Национальная академия наук Беларуси
Государственное научное учреждение «ИНСТИТУТ ФИЗИКИ
имени Б.И. СТЕПАНОВА НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ
НАУК БЕЛАРУСИ»
Общественное объединение «Белорусское физическое общество»

VIII КОНГРЕСС ФИЗИКОВ БЕЛАРУСИ

Минск, Беларусь,
15-17 апреля 2026 г.

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

Минск
БЕЛНИИТ
«ТРАНСТЕХНИКА»
2026 г.

УДК 53

Редакционная коллегия

Гапоненко С.В., Килин С.Я. (главный редактор), Андреев В.В., Анищик В. М., Белый В.Н., Богданович М.В., Курочкин Ю. А., Максименко С.А., Могилевцев Д.С., Новицкий Д.В, Орлович В.А., Пенязьков О.Г., Поклонский Н.А., Плавский В.Ю., Прокопеня Н.О., Симончик Л.В., Тарасенко Н.В., Тиванов М.С., Тихомиров С.А., Толстик А.Л., Усачёнок М.С.(ответственный секретарь),Федосюк В.М.

VIII Конгресс физиков Беларуси (15-17 апреля 2026): Сборник научных трудов. / редкол.: С.Я. Килин (гл.ред.) [и др.]. – Минск : БЕЛНИИТ «ТРАНСТЕХНИКА», 2026. – 344 стр.

Данный сборник содержит материалы докладов VIII Конгресса физиков Беларуси.

ISBN 978-985-7319-45-9

© ИНСТИТУТ ФИЗИКИ НАН Беларуси, 2026
© Регистрация, БЕЛНИИТ «ТРАНСТЕХНИКА», 2026

Организационный комитет

Сопредседатели	С.Я. Килин, С.В. Гапоненко
Представитель дирекции Института физики НАН Беларуси	И. С. Никончук
Заместители председателей	Д.С. Могилевцев, Д.В. Новицкий
Ученый секретарь	Н.О. Прокопеня

Анискевич В.Э., Василевская Д.С., Ефимова Т.А., Иванова П.А., Ильин А.Ю., Кублицкая К.Ю., Лахмицкий Н.В., Пешко И.А., Романович М.Г., Смоляков А.А., Таболич А.А., Томкович Н.В., Усачёнок М.С., Шершень В.С.

Направления исследований:

- Физика фундаментальных взаимодействий, астрофизика
- Лазерная физика и фотоника
- Оптика и спектроскопия
- Физика конденсированных систем, электроника
- Новые материалы и приборы
- Биофизика и медицинская физика
- Физика плазмы
- Методология и преподавание

Пленарные доклады

УДК 530.1

С. В. Гапоненко, Д. В. Новицкий

К 100-ЛЕТИЮ УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА: ПЕРЕКРЕСТНЫЙ ОБМЕН ИДЕЯМИ МЕЖДУ ВОЛНОВОЙ МЕХАНИКОЙ И ВОЛНОВОЙ ОПТИКОЙ

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь
s.gaponenko@ifanbel.bas-net.by , d.novitsky@ifanbel.bas-net.by

100 лет назад Эрвин Шредингер сформулировал принципы волновой механики, ставшие основой для описания свойств атомов, молекул и твердых тел [1]. Он прямо указывал, что видит новую механику как дополнение к механике материальной точки подобно тому, как волновая оптика сосуществует с геометрической оптикой. Создатели новой механики обозначили первые оптические аналогии квантовых эффектов: сходство туннелирования с прозрачностью металлических пленок (Гейзенберг) и нарушенным полным внутренним отражением (Планк), подобие соотношения неопределенностей и дифракционного предела (Гейзенберг), впоследствии Зоммерфельд предложил даже ввести квантово-механический аналог показателя преломления и выявил аналогию отражения частицы от барьера с формулами Френеля в оптике. Эти аналогии основаны на изоморфности не зависящего от времени уравнения Шредингера и уравнения Гельмгольца для монохроматической электромагнитной (ЭМ) волны. Модельные барьерные задачи квантовой механики, включая распространение, отражение, туннелирование и резонансное туннелирование, а также рассеяние на скачках потенциала, имеют ясные и методически полезные аналогии в оптике слоистых сред [2], при этом диэлектрическая проницаемость (точнее $\varepsilon^{1/2}$) выступает формальным аналогом потенциальной энергии.

Новая механика ставила и решала задачи, которые не имели явных аналогий в оптике: центрально-симметричные поля, многоатомные системы, кристаллические среды. В конце XX в. произошел системный перенос серии явлений, предсказанных для электронов в квантовой теории твердого тела, в волновую оптику. Перенос этих явлений стал существенным для развития нанофотоники.

Квантовая механика	Фотоника
Зонный спектр электронов в кристаллах	Концепция фотонных кристаллов
Зонная структура квазикристаллов	Концепция фотонных квазикристаллов
Локализация в случайных потенциалах (Андерсоновская локализация)	Андерсоновская локализация ЭМ-излучения
Слабая локализация в неупорядоченных средах	Обратное когерентное рассеяние в оптике
Локализованные (Таммовские) состояния на границах раздела	Таммовские (поверхностные) состояния в оптике
Туннелирование и парадокс Хартмана (асимптотическое время)	Туннелирование при полном отражении, в фотонных кристаллах и плазме

В настоящее время перенос известных для электронов квантовых явлений в сложных средах в современную оптику продолжается по нескольким направлениям.

1. Управление вероятностями спонтанного испускания и рассеяния фотонов в средах со сложной топологией вследствие изменения плотности фотонных состояний по аналогии с изменением скоростей квантовых процессов в электронных системах [2].

2. Неэрмитова фотоника – применение к задачам распространения света идей неэрмитовой квантовой механики. Перенос этих идей не только в оптику, но также в акустику, механику, электронику и биофизику привел к формированию целого направления – неэрмитовой физики [3]. Одним из наиболее интересных и тщательно изученных классов неэрмитовых оптических систем являются системы, обладающие PT-симметрией [4].

3. Топологическая фотоника – реализация фотонных аналогов топологических изоляторов – материалов, являющихся изоляторами в объёме и проводниками на поверхности и основанных на явлении квантового спинового эффекта Холла. Топологические материалы находят всё большее применение в фотонике и оптоэлектронике [5].

В последние годы активно разрабатываются вопросы на стыке топологической и неэрмитовой физики, включая топологические лазеры, позволяющие генерировать локализованное на краях фотонной структуры излучение [6]. В задачах распространения излучения интересным представляется выход за границы стационарных уравнений в связи с тем, что нестационарные уравнения волновой механики и волновой оптики неизоморфны [7].

Таким образом, квантовая механика, использовавшая при зарождении волновые представления из оптики, все последующие десятилетия питала и продолжает питать идеями физику электромагнитного излучения и нанофотонику.

[1] Schrodinger E. Quantisierung als Eigenwertproblem / Ann. Physik – 1926 – V.79. – P. 361.
[2] Gaponenko S. V. Introduction to Nanophotonics. Cambridge Uni Press 2010.
[3] Ashida Y. Non-Hermitian physics / Y. Ashida, Z. Gong, and M. Ueda. // Adv. Phys. – 2020. – V. 69. – P. 249.
[4] Novitsky D. V. Nonlocal homogenization of PT-symmetric multilayered structures. // D. V. Novitsky, A. S. Shalin, A. Novitsky // Phys. Rev. A – 2019. – V.99. – P. 043812.
[5] Chorsi H. Topological Materials for Functional Optoelectronic Devices. / H. Chorsi, B. Cheng, B. Zhao, J. Toudert, V. Asadchy, O. F. Shoron, S. Fan, R. Matsunaga // Adv. Funct. Mater. – 2022. – V.32. – P.2110655.
[6] Wang H. Topological physics of non-Hermitian optics and photonics: a review. / H.Wang, X.Zhang, J.Hua, D.Lei, M.Lu, Y.Chen // J. Optics. – 2021. – V.23. – P. 123001.
[7] Novitsky D. Hartman effect and frequency-independent asymptote for the tunneling time of electromagnetic pulses through a plasma layer. / D. Novitsky, M. Usachonak, L. Simonchik, S. Gaponenko // Phys. Rev. A. – 2025. – V. 111. – P. 033529.

УДК 535.375.55:621.375.8

В. А. Орлович[1], А. И. Водчиц[1], И. А. Ходасевич[1], М. Я. Гришин[2], С. М. Першин[2]

СОКРАЩЕНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСОВ С УМЕНЬШЕНИЕМ ЭНЕРГИИ ФОТОНОВ МЕТОДОМ ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ В ВОДЕ

[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*
v.orlovich@dragon.bas-net.by
[2] *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*
pershin@kapella.gpi.ru

В последнее десятилетие особое внимание уделяется изучению вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) пикосекундного лазерного излучения в воде [1], которое при таких длительностях возбуждающих импульсов является основным нелинейно-оптическим эффектом [2]. Преимущество ВКР перед другими нелинейно-оптическими эффектами заключается в возможностях перестройки длины волны лазерного излучения в широкой области спектра, зависящей от характеристик используемой среды, и в получении излучения с более короткой длительностью импульсов и улучшенным спектральным контрастом. В частности, в кристаллах, обладающих высокими коэффициентами ВКР-усиления и однородно уширенными линиями спонтанного КР (СКР), достаточно хорошо исследован эффект ВКР-компрессии нано- и пикосекундных импульсов [3]. Однако вода имеет низкий коэффициент усиления (≈ 0,3 см/ГВт ($\lambda_н$ = 532 нм)), а наиболее интенсивное колебание OH^- - группы молекулы воды (Ω = 3000 – 3600 $см^{-1}$) характеризуется широким спектром СКР (~ 400 $см^{-1}$) и представляет собой набор перекрывающихся полос. Целью настоящей работы является изучение особенностей ВКР-преобразования пикосекундного излучения в легкой воде (H_2O) с возможностью одновременной компрессии стоксовых импульсов.

В экспериментах использовались два лазера с генераторами второй гармоники с гауссовыми профилями поля пучков генерируемого излучения и две схемы эксперимента. В первом случае с помощью Nd:YAG-лазера (532 нм, ≈ 50 пс, 15 Гц, от 10 мДж до 0,5 мДж) были исследованы особенности компрессии импульсов за счет обратного ВКР (ОВКР) в вертикальной схеме возбуждения, когда лазерный пучок фокусировался (f = 120 мм) в дистиллированную воду через ее свободную поверхность. Усиливаемый затравочный импульс ОВКР формируется из спонтанных шумов в перетяжке пучка накачки и его передний фронт усиливается при встречном взаимодействии с импульсом неистощенной в процессе ВКР накачки, а исходная длительность импульса τ определяется длиной фокальной перетяжки l_f пучка накачки. Выбор схемы эксперимента определялся прежде всего ассиметрией индикатрисы ВКР. Для коротких импульсов накачки реализуется преимущественно попутное ВКР (ПВКР) [4], но при сохранении неизменного инкремента ОВКР инкремент ПВКР может уменьшаться за счет преобразования в осевую антистоксовую компоненту [5], которая генерируется только в попутном направлении и наблюдалась нами при генерации ПВКР [6] с эффективным ОВКР-преобразованием [7] в воде при вертикальной схеме возбуждения. Во втором случае исследовались возможности

компрессии импульсов при возбуждении ПВКР в горизонтальной схеме параллельным пучком излучения Nd:YAP-лазера (540 нм, 60 пс, 0,3 Гц, до 2 мДж) в кювете с кварцевыми окнами, заполненной дважды дистиллированной водой. Вода является средой с достаточно большой дисперсией, поэтому разность групповых скоростей импульсов накачки и стокса будет существенна. Уменьшение τ лазерного импульса будет происходить, когда импульс ПВКР, возбуждаемый на переднем фронте лазерного импульса, усиливается по экспоненциальному закону при попутном распространении в воде и из-за большей скорости распространения, чем у импульса накачки, выходит из взаимодействия с ним.

В результате исследований была получена генерация излучения первой стоксовой компоненты ОВКР с длиной волны ≈ 650 нм. Установлено, что длительность импульса стоксовой компоненты ОВКР сокращается при уменьшении глубины погружения перетяжки сфокусированного пучка излучения накачки (рис. (а)) и при снижении энергии ее импульсов. Методом ОВКР было достигнуто 35-кратное сокращение длительности стоксовых импульсов (рис. а) до $\tau_{650} \approx 1{,}4$ пс при погружении перетяжки пучка сфокусированной накачки на глубину 4 мм от поверхности воды при энергии ее импульсов 0,5 мДж (рис. (б)). Пиковая мощность стоксовых импульсов после компрессии составляла ~ 4 МВт. Возбуждение ПВКР параллельным лазерным пучком позволило в кювете длиной 300 мм достичь 10-кратного уменьшения длительности импульсов первой стоксовой компоненты ($\lambda = 660$ нм) до $\tau_{660} = 6$ пс (рис. (в)).

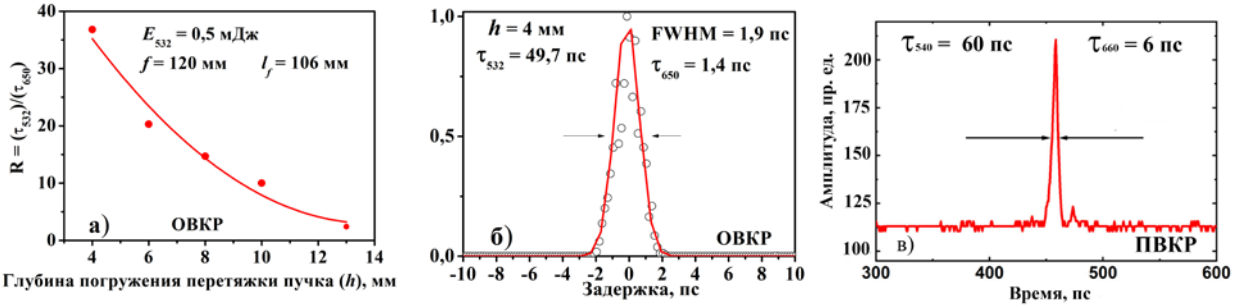


Рисунок – Сокращение длительности пикосекундных лазерных импульсов методом ОВКР (а, б) и ПВКР (в), возбуждаемых сфокусированным (а, б) и параллельным (в) пучками

[1] Gorelik, V.S. Multifrequency SRS in light and heavy water / V.S. Gorelik, A.I. Vodchits, V.A. Orlovich // J. Russ. Laser Res. – 2015. – V. 36. – P. 562-569.
[2] Stimulated Raman and Brillouin scattering, nonlinear focusing, thermal blooming, and optical breakdown of a laser beam propagating in water / B. Hafizi [et al.] // J. Opt. Soc. Am. B. – 2016. – V. 33. – P. 2062-2072.
[3] Kurbanov, S.V. Raman compression of picosecond microjoule laser pulses in $KGd(WO_4)_2$ crystal / S.V. Kurbanov, L.L. Losev // Opt. Lett. - 1999. – V. 168. – P. 227-232.
[4] Ахманов, С. А. О ВКР в поле сверхкоротких импульсов / С.А. Ахманов, К.Н. Драбович, А.П. Сухоруков, А.С. Чиркин // ЖЭТФ. – 1970. – Т. 59, №2. – С. 485-499.
[5] Авербах, В.С. ВКР на вращательных и колебательных переходах в газообразном азоте / В.С. Авербах, А. И. Макаров, В.И. Таламов // Квант. Электр. – 1978. – Т. 5. – С. 823-829.
[6] Picosecond stimulated Raman scattering at 3000 and 3430 cm^{-1} OH vibrations without optical breakdown / S.M.Pershin et. al. // Opt. Lett. – 2020. – Vol. 45. – №19. – P. 5624 – 5627.
[7] Pershin, S.M. New Nonlinear Optical Effect: 20-Fold Local Increase in Intensity in the Field of a Backward SRS Picosecond Pulse in Heavy Water / S.M. Pershin, A.I. Vodchits, V.A. Orlovich, M.Ya. Grishin // Bull. Lebedev Phys. Instit. – 2024. – V. 51. – P. 45-51.

УДК 535.317; 535.313; 681.701

В. Н. Белый, Н. А. Хило, П. И. Ропот, П. К. Петров

СТРУКТУРИРОВАННЫЕ СВЕТОВЫЕ ПУЧКИ ДЛЯ ЛАЗЕРНОЙ СВЯЗИ В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*
v.belyi@dragon.bas-net.by

Одной из важнейших проблем информационно-коммуникационных технологий является реализация высокоскоростной передачи большого объема данных при одновременном обеспечении высокой степени их защиты. В связи с этим представляют интерес оптические системы связи в свободном пространстве (СССП), состоящие из передатчика, который кодирует сообщения в оптический сигнал, канала, несущего этот сигнал к месту назначения, и приемника, декодирующего сведения из полученного оптического сигнала [1].

Оптическая связь получила широкое распространение в силу ряда причин, включая высокую скорость распространения и защиту передаваемой информации. В последнее время СССП также используются в качестве дополнения к традиционным радиочастотным или микроволновым каналам связи. Возрастает интерес к разработке и применению оптических систем связи в космическом пространстве. СССП имеют большую частотную полосу, улучшенную в сравнении с радиосвязью защищенность, компактны, обладают возможностью быстрого развертывания и применения там, где принципиально нельзя использовать волоконно-оптические кабели.

В настоящее время наиболее перспективный подход к реализации оптической связи в свободном пространстве основан на использовании структурированных световых пучков (кольцевых, бесселевых, бессель-гауссовых), которые могут обладать винтовыми фазовыми дислокациями (вортексами), связанными с наличием орбитального углового момента (ОАМ). Это вызвано устойчивостью данных дислокаций к шумовым факторам при распространении в турбулентной атмосфере. В результате несколько состояний ОАМ могут использоваться в качестве разных несущих для мультиплексирования и передачи потоков данных, тем самым потенциально увеличить пропускную способность системы.

В настоящем докладе предложено использовать для оптической связи свойства бесселевых световых пучков (БСП). По сравнению с Лагерр гауссовыми (ЛГ) пучками вихревые пучки бесселева типа обладают свойством бездифракционности, что позволяет с их помощью увеличить длину передачи информации и изображений, а также свойством самовосстановления поперечной пространственной структуры за препятствиями, что повышает их устойчивость при прохождении через частично-прозрачные и рассеивающие среды.

Для исключения эффекта затенения поля вторичным зеркалом телескопа Кассегрена предложено генерировать кольцевое поле. Для этого применен преобразователь гауссова пучка в кольцевой пучок (КП) на основе двух аксиконов с последующим вводом в телескоп Кассегрена для построения системы оптической

связи. Предложенная в докладе оптическая система связи позволяет оптимизировать оптическую схему для реализации максимальной осевой интенсивности в плоскости приемника.

По мере распространения КП трансформируется в световой пучок бесселева типа, который содержит интенсивный узкий центральный максимум и слабоинтенсивное боковое кольцо. Центральный максимум имеет высокое оптическое качество, т.е. его расплывание при распространении пучка меньше, чем в случае идеального гауссова пучка с таким же диаметром. Перестройкой телескопа можно изменять расстояние, на котором формируется малокольцевой пучок бесселева типа. При этом диапазон расстояний фокусировки может быть большим – от нескольких км до нескольких сотен км и более.

С использованием данного подхода разработана и изготовлена система лазерной связи на длине волны 1064 нм в свободном пространстве на основе БСП с большой длиной квазибездифракционного распространения. Оптическая система связи позволяет обеспечить максимальную осевую интенсивность в плоскости приемника на расстояниях до 100 км и более за счет формирования бесселева пучка с центральным и одним боковым максимумом, обеспечивающим подавление дифракционной расходимости пучка.

Преимуществом такой системы лазерной связи является повышение мощности несущего оптического сигнала на входной апертуре приемного устройства при неизменной выходной апертуре и мощности передатчика и, как следствие, увеличение дальности связи.

Исследованы особенности распространения кольцевых и лагерр-гауссовых (ЛГ) вихревых пучков в свободном пространстве при учете турбулентной атмосферы. Вихревые КП формировались оптической схемой с двумя аксиконами и спиральной фазовой пластинкой. Предложена и исследована оптическая схема для коммуникаций в свободном пространстве, когда в плоскости приемника расположена Фурье-преобразующая линза с одномодовым световодом в фокальной плоскости. Для компенсации топологического заряда световых пучков в приемной плоскости размещается фазовая пластинка с противоположным по знаку порядком дислокации, которая называется антивортексом. Показано, что антивортексы позволяют демультиплексировать пучки с различающимися вихрями.

Для данной схемы рассчитаны индексы сцинтилляций мощности поля в плоскости линзы и в плоскости световода. Исследовано влияние атмосферных флуктуаций на пространственный профиль КП с различным топологическим зарядом при распространении на различные дистанции.

Показано, что при наличии атмосферных флуктуаций на определенном расстоянии в исходно однокольцевом пучке появляется боковое кольцо, что означает формирование бессель-гауссова пучка. Таким образом, вихревые КП с ОАМ составляют перспективное множество световых мод для применений в атмосферных линиях связи с мультиплексированием по угловому орбитальному моменту.

[1] Khalighi M. A. Survey on free space optical communication: A communication theory perspective / M. A. Khalighi, M. Uysal // Survey on free space optical communication: A communication IEEE Commun. Surveys Tuts. – 2014. - Vol. 16. - P. 2231–2258.

УДК 537.311.322

Н. А. Поклонский

ПРЫЖКОВАЯ МИГРАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК ПО ВОДОРОДОПОДОБНЫМ ПРИМЕСЯМ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь
poklonski@bsu.by

Выражения для модулей векторов плотностей стационарных токов электронов c-зоны (J_n) и дырок υ-зоны (J_p) в кристаллических полупроводниках, определившие применение биполярных транзисторов в электронике [1], впервые предложены Шокли [2]:

$$J_n = en\mu_n E(x) + eD_n \mathrm{d}n/\mathrm{d}x, \quad J_p = ep\mu_p E(x) - eD_p \mathrm{d}p/\mathrm{d}x, \tag{1}$$

где $e > 0$ — элементарный заряд, n и p — концентрации делокализованных электронов и дырок, $E(x)$ — напряженность внешнего электрического поля вдоль оси x, μ_n и μ_p — дрейфовые подвижности, D_n и D_p — коэффициенты диффузии.

Пусть среднеквадратичные флуктуации потенциальных энергий электронов и дырок $W_n \ll k_\mathrm{B}T$ и $W_p \ll k_\mathrm{B}T$, где k_B — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура. При этом справедливы соотношения [3]: 1) для невырожденных полупроводников $D_n/\mu_n = D_p/\mu_p = k_\mathrm{B}T/e$, когда отсчитанные от дна c-зоны или от потолка υ-зоны (для полупроводников n- или p-типа) уровни Ферми $E_\mathrm{F}^{(c)} < 0$ и $E_\mathrm{F}^{(\upsilon)} < 0$; 2) для вырожденных полупроводников $D_n/\mu_n \approx 2E_\mathrm{F}^{(c)}/3e$ и $D_p/\mu_p \approx 2E_\mathrm{F}^{(\upsilon)}/3e$, когда $E_\mathrm{F}^{(c)} \gg k_\mathrm{B}T$ и $E_\mathrm{F}^{(\upsilon)} \gg k_\mathrm{B}T$.

Далее схематично обозначены некоторые аспекты явления прыжковой электрической проводимости по водородоподобным примесям двух видов (порознь по донорам и по акцепторам) в энергетической щели (запрещенной зоне) кристаллической матрицы. Необходимым условием для реализации прыжков электронов между донорами (дырок между акцепторами) является сосуществование как занятых электронами состояний доноров (занятых дырками состояний акцепторов), так и вакантных для электронов состояний доноров (вакантных для дырок состояний акцепторов). Это достигается изменением электрической «активности» основных (легирующих) примесей неосновными (компенсирующими). Степень компенсации доноров акцепторами в полупроводнике n-типа со средними по кристаллу концентрациями доноров N_d и акцепторов N_a есть: $K_\mathrm{d} = N_\mathrm{a}/N_\mathrm{d}$, а акцепторов донорами в полупроводнике p-типа есть: $K_\mathrm{a} = N_\mathrm{d}/N_\mathrm{a}$. Отметим, что донорная $D^{0/+}$-зона (акцепторная $A^{0/-}$-зона) образована смещенными друг относительно друга уровнями энергии доноров (акцепторов).

В дрейфово-диффузионном приближении модуль вектора стационарной плотности прыжкового тока электронов по водородоподобным донорам $J_{\mathrm{h}n}$ имеет вид [4–6]:

$$J_{\mathrm{h}n} = eN_{\mathrm{h}n}\left[M_{\mathrm{h}n}E(x) + D_{\mathrm{h}n}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\ln\left(\frac{N_{\mathrm{d},0}}{N_{\mathrm{d},+1}}\right)\right] = \sigma_{\mathrm{h}n}E(x) + eD_{\mathrm{h}n}\frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{d},0}}{\mathrm{d}x}, \tag{2}$$

где $N_{\mathrm{h}n} = N_{\mathrm{d},0}N_{\mathrm{d},+1}/N_\mathrm{d} = (1 - K_\mathrm{d})K_\mathrm{d}N_\mathrm{d}$ — эффективная концентрация прыгающих между донорами одиночных электронов; $N_\mathrm{d} = N_{\mathrm{d},0} + N_{\mathrm{d},+1}$ — суммарная концентрация доноров в зарядовых состояниях (0) и (+1) [зарядовые состояния даны в единицах элементарного заряда]; $N_{\mathrm{d},+1} = N_\mathrm{a} = K_\mathrm{d}N_\mathrm{d}$ — условие электронейтральности образца n-типа, $K_\mathrm{d}N_\mathrm{d} =$

N_a — концентрация акцепторов, полностью находящихся в зарядовом состоянии (−1); M_{hn} и D_{hn} — прыжковые дрейфовая подвижность и коэффициент диффузии электронов; σ_{hn} — прыжковая электропроводность электронов. В соотношении $D_{hn}/M_{hn} = \xi_{hn}k_BT/e$ параметр $\xi_{hn} = 1$, если эффективная ширина $D^{0/+}$-зоны $W_d \ll k_BT$. При $W_d \gg k_BT$, согласно [5], имеем: $\xi_{hn} \approx K_d(1-K_d)\gamma_d\sqrt{2\pi}\exp(\zeta_d^2/2\gamma_d^2)$, где ζ_d определяется из условия $2K_d \approx 1-\mathrm{erf}(\zeta_d/\sqrt{2}\gamma_d)$ для $\gamma_d = W_d/k_BT \gg 1$; $\mathrm{erf}(\cdot)$ — функция ошибок.

В дрейфово-диффузионном приближении модуль вектора стационарной плотности прыжкового тока дырок по водородоподобным акцепторам J_{hp} имеет вид [3, 7]:

$$J_{hp} = eN_{hp}\left[M_{hp}E(x) - D_{hp}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\ln\left(\frac{N_{a,0}}{N_{a,-1}}\right)\right] = \sigma_{hp}E(x) - eD_{hp}\frac{\mathrm{d}N_{a,0}}{\mathrm{d}x}, \qquad (3)$$

где $N_{hp} = N_{a,0}N_{a,-1}/N_a = (1-K_a)K_aN_a$ — эффективная концентрация прыгающих между акцепторами одиночных дырок, $N_a = N_{a,0} + N_{a,-1}$ — суммарная концентрация акцепторов в зарядовых состояниях (0) и (−1); $N_{a,-1} = N_d = K_aN_a$ — условие электронейтральности образца p-типа, $K_aN_a = N_d$ — концентрация доноров, полностью находящихся в зарядовом состоянии (+1); M_{hp} и D_{hp} — прыжковые дрейфовая подвижность и коэффициент диффузии дырок; σ_{hp} — прыжковая электропроводность дырок. В соотношении $D_{hp}/M_{hp} = \xi_{hp}k_BT/e$ параметр $\xi_{hp} = 1$, если эффективная ширина $A^{0/-}$-зоны $W_a \ll k_BT$. При $W_a \gg k_BT$, согласно [3, 7], имеем: $\xi_{hp} \approx K_a(1-K_a)\gamma_a\sqrt{2\pi}\exp(\zeta_a^2/2\gamma_a^2)$, где ζ_a определяется из условия $2K_a \approx 1-\mathrm{erf}(\zeta_a/\sqrt{2}\gamma_a)$ для $\gamma_a = W_a/k_BT \gg 1$.

В заключение заметим, что приложение явления прыжковой электропроводности в электронике разноразмерных конденсированных систем только начинается.

Работа выполнена в рамках ГПНИ «Современное материаловедение, перспективные материалы и новые технологии» Республики Беларусь.

[1] Ross, I. M. The invention of the transistor / I. M. Ross // Proc. IEEE. – 1998. – Vol. 86, № 1. – P. 7–28.

[2] Shockley, W. The theory of *p-n* junctions in semiconductors and *p-n* junction transistors / W. Shockley // Bell Syst. Tech. J. – 1949. – Vol. 28, № 3. – P. 435–489.

[3] Drift-diffusion model of hole migration in diamond crystals via states of valence and acceptor bands / N.A. Poklonski [et al.] // J. Phys. Commun. – 2018. – Vol. 2, № 1. – P. 015013 (1–14).

[4] Поклонский, Н. А. К феноменологической теории прыжковой проводимости в полупроводниках / Н. А. Поклонский, В. Ф. Стельмах, В. Д. Ткачев // Докл. АН БССР. – 1976. – Т. 20, № 9. – С. 783–785.

[5] Poklonski, N. A. Screening of electrostatic fields in crystalline semiconductors by electrons hopping over defects / N. A. Poklonski, V. F. Stelmakh // Phys. Status Solidi B. – 1983. – Vol. 117, № 1. – P. 93–99.

[6] Poklonski, N. A. Quasiclassical description of the nearest-neighbor hopping dc conduction via hydrogen-like donors in intermediately compensated GaAs crystals / N. A. Poklonski, S. A. Vyrko, A. G. Zabrodskii // Semicond. Sci. Technol. – 2010. – Vol. 25, № 8. – P. 085006 (1–6).

[7] Poklonski, N. A. Model of hopping dc conductivity via nearest neighbor boron atoms in moderately compensated diamond crystals / N. A. Poklonski, S. A. Vyrko, A. G. Zabrodskii // Solid State Commun. – 2009. – Vol. 149, № 31-32. – P. 1248–1253.

УДК 533.9.08; 535.33

Н. В. Тарасенко, А. О. Радомцев, В.Г. Корнев, М.И. Неделько, Е.А. Невар

ПЛАЗМЕННО-ЛАЗЕРНЫЙ СИНТЕЗ НАНОСТРУКТУР МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ВЫСОКОЭНТРОПИЙНЫХ СПЛАВОВ

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь
n.tarasenko@ifanbel.bas-net.by

Многокомпонентные наноструктуры и родственные им высокоэнтропийные сплавы представляют собой перспективный класс материалов со значительным потенциалом в различных областях применения, включая гетерогенный катализ, преобразование энергии, магнитные устройства, фотовольтаику и т. д. Высокоэнтропийные сплавы (ВЭС) - это многокомпонентные твердые растворы, содержащие пять или более элементов в почти эквиатомных пропорциях с возможностью стабилизации их структуры путем максимизации конфигурационной энтропии [1]. Считается, что помимо эффекта высокой энтропии превосходные характеристики ВЭС достигаются также за счет эффектов искажения решетки и замедленной диффузии, которые также имеют важное значение для формирования структуры и свойств этих материалов [2].

Однако получение таких наноматериалов накладывает ряд требований к их синтезу, включая контроль состава, эффективность синтеза, стоимость, экологичность и т. д. Эти требования, в частности, могут быть удовлетворены с помощью плазменных-лазерных методов, которые в последние годы успешно зарекомендовали себя для получения наночастиц различного состава. Объединение различных металлов в мультиметаллических наночастицах с помощью плазменно-лазерного синтеза открывает возможности для настройки структуры, морфологии и улучшения каталитических и антимикробных свойств в результате синергетического взаимодействия элементов внутри одной частицы.

В данной работе для синтеза многокомпонентных оксидных наноматериалов предлагается подход, основанный на использовании неравновесной плазмы в контакте с жидкостью с дополнительной лазерной модификацией образующихся наночастиц. Отличительной особенностью подхода является одновременное анодное растворение нескольких твердых металлических пластин, погруженных в раствор электролита и подвергнутых плазменно-активированному электролизу.

Разряд зажигался при использовании в качестве катода капилляра из нержавеющей стали, расположенного на расстоянии 4 мм от поверхности жидкости. Через капилляр пропускали аргон для инициирования пробоя при приложении высокого напряжения 2-3 кВ (ток 4 мА). В качестве лазерного источника для дополнительной модификации образующихся наночастиц использовали несфокусированные пучки второй и четвертой гармоник (длины волн 532 и 266 нм соответственно) Nd:YAG лазера (LOTIS TII, LS2134D). Лазер работал с частотой повторения 10 Гц и длительностью импульса 10 нс.

Разработанный подход применен для получения наночастиц, состоящих из оксидов Zn, Fe, Mo, Cu и Mn, и может быть распространен на наночастицы других составов, демонстрируя возможности универсального инструмента для получения наноматериалов сложного многоэлементного состава. Исследовались фазовый состав, морфология, структура, оптические и фотоэлектрохимические свойства полученных наноструктур. Исследование было сосредоточено на оптимизации экспериментальных условий, позволяющих изготавливать многометаллические оксидные наноструктуры контролируемого размера и формы, параметров, имеющих решающее значение для их применения в катализе. На основании полученных результатов можно предположить, что механизм образования многокомпонентных наночастиц в разработанном подходе включает растворение материала анода с последующими процессами восстановления ионов металла электронами и радикалами, образующимися при взаимодействии плазменной струи с раствором.

Новые возможности для модификации свойств полученных материалов открывает совмещение технологии электроразрядного синтеза и модификации под действием лазерного излучения, что можно считать преимуществом разработанного подхода. Сочетание плазменного и лазерного подходов позволило избежать использования токсичных химических прекурсоров, добавок и стабилизаторов с возможностью контролируемого изменения морфологии, состава и структуры формируемых наноструктур. В условиях лазерного воздействия образование многоэлементных фаз происходит за счет генерации тепловой энергии путем фотовозбуждения, за которым следуют процессы соплавления и повторного затвердевания при высоких скоростях охлаждения при оптимизированных параметрах лазерной обработки.

Установленная взаимосвязь между структурой и каталитической активностью образующихся структур будет использована в дальнейшем для разработки катализаторов с улучшенными характеристиками для фотоэлектрохимических преобразователей солнечной энергии.

Работа выполнена при поддержке НАН Беларуси в рамках проекта «Конвергенция 2.2.07» и Белорусского фонда фундаментальных исследований в рамках гранта Ф25INDA-005.

[1] Cantor B. Microstructural development in equiatomic multicomponent alloys. / I. T. H. Chang, P. Knight, A. J. B. Vincent // Mater. Sci. Eng. – 2004. – Vol. A375. – P. 213–218.

[2] Liang Sun. High-Entropy Alloys in Catalysis: Progress, Challenges, and Prospects. / Kaihua Wen, Guanjie Li, Xindan Zhang, Xiaohui Zeng, Xiaohui Zeng // ACS Mater. Au. – 2024. – Vol. 4. – P. 547–556.

УДК: 535.373 + 541.14

E.I. Zenkevich[1], S.V. Gaponenko[2], C. von Borczyskowski[3], S.Ya. Kilin[2]

SEMICONDUCTOR QUANTUM DOTS CdSe/ZnS: EXCITON-PHONON COUPLING AND RELATION BETWEEN ABSORPTION AND EMISSION SPECTRA IN SOLUTIONS AT 77÷295 K

[1]Belarussian National Technical University, Nezavisimosti Ave., 65, 220013 Minsk Belarus
zenkevr@tut.by
[2] B.I. Stepanov Institute of Physics, NAS of Belarus, Nezavisimosti Ave., 68, 220072 Minsk Belarus
s.gaponenko@ifanbel.bas-net.by, sergei_kilin@yahoo.com
[3]Institute of Physics, Technical University, Reichenhiner Str. 70, 09126 Chemnitz, Germany
borczyskowski@tu-chemnitz.de

It is well known that in semiconductor quantum dots (QDs) the electronic energy levels as well as the lattice vibrational modes (phonons) become discrete due to the three dimensional confinement. Correspondingly, the effect of quantum confinement on the strength of exciton-phonon coupling and phonon frequency needs to be taken into account [1]. In its turn, this problem is connected with the study of the Kennard-Stepanov relation [2, 3], a thermodynamic, Boltzman-type scaling between the absorption and emission spectra, which, in contrast to liquid state dye solutions, has not been studied in details for QDs.

In this report, we discuss exciton-phonon coupling for trioctyl-phosphin oxide (TOPO) capped CdSe/ZnS QDs using temperature dependences of optical transition intensities and positions (both for emission and absorption bands), QD energy gaps (E_g) as well contributions to the homogeneous spectral line widths (FWHM) in methylcyclohexane-toluene mixture (6:1) in a temperature range 295-77 K. All experimental data were analysed using the corresponding theoretical models of exciton-phonon coupling in QDs. In addition, it was found that upon temperature lowering the so-called phase transition of the capping ligand layer leads to the QD surface reconstruction. From the T-dependent Stokes shift we found that exciton-phonon coupling below the phase transition temperature T_{crit} is governed more efficiently by coupling to ZnS phonons, while above T_{crit} coupling to CdSe phonons increases.

Using the above results, we tested the Kennard-Stepanov relation taking into account, in addition, the real size distribution of QDs in solution which determines the corresponding choice of excitation and PL detection conditions (for QD of one size presumably). It was found that in most cases at 295-77 K, the obtained relations (slopes) are linear presumably. Nevertheless, some deviations from real and calculated T values are detected. Possible reasons of these deviations are discussed (QD surface reconstruction, surface traps, etc.).

[1] Wong J.C., Kanai Y. Quantum confinement and decoherence effect on excited electron transfer at the semiconductor−molecule interface: a first-principles dynamics study // J. Phys. Chem. C. - 2023. - V. 127. - P. 532−541.
[2] Kennard E.H. On the thermodynamics of fluorescence// Phys. Rev.-1918. –V.11.-P.29-39.
[3] Stepanov B.I. A universal relation between the absorption and luminescence spectra of complex molecules // Dokl. Akad. Nauk. SSSR. Phys. Sect. – 1957. – V. 112. – P. 839–843 (Engl. Transl.)

УДК 537.35

M. M. Kruk[1], L. L. Gladkov[2], D. V. Klenitsky[1]

THE FREE BASE CORROLES SPECTROSCOPY

[1] *Belarusian State Technological University, Physics Department, Minsk, Sverdlov Str., 13a, 220006, Belarus*
m.kruk@belstu.by
[2] *Belarusian State Academy of Communications, Department of Physical and Mathematical Basis of Informatics, 220114, Minsk, F. Skorina Str., 8/2, Belarus*
gladkovlev0@gmail.com

Corroles constitute the family of contracted tetrapyrrolic compounds due to lacking of one methine bridge in the macrocycle, and the C_a-C_a bond connects the pair of adjacent pyrrole rings. Lacking one methine bridge would decrease the number of π–electrons in the corrole macrocycle, but the imine to amine rearrangement takes place for the nitrogen atom in one of the pyrrole rings [1]. Having the same sp^2 hybridization as C_m-carbon has, the amine nitrogen has two p_z-electrons to donate into conjugated π–system in contrast with only one for the imine nitrogen. Because of such rearrangement, the total number of π–electrons in the corrole macrocycle remains the same as in the porphyrin macrocycle, namely 26 π–electrons. Therefore, the free base corroles are isoelectronic with the free base porphyrins and also fulfill the Hückel rule for the macrocycle aromaticity, requiring the macrocycle to have the $(4n + 2)$ π–electrons, where n is an integer.

However, the corrole macrocycle possesses the higher electron density compared to that of the porphyrin since the same number of π–electrons distribute over lower number of skeletal macrocyclic atoms. The π–electron density has non-uniform distribution over the macrocycle due to decrease in the molecular symmetry of the free base corrole molecule down to C_{2v} (C_s) compared to the D_{2h} for the free base porphyrin. The dipyrrole unit of the macrocycle is suggested to be more electron rich, whereas dipyrromethene unit has lower electron density. These differences are expected to affect the macrocycle aromaticity.

It was found that the degree of aromaticity depends on both NH-tautomer structure and the architecture of the peripheral substitution for each of two tautomers, which possess its own dominating π-conjugation pathway, which consists of the dipyrromethene fragment. The Baird rule on the inversion of the aromaticity in the excited (either S_1 or T_1) state have been proved to hold in case of the free base corroles. The free base corrole tautomers undergo the aromaticity inversion upon excitation into the lowest triplet T_1 state.

A distinguishing feature of free base corroles is the distinct dependence of absorption band maxima in the electronic absorption spectra as well as their relative intensities on the nature of the solvent. The spectra are often characterized by strongly overlapping bands that form broad structureless contours. This spectral pattern is contrasting with the absorption spectra of the free base porphyrins, which have well-resolved bands of both electronic and vibronic transitions in the visible and near-UV regions and very weak spectral shifts upon changing the solvent.

Several reasons leading to the above features of free-base corrole absorption spectra have now been established. The contracted macrocycle of free base corroles is asymmetric

because one C*m* carbon atom is missing. Thus, the macrocycle core contains three protons. This causes the free base corroles ultimately form the NH tautomers and, correspondingly, absorption spectra of their solutions to appear as superimposed absorption spectra of the NH tautomers. The key point for the interpretation the ground state absorption spectrum consisted in the proposal to consider the spectrum of the free base corrole solution as two superimposed spectra belonging to pair of the NH-tautomers.

The spectral shifts of the absorption bands of NH tautomers of the free base corroles are explained by nonspecific solvation general nonspecific interactions, and the short-wavelength T2 tautomer experiences stronger solvation in both cases. It was suggested that stronger solvation of the T2 tautomer bring to its domination in the solution. The significant nonplanar distortions of the macrocycle, which result in the pyrrole and pyrrolenine ring *N* atoms being exposed in solution, create the conditions for specific solvation of the macrocycle core, primarily formation of intermolecular H-bonds with solvent molecules. The significant pyramidal nature of the pyrrole ring *N* atoms is proportional to the increased acidity of the pyrrole ring and the macrocycle in general.

The excited state properties of the free base corroles are similar to those of the free base porphyrins, but the differences in the molecular and electronic structure bring new specific features [2]. First of all, due to coexistence of NH-tautomers all the photophysical parameters found for the free base corrole solutions should be treated as variables, depending on the given proportion of NH-tautomers, if only they are not related to one of them. In addition, the NH-tautomerization in the lowest excited singlet S_1 state was found to take place with high efficiency.

The second feature is that NH-tautomerization in the lowest excited singlet S_1 state of the short-wavelength T2 tautomer causes significant temperature dependence in the quantum yields of deactivation pathways of its excitation energy. As a result of the NH-tautomerization in the lowest excited singlet S_1 state the shape of the fluorescence spectrum changes. Increase in the contribution of the short-wavelength T2 tautomer takes place not only with the temperature rise, but also due to changes in the architecture of peripheral substitution (Fig. 11), or isotopic H-D exchange in the macrocycle core. In all these cases the increase in its intensity takes place at the expense of the emission band of T1 tautomer.

The large $\Delta E(S_1–T_1)$ gap to be the third specific factor influencing the excited states deactivation in free base corroles. Indeed, the intersystem crossing rate constant k_{ISC} is inversely proportional to the $\Delta E(S_1–T_1)$ value. Decrease in the k_{ISC} value enables the fluorescence rate constant k_{fl} to compete. As a result, the reported to date fluorescence quantum yields are systematically larger compared to porphyrins with similar substitution pattern.

[1] Kruk M. M. Molecular structure and conformation of free base corroles / M. M. Kruk, D. V. Klenitsky, W. Maes // Macroheterocycles. – 2019. – Vol. 12, № 1. – P. 58 – 67.

[2] Kruk M. M. Spectral-luminescent and photophysical properties of free base corroles / M. M. Kruk, D. V. Klenitsky, L. L. Gladkov // Macroheterocycles. – 2024. – Vol. 17, № 2. – P. 102 – 115.

УДК 577.344.2

В. Ю. Плавский, А. И. Третьякова, Л. Г. Плавская, А. В. Микулич, Р. К. Нагорный, Т. С. Ананич, О. Н. Дудинова, А. Н. Собчук, Н. Д. Прокопенко, С. В. Якимчук, И. А. Леусенко, А.Л. Шмитько

О РОЛИ ЭНДОГЕННЫХ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ В РЕАЛИЗАЦИИ РЕГУЛЯТОРНОГО И ДЕСТРУКТИВНОГО ДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь
v.plavskii@ifanbel.bas-net.by

Одна из доминирующих гипотез мировой литературы о механизме биологической активности излучения видимой области спектра в отношении клеток различных типов (эукариот, прокариот, клеток крови, сперматозоидов и др.) состоит в определяющей роли активных форм кислорода (АФК) в реализации регуляторного и деструктивного действия указанного физического фактора. Общепризнано, что низкие концентрации АФК способны оказывать стимулирующее действие на клетки за счет изменения их редокс-состояния, а высокие концентрации – ингибировать метаболическую активность клеток или вызывать их гибель в результате фотоповреждения важнейших молекулярных структур. При этом наименее изученным оказался вопрос о типе эндогенных соединений, сенсибилизирующих образование АФК при воздействии излучения видимой области спектра.

Ранее, нами на основании исследования эндогенных фотосенсибилизаторов различных микроорганизмов (грамотрицательных и грамположительных бактериальных клеток, а также грибков); соматических клеток, включая раковые; спермы различного видового происхождения (рыб, хряков, козлов); клеток крови (эритроцитов) было показано, что способностью сенсибилизировать как реакции типа I, так и фотохимические реакции типа II обладают лишь флуоресцирующие соединения.

В настоящей работе проанализирован возможный вклад различных эндогенных фотосенсибилизаторов в реализацию биологического действия излучения видимой области спектра, исследованы спектральная зависимость и механизм такого действия.

1. **Флавиновые фотосенсибилизаторы** представлены в клетках рибофлавином, флавинмононуклеотидом (FMN) и флвинадениндинуклеотидом (FAD). Содержание вышеуказанных флавинов сильно отличается для клеток различных типов. Квантовый выход сенсибилизированного флавинами образования синглетного кислорода (φ_Δ) в водной среде при нейтральном значении pH составляет: для рибофлавина $\varphi_\Delta = 0.54$, для FMN $\varphi_\Delta = 0.51$ и для FAD $\varphi_\Delta = 0.07$. Флавины способны также сенсибилизировать протекание фотохимических реакций радикального типа (реакций типа I), однако с гораздо более низкой эффективностью.

2. **Эндогенные порфириновые фотосенсибилизаторы**. Выполненные детальные спектрально-флуоресцентные исследования различных типов клеток показали присутствие в их составе в концентрации 1–10 нМ порфириновых сенсибилизаторов: свободных оснований (безметальных) порфиринов, таких как протопорфирин IX,

копропорфирин III, уропорфирин III, а также их цинковых комплексов. Данные о спектральных и сенсибилизирующих свойствах указанных порфиринов представлены в таблице 1.

Таблица 1 – Положение максимумов в спектре поглощения водных растворов эндогенных порфиринов и значения квантовых выходов сенсибилизированной порфиринами (в мономерной форме) генерации синглетного кислорода (φ_Δ)

Тип порфирина	Длина волны максимума в спектре поглощения для полосы, нм					φ_Δ
	B(0,0)	$Q_y(1,0)$	$Q_y(0,0)$	$Q_x(1,0)$	$Q_x(0,0)$	
Протопорфирин IX	407	505	542	577	628	0.77
Копропорфирин III	399	497	530	567	620	0.58
Уропорфирин III	395	500	537	559	611	0.80
Zn-протопорфирин IX	417	–	–	546	584	0.91
Zn-копропорфирин III	406	–	–	538	572	0.54

3. **Пиридиновые коферменты** никотинамидадениндинуклеотид (NADH), никотинамидадениндинуклеотидфосфат (NADPH), характеризуются наличием широкой полосы поглощения с максимумом в области 340 нм и флуоресценцией с максимумом в области 450-470 нм. При воздействии излучения, соответствующего УФ–А и фиолетовой области спектра, указанные коферменты способны сенсибилизировать образование супероксиданионрадикала и инициировать протекание фотохимических реакций радикального типа (типа I).

4. **Липофусцин-подобные фотосенсибилизаторы**. Спектр поглощения указанного фотосенсибилизатора сильно зависит от типа клеток, где он локализован. Квантовый выход генерации синглетного кислорода невысок ($\varphi_\Delta = 0{,}04$) и наиболее интенсивная генерация синглетного кислорода отмечается в синей области спектра.

Исследования спектральной зависимости эффективности образования активных форм кислорода в клетках различных типов с использованием хемилюминесцентного метода показали достаточно плавное снижение интенсивности светоиндуцированной хемилюминесценции с ростом длины волны воздействующего излучения в диапазоне 380-480 нм без выраженных точек экстремумов. Сделан вывод, что такая зависимость обусловлена вкладом в образование АФК большого числа эндогенных фотосенсибилизаторов с перекрывающимися спектрами поглощения: коферменты NADH и NADPH, флавины (рибофлавин, FMN, FAD)); липофусцин-подобные соединения, свободные основания порфиринов – безметальные порфирины: копро, -уро, прото-порфирины; цинковые комплексы указанных порфиринов.

Установлено, что индуцированное светом изменение метаболической активности клеток обусловлено фотохимическими процессами с участием различных типов АФК, вклад которых в эффекты инактивации клеток зависит от времени после прекращения облучения: если сразу после облучения основным цитотоксическим интермедиатом выступает синглетный кислород, то спустя сутки – определяющая роль в фотобиологических эффектах принадлежит перекиси водорода.

Авторы признательны Белорусскому республиканскому фонду фундаментальных исследований за поддержку исследований в рамках проекта №Ф25УЗБ-132.

