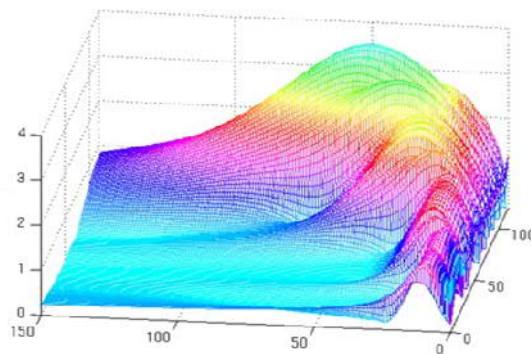


Рис. 2. Распределение температуры по образцу.

Заключение. Из результатов моделирования следует, что в случае термоэлектрического эффекта процесс носит и нелокальный, по координате и времени, характер.

Литература.

1. Анатычук Л.И. Термоэлектричество.Т.2. Термоэлектрические преобразователи энергии. – Киев. Черновцы.: Институт термоэлектричества. 2003. – 386 с.
2. Л. Н. Вихор Функционально-градиентные материалы и термоэлементы на их основе // Термоэлектричество. – 2007, – №1, – С.7-22.
3. Дмитриев А.В., Звягин И.П. Современные тенденции развития физики термоэлектрических материалов //УФН. 2010.– т.180. – №8. – с.821-838.
4. Ю.И. Бохан, А.А. Варнава Термоэлектрический керамический элемент с отрицательным температурным коэффициентом сопротивления // Проблемы инфокоммуникаций. – 2018. – №1(7). – с. 71-76.
5. Жоу Д., Касас-Баскес Х., Лебон Дж. Расширенная необратимая термодинамика. – Москва-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика»; Институт компьютерных исследований, 2006. – 528 с.

Физика плазмы и теплопереноса

Спектральный анализ воздушных плазменных струй тлеющего и барьерного разрядов атмосферного давления

Вабищевич Е.Н.¹, Казак А.В.¹, Емельянова О.А.², Жабровская А.И.²

¹ Институт физики НАН Беларуси, 220072, Минск, Беларусь

² Республиканское унитарное предприятие Научно-практический центр гигиены, 220072, Минск, Беларусь

E-mail: e.vabischevitch@dragon.bas-net.by

Плазменные струи атмосферного давления широко исследуются благодаря их перспективным возможностям использования в плазменной медицине и биологии [1]. Принято считать, что в биологической активности плазменных струй доминирует влияние образующихся либо в области разряда, либо в области плазменной струи активных форм кислорода и азота (RONS) [2]. Наиболее эффективно RONS генерируется при использовании воздуха в качестве питающего газа [1-2].

В данной работе представлены результаты спектрального анализа воздушных плазменных струй тлеющего микроуазряда атмосферного давления (ТРАД) и диэлектрического барьерного разряда (ДБР) и оценка их инактивационной способности. Электрическая схема генерации плазменных струй ТРАД на постоянном токе показана в [3], электрическая схема генерации струи ДБР представлена в [4].

В эмиссионных спектрах плазменных струй спектра ТРАД (Рис. 1а) присутствуют полосы NO, OH, N₂ (2⁺), N₂ (1⁺), N₂, OI, , основным различие между спектром разряда струи является наличие полосы NO₂ в спектре струи. Характерный спектр ДБР в воздухе (Рис. 1б) содержит полосы OH, N₂ (2⁺), N₂ (1⁺), N₂, разряд имеет такую низкую интенсивность свечения, что получаемая плазменная струя не излучает в диапазоне 200-900 нм.

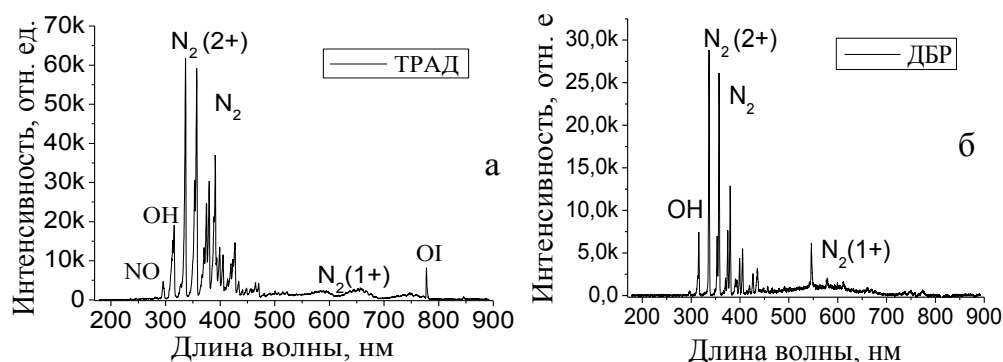


Рис.. 1. Спектр разряда ТРАД (а) и БДР (б)

Методом ИК-спектроскопии показано, что в диапазоне 600–4000 см⁻¹ для струи ТРАД в воздухе характерно наличием полос NO, NO₂, HNO₂, N₂O (Рис. 2а), а струи ДБР в воздухе характеризуется наличием полос O₃ и N₂O (Рис. 2б). Распределение концентрации основных молекул вдоль оси струи показано на Рис. 2в и 2г. В зоне обработки микроорганизмов (4 см от анода) концентрации RONS составляют: NO – 35 ppм, NO₂ – 20 ppм, HNO₂ – 9 ppм для струи ТРАД, O₃ – 2 ppм для струи ДБР. Концентрация молекулы N₂O составляет около 1 ppм в обоих случаях.

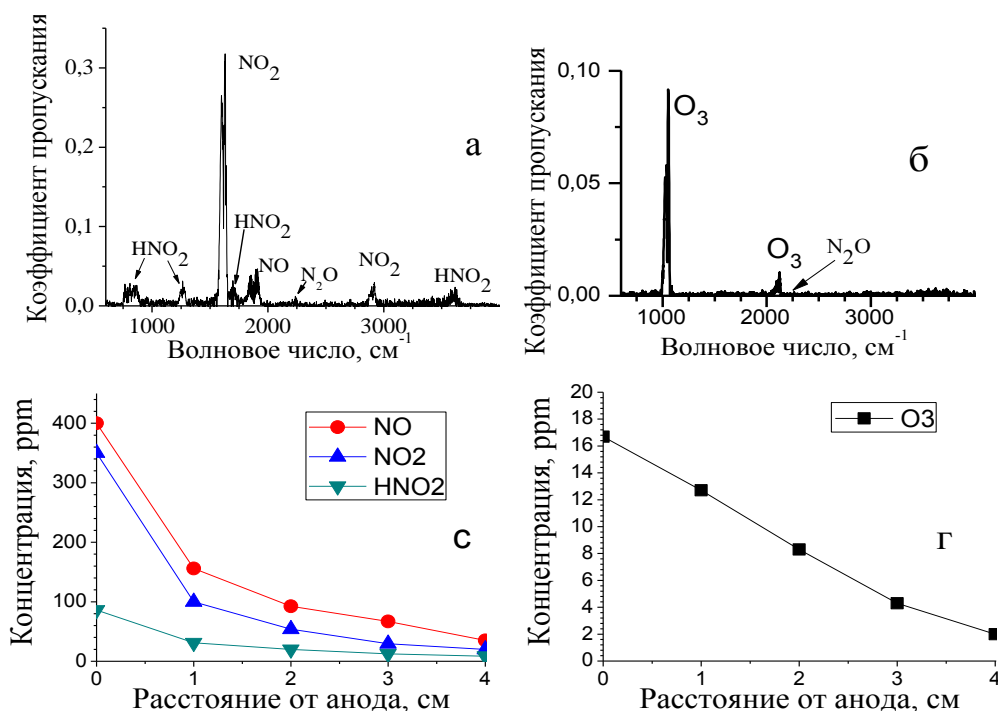


Рис.2. Спектры поглощения воздушных плазменных струй ТРАД (а) и ДБР (б), в, г –распределение концентраций молекул вдоль оси плазменных струй

Инактивирующую способность полученных плазменных струй определялась методом определения диаметра зон ингибирования. Для этого культуру *S. aureus* и *E. coli* высевали в чашки Петри с начальной концентрацией 10^5 КОЕ/мл, после чего проводили обработку обоими плазменными струями при разных временах воздействия.

Было отмечено, что для струй ДБР в плазме инактивация *S.aureus* происходит быстрее (уменьшение концентрации до 10^1 КОЕ/мл за 7 минут обработки), чем для струй ТРАД (уменьшение концентрации до 10^1 КОЕ/мл за 10 минут обработки). Противоположная ситуация наблюдалась при обработке *E. coli*, в этом случае наиболее эффективно использовать воздушную плазменную струю ТРАД.

Полученные результаты позволяют более эффективно выбирать условия для генерации необходимого состава бактерицидных компонент для конкретной задачи.

Благодарности. Работа частично выполнена при финансировании БРФФИ грант Ф19PM-018.

Литература.

- 1 A. Fridman, G. Friedman, *Plasma Medicine*, Wiley, New Delhi .– 2013.– С. 526.
- 2 J Winter, R Brandenburg and K-D Weltmann / Atmospheric pressure plasma jets: an overview of devices and new directions // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 2015.– С 24. – 064001.
- 3 V.I. Arkhipenko et al. / Mechanisms underlying the formation of inactivation components of an air DC plasma jet // *High Temp. Mater. Process.*– 2018. – Т.22. – С. 273–278.
- 4 Sretenović, G. B., et al. / Spatio-temporally resolved electric field measurements in helium plasma jet // *J. Phys. D: Appl. Phys* – 2014.– С. 47. – 102001.

ПЛАЗМОХИМИЯ МАЛОМОЩНЫХ РАЗРЯДОВ ПОСТОЯННОГО И ПЕРЕМЕННОГО ТОКА В ПОТОКАХ АЗОТА, ВОЗДУХА И ИХ СМЕСЯХ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

Вабищевич Е.Н.^a, Балакирев А.А.^b, Казак А.В.^a, Медведев М.А.^b, Петряков А.В.^b

^a *Институт физики НАН Беларуси, 220072, Минск, Беларусь*

^b *Акционерное общество "Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований"
108840, г. Москва, г. Троицк, Россия
E-mail: a.pavlova@ifanbel.bas-net.by*

Введение. Источники низкотемпературных плазменных струй атмосферного давления являются объектом интенсивного изучения во многом благодаря перспективам их использования в биомедицинских приложениях [1-4]. Примером подобных источников являются генераторы плазменных струй на основе ВЧ [1,2] и СВЧ [1,3] разряда, барьерного разряда [1,2,3], тлеющего разряда [4] и других типов разрядов [3].

В данной работе рассматриваются два различных источника неравновесной плазмы, основанные на тлеющем разряде постоянного тока и на барьерном разряде переменного тока с частотой 100 кГц. В последнем случае в качестве диэлектрического барьера использовалась кварцевая трубка с внутренним диаметром 2,5 мм и внешним диаметром 4 мм. Плазменные струи были получены в потоке азота, смеси азота с кислородом ($N_2 + 2\% O_2$) и комнатного воздуха. Во всех случаях характерная мощность разрядов и скорость потока составляли около 35 Вт и 35 м/с.

Результаты. Спектр излучения из зоны коаксиального разряда на постоянном токе, продуваемой потоком азота, преимущественно состоит из полос 1^+ и 2^+ и 1^- систем азота. Излучение самого азота в струе крайне слабое, но имеется интенсивное излучение полос CN, NO и NH. Указанные активные частицы образуются в результате вторичных реакций возбужденного N_2 с примесями O_2 , H_2O , C_xH_y , которые присутствуют в исходном азоте на уровне нескольких ppm. Однако, при использовании воздуха в качестве плазмообразующей среды в спектре излучения разряда отсутствуют полосы CN и NH. Для эмиссионных спектров плазменных струй тлеющего разряда постоянного тока в воздухе характерным является наличие интенсивного излучения полос NO_2 , образующихся в ходе трехчастичной хемилюминесцентной реакции. В спектрах барьерного разряда в воздухе и формируемой им плазменной струе присутствуют полосы NO, OH, которые перекрываются с полосами азота, и линии атомарного кислорода OI. Выполненные измерения показали, что спектры излучения исследованных разрядов и формируемых ими плазменных струй в "чистом" азоте и воздухе сильно отличаются друг от друга, что свидетельствует о различии активных частиц в плазменных струях этих разрядов.

Состав образующихся компонент в зоне разряда и плазменной струе определялся методом абсорбционной ИК Фурье спектроскопии. Наличие в спектре излучения азотсодержащих компонент, таких как NO, NO_2 , HNO_2 и N_2O , типично для спектров плазменных струй, формируемых разрядом на постоянном токе в воздухе и азоте. В случае разряда в воздухе, концентрации NO, NO_2 , HNO_2 около сопла составляют 400, 310, 85 ppm, соответственно. Для плазменных струй барьерного разряда в воздухе характерным является наличие в спектре полосы озона O_3 , типичная концентрация которого около 40 ppm при данной средней вкладываемой мощности в разряд. Кроме того, количественный состав активных частиц был определен на основе численных расчетов. Полученные результаты показывают заметное отличие состава активных частиц в плазменных струях, формируемых исследованными маломощными разрядами в потоках воздуха и азота.

Обсуждение. Различие в составе активных компонент в воздушных плазменных струях, генерируемых разрядом на постоянном токе и барьерном разряде, обусловлено различием параметров плазмы этих разрядов. Так, при токе разряда 30 мА температура газа в разряде постоянного тока составляет 1600 К, типичная плотность $\sim 10^{12}\text{--}10^{13}\text{ см}^{-3}$ и средняя энергия электронов 1 эВ. В барьерном разряде температура газа несколько превышает комнатную, а средняя энергия электронов достигает может достигать нескольких эВ. При указанных условиях в тлеющем и барьерном разрядах образование N, O и OH в плазмохимических реакциях с участием электронов более эффективно, чем термическая диссоциация молекул азота, кислорода и воды. При наличии атомарного кислорода образование озона идет по реакции: $O + O_2 + M \rightarrow O_3 + M$, где $M = O_2, N_2$.

В то же время, температура газа в разряде влияет на скорость диссоциации молекул озона: $O_3 + M \rightarrow O + O_2 + M$, где $M = O_2, N_2$. Поскольку энергия разрыва связи молекулы озона равна 1,04 эВ, в разряде постоянного тока, в котором температура 1600 К, происходит интенсивный процесс диссоциации, что приводит к незначительной концентрации O_3 на выходе из области разряда. Кроме того в плазме разряда на постоянном токе образование оксида азота является более эффективным. Поскольку в активной зоне разряда предусмотрены условия термической диссоциации молекул диоксида азота и азотистой кислоты, увеличение их концентраций в реакциях $NO + O + M \rightarrow NO_2 + M + h\nu$, $NO + OH + M \rightarrow HNO_2 + M$ начинается за пределами зоны разряда постоянного тока с понижением температуры вдоль оси струи.

Заключение. Проведенные исследования и полученные данные позволяют более осмысленно выбирать тип разряда и условия его поддержания для создания в плазменных струях активных частиц, наиболее подходящих для решения конкретных практических задач.

Благодарности. Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ (проект Ф19РМ-018) и РФФИ (проект № 19-52-04007 Бел_мол_a).

Литература.

1. Chuang S. L. / Efficient band-structure calculations of strained quantum wells // Phys. Rev. B. -1991. - Vol. 43, № 12. - P. 9649–9661.
2. Sugimura A. / Auger recombination effect on threshold current of InGaAsP quantum well lasers // IEEE J. Quantum Electron. - 1983. - Vol. QE-19, №. 6. - P. 932–941.
3. Li Z.-M., Bradford T. / A comparative study of temperature sensitivity of InGaAsP and AlGaAs MQW lasers // IEEE J. Quantum Electron. - 1995. - Vol. 31, №. 10. P. 1841–1847.
4. Boren, C.F. Absorption and scattering of light by small particles / C.F. Boren, D.R. Huffman. - New York: Wiley, 1983. – 547 p.

ВЛИЯНИЕ НИЗКОЧАСТОТНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ГОРЕНИЕ ГЕКСАМИНА $C_6H_{12}N_4$

И.А. Зур, А.С. Федотов

*Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск,
Беларусь
E-mail: zur.ilya@mail.ru*

Введение. В настоящее время большое внимание уделяется поискам новых способов бесконтактного тушения возгораний, а также изучению влияния акустических колебаний на процесс горения топлив. В этой работе исследуется воздействие низкочастотного акустического поля (60 – 80 Гц) на горение гексамина $C_6H_{12}N_4$.

Объектом исследования является факел пламени, полученный при сжигании уротропиновой (гексаминовой) таблетки диаметром 50 мм и толщиной 10 мм. Температура факела пламени находилась в диапазоне 393 – 473 К.

Цели:

- изучить влияние внешнего акустического поля на процесс горения гексамина;
- выявить характеристики акустического сигнала, при которых затухание пламени будет проходить наиболее быстро;
- определить зависимость времени горения образца от частоты акустических колебаний.

Установка, собранная для проведения соответствующих серий экспериментов, включала функциональный звуковой генератор, динамик, коллиматор, анемометр и гранитную площадку для размещения горючего тела.

Наиболее важным параметром является скорость перемещения воздушных масс под действием давления со стороны мембраны динамика (Рис. 1(а)). Скорость воздушного потока на выходе из коллиматора, оцененная из соотношения диаметров входного и выходного отверстий, составляла в среднем 2,3 м/с (Рис. 1(б)), что в 25 раз больше, чем вблизи мембраны (0,09 м/с).

Коллиматор представляет собой усечённый конус, с диаметром основания, прилегающего к мембране динамика, равным 30 см, а диаметром выходного отверстия – 5 см. Высота конуса составляет 30 см.

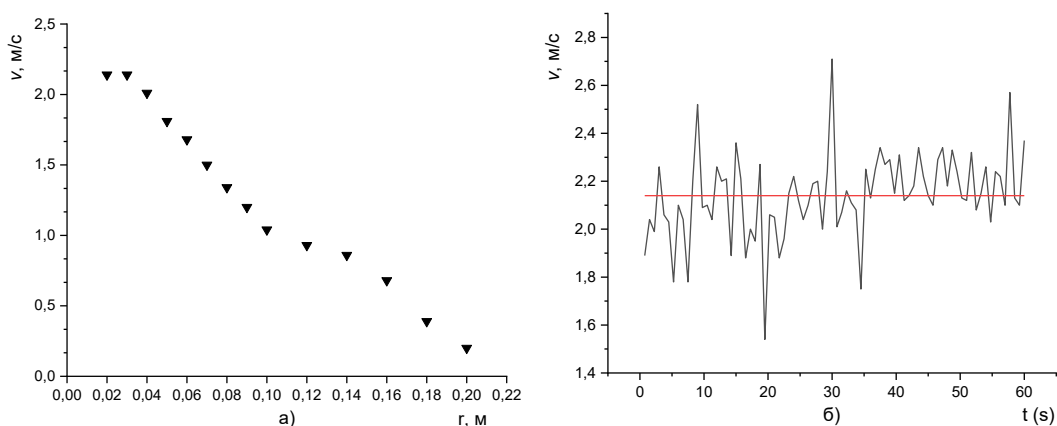


Рис. 1. (а) – зависимость скорости воздушного потока от расстояния до коллиматора, (б) – зависимость скорости воздушного потока на расстоянии 2 см от коллиматора от времени.