УДК 535.37;520.35;681.2

Е.С. Воропай[1, 2], К.Ф. Ермалицкая[1], А.А. Кирсанов[1], Н.В. Лабода[2, 1], Л.С. Ляшенко[1], А.Е. Радько[2], М.П. Самцов[2], Д.С. Тарасов[1, 2], К.А. Шевченко[2]

ЛАЗЕРНЫЙ СПЕКТРОФЛУОРИМЕТР ДЛЯ СПЕКТРАЛЬНО-КИНЕТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, voropay@bsu.by

Люминесцентный анализ – чувствительный метод, который широко применяется в различных отраслях науки. Широкое применение он находит при изучении сложных молекулярных структур и биологических объектов. Следует отметить, что именно измерение кинетических параметров люминесцентного свечения позволяет получить наиболее обширную и точную информацию при проведении диагностики биообъектов «*in vivo*» и «*in vitro*». В последнее время для диагностики биообъектов очень активно применяется и развивается метод флуоресцентных зондов. В этом качестве применяются препараты на основе различных сложных молекул. Суть метода сводится к тому, что спектральные параметры флуоресцентного зонда в области здоровой и патологической биоткани различаются, что обусловлено изменением окружения флуоресцентного зонда. Их спектры как правило широкополосные, поэтому при анализе только стационарных спектров не обеспечивается высокая точность. Существенно лучшая достоверность достигается при регистрации кинетических параметров высвечивания. Это обеспечивается посредством применения импульсных спектрофлуориметров. Такого рода оборудование серийно производится уже более двух десятков лет. Одни из первых моделей (Edinburg Instruments Inc., Шотландия, модель 199; Photochemical Reseach Associates Inc., Канада, модель PRA 4000) имели в качестве источников возбуждения газоразрядные лампы с импульсами наносекундной длительности. Подобный прибор был разработан учеными БГУ и НИИПФП и совместно с предприятием ОПТРОН выпущен в виде малой серии, в нем возбуждение осуществлялось газоразрядной импульсной лампой с управляемой частотой следования импульсами наносекундной длительности [1]. В этом приборе, как и в названных выше частота следования возбуждающих импульсов была на уровне десятков килогерц, что в силу специфики метода требовало для обеспечения достаточной точности длительного времени измерения. В последнее время у нескольких производителей спектрофлуориметров с временным разрешением (Horiba, Япония; Edinburg Instruments Ltd., Великобритания; PicoQuant, Германия) начали использоваться более совершенные лазерные источники возбуждения с более короткой длительностью и более высокой частотой следования импульсов. Подобный прибор создан нами в рамках подпрограммы «Научно-учебное оборудование» НТП «Национальные эталоны и высокотехнологичное исследовательское оборудование». Спектрофлуориметр позволяет регистрировать кинетику затухания флуоресценции по методу время-коррелированного счета одиночных фотонов с диапазоном временных измерений 0,2 – 10 000 нс [2]. В качестве источников возбуждения флуоресценции применяются лазерные диоды (длина волны 400,7 нм, 451,6 нм, 508,2 нм, 657,9 нм и 759,3 нм) с возможностью регулировки частоты 0-20 МГц и длительностью импульсов на

полувысоте 70–200 пикосекунд или с увеличенной световой мощностью в 50–100 раз и длительностью 1,5–3,0 нс [3-4] , а также светодиоды (267,5 нм, 305,0 нм и 368,1 нм) с длительностью импульсов на полувысоте от 1,6 нс. В монохроматорном режиме спектролфуориметр позволяет регистрировать свечение в диапазоне 200–900 нм, в полихроматорном – 200–1000 нм. Управление всеми основными узлами осуществляется из единого программного обеспечения, в которое включен разработанный программный модуль «ФлуоТау» для анализа кинетики затухания флуоресценции [5]. Принимая во внимание, что с помощью разработанного спектрофлуориметра с приемлемой точностью (10 %) определена длительность затухания флуоресценции эритрозина-Б в этаноле, которая составляет 0.089 ± 0.003 нс [6], установленное значение можно принять в качестве нижней границы диапазона измеряемых времен затухания, а также в качестве оценки временного разрешения.

На основании проведенных испытаний по разработанной программе и методике показано, что спектрофлуориметр позволяет измерять длительность затухания свечения в диапазоне 0,2 - 10000 нс с временным разрешением менее 0,1 нс. Наряду с применением для выполнения курсовых, дипломных и магистерских и научных проектов спектрофлуориметр будет использоваться в лабораторном практикуме для выполнения работ при изучении законов люминесценции.

[1] Воропай Е.С. Импульсный спектрофлуориметр наносекундного диапазона./ Е.С. Воропай, М.П. Самцов, К.Н. Каплевский, А.Е. Радько, А.К. Шевченко //Вестник БГУ. сер 1, физика, математика, информатика. – 2002. – № 3. – С. 7–13.

[2] Самцов М. П. Спектрофлуориметр для кинетического спектрального анализа/ М.П. Самцов, Д.С. Тарасов, А.Е. Радько, К.А. Шевченко, А.А. Кирсанов, Н.В. Лабода, Е. С. Воропай // Журнал прикладной спектроскопии.– 2025. – Т. 92, № 5. – С. 640 – 649.

[3] Воропай Е. С. Суб- и наносекундные диодные источники света./ Е.С. Воропай, Ф. А. Ермалицкий, А. Е.Радько, М. П. Самцов //Приборы и техника эксперимента. – 2020. – № 1. – С. 151–152

[4] Voropay Ya.S. Compact Picosecond Diode Lasers./ Voropay Ya.S., Ermalitskaia K.F., Ermalitski F.A., Radko A.E., Rzheutski M.V., Samtsov M.P. // Instruments and experimental techniques, 2022.− V. 65. − N 1.− P. 83–88.

[5] Тарасов Д.С. Программный модуль анализа кинетики затухания флуоресценции для лазерного спектрофлуориметра Д.С. Тарасов, М.П. Самцов, А.Е. Радько, Н.Н. Красноперов, К.А. Шевченко,Е.С. Воропай // Прикладные проблемы оптики, информатики, радиофизики и физики конденсированного состояния: материалы седьмой Междунар. науч.-практ. конф. 18 – 19 мая 2023 г., Минск, М-во образования Респ. Беларусь, НИУ «Ин-т приклад. физ. проблем им. А.Н.Севченко Беларус. гос. ун-та; редкол.: Ю.И. Дудчик (гл. ред.), И.М. Цикман, И.Н. Кольчевская – Минск: 2023. – С. 87-89.

[6] N. Boens, Wenwu Qin, Nikola Basarić, J. Hofkens, M. Ameloot, Jacques Pouget, Jean Pierre Lefèvre, Bernard Valeur, Enrico Gratton, Martin vanDeven, Norberto D Silva, Yves Engelborghs, Katrien Willaert, Alain Sillen, Garry Rumbles, David Phillips, Antonie J. W. G. Visser, Arie Van Hoek, Joseph R. Lakowicz, Henryk Malak, Ignacy Gryczynski, Arthur G. Szabo, Don T. Krajcarski, Naoto Tamai, Atsushi Miura. Anal. Chem., 79, N 5 (2007) 2137—2149, https://doi.org/10.1021/ac062160k

УДК 539.12; 539.17

В. Г. Барышевский[1]

ЯДЕРНАЯ ОПТИКА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ γ-КВАНТОВ, НУКЛОНОВ И ЯДЕР ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

[1] НИУ «Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета», ул. Бобруйская, 11, 220030 Минск, Беларусь
v_baryshevsky@yahoo.com

Преломление частиц (нуклонов, ядер, γ-квантов) в веществе с поляризованными протонами (ядрами) приводит к проявлению когерентного квазиоптического явления ядерной прецессии спина частиц (ядер) в псевдомагнитном поле вещества с поляризованными спинами и эффекта двулучепреломления частиц (ядер) со спином $S \geq 1$, возникающих даже в неполяризованном веществе [1-5]. Эти явления можно наблюдать и изучать на комплексе Нуклотрон M−NICA (ОИЯИ, Дубна) и других ускорительных комплексах. Изучение этих явлений позволяет исследовать проявления вклада кварк-глюонных степеней свободы в различных процессах с участием поляризованных частиц и ядер. Могут быть получены ограничения на величину T- и P-нечетных, T-нечетных, P-четных, а также T-четных, P-нечетных взаимодействий при энергиях, доступных на комплексе Нукло-трон M−NICA. В частности, было установлено, что при высоких энергиях частиц (десятки, сотни и тысячи гигаэлектронвольт) эффекты квазиоптической анизотропии проявляются в значительной степени, открывая новые возможности для изучения фундаментальных свойств элементарных частиц и их взаимодействий. Прежде чем перейти к описанию различных квазиоптических явлений в области высоких энергий следует заметить, что до сих пор встречаются утверждения подобные написанному недавно рецензентом уважаемого журнала: "... and the whole classical concept of a refractive index, which underpins this calculation, requires a beam of light coherent over some spatial extent much larger than the distance between the scatterers so that the (forward) scattered radiation interferes constructively to produce a phase-shifted beam - it is not a obvious that the gamma-ray beam at, say, MAMI satisfies this ...". Так существует широко распространенное мнение, что о преломлении света и о понятии показателя преломления для света в веществе можно говорить лишь тогда, когда длина волны света ($\lambda \approx 10^{-4}$ см) значительно превышает расстояние между атомами вещества R_a ($R_a \approx 10^{-8}$ см), так как только в этом случае ($\lambda >> R_a$) вещество можно рассматривать как некую непрерывную среду. Поэтому, в диапазоне, где длина волны фотона значительно меньше расстояния между атомами вещества, эффекты, аналогичные эффектам Фарадея и двулучепреломлению, которые вызваны преломлением, возникать не должны. Однако, это утверждение неверно. Существование явлений преломления не связанно с соотношением между длиной волны λ и расстоянием между атомами (рассеивателями). Даже при больших энергиях фотонов, когда длина волны существенно меньше R_a, могут проявляться эффекты, обусловленные преломлением волн в веществе. Аналогичным образом, распространение в среде волн де Бройля, описывающих движение массивных частиц, может быть охарактеризовано с помощью показателей преломления. В этом случае показатель преломления описывает движение

частиц в веществе, даже при высоких энергиях, когда длина волны де Бройля $\hbar/mv$ (m — масса частицы, v — ее скорость; в случае релятивистских скоростей вместо m следует использовать релятивистскую массу $m\gamma$, где γ — лоренц-фактор) мала по сравнению с расстоянием между атомами (рассеивателями). Более того, оказывается, что для частиц с ненулевым спином существуют явления, аналогичные повороту плоскости поляризации света и двулучепреломлению. В этом случае такие явления «оптической» анизотропии вещества обусловлены не только электромагнитными, но также сильными и слабыми взаимодействиями. Эффекты, связанные с оптической активностью вещества, рассматриваемые в оптике, являются частным проявлением общих когерентных процессов, сопровождающих распространение поляризованных пучков в средах с неполяризованными и поляризованными электронами и ядрами.

Столкновения частиц высоких энергий (протонов, электронов, γ-квантов, ядер) с ядром приводят к возникновению множества адронных процессов внутри ядер, которые сопровождаются появлением вторичных частиц со спином $S \geq 1$ (векторные мезоны, Ω^- гипероны и так далее). В частности, исследовались процессы фоторождения (электророждения) векторных мезонов на ядрах. Эффекты квазиоптической анизотропии важны также в случае взаимного преломления сталкивающихся пучков (сгусток (банч), движущийся в накопительном кольце и сталкивающийся со встречным сгустком, также может рассматриваться как мишень).

В ближайшем будущем представляется возможным подготовить и провести следующие эксперименты на комплексе Нуклотрон M−NICA:

1. Исследование эффекта спинового дихроизма дейтронов на Нуклотроне с использованием внутренней мишени.

2. Наблюдение и изучение поворота вектора и тензора поляризации, а также перехода векторной поляризации в тензорную для дейтронов, проходящих через неполяризованную внешнюю мишень при использовании выведенного пучка на Нуклотроне.

3. Наблюдение приобретения тензорной поляризации пучком тяжёлых ядер (например, неона), проходящим через внешнюю мишень Нуклотрона.

4. Начать подготовку подобных экспериментов на комплексе NICA.

[1] V. G. Baryshevsky, High-Energy Nuclear Optics of Polarized Particles, World Scientific Publishing, 2012.

[2] V.G. Baryshevsky, Growth of nuclear spin precession frequency of antiprotons (negative hyperons) under deceleration in matter with polarized nuclei// Physics Letters B – 2012. – Vol. 711, Issue 5. –P. 394-397.

[3] В.Г. Барышевский, P- и T-неинвариантные явления при прохождении нейтронов через вещество с поляризованными ядрами // Ядерная физика – 1983. – Т. 38 (5). – С. 1162– 1169.

[4] V. G. Baryshevsky. Birefringence of particles (nuclei, atoms) of spin $S \geq 1$ in matter// Phys. Lett. A. – 1992. – Vol.171, Issue. 5-6. –P. 431_434.

[5] Vladimir Baryshevsky, High Energy Nuclear Optics of Polarized Protons and Nuclei: Research at Complex Nuclotron M-NICA// The XVI-th International School-Conference "The Actual Problems of Microworld Physics", Minsk, Belarus, 24-31 August, 2025, https://indico.jinr.ru/event/5315/contributions/33035/

УДК 539.1

В. В. Тихомиров

О ПОЛЯРИЗАЦИИ ПОЗИТРОНОВ ПРИ ИЗЛУЧЕНИИ В СИЛЬНОМ ПОЛЕ ИЗОГНУТЫХ КРИСТАЛЛОВ

Институт ядерных проблем Белгосуниверситета,
ул. Бобруйская, 11, 220006 Минск, Беларусь
vvtikh@mail.ru

В последнее десятилетие активно обсуждается возможность наблюдения возникновения поляризации релятивистских электронов при излучении в интенсивных лазерных пучках, позволяющих реализовать режим “сильного поля”, соответствующий достижению швингеровской напряженности $1{,}32 \cdot 10^{16}$ вольт/см в их системе покоя. В то же время эффекты “сильного поля” уже более 40 лет наблюдаются при прохождении электронов, позитронов и гамма-квантов через ориентированные кристаллы [1]. При этом, в соответствии с предсказанием В.Г. Барышевского, использование изогнутых кристаллов позволяет наблюдать и возникновение поляризации позитронов при излучении в режиме плоскостного каналирования в изогнутом кристалле благодаря тому, что изгиб обеспечивает взаимодействие каналирующих частиц с полем выделенного направления, а выбор позитронов определяется значительно большей устойчивостью их каналированного движения, чем у электронов. Поляризация позитронов направлена вдоль вектора магнитного поля в сопутствующей системе координат, параллельного оси изгиба кристалла. В подавляющем большинстве работ, посвященных поляризации электронов и позитронов в сильных кристаллических и лазерных полях, возникновение поляризации связывается с эффектом переворота спина при излучении в однородном электромагнитном поле.

Многолетнее развитие техники эксперимента с изогнутыми кристаллами на ускорителях высоких энергий методов моделирования процессов излучения в них [2] позволяет представить в данном докладе проект реалистичного эксперимента по наблюдению возникновения поляризации при каналировании позитронов в изогнутых кристаллах, основанного на существенном пересмотре механизма возникновения поляризации при излучении в сильном поле и метода его количественного описания. Изучение спиновых явлений в сильных кристаллических полях включено в проект третьего обновления Европейской стратегии проведения экспериментов в области физики элементарных частиц на будущих кольцевых коллайдерах, запланированного в ЦЕРН на 2026 год.

Заметная поляризация позитронов возникает в кристаллах при когерентном излучении гамма-квантов с энергией, сравнимой с энергией позитронов, которое становится возможным в режиме сильного поля, достигаемого в случае плоскостного каналировании при энергии в несколько сотен ГэВ. В отсутствие возможности пополнения радиационных потерь, основным механизмом возникновения поляризации в сильном поле кристалла оказывается не процесс переворота спина, играющий основную роль в накопителях, а зависимость вероятности излучения от проекции спина на направление магнитного поля в сопутствующей системе отсчета.

Расчет вероятностей процессов когерентного и некогерентного излучения позитронов с учётом спиновой зависимости и эффекта отдачи проводился методом, разработанным нами ранее [2] на основе формулы Байера-Каткова. На рисунке представлены спектральные зависимости поляризации позитронов и анализирующей способности охлажденного изогнутого кристалла германия, рассчитанные при начальной энергии позитронов 120 ГэВ.

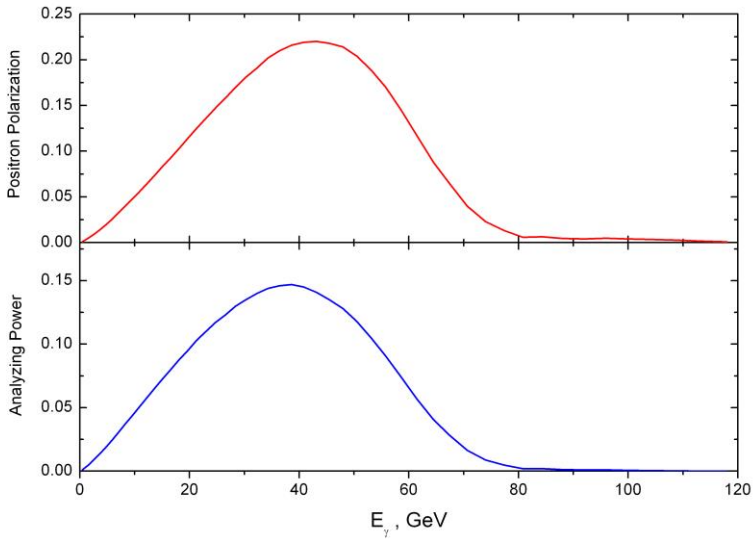


Рисунок. Зависимость от энергии излученного гамма-кванта поляризации, приобретаемой позитронами с начальной энергией 120 ГэВ в поле изогнутых с радиусом 50 см плоскостей (110) охлажденного до T = 100 K кристалла германия толщиной 0,2 мм (вверху) и аналогичная завсимость анализирующей способности такого кристалла (внизу).

Спад поляризации и анализирующей способности при энергиях гамма-квантов E_γ > 40-50 ГэВ существенно отличает случай кристалла от случая сильного однородного поля и обязан своим происхождением некогерентному рассеянию позитронов, некоррелированный характер которого приводит к подавлению зависящих от спина когерентных составляющих вероятности излучения на фоне сохранения не зависящего от него и отсутствующего в случае однородного поля её некогерентной составляющей.

Дополнительного увеличения поляризации и анализирующей способности предполагается достичь, используя ориентацию образующих каналирующие пллоскости атомных цепочек под углами к скорости позитронов, обеспечивающими проявление эффектов сильного осевого поля, превышающего плоскостное в 6-8 раз [3].

[1] Барышевский В.Г. Радиационные процессы магнитотормозного типа в кристаллах и сопровождающие их поляризационные явления. / В.Г. Барышевский, В.В. Тихомиров // УФН. – 1989. – Т. 159. – С. 529.
[2] Guidi V. Radiation generated by single and multiple volume reflection of ultrarelativistic electrons and positrons in bent crystals. / V. Guidi, L. Bandiera, V.V. Tikhomirov // Phys. Rev. A. – 2012. – Vol. 86. – P. 042903.
[3] Тихомиров В.В. О возможности наблюдения радиационной самополяризации и фотообразования электрон-позитронных пар в кристаллах при доступных энергиях. / В.В. Тихомиров. // Письма ЖЭТФ. – 1993. – Т. 58. – С. 168.

Лазерная физика, оптика и спектроскопия

УДК 535.317;535.313;681.701

С. Н. Курилкина[1], Г. В. Кулак[2]

ФОРМИРОВАНИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ БЕССЕЛЕВА ТИПА В ДАЛЬНЕЙ ЗОНЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*
s.kurilkina@dragon.bas-net.by
[2] *Мозырский государственный педагогический университет, ул. Студенческая, 28, 227760 Мозырь, Беларусь*
g.kulak@mail.ru

До настоящего времени проблема формирования световых пучков с подавленной расходимостью не утратила своей актуальности. Одним из методов ее решения является преобразование кольцевого поля в поле бесселева типа в дальней зоне с помощью двухаксиконной схемы [1]. Как правило, авторы прибегают к численному расчету дифракционного интеграла Френеля-Кирхгофа. В настоящем сообщении исследованы особенности трансформации кольцевого пучка в световое поле бесселева типа при распространении в свободном пространстве на большие расстояния на основе асимптотических выражений, полученных методом стационарной фазы [2].

Рассмотрим преобразование гауссовых световых пучков в оптической схеме, содержащей два аксикона и линзу (рис. 1).

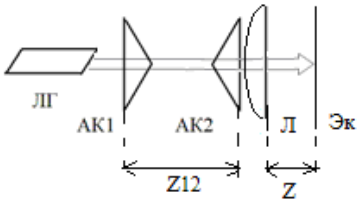


Рис. 1 – Оптическая схема. ЛГ – лазер, АК1, АК2 – аксиконы с равными углами при основании, Л - линза с фокусным расстоянием *f*, Эк – экран, z_{12} – расстояние между аксиконами, z – расстояние от линзы до экрана

С использованием метода стационарной фазы [2] можно получить выражение для интенсивности поля в плоскости экрана, нормированной на ее максимальное значение :

$$I_n = I / I_{\max},$$

$$I = \frac{8k_0^2\pi^2\gamma^4 f^3 z z_{12}^4 \exp(-\alpha z)}{w_0^2(zf + z_{12}f - zz_{12})} \times$$

$$\times \exp\left(\frac{2\gamma^2 z_{12}^2}{w_0^2}\right) J_0^2\left[\frac{k_0\gamma^2 z f z_{12}}{(zf + z_{12}f - zz_{12})}\right] J_0^2\left[\frac{k_0 f z_{12} r}{(zf + z_{12}f - zz_{12})}\right], \quad (1)$$

где $k_0=2\pi(n'+in'')/\lambda_0$, λ_0 – длина световой волны в вакууме, n', n'' – соответственно действительная и мнимая части показателя преломления среды, γ - угол конусности светового пучка, формируемого аксиконом, w_0 – полуширина светового пучка, $\alpha = 4\pi n''/\lambda_0$ - коэффициент поглощения света; для воздуха $n'\approx 1$, $n''<<1$. При этом $|k_0|>>1/z$.

На рис. 2 представлено рассчитанное с помощью выражения (1) поперечное распределение нормированной интенсивности I_n в дальней зоне для различных расстояний z. Видно, что при z≥5 км на экране формируется малокольцевое поле светового пучка бесселева типа. Данное поле испытывает меньшую в сравнении с гауссовым пучком дифракционную расходимость вследствие перекачки энергии из побочного максимума в осевой, что проявляется в слабой зависимости осевой интенсивности от расстояния (рис.3).

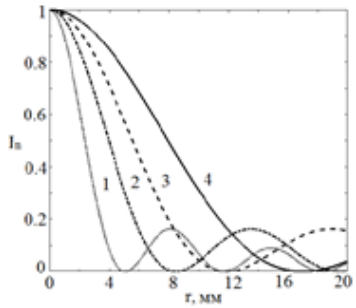


Рис. 2 – Поперечное распределение нормированной интенсивности светового пучка I_n в дальней зоне. Расстояние z равно 3 км (кривая 1), 5 км (кривая 2), 7 км (кривая 3), 10 км (кривая 4). f=600 м, z_{12}=12 см, $\gamma=1^0$, w_0=3 мм, λ_0=532 нм

При этом величиной осевой интенсивности можно управлять посредством изменения фокусного расстояния линзы: с его увеличением она увеличивается и при использованных параметрах расчета остается неизменной на расстоянии вплоть до 10 км (рис.3).

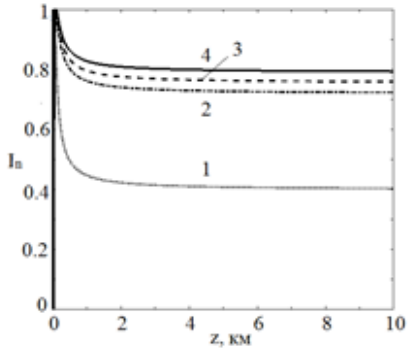


Рис. 3 - Зависимость нормированной интенсивности светового пучка I_n от расстояния до экрана z. Фокусное расстояние линзы f равно 100 м (1), 300 м (2), 400 м (3), 600 м (4). z_{12}=12 см, $\gamma=1^0$, w_0=3 мм, λ_0=532 нм, α=0.

Полученные в настоящем сообщении асимптотические выражения позволяют достаточно точно оценить пространственные характеристики светового поля бесселева типа, формируемого в дальней зоне с помощью оптической схемы, включающей два аксикона и линзу.

[1] Формирование бесселевых световых пучков на больших расстояниях из кольцевых полей / Н.А. Хило [и др.] // Известия НАН Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. – 2022. - Т. 58 - № 1. - С. 90-100.
[2] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука. 1973. 719 с.

УДК 535

С. Ф. Мингалеев

РЕЗОНАНСНО-ИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ В ДВУХКОЛЬЦЕВОМ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЕ ДЛЯ ОПТИЧЕСКИХ СЕТЕЙ НА КРИСТАЛЛЕ

Белорусский государственный университет, ул. Бобруйская, 5,
220006 Минск, Беларусь
mingaleev@bsu.by

В последние годы оптические сети на кристалле (optical networks-on-chip) стали актуальной темой исследований [1,2], нацеленных на увеличение пропускной способности, снижение задержек и, в особенности, уменьшение энергопотребления в коммуникационных подсистемах, реализованных на фотонных интегральных чипах.

При этом одним из стандартных базовых блоков для таких сетей является 2x2 оптический переключатель, состоящий из пересечения (оптимизированного для минимизации потерь и перекрёстных помех) двух оптических волноводов и двух микрокольцевых резонаторов, как проиллюстрировано на рис. 1. Динамически изменяя оптическую длину пути внутри этих резонаторов (нагревая их либо прикладывая внешнее электрическое поле), можно, входя в режим резонанса, «включать» (рис. 1-a) и, выходя из режима резонанса, «выключать» (рис. 1-b) такой оптический переключатель.

Важно, что для изменения состояния такого оптического переключателя в его *стандартном* режиме работы требуется достаточно существенное смещение резонансной частоты микрокольцевых резонаторов, что, в свою очередь, требует вполне ощутимых затрат энергии.

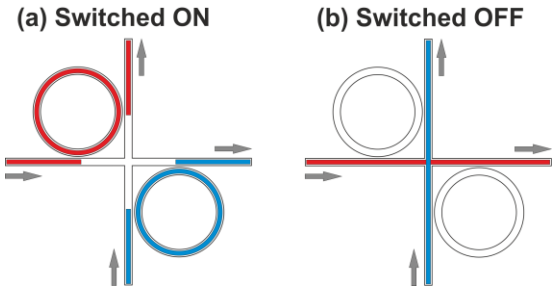


Рис. 1: Стандартный 2x2 оптический переключатель, основанный на двух микрокольцевых резонаторах, в двух состояниях: (a) «резонансно включённом» и (b) «вне-резонансно выключенном».

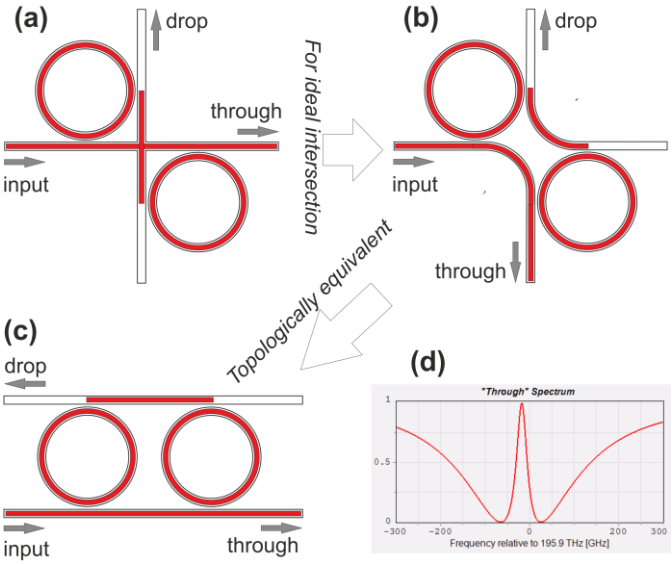


Рис. 2: (a) Альтернативное «резонансно выключенное» состояние для того же 2x2 оптического переключателя, что и на рис. 1. Для «идеального» пересечения волноводов такой переключатель эквивалентен структуре (b), которая, в свою очередь, топологически эквивалентна структуре (c). Все эти структуры могут демонстрировать эффект прозрачности индуцированной связанными резонаторами, с узким пиком в спектре прохождения, как проиллюстрировано в (d).

Однако детальный анализ показывает, что этот же двухкольцевой оптический переключатель может демонстрировать эффект узко-резонансной прозрачности (см. рис. 2-d и рис. 3-d), индуцированной интерференцией между прямым прохождением светового сигнала вдоль волновода и резонансного прохождения этого же сигнала одновременно через оба микрокольцевых резонатора. Фактически, этот эффект близок к знаменитому эффекту электромагнитно-индуцированной прозрачности [3] и полностью эквивалентен эффекту прозрачности [4], индуцированной связанными микрокольцевыми резонаторами в топологически эквивалентной (в приближении «идеального» пересечения волноводов) структуре, показанной на рис. 2-c.

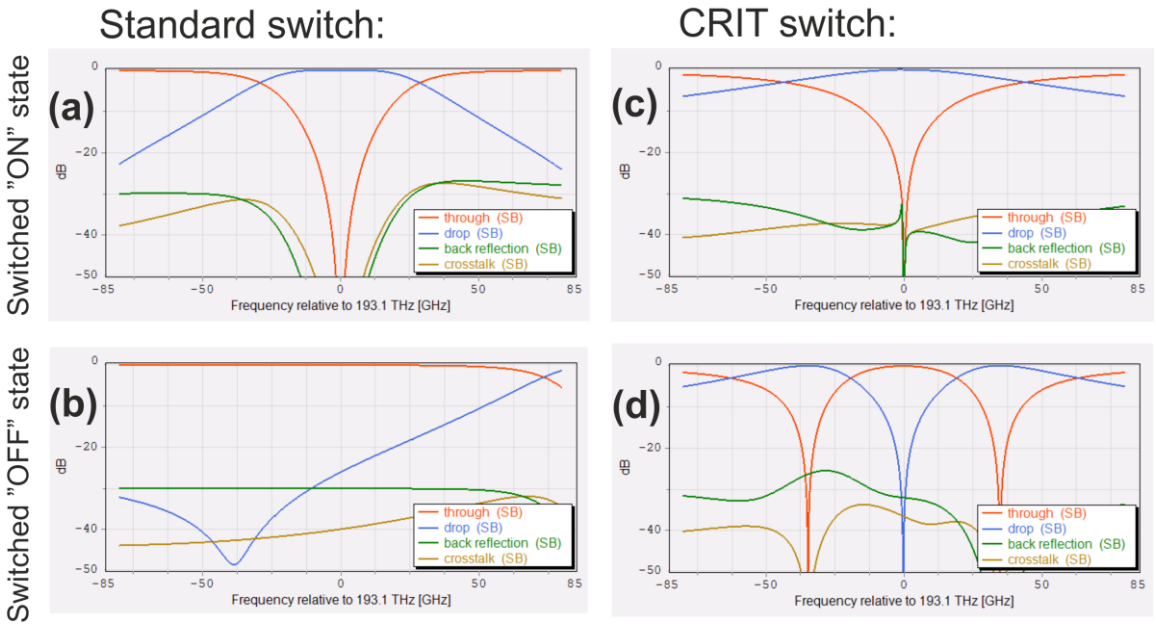


Рис. 3:Сравнение двух механизмов переключения (на 20 дБ) в одном и том же двухкольцевом оптическом переключателе на основе кремниевой фотоники с микрокольцами радиусом 4.54 мкм: (a)-(b) стандартный механизм требует изменения температуры 13° C в каждом кольце; (c)-(d) новый механизм, основанный на резонансно-индуцированной прозрачности, требует изменения температуры от 1.6° C (для полосы пропускания 1.5 ГГц) до 4° C (для полосы пропускания 5.6 ГГц).

Как проиллюстрировано на рис. 3, использование этого эффекта позволяет на порядок снизить затраты энергии, требуемой для переключения. В докладе анализируются разные режимы работы таких оптических переключателей, использование слабых электрооптических эффектов для их переключения, а также роль производственных допусков на их изготовление и другие связанные вопросы.

[1] Nisa U. U., Bashir J. Towards efficient on-chip communication: A survey on silicon nanophotonics and optical networks-on-chip // Journal of Systems Architecture. – 2024. – Т. 152. – С. 103171.

[2] Asadi Y. Optical network-on-chip (ONoC) architectures: a detailed analysis of optical router designs // Journal of Semiconductors. – 2025. – Т. 46. – №. 3. – С. 031401.

[3] Boller K. J., Imamoglu A., Harris S. E. Observation of electromagnetically induced transparency // Phys. Rev. Lett. – 1991. – Т. 66. – №. 20. – С. 2593.

[4] Xu Q. et al. Experimental realization of an on-chip all-optical analogue to electromagnetically induced transparency // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Т. 96. – №. 12. – С. 123901.

УДК 535.214

С. Ю. Михневич[1,2]

ФОРМИРОВАНИЕ МИКРОНЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ТУМАНЕ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ В ДИАПАЗОНЕ 10 МКМ

[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*
s.mikhnevich@bsac.by
[2] *Белорусская государственная академия связии, ул. Ф.Скорины, 8, 220017 Минск, Беларусь*
second.author@phys.bsu.by

При использовании систем открытой оптической связи одна из основных проблем – качество атмосферы, другими словами, как влияет на пропускание климатические и технологические факторы (смог, туман, дождь). Международным союзом электросвязи отмечается, что на длине волны 10 мкм можно передавать сигнал через туман, и даются рекомендации для производителей использовать этот диапазон наряду с широко используемыми диапазонами длин волн 780-850 нм и 1520-1600 нм. ИК-излучение 8–12 мкм используется в тепловизорах и системах, работающих в сложных метеоусловиях. Излучение данной длины волны не проходит через стекло, что полезно в целях безопасности распространения, поскольку такое излучение не может быть сфокусировано оптическими приборами (биноклями, очками и т.д.) и можно использовать бóльшую мощность для передачи информации. Также данное излучение находится в "окне прозрачности" атмосферы, что обеспечивает минимальное поглощение (в основном парами воды и CO_2). [1] Основные факторы, ухудшающие качество сигнала, - рассеяние на микронеоднородностях атмосферы и турбулентности, приводящее к изменению показателя преломления. В работе исследовано формирование неоднородности показателя преломления атмосферы вследствие распространения луча гауссовой формы (используется в системах открытой оптической связи).

Туман представляется в виде диэлектрических микросфер воды, на которые действуют силы светового давления со стороны оптического пучка. При распространении оптического излучения более существенным является поперечное движение микросфер в сечении пучка, чем продольное, поскольку приводит к изменению концентрации в сечении. Следовательно, можно рассматривать в уравнении диффузии лишь градиентные силы, приводящие к изменению концентрации. Какизвестно, градиентная сила в приближении Релея [2] является радиально симметричной, а значит можно свести уравнение диффузии к одномерной задаче. Уравнение Смолуховского для концентрации частиц, описывающее диффузию и дрейф частиц (D- коэффициент диффузии, b – подвижность микросфер) под воздействием внешней силы записывается как:

$$\frac{\partial N(x,t)}{\partial t} = D\frac{\partial^2 N(x,t)}{\partial x^2} - \frac{\partial [N(x,t)bF]}{\partial x}.$$

В качестве внешней силы используем градиентную силу в приближении Релея:

$$\vec{F}_{grad} = -2\pi\alpha_0 n_0 I_0 a^2 \frac{ra}{cw^2}\vec{e}_a \exp\left(-\frac{2x^2}{w^2}\right)$$

где I_0 – интенсивность оптического изучения в центре гауссова пучка с перетяжкой w, распространяющегося в среде с микросферами радиусом a (показатели преломления среды и микросферы n, n_0 соответственно, удельная поляризуемость α_0:

$$\alpha_0 = 3\frac{(m^2-1)}{(m^2+2)}, m = n/n_0.$$

При решении уравнения Смолуховского в стационарном режиме в предположении малости изменения концентрации микросфер, т.е.

$$N = N_0 + \overline{N},$$

зависимость изменения концентрации микросфер по сечению пучка пример вид:

$$\overline{N}(x) = A_1 N_0 \exp\left(-\frac{2x^2}{w^2}\right) + C_1,$$

где A_1, C_1 – коэффициенты, зависящие от формулы для градиентной силы, а также граничных условий и начальных условий, условий нормировки.

Максимальное относительное изменение концентрации микросфер запишется как:

$$\frac{\overline{N}(x)}{N_0} = \frac{\pi}{2}\frac{\alpha_0 n_0}{k_Б T} I_0 \frac{a^3}{c}\exp\left(-\frac{2x^2}{w^2}\right).$$

Для оптической длины волны 10 мкм, характерный размер капель при отрицательных температурах 1-2 мкм будут считаться приближением Релея. Для капель воды в воздухе при интенсивности изучения 1 Вт (что используется в системах открытой оптической связи даже на длине волны 1,55 мкм) изменение концентрации микросфер составит 2 процента по сечению пучка. Изменение показателя преломления среды для излучения можно рассчитать по приближенной формуле:

$$n \approx n_0(1 - V_{воды}) + nV_{воды}.$$

Объемная доля воды в тумане 0,05-0.1 *г/м*^{3} (плотный туман 1,-1.5 *г/м*^{3}). Таким образом, изменение концентрации капель в тумане приводит к изменению показателя преломления в 6-7 знаке, что сравнимо с изменением показателя преломления при турбулентностях атмосферы (6-8 знак).

[1] Данные о распространении радиоволн, требуемые для разработки наземных оптических линий для связи в свободном пространстве: Рекомендация МСЭ-R P.1817-1, 2012. https://www.itu.int/dms_pubrec/itu-r/rec/p/R-REC-P.1817-1-201202-I!!PDF-R.pdf режим доступа 14.08.2025.

[2] Harada Y., Asakura T. Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime. / Harada Y., Asakura T. // Optics Communications. – 1996. – Vol. 124, № 5–6, P. 529-541.

УДК 53

М. Ю. Евсиевич[1], И. В. Семченко[1], А. Л. Самофалов[2], И. А. Фаняев[2], Цзихун Гу[3]

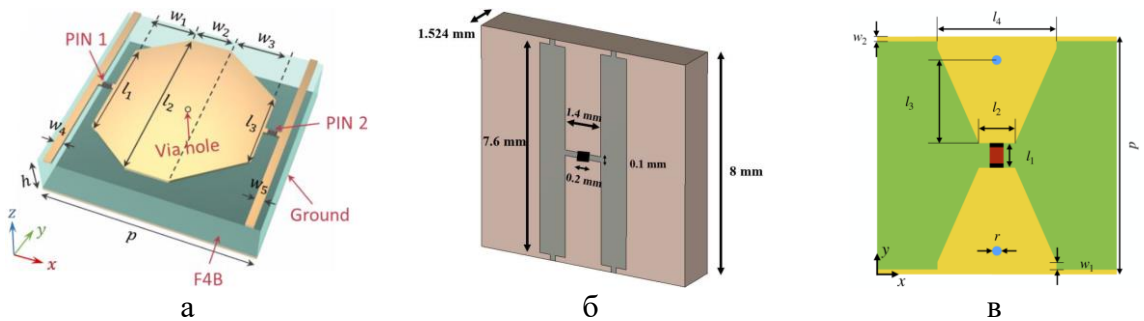
АНАЛИЗ СТРУКТУРЫ АКТИВНЫХ МЕТАПОВЕРХНОСТЕЙ ДЛЯ ИМИТАЦИИ ЭФФЕКТА ДОПЛЕРА

[1] *ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника», пр. Независимости, 68-1, 220072 Минск, Беларусь*
semchenko@oelt.basnet.by
[2] *Гомельский государственный университет имени Ф. Скорины, ул. Советская, 104, 246028 Гомель, Беларусь*
samofalov@gsu.by
[3] *Nanjing University of Science and Technology, No.200 Xiao Lingwei Street, Xuan Wu District, 210094 Nanjing, PRC*
diec@mail.njust.edu.cn

Одним из наиболее востребованных направлений в современной физике и технике является управление электромагнитными волнами. Разработка и использование метаматериалов и метаповерхностей, способных эффективно взаимодействовать с волнами, используется в сферах радио- и телекоммуникаций, оборонной промышленности и науки.

В настоящее время актуальной задачей является не только учёт и использование классического эффекта Доплера, но и также имитация эффекта Доплера для неподвижных объектов и компенсация этого эффекта для движущихся объектов. Взаимодействие электромагнитных волн и метаповерхностей происходит за счёт наличия частотной полосы поглощения или отражения у последних. Это позволяет либо компенсировать доплеровский сдвиг, из-за чего движение объекта не фиксируется системами обнаружения, либо изменять доплеровский сдвиг при движении объекта для имитации группы объектов.

Известные метаповерхности можно разделить на условные группы, в данном случае предлагается разделение по геометрической схожести элементарных ячеек. Ниже приведены несколько примеров реализованных метаповерхностей для работы с эффектом Доплера. Ячейку на рисунке 1а [1] можно отнести к группе “многоугольных”, так как образована за счёт одного многоугольника (исключая запитывающие линии), ячейку на рисунке 1б [2] – к группе “Н-образных”, а ячейку на рисунке 1в [3] – к группе “ячеек-бабочек”.



а б в

Рисунок 1 – Примеры уже реализованных метаповерхностей.

Одним из главных недостатком вышеупомянутых метаповерхностей является их некоторая ограниченность в применении, а именно – одноцелевое применение. Безусловно, каждая из них хорошо функционирует в рамках выбранной задачи, в частности – для имитации эффекта Доплера. В то же время, в случае необходимости перехода от отражающей метаповерхности к поглощающей необходимо полностью, кардинально изменить всю геометрию ячейки. Предлагается использовать активную метаповерхность, элементарная ячейка которой образована комбинацией из схожих, однотипных элементов. В качестве такого элемента для ячейки планируется использовать планарную спираль, нагруженную варикапом (варактором), помещённым на одной из металлических полосок спирали (рисунок 2). Использование варактора в конструкции позволит управлять резонансной частотой метаповерхности и численными значениями коэффициентов отражения и поглощения электромагнитных волн.

а б

Рисунок 2 – Внешний вид элемента предлагаемой ячейки метаматериала. Правозакрученная планарная спираль с варикапом (а). Левозакрученная планарная спираль с варикапом (б)

Преимущество использования планарных спиралей состоит в том, что на их основе можно спроектировать как отражающую, так и поглощающую метаповерхность, при различном расположении планарных спиралей в элементарной ячейке [4]. Предварительно следует путем моделирования определить оптимальные параметры планарной спирали и их расположение относительно центра и границ ячейки. Работа выполнена в рамках проектов БРФФИ Ф25КИ-034 и №Ф24КИТГ-005.

[1] Autonomous aeroamphibious invisibility cloak with stochastic-evolution learning / Chao Qian, Yuetian Jia, Zhedong Wang, Jieting Chen, Pujing Lin, Xiaoyue Zhu, Erping Li and Hongsheng Chena // Advanced Photonics. – 2024. – Т. 6. – №. 1. – С. 016001(1)-016001(9).

[2] Analytical design of time-modulated metasurface for multistatic radar camouflage / Yonggeng Zhu, Xinyu Fang, Mengmeng Li and Dazhi Ding // 2022 International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology (ICMMT). – IEEE, 2022. – С. 1-3.

[3] Experimental demonstration of a time-domain digital-coding metasurface for a Doppler cloak / Baiyang Liu, Yejun He, Sai-Wai Wong, Yin Li // Optics Express. – 2021. – Т. 29. – №. 2. – С. 740-750.

[4] Selective manipulation of microwaves by a cascade of independent metasurfaces based on planar spirals / Fanyaev I. [et al.] // International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering. – 2025. – Vol. 2025, № 1. – 2346639.

УДК 537.87

А. В. Орловский[1], А. В. Новицкий[1]

ДИАДНАЯ ФУНКЦИЯ ГРИНА ПРОИЗВОЛЬНОЙ АНИЗОТРОПНОЙ ПЛОСКОСЛОИСТОЙ СРЕДЫ

[1] *Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь*
av.arlouski@gmail.com, andreynovitsky@gmail.com

Диадная функция Грина (ДФГ) является незаменимым инструментом для многих расчетов в области нанофотоники: она позволяет рассчитать как само электромагнитное поле, так и такие важные величины, как локальная плотность оптических состояний (LDOS) [1]. В связи с этим вычисление ДФГ для различных сред представляет собой важную теоретическую задачу. Одним из типов сред, имеющих большое значение как в теории, так и в эксперименте, являются плоскослоистые среды. Мы предлагаем операторный подход к нахождению ДФГ таких сред, состоящих из произвольного числа слоев с произвольными анизотропными материальными параметрами. Итоговые выражения могут быть легко реализованы для практических численных расчетов. Поскольку операторный формализм рассматривает электрическое и магнитное поля на равных основаниях, это позволяет одновременно получить ДФГ для обоих типов полей. Еще одним важным преимуществом операторного подхода является то, что сингулярное слагаемое естественным образом отделяется от всех остальных членов, которые остаются конечными во всех точках пространства.

Итоговое выражение для ДФГ, справедливое внутри j-го слоя, имеет следующий вид:

$$\hat{G}^{(j)}(\mathbf{r},\mathbf{r}') = \frac{k_0^2}{\pi c}\int \tilde{G}^{(j)}(\mathbf{b};z,z')e^{ik_0\mathbf{b}(\mathbf{r}_t-\mathbf{r}_t')}\,\mathrm{d}^2\mathbf{b} - \frac{4\pi i}{ck_0\varepsilon_{\mathbf{z}}^{(j)}}\begin{pmatrix}0\\ \mathbf{z}\otimes\mathbf{z}\end{pmatrix}\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}'),$$

где k_0 — волновое число в вакууме, $\mathbf{z}$ — единичный вектор вдоль оси симметрии среды, интегрирование ведется по безразмерному тангенциальному волновому вектору $\mathbf{b}$, подынтегральное выражение имеет вид,

$$\tilde{G}^{(j)}(\mathbf{b};z,z') \equiv V^{(j)}P_2\left(\Omega^z_{z_{\text{in}}}S\Omega^{z_{\text{f}}}_{z'} + \theta(z-z')\Omega^z_{z'}\right)Q,$$

а остальные величины выражаются через тензоры материальных параметров среды и тензор поверхностных импедансов, связывающий тангенциальные составляющие электрического и магнитного полей.

В заданном базисе полученная ДФГ представляется матрицей размера 6×3, причем верхняя подматрица 3×3 соответствует магнитной ДФГ, а нижняя — электрической. Для того, чтобы получить распределение полей в пространстве, ДФГ надо свернуть с вектором плотности электрического тока, причем интегрирование должно проводиться по всем точкам пространства, в которых плотность тока не равна нулю.

Хоть полученное выражение достаточно объемно для последующего использования в аналитических расчетах, оно может быть непосредственно использовано для численных расчетов. Для примера, рассчитаем LDOS для некоторых

слоистых сред. Выражение для LDOS внутри изотропной среды с использованием ДФГ имеет вид

$$\rho(\mathbf{r}, k_0) = \frac{2k_0\varepsilon}{\pi c} \operatorname{Tr} \operatorname{Im} \hat{G}_E(\mathbf{r}, \mathbf{r}, k_0).$$

Здесь ε — скалярная диэлектрическая проницаемость среды. С учетом найденного выражения для $\hat{G}$, последняя формула примет вид

$$\rho(\mathbf{r}, k_0) = -\frac{\varepsilon k_0^2}{2\pi^3 c} \int \operatorname{Tr} \operatorname{Re} \tilde{G}_E(\mathbf{b}; z, z) \mathrm{d}^2\mathbf{b}.$$

Используя симметрию подынтегрального выражения (в изотропной среде нет выделенных направлений), двумерный интеграл по волновому вектору может быть сведен к одномерному, что значительно снижает объем вычислений. Результаты расчета LDOS для двух слоистых изотропных сред, помещенных в вакуум, приведены на Рис. 1.

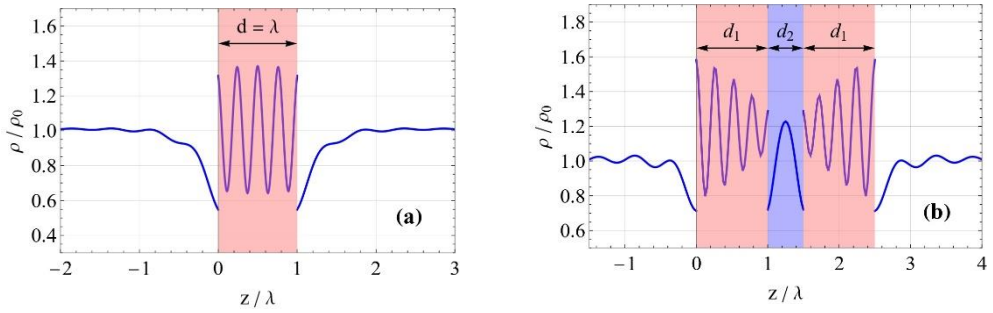


Рис. 1. (a) Один слой с $\varepsilon = 4$; (b) три слоя с $\varepsilon_1 = 4$ (красный цвет) и $\varepsilon_2 = 2$ (синий цвет).

Далее, вычислим $\operatorname{Tr} \operatorname{Im} \hat{G}$ (величину, непосредственно связанную с LDOS) для слоистых сред из т.н. полуметаллов Вейля, выражение для диэлектрической проницаемости которых дано в [2]. Хоть такие среды анизотропны, их диэлектрическая проницаемость удовлетворяет свойству $\varepsilon^+ = \varepsilon$, что снова дает возможность свести двумерный интеграл к одномерному и пользоваться той же численной схемой, что и в предыдущем примере. Результаты расчетов приведены на Рис. 2.

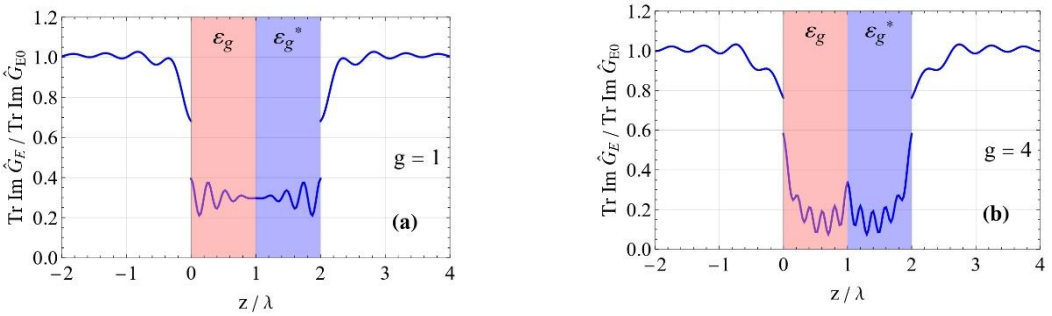


Рис. 2. Два слоя с комплексно-сопряженными диэлектрическими проницаемостями и параметрами гиротропии (a) $g = 1$; (b) $g = 4$.

[1] Novotny L. Principles of Nano-Optics / L. Novotny, B. Hecht. — 2nd ed. — Cambridge : Cambridge University Press, 2012. — 578 p.

[2] Guo C. Light control with Weyl semimetals / C. Guo, V. S. Asadchy, B. Zhao, S. Fan // eLight. — 2023. — Vol. 3, № 2. — P. 2.