Серия экспериментов, проведённая без коллиматора, показала, что при воздействии на горящий уротропиновый образец звуковыми волнами частотой $\nu = 80$ Гц время его горения в среднем уменьшалось на 16% (Рис. 2(а)).

В ходе третьей серии экспериментов в частотном диапазоне 60 – 800 Гц установлено что влияние звуковых волн на время горения образца ослабевает с ростом частоты (Рис. 2(б)).

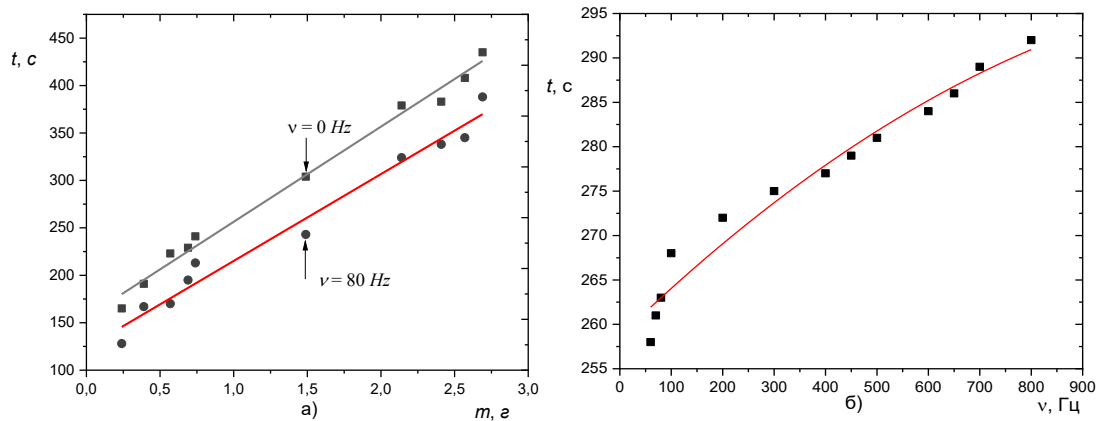


Рис. 2. (а) – зависимость времени горения переменной массы при частоте $\nu = 80$ Гц, (б) – зависимость времени горения от частоты колебаний ν для $m = 2,0$ г

При воздействии внешнего акустического поля на факел пламени наблюдается уменьшение его высоты по закону затухающих колебаний. При этом интенсивность горения постепенно снижается, вплоть до полного прекращения окислительно-восстановительных реакций и процесса горения.

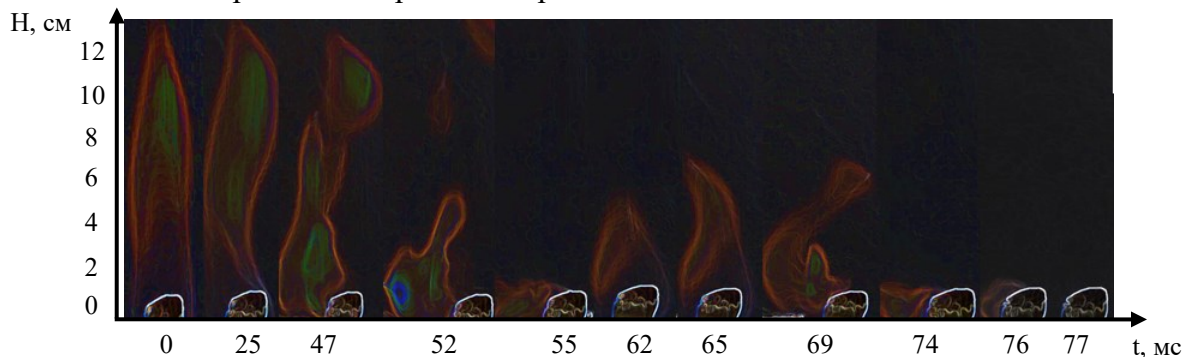


Рис. 3. Временная зависимость формы факела пламени при воздействии внешнего акустического поля

Ускорение процесса горения предположительно объясняется тем, что акустические волны удаляют продукты сгорания в непосредственной близости от факела пламени, тем самым способствуя притоку нового воздуха в рабочую смесь.

Заключение:

Исследовано затухание уротропинового образца при воздействии на него звуковых волн частотного диапазона 60 – 800 Гц.

- наибольшая скорость воздушного потока достигалась при частоте 70 Гц;
- при воздействии на факел пламени звуковыми волнами частотой 80 Гц без коллиматора время горения уменьшилось в среднем на 16%;
- при увеличении частоты внешних звуковых волн ослабевало их влияние на скорость горения.

Излучение фотонов заряженной частицей, движущейся через плоскую периодическую структуру, образованную параллельными нитями

Е. А. Гурневич, И. В. Мороз

Научно-исследовательское учреждение «Институт ядерных проблем» Белорусского государственного университета, ул. Бобруйская, 11, 220030, г. Минск, Беларусь

E-mail: moroz@inp.bsu.by

Введение. В настоящее время во всем мире ведутся интенсивные исследования в области создания новых мощных источников излучения, способных работать в широком спектральном диапазоне, от микроволнового и терагерцового до рентгеновского, с возможностью перестройки частоты. Среди всего многообразия таких источников отдельный интерес представляют т.н. объемные лазеры на свободных электронах (ОЛСЭ) [1, 2], в которых для создания неоднородной распределенной обратной связи могут использоваться двух- и трехмерные периодические структуры, в частности, дифракционные решетки, образованные металлическими нитями [3, 4]. Данная работа посвящена анализу спонтанного излучения, возникающего при движении заряженной частицы через подобную периодическую структуру, состоящую из двух плоских дифракционных решеток с разными периодами, образованных параллельными нитями [3, 4].

Основные результаты. В работе в приближении изотропного рассеяния электромагнитной волны на отдельной нити было получено аналитическое выражение для спектрально-углового распределения спонтанного излучения от системы с одной и двумя дифракционными решетками (Рис. 1а). На Рис. 1б приведены рассчитанные с помощью полученных выражений спектры, а на Рис. 2а – угловые распределения излучения для структур, образованных идеально проводящими нитями (проволочками) с $d = 0.15$ мм, расстояние между решетками 0.4 мм, $Q = 1$ (электрон, позитрон), $R = 15$ мкм (радиус нити), $L = 0.1$ м (длина структуры), $\gamma = 5$ (Лоренц-фактор частицы).

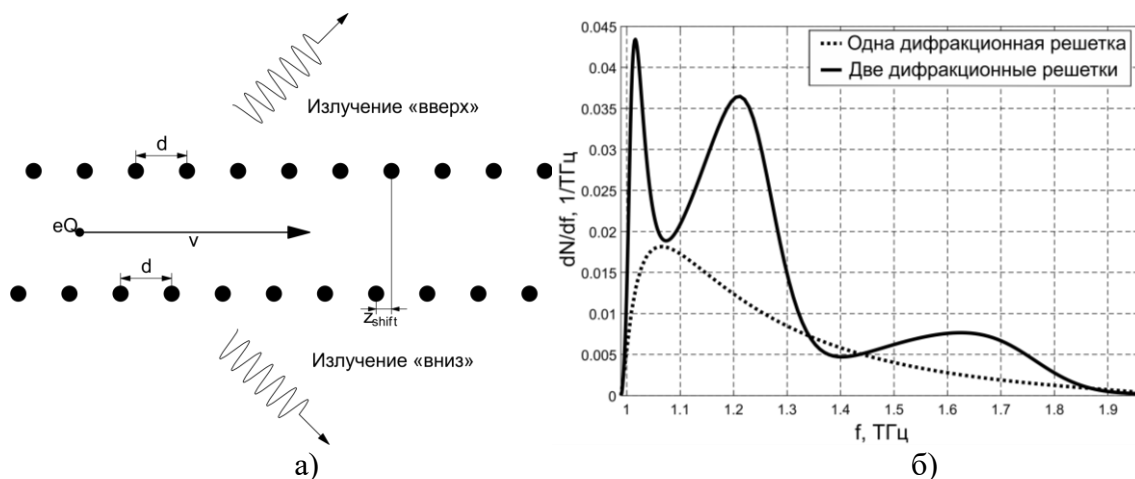


Рис. 1. Геометрия рассматриваемой задачи (а) и спектр спонтанного излучения заряженной частицы в рассматриваемых структурах (б)

Из представленных графиков видно, что для одной решетки число фотонов, испущенных частицей (электрон, позитрон) в узком диапазоне частот $\Delta f = 0.01$ ТГц вблизи максимума спектра составляет $N_{ph} \approx 3.6 \cdot 10^{-4}$, в то время как для двух решеток

это число равно $N_{ph} \approx 8.1 \cdot 10^{-4}$, что приблизительно в 2.2 раза выше. Отметим также, что угловое распределение излучения в случае наличия двух дифракционных решеток существенно более узкое по сравнению со случаем одной решетки.

Отдельно обратим внимание на важное свойство системы из двух дифракционных решеток, позволяющее перераспределять излучение, испущенное в направлениях “вверх” и “вниз” (Рис 2.б). Параллельный сдвиг решеток приводит к перераспределению излучения так, что интенсивность излучения в одном из направлений будет больше интенсивности в противоположном (при фиксированной частоте).

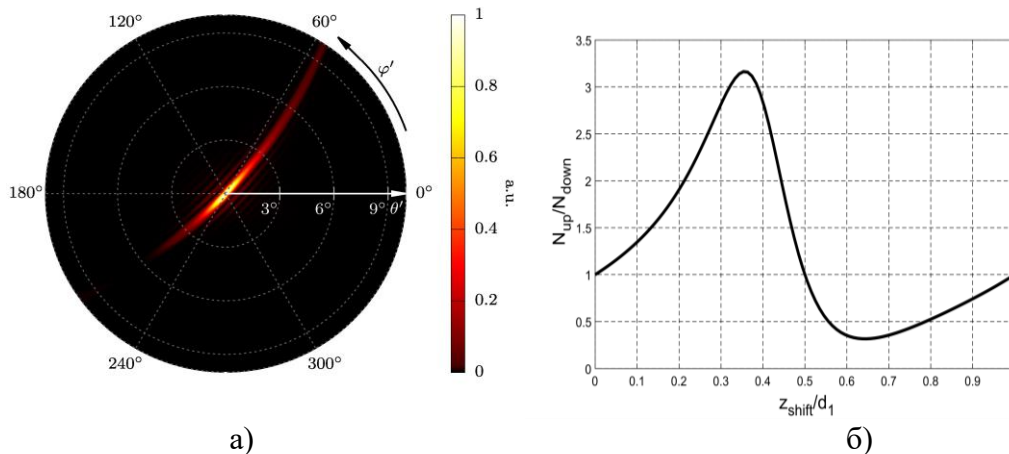


Рис. 2. Угловое распределение спонтанного излучения заряженной частицы (а) и отношение числа фотонов испущенных “вверх” к числу фотонов испущенных “вниз” (б) для случая двух дифракционных решеток.

Заключение. Таким образом, в работе показано, что структура, состоящая из двух дифракционных решеток, позволяет получить более узкое угловое распределение излучения, а также обеспечивает существенно более эффективную генерацию фотонов по сравнению со случаем одной решетки. Для системы из двух решеток показана возможность управления интенсивностью излучения в различных направлениях (“вверх” и “вниз” относительно плоскости решетки) за счет относительного сдвига решеток. Полученные результаты имеют большое значение для разработки мощных источников электромагнитного излучения, в частности, в терагерцовом диапазоне.

Литература.

1. Baryshevsky, V.G. Parametric beam instability of relativistic charged particles in a crystal / V.G. Baryshevsky, I.D. Feranchuk // *Physics Letters A.* – 1984. – Vol. 102, No. 3. – P. 141-144.
2. Baryshevsky, V.G. First lasing of a volume FEL (VFEL) at a wavelength range 4~6mm / V.G. Baryshevsky, K.G. Batrakov, A.A. Gurinovich et al. // *Nuclear Instruments and Methods A.* – 2002. – Vol. 483, No. 1-2. – P. 21-23.
3. И. В. Мороз, Е. А. Гурневич / Излучение заряженной частицы, движущейся через плоскую периодическую структуру, образованную параллельными нитями // *Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины,* – 2019. – №6 (117). – С. 180–185.
4. Ilya Moroz Radiation of Charge Moving Between Two Planar Periodic Wire Structures / Evgeny Gurnevich, Ilya Moroz // *Nonlinear Phenomena in Complex Systems,* vol. 23, no. 1 (2020), pp. 66 – 71.

Моделирование структуры воздушных потоков над неоднородно нагретой поверхностью

М. И. Прохареня, О.Г.Романов

Белорусский государственный университет, 220030, г. Минск, Республика Беларусь

E-mail: maryprokharenya@gmail.com; romanov@bsu.by

Введение. Исследование процессов тепло- и массопереноса в условиях свободной и вынужденной конвекции жидкости или газа является одной из актуальных проблем гидро- и аэродинамики, теплоэнергетики, метеорологии.

Существует обширный класс явлений конвективного теплообмена, в которых само наличие теплообмена является причиной движения среды. Такая ситуация имеет место, в частности, если рассматриваемая система находится в поле массовых сил. Если система однородна, то массовая сила также однородна. При возникновении неоднородности температуры образуется неоднородность плотности: более нагретые и менее плотные слои жидкости (газа) всплывают вверх, а более холодные опускаются вниз. Возникающее движение, в свою очередь, модифицирует перенос тепла и, таким образом, наблюдается процесс, в котором теплообмен и течение взаимосвязаны. Такие процессы называют свободной конвекцией или естественной конвекцией. Конвекция встречается в природе в виде бриза, холодных либо теплых течений, в частности над урбанизированной местностью, и играет существенную роль в процессах переноса воздушных масс, в том числе, при наличии в них загрязняющих примесей.

В работе рассматривается процесс свободной конвекции воздушных масс над неоднородно нагретой поверхностью. Конвективная неустойчивость в данной модели характеризуется такими параметрами, как скорость потока, градиент температуры, давление. Методом численного моделирования рассчитаны пространственно-временные структуры воздушных потоков в режиме конвективной неустойчивости.

Моделирование свободно-конвективного движения воздушных масс.

Рассмотрим задачу свободной конвекции воздуха в предположении, что кроме рассматриваемой местной циркуляции никакого другого движения нет. Система уравнений, описывающих конвективную неустойчивость, в гидростатическом приближении [1] может быть представлена уравнениями движения (1), статики (2), непрерывности (3), уравнение состояния (4), уравнение баланса энергии (5):

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + 2\omega_z v + k \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} - 2\omega_z u + k \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial v}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (1)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - g \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

$$P = R\rho T \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + u \frac{\partial \Theta}{\partial x} + v \frac{\partial \Theta}{\partial y} + w \frac{\partial \Theta}{\partial z} = k \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right) \quad (5)$$

Здесь u, v, w проекции скорости на оси x, y, z , соответственно; P, ρ, Θ - давление, плотность, потенциальная температура; k - коэффициент турбулентной вязкости и одновременно коэффициент теплопроводности (число Прандтля в дальнейшем полагается равным единице); R - газовая постоянная; ω_z - параметр Кориолиса.

Моделирование. На основании численного решения системы уравнений, описывающей движение атмосферы в поле силы тяжести, были построены зависимости горизонтальных и вертикальной проекции скорости движения воздуха, отклонения температуры и давления от фонового значения. Результаты моделирования воздушных течений для двумерной геометрии задачи представлены на Рис. 1. Тестовый расчет проведен для параметров сухого воздуха на масштабе (x, z) : $10\text{ км} - 0.25\text{ км}$ с шагом $\Delta x = 25 - 100\text{ м}$, $\Delta z = 25 - 50\text{ м}$. Наличие вертикального перепада температуры $\Delta T = 2\text{ К}$ приводило к установлению чередующихся вертикальных восходящих и нисходящих потоков за время порядка 150 мин. Отметим, что для трехмерной модели полученная структура воздушных потоков представляла собой систему квазишестиугольных конвективных ячеек.

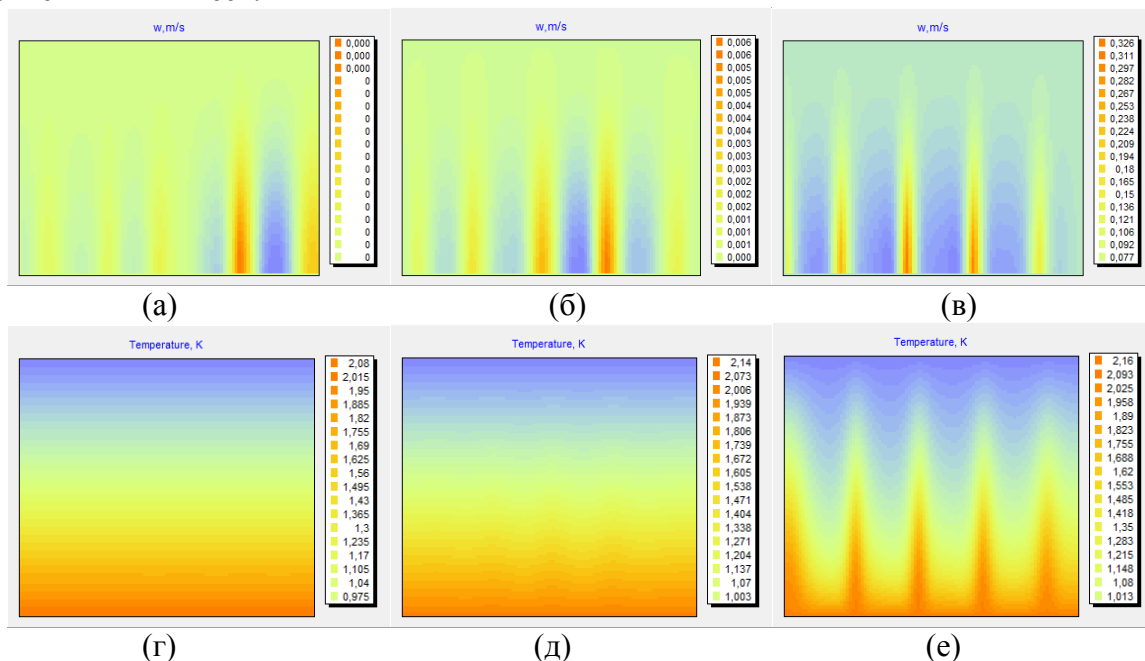


Рис. 1 – Пространственные зависимости вертикальной скорости $w(x, z)$ (а)-(в) и отклонения потенциальной температуры от равновесного значения $\Theta'(x, z)$ (г)-(е), в различные моменты времени.

Заключение. В работе приведен анализ уравнений и основных характеристик свободной конвекции над неоднородно нагретой поверхностью. На основании полученных данных, установлено, что на развитие конвекции в атмосфере влияют такие факторы как градиент температуры, давление, скорость потоков. Рассмотрена динамика формирования восходящих и нисходящих воздушных потоков.

Литература.

1. Гандин Л.С., Лайтман Д.Л., Матвеев Л.Т., Юдин М.И.. Основы динамической метеорологии // Л. Гидрометеорологическое изд., 1955. — 647 с.

Моделирование конвекции Бенара-Рэлея в тонких цилиндрических слоях

Y.D. Tsitavets, A.S. Fedotov

*Белорусский государственный университет,
пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь
E-mail: yoscrimmer@gmail.com*

Введение. Конвективная неустойчивость в тонком слое жидкости наблюдается во многих технических системах, а также представляет интерес с точки зрения теории самоорганизации. На сегодняшний день, однако, хорошо исследованы только простые случаи с конвекцией между плоскими пластинами. В реальных инженерных системах, тем не менее, часто встречается конвекционный обмен в изогнутых и цилиндрических слоях. Исследование таких случаев представляет интерес как для практических приложений, так и для развития теории самоорганизующихся систем.

В работе исследованы характеристики конвективного течения в двумерном цилиндрическом воздушном слое с внешним радиусом 1,4 м, шириной 0,3 – 0,7 м и перепадом температур между стенками $\Delta T = (4 - 12)$ К. Изучено влияние перехода от плоскопараллельной к цилиндрической геометрии слоя на свойства упорядоченных структур, возникающих в течении.

Постановка задачи. Численный эксперимент проведен с использованием пакета конечно-элементного моделирования COMSOL Multiphysics. Для моделирования конвекции решались двумерные уравнения Навье-Стокса с уравнением переноса тепла в декартовых координатах:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0 \\ \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \rho g \\ c\rho \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) \end{aligned}$$

где u , v – компоненты поля скорости в направлении координатных осей x и y соответственно, T – температура, p – давление, c – теплоемкость, λ – коэффициент теплопроводности, ρ – плотность, g – сила тяжести, t – время, μ – коэффициент вязкости. Область представляла собой цилиндрический слой толщиной 6 – 10 см, расчетная сетка содержала $6,7 \cdot 10^4$ элементов со сгущением для моделирования пристеночного слоя.

Результаты и их обсуждение. Распределение температуры достигло квазистационарного состояния через полчаса виртуального времени. Температурное поле для случая «горячая внешняя – холодная внутренняя граница» приведено на рис. 1. Как видим из рис. 1а, в нижней части системы наблюдается формирование типичных ячеек Бенара-Рэлея. Когда направление силы тяжести отклоняется от перпендикулярного к границам (рис. 1б), наблюдается формирование структур, напоминающих ассиметричные ячейки Бенара-Рэлея. При близком к параллельным стенкам направлении силы тяжести (рис. 1г) наблюдается конвекция, похожая на

типичную для вертикальных стенок в поле силы тяжести. В верхней части слоя (рис.1в) условий для конвекций нет, температурное распределение соответствует основному механизму теплопроводности.

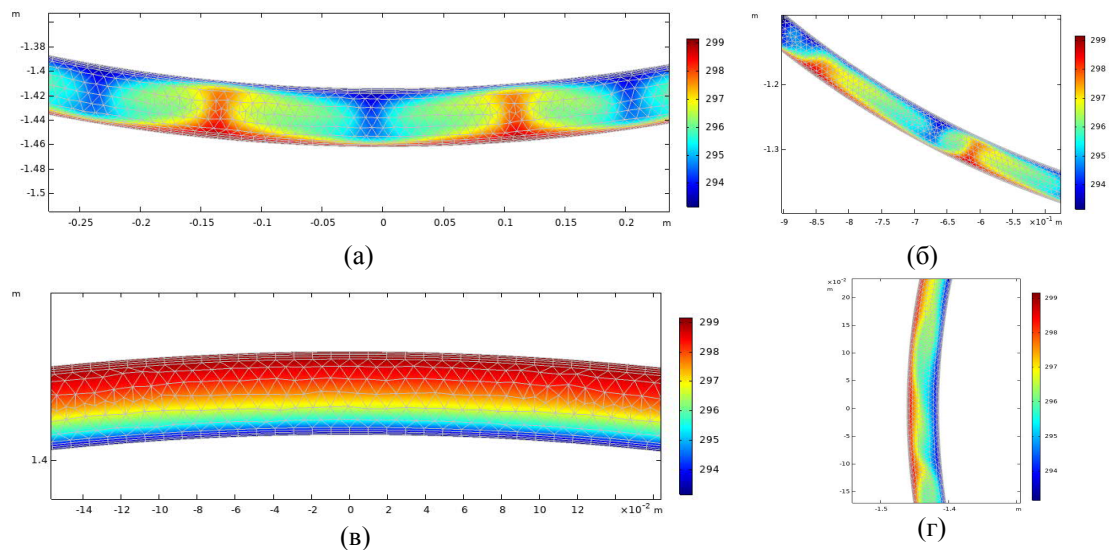


Рис. 1. Распределение температуры в различных частях цилиндрического слоя: (а) – нижняя горизонтальная часть, (б) – переходная между вертикальной и горизонтальной часть, (в) – верхняя горизонтальная часть, г) – вертикальная часть

Модуль скорости течения в изученном диапазоне параметров не превышал 0,2 м/с. С помощью оценки турбулентной вязкости в методе крупных вихрей установлено, что существенной турбулизации течения не наступает. Наиболее активно в переносе тепла участвует часть слоя, приведенная на рис.1(г): линии тока не замыкаются в короткие замкнутые контуры. При этом в верхней трети расчетной области образуется область наибольшего перегрева.

Литература.

1. Фрик, П.Г. Турбулентность - подходы и модели / П.Г. Фрик. – Москва: Институт компьютерных исследований, 2003. – 292 с.
2. Гершуни, Е.З. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости / Е.З. Гершуни, Е.М. Жуховицкий. – Москва: Наука, 1972. – 393 с.
3. Кузнецов, С.П. Динамический хаос / С.П. Кузнецов. – Москва: Физматлит, 2001. – 294 с.

Применение наноразмерных фотокатализаторов на основе диоксида титана (TiO_2) для разложения фармакологических отходов в водных средах под действием ультрафиолетового излучения

А.В. Медведский, В.Р. Плоходько

МГЭИ им. А.Д. Сахарова БГУ, Минск, Беларусь

E-mail: aleksander.medvedskiy@gmail.com

Введение. Попадание фармакологических отходов (ФО) в систему сточных вод является актуальной экологической проблемой. По данным Всемирной организации здравоохранения (ВОЗ) 15% ФО могут оказывать токсичное и радиоактивное воздействие на окружающую среду [1]. Эффективным методом удаления такого рода отходов из водной среды является гетерогенный фотокатализ в присутствии катализаторов на основе ZnO и TiO_2 . Однако, активность имеющихся фотокатализаторов не достаточна для их промышленного применения. Поэтому модификация фотокатализаторов, направленная на повышение их активности, является актуальной научной задачей. В предыдущих работах, была установлено улучшение каталитических свойств оксида цинка, прошедших плазменную обработку, в реакциях фотодегградации метилового оранжевого в водной среде [2, 3]. В данной работе исследована активность модифицированных фотокатализаторов на основе диоксида титана (TiO_2) в модельной реакции фотодегградации кофеина под действием ультрафиолетового облучения.

Экспериментальная часть. Были исследованы реакции фотодегградации кофеина в присутствии фотокатализаторов на основе наночастиц диоксида титана (TiO_2). Наночастицы TiO_2 (анатаз, Aldrich, < 25 нм, 99,7 %) были модифицированы химическим (импрегнирование), плазменным (обработка в плазме высокочастотного разряда (ВЧ-разряд) пониженного давления в атмосфере Ar) и плазмохимическим (нанесение полимерных пленок в плазме ВЧ-разряда) методами. Для импрегнирования катализаторов был использован Ru -содержащий металлоорганический краситель N3 ($\text{C}_{26}\text{H}_{16}\text{N}_6\text{O}_8\text{RuS}_2$, Aldrich).

Образцы различаются условиями нанесения допирующих примесей методом магнетронного напыления. Первый образец, не модифицированный TiO_2 . Второй образец, $\text{TiO}_2\text{-RF}$, обработан в ВЧ-плазме в инертной атмосфере Ar (мощность 300 Вт, давление в камере 15 Па, скорость потока газа 20 сксм, время обработки 15 мин), отсутствует покрытие полимерной пленкой и импрегнирование красителем на основе Ru . Третий образец, $\text{TiO}_2\text{-N3}$, импрегнирован красителем на основе Ru , не обрабатывался в плазме и не имеет покрытия полимерной пленкой. Четвертый образец, $\text{TiO}_2\text{-pp1}$, покрыт полимерной пленкой в ВЧ-плазме в реактивной атмосфере Ar и аллилового спирта как прекурсора, (мощность 300 Вт, давление в камере 15 Па, скорость потока газа 20 сксм:1.5 сксм 15 мин), не импрегнирован красителем. Пятый образец, $\text{TiO}_2\text{-N3-pp2}$, покрыт полимерной пленкой в ВЧ-плазме в реактивной атмосфере аргона и аллилового спирта как прекурсора, (мощность 300 Вт, давление в камере 15 Па, скорость потока газа 20 сксм:1.5 сксм 15 мин), импрегнирован красителем на основе Ru .

Толщина полиаллиловой пленки составляла 100 и 200 нм для образцов $\text{TiO}_2\text{-pp1}$ и $\text{TiO}_2\text{-N3-pp2}$, соответственно.

Результаты и обсуждение. На рисунке 1 изображена гистограмма распределения k - констант скорости химической реакции. Константы k рассчитывались исходя из формулы:

$$\ln \frac{C(t)}{C_0} = -kt,$$

где C – концентрация разлагаемого вещества, t – время

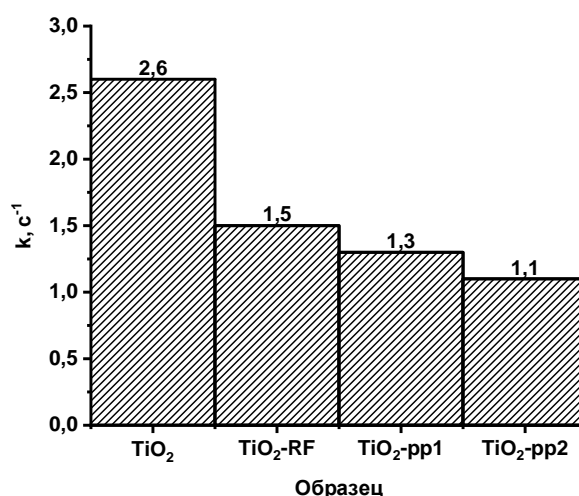


Рис. 1. Гистограмма распределения констант скорости химической реакции

В результате, активность катализаторов убывает в следующем порядке: TiO₂ > TiO₂-RF > TiO₂-pp1 > TiO₂-pp2. Полученная последовательность отличается от данных, полученных в экспериментах по фотодеградации метилового оранжевого [3]. Вероятнее всего это связано с тем, что реакция фотодеградации кофеина обладает иным механизмом протекания реакции.

Заключения. Катализаторы, обработанные красителем на основе N3, не могут применяться для очистки сточных вод, так как происходит растворение красителя и попадания Ru в водную среду. Катализаторы TiO₂-RF, TiO₂-pp1, TiO₂-pp2, обработанные в плазме, показали низкую фотокаталитическую активность и уступают в эффективности необработанному TiO₂.

Благодарности. Авторы благодарны др. Ф. Брюзеру (Лейбниц-институт физики и технологии плазмы, г. Гейфсвальд, Германия) за помощь в обработке катализаторов и предоставлении материалов и химреактивов. Работа выполнена в рамках проекта «Разработка физико-химических принципов плазмоактивированного синтеза и модификации микродисперсных полупроводниковых фотокатализаторов, допированных наночастицами» ГПНИ «Физическое материаловедение, новые материалы и технологии» (шифр 2.73).

Литература.

1. Всемирная организация здравоохранения [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://www.who.int/ru/news-room/fact-sheets/detail/health-care-waste/>. – Дата доступа: 11.03.2019.
2. Effect of Electrical Characteristics of DBD on the Performance of DBD Plasma treated ZnO-based Photocatalysts / N.A. Savastenko [et al.] // Proceedings of the IX Intern. Confer. Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT-9), Minsk, Belarus, Sept. 17-11, 2018. / – Eds.: N.V. Tarasenko, A.A. Nevar and N.N. Tarasenko. – Minsk: Kovcheg, 2018. P. 429—432.
3. Savastenko, N.A Plasma-Assisted Synthesis of Polymer-Capped Dye-Sensitized TiO₂-Based Photocatalysts for Methyl Orange Photodecomposition / N.A. Savastenko, V. Brüser, S.A. Maskevich // Proceedings of the IX Intern. Confer. Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT-9), Minsk, Belarus, Sept. 17-11, 2018. / – Eds.: N.V. Tarasenko, A.A. Nevar and N.N. Tarasenko. – Minsk: Kovcheg, 2018. P. 433—436.

Плазменные параметры вблизи полого катода

С. Н. Андреев, А. В. Бернацкий, В. Н. Очкин

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991 ГСП-1 Москва, Ленинский проспект, д.53, ФИАН
E-mail: bernatskiyav@lebedev.ru*

Нашим коллективом в последние годы разработаны новые методы количественной спектроскопии [1-4]. В перспективе они могут применяться на различных электровакуумных установках, в том числе токамаках [4]. При этом в некоторых предложенных подходах чувствительность измерений улучшается, при учете функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ). В рамках данной работы при помощи оригинальной системы зондовых измерений [5] получены параметры плазмы в разряде с полым катодом. Такая конфигурация разрядного устройства хорошо моделирует "чистящий" разряд в местах соединений отдельных элементов вакуумных установок [1].

Эксперименты проводились в вакуумной камере установки "Течь" [1, 2, 5]. Разрядное устройство (Рис. 1) представляет собой прямоугольный полый вольфрамовый катод $100 \times 50 \times 10$ мм³ с открытой стороной 100×10 мм², обращенной к аноду в виде вольфрамовой сетки (100×10 мм²) на расстоянии 10 мм от края катода. Зонды 1, 2 (см. Рис. 1) располагались по центру открытой части катода, на расстоянии от него 1 и 6 мм соответственно. Зонды выполнены из вольфрамовой проволоки диаметром 0.1 мм, выступают из керамического изолятора на 2 мм. Измерения проводились в разряде в He при давлении 1 мбар. Поддерживалось напряжение на разрядном устройстве 340 В, при этом ток разряда составлял 420 мА.

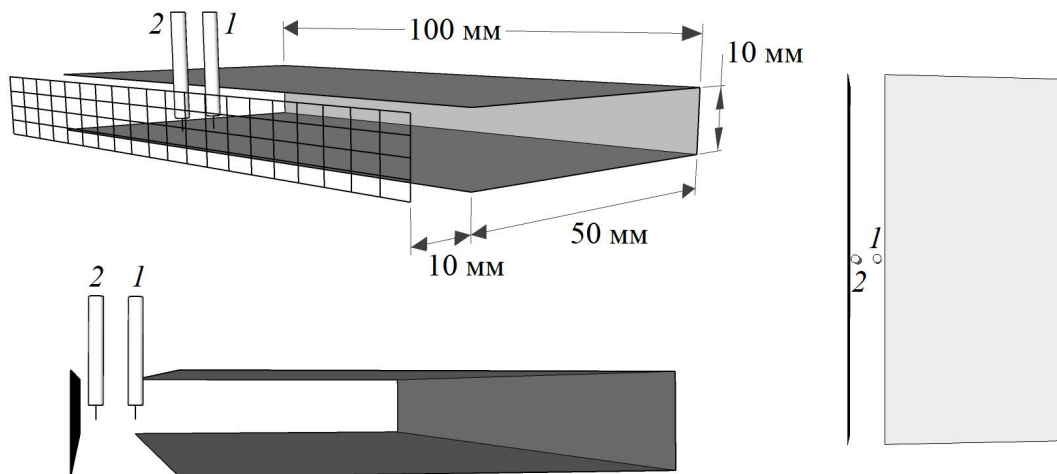


Рис. 1. Разрядное устройство в разных проекциях.

Зонды: 1 – на расстоянии 1 мм от полого катода; 2 – 6 мм от катода.

Результаты измерений ФРЭЭ продемонстрированы на Рис. 2. На расстоянии 1 мм от катода средняя энергия электронов составляет $\langle E \rangle = 7.3$ эВ, наблюдается наличие "быстрых" электронов; на расстоянии 6 мм – $\langle E \rangle = 5.3$ эВ, ФРЭЭ становится ближе к максвелловской. По-видимому, такие различия обусловлены особенностями

формирования ФРЭЭ на выходе из полого катода. Выяснение этого вопроса требует детального экспериментального изучения и привлечения численного моделирования.

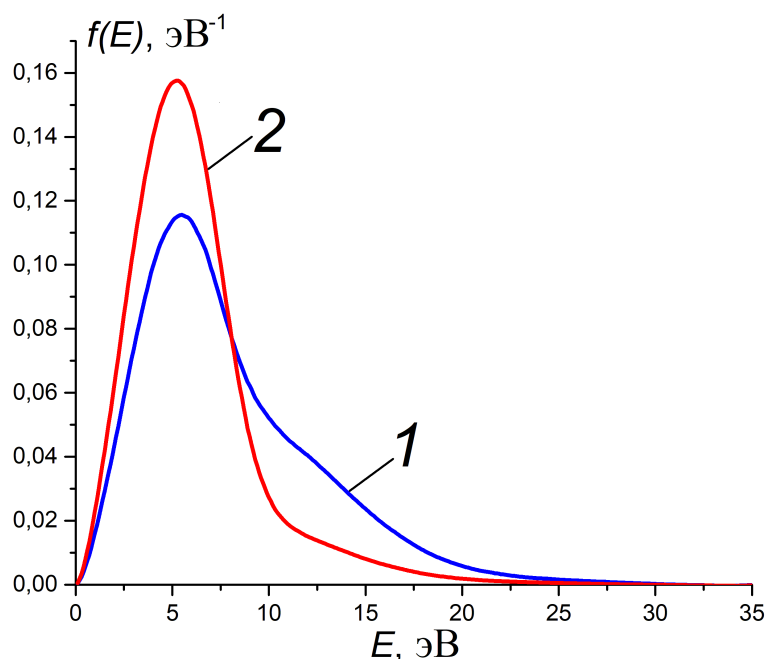


Рис. 2. Экспериментально полученные ФРЭЭ:

1 – на расстоянии 1 мм от полого катода; 2 – 6 мм от катода.