УДК 53

М. Г. Романович[1], Д. В. Новицкий[1]

ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИСКЛЮЧИТЕЛЬНЫХ ТОЧЕК СЛОИСТЫХ НЕЭРМИТОВЫХ СТРУКТУР С АНИЗОТРОПНЫМ СЛОЕМ

[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*
milenaromanovitch@yandex.by
dvnovitsky@gmail.com

Введение. Большой исследовательский интерес, прикованный к исключительным точкам, связан с их топологическими свойствами. Ненулевой порядок точки относительно кривой при обходе исключительной точки в параметрическом пространстве может быть использован для переключения мод, создания логических операторов, осуществления неадибатических переходов [1]. В данной работе показано, что исключительные точки в неэрмитовых многослойных PT-симметричных структурах, содержащих анизотропный дефектный слой, обладают нетривиальной топологией.

Изучаемая система. В работе исследуется взаимодействие нормально падающего оптического излучения с PT-симметричными трёхслойными структурами. Анизотропный средний слой, характеризующийся тензором диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{IL} = \varepsilon_o \hat{1} + (\varepsilon_e - \varepsilon_o)\vec{c} \otimes \vec{c}$, заключен между изотропными слоями усиливающего и поглощающего материалов. В качестве анизотропного дефектного слоя используется жидкий кристалл E7 [2], направлением оптической оси которого можно управлять с помощью электрического поля. В состав тензора диэлектрической проницаемости анизотропного слоя входят диэлектрические проницаемости ε_o и ε_e для обыкновенной и необыкновенной волны соответственно, $\vec{c} = (0, \cos\gamma, -\sin\gamma)^T$ – единичный вектор ориентации оптической оси, а γ – варьируемый угол между оптической осью и поперечной плоскостью. Изотропные слои характеризуются диагональными тензорами диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{L/G} = (n \pm i\kappa)^2 \hat{1}$, где κ – параметр неэрмитовости (коэффициент поглощения и усиления). В расчётах использовано значение $n = 2$. Слои одинаковой толщины $d = 2$ мкм.

Результаты и их обсуждение. Прямым доказательством топологической природы исключительных точек является накопление фазы при обходе исключительной точки в параметрическом пространстве (т. е. ненулевой порядок точки относительно кривой). Для трёхслойной структуры, исследованной в данной работе, потенциальный вариант обхода исключительной точки мог бы лежать в плоскости параметров γ и угла падения θ. При изменении одного параметра исключительные точки образуют исключительные линии, разделяющие PT-симметричную фазу и фазу с нарушенной PT-симметрией (рис. 1 (a)). При одновременном изменении двух параметров исключительные линии образуют исключительные поверхности. Таким образом оказывается невозможным описать замкнутый контур вокруг любой произвольно выбранной исключительной точки, не пересекая исключительную поверхность, т.е. не проходя через другие исключительные точки. На рис. 1 (a) исключительные линии (зелёная и красная пунктирная) разделяют PT-симметричные области и области с нарушенной PT-симметрией в плоскости (κ, γ). В исключительной точке коэффициент пропускания принимает единичное значение, а один из коэффициентов отражения (для излучения данной поляризации, падающего на систему справа или слева) обращается в ноль [3]. На рис. 1 (a) зелёной исключительной линии соответствует $r_{xx}^R = 0$, красной пунктирной – $r_{xx}^L = 0$. При построении графиков фаз амплитудного коэффициента отражения как функции от угла γ для различных значений параметра κ (рис. 1 (b)-(d)), видно, что для r_{xx}^R и r_{xx}^L при пересечении исключительной линии происходит скачок фазы на π, что соответствует значению накопленной топологической

фазы в результате обхода вокруг исключительной точки. Скачок фазы, наблюдаемый в исключительных точках, служит косвенным доказательством их нетривиальной топологии.

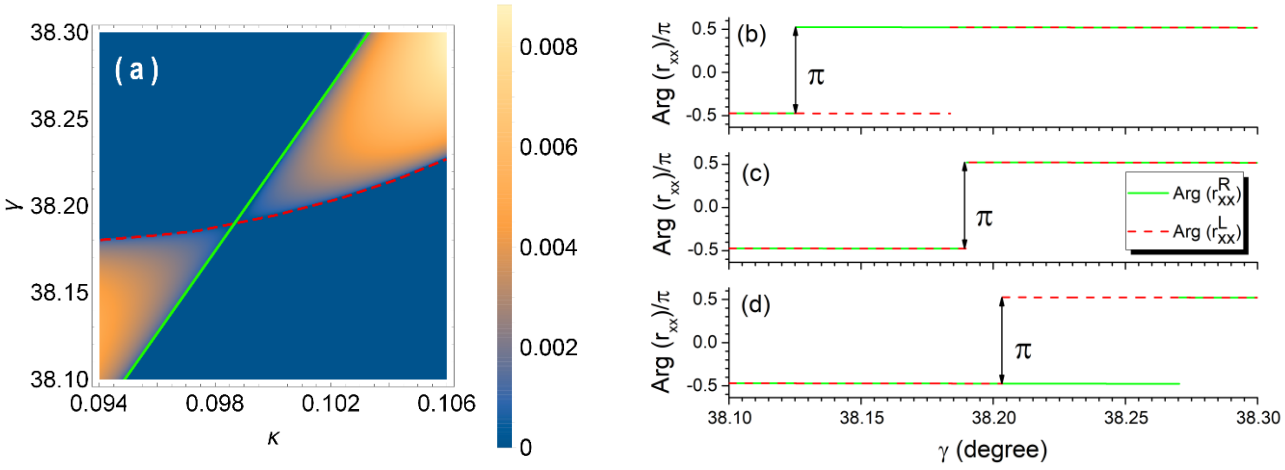


Рис. 1: (a) Фазовая диаграмма логарифма собственных значений матрицы рассеяния как функции от κ и γ при $\lambda = 0{,}9349$ мкм. (b)-(d) Фаза амплитудного коэффициента отражения как функция γ при (b) $\kappa = 0.096$, (c) $\kappa = 0.09873$ – двойная исключительная точка, и (d) $\kappa = 0.102$.

Пересечение исключительных линий на рис. 1 (a) соответствует так называемой двойной исключительной точке, в которой одновременно обращаются в ноль коэффициенты отражения излучения, падающего на систему слева и справа [4]. В двойной исключительной точке при $\kappa = 0.09873$ скачок фазы на π для амплитудных коэффициентов r_{xx}^{R} и r_{xx}^{L} происходит при одинаковом значении угла γ (рис. 1 (c)).

Подобные скачки фазы можно использовать для решения задач сенсорики (датчики температуры, давления). Особенно примечательна гибкость настройки предложенной трёхслойной неэрмитовой структуры, посредством управления положением исключительных точек при изменении ориентации оптической оси жидкого кристалла E7.

Выводы. В данной работе показано, что исключительные точки в системах с анизотропным дефектным слоем связаны со скачком фазы амплитудного коэффициента отражения на π, что служит косвенным доказательством их топологической природы и может быть использовано для создания настраиваемых неэрмитовых сенсоров.

[1] Novitsky D. V., Novitsky A. V. Exceptional points // All-Dielectric Nanophotonics / ed. A. S. Shalin, A. Canos Valero, A. Miroshnichenko. Elsevier, 2023. P. 213-242.

[2] V. Tkachenko Nematic liquid crystal optical dispersion in the visible-near infrared range / V. Tkachenko, G. Abbate, A. Marino [et al.] // Molecular Crystals and Liquid Crystals. – 2006. – Vol. 454, № 1. – P. 263-665.

[3] Ramanovich M. Exceptional points in PT-symmetric layered structures with an anisotropic defect / M. Ramanovich M., Novitsky A., Bobrovs V. [et al.] // Physical Review B. – 2024. – Vol. 110, № 19. – P. 195423.

[4] Ramanovich, M. Double exceptional points in PT -symmetric structures with an anisotropic layer / Ramanovich, M., Novitsky, D.V. // Phys. Rev. B. – 2025. – Vol. 112, № 4. – P. 045401.

УДК 535.34, 535.36

А.А. Мискевич*, В.А. Лойко, Н.А. Лойко

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА УПОРЯДОЧЕННЫМИ МОНОСЛОЯМИ СФЕРИЧЕСКИХ И ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПЛАЗМОННЫХ НАНОЧАСТИЦ В МАТРИЦЕ ОКСИДА АЛЮМИНИЯ

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь
* a.miskevich@ifanbel.bas-net.by

С использованием разработанного нами полуаналитического статистического метода (ПСМ) [1-3], основанного на квазикристаллическом приближении (КПП) теории многократного рассеяния волн, и численного метода конечных элементов (МКЭ) исследовано поглощение света монослоями однородных сферических и цилиндрических наночастиц серебра (Ag) и золота (Au), находящихся в матрице оксида алюминия (Al_2O_3), в условиях плазмонного и решёточного резонансов. В рамках МКЭ рассмотрены идеальные решётки сферических и цилиндрических частиц, в рамках ПСМ – неидеальные решётки и частично упорядоченные монослои сферических частиц (Рис. 1).

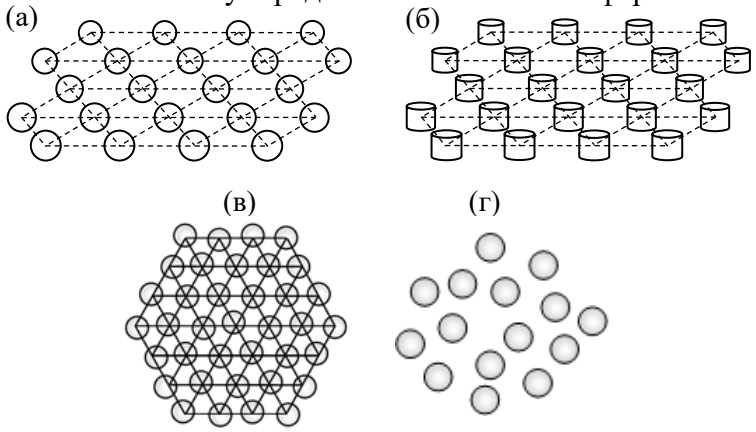


Рис. 1. Схематические изображения (а, б) идеальных треугольных решёток (а) сферических и (б) цилиндрических частиц (вид под углом), (в) неидеальной треугольной решётки, и (г) частично упорядоченного массива (вид сверху).

В работах [2,3] получены выражения для описания в рамках ПСМ оптических характеристик монослоя сферических частиц с диаметром D и комплексным показателем преломления $m_p=n_p+i\kappa_p$, находящегося, в общем случае, в однородной светопоглощающей среде с показателем преломления $m_h=n_h+i\kappa_h$. Коэффициент поглощения частиц A_p монослоя рассчитывается по формуле [3]:

$$A_p = -\frac{2\eta n_h e^{-\frac{2x\beta_h q}{\cos\theta_0}}}{x^2\cos\theta_0}\mathrm{Re}\left[\frac{i}{m_p}\sum_{l=1}^{\infty}\sum_{m=0}^{l}\frac{l(l+1)(l+m)!}{(2l+1)(l-m)!}\begin{Bmatrix}\left[\left|a_{mlM}^{(e)}\right|^2(1+\delta_{0m})+\left|a_{mlM}^{(o)}\right|^2(1-\delta_{0m})\right]\tilde{\psi}_l\tilde{\psi}_l'^{*}\\ -\left[\left|a_{mlE}^{(e)}\right|^2(1+\delta_{0m})+\left|a_{mlE}^{(o)}\right|^2(1-\delta_{0m})\right]\tilde{\psi}_l^{*}\tilde{\psi}_l'\end{Bmatrix}\right], \quad (1)$$

где η – фактор заполнения монослоя, $x=\pi Dn_h/\lambda$ – параметр дифракции частицы, λ – длина падающей волны, $q=L/D$, L – толщина выделенного слоя среды, содержащего монослой частиц, θ_0 – полярный угол падения волны, $\beta_h=\kappa_h/n_h$, ψ_l, $\tilde{\psi}_l$– функции Риккати-Бесселя,

δ_{0m} – дельта-функция, коэффициенты $a_{mlM(E)}^{(e,o)}$ находятся через коэффициенты разложения $d_{mlM(E)}^{(e,o)}$ [2]. С использованием формулы (1) проанализированы коэффициенты поглощения монослоёв сферических частиц Ag и Au в матрице Al_2O_3, используемого для создания устройств фотолюминесценции, биосенсорики, детектирования и др. На Рис. 2 чёрными сплошными линиями показаны результаты этих расчётов для сильно упорядоченной решётки, а чёрными штриховыми – данные расчётов МКЭ, выполненные в Comsol для идеальной решётки частиц Ag, при падении плоской волны по нормали (θ_0=0°). Видно их отличное согласие, в т.ч. в области решёточного резонанса (см. вставку). Также приведены полученные в рамках ПСМ результаты для частично упорядоченного монослоя таких частиц и данные, рассчитанные в приближении однократного рассеяния (ПОР): для рассмотренных параметров слоя они практически совпадают.

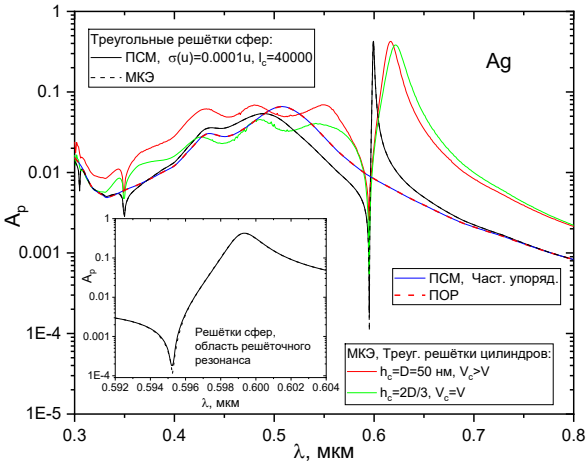


Рис. 2. Спектральные зависимости коэффициентов поглощения A_p массивов наночастиц Ag в Al_2O_3, рассчитанные в рамках ПСМ, ПОР и МКЭ. D=50 нм, η=0.015, θ_0=0°. σ(u) – функция размытия, l_c – длина корреляции [1-3].

Цветными линиями показаны данные расчётов МКЭ для идеальных решёток вертикально ориентированных цилиндров. При равенстве высоты цилиндров h_c их диаметру D_c и диаметру сфер (h_c=D_c=D, объём цилиндров больше объёма сфер (V_c>V)) величина максимума пика решёточного резонанса близка к величине максимума пика для решётки сфер, а его положение смещено в длинноволновую область. При равенстве объемов цилиндров и сфер (V_c=V, h_c=2D_c/3=2D/3) этот максимум становиться меньше, а его длинноволновое смещение больше. При этом спектральные положения провалов в области длины волны λ≈0.595 мкм близки для всех рассмотренных упорядоченных структур. Ширина пика основного решёточного резонанса (0.6 мкм<λ<0.7 мкм), значительно больше для решёток цилиндров. Ширина пиков и провалов в коротковолновой области (λ≈0.35 мкм и λ≈0.305 мкм) сопоставима с их шириной в спектрах решётки сфер. В области плазмонного резонанса спектры коэффицинта поглощения массивов цилиндров имеют больше максимумов (три) по сравнению со спектром массива сфер, имеющем здесь два максимума. В области плазмонного резонанса коэффициент поглощения больше у массива цилиндров большего объёма.

[1] N. A. Loiko, A. A. Miskevich, V. A. Loiko, Incoherent component of light scattered by a monolayer of spherical particles: analysis of angular distribution and absorption of light, JOSA A 35, 108–118 (2018).
[2] N. A. Loiko, A. A. Miskevich, V. A. Loiko, Optical characteristics of a monolayer of identical spherical particles in an absorbing host medium, JOSA A 40, 682-691 (2023).
[3] N. A. Loiko, A. A. Miskevich, V. A. Loiko, Light absorption by a planar array of spherical particles and a matrix in which they are embedded: statistical approach, JOSA A 41, 1-10 (2024).

УДК 53.082.52: 535.37: 546.65

О. Х. Хасанов[1], А. П. Сайко[1], Г. А. Русецкий[1], С. А. Маркевич[1], О. М. Федотова[2], Д. К. Жарков[3], А. Г. Шмелев[3], Е. О. Митюшкин[3], А. В. Леонтьев[3], В. Г. Никифоров[3]

БЕСКОНТАКТНЫЕ АПКОНВЕРСИОННЫЕ СЕНСОРЫ ТЕМПЕРАТУРЫ

[1] НПЦ НАНБ по материаловедению, ул. П. Бровки 19, 220072, Минск, Беларусь
khasanov@physics.by
[2] Филиал Российского государственного социального университета, ул. Народная 21, 220107, Минск, Беларусь
olfe@physics.by
[3.]Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, ФИЦ КНЦ РАН ул. Сибирский тракт 10/7, 420029, Казань, Россия
vgnik@mail.ru

Среди бесконтактных спектроскопических методов определения температуры люминесцентная термометрия является одним их наиболее точных методов. Люминесцентные термометры могут обладать высокими температурной чувствительностью и пространственным разрешением (менее 1% K^{-1} и 10 мкм, соответственно). Определение температуры с помощью люминесцентных термометров основан на мониторинге различных температурно-чувствительных люминесцентных параметров: абсолютная интенсивность люминесценции, соотношение интенсивностей двух полос, спектральный сдвиг люминесцентной линии, спектральная ширина полосы люминесценции или время жизни возбужденного состояния.

Нами исследованы перспективные материалы для использования в апконверсионных люминесцентных термометрах, такие как нанокристаллы ортованадата иттрия и тетрафтороиттриата натрия, легированные редкоземельными элементами иттербия и эрбия. Синтезированные гидротермальным методом образцы $YVO_4:Yb^{3+}/Er^{3+}$ и $NaYF_4:Yb^{3+}/Er^{3+}$, включая образцы ядро-оболочка $NaYF_4$:Yb/Er@ $NaGdF_4$:Ce/Tb отличались морфологией, размером и формой. Экспериментально и теоретически исследовались процессы, влияющие на интенсивность зеленой и красной полос люминесценции, нелинейность процесса возбуждения апконверсилнной люминесценции (АКЛ), ее квантовый выход, а также температурная чувствительность ратиометрического метода по спектральному положению люминесцентной полосы и ее ширины. Экспериментальные исследования в целом подтвердили двухквантовую природу возбуждения АКЛ. Уменьшение степени нелинейности, наблюдаемое в ряде образцов, как показано, может быть обусловлено эффектами насыщения в условиях интенсивной накачки. На величину параметра нелинейности n влияют также времена жизни уровней, участвующих в процессе формирования АКЛ.

Как следует из анализа излучательных и безызлучательных переходов в ансамбле ионов Yb^{3+}- Er^{3+} в оксидных и фторидных соединениях, красная линия люминесценции должна быть менее интенсивной по сравнению с зелеными, поскольку ее возбуждение происходит с участием многофононных переходов. В то же время соотношение интенсивностей зеленых и красных линий АКЛ в исследуемых материалах зависят от ряда факторов. Спектральные свойства АКЛ и интенсивности ее компонент в исследуемых сенсорах в первую очередь зависят от размера и формы наночастиц, а также концентрации легирующих элементов и их соотношения. Оптимальное соотношение концентраций ионов примеси: для ионов иттербия

оптимальное значение концентрации составляет 18 - 20 моль%, а эрбия 2 моль%. С ростом концентраций ионов примеси существующие каналы релаксации приводят к безызлучательной потере энергии возбуждения. Максимальный квантовый выход АКЛ был достигнут в гексагональных образцах β-$NaYF_4$:Yb^{3+}/Er^{3+}, который составил 0.07%. Синтез структуры ядро-оболочка $NaYF_4$:Yb/Er @ $NaGdF_4$:Ce/Tb позволил увеличить квантовый выход люминесценции в тетрафтороиттриате натрия более чем в 2 раза с 0.07% до 0.19%. Наивысшая точность измерения температуры ратиометрическим методом на переходах $^2H_{11/2}$ – $^4I_{15/2}$ и $^4S_{11/2}$ – $^4I_{15/2}$ с использованием частицы β–$NaYF_4$:Yb^{3+}/Er^{3+} составила 0.9K в широком диапазоне температур 250 – 350 K.

В работе исследуется электрон-фононное взаимодействие в рассматриваемых структурах и его влияние на параметры люминесценции и их температурную зависимость. Обсуждаются особенности фононного спектра в нанокристаллах с учетом квантово-размерных эффектов. Квантование фононного спектра может привести к ограничению акустических мод со стороны низких частот, к формированию дискретного фононного спектра и к изменению плотности фононных состояний. Модификация фононных мод, в свою очередь, влияет на безызлучательные переходы, может привести к эффекту узкого фононного горла, подавлению безызлучательной релаксации некоторых переходов, модификации процессов переноса энергии и увеличению эффективности возбуждения некоторых из линий люминесценции. Отметим, что квантование фононного спектра зависит не только от размеров нанокристаллов, но и от их формы. В наночастицах размером более 10 нм размерные эффекты сводятся к уменьшению верхнего порога фононов и, как следствие, температуры Дебая Θ_d с уменьшением размеров наночастиц. Это приводит к большей температурной чувствительности таких параметров АКЛ как спектральное положение линии люминесценции и ее ширина. На рисунке 1 представлена температурная зависимость ширины полосы АКЛ для объемных и наноразмерных образцов YVO_4:Yb^{3+}/Er^{3+} и β-$NaYF_4$:Yb^{3+}/Er^{3+}, где Θ_d=601ºK и 450ºK для объемных и наноразмерных образцов ортованадата иттрия и 370 и 270ºK - для фторида натрия-иттрия. Очевидно, что сенсоры на основе β-$NaYF_4$ обладают большей температурной чувствительностью. С учетом явной зависимости температуры Дебая от размеров и формы образцов можно предложить метод оптимизации температурных сенсоров.

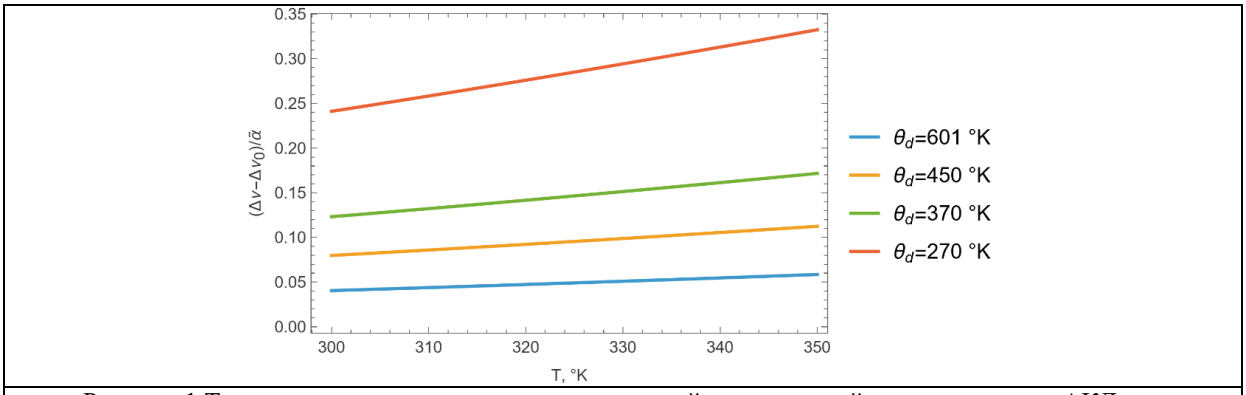


Рисунок 1 Температурная зависимость относительной спектральной ширины полосы АКЛ для массивных и наноразмерных образцов

УДК 535.21; 621.373.826

О. Х. Хасанов[1], К. В. Писцова[1], Г. А. Русецкий[1], О. М. Федотова[2], Т. В. Смирнова[3], А. Н. Бугай[4]

НЕЛИНЕЙНЫЕ РЕЖИМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В БИОСУСПЕНЗИЯХ

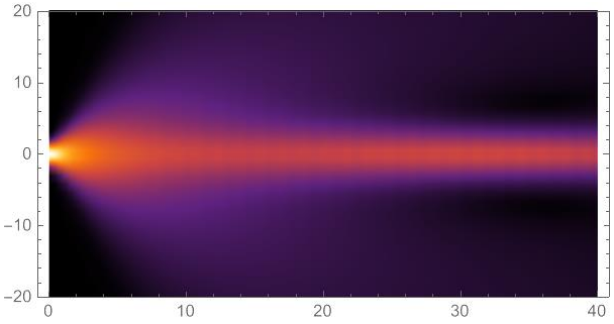
[1] *НПЦ НАНБ по материаловедению, ул. П. Бровки 19, 220072, Минск, Беларусь*
khasanov@physics.by
[2] *Филиал Российского государственного социального университета, ул. Народная 21, 220107, Минск, Беларусь*
olfe@physics.by
[3] *Международный государственный экологический институт им. А.Д. Сахарова БГУ, ул. Долгобродская 23/1, 220070, Минск, Беларусь*
smirnova@iseu.by
[4] *Объединенный институт ядерных исследований, 141980, Московская обл, Дубна, Российская федерация*
bugay@jinr.ru

Исследования взаимодействия света с биологическими суспензиями и механизмов, обеспечивающих стабильное распространение лазерного излучения в таких дисперсных средах, представляет фундаментальный интерес в биофотонике, оптофлюидике, оптике мягких сред, биомедицине и т.д. Отметим, что оптическая нелинейность может приводить к распространению лазерного излучения с минимальными потерями в рассеивающих средах, к которым относятся биосуспензии, что поможет разработке методов контроля химических и мезоскопических кинетических процессов, а также визуализации живых тканей с высоким разрешением. Как известно, стабильное распространение лазерного излучения в среде возможно в условиях баланса влияния дифракционной расходимости пучка и оптической нелинейности среды. Суспензии с биочастицами в слабых полях не проявляют оптическую нелинейность. В тоже время их поляризуемость в поле излучения и перераспределение по объёму рассматриваемой среды под действием сил светового давления формируют нелинейный отклик среды. Излучение действует на частицы с градиентной силой, направленной вдоль градиента интенсивности поля и перемещающей частицы в область большей интенсивности, если диэлектрическая проницаемость частиц больше диэлектрической проницаемости окружения, или в область меньшей интенсивности, если соотношение диэлектрических проницаемостей обратное. В результате формируется волновод с неравновесным распределением концентрации частиц. Другими словами, оптическая нелинейность таких сред имеет концентрационную природу. Баланс динамически формируемой оптической нелинейности среды и дифракции пучка, как показывает анализ, может способствовать его устойчивому распространению в суспензии. Рассмотрим возможные режимы распространения лазерных пучков в биосуспензиях в зависимости от соотношения размеров частиц и длины волны излучения, а также от входной мощности излучения.

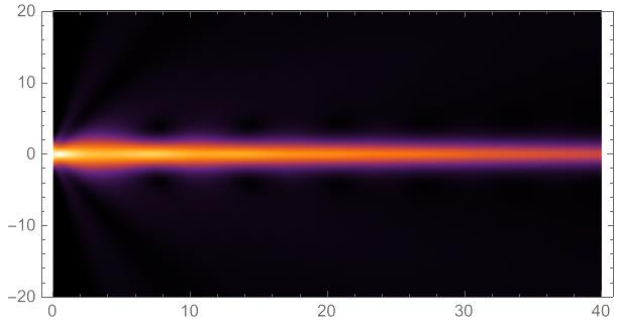
Проявление сил светового давления существенно зависит от размеров частиц. Расчет сечения рассеяния частиц с размерами больше длины волны становится сложной задачей. В то же время, если размер частиц a существенно превышает длину волны, но их диэлектрическая проницаемость ε_p незначительно отличается от диэлектрической

проницаемости жидкости ε_m и $(\varepsilon_p - \varepsilon_m)ak_m < 1$, то процесс рассеяния можно рассматривать в рамках борновского приближения. Здесь k_m - волновой вектор. В этом случае для рассеяния вперед можно использовать рэлеевское приближение. Если размер биочастиц значительно превышает длину волны $a \gg \lambda$ и нарушаются условия борновского приближения: $(\varepsilon_p - \varepsilon_m)ak_m > 1$, но $(\varepsilon_p - \varepsilon_m) < 1$, справедливо использовать ВКБ приближение. Указанным условиям удовлетворяют суспензии эритроцитов.

Нами детально исследовались режимы распространения лазерных пучков в суспензиях цианобактерий в борновском приближении с использованием модели эффективной среды. При одновременном анализе всех сил светового давления система уравнений нелинейного уравнения Шредингера и уравнения конвекции диффузии решалась численно и с использованием вариационного подхода. Как показал анализ, нелинейный сценарий распространения зависит от входной мощности лазерного пучка и может изменяться от дифракционной расходимости пучка до самофокусировки и филаментации. В работе проведена оценка критической мощности самофокусировки $P_{крит}$ с учетом концентрационной природы нелинейности среды. Как следует из расчетов, критическая мощность самофокусировки в биосуспензиях зависит от длины волны излучения, температуры среды, объема биочастицы, их начальной концентрации частиц, поляризуемости и контраста показателя преломления частиц относительно жидкости. В условиях преобладающего влияния градиентных сил пучки с входной мощностью $P_{вх}$ меньше критической должны испытывать дифракционную расходимость, а при $P_{вх} > P_{крит}$ будет происходить их самофокусировка. Нелокальный характер оптической нелинейности, обусловленной действием сил рассеяния вперед, приводит к смене режима фокусировки режимом филаментации пучка. Влияние диссипации пучка в биосуспензии ослабляет действие градиентной силы и силы рассеяния вперед и может приводить к дифракционной расходимости пучка на определенном расстоянии. На рисунке 1(a, b) представлена нелинейная динамика лазерного пучка в зависимости от отношения входной мощности пучка к критическому значению $P_{отн} = P_{вх} / P_{крит}$. Рис. 1a демонстрирует дифракционную расходимость пучка, а Рис. 1b - процесс самофокусировки, сменяющийся филаментацией.



1a: $P_{отн}$=0.9



1b: $P_{отн}$=1.1

УДК 543.42.061, 543.42.062, 543.421/.424, 543.423

М. А. Ходасевич[1], С. П. Апанасевич[1], А. В. Асеев[2], М. В. Бельков[1], С. Б. Бушук[3], Е. В. Колобкова[2], П. С. Колодочка[1,4], Д. А. Королько[1], К. Ю. Кацалап[1], П. А. Куликовская[1,4], А. В. Ляхнович[1], Х. Си[5], И. А. Ходасевич[1]

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ В КАЧЕСТВЕННОМ И КОЛИЧЕСТВЕННОМ СПЕКТРАЛЬНОМ АНАЛИЗЕ

[1] ИНСТИТУТ ФИЗИКИ НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь
m.khodasevich@dragon.bas-net.by
[2] Университет ИТМО, Кронверкский пр., д. 49, литер А, 197101, С-Петербург, Россия
[3]ГНПО «ОЭЛТ», пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь
[4]Университет Национальной академии наук Беларуси, пер. Калинина, 10, 220049, Минск, Беларусь
[5]Аньхойский Восточно-Китайский НИИ «Фотоэлектроника», Уху, КНР

В настоящее время во многих научных центрах по всему миру успешно проводятся исследования по качественному и количественному спектральному анализу с помощью применения методов машинного обучения [1]. В представленном докладе кратко описываются результаты, полученные в этой области в Институте физики НАН Беларуси за период, прошедший после предыдущего конгресса физиков Беларуси.

Одними из объектов качественного анализа в Центре диагностических систем являются лекарственные растительные средства, широко используемые в традиционной китайской медицине. С помощью ТГц импульсной спектроскопии поглощения разработаны классификационные модели географического происхождения лекарственного растительного сырья. Для классификации пяти географических локаций клубней Gastrodia выбраны 12 спектральных переменных в диапазоне частот 0,1—0,6 ТГц в порядке уменьшения их среднеквадратичного отклонения в рассмотренной выборке и преобразованы в шестимерное пространство главных компонент с метрикой Махаланобиса. Классификация исследуемого лекарственного растительного сырья по двум ближайшим соседям в этом пространстве характеризуется точностью и прецизионностью 0,98. Применение поиска комбинации движущихся спектральных окон оптимальной ширины для построения пространства главных компонент позволило получить классификационную модель с единичными точностью, прецизионностью и чувствительностью.

Аналогичный подход был применен при проведении классификации географического нахождения (Рюриково Городище, Переславль Хмельницкий, Новгород, Полоцк, Киев) образцов смальт из памятников домонгольской Руси по рентгенофлуоресцентным спектрам. Полученные точность 0,88 и прецизионность 0,73 позволяют применять разработанный метод с приемлемой для практического использования точностью.

Для количественного спектрального анализа часто используются такие методы машинного обучения как линейный метод частичных наименьших квадратов и нелинейный метод регрессии на опорные вектора. Эти методы были использованы нами для определения состава низколегированных сталей и биллонных сплавов, измерения температуры по спектрам флуоресценции активированных сред и

одновременной калибровки температуры и механического напряжения по спектрам отражения одиночных брэгговских решеток.

Применение нелинейной регрессии на опорные вектора с выбором функции преобразования ядра по широкополосной модели и выбором спектральных переменных поиском комбинации движущихся окон позволило повысить точность количественных калибровок концентрации 9 химических элементов в эталонных образцах низколегированных сталей по лазерным эмиссионным спектрам в диапазоне длин волн 172-507 нм со спектральным разрешением 0,5 нм по сравнению с линейной регрессией частичных наименьших квадратов – достигнутые величины среднеквадратичного отклонения составили 0,069 % для C, 0,021 % – Ni, 0,020 % – Si, 0,012 % – Cr, 0,007 % – Ti, 0,006 % – Cu и V, 0,003 % – Al и 0,001 % – S. Насколько нам известно, количественная калибровка концентрации S ранее не была получена в указанной спектральной области.

Применение фильтра Савицкого-Голея и дифференцирования как методов предобработки лазерных эмиссионных спектров медно-серебряных эталонов в диапазоне длин волн 336,6-892,7 нм повысило точность калибровки их состава до величины среднего абсолютного отклонения 0,3 % в методе частичных наименьших квадратов с выбором спектральных переменных. Полученная точность достаточна для нахождения стратиграфических зависимостей состава металлических артефактов с высоким пространственным разрешением при минимальном повреждении объектов.

Методы машинного обучения были применены для калибровки температуры по спектрам ап-конверсионной флуоресценции Ho^{3+} в алюмофторидных стеклах в диапазонах длин волн 505—560 и 605—670 нм для интервала температур от 30 до 105 °C наряду с традиционным ратиометрическим методом отношения интенсивностей флуоресценции. Лучшие калибровочные модели получены методом частичных наименьших квадратов с поиском комбинации движущихся окон в спектрах флуоресценции стекла $95MgCaSrBaYAl_2F_{14}$-$5Ba(PO_3)_2$:$5\%Yb^{3+}$;$0{,}1\%Ho^{3+}$. Достигнутые абсолютная чувствительность 0.021 K^{-1} калибровки температуры и неопределенность 0.12 К ее оценки существенно превышают характеристики ратиометрического метода.

Показано, что одновременные калибровки температуры в диапазоне 299–398 К и механического напряжения в диапазоне 0–5 ГПа могут быть реализованы с использованием одиночной волоконной брэгговской решётки при анализе спектра отражения в диапазоне длин волн 670–1325 нм методами машинного обучения. Использовалось излучение свип-лазера с центральной длиной волны 1060 нм, диапазоном перестройки 100 нм и частотой 400 кГц. Наименьшее значение среднеквадратичного отклонения оценки температуры (1,62 К) получено при применении линейной калибровки методом частичных наименьших квадратов с выбором переменных, а механического отклонения (43,5 МПа) – нелинейной регрессией на опорные вектора.

Приведенные примеры решения научных и практических задач показывают высокую результативность разрабатываемого в Институте физики научного направления качественного и количественного спектрального анализа с помощью применения методов машинного обучения.

[1] Applications of machine learning in spectroscopy. / C. A. Meza Ramirez [et al.] // Applied Spectroscopy Reviews. – 2021. – Vol. 56. – P. 733-763.

УДК 535.8

Е. А. Мельникова, Д. И. Штырёв, В. В. Могильный

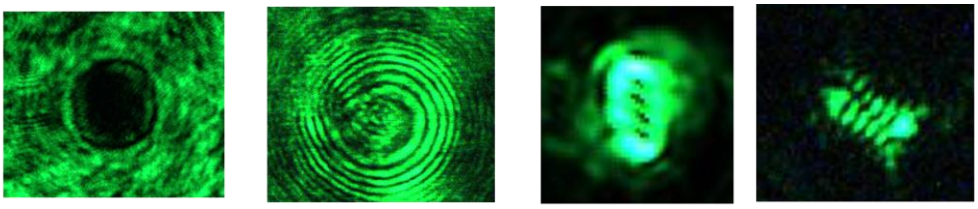
ОБЪЕМНЫЕ И ТОНКИЕ ПОЛИМЕРНЫЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ СИНГУЛЯРНЫХ ФАЗОВЫХ ПОЛЕЙ

Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь
fiz.shtyrev@bsu.by

Классические методы создания фазовых сингулярных пучков (цифровые микрозеркальные устройства, ЖК-модуляторы, фотолитография, фазовые спиральные пластинки и др.) в отличие от голографических технологий не позволяют формировать оптические элементы с такими свойствами, как возможность плотного мультиплексирования (углового и спектрального) для создания массивов вихревых пучков в одном элементе (объемные голограммы) и возможность мультиплицирования топологического заряда на основе тонких голограмм. В этой связи остается актуальной задачей поиск новых сред и разработка на их основе эффективных методов голографической записи вортекс-голограмм, формирующих сингулярные световые пучки.

В работе исследованы условия эффективной голографической записи оптических вихрей на основе полимерных материалов с боковыми антраценовыми группами. Фотоокисление молекул антрацена в полимерных стеклах нашло применение при создании фоторегистрирующих материалов объемно- и рельефно-фазового типов [1]. Запись голографических элементов проводилась по схеме Лейта -Упатниекса [2] на длине волны генерации 633 нм. Фазовая топология восстановленных оптических вихрей экспериментально анализировалась с использованием жидкокристаллической (ЖК) электрически управляемой линзы Френеля [3].

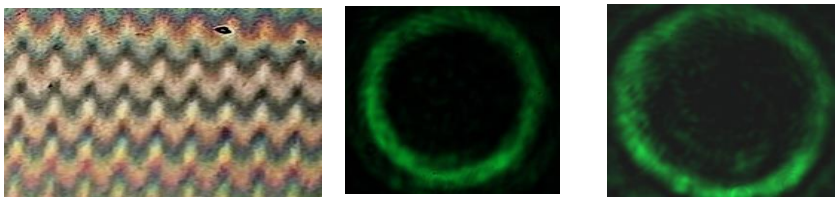
В ходе работы была проведена оптимизация параметров голографических методов создания объемных и тонких (в том числе рельефных) пропускающих дифракционных элементов на основе полимерных материалов (толщина слоев составляла порядка 30 мкм для объемных и тонких голограмм и 1 мкм для рельефно-фазовой голограммы). На рисунке 1 представлены фотографии восстановленного оптического вихря с объемной пропускающей голограммы (дифракционная эффективность (*ДЭ*) 20%) и результаты анализа его фазовой топологии.



а *б* *в* *г*

Рисунок 1. Восстановленный оптический вихрь с топологическим зарядом l = -4(а); результат анализа: б) линза Френеля (интерференция пучков 0-го и +1-ого порядков); в) линза Френеля в Фурье-плоскости при нормальном падении и г) линза Френеля в Фурье-плоскости с внесенным астигматизмом.

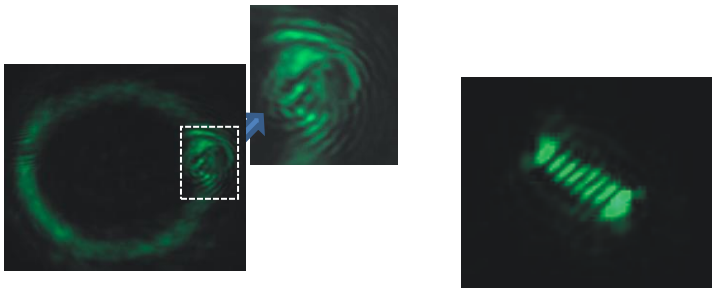
На рисунке 2 представлены результаты исследований эффективной голографической записи рельефно-фазовой голограммы с топологическим зарядом $l = +7$ (глубина рельефа 0,3 мкм) и фотографии оптических вихрей, образованных при рассеянии гауссова пучка в +1, +2 порядки дифракции (*ДЭ* 7% для 1-го порядка).



а ***б*** ***в***

Рисунок 2. Рельеф решетки ($l = +7$, интерференционный микроскоп) (а); восстановленные оптические вихри +1(б), +2 (в) порядки дифракции.

Результаты экспериментального анализа фазовой топологии образованного в 1-ом порядке дифракции оптического вихря с зарядом $l = +7$, проведенном с использованием линзы Френеля, представлены на рисунке 3.



а ***б***

Рисунок 3. Результат анализа оптического вихря с топологическим зарядом $l = -7$:
а) линза Френеля (интерференция пучков 0-го и +1-ого порядков); б) линза Френеля в Фурье-плоскости с внесенным астигматизмом.

Таким образом, на основе проведенной в работе оптимизации голографической записи были созданы вортекс-голограммы, формирующие оптические вихри с топологическими зарядом $|l|$ от 1 до 8. Преимуществом использованного фотополимерного материала является возможность прямого голографического формирования элементов, не требующая этапа постэкспозиционной обработки, что определяет эффективность разработанного метода создания дифракционных элементов, формирующих фазовые сингулярные пучки.

[1] Могильный В. В. Фоточувствительный полимерный материал для объемно- и рельефно-фазовой голографической записи в широкой спектральной области / В. В. Могильный, Д. Е. Стасевич, Э. А. Храмцов, А. П. Шкадаревич // Журнал прикладной спектроскопии. – 2025. – Т. 92, № 2. – С. 246–254.
[2] Leith, E. N. Reconstructed Wavefronts and Communication Theory* / E. N. Leith, J. Upatnieks // J. Opt. Soc. Am., JOSA. – 1962. – Vol. 52, № 10. – P. 1123–1130.
[3] Melnikova E. Phase Topology Stability of an Optical Vortex via an Electrically Controlled Twist-Planar Oriented Liquid Crystal Fresnel Lens / E. Melnikova, K. Pantsialeyeva, D. Gorbach [и др.] arXiv:2506.02632 [physics]. – arXiv, 2025.

УДК 538.915, 538.935, 539.232

А. В. Ларькин[1], А. К. Федотов[2], Г. Г. Войтко[1]

ОСОБЕННОСТИ АДМИТТАНС-СПЕКТРОСКОПИИ ПЛЕНОЧНЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК

[1] Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь
larkinav@bsu.by
[2] НИУ «Институт ядерных проблем» Белорусского государственного университета, ул. Бобруйская, 11, 220006 Минск, Беларусь
fedotov@bsu.by

В работе рассмотрена расширенная методика применения метода адмиттанс-спектроскопии для установления основных особенностей влияния морфологии (формы, размеров и характера распределения), химического (типа и концентрации атомов в содержащих металлы наночастицах со структурой ядро-оболочка) и фазового (вида и соотношения соединений железа, участвующих в формировании ядер наночастиц, и диэлектрических матриц) составов гранулированных плёночных нанокомпозитов (ПНК) типов $(Fe_{0,45}Co_{0,45}Zr_{0,10})_x(Al_2O_3)_{1-x}$ и $(Fe_{0,45}Co_{0,45}Zr_{0,10})_x(PZT)_{1-x}$ (ПНК-Al_2O_3 и ПНК-PZT соответственно) на электропроводящие свойства при переносе электронов в переменном электрическом поле, в том числе на примере возникновения в ПНК эффекта отрицательной ёмкости (ЭОЕ).

Объектом исследования являлись синтезированные методом ионно-лучевого распыления композитных мишеней ПНК-Al_2O_3, осажденные в атмосфере аргона при $P_{Ar} = 6{,}0\cdot10^{-2}$ Па и в смеси Ar+O_2 при $P_{O2} = 4{,}3\cdot10^{-3}$ Па, а также ПНК-PZT, осажденные в смеси Ar+O_2 при $P_{O2} = 2{,}0\cdot10^{-3}$ Па и $P_{O2} = 3{,}0\cdot10^{-3}$ Па, подвергнутые дальнейшему ступенчатому изохронному отжигу на воздухе с шагом 25 К в диапазоне 98 – 873 К.

Для анализа структуры ПНК, а также определения их толщины и химического состава использовались сканирующий растровый микроскоп с приставкой для энергодисперсионного анализа и просвечивающий электронный микроскоп высокого разрешения. Анализ фазового состава проводился методами мёссбауэровской спектроскопии, электронной и рентгеновской дифракции, а также края рентгеновского поглощения. Измерение электропроводящих характеристик осуществлялось с помощью лабораторной установки для измерения температурно-частотных зависимостей адмиттанса $Y(f, T)$ в диапазоне температур 77 – 350 К и частот переменного тока 100 Гц – 5 МГц с электрометрическим усилителем сигнала.

На основе изучения температурно-частотных зависимостей удельных значений действительной части адмиттанса $\sigma(f, T)$ ПНК (рис. 1) показано, что для описания ПНК, представляющих собой трёхфазные (и более) системы из-за образования в процессе синтеза и (или) отжига на воздухе железосодержащих оксидных оболочек вокруг ядер металлических наночастиц, необходимо использовать две критических перколяционных характеристики – порог касания x_{c1} оболочек из оксидов Fe и порог формирования сплошного проводящего кластера x_{c2} из наночастиц FeCoZr [1], что подтверждается результатами математического моделирования систем схожей

геометрии. При этом, при определенной концентрации и фазовом составе оболочек из оксидов железа может наблюдаться кроссовер между отрицательным и положительным фазовым сдвигом θ электрического тока относительно напряжения смещения в окрестности x_{c1}.

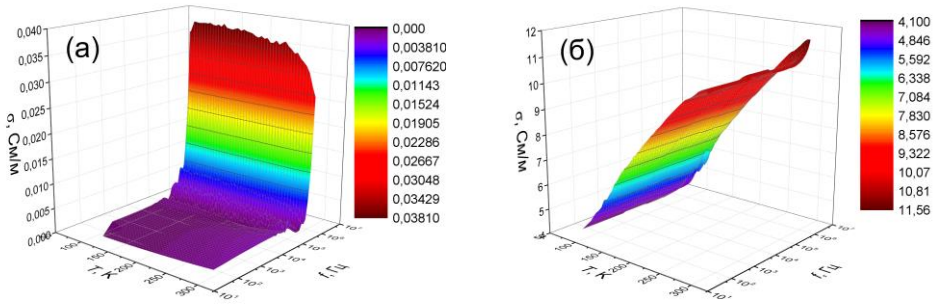


Рисунок 1 – Температурно-частотные зависимости удельных значений действительной части адмиттанса ПНК $(Fe_{0,45}Co_{0,45}Zr_{0,10})_x(Al_2O_3)_{1-x}$ при x = 0,31 (а) и 0,62 (б)

В результате изучения характеристик электропереноса в случае ПНК с адмиттансом неметаллического типа обнаружена особая роль полупроводниковых включений оксидов железа (FeO, Fe_3O_4) вокруг ядер металлических наночастиц в возникновении ЭОЕ в исследуемых ПНК. В частности, преобладание FeO и Fe_3O_4 в окрестности x_{c1} приводит к увеличению характерного времени локализации электронов τ на наночастицах, однако лишь при наличии между ними диэлектрических прослоек из матрицы или оксида железа диэлектрического типа (Fe_2O_3), что сопровождается величинами характерной энергии активации ΔE процесса прыжка электрона порядка k_BT [1].

На основе анализа амплитудно-частотных характеристик импеданса $Z(f)$ ПНК и построения эквивалентных схем замещения (ЭСЗ) образцов, позволивших установить взаимосвязь типов наблюдавшихся ЭСЗ с особенностями их морфологии, в частности выявлено, что ЭСЗ нанокомпозитов включают в себя два резонансных RCL-контура, присутствие которых сопровождается значениями $\theta > 0$ (наблюдением ЭОЕ), только при преобладании в окрестности x_{c1} в оболочках вокруг металлических наночастиц оксидов полупроводникового типа FeO и Fe_3O_4 наряду с наличием диэлектрических прослоек либо матрицы, либо оксида Fe_2O_3 между ними [2].

Таким образом, в работе проведено обоснование применимости расширенного метода адмиттанс-спектроскопии как эффективного дополнительного инструмента для индикации влияния морфологических особенностей пленочных нанокомпозитов, состоящих из комбинаций проводящих и не проводящей фаз (на примере ПНК-Al_2O_3 и ПНК-PZT) на механизмы электротранспорта в них на переменном токе.

[1] Larkin, A.V. Hopping transport in nanogranular composite films of FeCoZr alloy nanoparticles deposited into Al_2O_3 and PZT dielectric matrices / Larkin A.V., Fedotov A.K. // Journal of the Belarusian State University. Physics. – 2023. – №1. – P. 70–77.

[2] Larkin, A.V. Equivalent circuits of FeCoZr-alloy nanoparticles deposited into Al_2O_3 and PZT dielectric matrices nanogranular composite films / Larkin A.V., Fedotov A.K. // Journal of the Belarusian State University. Physics. – 2022. – №3. – P. 104–112.

УДК 53

Т. А. Ефимова[1]

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПЛАЗМОННОГО ПОВЫШЕНИЯ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ ОПТИЧЕСКИХ ОГРАНИЧИТЕЛЕЙ

[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*
t.efimova@dragon.bas-net.by

Введение. Оптические ограничители являются важным средством для защиты органов зрения и чувствительных сенсоров от интенсивного лазерного излучения, обеспечивая высокое пропускание при малых интенсивностях и резкое снижение пропускания при высоких. Задача повышения эффективности таких устройств остается актуальной, поэтому в данной работе представлен теоретический анализ возможности управления характеристиками оптических ограничителей, основанных на двухфотонном поглощении (Two-Photon Absorption, TPA) и обратном насыщении поглощения (Reverse Saturable Absorption, RSA), при помощи металлических наночастиц (Ag, Au). Для этого использована аналитическая модель невзаимодействующих сферических наночастиц в диэлектрической среде, учитывающая локальное усиление интенсивности электромагнитного поля и изменение скорости релаксации возбужденных состояний [1,2].

Результаты и их обсуждение. Для TPA-ограничителей, где процесс носит мгновенный характер, плазмонное усиление сводится к увеличению локальной интенсивности. Расчёты предсказывают увеличение коэффициента TPA (β) более чем на два порядка для Ag и на порядок для Au-частиц в спектральных диапазонах, соответствующих их плазмонным резонансам.

Для систем с RSA влияние плазмонных структур сложнее, поскольку они одновременно усиливают интенсивность возбуждения и скорость безызлучательной релаксации. Для оценки введён критерий эффективности (Figure Of Merit, FOM) — отношение коэффициента усиления интенсивности к коэффициенту усиления пороговой интенсивности насыщения: $FOM = \frac{I_S(r)/I_{S0}}{I(r)/I_0}$.