Работа выполнена за счет средств гранта Российского научного фонда (проект № 19-12-00310).

Литература.

1. Bernatskiy A. V., Ochkin V. N., Afonin O. N., Antipenkov A. B. / Measurements of the number density of water molecules in plasma by using a combined spectral-probe method // Plasma Physics Reports. - 2015. - Vol. 41, № 9. - P. 705-714. <https://doi.org/10.1134/S1063780X15090032>
2. Bernatskiy A. V., Ochkin V. N., Kochetov I. V. / Multispectral actinometry of water and water derivate molecules in moist inert gas discharge plasmas // Journal of Physics D: Applied Physics. - 2016. Vol. 49, № 39, - P. 395204. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/49/39/395204>
3. Bernatskiy A. V., Ochkin V. N. / Detection of water molecules in inert gas based plasma by the ratios of atomic spectral lines // Plasma Sources Science and Technology. - 2017. Vol. 26, № 1. - P. 015002. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/26/1/015002>
4. Bernatskiy A. V., Kochetov I. V., Ochkin V. N. / Determination of water leaks flows and their surface localization in plasma reactors by the ratio of the hydrogen isotopes line intensities // Plasma Sources Science and Technology. - 2019. Vol. 28, № 10. - P. 105002. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab4301>
5. Andreev S. N., Bernatskiy A. V., Ochkin V. N. / Probe measurements in plasma of a rectangular hollow cathode // Journal of Physics: Conference Series. - 2019. Vol. 1370. - P. 012011. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1370/1/012011>

Физика в биологии и медицине

Спектральные параметры гидрофобных комплексов фталоцианинов в водных средах

Ю.Д. Король^а, А.А. Романенко^а, Т.А. Павич^а, А.С. Старухин^а, И.Н. Третьякова^б, В.Я. Черный^б

^а Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь

^б Институт общей и неорганической химии им. В.И. Вернадского НАН Украины, 03680 г Киев-142, Украина
E-mail: kyl2589@mail.ru

Известно, что порфирины и фталоцианины нашли многочисленные применения в электронике, химических технологиях, а также в качестве фотосенсибилизаторов в фотодинамической терапии онкологических заболеваний [1]. Данные соединения, как правило, обладают гидрофобными свойствами и не способны растворяться в воде. Для ряда применений необходимо иметь методики растворения фталоцианинов в водных средах. Был предложен метод введения гидрофобных Mg-фталоцианина (Mg-Рс) и Zn-фталоцианина (Zn-Рс) [2], основанный на смешивании с водой предварительно приготовленных растворов гидрофобных соединений в диметилсульфоксиде или в этаноле. При этом существенно менялись фотофизические характеристики фталоцианинов.

Основная идея выполненного исследования состояла в том, чтобы разработать методику приготовления водных растворов металлофталоцианинов в водно-мицеллярных средах без ухудшения их фотофизических параметров.

На Рис. 1 представлены структуры Mg-фталоцианина (Mg-Рс) и Zn-фталоцианина (Zn-Рс), а также вещества Тритон X-100. Тритон X-100 имеет в составе молекулы гидрофобный и гидрофильный фрагменты, что позволяет его использовать в качестве мицеллообразующего вещества.

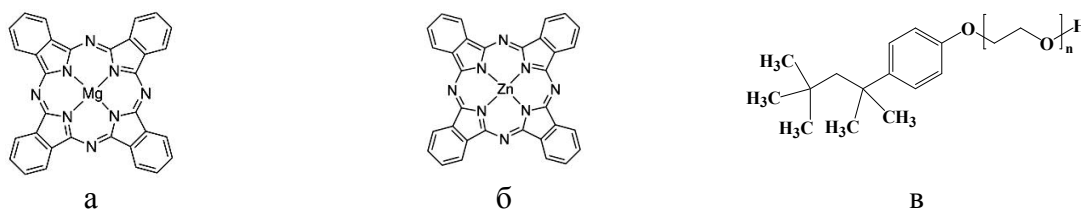


Рис. 1. Структурные формулы Mg-Рс (а), Zn-Рс (б) и Тритона X-100 (в)

Исследуемые растворы готовили при внесении Mg-Рс и Zn-Рс (в кристаллической форме) в мицеллу, которую образует Triton X-100. Опуская подробности приготовления растворов, приведем полученные спектральные данные. На рисунке 2 приведены спектры поглощения Zn-Рс (а) и флуоресценции (б) в тетрагидрофуране (ТНФ) и в водно-мицеллярной смеси Triton+H₂O. Как следует из Рис. 2, спектры поглощения и флуоресценции в ТНФ и в водно-мицеллярной смеси имеют практически одинаковый вид. Для соединения Zn-Рс в ТНФ характерны следующие линии поглощения: 0-0 переход – 666 нм, электронно-колебательные переходы – 603 и 637 нм, полоса около 340 нм. Для Zn-Рс в водно-мицеллярной среде: 0-0 переход – 674 нм, электронно-колебательные переходы – 609 и 644 нм, полоса Core – 343 нм. Все колебательные переходы хорошо выражены, что говорит о том, что не образуется

агрегатов. Для Zn-Рс в водно-мицеллярной среде наблюдается батохромный сдвиг спектра, максимум испускания для Zn-Рс в THF составляет 672 нм, для Zn-Рс в Triton+H₂O – 680 нм.

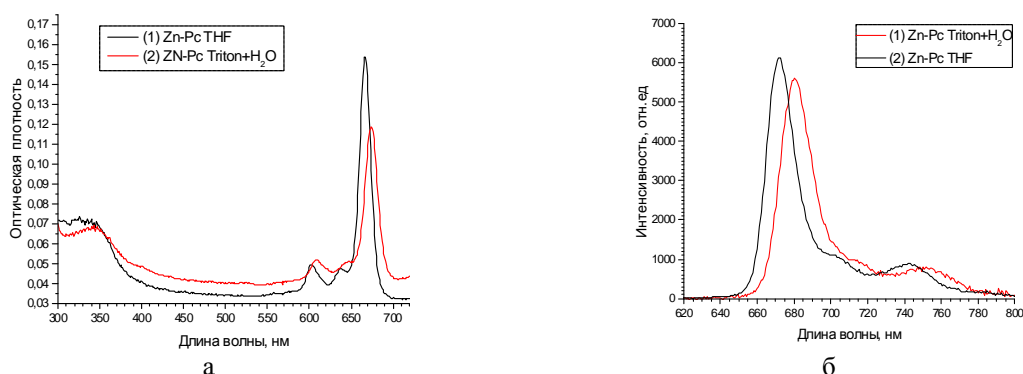


Рис. 2. – Спектры поглощения Zn-Рс (а) и флуоресценции (б) в THF и в Triton+H₂O

Для Mg-Рс и Zn-Рс в THF и в водно-мицеллярной среде были выполнены измерения квантовых выходов флуоресценции и показано, что квантовый выход флуоресценции Mg-Рс в водно-мицеллярной среде составлял $0,38 \pm 0,04$, что практически на 40 % меньше, чем в THF ($0,55 \pm 0,05$).

Для Zn-Рс наблюдаются немного другие закономерности. При переходе от органического растворителя к водно-мицеллярной среде величина квантового выхода практически не изменяется ($0,28 \pm 0,03$ и $0,29 \pm 0,03$, соответственно). Различие во влиянии мицелл на квантовый выход Mg-Рс и Zn-Рс может быть объяснено различными способностями Zn-Рс и Mg-Рс к комплексообразованию. В полярных растворителях Mg-Рс может присоединять два экстралиганда, а Zn-Рс только один. Следовательно, Mg-Рс сильнее связывается с молекулами Triton x-100, чем Zn-Рс, что приводит к более значительному понижению квантового выхода. Были измерены времена жизни флуоресценции для Mg-Рс и Zn-Рс в THF и в водно-мицеллярной среде. Так для Mg-Рс в THF и в смеси в Triton+H₂O значения этих параметров составили 6,37 и 6,61 нс, соответственно. Тогда как для Zn-Рс в аналогичных средах времена жизни флуоресценции составили 3,57 и 3,56 нс. Спектральные и фотофизические параметры показывают, что предложенная методика приготовления водных растворов гидрофобных соединений позволяет избегать образования комплексов.

Полученные экспериментальные данные являются первым этапом в исследовании поведения спектральных и фотофизических свойств металлофталоцианинов в водно-мицеллярных средах, а также при добавлении водных растворов металлических наночастиц.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (белорусско-украинский проект № Ф20УКА-018).

Литература

1. L. P. Roguin, N. Chiarante, M. C. García Vior, J. Marino / Zinc (II) phthalocyanines as photosensitizer for antitumor photodynamic therapy // *The International Journal of Biochemistry & Cell Biology*. – 2019. – Vol. 114. – P. 105575.
2. A. Starukhin, V. Apyari, A. Gorski, A. Ramanenka, A. Furletov / Plasmon enhancement of fluorescence of phthalocyanines metallocomplexes in solutions of silver nanoparticles // *European Physical Journal Web of Conferences*. – 2019. – Vol. 220. – P. 03003.

Спектральные свойства индотрикарбоцианинового красителя при взаимодействии с компонентами сыворотки крови

Д.С. Тарасов^a, Н.В. Белько^a, А.Д. Матюшевская^b

^a НИИПФП им. А.Н. Севченко БГУ, ул. Курчатова 7, 220045 Минск, Беларусь

^b БГУ, пр. Независимости 4, 220030 Минск, Беларусь

E-mail: dmitrij-tarasov@list.ru

Введение. Полиметиновые красители (ПК) нашли широкое распространение в ряде областей человеческой деятельности. Особое внимание заслуживают применение в различных медико-биологических приложениях. В лаборатории спектроскопии НИИПФП им. А.Н. Севченко БГУ целенаправленно ведется разработка индотрикарбоцианиновых красителей перспективных для использования в качестве основы фотосенсибилизаторов для фотодинамической терапии онкологических заболеваний [1]. Исследование взаимодействия молекул красителей с белками плазмы крови позволяет лучше понять механизм доставки красителя в целевые ткани. С другой стороны, сыворотка крови наиболее доступная модельная среда для изучения перспективности использования красителя в качестве флуоресцентной метки белков.

В данной работе приведены результаты исследования спектральных свойств нового индотрикарбоцианинового красителя при взаимодействии с компонентами сыворотки крови человека.

1 Эксперимент. Объектом исследования выступал индотрикарбоцианиновый краситель, который обладает хорошей растворимостью в органических растворителях, но является гидрофобным соединением. В водном окружении молекулы данного красителя склоны к агрегации, а при определенных условиях формируются также наноструктуры [2]. Тип образующихся агрегатов (Н- или J-) зависит от концентрации красителя, присутствия сольватирующих добавок, температуры, ионной силы и кислотности (рН) раствора. Исследования проводились в 3 % растворе сыворотки крови человека (ЧСК) в фосфатно-солевом буфере (ФСБ) с рН=7.2. Краситель вводился через промежуточный раствор в ФСБ с 5 % объемной долей этанола, который в свою очередь готовился через стоковый раствор в этаноле. При данном значении рН в водном окружении при комнатной температуре (20 °С) образование Н*-агрегатов протекает с характерным временем порядка 100 мин. В течение 5-10 минут после введения красителя спектры поглощения раствора практически стабильны, в растворе присутствуют преимущественно агрегаты Н и J типа. Это позволяет минимизировать влияние процесса трансформации типов агрегатов на кинетику образования комплексов красителя с биомолекулами. Для интенсификации взаимодействия красителя с белками ЧСК образцы инкубировались в течение 90 минут при 37 °С.

Прочность и характер образующихся комплексов красителя с белками ЧСК изучалось посредством экстракции бутанолом. Возможность использования его для экстракции ПК продемонстрирована на растворах красителя ФСБ, где степень экстракции при концентрациях красителя 10^{-6} - 10^{-5} М составила 98,4-100 %.

2 Результаты и их обсуждение. В присутствие белковых молекул сыворотки крови происходит быстрая дезагрегация красителя с образованием узкой полосы поглощения с максимумом на 732 нм. Максимум спектра флуоресценции находится на длине волны 754 нм, а его форма не зависит при возбуждении в пределах основной полосы поглощения. Кинетика затухания флуоресценция аппроксимируется одной

экспонентой. Длительность затухания флуоресценции составила 1,4 нс, степень поляризации флуоресценции составляла – 38,2 %. Высокая степень поляризации при относительно малом времени жизни возбужденного состояния позволяют утверждать, что происходит образование комплексов красителя с крупными биомолекулами (белками, липопротеинами). После выдержки раствора в течение 90 минут при температуре 37 °С в поглощении обнаруживаются небольшие изменения. Так наблюдается образование новых полос с максимумами вблизи 557 нм и 630 нм, что сопровождается уменьшением оптической плотности в максимуме основной полосы поглощения, его положение практически не изменяется.

В полярном бутаноле молекулы красителя находятся в одной ионно-молекулярной форме, т.к. в спектрах поглощения и флуоресценции проявляется один поглощающий и флуоресцирующий центр. Максимум поглощения красителя в бутаноле расположен на длине волны 732 нм, флуоресценции – 757 нм. Длительность затухания флуоресценции красителя составляет 1,0 нс, степень поляризации флуоресценции – 30,0 %.

Для установления возможности существования ковалентной связи между молекулой красителя и белками проведены исследования эффективности экстракции красителя бутиловым спиртом из окрашенного раствора сыворотки крови. Спектральные параметры молекул красителя, перешедших в бутанольный экстракт, совпадают со значениями в чистом бутаноле. Совпадение зафиксировано на основании анализа формы спектров поглощения и флуоресценции, а также длительности затухания (0,9 нс) и степени поляризации флуоресценции (30,5 %). Можно утверждать, что в бутанольном экстракте краситель находится в свободном состоянии. На основании анализа спектров поглощения определена степень экстракции, которая составила 55,0 %. Следовательно, при взаимодействии с компонентами ЧСК главным образом образуется нековалентный комплекс. В водном осадке обнаруживаются два выраженных поглощающих центра с максимумами поглощения вблизи 739 нм и 630 нм, каждый из которых проявляется во флуоресценции с максимумами на длинах волн 756 нм и 687 нм. Измерения степени поляризации флуоресценции данных центров показали значения 42,0 % и 43,6 % соответственно, при этом длительность затухания флуоресценции имеет наносекундные значения – 1,4 нс и 0,6 нс. По всей видимости, длинноволновый центр соответствует ковалентному комплексу красителя с крупной белковой молекулой. Расчет по спектру поглощения показал, что на его долю приходится 25 % от общего количества введенного красителя. Сильное смещение в коротковолновую область для второго центра позволяет предположить, что ему соответствует комплекс фрагмента красителя с биомолекулой.

Заключение. Взаимодействие индотрикарбоцианинового красителя с компонентами ЧСК сопровождается образованием нековалентных и ковалентных комплексов с белковыми молекулами, а также деструкцией красителя и связыванием его фрагментов с биомолекулами.

Литература.

1. Novel indotricarbocyanine dyes covalently bonded to polyethylene glycol for theranostics / A.A. Lugovski, M.P. Samtsov, K.N. Kaplevsky, D.S. Tarasau, E.S. Voropay, P.T. Petrov, Y.P. Istomin // *Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry*. – 2016. – Vol.316. – P.31-36.
2. Спектрально-люминесцентные свойства и морфология самоорганизованных наноструктур индотрикарбоцианинового красителя / Н.В. Белько, М.П. Самцов, Г.А. Гусаков, Д.С. Тарасов, А.А. Луговский, Е.С. Воропай // *Журнал Прикладной Спектроскопии*. – 2018. – Т.84, №6. – С.868-878.

Спектральные свойства индотрикарбоцианинового фотосенсибилизатора в процессе накопления в тканях меланомы М3 на лабораторных животных

Д.С. Тарасов^a, А.Д. Матюшевская^b, П.Т. Петров^c

^a НИИПФП им. А.Н. Севченко БГУ, ул. Курчатова 7, 220045 Минск, Беларусь

^b БГУ, пр. Независимости 4, 220030 Минск, Беларусь

^c Институт биоорганической химии НАН Беларуси, ул. Академика Купревича 5/2, 220141 Минск, Беларусь

E-mail: dmitrij-tarasov@list.ru

Успешный результат фотодинамической терапии определяется не только высокой эффективностью генерации активных интермедиатов фотосенсибилизатором (ФС), но и правильно установленным протоколом проведения сеанса терапии. Наибольшее значение имеют доза ФС, параметры источников фотовоздействия, сроки проведения сеанса ФДТ. Начало фотовоздействия, как правило, выбирают из соображений обеспечения максимального накопления препарата в опухолевых тканях и в течение процедуры фотодинамического воздействия, определяют из данных по фармакокинетике препарата. Флуоресцентные методы широко применяются для исследования распределения в тканях флуорофоров. При одинаковой толщине образца ткани интенсивность флуоресценции при измерении контактным методом несет информацию о концентрации препарата. Оперативность получения спектральных данных с помощью контактной флуоресцентной спектроскопии дает возможность контролировать введение и накопление препарата непосредственно во время сеанса ФДТ. Полезная информация о состоянии ФС в тканях *in vivo* заключена также в параметрах спектра флуоресценции.

В работе приведены результаты исследования и состояния нового индотрикарбоцианинового ФС в тканях лабораторных животных *in vivo* с помощью контактной флуоресцентной спектроскопии. Разработка ФС на основе индотрикарбоцианиновых красителей целенаправленно ведется в лаборатории спектроскопии НИИПФП им. А.Н. Севченко БГУ, в настоящее время в наибольшей степени удовлетворяет требованиям к современным фотосенсибилизаторам модификация красителя с двумя цепочками полиэтиленгликолями 300 г/моль. Эксперименты по установлению закономерностей накопления и выведения индотрикарбоцианинового фотосенсибилизатора в опухолевых и нормальных тканях проводились на половозрелых инбредных мышах-самках линии C57Bl/6, которым прививали меланому (Clone-M3) подкожно на наружную поверхность бедра взвесью опухолевых клеток. Флуоресценция красителя регистрировалась с помощью спектрометрического комплекса, параметры которого оптимизированы для работы с индотрикарбоцианиновыми красителями.

В результате измерений установлено, что после внутривенного введения ФС в нормальной мышечной ткани наблюдается монотонное уменьшение его интенсивности флуоресценции (рис. 1). В опухолевом узле наблюдается выраженный минимум через 10-15 минут после внутривенного введения, который коррелирует с быстрым уменьшением сигнала флуоресценции в этом временном интервале в мышечной ткани. Вероятно, это обусловлено локализацией красителя в крови на данном временном интервале и активной его фильтрацией печенью. Максимальное накопление индотрикарбоцианинового ФС в опухоли меланомы М3 достигается

приблизительно через 60 минут после внутривенного введения. В промежутке 45-90 минут после введения сохраняется приблизительно постоянная его концентрация, а индекс контрастности, отношение интенсивностей флуоресценции в опухолевой и здоровой мышечной тканях, достигает максимального значения – 3,3. На последующих временных интервалах сигнал флуоресценции ФС в тканях монотонно уменьшается, достигая через 24 часа значений на порядок меньших в максимуме накопления.

Обращает на себя внимание, что в течение первых 45 минут после введения наблюдается деформация спектра флуоресценции в тканях *in vivo*, что проявляется главным образом в батохромном смещении его максимума (рис. 2). Стабилизация параметров спектра флуоресценции в опухолевых и мышечных тканях наступает через час после введения, что совпадает с моментом максимального накопления красителя в опухолевом узле. Длинноволновое смещение полосы флуоресценции позволяет исключить влияние перепоглощения на форму спектра флуоресценции.

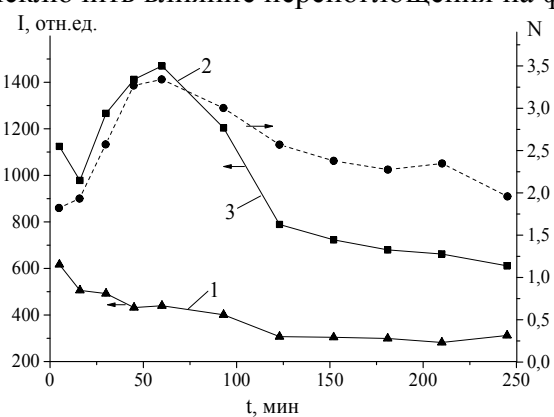


Рис. 1. Кинетика изменения флуоресценции индотрикарбоцианинового ФС в опухолевых (1) и нормальных мышечных (2) тканях бедра мышей C57Bl/6 после внутривенного введения, индекс контрастности (3)

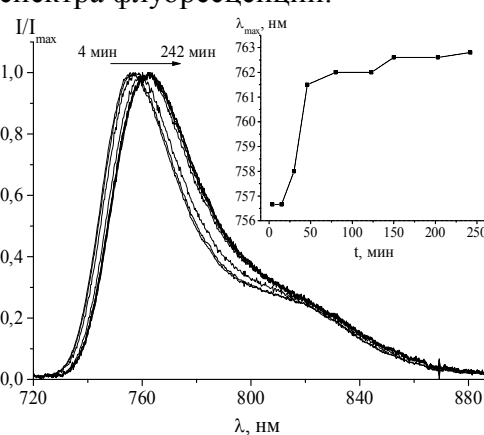


Рис. 2. Нормированные спектры флуоресценции *in vivo* в опухоли меланомы М3 перевитой на мышах C57Bl/6 для разных временных интервалов после внутривенного введения.

Анализ данных в литературе для схожих по структуре соединений с мезохлорзамещенной полиметиновой цепью, а также результаты исследования спектральных свойств исследованного ФС при взаимодействии с белками плазмы крови позволяют предположить, что наблюдаемые закономерности обусловлены комплексобразованием с белковыми молекулами крови, которые играют важную роль в доставке и удержании молекулы красителя в целевых опухолевых клетках. Корреляция деформации формы спектра флуоресценции в тканях *in vivo* с максимумом накопления ФС в опухолевом узле является дополнительным индикатором, на который можно ориентироваться при выборе времени начала фотовоздействия. Это актуально, например, для опухолевых узлов, локализованных в глубине мышечной ткани. В таких условиях регистрация флуоресценции ФС через кожу будет давать заниженные значения ее интенсивности в опухолевых тканях. Совпадение по времени стабилизации параметров спектров флуоресценции с выходом на максимальное значение ее сигнала указывает на переход красителя из крови в ткани.

Магнитореологические жидкости, содержащие наполнители на основе оксида железа

Шевцова К.А.^a

^a *Институт тепло- и массообмена им. А.В.Лыкова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь
E-mail: kristina-shevcova@lenta.ru*

Приведены результаты исследования магнитореологических жидкостей (МРЖ) с наполнителями различного состава. Определены значения напряжения сдвига МРЖ при различной индукции внешнего магнитного поля. Полученные данные отражают эффективность наполнителей МРЖ.

Ключевые слова: магнитореологическая жидкость (МРЖ), напряжение сдвига, скорость сдвига, наполнители.

Введение. Системы управляемых устройств гидроавтоматики с использованием МРЖ являются наиболее востребованными и перспективными вследствие достаточного быстрого воздействия и эффективности. Они основаны на изменении вязкопластичных характеристик рабочих жидкостей под действием магнитного поля. Известно, что на эксплуатационные свойства МРЖ положительное влияние оказывает применение комплексной дисперсной фазы, содержащей магнитные частицы оксидов металлов, синергетически усиливающие магнитоуправляемость демпфирующих жидкостей [1, 2].

Чувствительные к магнитному полю жидкости получены на основе твёрдофазных наполнителей, обладающих магнитными свойствами. Наличие внешнего магнитного поля в таких МРЖ приводит к увеличению их вязкости и является необходимым условием использования в демпфирующих устройствах.

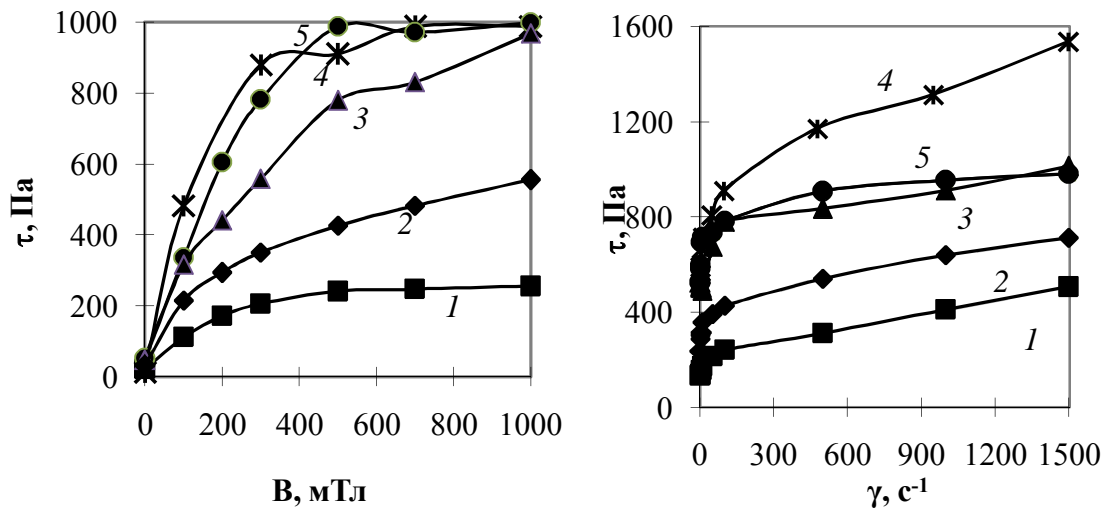
1. Материалы и методы

Для определения эффективности ферромагнитных наполнителей различной структуры было приготовлено 5 образцов МРЖ с содержанием дисперсной фазы 20 вес.% в Mobil 22. МРЖ-1 содержит наполнитель $Mn_{0,3}Fe_{2,7}O_4$, МРЖ-2 содержит комплексные соединения железа с ферритоподобной структурой, МРЖ-3 содержит комплексные соединения железа с ферритоподобной структурой, МРЖ-4 содержит магнетит, легированный ионами марганца, МРЖ-5 содержит $Co_{0,65}Zn_{0,35}Fe_2O_4$. Порошкообразные наполнители для МРЖ-2 и МРЖ-3 получены щелочной конверсией сульфата железа (II).

2. Результаты и их обсуждение

На рисунке 1 представлены зависимости напряжения сдвига исследуемых МРЖ от индукции магнитного поля, при скорости сдвига $\dot{\gamma}=100 \text{ с}^{-1}$, $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$. Измерения проведены на реометре Physica MCR 301 фирмы Anton Paar с использованием измерительной ячейки типа пластина-пластина и зазором между пластинами 0,7 мм.

Из рисунка 1 видно, что максимальное значение напряжения сдвига наблюдается у МРЖ-4 и МРЖ-5, содержащих магнетит, легированный ионами марганца и $Co_{0,65}Zn_{0,35}Fe_2O_4$ соответственно ($\tau \cong 1 \text{ кПа}$ при $B = 1000 \text{ мТл}$). Значения напряжения сдвига МРЖ, содержащих комплексные соединения железа с ферритоподобной, составляют у МРЖ-2 $\tau_{B=500} = 426 \text{ Па}$ и $\tau_{B=1000} = 555 \text{ Па}$, у МРЖ-3 $\tau_{B=500} = 779 \text{ Па}$ и $\tau_{B=1000} = 967 \text{ Па}$. Наименьшее значение напряжения сдвига наблюдается у МРЖ-1, содержащей $Mn_{0,3}Fe_{2,7}O_4$ ($\tau = 250 \text{ Па}$ при $B = 500, 700 \text{ и } 1000 \text{ мТл}$).



1 – МРЖ-1, 2 – МРЖ-2, 3 – МРЖ-3, 4 – МРЖ-4, 5 – МРЖ-5

Рис. 1. Зависимости напряжения сдвига МРЖ, содержащих 20 вес.% наполнителя в Mobil 22, от индукции магнитного поля, при скорости сдвига $\gamma = 100 \text{ s}^{-1}$ (а) и от скорости сдвига при магнитной индукции $B = 500 \text{ мТл}$ (б), $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$.

Из рисунка 2 видно, что максимальное значение напряжения сдвига МРЖ, во всем диапазоне скоростей сдвига, наблюдается у МРЖ-4 и составляет 1535 Па при $\gamma = 1500 \text{ s}^{-1}$. Минимальное значение напряжения сдвига наблюдается для МРЖ-1 и составляет 505 Па при $\gamma = 1500 \text{ s}^{-1}$.

Заклучения. На основании проведенных измерений можно сказать, что для МРЖ-4 наблюдается наибольший отклик на воздействие магнитного поля. Магнетит, легированный ионами марганца, может быть использован как дополнительный компонент для изготовления магнитоареологической демпфирующей жидкости. Увеличение содержания марганца в ферромагнитном порошке, используемом для приготовления МРЖ-1, значительно ухудшает чувствительность МРЖ к магнитному полю.

Литература.

1. Kordonsky W. Magnetorheological Fluids and Their Applications // Materials Technology. 1993. Vol. 8, No. 11/12. P. 240.
2. Graffari A., Hashemabadi S., Ashtiani M. A review on the simulation and modeling of magnetorheological fluids // J. Intel. Mater. Sys. Struct. 2015. Vol. 26, No. 8. P. 881.

Исследование характеристик распространения механических возмущений на поверхности грудной клетки человека

М.В. Веремьева, А.И. Дьяченко

Институт общей физики имени А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

E-mail: mar33567736@yandex.ru

Введение. Целью нашей работы является изучение механических возмущений, возникающих на поверхности грудной клетки при перкуссии. Перкуссия – это диагностический метод, который заключается в простукивании определённых участков грудной клетки и анализе возникающего при этом акустического отклика. Характеристики этого отклика зависят от механических свойств изучаемого участка. Таким образом, с помощью перкуссии можно определить границы органов грудной клетки и выявить патологию тканей, так как механические свойства разных органов, а также патологической и здоровой ткани различаются.

1. Материалы и методы. Для изучения характеристик перкуSSIONных возмущений использовали макет аппаратно-программного комплекса [1]. Он включал ударник со встроенным акселерометром и лёгкий акселерометр. Индентор ударника приклеивали двусторонним скотчем к поверхности грудной клетки так, чтобы он совершал постукивания в одной и той же точке межреберного пространства. А лёгкий акселерометр располагался на некотором расстоянии от ударника в четырёх областях: в двух областях вдоль того же межреберья, где был расположен ударник, выше и ниже него – области "вверх вдоль" и "вниз вдоль" соответственно; и в двух областях в соседних межреберьях, также выше и ниже ударника – области "вверх поперёк" и "вниз поперёк" соответственно. Встроенный акселерометр регистрировал ускорения колебаний индентора ударника, а лёгкий акселерометр – ускорение колебаний поверхности грудной клетки. С каждым расположением акселерометров у каждого испытуемого проводили по 5-6 записей ускорений продолжительностью 15 с при объёме лёгких, примерно равном функциональной остаточной ёмкости лёгких.

В исследовании принимали участие 12 здоровых мужчин-добровольцев в возрасте от 19 до 22 лет, предварительно давших информированное согласие в письменной форме. Данное исследование было одобрено биоэтическим комитетом МГТУ им. Н.Э. Баумана, протокол № 3 от 08.02.2017 г.

Для каждой записи находили спектры сигналов обоих акселерометров с помощью быстрого преобразования Фурье в диапазоне частот от 10 до 1000 Гц, функцию когерентности сигналов акселерометров и передаточную функцию сигналов от первого акселерометра, встроенного в ударник, ко второму акселерометру.

2. Результаты.

2.1. АЧХ передаточной функции грудной клетки. Для каждой области и испытуемого в диапазоне от 10 до 1000 Гц вычисляли медианные значения АЧХ по полученным записям и соответствующие межквартильные расстояния Q2-Q1 и Q3-Q2, где Q1, Q2, Q3 – значения первого, второго и третьего квартилей соответственно. Для исследования вида и амплитуды АЧХ передаточной функции использовали только те медианные АЧХ, у которых и Q2-Q1, и Q3-Q2 были меньше 10 дБ во всём диапазоне частот. Далее находили АЧХ, нормированные на расстояние между акселерометрами.

Медианная нормированная АЧХ передаточной функции грудной клетки представлена на Рис. 1. Таков и типичный вид нормированной АЧХ для всех четырёх

областей. Медианное значение амплитуды нормированной АЧХ для всех испытуемых и областей равно -9,4 дБ/см.

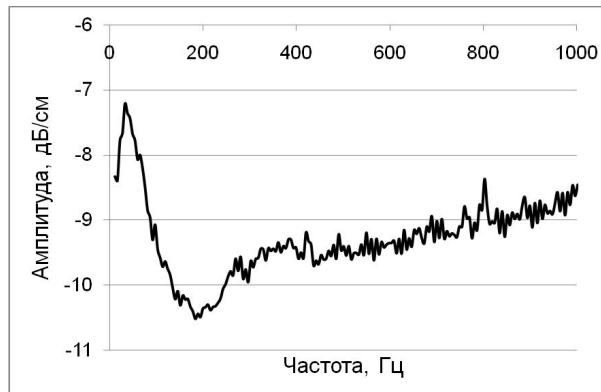


Рис. 1. Медианная нормированная АЧХ передаточной функции грудной клетки, полученная по всем испытуемым и областям грудной клетки.

2.2. *Скорости распространения упругих волн.* Значения скоростей в четырёх направлениях находили с помощью фазового метода [1-2] для расстояния 5 см между акселерометрами, т.к. для этого расстояния получено достаточное количество записей для статистической обработки. 82% значений скоростей получено в диапазоне частот до 200 Гц. Поэтому далее рассматривали этот диапазон частот, который разбили на два поддиапазона: от 27 до 100 Гц и от 100 до 200 Гц. Значения скоростей для разных направлений в диапазоне частот 27-100 Гц составляют: «вверх вдоль» 4,75; 3,18; 5,86 м/с, «вверх поперёк» 3,73; 3,62; 3,96 м/с, «вниз вдоль» 4,14; 3,26; 4,91 м/с, «вниз поперёк» 3,45; 2,73; 4,10 м/с (Q2; Q1; Q3). Значения скоростей в диапазоне 100-200 Гц составляют: «вверх вдоль» 9,86; 5,90; 11,32 м/с, «вверх поперёк» 5,54; 4,16; 6,73 м/с, «вниз вдоль» 6,70; 5,32; 7,71 м/с, «вниз поперёк» 6,47; 3,63; 8,83 м/с (Q2; Q1; Q3).

Попарное сравнение скоростей в каждом из четырёх направлений проведено с использованием U-критерия Манна-Уитни. Для диапазона частот 27-100 Гц обнаружены значимые различия между значениями скоростей в направлениях «вниз вдоль» и «вниз поперёк» с $p=0,005$; для диапазона 100-200 Гц – между следующими направлениями: «вверх вдоль» и «вверх поперёк» с $p=0,001$; «вверх вдоль» и «вниз вдоль» с $p=0,006$ (с учётом поправки Бонферрони $p<0,05/6=0,008$). Подробнее результаты описаны в работе [3].

Заключение. Получены значения АЧХ передаточной функции грудной клетки и её типичный вид, а также значения скоростей распространения упругих волн по поверхности грудной клетки в четырёх направлениях.

Литература.

1. Дьяченко А.И., Тиманин Е.М., Васильев В.Н., Михайловская А.Н., Семенов Ю.С. / Разработка метода для исследования грудной клетки с помощью низкочастотных упругих волн// Медицинская техника. – 2013. – № 2. – С. 45-47.
2. Dai Z., Peng Y., Mansy H.A., Sandler R.H., Royston T.J. / Comparison of Poroviscoelastic Models for Sound and Vibration in the Lungs // Journal of Vibration and Acoustics. – 2014. – Vol. 136. – 051012-1-12
3. Дьяченко А.И., Веремьева М.В., Фомина Е.С. / О скорости распространения упругих волн по поверхности грудной клетки человека // XII Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теор. и прикл. механики: сборник трудов в 4 томах. – Уфа: РИЦ БашГУ, 2019. – С. 154-156.

Влияние сыворотки крови человека на спектрально-люминесцентные свойства комплексов индотрикарбоцианинового красителя с ультрадисперсными алмазами детонационного синтеза

Н. В. Белько^{a,b}, Д. С. Тарасов^b, Г. А. Гусаков^b, И. И. Хлудеев^c

^a *Белорусский государственный университет, 220030 Минск, Беларусь*

^b *Институт прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко Белорусского государственного университета, 220045 Минск, Беларусь*

^c *Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, 220013 Минск, Беларусь*

E-mail: nikita.belko@gmail.com

Введение. Ультрадисперсные алмазы (УДА) представляют собой перспективный наноматериал для направленной доставки органических молекул в живом организме и визуализации биологических процессов [1]. Возможным направлением развития флуоресцентных биологических зондов является создание комплексов УДА с органическими красителями. В такой системе УДА обеспечивают стабильность, химическую инертность и селективность доставки [2], а молекулы красителя отвечают за спектрально-люминесцентные свойства, подходящие для данного практического применения.