Улучшение характеристик оптических ограничителей происходит при FOM>1. Ключевым параметром является собственный квантовый выход молекулы Q_0, поскольку FOM~$1/Q_0$. Для молекул с высоким Q_0 =1 значительное усиление маловероятно.

Для молекул с низким квантовым выходом (Q_0=0.05), характерным для эффективных RSA-материалов, таких как фталоцианины, эффект становится достижимым (рис.1). Для целевой длины волны 532 нм и случайной ориентации диполей получены значения FOM ~8 для Ag-частиц (оптимальный диаметр 60 нм) и FOM ~2 для Au-частиц (оптимальный диаметр 40 нм) при среднем расстоянии молекула-наночастица 10 нм. Эффект коррелирует со спектром экстинкции наночастиц, что позволяет оптимизировать систему под конкретную рабочую длину волны.

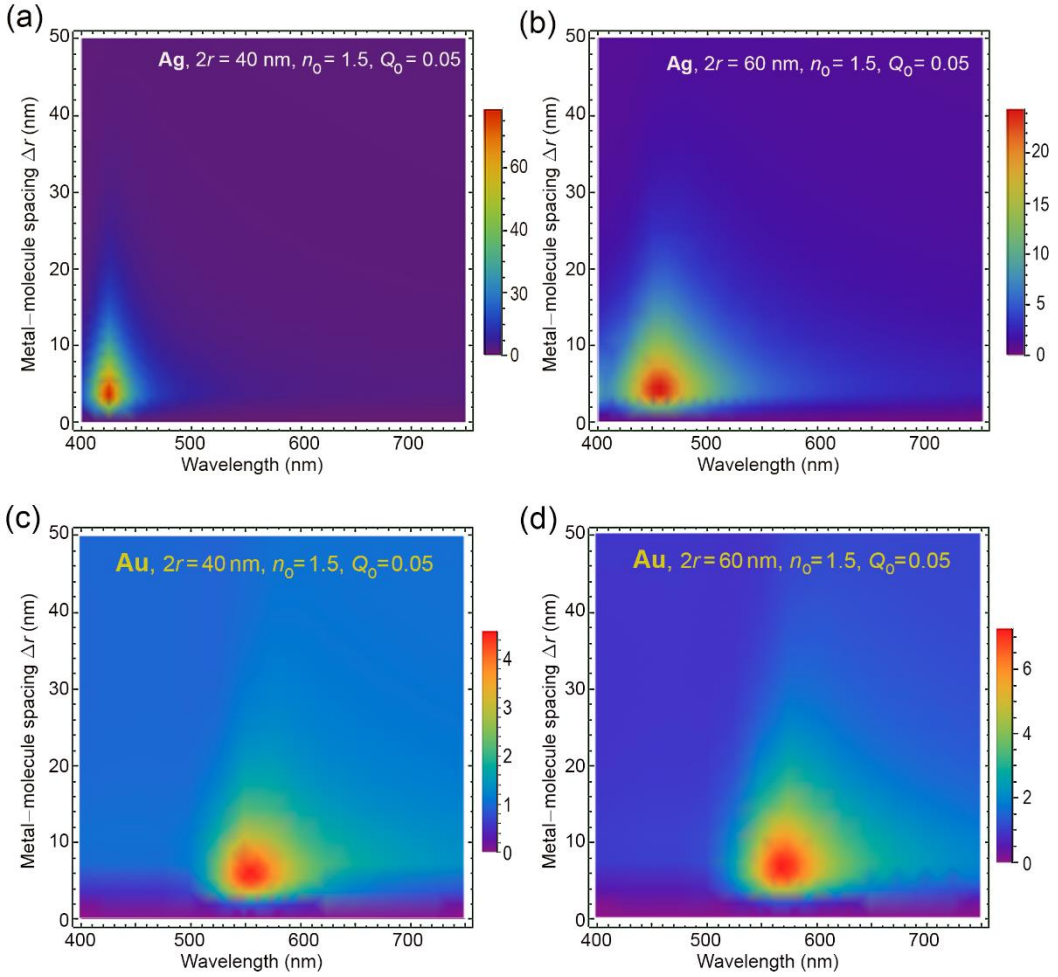


Рис. 1. FOM в зависимости от длины волны лазера и расстояния между молекулами металла для реалистичных молекул RSA с собственным квантовым выходом Q_0=0.05, для Ag (a, b) и Au (c, d) диаметрами 40 нм и 60 нм. Показатель преломления n_0=1.5. Все расчеты усреднены по ориентациям дипольных моментов.

Выводы. Результаты демонстрируют перспективность применения плазмоники для создания оптических ограничителей с улучшенными характеристиками. Для TPA-систем усиление достигается непосредственно, для RSA-систем требуется тщательный подбор параметров, обеспечивающий преобладание усиления интенсивности над увеличением скорости релаксации, что задаёт новое направление в дизайне гибридных нелинейно-оптических материалов для лазерной защиты [3].

[1] Guzatov D. V. et al. Plasmonic enhancement of molecular fluorescence near silver nanoparticles: theory, modeling, and experiment //The Journal of Physical Chemistry C. – 2012. – Т. 116. – №. 19. – С. 10723-10733.

[2] S. V. Gaponenko. Introduction to Nanophotonics./ Cambridge Univ. Press, 2010.

[3] Wang C. et al. Possible plasmonic enhancement of optical limiter performance //Journal of Nanophotonics. – 2025. – Т. 19. – №. 4. – С. 046004-046004.

УДК 530.145, 535.14

А. Б. Михалычев

УЧЕТ ОГРАНИЧЕНИЙ В МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ МИКРОСКОПИИ: ПОСТРОЕНИЕ МОДИФИЦИРОВАННОЙ МАТРИЦЫ ИНФОРМАЦИИ ФИШЕРА

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь
a.mikhalychev@ifanbel.bas-net.by

Проблема дифракционного предела разрешения в микроскопии была сформулирована более столетия назад [1, 2]. Исходно количественное описание пространственного разрешения основывалось на визуальных критериях различимости мелких деталей объекта. Такой подход, однако, не учитывает влияние дробового шума на качество получаемых изображений, что привело к появлению более совершенных методов описания оптического разрешения на основе передачи фурье-комопонент [3]. Современное развитие субдифракционных методов микроскопии [4-7], использующих детектирование совпадений фотоотсчетов, статистический анализ флуктуирующих сигналов, сканирование с локализованным возбуждением флюорофоров и другие технически сложные методики, привело к необходимости рассмотрения изображений в качестве абстрактных наборов данных, содержащих информацию об объекте, а не его визуальных копий. Как следствие, потребовался и детальный пересмотр количественных мер достижимого пространственного разрешения [8].

Мощным математическим инструментом, позволяющим количественно описать информационное содержание изображений (в том числе полученных в результате сложной обработки измеренных данных) является информация Фишера [9], описывающая чувствительность измеренного сигнала к изменению параметров изучаемого объекта. Неравенство Крамера-Рао связывает информацию Фишера с погрешностями оценки параметров объекта и позволяет дать информационную трактовку пространственному разрешению как минимальному размеру деталей объекта, характеристики которых можно определить на основе измеренных данных с достаточной точностью [10-12].

Несмотря на активное и успешное применение классической и квантовой информации Фишера для теоретического исследования и оптимизации квантовой микроскопии, неравенство Крамера-Рао может не выполняться, если на параметры исследуемого объекта наложены ограничения (присутствует априорная информация о его характеристиках). В частности, погрешности оценки параметров, реализующиеся на практике, могут быть меньше теоретической нижней границы, найденной без учета таких ограничений [9, 13]. Причина такого расхождения заключается в предположении о несмещенности оценки, используемом при выводе неравенства Крамера-Рао, но, в общем случае, не выполняющемся при наличии априорной информации об объекте.

Целью настоящей работы является расширение практической применимости неравенства Крамера-Рао на многопараметрические задачи с ограничениями путем построения модифицированной матрицы информации Фишера [12]. Идея подхода

состоит в установлении соответствия между информацией Фишера и байесовским распределением вероятностей для параметров объекта, учетом априорных ограничений и обратным отображением апостериорных вероятностей на модифицированную матрицу информации Фишера. Применение стандартного неравенства Крамера-Рао к такой модифицированной матрице дает корректную оценку погрешностей с учетом наложенных ограничений. Разработанный метод позволяет, в частности объяснить и количественно описать увеличение разрешения, обусловленное физическими ограничениями на параметры объекта, экспериментально наблюдавшееся в работе [13]. Построение модифицированной матрицы информации Фишера позволяет также избежать аналога «рэлеевской катастрофы» - неограниченного роста предсказываемых погрешностей для локальных амплитуд пропускания вблизи темной области объекта, естественным образом обеспечивая регуляризацию значений с учетом физических ограничений.

[1] Abbe E. Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung // Archiv für mikroskopische Anatomie. – 1873. – Т. 9. – №. 1. – С. 413-468.
[2] Rayleigh. XXXI. Investigations in optics, with special reference to the spectroscope //The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. – 1879. – Т. 8. – №. 49. – С. 261-274.
[3] Rossmann K. Point spread-function, line spread-function, and modulation transfer function: tools for the study of imaging systems // Radiology. – 1969. – Т. 93. – №. 2. – С. 257-272.
[4] Shih Y. An introduction to quantum optics: photon and biphoton physics. – CRC press, 2020.
[5] Magana-Loaiza O. S., Boyd R. W. Quantum imaging and information // Reports on Progress in Physics. – 2019. – Т. 82. – №. 12. – С. 124401.
[6] Dertinger T. et al. Fast, background-free, 3D super-resolution optical fluctuation imaging (SOFI) // Proceedings of the National Academy of Sciences. – 2009. – Т. 106. – №. 52. – С. 22287-22292.
[7] Hell S. W., Wichmann J. Breaking the diffraction resolution limit by stimulated emission: stimulated-emission-depletion fluorescence microscopy // Optics Letters. – 1994. – Т. 19. – №. 11. – С. 780-782.
[8] Zhou S., Jiang L. Modern description of Rayleigh's criterion // Physical Review A. – 2019. – Т. 99. – №. 1. – С. 013808.
[9] Fisher R. A. Theory of statistical estimation // Mathematical proceedings of the Cambridge philosophical society. – Cambridge University Press, 1925. – Т. 22. – №. 5. – С. 700-725.
[10] Mikhalychev A. B. et al. Lost photon enhances superresolution // npj Quantum Information. – 2021. – Т. 7. – №. 1. – С. 125.
[11] Vlasenko S. et al. Optimal correlation order in superresolution optical fluctuation microscopy // Physical Review A. – 2020. – Т. 102. – №. 6. – С. 063507.
[12] Mikhalychev A. et al. Efficient estimation of error bounds for quantum multiparametric imaging with constraints // Physical Review A. – 2025. – Т. 111. – №. 3. – С. 032618.
[13] Mikhalychev A. B. et al. Efficiently reconstructing compound objects by quantum imaging with higher-order correlation functions // Communications Physics. – 2019. – Т. 2. – №. 1. – С. 134.

И. А. Пешко, А. Б. Михалычев, А.П. Низовцев, С.Я. Килин

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ЯДЕРНЫХ СПИНОВЫХ СЕТЯХ ^{13}C В АЛМАЗЕ

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь
i.peshko@dragon.bas-net.by

Кристаллы алмазов, обогащённые изотопом ^{13}C, представляют собой перспективную платформу для квантовых вычислений при комнатной температуре благодаря длинным временам когерентности и возможности интеграции их с NV-центрами, обеспечивающими инициализацию и оптическое считывание состояний [1,2]. В таких структурах трёхмерные сети ядерных спинов формируются непосредственно кристаллической решёткой. Возникает фундаментальный вопрос: можно ли за счёт анизотропии диполь-дипольного взаимодействия и симметрий, реализовать управляемую локализацию и перенос поляризации в реалистичных сетях ^{13}C?

Мы рассматриваем алмаз, в котором часть узлов решётки замещена изотопами ^{13}C со спином 1/2; ядерные спины взаимодействуют диполь-дипольным образом на фоне сильного однородного магнитного поля $\boldsymbol{B}$. Гамильтониан в секулярном приближении для такой системы имеет вид

$$\hat{\mathrm{H}} \approx \sum_i \omega_i \hat{\mathrm{I}}_i^z + \sum_{i<j} J_{ij}^{zz} \hat{\mathrm{I}}_i^z \hat{\mathrm{I}}_j^z + \sum_{i<j} J_{ij}^{\perp} (\hat{\mathrm{I}}_i^+ \hat{\mathrm{I}}_j^- + \hat{\mathrm{I}}_i^- \hat{\mathrm{I}}_j^+)$$

где ω_i — ядерные зеемановские частоты, а $J_{ij}^{zz}, J_{ij}^{\perp}$ — коэффициенты диполь-дипольного взаимодействия, зависящие от расстояния и ориентации пары спинов относительно $\boldsymbol{B}$. Для анализа переноса возбуждения сеть естественным образом разлагается на «источник» (один выделенный спин, на котором изначально локализована поляризация) и «бассейн» из остальных $N-1$ спинов. В подпространстве с одним возбуждением эффективное взаимодействие между источником и бассейном описывается оператором $\hat{V}_{eff} = \sum_{\mathrm{j}\in\mathrm{Bath}} \mathrm{J}_{\mathrm{sj}}^{\perp} \hat{\mathrm{I}}_{\mathrm{j}}^{+}$, и из стандартного теоретико-группового анализа следует правило отбора: ненулевая амплитуда перехода возникает только для тех собственных состояний бассейна, чьи неприводимые представления входят в разложение представления оператора $\hat{V}_{eff}$. Это приводит к существованию симметрийно-защищённых «темновых» состояний, полностью отвязанных от источника.

С помощью этого формализма можно проанализировать, спиновую сеть, естественно возникающую в алмазной решётке: тетраэдрический пентамер (один центральный и четыре ближайших соседа). Для такой сети, при вычитании источника и выборе магнитного поля вдоль оси «источник–центр», симметрия бассейна описывается группой C_{3v}, а подпространство с одним возбуждением бассейна разлагается как $2A_1 \oplus E$. Эффективный оператор $\hat{V}_{eff}$ трансформируется по тривиальному представлению A_1, так что источник оказываются связан только с двумя состояниями бассейна, тогда как два состояния представления E, построенные из антисимметричных суперпозиций периферийных спинов, являются симметрийно-защищёнными тёмновыми состояниями

и не участвуют в динамике. Что примечательно, изменяя направление магнитного поля мы нарушаем симметрию системы, тогда все собственные состояния бассейна становятся связанными с источником.

Численное решение уравнения Шрёдингера для такой сети ^{13}C подтверждает картину, предсказанную групповым анализом. На рисунке 1(а) показана эволюция «населённостей» отдельных спинов $n_i(t) = 1/2 \; - \langle \hat{I}_z^i(t) \rangle$ во времени при начальной локализации возбуждения на одном периферийном спине и оптимальной ориентации поля. В случае тетраэдрического пентамера среднее по времени значение $n_1(t)$ для исходного спина превышает 0.8, тогда как остальные спины приобретают лишь небольшую долю возбуждения, что свидетельствует о частичной локализации за счёт недоступности тёмных состояний представления E. На рисунке 1(б) показана эволюция поляризации для системы «кольцо+хвост». В этом случае локализация на хвосте превышает 0.95.

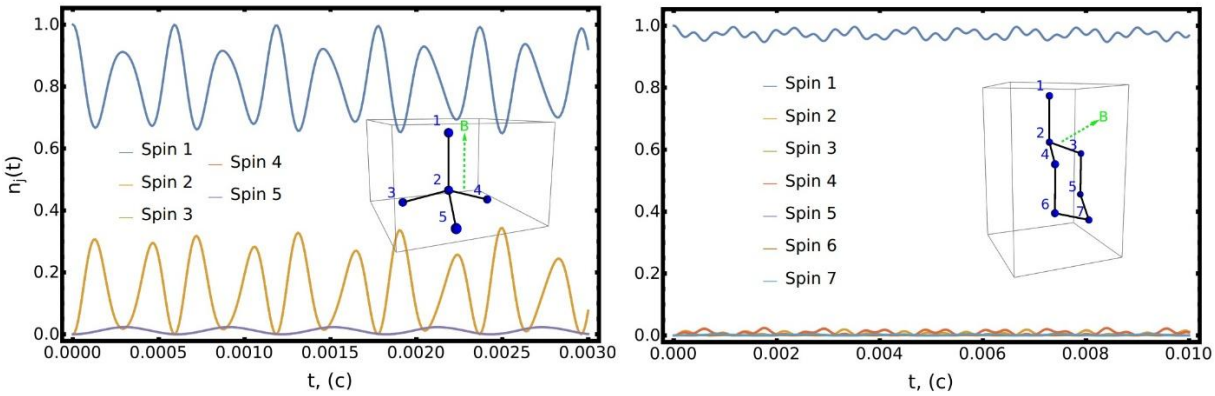


Рисунок 1. Динамика поляризации в конечных сетях ^{13}C: слева — тетраэдрический пентамер, справа — конфигурация «кольцо+хвост». Показаны населённости $n_i(t)$ при начальном возбуждении “Spin 1” и оптимальной ориентации магнитного поля $\boldsymbol{B}$; вставки иллюстрируют геометрию сети и направление $\boldsymbol{B}$.

Полученные результаты демонстрируют, что симметрийно-защищённые тёмновые состояния и анизотропия диполь-дипольного взаимодействия позволяют управлять локализацией. Этот эффект оказываются существенным не только в малых кластерах, но и в протяжённых изотопно-инженерных структурах [3]: обобщение модели на двумерные и квазидвумерные слои ^{13}C у изотопного интерфейса ^{12}C–^{13}C показывает, что аналогичные симметрийно-защищённые моды играют важную роль в динамике ядерной поляризации, инициируемой NV-центрами, и могут приводить к устойчивой локализации поляризации вблизи интерфейса.

[1] J. Wrachtrup, S. Y. Kilin, A. P. Nizovtsev, Quantum computation using the ^{13}C nuclear spins near the single NV defect center in diamond, Optics and Spectroscopy 91, 429 (2001).
[2] G. Balasubramanian et al., Ultralong spin coherence time in isotopically engineered diamond, Nature Materials 8, 383 (2009).
[3] P. J. Vetter et al., Room-temperature quantum simulation with atomically thin nuclear spin layers in diamond (2025), arXiv:2510.27374.

УДК 535.14

С. В. Михалычева, А. Б. Михалычев, Д. С. Могилевцев

ЭМУЛЯЦИЯ КВАНТОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СМЕСЕЙ КОГЕРЕНТНЫХ СОСТОЯНИЙ

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь
svetlana.vlasenko@ifanbel.bas-net.by

Известно, что операторы плотности могут быть разложены по когерентным состояниям [1]. Более того, даже небольшое число когерентных состояний может обеспечить достаточно точное представление многих типичных квантовых состояний [2]. Такое разложение продемонстрировало свою полезность в квантовой томографии и позволило избежать калибровки детекторов [3]. Томография обычно работает с неизвестным состоянием, которое необходимо реконструировать, используя результаты измерений. Здесь мы решаем противоположную задачу: используя известное, но недоступное состояние, необходимо воспроизвести (эмулировать) с его помощью результаты измерений. Поскольку состояние известно, представление может быть эффективно оптимизировано, что позволяет использовать лишь небольшой набор когерентных состояний для его разложения.

Суть предлагаемого метода эмуляции [4] заключается в представлении квантового состояния ρ_{true}, подлежащего эмуляции, как смеси зондирующих состояний ρ_j (обычно, проекторов когерентных состояний $\rho_j = |\alpha_j\rangle\langle\alpha_j|$):

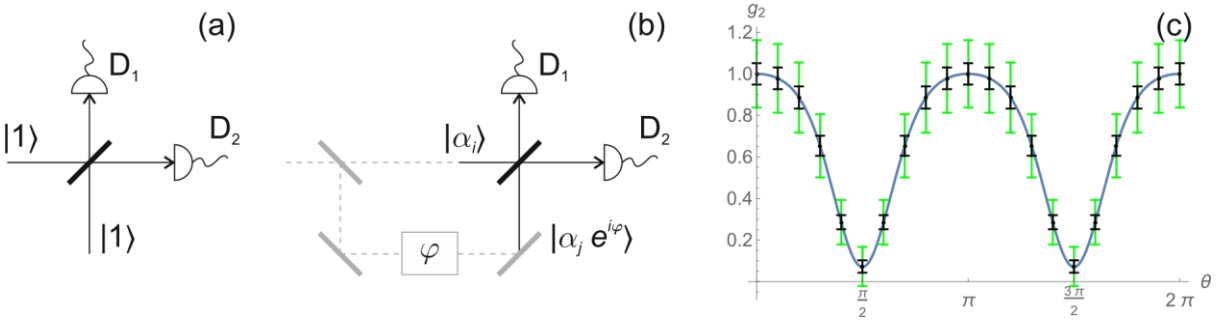
$$\rho_{true} \approx \rho = \sum_j c_j \rho_j, \qquad \sum_j c_j = 1. \tag{1}$$

Для неклассического состояния ρ такое представление обязательно включает по крайней мере один отрицательный коэффициент c_j и не может быть интерпретировано как выборка состояний ρ_j с вероятностями c_j . Это ограничение можно преодолеть, кодируя и передавая информацию о знаке отдельно с помощью дополнительной степени свободы (вспомогательного квантового объекта в двух взаимно ортогональных и, следовательно, классически различимых состояниях $|+\rangle$ и $|-\rangle$). Пробные (когерентные) состояния случайным образом выбираются из построенного набора с вероятностями $p_j \propto |c_j|$. Кроме того, они помечаются состоянием вспомогательного объекта $|\pm\rangle$ в соответствии со знаком их веса. Для эмуляции измерения наблюдаемой O необходимо ввести наблюдаемую $A \propto |+\rangle\langle+| - |-\rangle\langle-|$ над вспомогательной частицей и выполнить совместное измерение наблюдаемой $O \otimes A$. Подобная процедура обеспечивает те же ожидаемые значения для эмулируемого эксперимента, что и для эксперимента с исходным начальным состоянием. Таким образом, даже не имея самого квантового состояния, мы можем воспроизвести (эмулировать) результаты измерений с его помощью.

Показано, что предложенный подход способен точно эмулировать эксперименты с однофотонными, двухфотонными и даже перепутанными (NOON) квантовыми состояниями, используя конечный набор усредненных по фазе когерентных состояний.

Точность построенных таким образом представлений для однофотонного состояния превышает 0,9996.

В данном исследовании мы применяем разработанное разложение для эмуляции эффекта Хонга-Оу-Манделя (рис. 1a,b) и интерферометрического измерения фазы для состояний NOON (рис. 1c). Схемы эмуляции могут быть реализованы экспериментально с использованием всего лишь набора простых оптических устройств, таких как светоделители и фазовращатели . На рис. 1c показаны результаты моделирования оценки фазы с помощью состояния NOON для $N = 2$, а также шум выборки, вносимый процедурой эмуляции.



(а) Схема наблюдения эффекта Хонга-Оу-Манделя с помощью одиночного фотона и (б) установка для его классической эмуляции. (в) Зависимость нормированных скоростей совпадений $g_2(\theta)$ от измеренного фазового сдвига θ для эмулированного состояния NOON с $N = 2$: ожидаемое значение (сплошная линия) и стандартные отклонения для эмуляции с 3×10^7 (зеленые столбцы) и 3×10^8 (черные столбцы) повторениями.

Рисунок 1 – Результаты моделирования оценки фазы

Процедура эмуляции может быть весьма полезна для эмуляции эффектов с яркими неклассическими состояниями. Когда необходимо проводить эксперименты с использованием состояний с большим числом фотонов, можно генерировать только специальные классы таких состояний. В этом случае возможность эмуляции таких экспериментов может помочь преодолеть эти трудности. Мы демонстрируем эмуляцию эффектов, характерных для ярких субпуассоновских состояний, в частности, «коллапсов» и «возрождений» для двухуровневой системы в модели Джейнса-Каммингса. Эмуляция обеспечивает хорошее совпадение с поведением реальных субпуассоновских состояний. Однако, если ограничиться разумным числом зондирующих состояний и повторений измерений, достижимые значения Q ограничены снизу значением $Q \gtrsim -0.5$.

[1] R. J. Glauber, Coherent and incoherent states of the radiation field. Phys. Rev, 131(6), 2766(1963).
[2] V. Reut, A. Mikhalychev, and D. Mogilevtsev, Data-pattern tomography of entangled states. Physical Review A, 95(1), 012123(2017).
[3] J. Rehacek, D. Mogilevtsev, and Z. Hradil, Operational tomography: fitting of data patterns. Phys. Rev. Lett., 105(1), 010402(2010).
[4] A. Mikhalychev, Y.S. Teo, H. Jeong, A. Stefanov, and D. Mogilevtsev, Emulation of quantum measurements with mixtures of coherent states. Phys. Rev. A, 105(5), 052206 (2022).

УДК 535.3

Д.С. Филимоненко[1], А.П. Низовцев[1], С.Я. Килин[1]

АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА КРОСС-РЕЛАКСАЦИОННОГО РЕЗОНАНСА В НУЛЕВОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ (ZFLAC) В АНСАМБЛЕ NV-ЦЕНТРОВ В АЛМАЗЕ И ЕЕ ЗАВИСИМОСТЬ ОТ МОЩНОСТИ ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКИ

[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь*
d.filimonenko@ifanbel.bas-net.by

Центры азот-вакансия (NV-центры) в алмазе являются перспективной платформой для квантовых сенсоров магнитного поля, сочетающей высокую чувствительность и возможность работы при комнатной температуре [1]. Ключевым параметром, определяющим быстродействие таких сенсоров, является частотная характеристика отклика люминесценции на изменение магнитного поля. В настоящей работе исследована зависимость кросс-релаксационного резонанса в нулевом магнитном поле (ZFLAC) в ансамбле NV-центров от частоты модуляции магнитного поля и влияние мощности лазерной накачки на динамические характеристики системы. ZFLAC представляет значительный интерес для магнитометрии, поскольку позволяет детектировать магнитные поля вблизи нулевого значения. Для успешного применения ZFLAC в магнитометрии критически важна оптимизация мощности оптической накачки, определяющей амплитуду резонансного сигнала. Кроме того, для детектирования переменных магнитных полей необходимо исследование амплитудно-частотной характеристики резонанса, которая определяет полосу пропускания сенсора.

Экспериментальное исследование выявило существенно нелинейный характер зависимости амплитуды ZFLAC от интенсивности лазерного излучения I (рис. 1 а, б): квадратичный рост в области малых интенсивностей (<25 мВт) сменяется линейным участком (25–50 мВт) и насыщением при I > 50 мВт. Такое поведение объясняется тем, что для эффективной кросс-релаксации между группами NV-центров необходима асимметрия в их спиновых состояниях. Линейно-поляризованное излучение создает разность в степенях спиновой поляризации ΔP различных ориентационных групп. При малых мощностях как ΔP, так и общее число люминесцирующих центров пропорциональны интенсивности накачки, что приводит к квадратичной зависимости. С ростом интенсивности разность поляризаций достигает насыщения, затем начинает уменьшаться из-за выравнивания населенностей эффективно и неэффективно возбуждаемых групп, что объясняет наблюдаемый выход на плато.

Исследование зависимости амплитуды ZFLAC от частоты модуляции магнитного поля f_m (рис. 1 в) показало резкий спад сигнала в области низких частот (< 1 кГц) с последующей стабилизацией на высоких частотах. Важной особенностью является зависимость крутизны спада и частоты среза от интенсивности лазерной накачки. Как видно из рисунка 1 г, частота среза, при которой амплитуда уменьшается в $\sqrt{2}$ раз, демонстрирует линейный рост с увеличением мощности накачки, что говорит о расширении эффективной полосы пропускания системы. Полученная частотная

зависимость описывается моделью, учитывающей два процесса релаксации с существенно различающимися временными масштабами. Быстрая компонента (наносекундный диапазон) обусловлена непосредственным изменением вероятностей безызлучательных переходов в оптическом цикле возбуждения и определяет высокочастотный предел детектирования. Медленная компонента (миллисекундный диапазон) связана с динамикой спиновой поляризации в основном состоянии и характеризуется временем спин-решеточной релаксации T_1. Наблюдаемый линейный рост частоты среза с увеличением мощности накачки объясняется ускорением установления спинового равновесия благодаря увеличению скорости оптической накачки, что приводит к уменьшению эффективного времени релаксации системы.

Таким образом, полученные результаты демонстрируют, что частотный диапазон, где находится область оптимального детектирования переменных магнитных полей, характеризующаяся максимальным отношением сигнал-шум, ограничена сверху эффективным временем спиновой релаксации, которое зависит как от времени спин-решеточной релаксации T_1, так и от интенсивности лазерной накачки. При этом увеличение интенсивности накачки для расширения эффективной полосы ограничено снижением контраста ZFLAC.

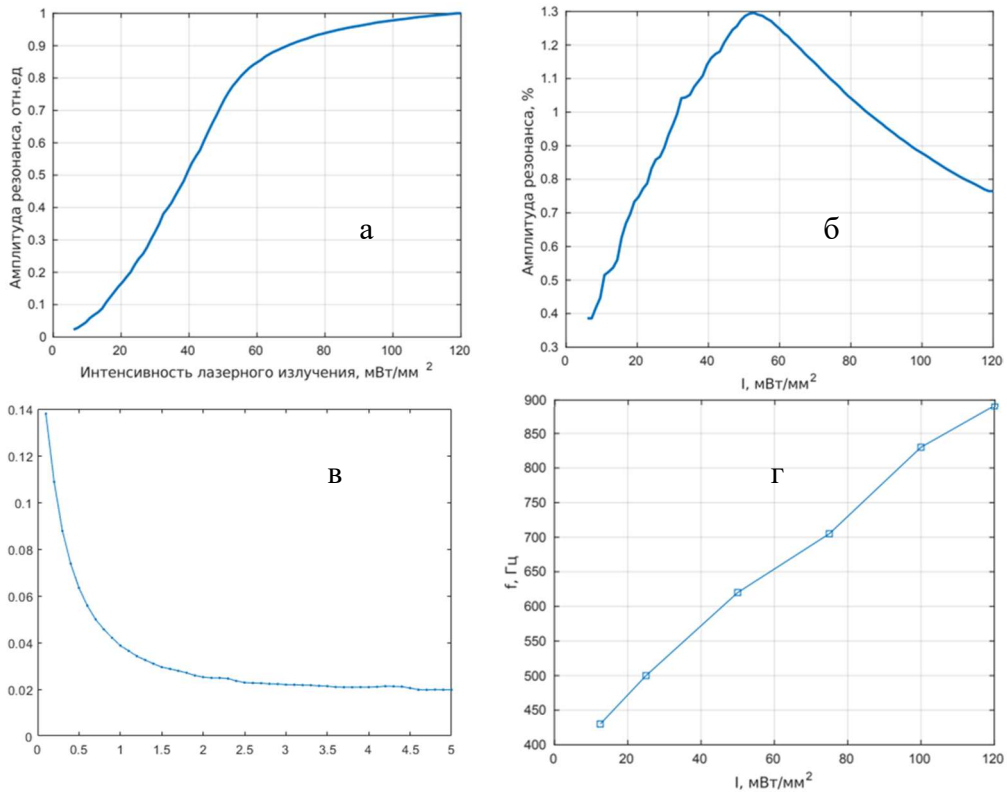


Рис. 1. Зависимость абсолютной (а) и относительной (б) (нормированной на общую интенсивность люминесценции образца) величины ZFLAC от интенсивности лазерной накачки; зависимость амплитуды ZFLAC от частоты модуляции магнитного поля; г - зависимость частоты среза от мощности лазерной накачки

[1] Mallik A. Engineering Applications of Diamond. — Rijeka :IntechOpen, 2021. — P. 120.

УДК 535.232.61

В.В. Малютина-Бронская, С. А. Сорока

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ КРЕМНИЕВЫХ ФОТОУМНОЖИТЕЛЕЙ

Государственное научно-производственное объединение «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника», пр. Независимости, 68-1, 220072 Минск, Беларусь
malyutina@oelt.basnet.by

Кремниевые высокочувствительные мультипиксельные лавинные фотодиоды или кремниевые фотоумножители (Si-ФЭУ) представляют из себя матрицу параллельно включенных лавинных фотодиодов, работающих в гейгеровском режиме. Коэффициент усиления Si-ФЭУ достигает величины 10^6 и более раз, а абсолютная спектральная чувствительность в диапазоне длин волн оптического излучения 300 – 1000 нм достигает величины 10^5 А/Вт. Приборы с такими характеристиками являются весьма перспективными оптоэлектронными приборами для тех применений, где требуется обнаружение света очень низкой интенсивности (вплоть до обнаружения единичных фотонов). Основными фотоэлектрическими характеристиками Si-ФЭУ являются абсолютная спектральной чувствительности (S_λ) и эффективность регистрации фотонов (*PDE*). Стандартный метод измерения фотоэлектрических характеристик кремниевых фотоприемников предполагает разделение светового потока от монохроматического источника света между измеряемым и калиброванным фотодиодом, который используется для определения абсолютного количества света, попадающего на исследуемый фотоприемник. Основные технические трудности современных методик измерения S_λ и *PDE:* спектральная чувствительность Si-ФЭУ на 5 – 6 порядков выше спектральной чувствительности калиброванного фотодиода, использование импульсного оптического излучения от лазерного диода требует довольно сложного измерительного оборудования и малое расстояние между апертурной диафрагмой и исследуемым Si-ФЭУ требует точного позиционирования Si-ФЭУ относительно центра апертурной диафрагмы [1]. Целью данной работы была разработка простой методики измерения S_λ и *PDE*, свободной от вышеописанных недостатков.

Для измерений S_λ и *PDE* кремниевых фотоумножителей используется измерительная установка, блок схема которой приведена на рисунке 1. В качестве и источника питания и измерителя тока Si-ФЭУ используется электрометр Keithley 6517B. В качестве измерителя мощности оптического излучения используется измеритель мощности BIM 7102U (BroLight). Отверстие оптического аттенюатора диаметром 2 мм расположено непосредственно на выходе оптического излучения из сферы, а исследуемый фотоприёмник расположен на расстоянии 140 мм от отверстия оптического аттенюатора, что позволяет обеспечить высокую равномерность светового потока в плоскости исследуемого Si-ФЭУ, что существенно упрощает центрирование измеряемого прибора. В качестве источников излучения используются полупроводниковые лазеры с длиной волны от 405 до 1064 нм и мощностью излучения 2 мВт, входящие в состав мультиспектрального источника излучения. Излучение выбранной длины волны от лазерного источника излучения (1) через оптическое волокно

вводится в интегрирующую сферу диаметром 100 мм (2). Свет, многократно отразившись от стенок интегрирующей сферы, попадает на датчик измерителя мощности оптического излучения (5) и через оптический аттенюатор (7) попадает на измеряемый Si-ФЭУ (3). Сигнал с измерителя мощности оптического излучения обрабатывается персональным компьютером (6). Источник – измеритель (4) обеспечивает подачу напряжения на измеряемый Si-ФЭУ и проводит измерение тока с него.

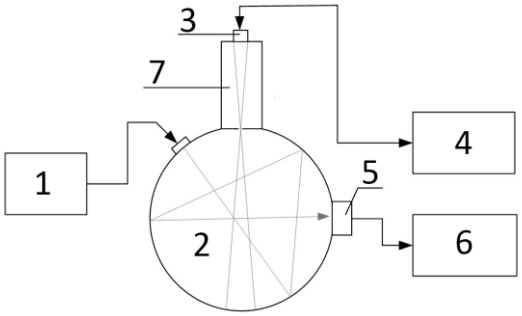


Рисунок 1. Блок-схема измерения S_λ и *PDE* высокочувствительных мультипиксельных лавинных фотодиодов

Перед проведением процесса измерения проводится измерение коэффициента ослабления мощности светового потока оптическим аттенюатором. Для этого сначала проводится измерение мощности светового потока в измерительном порту (5), затем датчик устанавливается на позицию исследуемого Si-ФЭУ после оптического аттенюатора.

Отношение этих мощностей дает коэффициент ослабления оптического излучения аттенюатором. Эффективность регистрации фотонов PDE для данной длины волны по формуле (1), а спектральная чувствительность Si-ФЭУ определяется по формуле (2):

$$PDE = \frac{N_{\text{фэ}}}{N_{\text{ф}}} \times 100\%, \quad (1) \qquad S(\lambda)_{\text{мп лфд}} = \frac{I_{\text{лфд}} \times S_{\text{лфд}}}{P_{\text{э}} \times K_{\text{осл}} \times S_{\text{э}}} \quad (2)$$

где $N_{\text{ф}}$ – количество фотонов, поступивших на фотоумножитель, $N_{\text{фэ}}$ – количество фотоэлектронов образовавшихся в фотоумножителе, $I_{\text{лфд}}$ – фототок кремниевого фотоумножителя, $S_{\text{лфд}}$ – площадь фоточувствительной поверхности Si-ФЭУ, Pэ – мощность, регистрируемая эталонным фотоприемником, $K_{\text{осл}}$ – коэффициент ослабления оптического аттенюатора, $S_{\text{э}}$ – площадь фоточувствительной поверхности эталонного фотоприемника.

$$N_{\text{ф}} = \frac{P_{\text{э}} \times \lambda \times S_{\text{лфд}}}{h \times c \times K_{\text{осл}} \times S_{\text{э}}} \ [1/\text{сек}], \qquad N_{\text{фэ}} = \frac{I_{\text{лфд}}}{e \times G} \ [1/\text{сек}],$$

где $I_{\text{лфд}} = I_{\text{обш}} - I_0$ – фототок Si-ФЭУ, e – заряд электрона, G – коэффициент усиления кремниевого фотоумножителя, h – постоянная Планка, c – скорость света, Pэ – мощность, регистрируемая эталонным фотоприемником, $K_{\text{осл}}$ – коэффициент ослабления оптического аттенюатора, $S_{\text{лфд}}$ – площадь фоточувствительной поверхности кремниевого фотоумножителя, $S_{\text{э}}$ – площадь фоточувствительной поверхности эталонного фотоприемника.

Данная методика разрабатывалась и использовалась для исследования опытных образцов Si-ФЭУ с размером единичной ячейки 50x50 мкм и площадью светочувствительной области 1 или 3 мм^2 производства ОАО «ИНТЕГРАЛ».

[1] Characterization studies of silicon photomultipliers/ Patrick Eckert et. al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2010. – Vol. 620, I. 2 – 3.– P. 217 – 226.

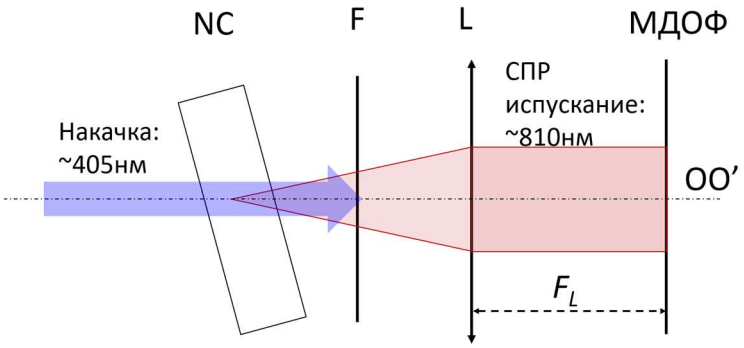
УДК 53

В. С. Старовойтов, Д. С. Могилевцев, С. Я. Килин

РЕГИСТРАЦИЯ ФОТОННЫХ ПАР В ДАЛЬНЕЙ ЗОНЕ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь
vladstar@dragon.bas-net.by

Спонтанное параметрическое рассеяние (СПР/SPDC) — нелинейный оптический процесс рассеяния фотонов накачки на пары фотонов, суммарные энергия и импульс которых равны энергии и импульсу фотона накачки. В докладе представлены результаты эксперимента по регистрации таких бифотонов путем измерения пространственной и временной корреляции между отсчетами матрицы однофотонных детекторов (МДОФ).



Источник накачки СПР – одномодовый диодный лазер, генерирующий непрерывное коллимированное излучение (λ ~ 405 нм) мощностью ~ 100 мВт. Накачка преобразуется в результате СПР 1-го типа при коллинеарной ориентации нелинейного кристалла NC (β-BaB_2O_4, толщина – 3 мм) в бифотоны сигнального и холостого излучения с длинами волн ~ 810 нм. В дальней зоне рассеиваемые бифотоны пространственно разделяются: в фокальной плоскости (ФП) линзы L (фокус F_L=37 мм) фотоны из пар локализованы центрально-симметрично друг к другу с центром симметрии, лежащем на пересечении оптической оси OO' с ФП.

СПР фотоны детектируются МДОФ (32×32=1024 пикселя с шагом 44.5 мкм), расположенной в ФП линзы L, при многократной экспозиции (т.е. кадра) фиксированной длительности ~22 нс. События детектирования (отсчеты) для отдельного кадра представлены в формате «разреженной матрицы» как распределение отсчетов $P_k[\tau]$ по пикселям с номером k ($k \in \{1,\dots,1024\}$) и временным бинам τ ($\tau \in \{0,\dots,\tau_{Max}\}$ с длительностью бина ~ 0.2 нс). Величина $P_k[\tau]$ принимает значение 1 (для бина $\tau = \tau^*$, при котором зарегистрирован отсчет k-го пикселя), или 0 (для всех остальных бинов).

Корреляционная связь между отсчетами пикселей k и m оценивается путем усреднения $\overline{(\dots)}$ по реализациям кадров с помощью двух величин: распределения числа совпадений между зарегистрированными отсчетами

$$G_{km}^{(2)}[\Delta\tau] = \overline{(P_k \star P_m)[\Delta\tau]}$$

и распределения совпадений между теми же отсчетами при условии отсутствия корреляции между ними (т.н. «некоррелированного фона»)

$$G_{km}^{(2,NonCorr)}[\Delta\tau] = (\overline{P_k} \star \overline{P_m})[\Delta\tau].$$

Оператор $(a \star b)[\Delta\tau]$ означает кросс-корреляцию между дискретными временными последовательностями $a[\tau]$ и $b[\tau]$ с задержкой $\Delta\tau$. Пространственная корреляция между отсчетами определяется разностью $\Delta G_{km} = \sum_{\Delta\tau}\left(G_{km}^{(2)}[\Delta\tau] - G_{km}^{(2,NonCorr)}[\Delta\tau]\right)$, где суммирование по $\Delta\tau$ выполняется для всех значений из $[-\tau_{Max}, \tau_{Max}]$. При фиксированном $k = k^*$, распределение ΔG_{k^*m} по пикселям m описывает парную корреляцию между отсчетами отдельного «пробного» пикселя k^* и отсчетами других пикселей МДОФ. При изучении временной корреляции анализируется зависимость $G_{km}^{(2)}[\Delta\tau]$ и $G_{km}^{(2,NonCorr)}[\Delta\tau]$ от задержки $\Delta\tau$ для фиксированных пикселей k и m.

В измерениях среднее число темновых отсчетов на 1 кадр для всех пикселей МДОФ составляло ~0.5. Среднее число детектированных фотоотсчетов для 1 кадра и всей МДОФ зависело от используемого фильтра F и лежало в диапазоне от ~ 0.5 до ~ 2. Результаты измерений (типичные распределения ΔG_{k^*m}, $G_{km}^{(2)}[\Delta\tau]$ и $G_{km}^{(2,NonCorr)}[\Delta\tau]$, полученные путем усреднения за ~ 20 мин) представлены на Рисунке 1.

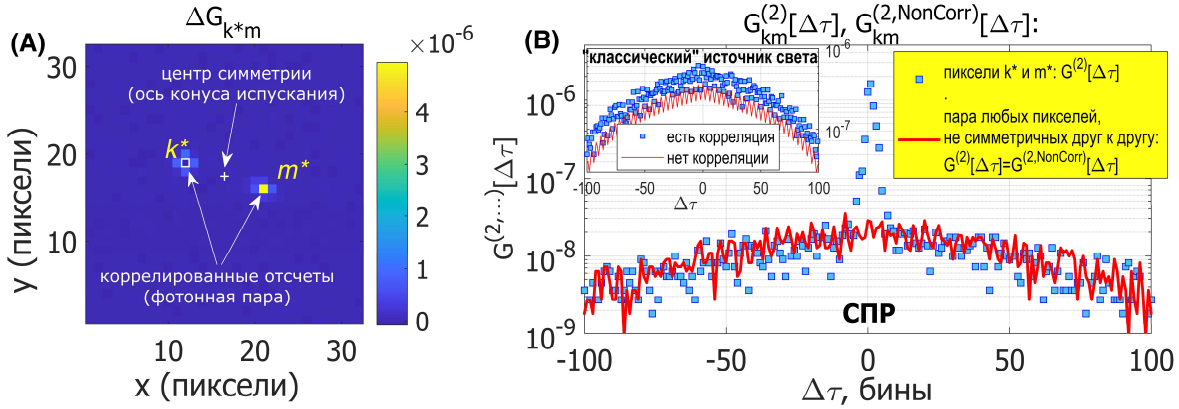


Рисунок 1. **(A)** Пространственные корреляции между отсчетами. Распределение ΔG_{k^*m} проявляет заметную корреляционную связь между отсчетами произвольно выбранного «пробного» пикселя k^* и отдельного пикселя m^*. При варьировании положения «пробного» пикселя характер распределения ΔG_{k^*m} не меняется: каждый «пробный» пиксель связан корреляцией с одним отдельным пикселем. Все пары связанных корреляцией пикселей $k^* - m^*$, независимо от k^* или m^*, имеют общий центр симметрии, лежащий вблизи пересечения оптической оси OO' с поверхностью МДОФ. **(B)** Временная корреляция между отсчетами для пары пикселей. Для пикселей k^* и m^*, связанных пространственной корреляцией, распределение $G_{km}^{(2)}[\Delta\tau]$ (голубые квадраты) имеет ярко выраженный пик с шириной ~1 бин. Для всех пар пикселей, не связанных пространственной корреляцией, распределение $G_{km}^{(2)}[\Delta\tau]$ совпадает с «некоррелированным фоном» $G_{km}^{(2,NonCorr)}[\Delta\tau]$ (красная линия). Верхняя врезка показывает распределения $G_{km}^{(2)}[\Delta\tau]$ и $G_{km}^{(2,NonCorr)}[\Delta\tau]$, типичные для псевдо-теплового «классического» источника коррелированного света.

Согласно результатам измерений, МДОФ (несмотря на темновые отсчеты и аппаратные кросс-корреляции между пикселями) позволяет надежно регистрировать фотонные пары СПР в пространственно-временных областях дальней зоны поля рассеяния. Зарегистрированные корреляции позволяют использовать представленную оптическую схему СПР для разнообразных экспериментов с бифотонами.

УДК 621.373.8

А. А. Смоляков[1], В. Н. Чижевский[1]

ВРЕМЕННАЯ ПРИЗРАЧНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ С VCSEL-ИСТОЧНИКОМ УПРАВЛЯЕМОГО ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*
smoluakovadam@gmail.com

Временная призрачная визуализация (ВПВ) представляет собой корреляционный метод визуализации, использующий корреляции второго порядка между двумя оптическими полями для восстановления временных объектов за пределами полосы пропускания прямого детектирования [1]. В вычислительной ВПВ (ВВПВ), опорное оптическое поле заменяется известным модуляционным сигналом, коррелированным с регистрируемым сигналом. Данные подходы нашли применение в различных задачах, включая восстановления временных сигналов и квантовые коммуникации [2], [3]. Качество восстановления существенно зависит от статистических свойств источника.

В данной работе представлена схемы ВВПВ с использованием недавно разработанного источника псевдотеплового света на базе VCSEL-лазера с управляемой шумовой модуляцией тока накачки [4]. Быстрая динамика VCSEL обеспечивает эффективную передачу статистических свойств шума в флуктуации интенсивности излучения, с возможностью регулировки временных корреляций.

Временной объект представлял собой бинарные последовательности импульсов общей длительностью 16 мкс (рис. 1А), восстановление осуществлялось методом ВВПВ путем усреднения по 25 000 реализациям. Сигнальная последовательность генерировалась на компьютере и загружалась в генератор произвольных сигналов (В-331), далее подавалась на электрооптический модулятор (EO AM-NR-C Thorlabs), регистрировалась фотодетектором с полосой пропускания, ограничивающей прямое измерение объекта и поступала на первый канал осциллографа. Шумовой модуляционный сигнал подавался на лазер и через сплиттер Mini-Circuits ZFRSC-42 поступал канал второй осциллографа для последующего вычисления корреляций.

Исследовано влияние статистики шума, подаваемого на VCSEL-источник, на качество восстановления в схеме ВВПВ (рис. 1В-Г). Рассматривались четыре вида шума: гауссовский, экспоненциальный, равномерный и тепловой. Установлено, что качество восстановления слабо зависит от типа шума: коэффициент корреляции Пирсона между восстановленным и опорным сигналом для всех исследованных шумов находился в диапазоне 0.79–0.83, что, вероятно, связано с характером отклика VCSEL-лазера на на шумовую модуляцию. При этом в исследованном диапазоне полосы частот наблюдалось увеличение амплитуды восстановленного сигнала при сужении полосы шума. Для дальнейших экспериментов использовался гауссовский шум.

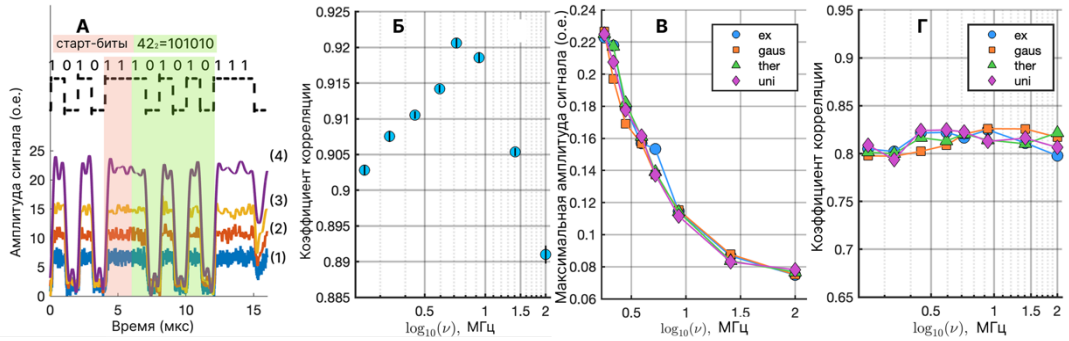


Рисунок 1 – (А) Восстановленные временные сигналы для различных полос шума: 100 МГц (1), 8.5 МГц (2), 3.9 МГц (3) и 1.8 МГц (4). (Б) Зависимость коэффициента корреляции Пирсона между восстановленным и опорным сигналами от полосы шума ν (логарифмическая шкала); тонкие чёрные линии соответствуют погрешностям измерений. (В) Максимальная амплитуда восстановленного сигнала в зависимости от полосы шума для различных типов шумов: экспоненциальный (кружки), гауссовский (квадраты), тепловой (треугольники) и равномерный (ромбы). (Г) Зависимость коэффициента корреляции Пирсона между восстановленным и опорным сигналами от полосы шума для различных типов шумов.