Целью данной работы является исследование спектрально-люминесцентных характеристик комплексов индотрикарбоцианинового красителя с УДА детонационного синтеза в модельной биологической среде, содержащей сыворотку крови человека.

1 Эксперимент. В экспериментах использовали образцы УДА детонационного синтеза марки УДА-ГО-СП (ЗАО «Синта», Беларусь). Порошок УДА в состоянии поставки был подвергнут вакуумному отжигу в течение 1 часа при температуре 750°C и давлении 10^{-2} Па. Суспензии УДА изготавливали в деионизованной воде при диспергировании в ультразвуковой ванне с последующим центрифугированием. Исследуемый индотрикарбоцианиновый краситель хорошо растворяется в органических растворителях, но является гидрофобным. В связи с этим водные растворы красителя получали путем введения 5 об.% стокового этанольного раствора красителя в воду. Полученный водный раствор красителя смешивали с водной суспензией УДА в соотношении 1:1. Сыворотку крови получали посредством свертывания образцов крови здоровых доноров и осаждения клеточного сгустка центрифугированием.

2 Результаты и их обсуждение. В водной среде мономеры красителя характеризуются полосой электронного поглощения при 706 нм и полосой флуоресценции при 738 нм [3]. В присутствии УДА проявляется максимум поглощения при 718 нм и слабая флуоресценция в области 800 – 850 нм, которые соответствуют комплексам краситель-УДА. При этом в спектре флуоресценции сохраняется основная полоса при 738 нм, время жизни и степень поляризации флуоресценции практически не изменяются и составляют 0,5 нс и 31% соответственно. Отсюда следует, что в суспензии комплексов краситель-УДА присутствует примесь мономеров красителя, не связанных с поверхностью УДА и вносящих основной вклад в спектр флуоресценции.

Добавление сыворотки крови человека вызывает существенные изменения спектрально-люминесцентных свойств комплексов краситель-УДА. При повышении концентрации сыворотки крови от 0 до 3 об.% в водной среде, содержащей комплексы краситель-УДА, в спектре поглощения образца наблюдается повышение величины

оптической плотности и сдвиг максимума поглощения до 730 нм. При этом максимум спектра флуоресценции смещается с 738 до 756 нм, а интенсивность испускания возрастает в ~20 раз. Также наблюдается существенное увеличение времени жизни флуоресценции до 1,8 нс и повышение ее степени поляризации до 43%.

Изменение формы спектра поглощения при введении сыворотки крови свидетельствует о распаде комплексов красителя с нанодиамазами в присутствии биомолекул. На основании полученных данных можно заключить, что после попадания в среду с сывороткой крови молекулы красителя десорбируются с поверхности УДА и переносятся преимущественно в составе комплексов с молекулами сывороточного альбумина человека, к которым они демонстрируют сродство согласно [4].

Заключение. В водной среде индотрикарбоцианиновый краситель образует комплексы с УДА детонационного синтеза, которые характеризуются максимумом поглощения, батохромно смещенным относительно спектра мономеров красителя. Связывание красителя с УДА приводит к частичному тушению флуоресценции, а ее время жизни и степень поляризации практически не меняются. В присутствии сыворотки крови человека комплексы краситель-УДА распадаются, и молекулы красителя связываются с белками сыворотки крови. При этом максимум поглощения красителя смещается батохромно, а интенсивность, степень поляризации и время жизни флуоресценции существенно возрастают. Данные наблюдения свидетельствуют о том, что молекулы красителя более прочно связываются с белками сыворотки крови, чем с нанодиамазами. Комплексы краситель-УДА перспективны в качестве эффективных биозондов, флуоресценция которых включается при связывании красителя с белками сыворотки крови. Излучение флуоресценции с максимумом при 756 нм попадает в окно наибольшей прозрачности биологических тканей [5], не перекрывается с люминесценцией эндогенных молекул [6] и может использоваться для биомедицинской диагностики *in vivo*.

Литература.

1. Say J. M., van Vreden C., Reilly D. J., Brown L. J., Rabeau J. R., King N. J. / Luminescent nanodiamonds for biomedical applications // *Biophys. Rev.* - 2013. – Vol. 3, № 4. - P. 171–184.
2. Mochalin V. N., Pentecost A., Li X. M., Neitzel I., Nelson M., Wei C., He T., Guo F., Gogotsi Y. / Adsorption of drugs on nanodiamond: toward development of a drug delivery platform // *Molecular pharmaceutics.* - 2013. - Vol. 10, № 10. - P. 3728–3735.
3. Belko N. V., Samtsov M. P., Gusakov G. A., Tarasau D. S., Lugovski A. A., Voropaу E. S. / Spectral and luminescent properties and morphology of self-assembled nanostructures of an indotricarbocyanine dye // *J. Appl. Spectr.* - 2019. - Vol. 85, № 6. - P. 997–1005.
4. Белько Н. В., Хлудеев И. И., Зорин В. П., Самцов М. П. / Влияние комплексообразования с белками плазмы крови на спектральные характеристики трикарбоцианиновых красителей // *Вести БГПУ.* - 2018. - Серия 3, № 1. - С. 14–20.
5. Agostinis P., Berg K., Cengel K. A., Foster T. H., Girotti A. W., Gollnick S. O., Hahn S. M., Hamblin M. R., Juzeniene A., Kessel D., Korbelik M / *CA: a cancer journal for clinicians.* - 2011. - Vol. 61, № 4. – P. 250–281.
6. Monici M. / Cell and tissue autofluorescence research and diagnostic applications // *Biotech. Ann. Rev.* - 2005. - Vol. 11 - P. 227–256.

Обзор мирового опыта по оценке безопасности радиационно-обработанной пищевой продукции методом ЭПР-спектromетрии

О.В. Тхорик, М.Г. Помясова, Е.И. Карпенко

ФГБНУ Всероссийский научно-исследовательский институт радиологии и агроэкологии, 249032 Обнинск, Россия

E-mail: oxana.tkhorik@gmail.com

В век хорошо развитой внешней торговли довольно сложно оценить качество поступающей на отечественный продовольственный рынок пищевой продукции. Несмотря на развитие программы по импортозамещению часть зарубежной санкционной продукции по-прежнему присутствует на прилавках российских магазинов. Оценить качество этой продукции является довольно трудоемким и сложным процессом. Помимо определения основных органолептических, микробиологических и физико-химических показателей исследуемой пищевой продукции необходимо также установить, подвергалась ли данная продукция обработке ионизирующим излучением. Для этого, существует ряд методов, одним из которых является метод электронного парамагнитного резонанса (метод ЭПР-спектromетрии).

В основе метода ЭПР-спектromетрии лежит изменение энергии спиновых состояний при воздействии на объект переменным магнитным полем. В результате воздействия ионизирующим излучением на пищевой продукт в последнем появляются свободные радикалы. При воздействии на исследуемый объект переменным магнитным полем изменяется спиновое состояние частицы. При переходе от одного спинового состояния в другое происходит выделение энергии, которая и фиксируется детектором ЭПР-спектromетра. В результате на ЭПР-спектре можно наблюдать характерные для отдельных видов продукции пики, амплитуда, ширина и площадь которых зависят от поглощенной объектом исследования дозы.

Целью данной работы является анализ мирового опыта по оценке безопасности радиационно-обработанной пищевой продукции методом ЭПР-спектromетрии. Основными спектральными показателями, имеющими преимущественное значение при оценке радиационной безопасности продуктов, являются амплитуда, ширина и площадь полученных пиков; отношение сигнал/шум. Помимо этого осуществляется дополнительный анализ изменения g-фактора (фактора магнитного расщепления) в облученной и необлученной продукции, позволяющий получить дополнительную информацию о молекулярной структуре исследуемого образца и оценить такие параметры как индивидуальность и число атомов, составляющих молекулу или молекулярный комплекс, а также их удаленность от неспаренного электрона, участвующего в электро-магнитном резонансе.

Основная часть отечественных научных работ по ЭПР-спектromетрии пищевой продукции базируется на использовании в качестве объекта исследований свежей мясной и рыбной продукции. Это обусловлено, в первую очередь, актуальностью радиационной обработки данного вида продукции, поскольку в результате увеличивается срок годности продукта [1, 2] и уменьшается количество патогенных микроорганизмов [1, 3]. В следствие увеличивающегося интереса к вопросам радиационной обработки, актуальным является вопрос идентификации и оценки поглощенных доз. Так, в работе [4] отчетливо видно, как изменяется ЭПР-спектр с увеличением дозы облучения, на примере охлажденного мяса птицы, облученного

дозами 3, 9, 10 и 12 кГр. С увеличением дозы облучения амплитуда и ширина сигнала увеличивается (после облучения дозой 12 кГр амплитуда пика увеличилась в 6,6 раз, а ширина пика увеличилась на 16,6 %, в сравнении образцами, облученными дозой 3 кГр). Аналогичная зависимость наблюдается при исследовании других видов продукции, таких как рыба [5] специи [6], свежие овощи и фрукты [7], крупы [8], сухофрукты [9].

Помимо дозы облучения, на величину сигнала также влияет структура исследуемого образца. Экспериментально подтверждено [10], что в образцах костной ткани (ОМТ) облученной мясной продукции (дозой 12 кГр) наблюдается ЭПР-сигнал характеризующийся более высоким и суженным пиком, чем в образцах мягкой ткани (ОМТ), облученной той же дозой (в среднем амплитуда пика увеличивается в 3,2 раза, а ширина пика уменьшается на 46 %). Аналогичный эффект наблюдается при анализе рыбной продукции (в образцах мягкой костной ткани и чешуи (ОКЧ) амплитуда увеличилась на 32 %, а ширина на 12 %, в сравнении с ОМТ).

В работе [7] приведено обширное исследование, доказывающее возможность идентификации факта радиационной обработки продукта питания спустя недели и даже месяцы после облучения. Это отчетливо видно на примере сушёных грибов, в которых концентрация парамагнитных частиц за месяц (при соблюдении правильных условий хранения) не изменилась. Полученные данные справедливы только для продуктов, хранящихся в темном сухом помещении с нормальным температурным режимом.

Литература.

1. Derakhshana Z., Contid G.O., Heydari A., Hosseinig M.S., Mohajerie F.A., Gheisari H., Kargarg S., Karimij E., Ferranted M. / Survey on the effects of electron beam irradiation on chemical quality and sensory properties on quail meat // *Food and Chemical Toxicology*. – 2018. – Vol. 112. – P. 416-420.
2. Md Haquea A., Md Hashema A., Hossaina M.M., Rima F.J., Hossainb A.-A. / Effect of Gamma Irradiation on Shelf Life and Quality of Beef // *Journal of Meat Science and Technology*. – 2017. – Vol. 5, № 2. – P. 20-28.
3. Ayari S., Han J., Vu K.D., Lacroix M. / Effects of gamma radiation, individually and in combination with bioactive agents, on microbiological and physicochemical properties of ground beef // *Food Control*. – 2016. – Vol. 64. – P. 173-180.
4. Тимакова Р. Т. / Применение радиационных технологий и идентификация облученного мяса птицы // *Индустрия питания | Food Industry*. - 2018. - Т. 3, № 2. - С.49–54.
5. Тимакова Р.Т., Романова А.С., Тихонов С.Л., Тихонова Н.В. / Исследование охлажденной рыбы, обработанной ионизирующим излучением // *АПК России*. – 2017. – Т. 4. № 2. – С. 456 - 460.
6. Тимакова Р.Т., Тихонов С.Л., Тарарков А.Н., / Вахнин Д.О. ЭПР спектроскопия пряностей // *Вестник ВГУИТ*. – 2016. – № 4. – С. 187–193.
7. Stachowicz W., Strzelczak-Burlinska G., Michalik J. / Application of Electron Paramagnetic Resonance (EPR) Spectroscopy for Control of Irradiated Food // *Journal of the Science of Food and Agriculture*. – 1992. – Vol. 58, № 3. – P. 407-415.
8. Вихрин Д.О., Вихрин К.О., Колесник А.В. / ЭПР-спектрометрия облученных продуктов питания. // *Медицина, фармацевтика, здоровье – 2017. Международная научная конференция, Россия, Москва, 2 сессия, 10 июля 2017. с. 38-52.*
9. Yordanov N.D., Pasova Z. / Gamma-irradiated dry fruits an example of a wide variety of long-time dependent EPR spectra // *Spectrochimica Acta Part A*. – 2006. – Vol. 63. – P. 891-895.
10. Тимакова Р. Т. Сравнительная ЭПР-спектрометрия мясного и рыбного сырья // *Инновации и продовольственная безопасность*. – 2018. – Т. 3, № 21. – С. 75–82.

Адсорбция в двумерных кластеробразующих SALR системахЭ. Э. Бильданов^a, Я. Пекальский^b, В. С. Вихренко^a, А. Цях^b^a Учреждение образования «Белорусский государственный технологический университет», 220006 Минск, Беларусь^b Институт физической химии Академии наук Польши, 01-224 Варшава, Польша
E-mail: eldar.bildanov@gmail.com**ВВЕДЕНИЕ**

В настоящее время значительный интерес представляют системы, в которых происходит образование кластеров различных размеров и структуры вследствие конкурирующих межчастичных взаимодействий – SALR-системы (Short-range Attraction Long-range Repulsion – притяжение на малых расстояниях и отталкивание на больших). Примерами таких систем выступают растворы глобулярных белков, диблок-сополимеров, жидких кристаллов и других биологических объектов. Экспериментально такие системы наблюдаются также на границах раздела фаз как плотно упакованные структуры, чему соответствует расположение их частиц в узлах треугольной решетки. В работе использована предложенная ранее модель [1], в которой частицы, расположенные на ближайших соседних узлах, притягиваются с энергией $-J$, а третьи соседи отталкиваются с энергией $3J$. Для этой системы были исследованы основные состояния и построена фазовая диаграмма, содержащая структурированные фазы [1]. В данной работе исследуется влияние обусловленной особенностями межчастичных взаимодействий самосборки частиц в кластеры на адсорбцию на ограничивающую стенку в двумерных SALR системах [2].

1 АДСОРБЦИОННЫЕ ИЗОТЕРМЫ.

Величина избыточной адсорбции Гиббса Γ на стенке при $z=0$ в зависимости от химического потенциала μ адсорбируемого вещества определяется согласно выражению

$$\Gamma(\mu) = \int_0^{\infty} (\rho(z) - \rho_b) dz, \quad (1)$$

где $\rho(z)$ и ρ_b – среднее значение плотности частиц на расстоянии z от стенки и в объеме, соответственно, при фиксированном μ .

Предполагалось, что взаимодействие h между стенкой и частицами существует только в ближайшем к ней ряду. Стенка может быть нейтральной $h=0$, притягивающей $h<0$ или отталкивающей $h>0$.

Моделированием по методу Монте Карло в рамках алгоритма Метрополиса получены зависимости $\Gamma(\mu)$ для нескольких значений температуры и для различных энергий взаимодействия стенка-частица. Кроме того, были рассчитаны такие структурные характеристики как распределение размеров кластеров в объеме и около стенки, профиль плотности в перпендикулярном к стенке направлении, корреляционная функция в направлении, параллельном стенке, плотность частиц в первом пристеночном ряду и в объеме, и частичная адсорбция в слое в зависимости от расстояния z от стенки.

Обнаружены качественные отличия изотерм адсорбции SALR системы и простой жидкости. Для последней адсорбция на притягивающей стенке является неубывающей функцией химического потенциала, тогда как при наличии конкурирующего взаимодействия адсорбция характеризуется наличием максимума при значении химического

потенциала $\mu = \mu_m$, соответствующего неупорядоченной фазе с низкой плотностью. Эта особенность проявлялась и при нейтральной стенке.

2 СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ.

Исследованные структурные характеристики системы претерпевают качественное изменение при $\mu \approx \mu_m$. В области возрастания адсорбции $\Gamma(\mu)$ в системе доминируют мономеры. Если при умеренном повышении объемной концентрации частиц кластеры и присутствуют, вероятность нахождения мономера больше, чем вероятность нахождения частицы в любом из кластеров. Плотность в пристеночном ряду увеличивается быстрее, чем в объеме при увеличении μ , но она все еще достаточно мала, так что среднее расстояние между частицами больше, чем радиус отталкивания. В этом режиме низкой плотности более вероятно, что при увеличении химического потенциала отдельные частицы, а не скопления частиц, будут внедряться в систему. Более того, с большей вероятностью новые частицы будут адсорбироваться на притягивающей стенке. Даже нейтральная стенка эффективно притягивает частицы, потому что взаимное отталкивание частиц в объеме не компенсируется отсутствующими соседями при $z < 0$.

Однако при $\mu > \mu_m$ вероятность нахождения изолированной частицы меньше, чем вероятность нахождения частицы, принадлежащей к оптимальному кластеру. В этом случае можно ожидать, что при увеличении μ кластеры будут внедряться в систему с большей вероятностью, чем изолированные частицы. Более того, чтобы избежать отталкивания между скоплениями, возникает ближний порядок у стенки, характеризующийся затухающими колебаниями плотности и бинарной корреляционной функции в перпендикулярном и параллельном стенке направлениях, соответственно. При низких температурах плотность в слое кластеров около стенки (ряды 1 и 2) приближается к 0,5, а плотность в рядах 3 и 4 приближается к нулю. Этот разреженный слой вносит отрицательный вклад в адсорбцию, что и обеспечивает наличие максимума на изотерме адсорбции. Притягивающая поверхность, покрытая кластерами, становится эффективно отталкивающей. Аналогичная зона истощения наблюдалась и в трехмерной системе [3].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано нестандартное поведение изотерм адсорбции. Адсорбция уменьшается при возрастании химического потенциала свыше значения, когда кластеры начинают доминировать над мономерами в объеме, а профиль плотности в перпендикулярном к стенке направлении и корреляционная функция в приграничном слое в направлении, параллельном стенке, показывают колебательное затухание.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследования выполнены при грантовой поддержке научной программы Евросоюза HORIZON-2020 (проект AMD-734276) и Министерства образования Беларуси.

ЛИТЕРАТУРА

1. Almarza, N. G. Periodic ordering of clusters and stripes in a two-dimensional lattice model. II. Results of Monte Carlo simulation / N. G. Almarza, J. Pekalski, A. Ciach // J. Chem. Phys. – 2014. – Vol. 140. – Art.#164708.
2. Bildanau, E. Adsorption of 2D complex fluid on the interacting wall at low particle density / E. Bildanau [et al.] // Phys. Rev. E – 2020. – Vol. 101. – Art.#012801.
3. Litniewski, M. Effect of aggregation on adsorption phenomena / M. Litniewski, A. Ciach // J. Chem. Phys. – 2019. – Vol. 150. – Art. #234702.

Цитотоксические эффекты углеродных нанотрубок, нековалентно модифицированных полимерными молекулами, в отношении эритроцитов человека

А. Свечко, Е. Коваленко, Е. Соболевская

Белорусский государственный университет, 220030 Минск, Беларусь

E-mail: ai0628k@gmail.com

Введение. В настоящее время при разработке новых материалов для биомедицинской визуализации, диагностики, терапии, биоимплантатов особый интерес уделяют углеродным нанотрубкам (УНТ). Возможное использование УНТ в биомедицинском направлении диктует необходимость оценки влияния УНТ на различные биологические системы, и подобные исследования ведутся в ряде научных центров мира [1–5]. Одной из проблем создания материалов на основе УНТ является их гидрофобность и пониженная диспергируемость в водных средах. С целью повышения диспергируемости нанотрубки подвергают либо химической модификации, либо нековалентной. В первом случае может происходить значительное изменение ключевых физико-химических свойств УНТ, тогда как нековалентная модификация считается более «мягким» воздействием, не приводящим к изменению структуры нанотрубок. Тем не менее, воздействие УНТ на биологические объекты может зависеть как от свойств самих нанотрубок, так и от молекул, использованных для нековалентной модификации УНТ. Цель данной работы – изучить изменение структуры и свойств эритроцитов человека, подвергающихся воздействию одностенных или многостенных УНТ (ОУНТ и МУНТ), модифицированных полиэтиленгликолем (ПЭГ) или дезоксирибонуклеиновой кислотой (ДНК).

Методы и материалы. В работе использованы ОУНТ длиной около 400 нм и МУНТ длиной около 1 мкм, синтезированные методом CVD. Для повышения диспергируемости УНТ модифицировали нековалентно с помощью гидрофильного неионогенного полимера ПЭГ либо полианионного полимера ДНК. Для этого образцы УНТ смешивали с растворами полимеров и обрабатывали ультразвуком с частотой 44 кГц в течение 30 мин. Эритроциты изолировали из консервированной с гепарином крови доноров по методике, включающей трехкратную отмывку клеток в растворе NaCl (0,15 М) и ресуспензирование в солевой среде Эрла при pH 7,3. Суспензии ОУНТ или МУНТ добавляли в суспензии эритроцитов до концентраций нанотрубок в образцах от 1 до 100 мкг/мл. Геометрические параметры эритроцитов после экспозиции к ОУНТ и МУНТ изучали методами нефелометрии и световой микроскопии. Уровни и тип гемоглобина во внеклеточной среде определяли спектрофотометрически путем анализа спектров поглощения образцов в диапазоне 380–700 нм. Для оценки деформируемости эритроцитов исследовали процесс лизиса клеток, индуцированного добавлением 5 ммоль/л HCl, регистрируя кинетические зависимости интенсивности рассеяния света под углом 7°.

Результаты и их обсуждение. Значительных изменений структуры и свойств эритроцитов, подвергнутых воздействию ОУНТ и МУНТ при концентрации нанотрубок 1 и 2,5 мкг/мл не обнаружено ни одним из использованных в работе методов. Однако в результате действия на эритроциты УНТ в более высоких концентрациях 5–100 мкг/мл выявлены существенные изменения характеристик клеток, наиболее выраженные при максимальных концентрациях нанотрубок.

Установлено, что использованные виды модифицированных УНТ индуцируют повреждение эритроцитов и увеличение высвобождения гемоглобина из клеток во внеклеточную среду (см. Рис.). Частичное превращение гемоглобина из окси-формы в метгемоглобин выявлено при действии нанотрубок, модифицированных ПЭГ, но не при воздействии нанотрубок, модифицированных ДНК. После инкубирования эритроцитов в присутствии ОУНТ, модифицированных ДНК, обнаружено повышение чувствительности клеток к HCl и ускорение кислотного лизиса клеток, что не наблюдалось при действии МУНТ, модифицированных ПЭГ.

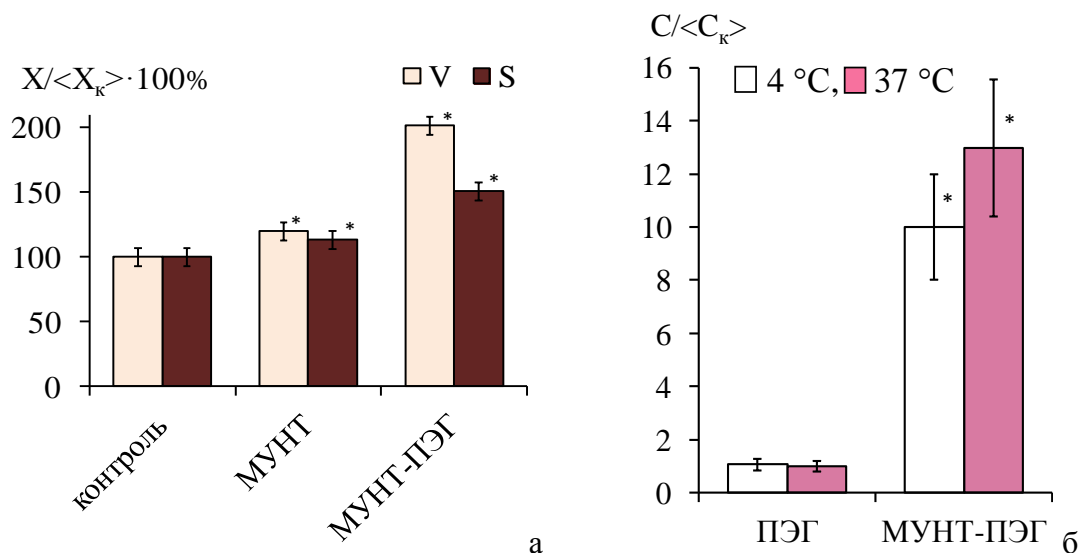


Рис. Увеличение объема V и площади поверхности S эритроцитов (а) и повышение высвобождения гемоглобина из клеток (б) в результате инкубирования эритроцитов в присутствии 100 мкг/мл МУНТ-ПЭГ в течение 20 ч

Следует отметить, что цитотоксичность различных типов УНТ в отношении эритроцитов выявлена и другими исследователями [2–5].

Заключение. Полученные данные свидетельствуют о том, что ОУНТ и МУНТ, нековалентно модифицированные полимерами, дозозависимым образом оказывают цитотоксическое действие на эритроциты человека, причем взаимодействие препаратов с клетками зависит как от собственных параметров углеродных нанотрубок, а также от использованного для нековалентной модификации полимера.

Литература.

1. Carbon materials for drug delivery and cancer therapy / Z. Liu, [et al.] // *Materials today* - 2011. - Vol. 14. - P. 316–323.
2. Elucidation of in-vitro toxicity screening of carboxylated multi-walled carbon nanotubes using red blood cells / V. Kumar, [et al.] // *Der Pharmacia Lettre*. - 2016. - Vol. 8, № 4. - P. 299–303.
3. Toxicity assessment of carbon nanotubes on erythrocyte morphology and lymphocytes in vitro / V. Yuvaraj, [et al.] // *Asian J. Pharm. Clin. Res.* - 2016. - Vol. 9. - P. 278–280.
4. Rheological alteration of erythrocytes exposed to carbon nanotubes / Y. Heo, [et al.] // *Clin. Hemorheology Microcirculation*. - 2017. - Vol. 65, № 1. - P. 49–56.
5. Cytotoxic effect of poly-dispersed single walled carbon nanotubes on erythrocytes in vitro and in vivo / S. Sachar, [et al.] // *PLoS ONE*. - 2011. - Vol. 6, № 7. - P. e22032.

Воздействие многостенных углеродных нанотрубок, покрытых полимерными молекулами, на нейтрофилы человека при кратковременном контакте

Е. Соболевская, Е. Коваленко, А. Свечко

Белорусский государственный университет, 220030 Минск, Беларусь

E-mail: ai0628k@gmail.com

Введение. Углеродные наноматериалы (УНМ), такие как оксид графена, углеродные нанотрубки, фуллерены и наноалмазы, имеют множество перспективных применений в биомедицинских технологиях [1–4]. Перспективы использования УНМ в биомедицинских приложениях зависят от их способности разлагаться в организме на продукты, которые легко выводятся из организма. При попадании в организм УНМ взаимодействуют с различными элементами иммунной системы, включая клетки неспецифической иммунной защиты нейтрофилы. Нейтрофилы являются первыми клетками, вовлекающимися в воспалительные реакции уже в первые минуты и часы после инфекционного или асептического повреждения тканей. Было обнаружено, что оба типа фагоцитов иммунной системы человека и животных – нейтрофилы и макрофаги – могут осуществлять медленное ферментативное расщепление многостенных и одностенных нанотрубок (МУНТ и ОУНТ) в течение определенного периода времени, превышающего несколько дней [4–8]. Целью нашей работы было изучить влияние карбоксилированных МУНТ на активность нейтрофилов крови человека в первые минуты и часы их взаимодействия. Чтобы улучшить диспергируемость, углеродные нанотрубки модифицировали нековалентно полиэтиленгликолем (гидрофильным полимером, ПЭГ) или дезоксирибонуклеиновой кислотой (анионным полимером, ДНК).

Методы и материалы. В работе использованы карбоксилированные МУНТ длиной около 1 мкм и диаметром 10–30 нм, синтезированные методом CVD. МУНТ смешивали с ПЭГ 400/4000 либо раствором ДНК и обрабатывали ультразвуком с частотой 44 кГц в течение 30 мин. Нейтрофилы изолировали из консервированной с гепарином крови здоровых доноров по методикам, включающим осаждение эритроцитов с добавлением 7% декстрана, центрифугирование фракции лейкоцитов в градиенте плотности ($1,077 \text{ г/см}^3$), отмывку клеток в 0,15 М растворе NaCl и ресуспензирование в сбалансированной солевой среде Эрла при pH 7,3. МУНТ добавляли в концентрациях от 1 до 100 мкг/мл к суспензии изолированных клеток и инкубировали в течение 0,5–3 ч. Активацию клеток исследовали с применением методов световой микроскопии и люминол-зависимой хемилюминесценции (ЛЗХЛ).

Результаты и их обсуждение. Неактивированные нейтрофилы имеют округлую форму, но при активации они адгезируют на поверхность и распластаются, значительно увеличивается в размерах. Форма нейтрофилов при активации сильно меняется, и эти клетки поляризуются и вытягиваются. Дополнительная активация клеток может происходить при воздействии на них хемоаттрактантов, например, fMLP.

В работе оценили активацию нейтрофилов путем подсчета относительного содержания активированных клеток ($N_{\text{актив.}}$) к общему количеству клеток в образце (N) с использованием метода световой микроскопии (результаты приведены на рис.) для клеток, подвергнутых воздействию МУНТ, в сравнении с интактными. Как видно из рис., в результате воздействия МУНТ через 30 мин и 1 ч инкубирования наблюдается рост числа активированных клеток.

Важным показателем активации нейтрофилов является их способность генерировать активные формы кислорода (АФК), которая изучена в работе методом ЛЗХЛ. Возникновение ЛЗХЛ нейтрофилов связано с функционированием в них фермента миелопероксидазы (МПО) в реакциях с участием АФК. Следует отметить, что именно МПО рассматривается как фермент, способный обеспечить разрушение углеродных наноматериалов [4–8]. В нашей работе установлено, что при кратковременном воздействии МУНТ, покрытых ПЭГ либо ДНК, наблюдается стимуляция способности нейтрофилов генерировать АФК и ЛЗХЛ.

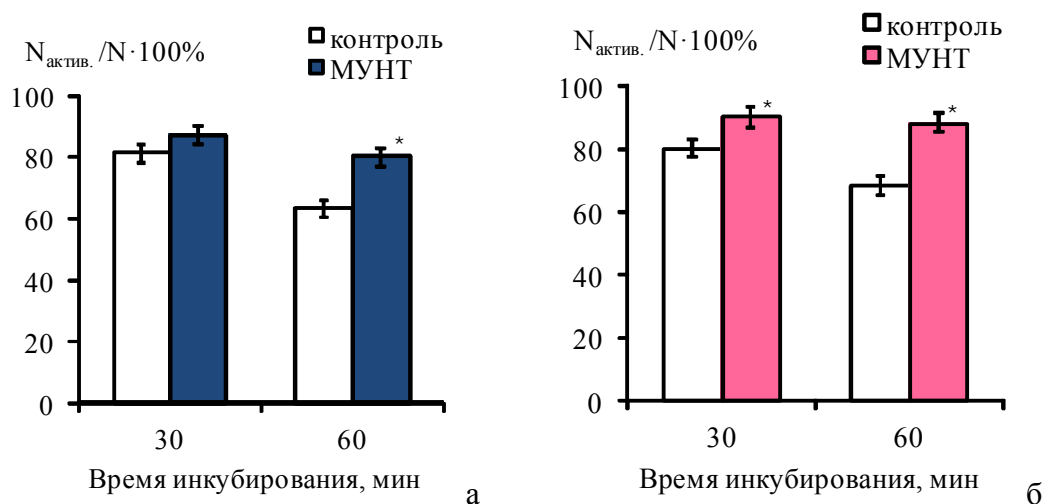


Рис. Влияние МУНТ на процентное содержание активированных клеток в образцах после активации нейтрофилов в процессе адгезии (а) и при добавлении fMLP (б)

Заключение. Полученные данные свидетельствуют о том, что покрытые полимерами МУНТ могут оказывать стимулирующее действие на нейтрофилы крови человека даже при кратковременном воздействии.

Литература.

1. Overview of carbon nanotubes for biomedical applications / J. Simon, [et al.] // *Materials*. - 2019. - Vol. 12, № 4. - P. 624.
2. Carbon materials for drug delivery and cancer therapy / Z. Liu, [et al.] // *Materials today* - 2011. - Vol. 14. - P. 316–323.
3. Impact of carbon nanotubes and graphene on immune cells / M. Orecchioni, [et al.] // *J. Transl Med.* - 2014. - Vol. 12. - P. 138.
4. Biological interactions of carbon-based nanomaterials: from coronation to degradation / K. Bhattacharya, [et al.] // *Nanomedicine: Nanotechnology, Biology and Medicine* - 2016. - Vol. 12, №. 2. - P. 333-351.
5. Biodegradable multi-walled carbon nanotubes trigger anti-tumoral effects / E. González-Lavado, [et al.] // *Nanoscale*. - 2018. - Vol. 10, №. 23. - P. 11013-11020.
6. PEGylated single-walled carbon nanotubes activate neutrophils to increase production of hypochlorous acid, the oxidant capable of degrading nanotubes / I.I. Vlasova, [et al.] // *Toxicol. Appl. Pharmacol.* - 2012. - Vol. 264, №. 1. - P. 131-142.
7. Extracellular entrapment and degradation of single-walled carbon nanotubes / C. Farrera, [et al.] // *Nanoscale* - 2014. - Vol. 6. - P. 6974-6983.
8. Nano-bio interactions: a neutrophil-centric view / S. Keshavan, [et al.] // *Cell Death. Disease*. - 2019. - Vol. 10. - P. 569.

Оценка фотодинамической активности аминоксантинов в экспериментах *in vitro*

И. В. Коблов, Т. Е. Зорина

Белорусский государственный университет, 220030 Минск, Беларусь

E-mail: iv.kablov@gmail.com

Введение. Фотодинамическая терапия (ФДТ) представляет собой эффективный метод лечения онкологических и ряда других заболеваний, в основе которого лежит комбинированное воздействие на патологически измененные клетки, ткани квантов света и специальных веществ, называемых фотосенсибилизаторами (ФС). Одним из наиболее перспективных направлений развития ФДТ является поиск и изучение новых ФС с наиболее оптимальными фотофизическими и фармакокинетическими свойствами среди порфиринов и их аналогов [1]. Хлорины относятся к группе эффективных ФС и характеризуются более высоким коэффициентом экстинкции в длинноволновой области спектра и смещением максимума интенсивности в красную область в сравнении с порфиринами. Важным фактором в определении биологической эффективности ФС является их структура. Изменения в составе боковых заместителей в молекуле хлорина e_6 (Хл e_6) могут приводить к значительным количественным и качественным изменениям процессов биораспределения ФС в клеточных и тканевых системах [1,2,3].

Целью данной работы было определение корреляции между физико-химическими свойствами и фотосенсибилизирующей активностью ряда аминоксантинов Хл e_6 .

1 Материалы и методы. Объектом исследования служили тетрапиррольные ФС хлоринового ряда с аминоксантинами (АПХл e_6): 13(1)-(2-NNN-триметиламиноэтил)амид-диметиловый эфир хлорина e_6 иодид (АПХл1) и 13(1)-метиламид-17(3)-(2,3-дигидроксиметил-1,4-хиноксалиновый эфир) хлорина e_6 (АПХл2), синтезированные в ИГХТУ (Иваново, Россия), а также Хл e_6 (Frontier Scientific, США) и диметиловый эфир хлорина e_6 (ДМЭ), Белмедпрепараты (Беларусь).

Исследования спектров электронного поглощения, а также изменения светопропускания суспензии эритроцитов проводились с помощью однолучевого спектрофотометра Solar PV 1251c (SOLAR, Беларусь). Спектрально-флуоресцентные характеристики исследовались на спектрофлуориметре Solar SFL-1211A (SOLAR, Беларусь).

Оценку активности ФС осуществляли на основании измерения скорости выхода гемоглобина и изменения светопропускания суспензии эритроцитов при фотосенсибилизации хлоринами. В работе использовались эритроциты крови доноров.

2 Результаты. Исследованные хлорины в мономерной форме имеют близкие спектральные и фотофизические характеристики. Отличия в положении основных полос в спектрах поглощения для их растворов в органических растворителях не превышают 2-3 нм. Все исследованные производные Хл e_6 обладают интенсивной флуоресценцией ($\lambda_{\text{макс}} = 668-670$ нм). Значения квантовых выходов флуоресценции (ϕ) для данных соединений в органических растворителях близки и составляют $\phi = 0,18-0,20$. При переводе хлоринов в водный раствор - фосфатно-солевой буфер Дюльбекко (рН 7,2) их флуоресцентные характеристики в различной степени изменяются. Если для Хл e_6 величина квантового выхода флуоресценции в фосфатном буфере равна 0,15,

то для АПХл1, АПХл2, ДМЭ значения ϕ снижаются до 0,08, 0,012 и 0,010 соответственно.