Показано, что полоса шума, подаваемого на VCSEL, оказывает влияние на качество восстановления (рис. 1А-Б). Коэффициент корреляции Пирсона достигает максимума при оптимальной полосе порядка 4 МГц для заданного временного объекта.

В заключение экспериментально продемонстрирована ВВПВ с использованием управляемого VCSEL-источника псевдотеплового излучения. Управление временными корреляционными свойствами источника позволяет оптимизировать качество восстановления. Метод ВВПВ обеспечивает надежное восстановление временных сигналов даже в условиях ограниченной полосы пропускания детектирования, что подчеркивает потенциал данного подхода для задач восстановления сигналов.

[1] Erkmen B. I., Shapiro J. H. Ghost imaging: from quantum to classical to computational //Advances in Optics and Photonics. – 2010. – Т. 2. – №. 4. – С. 405-450.

[2] Ryczkowski P. et al. Magnified time-domain ghost imaging //APL Photonics. – 2017. – Т. 2. – №. 4.

[3] Chen X. et al. Computational temporal ghost imaging for long-distance underwater wireless optical communication //Optics Letters. – 2021. – Т. 46. – №. 8. – С. 1938-1941.

[4] Chizhevsky V. N. et al. Versatile VCSEL source of thermal and super-thermal light //Optics Letters. – 2024. – Т. 49. – №. 21. – С. 6245-6248.

УДК 621.315.592

В. Г. Баев[1], А. А. Бринь[1], О. В. Игнатенко[2], В. Н. Казючиц[3],
Н. М. Казючиц[3], А. В. Коновалова[2], А. В. Мазаник[1*], И. Э. Ныров[2],
А. А. Подобед[3], М. С. Русецкий[3], И. А. Свито[1,3]

ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ АЛМАЗА ДЛЯ ЭЛЕКТРОНИКИ: ВОЗМОЖНОСТИ И ОГРАНИЧЕНИЯ

[1] Институт энергетики НАН Беларуси,
ул. Академическая 15/2, 220072 Минск, Беларусь, mazanikalexander@gmail.com
[2] ГНПО «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению»
[3] Белорусский государственный университет

Алмаз успешно применяется для создания детекторов УФ и ионизирующих излучений, бетавольтаических преобразователей. Работа этих устройств основана на генерации неравновесных носителей заряда и их разделении электрическим полем, что выдвигает повышенные требования к качеству материала. Были исследованы пластины алмаза, выращенного методом CVD различными производителями из Китая, и методом HPHT в России. Ниже представлены возможности различных спектральных методов анализа (поглощение в УФ-видимом и ИК спектральных диапазонах, комбинационное рассеяние света (КРС), фото- (ФЛ) и катодолюминесценция (КЛ), фотопроводимость (ФП)) для оценки пригодности алмазов в электронном приборостроении.

Все исследованные пластины характеризуются резким краем фундаментального поглощения (рис. 1а). Для CVD пластины типа 1 в области длин волн менее 450 нм наблюдается уменьшение пропускания с минимум при 270 нм, что указывает на присутствие в решетке атомов азота в С-форме. Для CVD пластины типа 2 и HPHT пластины такое поглощение практически полностью отсутствует. Концентрация азота в С-форме была оценена как 2–4 ppm для CVD алмазов типа 1 и менее 1 ppm для CVD алмазов типа 2 и HPHT алмазов. Присутствие азота в таких количествах практически не проявляется в ИК спектрах поглощения.

Ширина однофононной линии на половине высоты (FWHM) в спектрах КРС характеризует «качество» кристаллической решетки алмаза. В нашем случае FWHM для всех исследованных пластин лежит в интервале от 1,6 до 1,7 $см^{-1}$ и соответствует алмазам высокого структурного совершенства. Для оценки примесно-дефектного состава алмазов используют отношение интенсивности ФЛ, связанной с азот-вакансионными (NV) центрами, к интенсивности однофононной линии КРС. Спектры ФЛ (рис. 1б) демонстрируют существенное различие интенсивности сигнала, связанного с NV-центрами, относительно однофононной линии КРС. CVD алмазы типа 2 и HPHT алмазы не проявляют ФЛ при возбуждении лазерным излучением 532 нм, что качественно согласуется с их спектрами пропускания.

Спектры КЛ (энергия электронов 10 кэВ, спектральное разрешение 0,2 нм) регистрировали при температуре жидкого азота (рис. 1в). Коротковолновая область спектров содержит линии излучения свободных экситонов (FE) с участием поперечных акустических и оптических фононов. В области бо́льших длин волн доминирует линия

575 нм, соответствующая центру NV^0. Линии других дефектных центров при 467 нм и 533 нм характерны только для CVD алмазов. Отношение интенсивности линий, связанных с дефектами, к интенсивности линий FE существенно различается для образцов различных типов. Для CVD пластин типа 2 и HPHT пластин это отношение минимально, тогда как для CVD пластин типа 1 оно на порядки больше.

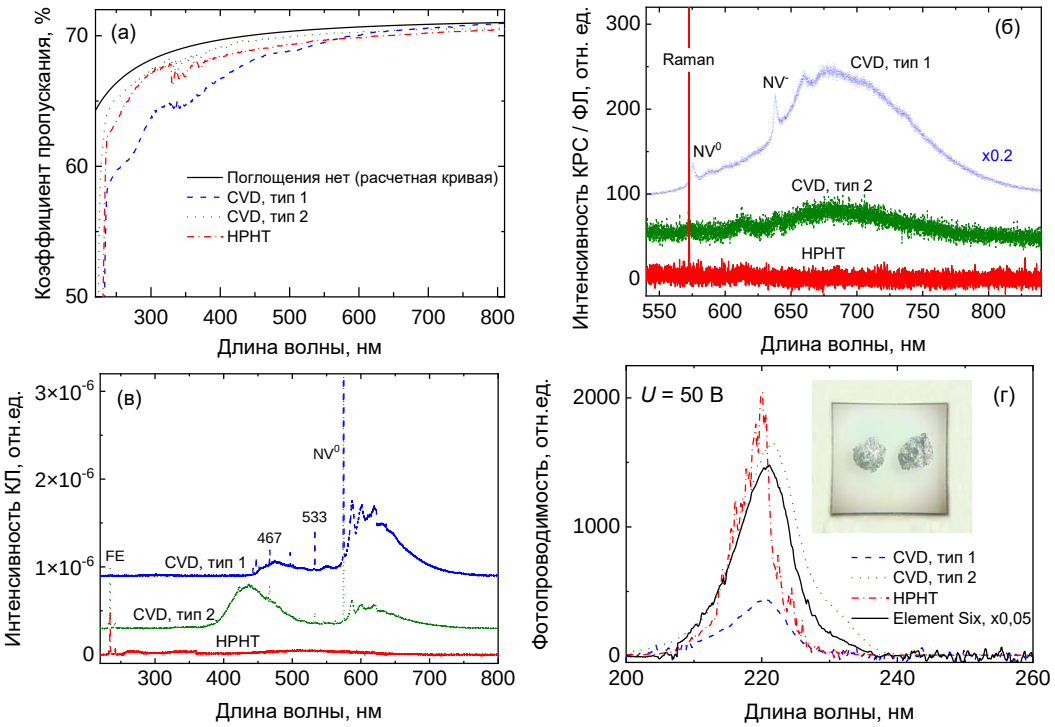


Рисунок 1 – Спектры пропускания (а), фото- (б), катодолюминесценции (в) и фотопроводимости (г) синтетических алмазов различных типов

На рисунке 1г приведены спектры ФП пластин, измеренные при напряжении смещения 50 В между двумя контактами на поверхности пластин (вставка на рисунке 1г). Для сравнения приведен спектр CVD алмаза электронного качества от компании Element Six (сигнал уменьшен в 20 раз). Спектры имеют качественно схожий вид: длинноволновой край ФП соответствует ширине запрещенной зоны алмаза, рост сигнала при уменьшении длины волны от 240 до 220 нм обусловлен увеличением поглощения, спад сигнала при дальнейшем уменьшении длины волны связан с ростом влияния поверхностной рекомбинации.

Максимальная ФП наблюдается для CVD пластин типа 2 и HPHT пластин, что качественно согласуется с результатами спектроскопии пропускания, ФЛ и КЛ, согласно которым именно для этих типов образцов концентрация азота и интенсивность дефектной люминесценции минимальны.

По совокупности спектральных признаков более предпочтительными для создания электронных устройств оказались пластины CVD типа 2 и HPHT. Вместе с тем, они уступают CVD алмазу электронного качества от компании Element Six.

Работа выполнена в рамках отдельного проекта Национальной академии наук Беларуси «Бетавольтаические преобразователи энергии на основе широкозонных полупроводников» (договор № 02/24/2024-26-236).

УДК 621.315.592

А. В. Мазаник

ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЕРОВСКИТНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

Институт энергетики Национальной академии наук Беларуси,
ул. Академическая 15/2, 220072 Минск, Беларусь, mazanikalexander@gmail.com

Органо-неорганические перовскиты были предложены фотовольтаическому сообществу в качестве поглощающего слоя солнечных элементов (СЭ) в 2009 году [1], после чего достигнутая с их использованием эффективность фотоэлектрического преобразования увеличилась с 3,8 до 27,3 %, что является рекордным значением среди всех известных тонкопленочных технологий [2]. Бесспорными достоинствами данного материала являются высокое светопоглощение, возможность достижения оптимальной ширины запрещенной зоны посредством варьирования составов анионной и катионной подрешеток, большое время жизни неравновесных носителей заряда (до 10^{-6} с), простота синтеза (центрифугирование с последующим прогревом при температуре 100 ºС), высокая радиационная стойкость [3]. Вместе с тем, практическое применение перовскитных солнечных элементов сдерживается их недостаточной стойкостью по отношению к повышенным температурам, влаге, кислороду и освещению. Очевидно, что для повышения фотостабильности перовскитных СЭ необходимо глубокое понимание процессов, протекающих при их освещении. С другой стороны, инкапсуляция таких солнечных элементов существенно ограничивает круг доступных экспериментальных методов исследования, делая особенно актуальными неразрушающие оптические и фотоэлектрические методы анализа, позволяющие работать с инкапсулированными объектами.

Перовскитые солнечные элементы в разным составом поглощающего слоя ($MAPbI_3$, $Cs_{0.15}FA_{0.85}PbI_{2.7}Br_{0.3}$ и $Cs_{0.05}MA_{0.14}FA_{0.81}PbI_{2.55}Br_{0.45}$; MA – метиламмоний, FA – формамидин) а также контрольные структуры с неполным набором функциональных слоев (транспортных и контактных) были охарактеризованы методами спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС), пропускания в УФ-видимом диапазоне, фотолюминесценции (ФЛ) при стационарном и импульсном возбуждении, электролюминесценции (ЭЛ), фототока, а также динамических фотоиндуцированных дифракционных решеток. Кроме того, изучались кинетики изменения сигнала ФЛ и фотоэлектрических параметров (фототок, фотоэдс) при непрерывном воздействии лазерного излучения из области собственного поглощения перовскита (532 нм) в течение времени, соответствующего световой энергии, поступающей в реальных условиях эксплуатации в течение дня.

Проведенные исследования позволили сформулировать следующие выводы:

1. Методами спектроскопии КРС и ФЛ установлено, что даже при сильной фотоиндуцированной деградации рабочих параметров перовскитных солнечных элементов (падение КПД в несколько раз по сравнению с исходным значением) не происходит формирование новых фаз.

2. Состав перовскитного слоя принципиально влияет на кинетики интенсивности и спектрального положения полосы ФЛ при непрерывном воздействии лазерным излучением 532 нм. Для перовскитов со смешанными составами катионной и анионной подрешеток доминирующим процессом является фотодеактивация центров безызлучательной рекомбинации носителей заряда, в то время как для перовскитов состава $MAPbI_3$ такой деактивации не наблюдается. Полоса ФЛ демонстрирует красный сдвиг для перовскитов сложного состава и стабильность для перовскитов состава $MAPbI_3$, что связано с возникновением в первом случае случайного потенциального рельефа вследствие обратимой фотоиндуцированной сегрегации анионов I^- и Br^-.

3. Для структур с неполным набором функциональных слоев вид кинетики ФЛ качественно зависит от вида и числа формирующих их элементов. Для пленок $Cs_{0.15}FA_{0.85}PbI_{2.7}Br_{0.3}$ и структур $SnO_2/Cs_{0.15}FA_{0.85}PbI_{2.7}Br_{0.3}$ интенсивность ФЛ увеличивается с течением времени, в то время как для структуры $Cs_{0.15}FA_{0.85}PbI_{2.7}Br_{0.3}$/Spiro-MeOTAD может наблюдаться обратный эффект. Данный результат показывает критическую роль интерфейса между перовскитом и дырочно-транспортным слоем в фотоиндуцированной генерации центров безызлучательной рекомбинации.

4. Для всех изученных типов перовскитных солнечных элементов присутствие тыльного золотого контакта подавляет фотоиндуцированное увеличение интенсивности полосы ФЛ, что проявляется в уменьшении интенсивности ФЛ и фототока при воздействии лазерного излучения и объясняется фотоиндуцированным формированием центров безызлучательной рекомбинации носителей заряда вследствие диффузии золота через дырочно-транспортный слой. Методом динамических дифракционных решеток установлено необратимое фотоиндуцированное уменьшение коэффициента диффузии носителей заряда при наличии тыльного золотого контакта, что указывает на фотоиндуцированную генерацию дефектов в такой структуре. Сравнение кинетик ФЛ и фототока для свежеприготовленных и хранившихся в темноте ПСЭ указывает на эффективную диффузию золота через дырочно-транспортный слой даже в темноте при комнатной температуре.

Автор благодарит всех коллег, участвовавших в изготовлении и характеризации исследованных СЭ. Работа выполнена в рамках НИР «Разработка физико-технологических основ создания высокоэффективных стабильных тонкопленочных солнечных элементов» (ГПНИ «Энергофизические системы и технологии»).

[1] Organometal halide perovskites as visible-light sensitizers for photovoltaic cells / A. Kojima, K. Teshima, Y. Shirai, T. Miyasaka // Journal of American Chemical Society. – 2009. – Vol. 131 (Iss. 17). – P. 6050.

[2] https://www.nrel.gov/pv/cell-efficiency.

[3] Enhanced radiation hardness of lead halide perovskite absorber materials via incorporation of Dy^{2+} cations / M. I. Ustinova, L. A. Frolova, A. V. Rasmetyeva, N. A. Emelianov, M. N. Sarychev, P. P. Kushch, N. N. Dremova, G. A. Kichigina, A. I. Kukharenko, D. P. Kiryukhin, E. Z. Kurmaev, I. S. Zhidkov, P. A. Troshin // Chemical Engineering Journal. – 2024. – Vol. 493. – P. 152522.

УДК 502.3-027.21

Н. С. Метельская, А. И. Бриль, А. П. Чайковский

ПОЛУЧЕНИЕ ОЦЕНОК ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕРЫ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ ОПТИЧЕСКОГО ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь
n.miatselskaya@dragon.bas-net.by

Оптическое дистанционное зондирование является одним из ключевых методов исследования атмосферы. На основе фотометрических, поляриметрических, лидарных измерений восстанавливаются разнообразные как оптические, так и физические характеристики атмосферы. Однако всем оптическим дистанционным методам присущ недостаток: они не могут быть использованы в облачную погоду. Поэтому в пространственно-временных картинах состояния атмосферы, полученных по результатам оптического дистанционного зондирования, имеются пробелы, связанные с наличием облачности в определённых областях пространства и временных интервалах. Для оценивания параметров атмосферы с полным пространственно-временным покрытием целевой области на основе имеющихся измерений используются методы, получившие общее название ассимиляции данных.

В основе ассимиляции данных лежит теория оценивания и контроля, у истоков которой стоят работы Колмогорова и Винера [1, 2]. Основные уравнения линейной несмещённой схемы ассимиляции данных записывается в виде:

$$\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{x}^b + \mathbf{K}[\mathbf{y} - \mathbf{H}(\mathbf{x}^b)],$$

$$\mathbf{K} = \mathbf{B}\mathbf{H}^{\mathrm{T}}(\mathbf{H}\mathbf{B}\mathbf{H}^{\mathrm{T}} + \mathbf{R})^{-1},$$

где $\hat{\mathbf{x}}$ – вектор оценки состояния системы; $\mathbf{x}^b$ – вектор предварительных значений состояния системы (предварительного поля); $\mathbf{K}$ – матрица весовых коэффициентов; $\mathbf{y}$ – вектор наблюдений; $\mathbf{H}$ – оператор наблюдений, обеспечивающий связь наблюдений с состоянием системы; $\mathbf{B}$ – ковариационная матрица погрешностей предварительных значений; $\mathbf{R}$ – ковариационная матрица погрешностей наблюдений. Предварительное поле получают путём моделирования, или статистической обработки имеющихся наблюдений, или некоторого другого прогноза. Весовые коэффициенты определяются из требования минимизации среднеквадратичной погрешности оценки.

Наиболее простым и наименее затратным методом ассимиляции данных является оптимальная интерполяция (ОИ), предложенная впервые в работе [3] и развитая рядом дальнейших работ [4–6]. В ОИ весовые коэффициенты выражаются через статистические характеристики рассматриваемого поля в предположении его однородности и изотропности, что позволяет уменьшить вычислительные затраты. При этом в условиях больших временных интервалов между наблюдениями погрешность ОИ не превышает погрешности других методов ассимиляции [5], что делает ОИ наиболее подходящим методом для ассимиляции данных оптических дистанционных наблюдений.

В классическом методе ОИ при определении весовых коэффициентов используется только пространственная корреляция погрешностей рассматриваемых

параметров атмосферы. Нами разработан метод пространственно-временной оптимальной интерполяции, учитывающий не только пространственную, но и временную корреляцию [7, 8]. Проведённые нами исследования показали уменьшение погрешности оценки по сравнению с модельными расчётами в тех точках, где отсутствуют наблюдения, а также слабую зависимость результатов пространственно-временной ОИ от небольших вариаций формы корреляционных кривых и от выбора предварительного поля, что позволяет применять метод, не предъявляя высоких требований к точности определения корреляционных кривых и предварительного поля.

Предложенный метод пространственно-временной оптимальной интерполяции используется нами для оценивания аэрозольной оптической толщины и объёмной концентрации мелкодисперсной и крупнодисперсной фракций аэрозоля в атмосфере европейского региона и в Антарктике. В дальнейшем мы планируем использование разработанного метода для получения вертикальных профилей аэрозольных характеристик с полным пространственно-временным покрытием целевых областей на основе данных лидарных и радиометрических наблюдений и создание аэрозольной модели атмосферы над европейским и антарктическим регионами.

Настоящая работа выполнена с поддержкой Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф26КИ-003).

[1] Колмогоров, А.Н. Интерполирование и экстраполирование стационарных случайныхпоследовательностей / А.Н. Колмогоров // Изв. АН СССР, сер. мат. – 1941. – Т. 5, № 1. – С. 3–14.

[2] Wiener, N. Extrapolation, interpolation and smoothing of stationary time series / N. Wiener. – New York, 1949. – 163 p.

[3] Гандин, Л.С. Объективный анализ метеорологических полей / Л.С. Гандин. – Ленинград: Гидрометеорологическое издательство, 1963. – 288 с.

[4] Ghil, M. Data assimilation in meteorology and oceanography / M. Ghil, P. Malanotte-Rizzoli // Adv. Geophys. – 1991. – Vol. 33. – P. 141–266.

[5] Tombette, M. PM_{10} data assimilation over Europe with the optimal interpolation method / M. Tombette, V. Mallet, B. Sportisse // Atmos. Chem. Phys. –2009. – Vol. 9. – P. 57–70.

[6] Feis, I. An optimal interpolation scheme for surface and atmospheric parameters: applications to SEVIRI and IASI / I. Feis, G. Masiello, C. Serio // Proc. SPIE 11152, Remote Sensing of Clouds and the Atmosphere XXIV, 111520C, Strasbourg, 9–12 September 2019 / Vol. 11152. – doi: 10.1117/12.2534520

[7] Application of optimal interpolation to spatially and temporally sparse observations of aerosol optical depth / N. Miatselskaya [et al.] // Atmosphere. – 2023. – V. 14. – DOI: 10.3390/atmos14010032.

[8] Using chemical transport model and climatology data as backgrounds for aerosol optical depth spatial-temporal optimal interpolation / N. Miatselskaya, A. Bril, A. Chaikovsky // Atmosphere. – 2025. – V. 16. – 623. – DOI: 10.3390/atmos16050623.

УДК 532.783; 535.421; 681.7.063

Е. А. Мельникова[1], Е. П. Пантелеева[1], А. Л. Толстик[1],
Ал. А. Муравский[2], Ан. А. Муравский[2]

ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ ТВИСТ РЕШЁТКА С ЭЛЕКТРИЧЕСКИ ПЕРЕКЛЮЧАЕМЫМ ПЕРИОДОМ НА ОСНОВЕ ПРОФИЛИРОВАНИЯ ФАЗЫ ПАНЧАРАТНАМА-БЕРРИ

[1] *Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь*
pantsialeyevakate@gmail.com
[2] *Институт химии новых материалов Национальной академии наук Беларуси, ул. Ф. Скорины, 36, 220141 Минск, Беларусь*

Ключевым трендом современных оптических технологий является использование нового принципа построения электрически переключаемых дифракционных элементов, основанного на использовании промодулированной фазы Панчаратнама-Берри (геометрической фазы) световой волны. Фазовые решетки, основанные на модуляции динамической фазы света, ограничены величиной дифракционной эффективности (40%). В то время как дифракционные элементы с периодически промодулированной фазой Панчаратнама-Берри могут достигать максимального значения дифракционной эффективности (100%) [1].

Наиболее подходящими функциональными материалами для создания управляемых дифракционных решёток, работающих на геометрической фазе, являются жидкие кристаллы (ЖК) [2]. Их главной особенностью является сочетание таких свойств как оптическая анизотропия, молекулярная подвижность и чувствительность к электрическому внешнему полю.

В работе проведен экспериментальный и теоретический анализ дифракционных свойств электрически управляемой поляризационной жидкокристаллической твист решетки, основанный на представлениях оптического функционала элемента как совокупности ретардера, обеспечивающего набег оптической фазы, и ротатора, определяющего поворот плоскости поляризации. Дифракционный поляризационный жидкокристаллический фотонный элемент, замещает по своему функционалу несколько статических устройств: поляризатор, фазовую пластинку, дифракционную решетку с возможностью электрического переключения периода.

Жидкокристаллический элемент представляет собой слой НЖК 1282 (НИОПИК, Россия) толщиной d = 10 мкм, помещённый между одной стеклянной подложкой с периодически варьирующимся от $-\pi/2$ до $+\pi/2$ азимутальным углом планарной ориентации директора НЖК (граничные условия задавали методом фотоориентации азокрасителя AtA-2) и второй подложкой с однородной планарной ориентацией директора ЖК (метод натирания, полимер Нейлон-6). Под влиянием начальных условий в объеме жидкого кристалла формируется твист структура [3], периодическая по углу закрутки директора.

Действие управляющего напряжения на ЖК элемент позволяет не только непрерывно изменять его оптическую фазовую задержку, плавно изменяя полярный

угол наклона директора, но и менять распределение нематического жидкого кристалла в объеме функционального слоя, что даёт возможность не только управлять значением дифракционной эффективности, но и переключать период дифракционной структуры.

Результаты теоретического анализа дают полное аналитическое представление о функционировании элемента при его электрическом управлении. Показано, что данная электрооптическая система в рабочем диапазоне напряжений, соответствующих нарушению условия Могена [2], представляет собой действие двух независимых электроуправляемых ЖК подслоев, размещенных внутри элемента. Это является причиной неоднозначности дифракционных свойств элемента по отношению к стороне ввода в него излучения. На рисунке 1 продемонстрирована возможность электрического переключение периода дифракционной структуры с Λ_1=20 мкм на Λ_2=10 мкм и управление дифракционной эффективностью устройства (91 % при напряжении U=2.8 В), а также неоднозначность дифракционных свойств устройства относительно стороны ввода излучения в элемент.

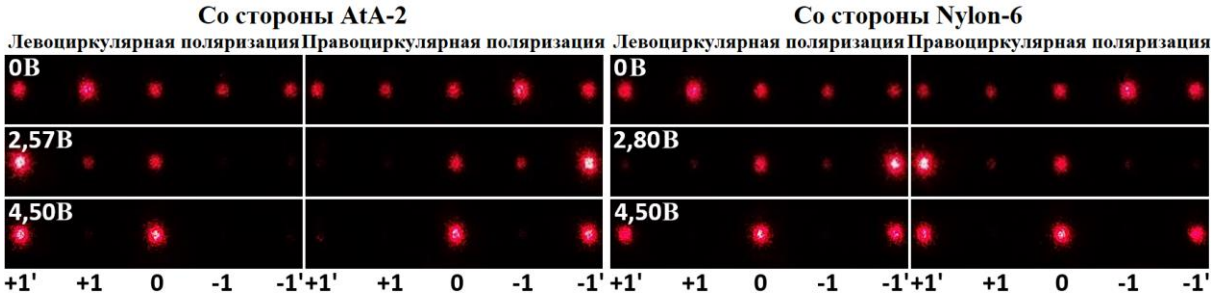


Рис. 1. – Фотографии картин дифракции лево- и правоциркулярно поляризованного излучения *He-Ne* лазера при разных значениях управляющего напряжения U на ЖК элементе при вводе излучения со стороны подложки с ориентирующим слоем AtA-2 и со стороны подложки с ориентирующим слоем Nylon-6

Возможность электрического контроля поляризационно зависимых дифракционных свойств устройства позволяет одновременно формировать две циркулярно поляризованные ортогональные когерентные волны и управлять их интенсивностью, что является весьма перспективной задачей для современных коммуникаций, лидарных систем, голографических технологий, квантовых вычислений, обработки информации и т.д.

[1] Stanevich V. Yu., Muravsky A. A. Liquid crystal's photoalignment for formation of phase profiles via geometric phase distribution / V. Yu. Stanevich, A. A. Muravsky // Journal of the Belarusian State University. Physics. – 2022. – № 3. – P. 10–25.
[2] Blinov L. M., Elektro-i Magnitooptika Zhidkih Kristallov // Nauka. – 1978.
[3] Мельникова Е. А., Ахроматическая переключаема жидкокристаллическая твист-q-пластинка / Е.А. Мельникова, А.Л. Толстик, Д.В. Горбач, В.Ю. Станевич, И.Н. Кухто, Д.С. Чепелева, Ан.А. Муравский, Ал.А. Муравский // Журнал прикладной спектроскопии. – 2023. – Т. 90, № 2. – С. 338–347.

УДК 535.8:616-091.8:004.85

И. А. Тимощенко[1], Я. Ю. Падрез[2]

МЕТОДЫ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ ДЛЯ АНАЛИЗА ИЗОБРАЖЕНИЙ МИКРОСКОПИИ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В БИОМЕДИЦИНСКИХ ПРИЛОЖЕНИЯХ

[1] *Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220006 Минск, Беларусь*
timoshchenkoia@bsu.by
[2] *Neuroscience Research Center, College of Medicine, Jiaxing University, Jiaxing, Zhejiang Province, 314001, China*
yaraslau.padrez@zjxu.edu.cn

Современная медицинская диагностика, особенно в области онкологии, переживает трансформацию, обусловленную цифровизацией и экспоненциальным ростом сложности многомерных данных. Ключевым катализатором этого процесса выступают методы машинного обучения, позволяющие перейти от субъективной оценки специалиста к количественному, воспроизводимому анализу. Особую значимость это приобретает при дифференциальной диагностике папиллярной и фолликулярной карцином щитовидной железы, где традиционная гистопатология сталкивается с ограничениями: субъективная интерпретация инвазии капсулы и риск пропуска микроинвазий могут приводить к неправильному диагнозу и, как следствие, к неправильному лечению. В этом контексте микроскопия генерации второй гармоники (SHG) предлагает перспективный бесконтрастный подход, визуализируя фибриллярный коллаген — основной структурный компонент капсулы узелков — без повреждения тканей. Благодаря нецентросимметричной структуре коллаген генерирует интенсивный SHG-сигнал, что позволяет не только дифференцировать доброкачественные и злокачественные образования, но и проводить количественную оценку морфологии коллагена на целых гистологических срезах. Дальнейшее развитие технологии SHG в сочетании с алгоритмами машинного обучения открывает путь к автоматизированной, объективной диагностике и персонализации терапии.

Настоящая работа интегрирует два комплементарных подхода: обучение без учителя для выявления инвазии капсулы и обучение с учителем для бинарной классификации папиллярной карциномы (PTC) и фолликулярной карциномы щитовидной железы (FTC), примененные к одному и тому же набору данных SHG, который включает в себя широкопольные SHG изображения срезов тканей щитовидной железы толщиной от 4 до 7 мкм, окрашенных гематоксилином и эозином для гистопатологической валидации. Было проанализировано десять образцов: 5 узлов PTC и 5 FTC, что дало 45 360 отдельных изображений SHG. Из каждого изображения извлекались 34 признака интенсивности и текстуры на основе статистики первого порядка, матрицы совместной встречаемости уровней серого (GLCM), и матрицы длин серий серых уровней (GLRLM). Эти признаки количественно описывают содержание коллагена, его однородность и пространственную организацию.

В первом исследовании мы концентрировались характеристике гетерогенности коллагена в капсулах PTC и выявления мест инвазии без предварительных меток при помощи кластеризации методом *k*-means [1]. После предобработки и снижения

размерности датасета методом главных компонент (PCA) была применена двухэтапная кластеризация. На первом этапе изображения автоматически сегментировались на коллагеновые и не-коллагеновые. На втором — проводилась детальная кластеризация именно коллагеновых структур капсулы. Этот подход выявил высокую структурную гетерогенность капсулы, позволив выделить три основных паттерна. Ключевым результатом стала четкая ассоциация выделенных кластеров с гистопатологическим статусом. Кластер, соответствующий плотному, упорядоченному коллагену, надежно соответствовал интактным, непроницаемым участкам капсулы. В то же время, кластеры, характеризующиеся фрагментированными, разрозненными волокнами с низкой контрастностью, оказались строго связаны с областями макро- и микроинвазии, аннотированными патологом. Более того, алгоритм указал на «подозрительные» области, где интактный кластер отсутствовал, но инвазия не была первоначально отмечена; повторная проверка патологом позволила классифицировать некоторые из них как микроинвазии. Таким образом, машинное обучение без учителя продемонстрировало способность не только объективно описывать сложную тканевую морфологию, но и служить инструментом для повышения точности патологического заключения.

Второе исследование решало задачу прямой автоматизированной классификации [2]. На основе того же набора признаков были оптимизированы и сравнены несколько классификаторов, включая логистическую регрессию, метод опорных векторов (C-SVC), многослойный перцептрон и ансамбли на основе деревьев. Одной из основных проблем классификации был шум в метках, обусловленный некорректной разметкой прилегающих тканей, наличием кальцификатов в образцах PTC, имитирующих признаки FTC, гетерогенностью капсулы. Для решения этой проблемы мы применили сегментацию данных путем кластеризации с целью исключения ошибочно размеченных областей и учета гетерогенности капсулы в качестве диагностического признака. Рекурсивное исключение признаков и отбор на основе взаимной информации позволили дополнительно оптимизировать набор признаков и повысить точность классификации. Наилучший результат продемонстрировал классификатор C-SVC, достигший точности 84.73% при использовании подхода, учитывающего внутреннюю гетерогенность капсул. Анализ показал, что ключевую роль в различении PTC и FTC играют сложные текстурированные признаки (статистики второго и высшего порядков), отражающие организацию коллагеновой сети. Это исследование подтвердило, что машинное обучение с учителем способно создавать эффективные диагностические модели, но их успех напрямую зависит от тщательной подготовки и «очистки» данных, где методы машинного обучения без учителя могут играть важную предварительную роль.

[1] Machine learning-based diagnostics of capsular invasion in thyroid nodules with wide-field second harmonic generation microscopy / Ya. Padrez [et al.]. // Computerized Medical Imaging and Graphics. – 2024. – Vol. 117. – P. 102440.

[2] Supervised Machine Learning Thyroid Carcinoma Diagnosis Using Wide-Field SHG Microscopy / Ya. Padrez [et al.]. // IEEE Access. – 2025. – Vol. 13. – P. 112021.

УДК 530.145, 535.14

В. М. Попадченко, А. Б. Михалычев

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ НЕКЛАССИЧЕСКИМИ КВАНТОВЫМИ СОСТОЯНИЯМИ

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь

Var.popadchenko@gmail.com

В последние десятилетия квантовые технологии активно развиваются и увеличивают свою практическую значимость, обеспечивая новые возможности реализации высокопроизводительных вычислений, защищенной коммуникации, высокочувствительных измерений. Преимущества квантовых систем по сравнению с их классическими аналогами (называемые также квантовым превосходством) тесно связаны с созданием неклассических состояний – состояний, обладающих выраженными квантовыми свойствами. Целью данной работы является разработка и анализ эффективных методов создания неклассических квантово-оптических состояний и управления их квантовыми свойствами. Основным инструментом для генерации первичных неклассических свойств и квантовых корреляций служат нелинейно-оптические процессы. Однако излучение, непосредственно выходящее из нелинейной среды, обладает лишь слабой степенью неклассичности (слабыми квантовыми корреляциями при создании перепутанных состояний), что ограничивает его непосредственное применение в квантовых протоколах обработки и передачи информации. Для решения данной проблемы в настоящей работе исследуется вероятностная процедура усиления неклассических свойств квантовых состояний с использованием методов линейной оптики и квантовых измерений. Выбор линейных преобразований обусловлен тем, что исходная величина неклассичности достаточно мала, и использование дополнительных нелинейных каскадов может быть технически сложным или приводить к нежелательным шумам. Линейные оптические элементы, в частности, светоделители (beam splitters), являются подходящим инструментом для интерференции квантовых состояний. Измерительные схемы с использованием бинарных (“on-off”) фотодетекторов, не разрешающих число фотонов, доступны технически, но при этом способны усиливать неклассические свойства излучения даже, например, в простых схемах «вычитания фотона» [1, 2].

Данная работа является продолжением серии статей [3-6], посвященных использованию слабой перекрестной керровской нелинейности и квантовых измерений для создания перепутанных квантово-оптических состояний на больших расстояниях. В основе используемого подхода к усилению квантовых свойств лежат так называемые «исключающие» измерения, позволяющие при получении измерительного результата, сигнализирующего об успехе процедуры, выделить из исходной квантовой суперпозиции слагаемые, обладающие целевыми свойствами. Ресурсом для создания перепутанных состояний служит нелинейное взаимодействие, приводящее к появлению квантовых корреляций между состояниями нескольких мод поля. Проведение измерения над одной из мод позволяет манипулировать состояниями остальных мод, выделяя состояния с высокой степенью перепутанности из исходной слабо перепутанной суперпозиции.

Отличительной особенностью настоящего исследования является смещение фокуса с генерации перепутанных двухмодовых состояний на создание неклассических одномодовых состояний. Это снижает требования, накладываемые на нелинейные процессы, создающие начальные квантовые состояния со слабо неклассическими свойствами, и позволяет не ограничиваться рассмотрением только перекрестной керровской нелинейности. В частности, одним из часто используемых нелинейных

процессов, также пригодных для получения квантовых состояний с выраженными неклассическими свойствами рассматриваемым способом, является двухмодовое сжатие при спонтанном параметрическом рассеянии света.

В работе подробно изучена оптическая схема, требуемая для реализации «исключающих» измерений, и установлена связь ее параметров с амплитудами исключаемых когерентных состояний. Проведен анализ структуры квантово-коррелированных суперпозиционных состояний до усиления их неклассических свойств, выделены полезные компоненты таких состояний, и предложена схема для их вероятностного выделения. Показано, что даже при слабых корреляциях, присутствующих во входном состоянии, измерительная процедура способна создать состояние с выраженными неклассическими свойствами ценой низкой вероятности успешного исхода измерения. В качестве показательного иллюстративного примера также рассмотрен случай перекрестной керровской нелинейности с эффективным набегом фазы $\chi = 2\pi/n$, где n – целое число. Изучена структура компонент квантово-коррелированного входного состояния и проведены численные оценки их неклассических свойств.

Разработанные методы управления квантовыми состояния представляют интерес для различных задач квантовой метрологии и сенсинга: создания квантовых радаров, приготовления квантовых состояний-зондов для биологических приложений, квантовой коммуникации.

[1] Ourjoumtsev A. et al. Generating optical Schrodinger kittens for quantum information processing // Science. – 2006. – Т. 312. – №. 5770. – С. 83-86.
[2] Olivares S., Paris M. G. A., Bonifacio R. Teleportation improvement by inconclusive photon subtraction // Physical Review A. – 2003. – Т. 67. – №. 3. – С. 032314.
[3] С. Я. Килин, А. Б. Михалычев. Создание перепутанности непрерывных переменных с использованием малой нелинейности Керра // Оптика и спектроскопия. – 2010. – Т. 108, № 2. – С. 209– 218.
[4] Kilin S. Y., Mikhalychev A. B. Optical qudit-type entanglement creation at long distances by means of small cross-Kerr nonlinearities // Physical Review A. – 2011. – Т. 83. – №. 5. – С. 052303.
[5] С. Я. Килин, А. Б. Михалычев. Qudit-type entanglement of continuous variables via weak cross-Kerr nonlinearity" // Оптика и спектроскопия. – 2011. – Т. 111. – С. 582– 587.
[6] A. B. Mikhalychev, I. L. Karuseichyk, S. Ya. Kilin. Weak local cross-Kerr nonlinearity and linear optical “elimination” measurements as a resource for quantum state engineering"// Journal of Applied Spectroscopy. – 2016. – Т. 83, № 6-16. – С. 38-39.

Теоретическая физика

УДК 530.145

N. M. Kuzmich[1], A. V. Ivashkevich[2], P. O. Sachenok[3], V. M. Red'kov[4]

A NEUTRAL SPIN 1/2 PARTICLE WITH 3 ADDITIONAL CHARACTERISTICS IN UNIFORM ELECTRIC AND MAGNETIC FIELDS

[1,3,4] B. I. Stepanov Institute of Physics of NAS of Belarus,
220072 Minsk, BELARUS
E-mail: miss.nastya.01@list.ru
E-mail: ivashkevich.alina@yandex.by
E-mail: v.redkov@ifanbel.bas-net.by
[2]Mozyr State Pedagogical University named after I.P. Shamyakin
E-mail: polinasacenok@gmail.com

In the paper, starting with a generalized Dirac-like equation with includes in addition to electric charge 3 other electromagnetic characteristics, by using a special limiting procedure, an equation for an electrically neutral spin 1/2 particle is derived; it may be associated with an equation for neutron possessing 3 electromagnetic characteristics μ,σ and η. This equation is solved in presence of both uniform magnetic and electric fields. At this, a special algebraization method is applied, and the problem reduces to a system of 4 algebraic equations which includes parameters μ,σ and η. The final wave functions of the particle include the usual multipliers $e^{-iwt}e^{im\phi}e^{\pm ikz}J_{|m\pm1/2|}(\sqrt{w^2-M^2-k^2}\,r)$; however, the 4-dimensional columns in the complete wave function are determined by parameters μ,σ,η and by the amplitudes of external magnetic and electric fields B,E.

In [1, 2], it was proposed a new equation for a charged spin 1/2 particle with 3 additional electromagnetic characteristics. From this equation, in the present paper it is derived the coresponding equation for a neutral particle (neutron). We will study this equation in presence of both uniform magnetic and electric fields, applying cylindrical coordinates; so that $A_0 = -Ez,\ A_\phi = Br^2/2.$ For this case, the main equation reads as

$$\{i(\gamma^0\partial_t+\gamma^1(\partial_r+\frac{1}{2r})+\frac{\gamma^2}{r}\partial_\phi+\gamma^3\partial_z)-M+\frac{i\mu}{M}(Bj^{12}+2Ej^{03})+$$
$$+\frac{\sigma}{M^2}(\gamma^0\partial_t+\gamma^1(\partial_r+\frac{1}{2r})+\frac{\gamma^2}{r}\partial_\phi+\gamma^3\partial_z)(Bj^{12}+2Ej^{03})- \quad (1)$$
$$-\frac{i\eta}{M^3}(\partial_t^2-\partial_r^2-\frac{1}{r}\partial_r+\frac{1}{4r^2}-\frac{1}{r^2}\partial_\phi^2-\partial_z^2-2\frac{j^{12}}{r^2}\partial_\phi)(Bj^{12}+2Ej^{03})\}\Psi=0,$$

where j^{12}, j^{03} stand for bispinor generators. Using the substitution for the wave function

$$\Psi = e^{-iwt}e^{im\phi}\begin{vmatrix} f_1(r)g_1(z)\\ f_2(r)g_2(z)\\ f_3(r)g_3(z)\\ f_4(r)g_4(z)\end{vmatrix}, \quad (2)$$

we derived a system of equations in partial derivatives

$$\{(\gamma^0 m+i\gamma^1(\partial_r+\frac{1}{2r})-\frac{\gamma^2}{r}m+i\gamma^3\partial_z)-M+\frac{\mu}{M}(B\,ij^{12}+iE\,2j^{03})-$$

$$-\frac{\sigma}{M^2}(\gamma^0 m+i\gamma^1(\partial_r+\frac{1}{2r})-\frac{\gamma^2}{r}m+i\gamma^3\partial_z)(B\,ij^{12}+iE\,2j^{03})+ \tag{3}$$

$$+\frac{\eta}{M^3}(m^2+\partial_r^2+\frac{1}{r}\partial_r-\frac{1}{4r^2}-\frac{1}{r^2}m^2+\partial_z^2+2\frac{ij^{12}}{r^2}m)(B\,ij^{12}+iE\,2j^{03})\}\Psi=0.$$

Below, the following notations are used

$$\alpha=(B/2+iE),\ \ \beta=(B/2-iE),\ \ a_m=\frac{d}{dr}+\frac{m+1/2}{r},\ \ b_m=\frac{d}{dr}-\frac{m-1/2}{r}, \tag{4}$$

$$Q=(\partial_r^2+\frac{1}{r}\partial_r-\frac{1}{4r^2}-\frac{m^2}{r^2})+m^2+\partial_z^2=\Delta+m^2+\partial_z^2.$$

Whence we get 4 separate equations:

$$(m-i\partial_z)F_3-ia_mF_4-MF_1+\frac{\mu}{M}\alpha F_1-\frac{\sigma}{M^2}[\beta(m-i\partial_z)F_3+i\beta a_mF_4]+\frac{\eta}{M^3}\alpha(Q+\frac{m}{r^2})F_1=0,$$

$$-ib_mF_3+(m+i\partial_z)F_4-MF_2-\frac{\mu}{M}\alpha F_2-\frac{\sigma}{M^2}[-i\beta b_mF_3-\beta(m+i\partial_z)F_4]-\frac{\eta}{M^3}\alpha(Q-\frac{m}{r^2})\,F_2=0, \tag{5}$$

$$(m+i\partial_z)F_1+ia_mF_2-MF_3+\frac{\mu}{M}\beta F_3-\frac{\sigma}{M^2}[\alpha(m+i\partial_z)F_1-i\alpha a_mF_2]+\frac{\eta}{M^3}\beta(Q+\frac{m}{r^2})\,F_3=0,$$

$$ib_mF_1+(m-i\partial_z)F_2-MF_4-\frac{\mu}{M}\beta F_4-\frac{\sigma}{M^2}[i\alpha b_mF_1-\alpha(m-i\partial_z)F_2]-\frac{\eta}{M^3}\beta(Q-\frac{m}{r^2})\,F_4=0;$$

where $F_1=f_1(r)g_1(z),\ F_2=f_2(r)g_2(z),\ F_3=f_3(r)g_3(z),\ F_4=f_4(r)g_4(z)$. After performing the needed calculation, we find exact solutions for system (5):

$$\Psi=e^{+ikz},\quad \Psi=e^{i\varepsilon t}e^{im\phi}\begin{vmatrix}1\\ L^{-1}\dfrac{\sqrt{m-k}}{\sqrt{m+k}}\\ A\dfrac{\sqrt{m-k}}{\sqrt{m+k}})\\ KD\end{vmatrix}e^{+ikz}J_{\pm|m-1/2|}(x); \tag{6}$$

where $x=r\sqrt{m^2-M^2-k^2}$. Additional characteristics μ,σ,η and the amplitudes of magnetic and electric field B,E enter only the column multipliers A, L, K, D in the wave functions.

[1] Kisel V. V. / A spin 1/2 particle with three additional characteristics in presence of external fields, general theory within the Gel'fand–Yaglom formalism / V. V. Kisel, E. M. Ovsiyuk, P. O. Sachenok, A. S. Martynenko, A. V. Bury, V. M. Red'kov // Nonlinear Dynamics and Applications: 2025. – Vol. 31. – 390 p.; P. 262–286.

[2] Kisel V. / New equation for a spin 1/2 particle with three additional characteristics in presence of electromagnetic and gravitational fields / V. Kisel, E. Ovsiyuk, A. Bury, A. Ivaskkevich, V. Red'kov, and A. Ishkhanyan // Reports of National Academy of Sciences of the Republic of Armenia. – 2026. Vol. 126. – no 1 P. 1–14.

УДК 539.12

В. Ю. Гавриш[1], В. В. Андреев[2]

ЭЛЕКТРОСЛАБЫЕ РАСПАДЫ $D-$ $J/\psi-$ И МЕЗОНОВ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

[1] *Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого, пр. Октября, 48, 246029 Гомель, Беларусь*
mez0n@inbox.ru
[2] *Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины, ул. Советская,102, 246003 Гомель, Беларусь*
Vik.Andreev@gsu.by

Введение. Описание электромагнитных свойств тяжелых псевдоскалярных и векторных мезонов является нетривиальной задачей физики высоких энергий. Особое место занимают $D^{\pm}-$, $D^{\pm}*-$, $D^{0}-$, $D^{0}*-$, $J/\psi-$мезоны, поскольку системы с тяжелыми кварками позволяют апробировать непертурбативные подходы квантовой хромодинамики.

В работе представлена оригинальная методика определения параметров модели, основанной на составной кварковой модели и на точечной форме Пуанкаре-инвариантной кварковой модели (далее ПиКМ). Показано, что использование параметров, полученных из лептонных распадов тяжелых мезонов приводит к сопоставимым с экспериментальными данными значениям радиационных и адронных распадов тяжелых $D^{\pm}*-$, $D^{0}*-$ и $J/\psi-$мезонов.

Описание модели. Параметры развиваемой модели определим с использованием интегрального представления констант лептонного распада псевдоскалярного $P^{\pm}(q\bar{Q})\to\ell^{\pm}\nu_{\ell^{\pm}}$ и векторного $V^{0}(qq)\to\ell^{\pm}\nu_{\ell^{\pm}}$ $(I=V)$ мезона [1], а также межкваркового потенциала с кулоновской, спин-спиновой и запирающей частями. Численные расчеты с использованием значений [2]

$$f_{D^{\pm}}=(212,6\pm0,7)\ \text{МэВ}\,,M_{D^{\pm}}=(1869,66\pm0,05)\ \text{МэВ}\,,\quad M_{D^{*\pm}}=(2010,26\pm0,05)\ \text{МэВ}$$
$$M_{D^{0}}=(1864,84\pm0,05)\ \text{МэВ},\ M_{D^{*0}}=(2006,85\pm0,05)\ \text{МэВ} \qquad (1)$$

приводят к следующим значениям параметров:

$$m_c=\left(1462,66\pm1,23\right)\ \text{МэВ},\ \beta^{P}_{dc}=\left(494,22\pm2,23\right)\ \text{МэВ}\,,\ \beta^{V}_{dc}=\left(296,81\pm2,23\right)\ \text{МэВ},$$
$$\beta^{P}_{uc}=\left(497,24\pm2,63\right)\ \text{МэВ},\ \beta^{V}_{dc}=\left(298,25\pm2,23\right)\ \text{МэВ}. \qquad (2)$$

Отметим, что значения (2) были получены с использованием значений масс $u-$ и $d-$кварка, вычисленных с использованием тождества Уорда и токовых масс кварков. Ниже проведем вычисления наблюдаемых распадов векторных мезонов с учетом электромагнитной структуры конституентных кварков.

Радиационные переходы тяжелых $D-$ и $J/\psi-$мезонов. Ниже проведем вычисление радиационных распадов $D^{\pm}*-$ и $D^{0}*-$мезонов с учетом электромагнитной структуры конституентных кварков

$$\Gamma^{\mu}_{e_{q,\bar{Q}}}(q)=e\left(e_{q,\bar{Q}}\ \gamma^{\mu}+\kappa_{q,\bar{Q}}\ \frac{i\sigma^{\mu\nu}}{2m_{q,\bar{Q}}}q_{\nu}\right); \qquad (3)$$

в таком случае магнитный момент кварка определяется выражением $\mu_{q,\bar{Q}}=e_{q,\bar{Q}}/2m_{q,\bar{Q}}\left(1+\kappa_{q,\bar{Q}}\right)$.

Численные расчеты с параметрами (2) и осцилляторной волновой функцией

$$\Phi(\mathrm{k},\beta^{\mathrm{I}}_{q\bar{Q}}) = \frac{2}{\sqrt{3}\ \pi^{1/4}\left(\beta^{\mathrm{I}}_{q\bar{Q}}\right)^{3/2}} \exp\left[-\frac{\mathrm{k}^2}{2\left(\beta^{\mathrm{I}}_{q\bar{Q}}\right)^2}\right] \tag{4}$$

приводят к следующим значениям констант радиационных распадов $D^{\pm}* \to D^{\pm}\gamma$, $D^0* \to D^0\gamma$ и $J/\psi \to \ell\bar{\ell}$ (см. таблицу 1).

Таблица 1 – Сопоставление расчетов модели с экспериментальными данными и расчетами динамики на световом фронте

	Эта работа	Расчеты динамики на световом фронте [3]	Экспериментальные данные [2]
$g_{D^{*\pm}D^{\pm}\gamma}$, ГэВ$^{-1}$	$-0,469 \pm 0,087$	$-0,384$	$-0,469 \pm 0,059$
$g_{D^{*0}D^{0}\gamma}$, ГэВ$^{-1}$	$1,834 \pm 0,037$	$1,783$	–
$f_{J/\psi}$, ГэВ	$0,276 \pm 0,012$	$0,360$	$0,276 \pm 0,002$

Отметим, что вычисления наблюдаемых распадов мезонов тяжелого сектора были проведены с использованием следующих магнитных моментов $u-$, $d-$ и $c-$кварка (см. таблицу 2).

Таблица 2 – Сопоставление расчетов модели с экспериментальными данными и расчетами динамики на световом фронте

	Эта работа	Оценки барионного анализа [4]
μ_u, μ_N	$2,88 \pm 0,03$	–
μ_d, μ_N	$-1,44 \pm 0,03$	–
μ_c, μ_N	$0,43 \pm 0,04$	$0,48 \pm 0,03$

Анализ таблицы 2 показывает, что полученное значение магнитного момента $c-$кварка коррелирует с современными оценками экспериментальных данных.

В заключении отметим**,** что авторами предложена самосогласованная релятивистская кварковая модель, основанная на точечной форме ПиКМ, удовлетворительно описывающая электрослабые характеристики мезонов легкого и тяжелого сектора.

[1] Гавриш В.Ю., Андреев В. В. Форм-факторы нейтральных псевдоскалярных $P^0(q\bar{q})-$мезонов в составной кварковой модели / В. Ю. Гавриш, В. В. Андреев // ПФМТ. – 2025. – № 2 (64) – С. 16-21.

[2] Navas, S. et al. Review of Particle Physics. / S. Navas et al. (PDG group) // Phys. Rev. D. – 2024. – Vol. 110. – P. 030001.

[3] Choi, Ho-Meoyng. Decay constants and radiative decays of heavy mesons in light-front quark model / H.-M. Choi // Phys. Rev. D. – 2007. – Vol. 75. – P. 073016.

[4] Fomin, A. S. et al. The prospect of charm quark magnetic moment determination / A. S. Fomin et al. // Eur. Phys. J. C. – 2020.–Vol. 80. – P. 358.

УДК 539.12.01

A.V. Bury, V.M. Red'kov

ON GEOMETRICAL INTERACTION TERMS WITH GRAVITATIONAL FIELDS FOR A SPIN 1/2 PARTICLE WITH 3 ADDITIONAL CHARACTERISTICS

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь
a.bury@ifanbel.bas-net.by; v.redkov@ifanbel.bas-net.by

In [1], it was constructed a generalized equation for a spin 1/2 particle with three additional characteristics. This equation was extended to generally covariant form to take into account gravitational fields. The derived equation includes additional geometrical interaction terms, which involve the Ricci scalar, tensor, and the Riemann tensor:

$$\{i(\hat{D}-M)+\frac{\mu}{M}(ieF_{ab}j^{ab}-\frac{1}{4}R)+\frac{\sigma}{M^2}\hat{D}\,(ieF_{mn}j^{mn}-\frac{1}{4}R)+\frac{\eta}{M^3}[\hat{D}^2(ieF_{ab}j^{ab}-\frac{1}{4}R)+(ieF_{ab}j^{ab}-\frac{1}{4}R)^2$$
$$+ieF_{ab}(j^{ac}R_c{}^b-j^{nc}R^b{}_{nc}{}^a-i\gamma^5 j^{cd}m_\delta{}^{ans}R^b{}_{nsc})-(R^d{}_{nab}j^{ab})j^{nm}(R_{mdkl}j^{kl})]\}\Psi=0,$$

where $\hat{D}=\gamma^c(e^\alpha_{(c)}\partial_\alpha+ieA_{(c)}+\frac{1}{2}j^{ab}\gamma_{abc})$.

Recall that the curvature tensor $R_{[md][kl]}$ is antisymmetric in paires md and kl, and symmetric with respect to pairs. At listing independent components of the curvature tensor, we will apply the shortening notations of the following type $R_{[..][..]}\Rightarrow R_{AB}=R_{BA}$:

$A=1\to[01], A=2\to[02], A=3\to[03],\ A=4\to[23]=1', A=5\to[31]=2', A=6\to[12]=3'.$

So, the independent components of the curvature tensor may be presented by symmetric matrix

$$R_{AB}=\begin{vmatrix} 11 & 12 & 13 & 14 & 15 & 16\\ . & 22 & 23 & 24 & 25 & 26\\ . & . & 33 & 34 & 35 & 36\\ . & . & . & 44 & 45 & 46\\ . & . & . & . & 55 & 56\\ . & . & . & . & . & 66 \end{vmatrix}=\begin{vmatrix} 11 & 12 & 13 & 11' & 12' & 13'\\ . & 22 & 23 & 21' & 22' & 23'\\ . & . & 33 & 31' & 32' & 33'\\ . & . & . & 1'1' & 1'2' & 1'3'\\ . & . & . & . & 2'2' & 2'3'\\ . & . & . & . & . & 3'3' \end{vmatrix},$$

recall the known constraint, $R_{14}+R_{25}+R_{36}=R_{11'}+R_{22'}+R_{33'}=0$. We will apply the notations:

$$j^{01}=J_1,\ j^{02}=J_2,\ j^{03}=J_3,\quad j^{23}=J_4=J_{1'},\ j^{31}=J_5=J_{2'},\ j^{12}=J_6=J_{3'}.$$

After performing the needed calculation, we obtain the following expression for the term quadratic in components of the Riemann tensor:

$$(R^d_{nab}J^{ab})J^{nm}(R_{mdkl}J^{kl})=J^1[(R_{11}+R_{22}+R_{1'1'}-R_{3'3'})R_{23'}-(R_{11}+R_{33}+R_{1'1'}-R_{2'2'})R_{32'}$$
$$+(R_{1'2'}+R_{12})R_{31'}+(R_{31'}-R_{13'})R_{1'2'}-(R_{1'3'}+R_{13})R_{21'}+(R_{12'}-R_{21'})R_{1'3'}+(R_{33'}-R_{22'})(R_{2'3'}+R_{23})]$$
$$+J^2[(R_{22}+R_{33}+R_{2'2'}-R_{1'1'})R_{31'}-(R_{11}+R_{22}+R_{2'2'}-R_{3'3'})R_{13'}$$
$$+(R_{2'3'}+R_{23})R_{12'}+(R_{12'}-R_{21'})R_{2'3'}-(R_{1'2'}+R_{12})R_{32'}+(R_{23'}-R_{32'})R_{1'2'}+(R_{11'}-R_{33'})(R_{13}+R_{1'3'})]$$
$$+J^3[(R_{11}+R_{33}+R_{3'3'}-R_{2'2'})R_{12'}-(R_{22}+R_{33}+R_{3'3'}-R_{1'1'})R_{21'}$$

$$+(R_{1'3'}+R_{13})R_{23'}+(R_{23'}-R_{32'})R_{1'3'}-(R_{2'3'}+R_{23})R_{13'}+(R_{31'}-R_{13'})R_{2'3'}+(R_{22'}-R_{11'})(R_{1'2'}+R_{12})]$$
$$+J^{1'}[(R_{22}-R_{33})R_{2'3'}+(R_{3'3'}-R_{2'2'})R_{23}+(R_{22'}+R_{33'})R_{23'}-(R_{22'}+R_{33'})R_{32'}+R_{12}R_{1'3'}-R_{13}R_{1'2'}+R_{13'}R_{21'}-R_{12'}R_{31'}]$$
$$+J^{2'}[(R_{1'1'}-R_{3'3'})R_{13}+(R_{33}-R_{11})R_{1'3'}+(R_{22'}+R_{33'})R_{31'}-(R_{11'}+R_{33'})R_{13'}+R_{23}R_{1'2'}-R_{12}R_{2'3'}+R_{21'}R_{32'}-R_{12'}R_{23'}]$$
$$+J^{3'}[(R_{2'2'}-R_{1'1'})R_{12}+(R_{11}-R_{22})R_{1'2'}+(R_{11'}+R_{22'})R_{12'}-(R_{11'}+R_{22'})R_{21'}+R_{13}R_{2'3'}-R_{23}R_{1'3'}+R_{13'}R_{32'}-R_{23'}R_{31'}]$$
$$+i\gamma^5\frac{1}{2}[(R_{22'}+R_{33'})R_{11}+(R_{11'}+R_{33'})R_{22}+(R_{11'}+R_{22'})R_{33}-(R_{22'}+R_{33'})R_{1'1'}-(R_{11'}+R_{33'})R_{2'2'}-(R_{11'}+R_{22'})R_{3'3'}$$
$$+(R_{1'2'}-R_{12})R_{21'}+(R_{1'2'}-R_{12})R_{12'}+(R_{1'3'}-R_{13})R_{31'}+(R_{1'3'}-R_{13})R_{13'}+(R_{2'3'}-R_{23})R_{32'}+(R_{2'3'}-R_{23})R_{23'}]$$
$$+\frac{1}{2}[R_{11}R_{22}+R_{11}R_{33}+R_{22}R_{33}+R_{1'1'}R_{2'2'}+R_{1'1'}R_{3'3'}+R_{2'2'}R_{3'3'}-R_{12}^2-R_{13}^2-R_{23}^2-R_{1'2'}^2-R_{1'3'}^2-R_{2'3'}^2$$
$$+2R_{12'}R_{21'}+2R_{13'}R_{31'}+2R_{23'}R_{32'}-2R_{11'}R_{22'}-2R_{11'}R_{33'}-2R_{22'}R_{33'}].$$

Two remaining terms are given by the formulas:

$$\Delta_1=-ieF_{ab}j^{nr}R^{b}{}_{nr}{}^{a}=-2ie\{-E_1[(J^1R_{11}+J^2R_{12}+J^3R_{13})+(J^{1'}R_{11'}+J^{2'}R_{12'}+J^{3'}R_{13'})]-$$
$$-E_2[(J^1R_{21}+J^2R_{22}+J^3R_{23})+(J^{1'}R_{21'}+J^{2'}R_{22'}+J^{3'}R_{23'})]-$$
$$-E_3[(J^1R_{31}+J^2R_{32}+J^3R_{33})+(J^{1'}R_{31'}+J^{2'}R_{32'}+J^{3'}R_{33'})]+$$
$$+B_1[(J^1R_{1'1}+J^2R_{1'2}+J^3R_{1'3})+(J^{1'}R_{1'1'}+J^{2'}R_{1'2'}+J^{3'}R_{1'3'})]+$$
$$+B_2[(J^1R_{2'1}+J^2R_{2'2}+J^3R_{2'3})+(J^{1'}R_{2'1'}+J^{2'}R_{2'2'}+J^{3'}R_{2'3'})]+$$
$$+B_3[(J^1R_{3'1}+J^2R_{3'2}+J^3R_{3'3})+(J^{1'}R_{3'1'}+J^{2'}R_{3'2'}+J^{3'}R_{3'3'})]\};$$

$$\Delta_2=eF_{ab}\gamma^5j^{rd}m_d{}^{ans}R^{b}{}_{nsr}=e\gamma^5\{E_1[-2(R_{22'}+R_{33'})J^1+(R_{12'}+R_{21'})J^2+(R_{13'}+R_{31'})J^3+$$
$$+(R_{22}+R_{33}-R_{3'3'}-R_{2'2'})J^{1'}+(R_{1'2'}-R_{12})J^{2'}+(R_{1'3'}-R_{13})J^{3'}]+$$
$$+E_2[(R_{12'}+R_{21'})J^1-2(R_{11'}+R_{33'})J^2+(R_{23'}+R_{32'})J^3+$$
$$+(R_{1'2'}-R_{12})J^{1'}+(R_{11}+R_{33}-R_{3'3'}-R_{1'1'})J^{2'}+(R_{2'3'}-R_{23})J^{3'}]+$$
$$+E_3[(R_{13'}+R_{31'})J^1+(R_{23'}+R_{32'})J^2-2(R_{11'}+R_{22'})J^3+$$
$$+(R_{1'3'}-R_{13})J^{1'}+(R_{2'3'}-R_{23})J^{2'}+(R_{11}+R_{22}-R_{1'1'}-R_{2'2'})J^{3'}]+$$
$$+B_1[(R_{3'3'}+R_{2'2'}-R_{22}-R_{33})J^1+(R_{12}-R_{1'2'})J^2+(R_{13}-R_{1'3'})J^3-$$
$$-2(R_{22'}+R_{33'})J^{1'}+(R_{12'}+R_{21'})J^{2'}+(R_{13'}+R_{31'})J^{3'}]+$$
$$+B_2[(R_{12}-R_{1'2'})J^1+(R_{3'3'}+R_{1'1'}-R_{11}-R_{33})J^2+(R_{23}-R_{2'3'})J^3+$$
$$+(R_{12'}+R_{21'})J^{1'}-2(R_{11'}+R_{33'})J^{2'}+(R_{23'}+R_{32'})J^{3'}]+$$
$$+B_3[(R_{13}-R_{1'3'})J^1+(R_{23}-R_{2'3'})J^2+(R_{1'1'}+R_{2'2'}-R_{11}-R_{22})J^3+$$
$$+(R_{13'}+R_{31'})J^{1'}+(R_{23'}+R_{32'})J^{2'}-2(R_{11'}+R_{22'})J^{3'}]\}.$$

The obtained results may be important for testing possible geometrical structures of space-time models in the context of Petrov classification of gravitational fields.

[1] New equation for a spin 1/2 particle with three additional characteristics in presence of electromagnetic and gravitational fields / V. Kisel, E. Ovsiyuk, A. Bury, A. Ivaskkevich, V. Red'kov, and A. Ishkhanyan // Reports of National Academy of Sciences of the Republic of Armenia. – 2026. – Vol. 126, no. 1. – P. 1–14.

УДК 530.145

N. M. Kuzmich[1], P. O. Sachenok[2]

A NEUTRAL SPIN 1/2 PARTICLE WITH 3 ADDITIONAL CHARACTERISTICS IN MAGNETIC FIELD

[1]B. I. Stepanov Institute of Physics of NAS of Belarus,
220072 Minsk, BELARUS
E-mail: miss.nastya.01@list.ru
[2]Mozyr State Pedagogical University named after I.P. Shamyakin
E-mail: polinasacenok@gmail.com

Starting with the known equation for a spin 1/2 particle possessing in addition to electric charge three characteristics, μ,σ,η, by using a special limiting procedure, we derive an equation for electrically neutral particle with spin 1/2. The derived equation may be considered as describing a neutron with a internal 3-parametric electromagnetic structure. The new equation [1, 2], contains 3 new interaction terms with electromagnetic fields. From this equation, we can derive an equation for a neutral spin 1/2 particle (neutron)

$$\{i\hat{D}-M+\frac{\mu}{M}(F_{[kl]}j^{[kl]})-\frac{i\sigma}{M^2}\gamma^c(e^{\sigma}_{(c)}\partial_{\sigma}+\Gamma_c)(F_{[kl]}j^{[kl]})-\frac{\eta}{M^3}\hat{D}^2(F_{[kl]}j^{[kl]})\}\Psi=0. \quad (1)$$

This equation is considered in the uniform magnetic field, oriented along the axis z, in cylindrical coordinates it is determined by relation $A_{\phi}=-Br^2/2$. For this case, we obtain the following presentation of the equation (1):

$$\{i(\gamma^0\partial_t+\gamma^1(\partial_r+\frac{1}{2r})+\frac{\gamma^2}{r}\partial_{\phi}+\gamma^3\partial_z)-M+\frac{\mu B}{M}S_3-\frac{i\sigma B}{M^2}(\gamma^0\partial_t+\gamma^1(\partial_r+\frac{1}{2r})+\frac{\gamma^2}{r}\partial_{\phi}+\gamma^3\partial_z)S_3$$
$$-\frac{B\eta}{M^3}(\partial_t^2-\partial_r^2-\frac{1}{r}\partial_r+\frac{1}{4r^2}-\frac{1}{r^2}\partial_{\phi}^2-\partial_z^2-2\frac{j^{12}}{r^2}\partial_{\phi})S_3\}\Psi=0, \quad (2)$$

where $S_3=diag(1/2,-1/2,1/2,-1/2)$ is a spin matrix. Applying the following substitution for the wave function:

$$\Psi=e^{-iEt}e^{im\phi}e^{ikz}\begin{vmatrix}f_1(r)\\f_2(r)\\f_3(r)\\f_4(r)\end{vmatrix}, \quad (3)$$

we obtain a system of equations in polar coordinate r:

$$\{(E\gamma^0+i\gamma^1(\frac{d}{dr}+\frac{1}{2r})-\frac{\gamma^2}{r}m+k\gamma^3)-M+\frac{B\mu}{M}S_3-\frac{\sigma B}{M^2}(E\gamma^0+i\gamma^1(\frac{d}{dr}+\frac{1}{2r})-\frac{\gamma^2}{r}m+k\gamma^3)S_3$$
$$-\frac{B\eta}{M^3}(-E^2-\frac{d^2}{dr^2}-\frac{1}{r}\frac{d}{dr}+\frac{1}{4r^2}+\frac{m^2}{r^2}+k^2-\frac{2m}{r^2}S_3)\}\Psi=0. \quad (4)$$

Further, we derive four separate equations:

1) $$Ef_3-i(\frac{d}{dr}+\frac{m+1/2}{r})f_4-kf_3-Mf_1+\frac{B\mu}{M}\frac{1}{2}f_1-\frac{B\sigma}{M^2}\frac{1}{2}(Ef_3+i(\frac{d}{dr}+\frac{m+1/2}{r})f_4-kf_3)$$
$$-\frac{B\eta}{M^3}[-E^2-\frac{d^2}{dr^2}-\frac{1}{r}\frac{d}{dr}+\frac{1}{4r^2}+\frac{m^2}{r^2}+k^2-\frac{m}{r^2}]f_1=0,$$

$$2)\quad Ef_4 - i(\frac{d}{dr} - \frac{m-1/2}{r}) f_3 + kf_4 - Mf_2 - \frac{B\mu}{M}\frac{1}{2} f_2 - \frac{B\sigma}{M^2}\frac{1}{2}(-Ef_4 - i(\frac{d}{dr} - \frac{m-1/2}{r}) f_3 - kf_4)$$
$$-\frac{B\eta}{M^3}[-E^2 - \frac{d^2}{dr^2} - \frac{1}{r}\frac{d}{dr} + \frac{1}{4r^2} + \frac{m^2}{r^2} + k^2 + \frac{m}{r^2}] f_2 = 0, \qquad (5)$$

$$3)\quad Ef_1 + i(\frac{d}{dr} + \frac{m+1/2}{r}) f_2 + kf_1 - Mf_3 + \frac{B\mu}{M}\frac{1}{2} f_3 - \frac{B\sigma}{M^2}\frac{1}{2}(Ef_1 - i(\frac{d}{dr} + \frac{m+1/2}{r}) f_2 + kf_1)$$
$$-\frac{B\eta}{M^3}[-E^2 - \frac{d^2}{dr^2} - \frac{1}{r}\frac{d}{dr} + \frac{1}{4r^2} + \frac{m^2}{r^2} + k^2 - \frac{m}{r^2}] f_3 = 0,$$

$$4)\quad Ef_2 + i(\frac{d}{dr} - \frac{m-1/2}{r}) f_1 - kf_2 - Mf_4 - \frac{B\mu}{M}\frac{1}{2} f_4 - \frac{B\sigma}{M^2}\frac{1}{2}(-Ef_2 + i(\frac{d}{dr} - \frac{m-1/2}{r}) f_1 + kf_2)$$
$$-\frac{B\eta}{M^3}[-E^2 - \frac{d^2}{dr^2} - \frac{1}{r}\frac{d}{dr} + \frac{1}{4r^2} + \frac{m^2}{r^2} + k^2 + \frac{m}{r^2}] f_4 = 0.$$

We have found exact solutions of the above system in the following form

$$\Psi_{Ekm(+)} = e^{-iEt} e^{im\phi} e^{ikz} \begin{vmatrix} f_1^{(+)}(r) \\ f_2^{(+)}(r) \\ Af_1^{(+)}(r) \\ Df_2^{(+)}(r) \end{vmatrix}, \quad \Psi_{Ekm(-)} = e^{-iEt} e^{im\phi} e^{ikz} \begin{vmatrix} f_1^{(-)}(r) \\ f_2^{(-)}(r) \\ Af_1^{(-)}(r) \\ Df_2^{(-)}(r) \end{vmatrix}. \qquad (6)$$

The functions f_1 and f_2 are of Bessel type: $f_1 = J_{\pm|m-1/2|}(x)$, $f_2 = J_{\pm|m+1/2|}(x)$, $x = ic_1 r$, where parameter ic_1 depends on additional parameters:

$$ic_1 = \sqrt{\frac{1}{2}a^2\left(\frac{1}{b^2}+1\right) \pm \frac{\sqrt{a^4\left(b^2-1\right)^2 + 8a^2b^2\left(b^2+1\right)(k^2-E^2)}}{2b^2} + k^2 - E^2}, \quad a = \frac{\mu B}{2M}, \quad b = \frac{\sigma B}{2M^2}; \qquad (7)$$

In (6), parameters A and D are determined as follows

$$A = \alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - \frac{E+k}{E-k}}, \alpha = \frac{ic_1(1+b)}{(E-k)(1-b)}, \quad D = \gamma \pm \sqrt{\gamma^2 - \frac{E-k}{E+k}}, \gamma = \frac{ic_1(1-b)}{(E+k)(1+b)}. \qquad (8)$$

It can be noted that the contribution of the parameter η into (7) is absent.

In the present paper, starting with a generalized Dirac-like equation with includes in addition to electric charge 3 other electromagnetic characteristics, by using a special limiting procedure, we have derived an equation for an electrically neutral spin 1/2 particle. This equation may be considered as describing a neutron possessing 3 electromagnetic characteristics μ, σ and η.

This equation has been solved in presence of uniform magnetic field. For resolving arising system of equations, a special algebraization method is applied, and the problem reduces to a system of 4 algebraic equations which includes parameters μ, σ, η and the amplitude of the extrenal uniform magnetic field. The final wave functions of the particle include the usual multiplier $e^{-imt} e^{im\phi} e^{\pm ikz} J_{|m\pm1/2|}(\sqrt{m^2 - M^2 - k^2}\, r)$ for a free spin 1/2 particle, but the 4-dimensional columns in (6) depend on parameters μ, σ and the amplitude *B*.

[1] Kisel V. / New equation for a spin 1/2 particle with three additional characteristics in presence of electromagnetic and gravitational fields / V. Kisel, E. Ovsiyuk, A. Bury, A. Ivaskkevich, V. Red'kov, and A. Ishkhanyan // Reports of National Academy of Sciences of the Republic of Armenia. – 2026. Vol. 126. – no 1 P. 1–14.

УДК 530.145

A. V. Ivashkevich[1], P. O. Sachenok[2], N. M. Kuzmich[3],
E. M. Ovsiyuk[4], A. V. Bury[5], V. M. Red'kov[6]

SPIN 1/2 PARTICLE WITH 3 ADDITIONAL CHARACTERISTICS IN ELECTRIC AND MAGNETIC FIELDS

[1,3,5,6] B. I. Stepanov Institute of Physics of NAS of Belarus,
220072 Minsk, BELARUS
E-mail: miss.nastya.01@list.ru, ivashkevich.alina@yandex.by,
anton.buryy.97@mail.ru, v.redkov@ifanbel.bas-net.by
[2,4] Mozyr State Pedagogical University named after I.P. Shamyakin
E-mail: polinasacenok@gmail.com, e.ovsiyuk@mail.ru

We start with the known equation for a spin 1/2 particle possessing in addition to electric charge three characteristics [1,2]. This equation is examined in uniform magnetic and electric fields. We derive a system of 4 linked differential equation in partial derivatives with respect to cylindrical coordinates (r, z). With the use of algebraization method, in this system is fixed the r-dependence of the searched solutions through the confluent hypergeometric functions; at this there arises a quantization rule due to the presence of the external magnetic field. In the same time, the system of 4 linked differential equations in z-coordinate is derived; which is solved with the use of a similar algebraization method, also in terms of the confluent hypergeometric functions. The constructed wave functions depend substantially on three additional electromagnetic characteristics.

The basic equation reads as

$$\{(\gamma^c D_{(c)} + M) + \frac{\mu}{M} ieF_{(k)(l)} j^{kl} + \frac{\sigma}{M^2} \gamma^c D_{(c)} (ieF_{(k)(l)} j^{kl}) \tag{1}$$

$$+ \frac{\eta}{M^3} [\hat{D}^2 (ieF_{(k)(l)} j^{kl}) + (ieF_{(k)(l)} j^{kl})^2]\} \Psi = 0, \quad \hat{D} \equiv \gamma^c D_{(c)}.$$

Further, we obtain presentation for the main equation

$$\{i(\gamma^0(\partial_t - iEz) + \gamma^1(\partial_r + \frac{1}{2r}) + \frac{\gamma^2}{r}(\partial_\phi + i\frac{Br^2}{2}) + \gamma^3\partial_z) - M + \frac{i\mu}{M}(Bj^{12} + 2Ej^{03})$$

$$+ \frac{\sigma}{M^2}(\gamma^0(\partial_t - iEz) + \gamma^1(\partial_r + \frac{1}{2r}) + \frac{\gamma^2}{r}(\partial_\phi + i\frac{Br^2}{2}) + \gamma^3\partial_z)(Bj^{12} + 2Ej^{03}) \tag{2}$$

$$- \frac{i\eta}{M^3}[((\partial_t - iEz)^2 - (\partial_r^2 + \frac{1}{r}\partial_r - \frac{1}{4r^2}) - \frac{1}{r^2}(\partial_\phi + i\frac{Br^2}{2})^2 - \partial_z^2$$

$$-2\frac{j^{12}}{r^2}(\partial_\phi - i\frac{Br^2}{2}) + 2iEj^{03})(Bj^{12} + 2Ej^{03}) + i(Bj^{12} + 2Ej^{03})^2]\} \Psi = 0.$$

The needed substitution for the wave functions is

$$\Psi = e^{-imt} e^{im\phi} \begin{vmatrix} f_1(r)g_1(z) \\ f_2(r)g_2(z) \\ f_3(r)g_3(z) \\ f_4(r)g_4(z) \end{vmatrix} = e^{-imt} e^{im\phi} \begin{vmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_3 \\ F_4 \end{vmatrix}. \tag{3}$$

Further, we derive the system of four equations:

$$(\varepsilon - i\partial_z)F_3 - ia_m F_4 - MF_1 + \frac{\mu}{M}\alpha F_1 - \frac{\sigma}{M^2}[\beta(\varepsilon - i\partial_z)F_3 + i\beta a_m F_4] + \frac{\eta}{M^3}\alpha(Q + \frac{m}{r^2})F_1 = 0, \quad (4)$$

$$-ib_m F_3 + (\varepsilon + i\partial_z)F_4 - MF_2 - \frac{\mu}{M}\alpha F_2 - \frac{\sigma}{M^2}[-i\beta b_m F_3 - \beta(\varepsilon + i\partial_z)F_4] - \frac{\eta}{M^3}\alpha(Q - \frac{m}{r^2})\,F_2 = 0,$$

$$(\varepsilon + i\partial_z)F_1 + ia_m F_2 - MF_3 + \frac{\mu}{M}\beta F_3 - \frac{\sigma}{M^2}[\alpha(\varepsilon + i\partial_z)F_1 - i\alpha a_m F_2] + \frac{\eta}{M^3}\beta(Q + \frac{m}{r^2})\,F_3 = 0,$$

$$ib_m F_1 + (\varepsilon - i\partial_z)F_2 - MF_4 - \frac{\mu}{M}\beta F_4 - \frac{\sigma}{M^2}[i\alpha b_m F_1 - \alpha(\varepsilon - i\partial_z)F_2] - \frac{\eta}{M^3}\beta(Q - \frac{m}{r^2})\,F_4 = 0.$$

Exact solutions for this system are found in the following form

$$\Psi = e^{-iwt}e^{im\phi}\begin{vmatrix} g_1(z)\ f_1(r) \\ g_2(z)\ f_2(r) \\ AL\ g_2(z)\ f_1(r) \\ KD\ g_1(z)\ f_2(r) \end{vmatrix}, \quad (5)$$

due to the presence of the external magnetic field, there arises the quantization rule for some parameter $ic_1 = \lambda$:

$$\lambda^2 = 2B(n_1 + \frac{|m - 1/2| + m + 1/2}{2} + \frac{1}{2}) \equiv 2BN, \quad n_2 = n_1 - 1. \quad (6)$$

The numerical coefficients A, L, K, D are determined as explicit solutions of the the algebraic system, written with the use of shortening notations,

$$\alpha = B/2 + iE,\ \beta = B/2 - iE, \quad \frac{\mu}{M} \Rightarrow \mu, \quad \frac{\sigma}{M^2} \Rightarrow \sigma, \quad \frac{\eta}{M^3} \Rightarrow \eta \quad (7)$$

as follows (d_1^2 is a parameter related to the mass M of the particle and amplitude of the external electric field)

$$\begin{aligned}
&[-M + \mu\beta + \eta\beta(c_1^2 + d_1^2 + \beta)]AL + ic_1(1 + \sigma\alpha)A + d_1(1 - \sigma\alpha) = 0, \\
&d_1(1 - \sigma\beta)AL - ic_1(1 + \beta\sigma)K + [-M + \mu\alpha + \eta\alpha(c_1^2 + d_1^2 + \beta)] = 0, \\
&[-M - \mu\beta - \eta\beta(c_1^2 + d_1^2 - \beta)]KD + ic_1(1 - \sigma\alpha)D + d_1(1 + \sigma\alpha) = 0, \\
&d_1(1 + \sigma\beta)KD - ic_1(1 - \sigma\beta)L + [-M - \mu\alpha - \eta\alpha(c_1^2 + d_1^2 - \beta)] = 0;
\end{aligned} \quad (8)$$

it is solved explicitly by using the elimination method.

The main result consists in the following: the known equation for a spin 1/2 particle possessing in addition to electric charge three characteristics is solved in presence of both magnetic and electric uniform fields. The constructed wave functions depend substantially on three additional electromagnetic characteristics μ, σ, η and amplitude of magnetic and electric fields B, E.

[1] Kisel V. V. / A spin 1/2 particle with three additional characteristics in presence of external fields, general theory within the Gel'fand–Yaglom formalism / V. V. Kisel, E. M. Ovsiyuk, P. O. Sachenok, A. S. Martynenko, A. V. Bury, V. M. Red'kov // Nonlinear Dynamics and Applications: 2025. – Vol. 31. – 390 p.; P. 262–286.

[2] Kisel V. / New equation for a spin 1/2 particle with three additional characteristics in presence of electromagnetic and gravitational fields / V. Kisel, E. Ovsiyuk, A. Bury, A. Ivaskkevich, V. Red'kov, and A. Ishkhanyan // Reports of National Academy of Sciences of the Republic of Armenia. – 2026. Vol. 126. – no 1 P. 1–14.

УДК 539.120:004.932

С. Ю. Данченко

АВТОМАТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ТРЕКОВ ЧАСТИЦ В КАМЕРЕ ВИЛЬСОНА С ПОМОЩЬЮ КОМПЬЮТЕРНОГО ЗРЕНИЯ

Белорусский национальный технический университет, пр. Независимости, 65, 220013 Минск, Беларусь
pprt56@ya.ru

Камера Вильсона остаётся фундаментальным инструментом визуализации траекторий заряженных частиц в учебных и научно-исследовательских лабораториях. Современная модификация устройства реализована в стационарном режиме работы за счёт применения двойных стеков термоэлектрических модулей Пельтье и двухконтурной системы охлаждения [1], что обеспечивает стабильные и воспроизводимые условия эксперимента, приемлемые для учебного процесса. Вместе с тем традиционный визуальный анализ треков частиц остаётся трудоёмким и подвержен субъективной интерпретации. Интеграция методов компьютерного зрения позволяет автоматизировать распознавание и количественную оценку траекторий, повышая объективность и эффективность обработки экспериментальных данных.

В предыдущей работе [2] нами был предложен подход к автоматизированному анализу треков, включающий интерактивное выделение контура источника, построение полных траекторий частиц и визуализацию результатов. Детекция треков в [2] осуществлялась с использованием нейросетевой модели YOLO. Однако в ходе экспериментов были выявлены сложности, связанные с нестабильностью покадровой детекции и необходимостью подготовки размеченного датасета для обучения. Это потребовало пересмотра подхода к обнаружению треков при сохранении остальных этапов обработки.

Целью настоящей работы является модернизация программного комплекса путем замены алгоритма детекции на более стабильный и быстрый метод, не требующий предварительного обучения нейросети и позволяющий эффективно восстанавливать длину треков заряженных частиц в объеме камеры Вильсона с последующим восстановлением значения их средней кинетической энергии.

Программный комплекс был реализован на языке Python с использованием библиотек компьютерного зрения OpenCV [3]. Алгоритм работы включает следующие этапы: загрузка и предварительная обработка видеоданных, интерактивное выделение контура радиоактивного источника, детекция треков частиц, построение полных траекторий и визуализация результатов.

Для определения границ радиоактивного источника реализован механизм интерактивного выделения контура. Пользователь последовательно указывает точки на границе источника, которые автоматически соединяются в замкнутый контур. Реализованы функции масштабирования и панорамирования для точного позиционирования, а также возможность сохранения и загрузки конфигурации источника для повторного использования.

Основное изменение коснулось этапа детекции. Вместо нейросетевой модели YOLO используется комбинация методов бинаризации и выделения связных компонент. Каждый кадр видеопоследовательности преобразуется в полутоновое изображение, после чего применяется пороговая фильтрация для выделения ярких областей, соответствующих трекам частиц. Далее алгоритм связных компонент (connected components) позволяет выделить отдельные объекты и отфильтровать их по геометрическим характеристикам, таким как площадь. Такой подход обеспечивает высокую скорость обработки (до 10–15 мс на кадр), детерминированность результатов и не требует подготовки обучающей выборки.

Для отслеживания движения частиц между кадрами был разработан быстрый трекер, использующий пространственное индексирование. Для каждого обнаруженного трека сохраняется история его положения на протяжении всей последовательности кадров. Трекер сопоставляет новые детекции с существующими треками по расстоянию и пересечению областей, поддерживает механизм предсказания позиции и корректно обрабатывает временные пропадания треков из-за шума или флуктуаций яркости.

Построение полной траектории частицы выполняется по алгоритму, описанному ранее [2]. Разработанный программный комплекс представляет собой развитие предыдущей версии с заменой ключевого этапа детекции на более надежный и производительный метод. Предложенный подход позволяет автоматизировать процесс анализа треков без необходимости использования сложных нейросетевых моделей и подготовки размеченных датасетов. Высокая скорость обработки и низкие требования к вычислительным ресурсам делают разработанное решение доступным для широкого круга исследовательских и учебных задач.

Перспективы дальнейшего развития работы включают интеграцию алгоритмов классификации треков по типам частиц, автоматическое вычисление энергии частиц на основе длины пробега, а также разработку модуля статистического анализа серий экспериментов с камерой Вильсона.

[1] Верич, А.В. Режимы работы системы охлаждения камеры Вильсона на элементах Пельтье / А.В. Верич, А.В. Кулик, С.М. Качан // Молодежь в науке – 2025: тезисы докладов XXII Межд. науч. конф. молодых ученых, Минск, 16–18 сентября 2025 г. В четырех частях. Часть 4. Физ.-матем., физ.-техн. науки / Нац. акад. наук Беларуси, Совет молодых ученых; редкол.: В.Л. Гурский (гл. ред.) [и др.]. – Минск: Беларуская навука, 2025. – С. 123–125.

[2] Данченко, С. Ю. Применение технологий компьютерного зрения для детектирования треков заряженных частиц в камере Вильсона / С. Ю. Данченко, С. М. Качан // Новые горизонты – 2025 : сборник материалов XII Белорусско-Китайского молодежного инновационного форума, Минск, 27–28 ноября 2025 г. : в 2 т. – Минск : БНТУ, 2025. – Т. 2. – С. 22. – URL: https://rep.bntu.by/handle/data/162285 (дата обращения: 10.02.2026).

[3] OpenCV: Documentation and User Guide // Official OpenCV Documentation. – URL: https://docs.opencv.org/ (дата обращения: 12.01.2026).

УДК 539.2

Г. В. Грушевская[1], Г. Г. Крылов[2]

МАЙОРАНОВСКАЯ ФЕРМИОННАЯ ГРАФЕНОВАЯ МОДЕЛЬ С АНОМАЛИЕЙ КИРАЛЬНОСТИ И АСИММЕТРИЕЙ ОПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА

Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь
[1] grushevskaja@bsu.by
[2] krylov@bsu.by

Изучение оптического отклика графена выявило значительные отклонения от теоретически предсказанного константного поведения его оптической проводимости в дальнем инфракрасном диапазоне и выше. В ультрафиолетовом диапазоне наблюдается асимметричная широкая полоса с максимумом 4,62 эВ, такое поведение объясняется феноменологически как существование слабой связи между рассеянием фотонов на графеновых фермионов дираковского типа со сплошным спектром и возбуждением с последующим быстрым распадом экситонов с дискретным спектром на плоских участках в окрестности точки M бриллюэновской зоны [1]. Фитирующие так-называемые параметры резонанса Фано предсказывают феноменологическое 200-мэВ уширении полосы и, соответственно, достаточно медленный экситонный распад, что противоречит экситонной нестабильности в графена. В [2] без выяснения природы слабой связи между двумя осцилляторами используется феноменологически инкорпорируемый в графен дискретный уровень трехмерной системы с квантовой ямой типа притягивающего сингулярного δ-потенциала к плоскости, что дает уширение, эквивалентное достаточно медленному распаду, хотя и более быстрому в сравнении с экситонным. В [3] развита квазирелятивистская теория графеновых фермионов майорановского типа, псевдомайорановские моды с нулевой энергией проживают в дираковской точке графеновой зоны Бриллюэна $K(K')$ как топологически нетривиальные дефекты. В данной работе обсуждается механизм возбуждения графеновых носителей заряда в зону проводимости через рассеяние фотонов внутрищелевыми дефектами майорановского типа в точках $K(K')$.

Псевдодираковские носители заряда графена отсутствуют в его зоне проводимости в низкочастотном пределе $w_0 \to 0$. Для топологически нетривиальной псевдомайорановской графеновой модели в дираковской точке $K(K')$ находится топологический дефект. Носители заряда, огибая этот дефект, приобретают ненулевую фазу Зака. Физический смысл обратного Фурье-образа фазы Зака заключается в появлении ненулевого дипольного момента $\vec{d} = e\vec{r}$ в точке $K(K')$. Так как $\vec{d} \neq 0$, то дипольный момент перехода $\left\langle \vec{K} \middle| \vec{r} \middle| \vec{K} + \vec{q} \right\rangle \neq 0, \vec{q} \to 0$ в окрестности дираковской точки не равен нулю. Это значит, что всегда присутствуют связанные носители заряда в долине $K(K')$ на частоте w_0. В магнитных полях возникают дискретные энергетические уровни Ландау, снимая вырождение зонной структуры майорановского типа; и три возбужденные майорановские моды возникают в окрестности долины. Как видно, из рис. 1 эти три майорановские моды, обозначенные через “M1”, “M2” и “M2”

на рис. 1, существуют в частотной зависимости оптической проводимости для графеновой модели с ненулевым массовым майорановским членом. Для безмассовых графеновых фермионов майорановского типа три пика “M1”, “M2” и “M2” вырождаются в один вследствие восстановления киральности модели, а оптическая проводимость становится, в среднем, равной 0,25 *G* как для графеновых фермионов дираковского типа. Здесь *G* – квант минимальной проводимости.

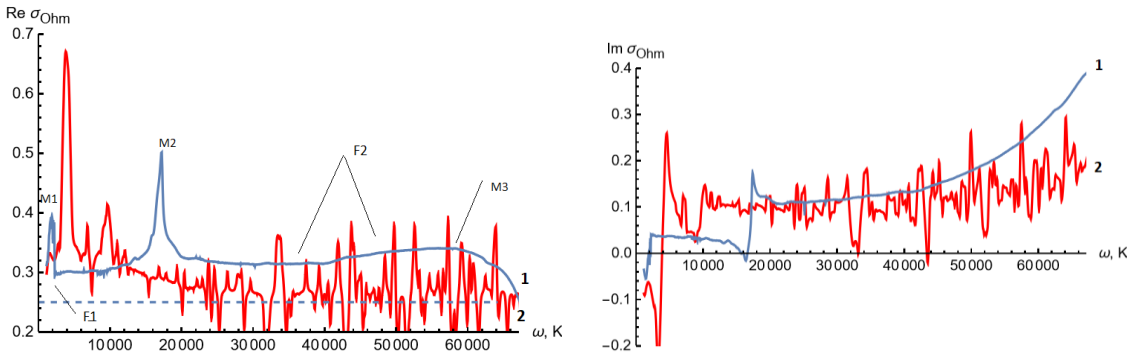


Рис. 1. Действительная (слева) и мнимая (справа) части оптической проводимости графеновых фермионов майорановского типа для псевдомайорановского гамильтониана с (сплошные кривые 1) и без (сплошные кривые 2) массового члена; штриховая линия – оптическая проводимость псевдодираковской модели графена. “F1” и “F2” обозначают резонансы Фано, “M1”, “M2” и “M2” – майорановские моды.

Двигаясь в магнитном поле, волновые функции графеновых носителей заряда приобретают фазу Берри. Характеристические особенности действительной части квантовой холловской проводимости одинаковы с массовым и без массового члена в гамильтониане псевдомайорановских графеновых фермионов и, соответственно, фаза Берри не является топологическим инвариантом псевдомайорановской модели. Наблюдаются два резонанса Фано, обозначенные через “F1” и “F2” на рис. 1; такое доказывает, что три майорановские моды слабо связаны, и существует аномалия киральности, обуславливающая сверхбыстрый распад майорановских мод с ненулевым собственным значением массового члена. Таким образом, предсказанные резонансы “F1” и “F2” обеспечивают асимметрию оптической проводимости графена и превышение её значения над предсказываемой псевдодираковской моделью графена.

[1] Mak, K. F. Optical spectroscopy of graphene:From the far infrared to the ultraviolet. / K. F. Mak et al. // Solid State Com. – 2012. – V. 152. – P. 1341.

[2] Kuzian, R. O. Fano physics behind the N-resonance in graphene. / R. O. Kuzian, D. V. Efremov, E. E. Krasovskii // Phys. Rev. Res. – 2025. – V.7. – P. 013180.

[3] Grushevskaya, H. V. Magneto-optical anomalies and majorana-like fermion interactions in graphene. / H. V. Grushevskaya, G. G. Krylov // Int. Nonlin. Phen. Comp. Sys. 2025. – V. 28. – P. 144.

УДК 530.1:51

Н. Г. Крылова[1], Г. В. Грушевская[2]

ЭФФЕКТЫ РОСТА ДОМЕНОВ В ФИНСЛЕР-ЛАГРАНЖЕВОЙ ГЕОМЕТРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА 1 РОДА

[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*
nina-kr@tut.by
[2] *Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь*
grushevskaja@tut.by

Описание динамики фазового перехода 1 рода остается одной из нерешенных проблем теоретической физики ввиду необходимости учета сложных кооперативных взаимодействий. Финслер-лагранжевая геометродинамическая модель была предложена ранее в работах [1-2] для описания гетерогенной нуклеации в процессе двумерных фазовых переходов в ленгмюровских монослоях. Целью данной работы является учет процессов роста доменов в развиваемой модели и исследование фазового перехода на стадии роста доменов.

Представим метрику расширенного конфигурационного пространства $\left\{\vec{r},\dot{\vec{r}},t,\dot{\xi}\right\}$ в следующем виде

$$F^2=-\left(\left(A\frac{\dot{\xi}}{\dot{r}}+B-\frac{C}{2}\frac{(\dot{r}^2+r^2\dot{\varphi}^2)}{\dot{\xi}^2}\right)\dot{\tilde{\xi}}\right)^2, \qquad (1)$$

где r, φ, ξ – пространственные и временная координаты, соответственно, точкой сверху обозначена производная по эволюционному параметру, $\dot{\tilde{\xi}}$ определяет размер домена,

$$A=\tilde{p}V\left(P_2 e^{\frac{2Vt}{r}}-\frac{4}{3}(Vt)^5 Ei\left[\frac{2Vt}{r}\right]\right),\quad B=\Lambda^2-\tilde{p}\left(P_1 e^{\frac{2Vt}{r}}-\frac{2}{3}(Vt)^5\left(6-\frac{Vt}{r}\right)Ei\left[\frac{2Vt}{r}\right]\right),$$

$$P_1=-\frac{3}{4}r^5+(Vt)r^4+\frac{3}{4}(Vt)^2r^3+\frac{5}{6}(Vt)^3r^2+\frac{11}{6}(Vt)^4r-\frac{1}{3}(Vt)^5,$$

$$P_2=r^5+\frac{1}{2}(Vt)r^4+\frac{1}{3}(Vt)^2r^3+\frac{1}{3}(Vt)^3r^2+\frac{2}{3}(Vt)^4r,$$

$\tilde{p}$, Λ, k, C − феноменологические постоянные, V – управляющий параметр, определяющий скорость дестабилизации системы.

Условие параметризации $\dot{\tilde{\xi}}\equiv\dot{\xi}$ в работах [1-2] предполагает, что размер домена не изменяется после нуклеации. Чтобы учесть рост домена, будем полагать, что домен растет за счет поглощения старой фазы, и в линейном приближении скорость роста можно считать пропорциональным величине пересыщения ν, с другой стороны, с ростом пересыщения растет размер образующегося пузыря, так что $\nu\sim\dot{\xi}-1$, где $\dot{\xi}=1$ по определению введенной параметризации определяет размер критического зародыша в системе без пересыщения (при $\nu=0$). Тогда можно записать

$$\dot{\tilde{\xi}}=\dot{\xi}+g_c\int_0^s \nu(s)\,ds=\dot{\xi}+g_c(t-s), \qquad (2)$$

где g_c – константа, характеризующая эффективность поглощения растущим доменом. С учетом (2), метрика (1) принимает вид:

$$F_g^2 = -\left(F + g_c\left(t-s\right)\left(A\frac{\dot{\xi}}{\dot{r}} + B - \frac{C}{2}\frac{(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2)}{\dot{\xi}^2}\right)\right)^2, \qquad (3)$$

здесь следует отметить, что в метрике F_g (3) теряется однородность первой степени по скоростям, а следовательно, метрика перестает быть финслеровой и переходит в более общий класс лагранжевых пространств.

Динамика системы определяется уравнениями Лагранжа-Эйлера

$$\frac{dy^i}{dr} + 2G^i = 0, \quad G^i \overset{def}{=} \frac{g^{is}}{4}\left[\frac{\partial^2 F_g^2}{\partial x^j \partial y^k} y^j - \frac{\partial F_g^2}{\partial x^k} + \frac{\partial^2 F_g^2}{\partial s \partial y^k}\right]; \quad x^i = \{r, \varphi, \xi\}, \; y^i = \frac{dx^i}{ds}. \qquad (4)$$

Уравнения (4) решались численно. Результаты моделирования представлены на рисунке 1. Установлено, что рост доменов новой фазы приводит к двум эффектам: 1) снижению пересыщения системы и, соответственно, образованию доменов с размерами, близкими к критическому, как видно из сравнения кривой 1 в отсутсвии роста ($g_c = 0$) с кривой 3 при $g_c = 0{,}0001$; 2) быстрому затуханию угловой компоненты скорости.

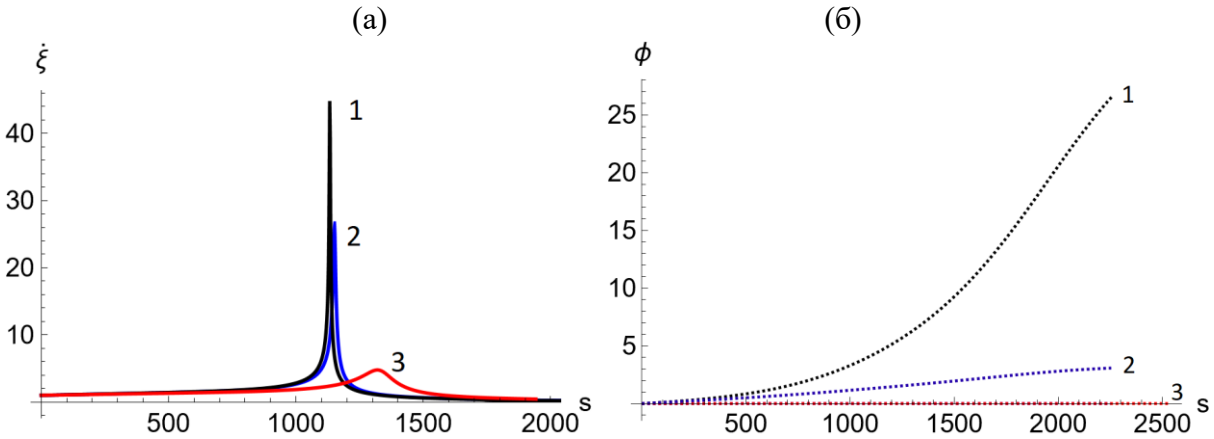


Рисунок 1 – Зависимости (а) размера образующегося домена и (б) угловой переменной от эволюционного параметра s без учета процессов роста (1, $g_c = 0$), при низкой (2, $g_c = 0{,}00001$) и высокой (3, $g_c = 0{,}0001$) эффективности роста

Найденные эффекты приводят к изменению типа траекторий системы в конфигурационном пространстве и, соответственно, изменением характера устойчивости. С использованием модели финслерового бильярда с неподвижными стенками показано, что для стадии роста доменов может возникать область хаотической динамики, наблюдаемая на множестве посещений.

[1] Balan, V. Multiple-relaxation-time Finsler-Lagrange dynamics in a compressed Langmuir monolayer / V. Balan, H. Grushevskaya, N. Krylova, M. Neagu // Int. J. Nonlin. Phen. Complex Sys. – 2016. – Vol. 19, no. 3. – P. 223.

[2] Крылова, Н.Г. Динамика фазовых переходов 1-го рода в финслеровом конфигурационном пространстве ленгмюровского монослоя / Н.Г. Крылова, Г.В. Грушевская, В.М. Редьков // Вес. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. – 2017. – № 3. – С. 66.

УДК 535

В. В. Кабанов, А. О. Негриенко

САМОСОГЛАСОВАННЫЕ ДИСКРЕТНЫЕ ФУРЬЕ-ПРЕДСТАВЛЕНИЯ В ФАЗОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси,
Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь
a.nehryienka@dragon.bas-net.by

Предложен метод самосогласованного поиска оптимально канонически-сопряженных (КС) дискретных Фурье-представлений в фазовом пространстве, в основе которого лежит нахождение истинной константы, однозначно определяемой произведением среднеквадратичных отклонений искомых Фурье-образов. Он позволяет определить истинный импульсный (пространственный) КС Фурье-образ (ФО) исследуемой системы по физически измеренному пространственному (импульсному) массиву данных. Метод экспериментально апробирован при измерении поперечного распределения профиля интенсивности (ПИ) лазерного пучка (ЛП) с высоким пространственным разрешением, и последующем итерационном поиске самосогласованного КС импульсного ФО. Такой подход позволяет получить полную картину в канонически-сопряженных координатах (КСК) фазового пространства [1], в которой двумерные дискретные Фурье-образы, реализуются с учетом условий, определяемых теоремой о выборках Котельникова-Шеннона-Найквиста [2-4]. Дискретизация КСК фазового пространства, определяемая шагами дискретизации $\Delta x(y)$, $\Delta k_{x(y)}$ и текущими значениями чисел отсчетов $n_{x(y)}, m_{k_{x(y)}}$: $x(y) = n_{x(y)} \cdot \Delta x(y)$, $k_{x(y)} = m_{k_{x(y)}} \Delta k_{x(y)}$, позволяет корректно реализовать дискретный Фурье-анализ и установить основные особенности связи между определяющими ее величинами в гиперболических дискретных координатах. Среднеквадратичные отклонения ФО $\sigma_{x(y)} = N_{x(y)} \Delta x(y)$, $\sigma_{k_{x(y)}} = N_{k_{x(y)}} \Delta kx(y)$ можно описать системой

$N_x\, N_{k_x} = (N/C)$, $N_{k_x} = \varkappa N_x$, $\Delta x \cdot \Delta k_x = 1/N$ (1), где N - обобщенное число отсчетов.