Установленные изменения спектральных и фотофизических характеристик являются следствием агрегации молекул ФС в водной среде и наиболее значительны для неполярных АПХл2 и ДМЭ.

Добавление в водный раствор производных Хл е₆ сывороточного альбумина быка или сыворотки крови человека ведет к значительному увеличению квантового выхода флуоресценции и восстановлению спектральных характеристик ФС. Аналогичные изменения наблюдаются и при добавлении неокрашенных липидных везикул. Следует отметить, что скорость разрушения агрегатов различных производных Хл е₆ в водной среде значительно различается.

Облучение эритроцитов в присутствии ФС ведет к их лизису. В качестве показателей гемолитической активности хлоринов нами были выбраны время полного гемолиза (время, в течение которого происходит лизис 100 % клеток и светопропускание растворов увеличивается практически до 100 %) и выход гемоглобина. За полный выход гемоглобина принимались значения оптической плотности в спектрах гемоглобина после полного осмотического гемолиза эритроцитов в экспериментальных образцах.

Установлено, что по эффективности фотосенсибилизации гемолиза хлорина располагаются в ряду АПХл2 \geq ДМЭ > АПХл1 > Хл е₆. Наиболее активными оказались более гидрофобные производные Хл е₆. Эффективность сенсибилизированного фотоповреждения эритроцитов зависит от структурных характеристик ФС: гемолитическая активность АПХл е₆ значительно выше, чем у Хл е₆.

Заключение. Проведенные исследования показали, что аминокислотные производные Хл е₆ являются перспективными фотосенсибилизаторами для целей ФДТ.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке БРФФИ, проект М19УКРГ-002.

Литература.

1. Abrahamse H, Hamblin MR. / New photosensitizers for photodynamic therapy // *Biochem J.* – 2016. – Vol.473, №4. – P.347-364.
2. Зорина Т.Е., Янковский И.В., Кравченко И.Е., Шман Т.В., Белевцев М.В., Зорин В.П. / Оценка фото- и цитотоксичности этерифицированных производных хлорина е₆ и их липосомальных форм // *Биофизика.* – 2015. – Т. 60, № 5. – С. 922-930.
3. Zorina T.E., Yankovsky I.V., Yakavets I.V., Kravchenko I.E., Ermilova T.I., Shman T.V., Belevtsev M.V., Zorin, V.P. Intracellular Localization and Phototoxicity Mechanisms of Chlorin e6 Derivatives and their Liposomal Formulations// *Biophysics.* – 2019. – Vol 64 (4). – P.533-542.

Информационные технологии в физике

Исследование процесса хранения информации в волоконно-оптических динамических запоминающих устройствах на основе DWDM-технологии

А.И. Смягликова

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

E-mail: alya.smyaglikova@mail.ru

Волоконно-оптические информационные системы (ВОИС) занимают доминирующее положение среди устройств, предназначенных для высокоскоростной передачи и обработки потоков данных. В настоящее время актуальной является задача промежуточного хранения оптической информации в цифровом и аналоговом виде для последующего ввода этой информации в вычислительные структуры. Для целей хранения информационных импульсов субнаносекундного диапазона длительностей разрабатываются специальные быстродействующие буферные запоминающие устройства, позволяющие избежать потерь оптической информации при ее последующей обработке.

Основным способом повышения пропускной способности оптоволоконных информационных каналов является технология плотного спектрального (частотного) мультиплексирования (уплотнения) каналов с разделением по длинам волн, получившей название DWDM-технологии (dense wavelength division multiplexing). Экономичность DWDM-систем с большой суммарной скоростью передачи данных зависит от увеличения эффективности использования рабочего спектра для передачи информации. Сделать это можно двумя путями: уменьшить спектральный интервал между каналами и увеличить канальную скорость B (что связано с уменьшением тактового интервала и, соответственно, длительностью информационных импульсов).

Волокно можно считать линейной средой только пока оптическая мощность в волоконном световоде (ВС) невелика (несколько мВт). При внедрении технологии спектрального уплотнения WDM/DWDM, которая ведет к значительному возрастанию вводимой в ВС мощности, а также повышению скорости передачи до 10 Гбит/с и выше, требует учета нелинейных эффектов в ВС при исследовании ВОИС.

Одним из основных компонентов ВОИС является волоконно-оптическое динамическое запоминающее устройство (ВОДЗУ) регенеративного типа, которое может использоваться в качестве быстродействующей динамической буферной памяти в оптических процессорах, оптоволоконных линиях связи и т.п. [1, 2] Достоинством ВОДЗУ является то, что запись информационного потока в них осуществляется в реальном масштабе времени, а хранение данных в цифровой и аналоговой форме возможно в течение времени, необходимого для их последующей обработки.

Для волоконно-оптического запоминающего устройства применялась DWDM-технология с $k=8, 16, 32$ информационными каналами, имевшими межканальный интервал 100 ГГц. В качестве линии задержки использовался комбинированный световод с коррекцией хроматической дисперсии, состоящий из 22 км стандартного одномодового волокна (дисперсия 17 пс/нм·км на $\lambda=1550$ нм) и 3,5 км компенсирующего волокна с W-профилем (дисперсия минус 106 пс/нм·км на $\lambda=1550$ нм), в результате чего средняя хроматическая дисперсия на всем участке волоконного световода составляла $D_{\text{хр}}=0,1$ пс/нм·км. Поляризационная модовая дисперсия равнялась $D_{\text{PMD}}=0,1$ пс/км^{1/2}, усредненные потери – $\alpha=0,26$ дБ/км. В качестве источников излучения использовались лазеры, согласованные с отрезками волокна, на которых сформированы брэгговские решетки (DFB), что позволяет гибко варьировать длину волны лазерной генерации в пределах контура усиления активной среды лазера, обеспечить стабильность генерации, уменьшить ширину лазерной линии, реализовать ее перестройку. DFB-лазеры об-

ладали высокой температурной стабильностью и в окрестностях рабочей длины волны 1,55 мкм при прямой модуляции со скоростью более 10 Гбит/с, имели пиковую мощность излучения $P_0 = 2-10$ мВт на один спектральный канал и ширину линии генерации не более 0,01 нм. В этом случае доминирующим нелинейным эффектом являлась фазовая самомодуляция (ФСМ), которая возникает вследствие того, что показатель преломления волокна содержит нелинейно-зависимую от интенсивности компоненту, которая вызывает смещение фазы, пропорциональное интенсивности импульса. Различные составляющие импульса претерпевают различные фазовые смещения, обуславливая изменение линейной частотной модуляции (ЛЧМ) импульсов вне зависимости от их формы. ФСМ модифицирует влияние дисперсии на расширение импульса. Так как этот эффект изменения ЛЧМ пропорционален мощности передаваемого сигнала, ФСМ более ощутим в системах, использующих высокие мощности передачи. Поэтому вызванные ФСМ изменение ЛЧМ оказывает влияние на расширение импульса вследствие дисперсии и в связи с этим должно учитываться в системах с высокими битовыми скоростями, которые уже обладают значительными ограничениями из-за дисперсии.

На основе разработанной математической модели [3] проведено исследование динамики изменения длительности циркулирующих импульсов в волоконно-оптическом запоминающем устройстве в зависимости от числа спектральных каналов и скорости записи информации с учетом дисперсионных свойств ВС (хроматической и поляризационной модовой дисперсии) и фазовой самомодуляции. Длительность информационных импульсов в процессе циркуляции вначале уменьшается, а затем увеличивается. Начальное сжатие импульсов объясняется тем, что частотная модуляция импульса за счет ФСМ (отрицательный чирп) и наводимая хроматической дисперсией частотная модуляция (положительный чирп) для длин волн, больших длины волны нулевой дисперсии, имеют противоположный знак. Эти два явления взаимно компенсируют друг друга и после прохождения некоторого числа циклов рециркуляции ЛЧМ-модуляция пропадает, импульс становится спектрально ограниченным, а его длительность – минимальной. Дальнейшее уширение импульса связано с тем, что доминирующим фактором становится накопившаяся хроматическая дисперсия в сочетании с поляризационной модовой дисперсией. Данный эффект увеличивается с увеличением передаваемой мощности (т.е. увеличением числа информационных каналов). В результате численного моделирования установлено, что длительность циркулирующих информационных импульсов не превышает значения $0,6T_i$ (T_i – величина тактового интервала) до 190 ($k=32$) и до 385 ($k=8$) циклов рециркуляций при $P_0=2$ мВт и до 50 ($k=32$) и 100 ($k=8$) циклов при $P_0=10$ мВт для $B=2,5$ Гбит/с; для $B=10$ Гбит/с данные значения находятся в интервале 80–170 ($P_0=2$ мВт) и 22–43 цикла ($P_0=10$ мВт). Полученные закономерности следует учитывать при проектировании ВОДЗУ с периодической регенерацией, поскольку пропадает необходимость осуществлять восстановление оптических информационных импульсов по форме и длительности на каждом цикле рециркуляции.

Литература.

1. Поляков, А.В. Волоконно-оптические информационно-измерительные WDM-системы / А.В. Поляков. – Riga, Latvia: LAMBERT Academic Publishing RU, 2018. – 319 с.
2. Polyakov A. V. / Information parameters of DWDM fiber-optic dynamic loop memory // Proc. SPIE. – 2012. – Vol. 8498. – P. 849813-1–849813-8.
3. Поляков А.В., Смягликова А.И. / Влияние нелинейных эффектов на информационные параметры оптоволоконных рециркуляционных запоминающих устройств на основе DWDM-технологии // Квантовая электроника: Материалы XII межд. научно-технической конф., Минск, 18–22 ноября 2019г. – С. 171–173.

Polarization-adjustable optical logical gate based on the LVR in a multimode VCSEL

S Karuseichyk, V.N. Chizevskiy

Center of Quantum Optics and Quantum Information, B I Stepanov Institute of Physics of NASB, Minsk, Belarus

E-mail: s.kavalenka@dragon.bas-net.by

Introduction. There are several typical schemes for implementing different types of all-optical and optoelectronic logic gates based on the PS (polarization switching) in an electrically and optically injected VCSEL, according to a recent study [1-8]. Logic gates, such as OR, NOR, and NAND, can be obtained by the interplay of the PS and LSR (logical stochastic resonance) or via the interplay of the PS and the external light injection. Also, the logic can be performed, based on the interplay of the PS and the center frequency detuning between the master VCSEL and the slave one by the adding of electromagnetic field to some electro-optical modulator. However, in the above-mentioned schemes, the PS is very sensitive to the bias current, external light-intensity injection and the center frequency detuning. We propose all-passive method of the boolean operations AND and OR performing without any electrooptical devises, additional electrical and magnetic fields using only VCSEL and some optical elements. The operations perform simultaneously on the orthogonal polarizations.

Experiment and results. We use multimode VCSEL at the constant temperature of 20. Logical signals are mixed to the direct current power supply. We chose the level of 0.1V as an upper bit for both logical signals. Laser radiation was collimated by the lens L and after the passing a $\lambda/2$ half-wave plate was splitted into two beams with the orthogonal polarizations. The splitted beam directs to PD1 and PD2 avalanche photo diodes. Fig 1-left shows the full experimental setup.

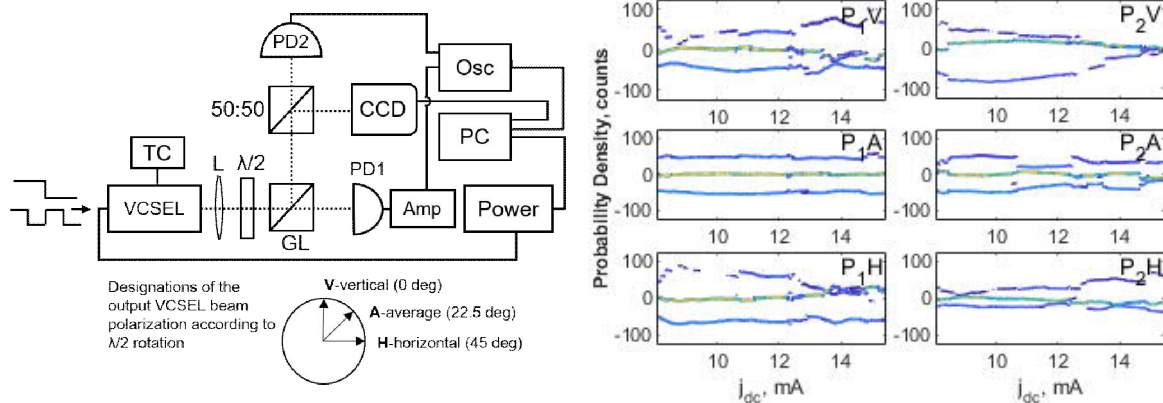


Fig. 1. LEFT - Experimental setup: VCSEL - vertical-cavity surface emitting laser, TC-thermocontroller, L-collimating lens, $\lambda/2$ - half-wave plate, Gl - Glan's prism, 50:50 - beam splitting cube, CCD - camera, APD1,2 - avalanche photodiodes, Osc - oscilloscope, PC - computer, Amp - a signal amplifier of a wide-aperture PD. RIGHT - Colormap of signal P1, P2 probability density dynamics at three selected polarizations (V-vertical, H - horizontal and A - average position) during the j_{dc} variation from 7 -16.5 mA. VCSEL temperature - 20.

We chose the working point j_{dc} based on the contour curves for the probability density (Fig. 1.-right). Probability density of the logical signals sum shows only three peaks. The peaks are associate with the levels of signal sum: 1+1, 1+0, 0+1, 0+0. Photodiodes signals P1 and P2 used as a result of performed operation. It is easy to see that in a certain range of the pump current, the values of the signals P1, P2 for the polarization angles V and H take only 2

values, instead of three. Having set the j_{dc} value corresponding to this mode, the temporal samples of the signals will correspond to Fig. 2- (a) for the polarization V , - (b) for the polarization H . In the terminology of boolean functions, this corresponds to: (a) P1-AND, P2-OR, (b) P1 - OR, P2-AND, with the certainly selected levels "1" and "0".

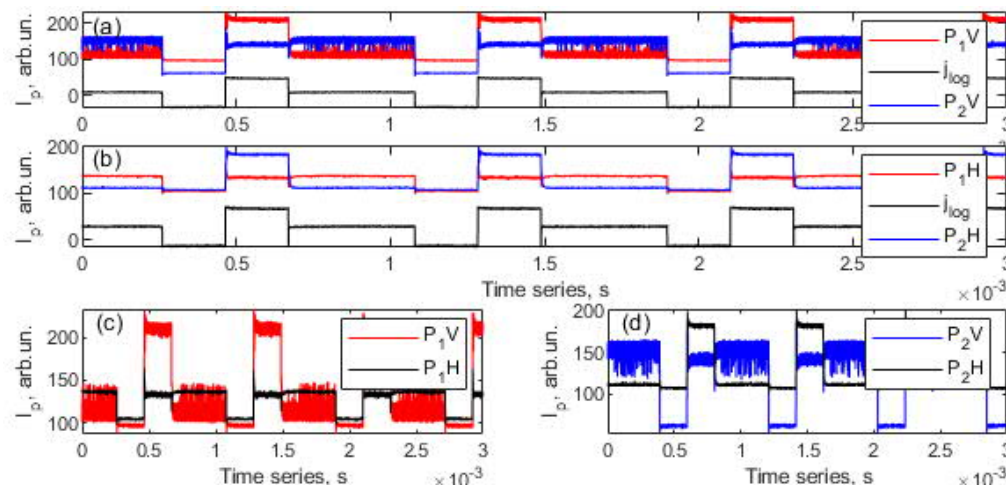


Fig.2. Time series of the signals P_1 , P_2 and logical part j_{log} of the pump current j_{dc} . (a)- P_1 and P_2 signals when $\lambda/2$ rotated as V , (b)- P_1 and P_2 signals when $\lambda/2$ rotated as H ; (c) – photodiode signal P_1 at different polarizations (V , H), (d) - photodiode signal P_2 at different polarizations (V , H).

Conclusions. We showed that simple logical operations AND, OR could be performed by multimode VCSEL at the certain values of injection current. We mix two logical electrical signals with the laser diode electrical pumping. Variation of the output laser polarization performs the choice of the logical operation type: AND/OR for the certain channel. When the output polarization state of the laser output is selected, we obtain the *result* of these operations on the orthogonal polarizations.

Reference.

- [1] von Lerber, T. / All-optical majority gate based on an injection-locked laser / Lassas, M., Lyubopytov, V.S. et al. // Sci Rep **9** - 2019- 14576.
- [2] Shangjing Lin / Optoelectronic logic gates using the all-or-nothing response in a two-section excitable laser/, Jianguo Yu // Optik - 2019 -Volume 194, 163064, ISSN 0030-4026.
- [3] J. Zamora-Munt / Numerical implementation of a VCSEL-based stochastic logic gate via polarization bistability/ C. Masoller // Opt. Express **18** -2010 - 16418-16429.
- [4] Sandro Perrone / Stochastic logic gate that exploits noise and polarization bistability in an optically injected VCSEL / Ramon Vilaseca, and Cristina Masoller // Opt. Express **20** - 2012- 22692-22699
- [5] Dongzhou Zhong / Controllable optoelectronic composite logic gates based on the polarization switching in an optically injected VCSEL / Yongqiang Ji, and Wei Luo // Opt. Express **23** -2015- 29823-29833.
- [6] Yi, Lilin / Reconfigurable multi-logic gates based on SOA nonlinear polarization rotation effect / Hu, Weisheng, He, Hao // OECC 2010 Technical Digest, Sapporo- 2010- 194 - 195.
- [7] Dongzhou Zhong / Optoelectronic Composite Logic Gates Controlled by the Logic Operation in a VCSEL with External Optical Injection / Wei Luo, Geliang Xuand // International Journal of Bifurcation and Chaos -2016 - Vol. 26, No. 12, 1650210.
- [8] Zaghoul, Y & Zaghoul, A & Adibi, Ali. (2011). Passive all-optical polarization switch, binary logic gates, and digital processor. Optics express. **19**. 20332-46. 10.1364/OE.19.020332.

Сборник тезисов
Международной школы-конференции молодых учёных и специалистов
«Современные проблемы физики»
Минск, 4-6 ноября 2020

Под редакцией: И.С. Никончук, М.С. Усачёнка

Подписано в печать 02.11.2020 г.
Тип бумаги: офисная. Формат 60×90 1/8. Печать: ризография.
Объем: 9.9 уч.-изд. л., 19,0 усл. печ. л. Тираж: 80 экз.
Заказ № 13.

Институт физики НАН Беларуси
220072 Минск, пр. Независимости, 68-2
Отпечатано на ризографе ИФ НАН Беларуси