При этом нет никаких принципиальных ограничений, препятствующих одновременному достижению одинаковой точности разрешения КСФО, которая для любых конкретно заданных параметров однозначно реализуется при $\varkappa = 1$, $N_x = N_{k_x} = (N/C)^{1/2}$.

Дополнительным критерием в алгоритме поиска оптимально самосогласованных КС ФО использовалась оценка средней функциональной дистанции (СФД) между ними

$$\Delta W_{rel} = \frac{1}{\pi N_k^{\,2}} \frac{1}{\mathrm{W}_C} \sum_{n=-N_{k_x}}^{N_{k_x}} \sum_{m=-N_{k_y}}^{N_{k_y}} \left| \mathrm{W}_{C_{\sigma i max}}(n,m) - \mathrm{W}_{C_i}(n,m) \right|, \text{ при} \sqrt{n^2+m^2} \le N_k, \quad (2)$$

которая тесно связана с основными положениями эргодической теоремы ($W_{C\sigma imax}$ - опорный ФО ПИЛП при максимально точно определенной константе $C_{\sigma imax}$,

$\mathrm{W}_C = \frac{1}{\pi N_k^2} \sum_{i=-N_{k_x}}^{N_{k_x}} \sum_{j=-N_{k_y}}^{N_{k_y}} \mathrm{W}_{C_{\sigma imax}}(n,m)$ – среднее значение ФО ПИЛП).

Ниже приведены особенности поиска самосогласованной картины Фурье-образа по измеренному пространственному ПИЛП в дискретных КСК фазового пространства.

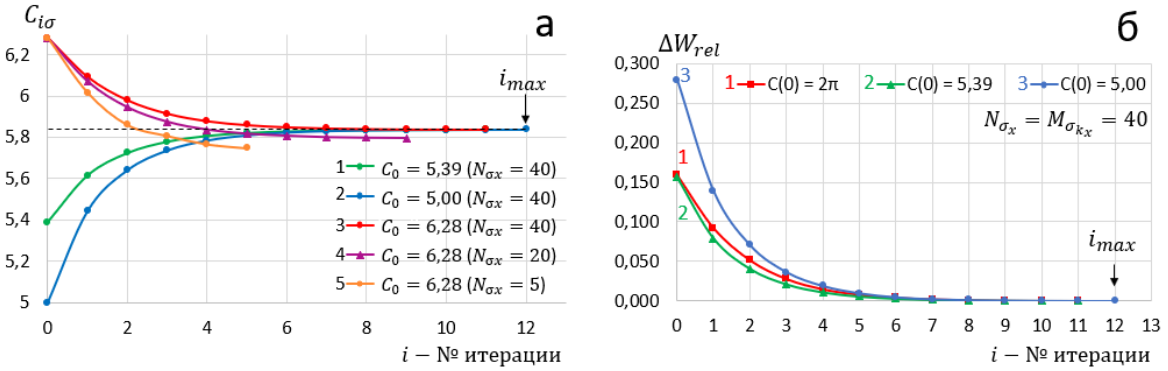


Рис 1. а) Стремление итерируемых значений константы, $C_{i\sigma}$ к самосогласованной величине, $C_\sigma \cong 5.83$ независимо от исходно заданных величин, C_0 (1-3) при вариации разрешения $N_{\sigma x}$ (3-5) на старте; б) Итерационное поведение СФД ФО при C_0= 6.28, 5.39, 5.0 (1, 2, 3).

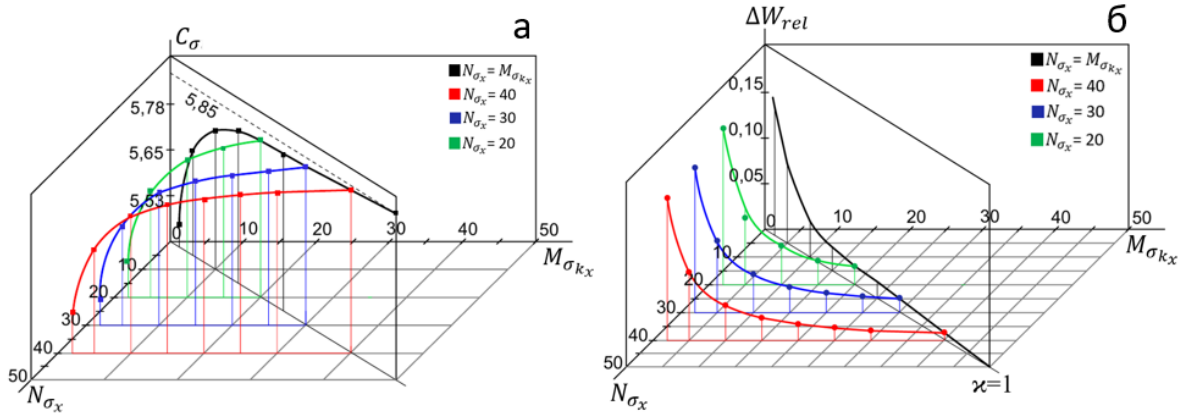


Рис 2. а) Картина самосогласованных значений константы, C_σ Фурье-образов в дискретных КСК фазового пространства, рассчитанная по измеренным пространственным ПИЛП; б) Картина средней функциональной дистанции плотности мощности, ΔW_{rel} в дискретных КСК фазового пространства; рассчитана с опорным ФО ПИЛП, $W_{C\sigma imax}$ при максимально точно определенной константе $C_{\sigma imax}$.

[1] Кабанов В.В. Самосогласованное дискретное Фурье-представление интенсивности лазерного пучка в фазовом пространстве / В.В. Кабанов, А.О Негриенко // Квантовая электроника: материалы XV МНТК, Минск – 2025. – С. – 30–35.

[2] Котельников В.А. О пропускной способности «эфира» и проволоки в электросвязи, Первая Всесоюзная Конференция по вопросам связи, 14 января, 1933 / В.А. Котельников // УФН –2006. Т. 176. – С. – 762–770.

[3] Shannon C. E. A mathematician theory of communication, / C.E. Shannon // Bell Sys. Tech. J. –1948. V. 27. – P. – 379–423.

[4] Nyquist H. Certain Topics in Telegraph Transmission Theory, the Winter Convention of the A.I.E.E., New York, NY, February 13–17, 1928 / H. Nyquist // Proc. of IEEE – 2002. V. 90. – P. –280–305.

V. I. Korzyuk[1,2,*], J. V. Rudzko[1,**]

GLOBAL SOLUTIONS OF A SEMILINEAR KLEIN–GORDON–FOCK EQUATION WITH A DAMPING TERM

[1] *Institute of Mathematics of the National Academy of Sciences of Belarus, st. Surhanava, 11, 220000 Minsk, Belarus*
[2] *Belarusian State University, av. Nezalezhnasci, 4, 220000 Minsk, Belarus*
e-mail: ∗korzyuk@bsu.by, ∗∗janycz@yahoo.com

In the present report, we consider the following equation

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}-a^2\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)u(t,x)=f\left(t,x,u(t,x)\right)-b(t)\frac{\partial u}{\partial t}(t,x), \tag{1}$$

where f and b are real-valued functions. Eq. (1) appears in many physical phenomena. For example, $f(t,x,u)=\alpha\sin u$, $b(t)=\beta$, where α and β are real constants, Eq. (1) describes the electrodynamics of a long Josephson junction is described in the one-dimensional case [1].

If the function f has the form $f(t,x,u)=\lambda(t,x)F'(u)$, then Eq. (1) can be obtained from the time-dependent, non-standard Lagrangian [2]

$$\mathrm{L}[u](t,x)=\exp\left(\int_0^t b(\tau)d\tau\right)\left(\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial t}(t,x)\right)^2-\frac{a^2}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial x}(t,x)\right)^2+\lambda(t,x)F\left(u(t,x)\right)\right).$$

If $b\equiv 0$ and $f(t,x,u)=\lambda(t,x)F'(u)$, then this Lagrangian becomes standard and leads to Eq. (1) with $b\equiv 0$, which describes the scalar field u with the potential $\lambda(t,x)F(u)$. Thus, Eq. (1) has some applications in classical field theory.

It is necessary to impose initial and boundary conditions for Eq. (1) to unambiguously describe the dynamics of a process for all $(t,x)\in\overline{\Omega}$, where $\Omega=(0,\infty)\times\mathbb{R}$. The following conditions can be imposed:

$$u(0,x)=\varphi(x),\quad \partial_t u(0,x)=\psi(x),\quad x\in\mathbb{R}. \tag{2}$$

The purpose of this report is to derive a solvability criterion for the Cauchy problem (1), (2).

Consider the following ansatz

$$u(t,x)=\exp\left(-\frac{1}{2}\int_0^t b(\tau)d\tau\right)v(t,x), \tag{3}$$

which leads to the problem

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}-a^2\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)v(t,x)=g\left(t,x,v(t,x)\right), \tag{4}$$

$$v(0,x)=\varphi(x),\quad \partial_t v(0,x)=\mu(x)=\frac{b(0)\varphi(x)}{2}+\psi(x),\quad x\in\mathbb{R}. \tag{5}$$

where

$$g(t,x,v)=\exp\left(\frac{1}{2}\int_0^t b(\tau)d\tau\right)f\left(t,x,\exp\left(-\frac{1}{2}\int_0^t b(\tau)d\tau\right)v\right)+\frac{\left(b(t)\right)^2 v}{4}+\frac{b'(t)v}{2}.$$

Integrating equation (4) with conditions (5) yields the following equation

$$v(t,x)=\frac{\varphi(x+at)+\varphi(x-at)}{2}+\frac{1}{2a}\int_{x-at}^{x+at}\mu(\xi)d\xi+\frac{1}{2a}\int_0^t d\tau\int_{x-a(t-\tau)}^{x+a(t-\tau)}g(\tau,\xi,v(\tau,\xi))d\xi.$$

Returning to u yields the integral equation

$$u(t,x)=\exp\left(-\frac{1}{2}\int_0^t b(\tau)d\tau\right)\left(\frac{\varphi(x+at)+\varphi(x-at)}{2}+\frac{1}{2a}\int_{x-at}^{x+at}\left\{\psi(\xi)+\frac{b(0)\varphi(\xi)}{2}\right\}d\xi\right)+$$
$$+\frac{1}{2a}\int_0^t d\tau\int_{x-a(t-\tau)}^{x+a(t-\tau)}\exp\left(-\frac{1}{2}\int_\tau^t b(\eta)d\eta\right)\left(f\left(\tau,\xi,u(\tau,\xi)\right)+\frac{\left(b(\tau)\right)^2u(\tau,\xi)}{4}+\frac{b'(\tau)u(\tau,\xi)}{2}\right)d\xi. \quad (6)$$

Therefore, it has been demonstrated that any classical solution to problem (1) and (2) also solves equation (6). Conversely, it can be demonstrated that any continuous solution of Eq. (6) satisfies problem (1) and (2).

Theorem 1. Let the conditions $\varphi\in C^2(\square)$, $\psi\in C^1(\square)$, $b\in C^1([0,+\infty))$, and $f\in C^1(\bar{\Omega}\times\square)$ be satisfied. The function u belongs to the class $C^2(\bar{\Omega})$ and satisfies Eq. (1) with conditions (2) if and only if it is a solution of Eq. (6) from the class $C(\bar{\Omega})$.

Equation (6) can be readily solved by the method of successive approximations (see, e.g., [3]) under the assumption

$$\left|f(t,x,u)-f(t,x,z)\right|\le L_f(t,x)\left|u-z\right|, \quad (7)$$

where $L_f\in L^2_{\mathrm{loc}}(\bar{\Omega})$.

Theorem 2. Let the conditions $\varphi\in C(\square)$, $\psi\in L^2_{\mathrm{loc}}(\square)$, $b\in W^{1,\infty}_{\mathrm{loc}}([0,+\infty))$, and $f\in C(\bar{\Omega}\times\square)$ be satisfied, and let the function f satisfy the Lipschitz condition (7), where $L_f\in L^2_{\mathrm{loc}}(\bar{\Omega})$. Then there exists a unique solution $u\in C(\bar{\Omega})$ of Eq. (6).

Theorems 1 and 2 imply the following statement—the main result of the report.

Theorem 3. Let the conditions $\varphi\in C^2(\square)$, $\psi\in C^1(\square)$, $b\in C^1([0,+\infty))$, and $f\in C^1(\bar{\Omega}\times\square)$ be satisfied, and let the function f satisfy the Lipschitz condition (7), where $L_f\in L^2_{\mathrm{loc}}(\bar{\Omega})$. The Cauchy problem (1), (2) has a unique solution u in the class $C^2(\bar{\Omega})$.

It is noteworthy that the use of ansatz (3) facilitated the derivation of an equation that can be readily solved by the method of successive approximations. We can integrate Eq. (1) with conditions (2) without introducing a new function v by formula (3), as it is outlined [4]. Nonetheless, this will result in a considerable complication of the search for a solution, compelling us to employ the method of successive approximations in the space $C^{1,0}(\bar{\Omega})$ even though that this is not impossible [5].

[1] Barone, A. Physics and Applications of the Josephson Effect / A. Barone, G. Paternò. – New York: John Wiley & Sons, Inc., 1982. – 529 p.

[2] Cline, D. Variational Principles in Classical Mechanics / D. Cline. – Davis: LibreTexts, Inc., 2026. – 717 p.

[3] Korzyuk, V. I. Classical and Mild Solution of the First Mixed Problem for the Telegraph Equation with a Nonlinear Potential / V. I. Korzyuk, J. V. Rudzko // The Bulletin of Irkutsk State University. Series Mathematics. – 2023. – Vol. 43. – pp. 48–63.

[4] Korzyuk, V. I. Classical Solution of the Initial-Value Problem for a One-Dimensional Quasilinear Wave Equation / V. I. Korzyuk, J. V. Rudzko // Doklady of the National Academy of Sciences of Belarus. – 2023. – V. 67, № 1. – pp. 14–19.

[5] Korzyuk, V. I. Classical Solution of an Initial-Boundary Value Problem with a Mixed Boundary Condition for a Mildly Quasilinear Wave Equation / V. I. Korzyuk, J. V. Rudzko // Analytical Methods of Analysis and Differential Equations (AMADE–2024): Proceedings of the 11th International Workshop, Minsk, September 16–20, 2024 / Belarusian State University; Ed. S. V. Rogozin. – Minsk, 2024. – pp. 46–55.

УДК 533.9...1

Ф.М. Трухачев[1,2], Н.В. Герасименко[1], М.М. Васильев[2], О.Ф. Петров[2]

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ВОЛН, ИХ СВЯЗЬ С ВОЛНОВЫМ ПЕРЕНОСОМ ВЕЩЕСТВА

[1]Белорусско-Российский университет, проспект Мира, 43 , 212000, Могилев, Республика Беларусь
ftru@mail.ru
[2]Объединенный институт высоких температур РАН, 125412, г. Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2
mixxy@mail.ru

Волны являются фундаментальным свойством природы. Согласно традиционному определению, волнами называют возмущения некоторых параметров среды, которые распространяются в пространстве. Фундаментальными свойствами волн являются энергия и импульс. Также следует упомянуть длину волны и частоту, но эти параметры относятся только к периодическим волнам. Существуют также уединенные волны или солитоны. Традиционно считается, что материальные волны могут переносить только импульс и энергию, но не материю [1]-[2]. В определениях понятия волны запрет на перенос вещества представляется как фундаментальное свойство. Тем не менее, это не так. Представителям волнового сообщества хорошо известно, что традиционное волновое определение справедливо для систем с зафиксированными границами (мембрана, струна и др.). Для открытых систем оно применимо лишь в отношении линейных волн (в приближении бесконечно малой амплитуды). Как известно, реальные волны обладают конечной амплитудой, причем часто довольно большой. Важно, что волны конечной амплитуды начинают проявлять нелинейные эффекты, приводящие, в том числе, к возникновению ненулевого однонаправленного дрейфа вещества среды, в которой они распространяются. Явления волнового переноса можно классифицировать следующим образом: перенос захваченных (резонансных) частиц [3]; дрейф Стокса [4]-[6]; солитонный перенос вещества [7]-[9].

В данном коротком обзоре рассмотрим явления дрейфа Стокса и их связь с импульсом волны. Величина стоксова дрейфа пропорциональна квадрату амплитуды [4]-[6]. Для волн малых амплитуд дрейфом можно пренебречь, что соответствует отсутствию волнового переноса и согласию с традиционным определением волны. Механизм дрейфа Стокса заключается в том, что частица среды под действием волновых осцилляций проводит немного больше времени в переднем фронте волны по сравнению с задним [10].

Важнейшей фундаментальной работой по волновому переносу является статья [11], в которой исследуется связь стоксова дрейфа с импульсом волны. В этой работе показано, что средняя за период плотность импульса волны p_w равна произведению плотности среды ρ на скорость стоксова дрейфа $p_w=\rho v_{St}$. Очевидно, что стоксов дрейф играет такую же роль в динамике волн, как и классическая скорость v в динамике твердого тела, импульс которого определяется сходным выражением $p=mv$, здесь m – масса тела. Полезно также привести цитату из работы [12] «*Важно подчеркнуть, что*

стоксов дрейф связан исключительно с волновым движением, и, в частности, со средним импульсом, запасённым в волне».

Полученные результаты указывают на фундаментальную значимость анализа процессов волнового переноса. Например, понятие «импульс волны» является общепринятым, оно изучается как в школьном, так и в вузовском курсах физики. При этом, волновому переносу вещества внимания практически не уделяется.

[1] F.S Crawford, Jr (1968). Waves (Berkeley Physics Course, Vol. 3), McGraw-Hill, ISBN 978-0070048607.

[2] Савельев И.В. Курс общей физики. В 5 тт. Т. 4. Волны. Оптика: Учебное пособие. 5/е изд., испр. — СПб.: Издательство «Лань», 2021. — 256 с.: ил. — (Учебники для вузов. Специальная литература). ISBN 978)5)8114)1210)5 (том 4).

[3] Tajima T., Yan X.Q., Ebisuzaki T. Wakefield acceleration. Reviews of Modern Plasma Physics. 4 7 (2020).

[4] Stokes G.G. On the theory of oscillatory waves. Trans. Camb. Philos. Soc. –1847. – 8. – P. 441–455.

[5] Falkovich G. Fluid Mechanics (A short course for physicists). – Cambridge University Press. – 2011. – 171 pp. ISBN 978-1-107-00575-4.

[6] Абрашкин А. А., Пелиновский Е. Н. О связи дрейфа Стокса и волны Герстнера. УФН. 188(3), 329 (2018).

[7] Trukhachev F.M., Gerasimenko N.V., Vasiliev M.M., Petrov O.F. Matter Transport as Fundamental Property of Acoustic Solitons in Plasma // Phys. Plasmas. 2023. V. 30. P. 112302.

[8] Trukhachev F. M., Gerasimenko N. V., Vasiliev M. M., Petrov O. F. Matter Transport as Fundamental Property of KdV Solitons in Shallow Water // Nonlinear Phenomena in Complex Systems, 2024. V. 27, N. 4, P. 398.

[9] Trukhachev F. M., Statsenko K.B., Gerasimenko N. V., Vasiliev M. M., Petrov O.F. Charge transport as a fundamental property of solitons in nonlinear transmission lines // Chaos, Solitons and Fractals. 2026, V. 202, P. 117583.

[10] Van Den Bremer T.S., Breivik Ø. Stokes drift. Phil. Trans. R. Soc. A 376, 20170104 (2017).

[11] Bliokh K.Y., Bliokh Y. P., Nori F. Ponderomotive forces, Stokes drift, and momentum in acoustic and electromagnetic waves. Phys. Rev. A 106, L021503, (2022).

[12] Вергелес С.С. Генерация когерентных течений регулярными и хаотическими источниками. Диссертация на соискание учёной степени доктора физико-математических наук. Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук «ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН». Черноголовка, 2025, сс.286.

Физика высоких энергий

УДК 621.039.009.2

Ф.А. Сперанский[1], В.О. Кавун[1], С.А. Кутень[1], Н.К. Ульянов[1], Ю.С. Скульбедов[2]

МОДЕЛИРОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ВТОРОЙ ТОПЛИВНОЙ ЗАГРУЗКИ ЭНЕРГОБЛОКА № 2 БЕЛОРУССКОЙ АЭС С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПС ДЕСНА

[1]Институт ядерных проблем БГУ; Минск, Республика Беларусь;
e-mail: safety@inp.bsu.by
[2]2Филиал АО «Концерн Росэнергоатом» в Народной Республике Бангладеш;
Народная Республика Бангладеш, Пабна, Ишварди, Раджшахи, площадка сооружения АЭС «Руппур»

Независимая экспертиза безопасности, в том числе с проведением детерминистического анализа безопасности, Белорусской АЭС является неотъемлемым атрибутом ее эксплуатации в соответствии законодательством Республики Беларусь [1] и установившимися международными подходами. Для выполнения детерминистического анализа безопасности используются специализированные программные средства, которые прошли верификацию, валидацию, а, если они используются для проектирования, то и аттестацию. Согласно п. 5.4 документа МАГАТЭ SSG-2 [2] следует получить подтверждение того, что результаты расчета, в используемом для детерминистического анализа безопасности ПС сравнивались с «имеющимися данными станции, включая данные, полученные при испытаниях в процессе ввода в эксплуатацию или пуска, и данными, связанными с эксплуатационными событиями или авариями». Данная работа подготовлена в рамках цикла публикаций результатов исследований, целью которых является проверка и обоснование применимости (валидация) моделей реакторной установки Белорусской АЭС, разработанных в программном комплексе РАДУГА-ЭУ, что также дополняет результаты валидации и верификации программного комплекса, которые были выполнены ранее [3].

С учётом отмеченного выше, в качестве исходных данных для моделирования первой и второй топливных загрузок использованы номинальные параметры (проектные значения без учёта допуска) и реалистичные характеристики реакторной установки энергоблока № 2 Белорусской АЭС. Подход, использованный для валидации моделей, отличается от консервативного подхода в задании исходных данных, применяемого при обосновании инженерных решений, реализованных для предотвращения перехода проектных аварий на АЭС в запроектные. Библиотеки нейтронно-физических сечений, используемые для вычислений, подготовлены с помощью программного средства САПФИР_95 [4].

Сравнение результатов вычислений проводилось на основе сопоставления данных результатов, выполненных с использованием ПС Десна, и результатов измерений и расчётных значений, полученных на Белорусской АЭС.

Для топливной загрузки № 1 (с учётом неопределённостей исходных данных):

отличие результатов расчётов от данных для сравнения по среднему по ТВС выгоранию: среднее отклонение с учетом знака составило 2.5 %, среднее отклонение без учета знака составило 3.7 %, среднеквадратичное отклонение составило 4.2 %;

отличие расчётной и фактической продолжительности эксплуатации первой топливной загрузки не превышает +0.1 эфф. сут.

Для топливной загрузки № 2 (с учётом неопределённостей исходных данных):

отличие результатов расчётов от данных для сравнения по среднему по ТВС выгоранию: среднее отклонение с учетом знака составило 3.8 %, среднее отклонение без учета знака составило 3.8 %, среднеквадратичное отклонение составило 2.0 %.

отличие расчётной и фактической продолжительности эксплуатации первой топливной загрузки не превышает +0.2 эфф. сут.

Работа выполнена при государственной поддержке Республики Беларусь в рамках государственной программы «Наукоемкие технологии и техника» на 2021-2025 годы.

[1] Нормативный документ «Положение о лицензировании деятельности в области использования атомной энергии и источников ионизирующего излучения», утверждённое Указом Президента Республики Беларусь от 05.04.2021 № 137.
[2] Документ МАГАТЭ «Детерминистический анализ безопасности атомных электростанций», № SSG-2 (Rev. 1), Вена, 2023 г.
[3] Кавун О.Ю., Кавун В.О., Семишин В.В., Жылмаганбетов Н.М., Терешонок В.А., Питилимов В.А., Кряквин Л.В., Романов П.А., Денисенко А.О. Расчетное моделирование измерений нейтронно-физических характеристик реактора энергоблока № 1 Ленинградской АЭС-2 на этапе физического пуска Журнал «Ядерная и радиационная безопасность», 3 (89) – 2018.
[4] Тебин В. В., Обухов В. В, Сергеев В. К., Иванов А. С. и др. Проект пакета программ САПФИР для решения задач расчета ячейки реактора В сб. ВАНТ с. ФиТЯР, вып. 4, М.: ЦНИИАТОМИНФОРМ, 1985.

УДК 57:539.1.074; 61:539.1.074

Ф.А. Сперанский[1], А.А.Хрущинский[1], С.А. Кутень[1], Н.К. Ульянов[1], Ю.С. Скульбедов[2]

МЕТОД И АЛГОРИТМ АВТОМАТИЧЕСКОГО РЕГУЛИРОВАНИЯ АКСИАЛЬНОГО ОФСЕТА ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ РЕЖИМА СУТОЧНОГО МАНЕВРИРОВАНИЯ НА АЭС С ВВЭР-1200

[1]Институт ядерных проблем БГУ; Минск, Республика Беларусь;
e-mail: safety@inp.bsu.by
[2]2Филиал АО «Концерн Росэнергоатом» в Народной Республике Бангладеш;
Народная Республика Бангладеш, Пабна, Ишварди, Раджшахи, площадка сооружения АЭС «Руппур»

В мировой атомной энергетике существует практика эксплуатации энергоблоков АЭС в режиме суточного маневрирования, который позволяет участвовать в регулировании нагрузки единой энергосистемы. Такие режимы предполагают ежесуточное изменение мощности энергоблока в определённых проектом АЭС значениях. При эксплуатации энергоблока ВВЭР в режимах суточного маневрирования возникает ряд технических ограничений, которые должны быть выполнены для обеспечения безопасности. Одним из таких условий безопасной эксплуатации энергоблока является равномерность энерговыделения в активной зоне, количественной мерой которой является интегральный параметр – аксиальный офсет (далее – АО). Величина АО определяется как разница энерговыделения верхней и нижней частей активной зоны реактора, отнесенная к общему энерговыделению.

В маневренных режимах выбор программы регулирования может оказать существенное влияние на эксплуатационные характеристики энергоблока и работу его оборудования в дальнейшем. Выход значения АО за пределы рекомендованной области может привести к неравномерности нейтронного потока и возникновению аксиальных ксеноновых колебаний, появление которых негативно скажется на времени стабилизации реактора после завершения манёвра мощностью. При определенных условиях неравномерность нейтронного потока в активной зоне реактора может привести к нарушению пределов безопасной эксплуатации в части превышения допустимого локального энерговыделения. Поэтому для эффективной эксплуатации энергоблока необходимо обеспечивать регулирование, обеспечивающее удержание значений АО в заданном проектном интервале.

В данной работе представлены результаты моделирования в программном средстве Dyn3D работы энергоблока ВВЭР-1200 в режиме суточного маневрирования. Для моделирования режима разработан алгоритм автоматического регулирования АО с использованием программы Wolfram Mathematica, а также подтверждена необходимость использования метода совместного регулирования АО регулирующими стержнями системы управления и защиты (ОР СУЗ) и системой борного регулирования (СБР) [1, 2].

Разработан алгоритм, реализующий автоматическое управление значением АО без наблюдения оператора за результатом работы Dyn3D, ручной остановки ее работы в случае выхода офсета за установленные пределы, ручного смещения положения ОР

СУЗ и перезапуска Dyn3D. Алгоритм включает в себя две программы, одна из них (П1) запускает и управляет работой Dyn3D, вторая (П2) контролирует момент выхода офсета за допустимые пределы, останавливает Dyn3D, проводит необходимое перемещение ОР СУЗ управляющей группы и запускает заново первую программу. Одновременная синхронная работа двух пакетов П1 и П2 обеспечивается Wolfram Mathematica в режиме работы на разных ядрах. Пакет П2 контролирует временное поведение офсета (вместе с его первой и второй производными) и выполняет функцию корректировки положения ОР СУЗ, используя значения АО, передаваемые П1.

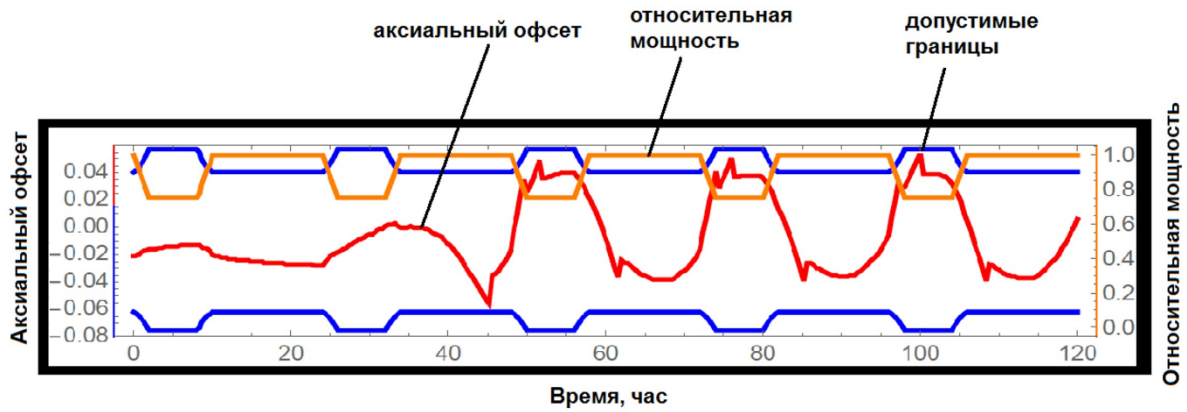


Рисунок 1. Расчётная траектория АО (значения АО приведены справочно) в течение 5 суточного цикла маневрирования 100-75-100% Nном реактора ВВЭР-1200

Результаты расчётов, иллюстрирующие контроль за значениями АО путем тщательной подстройки перемещения регулирующей группы ОР СУЗ в течение 5 суточного цикла маневрирования 100-75-100% Nном приведены на Рисунке 1 для момента топливной кампании 150 эффективных суток. По результатам работы подтверждена эффективность разработанного алгоритма, что позволяет осуществлять моделирование процессов подавления ксеноновых колебаний с использованием ПС РАДУГА-ЭУ и Dyn3D, которые применяются для экспертизы безопасности.

Работа выполнена при государственной поддержке Республики Беларусь в рамках государственной программы «Наукоемкие технологии и техника» на 2021-2025 годы.

[1] С.П. Аверьянова, К.Б. Косоуров, Ю.М. Семченков и др. Исследование ксеноновых переходных процессов в ВВЭР-1000 на Тяньваньской АЭС (Китай). Атомная энергия. – 2008. – Т.105, вып. 4. – С. 184–190.
[2] Филимонов П.Е., Аверьянова С.П. Поддержание равновесного офсета – эффективный способ подавления ксеноновых колебаний в ВВЭР-1000. Атомная энергия. – 2001. – Т. 90, вып. 4. – С.231-233.

УДК 539.1

В.В. Гавриловец[a], В.В. Тихомиров, А.С. Лобко

ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ УЧЕТА КРИСТАЛЛИЧНОСТИ СРЕДЫ С УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТЬЮ ЧЕРЕЗ МОДИФИКАЦИЮ СТАНДАРТНОГО ТРЕККИНГА В GEANT4

[1] *Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220006 Минск, Беларусь*
[a] *vhaurylavets@gmail.com*

Неорганические сцинтилляторы широко применяются в физике, медицине и промышленности. В частности, сцинтилляторы с большим атомным номером Z в качестве детектирующего материала широко используются в физике высоких энергий для разработки компактных электромагнитных калориметров. Например, вольфрамат свинца $PbWO_4$ применялся для электромагнитных калориметров ECAL в CMS и в PHOS в ALICE на Большом адронном коллайдере LHC.

Кристаллическая структура сцинтиллятора может существенно влиять на регистрацию частиц в зависимости от ориентации кристаллических осей и плоскостей [1,2], но при разработке детекторов предпочитают избегать влияния кристаллической структуры на формирование сигнала. Это связано с влиянием кристалличности только в малых диапазонах углов относительно осей и недостаточной пока проработанностью возможностей учета этого влияния.

Достаточно подробно кристалличность среды можно учесть в тонких кристаллах в микроскопических моделях, в которых полностью моделируются траектории частиц [3], но данные модели нельзя применить на реальных больших детекторах ввиду недостаточной пока вычислительной мощности суперкомпьютеров. В работах [2,4] была предложена простая модель учёта кристаллических эффектов в программном комплексе GEANT4, которая показала хорошее согласие с экспериментальными данными [5].

В данной работе предлагается дальнейшее развитие модели из работ [2,4]. Модель основана на коррекции стандартных электромагнитных процессов в GEANT4. Изменяются сечение взаимодействия процессов рождения электрон-позитронных пар гамма-квантами при энергиях выше 10 ГэВ, тормозного излучения электронами и позитронами при энергиях выше 1 ГэВ. Представленная модель дополнена изменением стандартных процессов только в избранных объемах, обозначенных как кристаллические, в которых задаётся направление кристаллической оси, одной или нескольких, что позволяет моделировать экспериментальную установку целиком, совместно с учетом кристалличности ее элементов.

В предыдущей модели не было зависимости корректировки сечения от угла направления движения частиц к кристаллической оси, поэтому для расчета корректирующих коэффициентов производилось усреднение по всем углам для профиля пучка. Но, тем не менее, было получено хорошее согласие с экспериментальными данными.

В развитой модели введена угловая зависимость для корректировки сечения в зависимости от угла направления движения гамма-кванта, электрона, позитрона к кристаллической оси:

$$\sigma'(E) = \sigma(E) * \varphi(E, \theta)$$

где σ' - скорректированное сечение, σ – стандартное сечение в GEANT4, $\varphi(E, \theta)$ – корректирующая функция. Корректировка сечения в зависимости от угла производится, если угол между направлением движения гамма-кванта, электрона или позитрона не превышает 20 миллирадиан по направлению к кристаллической оси, так как при больших углах взаимодействия влияние кристаллической структуры среды на электромагнитные процессы существенно уменьшается, и можно считать, что частица движется в аморфной (неупорядоченной) среде и стандартные электромагнитные процессы, включенные в GEANT4, хорошо описывают взаимодействие со средой.

Предложенная модель позволит внедрить учет кристалличности среды в GEANT4 в разрабатываемых и перспективных детекторах, а также в калориметрах, которые предназначены для детектирования частиц и излучения с энергией выше 1 ГэВ. Становится также возможной разработка перспективных калориметров на ориентированных кристаллах для детектирования в передней геометрии в ускорительных экспериментах, гамма-телескопов для наблюдения за точечными источниками в космосе [6], которые невозможно наблюдать с Земли, а также для непрямого поиска и подтверждения существования темной материи.

[1] Барышевский В.Г. Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях / В.Г. Барышевский // Минск: Издательство БГУ. – 1982. – с. 255.

[2] Baryshevsky V.G. On the influence of crystal structure on the electromagnetic shower development in the lead tungstate crystals / V.G. Baryshevsky, V.V. Haurylavets, V.V. Tikhomirov et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 2017. – Vol. B 402. – P. 35–39.

[3] Sytov A.I. Geant4 simulation model of electromagnetic processes in oriented crystals for accelerator physics / A.I. Sytov, V.V. Tikhomirov, V.V. Haurylavets [et. al.] // Journal of the Korean Physical Society. – 2023. – Vol. 83. – P. 132–139. – DOI:10.1007/s40042-023-00834-6.

[4] Гавриловец В.В. Учет кристалличности среды в GEANT4 через модификацию стандартного треккинга / В.В. Гавриловец, В.В. Тихомиров, А.С. Лобко, Н.С. Сочивко // VII Конгресс физиков Беларуси (26-28 апреля 2023): Сборник научных трудов. / редкол.: С.Я. Килин (гл.ред.) [и др.]. – Минск : Ковчег, 2023. – С. 19–20.

[5] Soldani M. Strong enhancement of electromagnetic shower development induced by high-energy photons in a thick oriented tungsten crystal / M. Soldani, V. V. Tikhomirov, V. Haurylavets [et. al.] // Eur. Phys. J. C –2023. – V. 83. – P. 101. – DOI:10.1140/epjc/s10052-023-11247-x.

[6] Bandiera L. High-performance electromagnetic calorimeter with oriented crystals to open new pathways in particle and astroparticle physics / L. Bandiera, V.V. Tikhomirov, V.V. Haurylavets [et. al.] // Front. Sens. – 2025. – V.6. – P.1659893. – DOI:10.3389/fsens.2025.1659893.

УДК 539.2

Г. В. Грушевская[1], А. И. Тимощенко[2]

УНТ-УСИЛЕННАЯ КОНВЕРСИЯ ВНУТРЕННЕЙ ЭНЕРГИИ В ^{60}Co и ^{137}Cs БЕТА-РАСПАДАХ

Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь
[1] grushevskaja@bsu.by
[2] timoshchenkoAI@bsu.by

В настоящее время ведутся разработки гамма-детекторов каскадных событий, происходящих при редких ядерных распадах с квантовой запутанностью состояний и проявляющихся в спектрах излучения радиоактивных источников как пики одновременного вылета нескольких фотонов в истинно коррелированном состоянии. Квантовые запутанные фотонные состояния возникают при аннигиляции позитрониума P_s [1]. Малость коэффициентов внутренней конверсии препятствует детектированию внутренней конверсии энергии с помощью методов гамма-спектроскопии. Регистрация таких событий также затруднена из-за суммирования детектором случайным образом рассеянных в нем фотонов, что приводит к значительно уширению спектра. Фотонный шум в наиболее чувствительных сверхпроводящих фотонных детекторах запускает лавинные события на масштабах энергий несколько эВ, в силу чего их предельно-допускаемая чувствительность не позволяет регистрировать тонкие когерентные события, происходящие в ядрах [2]. Таким образом, требуется конструировать гамма-детекторы на принципах, отличных от кремниевой электроники, например, развивать графеновую электронику. В [3] предложено использовать кристаллические монослои углеродных нанотрубок (УНТ), чтобы усилить отклик детекторного кристалла NaI(Tl). Электрон имеет вероятность попасть в ядро; в электрическом поле электронов, проникших в ядерное пространство, виртуальные гамма-кванты порождают электрон-позитронные пары. Явление внутренней конверсии энергии происходит в возбужденных ядрах, например, ^{60}Ni и ^{137m}Ba, являющихся продуктами бета-распада радиоактивных ^{60}Co и ^{137}Cs. В данной работе, изучая УНТ-усиленный NaI(Tl)-отклик, выявляются механизмы внутренней конверсии энергии виртуальных гамма-квантов в энергию ионов позитрониума, которые генерируются гамма-квантами в электрическом поле электронов, на тот момент попадающих в ядра ^{60}Ni и ^{137m}Ba.

Модель квантовых запутанных двух-фотонных состояний, генерируемых аннигиляцией связанных электрон-позитронных пар, показана на рис. 1, слева. Изучался отклик NaI(Tl)-детектора и детекторной системы графеновая УНТ-стенка/NaI(Tl) с промежуточными размерами кристалла NaI(Tl). Активность радиационных источников ^{60}Co и ^{137}Cs на момент облучения – 28,1 и 62,2 кБк, соответственно; относительная ошибка 1-час и 5-мин измерений была 0.0099 % и 0.023 %, соответственно. На фоне суженных пиков отклика детекторной системы появляются пики истинного совпадения событий, суммирование событий истинного совпадения скрыто в широких пиках отклика NaI(Tl)-детектора. Так, на рис. 1, справа, 1,172-МэВ фотопик для ^{60}Co-распада в откликах NaI(Tl)-кристалла сужается и его интенсивность

растет относительно детекторной системы. За счет сужения и усиления отклика, становятся статистически различимы 1) край “*1.332-MeV Single Compton Edge*” комптоновского однократного рассеяния 1,332-МэВ-гамма-кванта и 2) три пика “*Coincidence Sum Peak*$_i$”, i =1,2,3 суммирования истинно одновременных событий с квантовыми запутанными состояниями. Суммарная энергия аннигиляционных пиков и X-пика рентгеновского излучения за вычетом энергетического зазора для P_s равна энергии 1,332-МэВ-фотона ^{60}Co-бета-распада. Излучение X-фотона наряду с аннигиляционными пиками возможно, когда на возбужденный уровень позитрониума попадает внешний второй электрон. Система, состоящая из связанных двух электронов и одного позитрона, называется ионом P_S^- позитрониума. Переход внешнего электрона на более низкий энергетический уровень с излучением X-фотона понижает энергию иона P_S^- . Таким образом, в явлении внутренней конверсии энергии гамма-квантов в энергию иона P_S^- аннигиляционные фотоны генерируется в запутанном квантовом состоянии.

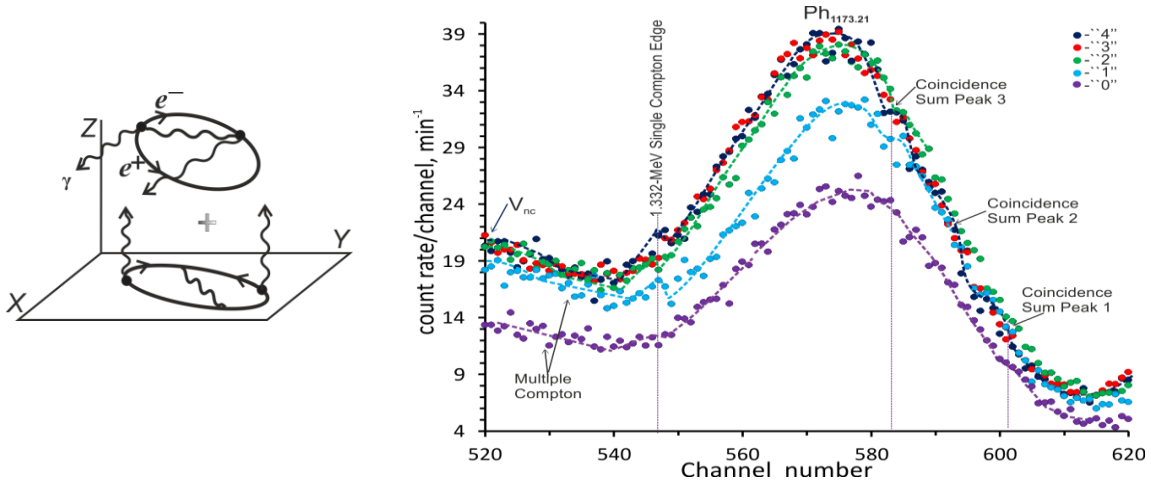


Рис. 1. Модель квантовой запутанности состояний двух аннигилирующих связанных электрон-позитронных пар (слева) и спектр излучений для ^{60}Co-бета-распада в области 1,173-МэВ-фотопика (справа). “0” и “i”, i =1,..,4 – NaI(Tl)-отклик и УНТ-усиленный отклик этого детекторного кристалла при различных временах облучения.

Итак, с использованием УНТ-усиления отклика детекторного кристалла установлена квантовая запутанность состояний связанных электрон-позитронных пар, генерируемых в процессе внутренней конверсии энергии в ядрах ^{60}Ni и ^{137m}Ba.

[1]. Shi Yu. Chien-Shiung Wu as the experimental pioneer in quantum entanglement. / Yu Shi // Modern Phys. Lett. A. – 2025 – V. 40. – P. 2530001.

[2] Chang C. L. Spontaneous generation of athermal phonon bursts within bulk silicon causing excess noise, low energy background events and quasiparticle poisoning in superconducting sensors. / C. L. Chang et al. // Appl. Phys. Lett. – 2025. – V. 127. – P. 263502.

[3] Grushevskaya H. V. Impact of graphene currents on positronium anion beam produced through internal photon-energy conversion in 60Ni and 137Cs decays. / H. V. Grushevskaya, A. I. Timoshchenko // Int. Nonlin. Phen. Comp. Sys. 2025. – V. 28. – P. 397.

УДК 53

А. Е. Дроздова[1], Ю. А. Кульчицкий[2,3], Ю. А. Курочкин[2], Н. Д. Шайковская[2]

ПЕРСПЕКТИВЫ ПОИСКА ТЕМНОЙ МАТЕРИИ И ЗАРЯЖЕННЫХ СКАЛЯРОВ В ee-СТОЛКНОВЕНИЯХ В РАМКАХ МОДЕЛИ С ДВУХДУБЛЕТНЫМ РАСШИРЕНИЕМ ХИГГСОВСКОГО СЕКТОРА

[1] Университет Национальной академии наук Беларуси, пер. Калинина, 10, 220049 Минск, Беларусь
alisadrozdova1706@gmail.com
[2] Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь
nadyas2009@mail.ru
[3] Объединенный институт ядерных исследований (ОИЯИ), ул. Жолио-Кюри, 6, 141980 Дубна, Россия

В данной работе были исследованы перспективы поиска темной материи (ТМ) и заряженных скаляров в столкновениях электронов и позитронов на будущем электрон-позитронном коллайдере (CEPC) [1] в рамках двухдублетной модели Хиггса (2HDM), а также в двухдублетной модели с дополнительным псевдоскалярным синглетом (2HDM+a).

Необходимость выхода за рамки Стандартной модели (СМ) продиктована рядом ее нерешенных проблем, среди которых — отсутствие кандидата на роль частицы темной материи. Предполагая, что ТМ состоит из новых элементарных частиц, для описания ее взаимодействий с видимой материей необходимо использовать методы физики частиц. Поскольку полная теория неизвестна, эффективным подходом являются упрощенные модели с одним «порталом в ТМ». Такие модели содержат как минимум две новые частицы: переносчик и частицу ТМ. Модель 2HDM+a является одними из наиболее привлекательных феноменологических подходов, так как естественным образом включает в себя кандидатов на роль частиц ТМ и предсказывает существование новых скалярных состояний, потенциально доступных для наблюдения на современных и будущих ускорителях. Ключевыми параметрами модели, определяющими феноменологию, являются массы частиц, отношение вакуумных ожиданий двух дублетов Хиггса (tan β) и углы смешивания (sin θ, α), а также константы связи скалярного потенциала $\square_{\square_1}$, $\square_{\square_2}$ и $\square_3$, которые управляют взаимодействием между дублетом Хиггса с псевдоскалярным синглетом [2].

Исследование проводилось для энергий CEPC 250 и 360 ГэВ с использованием программного пакета MadGraph5_aMC@NLO. Модель 2HDM+a была реализована через FeynRules с последующей генерацией UFO-файлов (версия для лидирующего порядка LO). В MadGraph выполнялись симуляции событий и расчет сечений процессов на партонном уровне, что позволило получить следующие результаты:

Поиск заряженных скаляров (H±). Исследован процесс ассоциированного рождения пары заряженных бозонов Хиггса с Z-бозоном: $e^+e^- \to ZH^+H^-$, с последующим распадом $Z \to \mu^+\mu^-$. Построены распределения кинематических переменных (энергии, поперечные импульсы) для сигнальных событий. Анализ зависимости сечения этого процесса от энергии в системе центра масс показал

характерный пороговый рост вблизи кинематической границы рождения пары H+H+. В области энергий до 250 ГэВ сечение демонстрирует быстрый рост, что открывает хорошие возможности для поиска относительно легких заряженных скаляров. Получены зависимости полного сечения процесса от массы заряженного Хиггса (mH±) в диапазоне от 40 до 140 ГэВ/c^2 для обеих энергий коллайдера. Зависимости имеют вид, близкий к гиперболическому, причем сечение при энергии 360 ГэВ ожидаемо выше во всем диапазоне масс, что подтверждает преимущество работы коллайдера на более высокой энергии для увеличения статистики сигнала.

Поиск частиц темной материи (χ). Исследован процесс ассоциированного рождения пары частиц ТМ со стандартным бозоном Хиггса (h2) через скалярный портал: e+e−→h2 χ χ. Были детально изучены кинематические распределения частиц в конечном состоянии при энергиях 250 и 360 ГэВ. Проведен анализ зависимости сечения процесса от энергии в системе центра масс в диапазоне 200–400 ГэВ. Установлено, что характер зависимости меняется при переходе через порог ~320 ГэВ. В области ниже порога наблюдается интенсивный рост сечения, характерный для открывающихся каналов реакции. При энергиях выше 320 ГэВ зависимость приобретает иной характер, отражающий смену доминирующих физических механизмов. Полученные результаты важны для оптимизации стратегии набора данных на разных этапах работы коллайдера.

Полученная в работе зависимость сечения процесса от массы частиц темной материи (mχ) при фиксированных параметрах модели (tanβ, sinθ) и энергии $\sqrt{\square}$ была сопоставлена с результатами, представленными в [3]. Наблюдается хорошее согласие полученных результатов с ожидаемой чувствительностью CEPC для скалярной темной материи, что подтверждает корректность проведенных расчетов и настроек модели. Полученная зависимость σ(mχ) была аппроксимирована полиномом третьей степени, что позволяет интерполировать значение сечения для любых масс mχ в исследованном диапазоне.

Электрон-позитронный коллайдер CEPC обладает высоким потенциалом в поиске как заряженных скаляров, так и частиц темной материи. Проведенный анализ кинематических распределений и энергетических зависимостей сечений закладывает основу для последующей оптимизации экспериментальных стратегий поиска и точного измерения параметров новой физики. Полученные результаты подтверждают, что в чистых условиях e+e−-столкновений CEPC сможет не только обнаружить, но и детально изучить свойства частиц, предсказываемых расширениями хиггсовского сектора.

[1] CEPC Physics Study Group. The CEPC Physics Programme. / CEPC Physics Study Group // CEPC Conceptual Design Report: Volume II – Physics & Detector. – 2025.

[2] Hayrapetyan A. Dark sector searches with the CMS experiment. / A. Hayrapetyan et al. (CMS Collaboration) // Physics Reports. – 2025. – Vol. 1115. – PP. 18–21.

[3] Ai X. New Physics Search at the CEPC: a General Perspective. / X. Ai, S. Antusch et al.// CEPC Community Document. – 2025.– P. 88.

УДК 539.12, 303.714

Д. В. Синегрибов[1,2], В. В. Андреев[2], И.А. Серенкова[1]

СТАТИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДАННЫХ ДЛЯ ПОИСКА ЭФФЕКТОВ Z'-БОЗОНА НА СОВРЕМЕННЫХ И БУДУЩИХ КОЛЛАЙДЕРАХ

[1] Гомельский государственный технический университет им. П.О. Сухого, пр. Октября, 48, 246029 Гомель, Беларусь
[2] Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, ул. Советская, 104, 246028 Гомель, Беларусь
dvsinegribov@gmail.com

В настоящей работе предлагается универсальная схема статистического моделирования, которая продемонстрирована на примере поиска Z'-бозона [1] на будущих электрон-позитронных коллайдерах ILC [2] и CLIC [2]. Задачи установления ограничений на параметры Z'-бозона содержатся в программах исследований ILC и CLIC, поэтому изучение феноменологии Z'-бозона является важной и актуальной задачей. Для планирования экспериментальной программы ILC и CLIC и оценки их чувствительности к эффектам Z'-бозона, необходимы реальные данные, например, угловые распределения событий, которые неизвестны и требуют предположений. Наиболее распространена гипотеза «идеального» соответствия будущих данных со Стандартной моделью (СМ), согласно которой, псевдоэкспериментальные числа событий принимаются равными предсказаниям СМ ($N_i^{exp} = N_i^{SM}$) со среднеквадратичными отклонениями $\sqrt{N_i^{SM}}$ (в предположении того, что данные подчиняются распределению Пуассона). Несмотря на простоту, гипотеза «идеального» соответствия нереалистична, поскольку не учитывает статистические флуктуации данных, которые присущи реальному эксперименту и существенно влияют на оценки. Широко распространены асимптотические методы получения оценок, опирающиеся на гипотезу «идеального» соответствия. Однако, их вычислительная простота достигается ценой игнорирования корреляций между угловыми бинами, которые считаются статистически независимыми. В настоящей работе была разработана схема статистического моделирования данных на будущих коллайдерах ILC и CLIC, которая позволяет контролировать уровень соответствия данных со СМ по p-value.

Для моделирования событий используется стандартная процедура. Угловое распределение генерируется в соответствии функции плотности вероятности, которая построена на основе сечения СМ процесса $e^+e^- \to \overline{f}f$ (где $f \neq e$) [3]: $p(z) = d\sigma^{SM}/\sigma^{SM}$, где $d\sigma^{SM}$ и σ^{SM} – дифференциальное и полное сечение соответственно, $z \equiv cos\theta$ (θ – угол рассеяния).

Структура схемы моделирования:

- Выбирается стратегия бинирования, стандартная (n разбиений равной ширины Δz интервала $[z_{min}, z_{max}]$) или кумулятивное (n разбиений вида $[z_{min}, z_{min} + i\Delta z]$, где $i = 1, \dots, n$);
- Для каждого i-ого бина генерируется выборка чисел событий N_i^{exp} объема k, которая имеет распределение Пуассона и среднее, равное N_i^{SM}. Таким образом, получается выборка, состоящая из k гистограмм N_i^{exp};

– Для каждой k-ой гистограммы рассчитывается соответствующее ей полное число событий N_k^{total}, для которого на основе $p(z)$ генерируется выборка значений z;
– Для каждой k-ой выборки значений z проводится тест на соответствие распределению СМ на основе χ^2 Пирсона [4]. В дальнейший анализ включаются только выборки, имеющие p-value $\in [0{,}94; 0{,}96]$;
– На основе отобранных k гистограмм рассчитывается матрица ковариации $\boldsymbol{V}$ размерности $n \times n$;
– Рассчитывается финальная гистограмма как среднее арифметическое отобранных k гистограмм.

Результаты моделирования данных ILC и CLIC представлены на Рисунке 1.

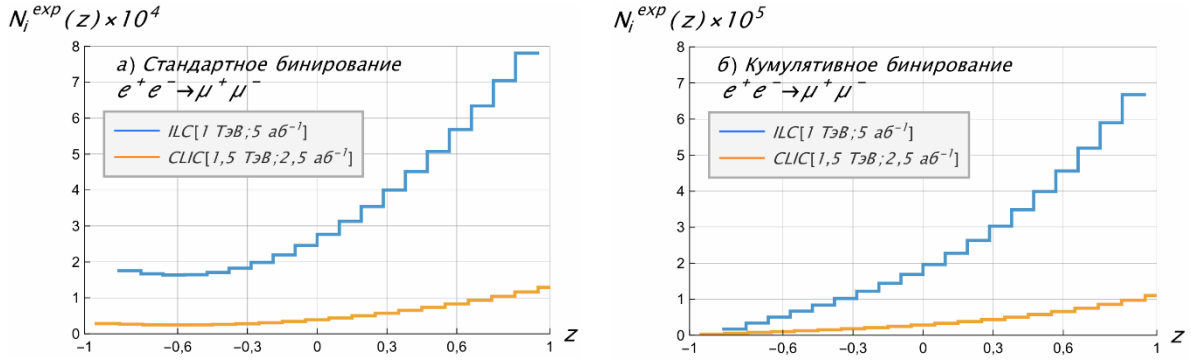


Рисунок 1 – Распределение числа событий процесса $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ с неполяризованными начальными пучками в зависимости от косинуса угла рассеяния z на ILC и CLIC ($z \in [-0{,}9; 0{,}9]$, $n = 19$ на ILC, $z \in [-1; 1]$, $n = 20$ на CLIC).

Важно отметить, что даже при использовании гипотезы «идеального» соответствия, отдельные реализации традиционного Монте-Карло неизбежно содержат статистические выбросы, которые можно ошибочно интерпретировать как эффекты «новой» физики. Обычно такие выбросы подавляются за счёт усреднения по большому числу реализаций (~50). Разработанная схема позволяет контролировать качество данных по критерию p-value и исключить статистически аномальные выборки ещё на этапе их генерации. Таким образом, процедура проверки и контроля качества данных – ключевая особенность схемы моделирования. Полученная усредненная гистограмма и ковариационная матрица являются основой для последующего определения ограничений на параметры Z'-бозона и другие параметры «новой» физики.

[1] Navas S. Review of particle physics / Particle Data Group // Phys. Rev. D. – 2024. – V. 110, № 3. – P. 030001.
[2] Accelerators for Electroweak Physics and Higgs Boson Studies [Electronic resource] / Faus-Golfe A. et. al. – 2022. – Mode of access: https://arxiv.org/abs/2209.05827. – Date of access: 12.02.2026.
[3] Sinegribov D.V. Model-Independent Analysis of the Indirect Effects of an Additional Z'-boson at CLIC / D.V. Sinegribov, V.V. Andreev, I.A. Serenkova // Nonlinear Phenomena in Complex System. – 2025. – Vol 28. – № 1. – P. 68-78.
[4] Cowan G. Statistical Data Analysis. – Oxford: Clarendon Press. – 1998. – 197 p.

УДК 543.429.3

A. Naumenko[1], L. Blizniuk, E. Saprunov

NAI:TL AND SRI2:EU2+ GAMMA SPECTROMETERS FOR UNDERWATER IN SITU MEASUREMENTS: EXPERIMENTS AND MONTE CARLO SIMULATION

Institute of Physics, National Academy of Science of Belarus,
68 Niezaliežnasci pr., 220072 Minsk, BELARUS
[1] anaum@dragon.bas-net.by

Underwater in situ gamma spectrometers are designed to measure the activity concentration of dissolved radionuclides directly at the dive site. NaI:Tl scintillator based detectors are the most common choice for in situ gamma- radiation spectroscopy in water environment since they combine good detection efficiency, stable performance, wide operating temperature range and low price [1,2]. Due to the relatively low energy resolution of NaI:Tl detectors which leads to a possible overlap of close spectral lines, the development of in situ detectors based on scintillation crystals with better resolution has become topical in recent years. The $SrI_2:Eu^{2+}$ material has been found to possess exceptional scintillation properties including extremely high light yield, excellent energy resolution and proportional response. Their disadvantages include high cost and high level of self-absorption of scintillation radiation. In this work, a comparative study of submersible in situ NaI:Tl and $SrI_2:Eu^{2+}$ gamma spectrometers is performed, and, in particular, an analysis of joint calibration experiments and Monte Carlo modeling of the detector response are carried out.

Comparative characterisation of two detectors based on 3" × 3" NaI:Tl crystals and of two detectors based on 1,5" × 1,5" $SrI_2:Eu^{2+}$ crystals with different resolution is carried out, as well as field tests of a two-detector submersible in-situ gamma-ray spectrometer with NaI:Tl and $SrI_2:Eu^{2+}$ scintillation detectors. Hereafter, the NaI:Tl detector studied in this paper will be referred to as "NaI-2" and the better resolution NaI:Tl detector from [2] studied earlier as "NaI-1". The names "SrI2-1" and "SrI2-2" will refer to the worse and better resolution (and efficiency) $SrI_2:Eu^{2+}$ detectors, respectively. To conduct field tests, an autonomous in situ two-detector gamma spectrometer was developed, which was used to obtain gamma spectra of water in an experimental lake [3]. Analysis of these spectra gives the following levels of daily minimum detectable activity of the ^{137}Cs radionuclide for each of the detectors and experimental conditions: MDA_{24}[NaI-1, Sea]=0.039Bq/L, MDA_{24}[NaI-2, Lake]=0.030Bq/L and MDA_{24}[SrI2-1, Lake]=0.12Bq/L. To analyze such spectra, the following calibrations were previously performed: (i) calibration of the energy scale of the detector (the dependence of the position of the photopeak in the spectral histogram (P_i) on the energy of the absorbed gamma quantum (E_i)); (ii) calibration of the energy resolution of the detector (dependence of the width of the detected line on the energy); (iii) calibration of the detection efficiency.

The energy resolution was determined from experiments with radionuclides ^{139}Ce, ^{137}Cs, ^{40}K, ^{88}Y, ^{241}Am (59,5keV), ^{208}Tl (2614keV) by measuring the Gaussian widths (W_E) of the corresponding photopeaks. The resolution of each detector on the ^{137}Cs line, $R=W_E/E$ is as follows: R[NaI-1]=6,5%, R[NaI-2]=7,5%, R[SrI2-1]=4,2%, R[SrI2-2]=3,0%. To investigate temperature behavior, the gamma spectra of ^{152}Eu radionuclide were measured with the gamma detectors placed in a temperature chamber in the temperature range of -10°C ÷ +50°C

both at a constant high voltage, as well as with the active high voltage control stabilizing the position of the photopeaks. To obtain energy scale calibrations, the following set of well-resolved ^{152}Eu reference photopeaks is used: E_i = [121.8, 344.3, 1408, 964.1, 778.9, 244.7] keV. The brightness of the scintillation response changes with changes in the temperature of the crystal, which leads to a shift of photopeaks in the spectral histogram of the detector in the absence of compensation techniques [3]. Temperature dependences of the detector resolution calibrations were also calculated from these experiments. To obtain the absolute value of (volumetric) detection efficiency, verified solutions of radionuclides ^{139}Ce (166keV), ^{137}Cs (662keV), ^{40}K (1461keV) and ^{88}Y (898keV, 1836keV) with a known activity concentration are poured into a water tank with a volume of 8m^3. For each detector, based on calculated areas of photopeaks, the absolute values of the detection efficiency for the energies of gamma quanta corresponding to these photopeaks are estimated [3]. The detection efficiency for the "SrI2-1" detector turn out to be two times lower compared to the efficiency of the "SrI2-2" detector. The following natural radionuclides were identified and quantified in the gamma spectra of field tests based on these calibrations: ^{40}K, ^{208}Tl, ^{214}Bi, ^{214}Pb, ^{212}Pb, ^{228}Ac.

The obtained experimental efficiency values are compared with the theoretical results of Monte Carlo (MC) simulation using the free software "Geant4", taking into account the materials and geometry of the detectors, as well as the geometry of the water tank. MC simulation models include cylindrical 3" × 3" NaI:Tl or 1,5" × 1,5" SrI_2:Eu^{2+} scintillation crystals coated with a PTFE reflector on the bottom and side surfaces and placed in copper or aluminum containers, cylindrical glass and aluminum layers for PMT and MCA, mu-metal magnetic shields, and cylindrical POM external cases with a wall thickness of 10 mm. Gamma quanta with a certain energy and random initial directions and positions are generated uniformly throughout the entire volume of the water tank with a detector immersed in it. Convolution of the spectra with the detector instrument function (from resolution calibration) was also applied. The detection efficiency determined from MC simulations and experiments as a function of gamma-ray energy are in good agreement for "NaI-2" and "SrI2-2" detectors. Combined spectra of several radionuclides were also generated using MC simulations. Based on this, algorithms for analyzing experimental spectra taking into account Compton scattering, algorithms for analyzing the "full spectrum" taking into account all contributions from dissolved radionuclides, and deconvolution algorithms are being developed.

This work was partially supported by the Belarusian Republican Foundation for Fundamental Research (project No. F24KITG-011).

[1] Tsabaris C. An autonomous in situ detection system for radioactivity measurements in the marine environment. / C. Tsabaris, C. Bagatelas, T. Dakladas, et al. // Appl. Radiat. Isot. -- 2008. -- vol. 66. -- pp. 1419--1426.

[2] Naumenko A. Autonomous NaI(Tl) gamma-ray spectrometer for in situ underwater measurements. / A. Naumenko, S. Andrukhovich, V. Kabanov, et al. // Nuclear Inst. and Methods, A -- 2018. -- vol. 908. -- pp. 97--109.

[3] Naumenko A. Comparison of underwater in situ gamma-ray spectrometers based on NaI(Tl) and $SrI_2(Eu^{2+})$ scintillators: temperature characterization, calibration and field trial. / A. Naumenko, S. Andrukhovich, L. Blizniuk, E. Saprunov // Nonlinear Dynamics and Applications : Proceedings of the Thirty-first Annual Seminar NPCS'2024, Minsk, June 24-28, 2024. -- vol. 30. -- pp. 245--254.

Космология и астрофизика

УДК 530.12

А. К. Горбацевич[1], Е.Д. Прохоров[2], К.В. Рымайдо[3]

ДВИЖЕНИЕ ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ В ОКРЕСТНОСТИ ГОРЛОВИНЫ МАССИВНОЙ СФЕРИЧЕСКИ СИММЕТРИЧНОЙ КРОТОВОЙ НОРЫ

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

[1]gorbatsievich@bsu.by, [2] prohorovED@bsu.by, [3] fiz.rymaydoKV@bsu.by

К наиболее удивительным предсказаниям общей теории относительности (ОТО) относятся кротовые норы. К настоящему моменту нет надежных экспериментальных данных об их существовании. Для поиска кротовых нор используются различные астрофизические эффекты, которые в принципе могли бы доказать их существование. Например, в ряде работ исследуются траектории движения пробных тел, а также тени от кротовых нор, и их отличие от теней черных дыр. Особый интерес при этом представляет движение двойные системы, так как многообразие эффектов там значительно больше, чем для точечных пробных тел.

Первые точные решения, описывающие кротовые норы были получены в работах Фламма [1], а также Эйнштейна и Розена, современное развитие эти идеи получили в работах Морриса и Торна, которые построили точное решение уравнений Эйнштейна, описывающее проходимую кротовую нору [2].

Заметим, что в рамках ОТО кротовые норы могут существовать только в случае наличия “экзотической” материи, нарушающей энергетические условия. Такая материя в виде фантомного скалярного σ-поля естественным образом присутствует в 5-миерной проективной теории поля, предложенной Э. Шмутцером. Подробное изложение как ее основ, так и ее приложений можно найти в его многочисленных статьях и монографиях, например, в [3], а краткое изложение ее аксиоматики в работе [4].

В случае отсутствия всех видов материи кроме скалярного σ-поля, уравнения поля имеют следующий вид: $_{mn} - 2\sigma_{,m}\sigma_{,n} = 0, \sigma^{,k}_{;k} = 0.$ Здесь латинские индексы пробегают значения от 1 до 4 , сигнатура метрики $(+++-)$, запятая обозначает частную производную, точка с запятой — ковариантную.) Общее решение этих уравнений, описывающее внешнее поле сферически-симметричного источника, обладающего массой M и скалярным зарядом $\mathcal{M}$ (здесь используется геометрическая система единиц, в которой M и $\mathcal{M}$ имеют размерность длины) можно представить в виде [5]

$$\mathrm{d}s^2 = \mathrm{e}^{2u(r)}[\mathrm{d}r^2 + r^2(\,\mathrm{d}\vartheta^2 + \sin^2\vartheta\,\mathrm{d}\varphi^2)] - \mathrm{e}^{2v(r)}c^2\,\mathrm{d}t^2,$$

где явный вид функций $u(r)$ и $v(r)$ зависит от соотношения между массой источника и его скалярным зарядом. В частности, когда $\mathcal{M} > M$, найденное решение описывает проходимую кротовую нору, соединяющую два асимптотически плоских пространства. В этом случае

$$e^{u(r)} = \left(1 + \frac{R_2^2}{4r^2}\right)^2 \exp\left[\frac{M}{M+\mathcal{M}}\Pi(r)\right],\ e^{v(r)} = \exp\left[-\frac{M}{M+\mathcal{M}}\Pi(r)\right],$$

где

$$_1 = M + \mathcal{M}, R_2 = \frac{1}{2}\sqrt{M^2 - \mathcal{M}^2}, R_3 = \sqrt{\mathcal{M}^2 - M^2}, \Pi(r) = \frac{2R_1}{R_3}\left(\pi - 2\arctan\frac{2r}{R_3}\right).$$

Как было показано в работе [6], центр масс (вычисленный в сопутствующей системе отсчета) двойной звезды в хорошем приближении удовлетворяет следующим уравнениям

$$(m_1 + m_2)\frac{\mathrm{D}u^i}{\mathrm{D}\tau} = -\frac{1}{2c}\ {}^{i}_{skm}u^s\varepsilon^{mkbn}M_b u_n - \frac{1}{3}h^i_s\frac{\mathrm{D}}{\mathrm{D}\tau}(R^s_{klm}Q^{kl}u^m)$$

где ε^{mkbn} — псевдотензор Леви-Чивита $\left(\varepsilon^{1234} = \frac{1}{\sqrt{-g}}; g = \det(g_{ij})\right)$; $h^i_s = g^i_s + \frac{1}{c^2}u^i u_s$ — проективный тензор. Для относительного же движения звезд в сопутствующей системе отсчёта справедливо уравнение

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}T} = -\nabla(\phi + \Upsilon) + 2\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{\omega} + \boldsymbol{A},$$

где «потенциалы» Υ и $\boldsymbol{A}$ выражаются через тетрадные компоненты тензора кривизны, момент импульса двойной системы и ее квадрупольный момент. Путем интегрирования полученных уравнений было показано, что по мере приближении к кротовой норе приливные силы стремятся «сжать» изначально плоскую эллиптическую траекторию, а взаимодействие кривизны пространства-времени с квадрупольным моментом двойной системы приводит к тому, что движение перестает быть плоским.

[1] Flamm L. Contributions to Einstein's theory of gravitation// Phys. Z. — 1916. — Vol.17. P. — 48 c.

[2] Morris M.S. Wormholes, Time Machines, and the Weak Energy Condition. /M. S. Morris, K. S. Thorne // Phys. Rev. Letters. — 1988. — Vol. 61. — P. 1446.

[3] Schmutzer E. Fünfdimensionale Physik. Projektive Einheitliche Feldtheorie mit Einbeziehung der Quantentheorie (Mechanik, Astrophysik, Kosmologie ohne Urknall, Spinoren). — Wissenschaftsverlag Thüringen, 2009. — 634 p.

[4] Gorbatsievich A. On the Axiomatics of the 5-dimensional Projective Unified Field Theory of Schmutzer//General Relativity and Gravitation. — 2001. — Vol. 33. — P. 965.

[5] Gorbatsievich A. On the Exact Spherically Symmetric Static Vacuum Solution of the 5-Dimensional Projective Unified Field Theory./.A. Gorbatsievich, F. Dedokey // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. — 2016. — Vol.8. — P. 35.

[6] Gorbatsievich A. The equations of motion of compact binaries in the neighborhood of supermassive black hole /A. Gorbatsievich, A. Bobrik // AIP Conference Proceedings. — 2010. — Vol. 1205. — P. 87.

УДК 530.12:531.51

Ю.П. Выблый, Н.Д. Шайковская

МОДЕЛЬ СКАЛЯРНО-ТЕНЗОРНОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ СО ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИМ СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ

Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь
vyblyi@dragon.bas-net.by
n.shaikovskaya@dragon.bas-net.by

После открытия ускоренного космологического расширения, которое не объясняется космологическим сценарием общей теории относительности [1], в литературе активно обсуждаются скалярно-тензорные теории гравитации, в которых нелинейное скалярное поле моделирует темную энергию, являющуюся причиной ускоренного расширения (см., например, [2]). Проблема, имеющаяся в этом подходе, состоит в выборе лагранжиана и соответствующего ему уравнения скалярного поля. В настоящей работе рассмотрена модель скалярно-тензорной теории гравитации, в которой источником скалярного поля является след тензора энергии-импульса (ТЭИ) материи; эта гипотеза приводит к появлению в лагранжиане материи конформной метрики. Предположение о том, что эта метрика входит также в лагранжиан массивного скалярного поля, позволяет однозначным образом получить его уравнение. Модель содержит два параметра: новую константу скалярного взаимодействия q и массу скалярного поля m.

Рассмотрим скалярное поле φ, чьим источником является след тензора энергии-импульса (ТЭИ) материи, которая с ним взаимодействует, тогда уравнение скалярного поля будет иметь вид

$$\frac{1}{\sqrt{-g}}\frac{\delta L^{\varphi}}{\delta \varphi} = qT^{M} \ . \tag{1}$$

Уравнение (1) может быть получено из лагранжиана

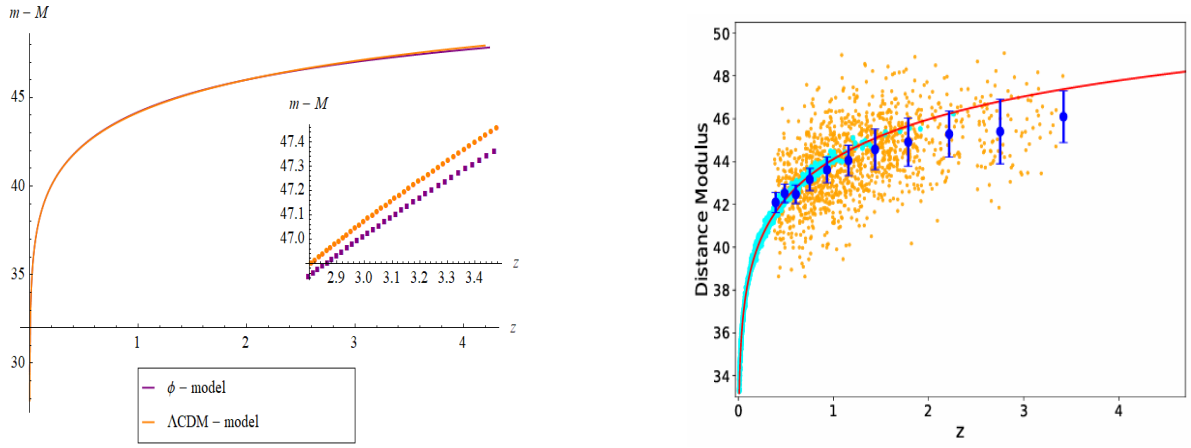
$$L = L^{\varphi} + L^{M}(f_{\mu\nu} = \phi g_{\mu\nu}, Q_{M}), \ \phi = \exp(2q\varphi) . \tag{2}$$

Лагранжиан скалярного поля после замены метрики примет вид

$$L^{\varphi} = \frac{1}{2}(\varphi_i \varphi_k f^{ik} - m^2\varphi^2)\sqrt{-f} = \frac{1}{2}(\phi\varphi_i\varphi_k g^{ik} - m^2\varphi^2\phi^2)\sqrt{-g} \ . \tag{3}$$

В космологической задаче скалярное поле и метрика зависит только от времени, а метрикой Фридмана–Леметра–Робертсона-Уолкера является метрика f_{ik} В общей теории относительности тензор g_{ik} является одновременно гравитационным потенциалом и метрикой пространства-времени. В рассматриваемой модели он по-прежнему описывает гравитационное поле, а f_{ik} задает пространственно-временную метрику. Существенно, что скалярное поле и материя с нулевым следом ТЭИ,

например электромагнитное поле, не взаимодействуют, в этом случае метрика сводится к g_{ik}. Уравнение скалярного поля, уравнения Фридмана и уравнения закона сохранения ТЭИ материи записывались в метрике f_{ik}. Параметры модели q и m, а также начальные значения для скалярного поля φ_0 и $\dot{\varphi}_0$ находились из системы уравнения скалярного поля в режиме медленного скатывания (когда $\ddot{\varphi}=0$) и двух уравнений Эйнштейна для настоящего момента времени. При этом использовалось значения постоянной Хаббла и параметра замедления, полученные из анализа красного смещения Сверхновых [2]. В качестве четвертого соотношения была использован величина расхождения между измеренными значениями постоянной Хаббла по красному смещению Сверхновых и по анизотропии реликтового излучения (H_0-tension) [3]. Это расхождение возникает в рассматриваемой модели из-за того, что анизотропия реликтового излучения определяется с использованием уравнений Максвелла на космологическом фоне, при этом скалярное поле выпадает из рассмотрения. Связь между параметрами Хаббла, определенными в разных метриках, приводит к соотношению $\Delta H_0 = q\dot{\varphi}_0$. На рисунке приведена диаграмма Хаббла, полученная с использованием численных решений в данной модели (слева) и построенная по совокупности недавних наблюдательных данных [4]. Обе диаграммы демонстрируют отклонение от ΛCDM - модели (сплошная линия) в области красных смещений z близких к трем и качественно совпадают.



Таким образом, рассмотренная модель позволяет дать естественное разрешение проблемы H_0- tension и для диаграммы Хаббла предсказывает отклонение от ΛCDM - модели, качественно совпадающее с последними наблюдательными данными.

[1] Riess, A.G. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant / A.G. Riess et al. // The Astronomical J. – 1998 – Vol. 116, P. 1009.
[2] Горбунов, Д.С. Введение в теорию ранней Вселенной. Теория горячего большого взрыва. / Д.С. Горбунов, В.А. Рубаков // М.: ЛЕНАНД - 2016 – 616 С.
[3] Wagner J. Casting the H_0 tension as a fitting problem of cosmologies. / J. Wagner //arXiv:2203.112119 v1 [astro-ph.CO].
[4] Signorini, M. Building the high-redshift Hubble Diagram with quasars / M. Signorini et al.// Mem. S.A.It. - 2023 - Vol. 75, P. 282.

УДК 53.01, 530.12

С. О. Комаров[1,2,4], А. К. Горбацевич[2,4], Г. В. Верещагин[3] , А. С. Гаркун[2,4]

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ И МАГНИТНОЕ ПОЛЯ КОЛЬЦЕВОГО ЗАРЯЖЕННОГО ПРОВОДНИКА ВБЛИЗИ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ

[1] Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, ICRANet-Minsk, пр. Независимости, 68, 22
0072 Минск, Беларусь
staskomarov@tut.by
[2] Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь
[3] Координационный центр ИКРАНет, Пескара, Италия, 65122 Italia, Pescara, Piazza della Repubblica, 10
[4] Институт прикладной физики НАН Беларуси, ул. Академическая, 16, 220072, Минск, Беларусь

Одними из наиболее мощных источников в астрофизике являются квазары и активные ядра галактик. Процессы, приводящие к энерговыделению в них, в основном связаны со взаимодействием между релятивистской плазмой с одной стороны, и электромагнитным и гравитационным полями – с другой. Таким образом, изучение данных источников позволяет исследовать поведение плазмы в сильных полях, электромагнитном и гравитационном, в условиях, пока не достижимых в наземных лабораториях.

Для описания данных процессов необходимо знать конфигурацию полей. Гравитационное поле создается центральной черной дырой. Установлено, что для общего описания черной дыры достаточно знать три основных параметра: ее массу, заряд и момент импульса (см, напр. [1]). Обычно условия в квазарах таковы, что любой заряженный объект быстро нейтрализуется в следствии преимущественной аккреции частиц противоположного знака. Поэтому наиболее общее описание астрофизических черных дыр дается метрикой Керра, характеризующейся массой M и удельным моментом импульса a.

Целью представленной работы является создание компьютерной модели для вычисления электромагнитных полей, создаваемых кольцевым заряженным проводником с током вблизи черной дыры Керра. В координатах Бойера-Линдквиста $\{\text{г},\ \theta,\ \varphi,\ t\}$ метрика Керра имеет вид (см., напр. [2]):

$$ds^2 = \frac{\rho^2}{\Delta}dr^2 + \rho^2 d\theta^2 + \frac{\Sigma^2}{\rho^2}sin^2\theta d\varphi^2 - \frac{4aM^2r}{\rho^2}sin^2\theta dt d\varphi - \left(1 - \frac{2Mr}{\rho^2}\right)dt^2.$$

Здесь M – масса черной дыры, L – момент импульса черной дыры, $a = {}^{L}/_{M^2}$ – параметр Керра. Также введены обозначения:

$$\rho^2 = r^2 + M^2a^2cos^2\theta\ ; \quad \Delta = r^2 - 2Mr + M^2a^2\ ;$$
$$\Sigma^2 = (r^2 + a^2)\rho^2 + 2r\,a^2sin^2\theta\ .$$

Электромагнитное поле может быть найдено из решения уравнения Тьюкольского (см., напр. [3]):

$$(\Delta\mathcal{D}_1\mathcal{D}_1 + \mathfrak{J}_0\mathfrak{J}_1)\Phi_0 = -\left(\mathfrak{J}_0 + \frac{ia\,sin\,\theta}{r - ia\,cos\,\theta}\right)\sqrt{2}(r - ia\,cos\,\theta)J_l{}^{+}2\left(\mathcal{D}_0 + \frac{1}{r - ia\,\cos\theta}\right)\rho^2 J_m. \quad (1)$$

Здесь J_l и J_m выражаются через компоненты вектора 4-тока с помощью изотропной тетрады Ньюмена-Пенроуза (см., напр. [3]). Операторы $\mathcal{D}_n$ и $\Im_n$ определены с помощью равенств:

$$\mathcal{D}_n = \frac{\partial}{\partial r} + \frac{2n}{\Delta}(r-1)\,;\ \ \Im_n = \frac{\partial}{\partial \theta} + n\,ctg\,\theta\,.$$

Компоненты тензора электромагнитного поля могут быть получены из решений уравнения Тьюкольского, решая линейную систему уравнений. В работе данные уравнения были решены для заданных параметров кольцевого заряженного проводника с током в экваториальной плоскости метрики Керра. Полученные линии электрического и магнитного полей представлены на Рис. 1.

а). б). и

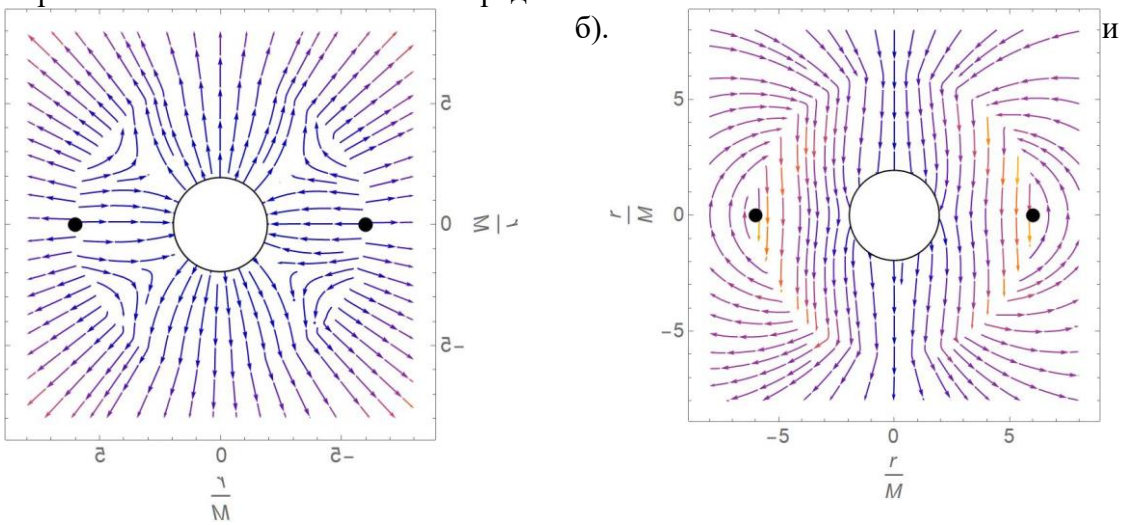


Рис. 1 Линии электрического (а) и магнитного (б) полей кольцевого проводника радиуса 6M, имеющего заряд Q=M^2, и протекающий по нему ток силы $I = 2M^2$. Параметр Керра $a/M = 0{,}4$.

Из полученных результатов видны основные характерные особенности полей вблизи черной дыры. Линии как электрического, так и магнитного полей искажаются таким образом, что они ортогональны горизонту событий черной дыры (см., напр. [4, 5]). Разрывы линий поля вблизи проводника связаны с низкой точностью счета в этой области, так как для построения графиков использовались три первых члена мультипольного разложения полей.

[1] Ruffini, R. The blackholic quantum / R. Ruffini, J. A. Rueda // The European Physical Journal C. – Vol. 30, №300. – 2020.
[2] Misner, C. W. Gravitation / C. W. Misner, K. S. Thorne, J. A. Wheller // . – W. H. Freeman and company, San Francisco, 1973.
[3] Bičák, J. Stationary Electromagnetic Fields Around Black Holes. II. General Solutions and the Fields of Some Special Sources Near a Kerr Black Hole. / J. Bičák and L. Dvořák // – General Relativity and Gravitation. – Vol. 7. – No 12. – 1976. – pp. 959-983.
[4] Прайс Р. Черные дыры: Мембранный подход / Р. Прайс, К. Торн, Д. Макдоналд и др. // – пер. с англ. А. Г. Полнарева. – Москва, Мир. – 1988. – 428 с.
[5] Komarov, S. O. Electromagnetic field of a charge asymptotically approaching a spherically symmetric black hole / Komarov, S. O., Gorbatsievich, A. K. and Vereshchagin, G. V. // Physical Review D. – 2023. – Vol. 108. – P. 10405

УДК 53

М.А. Орешенко[1]

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ В ИЗУЧЕНИИ СПЕКТРОВ ЭКЗОПЛАНЕТ И КОРИЧНЕВЫХ КАРЛИКОВ

[1] Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь
m.oreshenko@dragon.bas-net.by

Традиционно, изучение спектров атмосфер экзопланет и коричневых карликов базируется на так называемом методе обратного моделирования. Суть данного метода состоит в сравнении большого числа моделей (как правило, порядка 10^6-10^9) с наблюдаемым спектром. В “классическом” методе обратного моделирования применяются, как правило, три основных подхода: метод сеток (grid retrieval), метод Монте Карло (MCMC) и метод Байеса (Bayesian Analysis).

Главным недостатком классического метода обратного моделирования является его трудоемкость: даже для упрощенных моделей расчеты могут занимать несколько часов. До недавнего времени использование упрощенных моделей переноса излучения было оправдано наличием спектров низкого разрешения для экзопланет, однако таких моделей недостаточно для анализа современных данных, полученных с помощью телескопа Джеймс Вебб.

Одно из возможных решений этой проблемы состоит в использовании метода машинного обучения для анализа спектров. В данной работе мы используем один из простейших методов машинного обучения, называемый методом случайного леса (random forest). Этот метод, часто применяемый в анализе медицинских данных, был адаптирован нашей научной группой для изучения спектров низкого разрешения для горячих Юпитеров [1] и позже использован для изучения спектров высокого разрешения для нескольких объектов из класса коричневых карликов [2].

Случайный лес — это метод контролируемого машинного обучения. Это означает, что реализация разделена на этапы обучения и тестирования. Для обучения алгоритму передается большая сетка моделей, причем каждая модель сопровождается меткой со значениями используемых параметров. После этого этапа другая сетка моделей (с параметрами, которые не были представлены до этого) "оценивается" лесом. Сравнение значений, предсказанных лесом, с истинными значениями входных параметров дает оценку того, насколько хорошо работает алгоритм. Как правило, вся доступная сетка моделей делится на 80% для обучения и 20% для тестирования.

Метод случайного леса предлагает ряд существенных преимуществ по сравнению с традиционными методами обратного моделирования:

- Прямая модель, которая вычисляет синтетические спектры при заданном наборе параметров, не обязательно должна вычисляться в режиме реального времени. Это не только переносит вычислительную нагрузку в "оффлайн" режим, но и позволяет разработчикам моделей использовать коллективные усилия сообщества, применяя давно существующие или классические модельные сетки

- Относительная важность каждой точки данных в синтетическом спектре для определения значения каждого параметра модели может быть количественно оценена. В традиционном методе обратного моделирования это может быть выполнено в качестве отдельного шага, но такой шаг требует дополнительных вычислений и, следовательно, ограничен моделями с небольшим количеством параметров. В методе случайного леса этот шаг вычисления «важности признаков» является естественным результатом расчетов, не требующим дополнительных вычислительных затрат и не ограниченным сложностью модели.

В данном докладе представлены результаты сравнения методов обратного моделирования классического типа и с использованием машинного обучения [1], а также результаты анализа спектров коричневых карликов [2].

[1] P. Márquez-Neila et al. Supervised machine learning for analysing spectra of exoplanetary atmospheres" // Nature Astronomy 2. – 2018 – c. 719 -724.

[2] M. Oreshenko et al. Supervised Machine Learning for Inter-comparison of Model Grids of Brown Dwarfs: Application to GJ 570D and the Epsilon Indi B Binary System // AJ 159. – 2019 – c. 6-21

UDC 53.01

A. E. Kurhuzava[1]

RADIATION FROM A NON-UNIFORMLY MOVING RELATIVISTIC SHELL AS APPLIED TO GAMMA-RAY BURSTS

[1] *Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Gikalo St., 9, 220005, Minsk, Belarus*
kuppory@gmail.com

Large-scale cosmic emissions of explosive energy that occur during the explosions of certain supernovae or the merger of compact objects (binary neutron stars, neutron stars and black holes) are called gamma-ray bursts (GRBs) [1]. The initial stage of a gamma-ray burst can be described by the diffusion of radiation in an ultrarelativistic shell [2]. The diffusion approximation of the radiative transfer equation has the form [2]:

$$\frac{1}{c}\frac{\partial L}{\partial t} - \frac{c^2 t^2}{3\Gamma^2 R_0 \tau_0}\frac{\partial^2 L}{\partial \xi^2} = 0,$$

where c is the the speed of light in a vacuum, Γ is the gamma factor, τ_0 is the basic optical thickness, t is the time, ξ is the depth inside the shell and L is the function proportional to the radiation intensity. To obtain a solution, this equation is supplemented with zero boundary conditions $L(\xi = 0, t) = L(\xi = l, t) = 0$ and specified initial conditions $L(\xi, t = t_0) = L_0 = a(\xi - l/2) + b$ $(a, b - \text{const})$. The resulting solution is used to obtain the effective temperature (using the Stefan-Boltzmann law), which is then used to calculate the instantaneous spectra (using the Planck law), the summation of which yields the time-integrated spectra.

During the initial stage of the shell's propagation, it may accelerate, while interaction with the surrounding environment causes the shell's velocity to decrease. In any case, we are dealing with an unevenly moving shell. We used the following function for the gamma factor versus time:

$$\Gamma(t) = \Gamma_0 \left(\frac{t}{t_0} \right)^s,$$

where Γ_0 is the value of the gamma factor at the initial moment of time t_0. When the shell accelerates (decelerates), the parameter s takes positive (negative) values [1].

Time-integrated spectra for different values of parameter s are shown in Figure 1. For calculations here and below we used values $a = 2T_0/l$, $b = 1$, $t_0 = 1$ s, $l = 10^{10}$ cm, $R_0 = 10^8$ cm, $\tau_0 = 10^{12}$, $\Gamma_0 = 100$; time changed from 1 s to 15000 s with a step of $\Delta t = 1$ s. The resulting spectra have the form of a Band spectrum. The low-energy spectral index α is approximately +1 for line 1, approximately +2 for lines 2 and 3; the high-energy spectral index β is approximately –2 for line 1, –4 for line 2 and –20 for line 3. Typical values of spectral indices of gamma-ray bursts that are observed are in the ranges $-1 < \alpha < 1$, $-3 < \beta < 0$ [1]. The values of the high-energy spectral index obtained for the case of a decelerating shell fall within the range of observed values. The low-energy spectral index values obtained differ from the typical value $\alpha = 0$ [1], but the closest value to it is obtained for a decelerating shell. Thus, the proposed mechanism is intended to explain hard-spectrum gamma-ray bursts. When the shell accelerates (decelerates), the peak of the flow is observed at a higher (lower) frequency and

its value increases (decreases) relative to that obtained for a uniformly moving shell. As acceleration increases, the slope of the linear sections of the graphs increases.

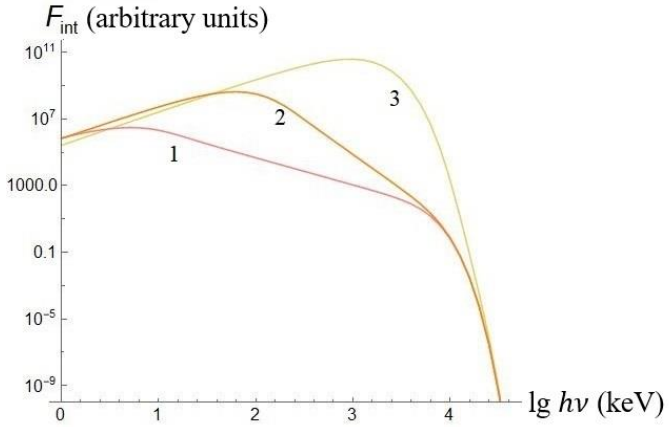


Figure 1. Time-integrated spectra for different values of parameter *s*: lines from 1 to 3 correspond to the case *s* = −0.1, 0.1, 0.3 respectively.

Time-integrated spectra for $s = -0{,}1$ and different values of t_{max} shown in Figure 2. The high-energy spectral index is approximately –2 for all lines, the low-energy spectral index increases from approximately +1 (line 1) to approximately +2 (lines 2 and 3) with decreasing t_{max} from 15000 s (line 1) to 100 s (line 2) and 5 s (line 3). Thus, with decreasing t_{max}, the value of the low-energy spectral index for the decelerating shell moves away from the typical one. With increasing time t_{max}, the peak flux is shifted towards lower frequencies, its value increases.

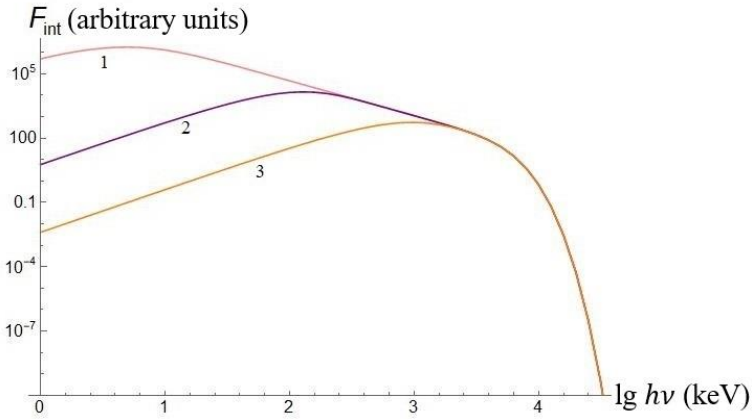


Figure 2. Time-integrated spectra for $s = -0{,}1$ and different values of t_{max}: lines from 1 to 3 correspond to the case t_{max} = 15000 s, 100 s, 5 s respectively

[1] Zhang, B. The Physics of Gamma-Ray Bursts / B. Zhang. − Cambridge University Press, 2018. – 590 p. https://doi.org/10.1017/9781139226530

[2] Ruffini, R. A theory of photospheric emission from relativistic outflows / R. Ruffini, I. A. Siutsou, G. V. Vereshchagin // Astrophys. J. – 2013. − Vol. 772, № 1. – P. 11. https://doi.org/10.1088/0004-637x/772/1/11

Вычисление силовых линий электрического поля от точечного заряда в окрестности черной дыры методом конечных разностей

Г.В. Рыбальченко

Введение. Изучение электрических полей в условиях экстремальных гравитационных воздействий, таких как окрестности черной дыры, представляет собой уникальную задачу в физике. В этом контексте важным аспектом является вычисление силовых линий электрического поля, которые могут сильно деформироваться под влиянием сильных гравитационных полей. Одним из эффективных численных методов для решения этой задачи является метод конечных разностей. В данной статье мы рассмотрим, как можно вычислить силовые линии электрического поля от точечного заряда в окрестности черной дыры, используя метод конечных разностей. Этот метод позволяет работать с числовыми данными, а значит, является особенно полезным для моделирования сложных физических систем, где аналитическое решение затруднено или невозможно [1, 2].

Теореоретическая основа. Ранее был подсчитан электрический потенциал от заряда в окрестности сферически-симметричной черной дыры в метрике Шварцшильда численным методом. Кратко представим теоретические выкладки и алгоритм вычисления потенциалов [23]. Уравнение Пуассона в метрике Шварцшильда выглядит следующим образом [3, 4]:

$$\left(1-\frac{2M}{r}\right)\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial u}{\partial r}\right)+\frac{1}{r^2 sin\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial u}{\partial \theta}\right)= = -\left(1-\frac{2M}{r}\right)f(r,\theta,\varphi) \quad (1)$$

Принимая сетку как вдоль радиальной, так и вдоль угловой осей равномерными мы записываем разностную схему для уравнения Пуассона:

$$m(r_0+i\Delta r)\left(\frac{u_{i-1,j}-2u_{i,j}+u_{i+1,j}}{\Delta r^2}+\frac{1}{(r_0+i\Delta r)}\frac{u_{i+1,j}-u_{i-1,j}}{\Delta r}\right) + \frac{1}{(r_0+i\Delta r)^2}\frac{u_{i,j-1}-2u_{i,j}+u_{i,j+1}}{\Delta r\theta^2}+\frac{ctg\, j\Delta\theta}{(r_0+i\Delta r)^2}\frac{u_{i,j+1}-u_{i,j-1}}{2\Delta\theta}= = -m(r_0+i\Delta r)f_{i,j} \quad (2)$$

Затем начинаем с построения сетки (для упрощения вывода СЛАУ мы строим прямоугольную сетку, мысленно выпрямляя полярную сетку), в одном из узлов которой будет расположен точечный заряд (на вертикальной оси сверху), и на границе сетки (например, слева) расположена сфера, потенциал которой, согласно условию Дирихле, равен нулю u = 0.

Важно учитывать следующие граничные условия: 1) На границе горизонта событий черной дыры и на максимальном радиусе от черной дыры, согласно условию Дирехле, u = 0; 2) На вертикальной оси, выше и ниже черной дыры, уравнения составляются с учетом того, что в левых узлах, в силу симметрии задачи, потенциалы будут равны потенциалам узлов справа от вертикальной оси.

Рассчитав в каждом узле пространства электрические потенциалы от заряда в окрестности черной дыры мы можем перейти к расчетам и построению силовых линий векторного поля напряженности электрического поля. Известно, что компоненты напряженности электростатического поля относительно неподвижного наблюдателя можно представить в следующем виде [18,19]:

$$E^i = F^{ij}v_j \tag{5}$$

Приводим уравнения (5) к ортонормированному базису тетрадным методом [20]. Метрику по прежнему принимаем шварцшильдовскую:

$$E^i = h_i^{(j)} \cdot F^{ij}v_j \tag{6}$$

Находим радиальную и угловую составляющие вектора напряженности электростатического поля вблизи черной дыры:

$$E^r = h_i^{(1)} \cdot F^{ij}v_j = F^{14} = g^{11}g^{44}F_{14} = -F_{14} = -A_{4,1} = \\ = -\frac{\partial A_4}{\partial r} \tag{7}$$

$$E^\theta = h_i^{(2)} \cdot F^{ij}v_j = r\sqrt{1-\frac{2M}{r}}F^{24} = r\sqrt{1-\frac{2M}{r}}\, g^{22}g^{44}F_{24} = -\frac{A_{4,2}}{r\sqrt{1-\frac{2M}{r}}} = \\ = -\frac{1}{r\sqrt{1-\frac{2M}{r}}}\frac{\partial A_4}{\partial \theta}$$

Запишем разностные уравнения для компонент вектора напряженности электрического поля, аппроксимируя первую производную по радиальной и угловой составляющим [5, 8, 9]:

$$E^r \approx -\frac{(A_4)_{i+1,j} - (A_4)_{i-1,j}}{2h_r}$$

$$E^\theta \approx -\frac{1}{(r_0+ih_r)\sqrt{m(r_0+ih_r)}}\frac{(A_4)_{i,j+1} - (A_4)_{i,j+1}}{2h_\theta} \tag{8}$$

Четвертую компоненту 4-потенциала в каждом узле пространства мы уже нашли, решая СЛАУ, составленную с помощью сеточных уравнений Пуассона (2), тем самым без особых трудностей можем вычислить в каждом узле нашей сетки компоненты вектора напряженоти электрического поля с помощью уравнений (8). Затем применяя специальные программные библиотеки (например matplotlib) строим силовые линии от точечного заряда в окрестности черной дыры.

Новые материалы

УДК 537. 373.2

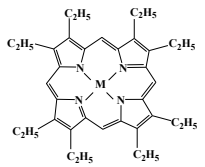
А. С. Старухин, А. Ю. Ильин, Т. А. Павич

ЗАВИСИМОСТЬ ДЕЗАКТИВАЦИИ ТРИПЛЕТНЫХ СОСТОЯНИЙ МЕТАЛЛОПОРФИРИНОВ ОТ СТРУКТУРЫ СОЕДИНЕНИЙ И ПОЛЯРНОСТИ РАСТВОРИТЕЛЕЙ

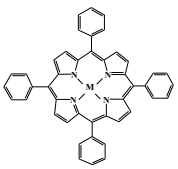
[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*
astar@ifanbel.bas-net.by

Фотовозбуждение порфириновых металлокомплексов в каналах $S_0 \rightarrow S_n$ спектра поглощения приводит после быстрой релаксации к заселению основного триплетного состояния. Вероятность заселения триплетного состояния зависит от спин-орбитального взаимодействия для данной молекулярной системы [1]. Известно, что в любом растворителе присутствует в определенной концентрации молекулярный кислород, который действует как эффективный тушитель возбужденных синглетных состояний и, особенно, возбужденных триплетных состояний [2].

В настоящем сообщении представлен набор экспериментальных данных о временах жизни триплетных состояний для 2,3,7,8,12,13,17,18-тетраэтилпорфирина (M-OEP) и 5,10,15,20-тетрафенилпорфирина (M-TPP) при изменении спин-орбитального взаимодействия за счет внутреннего эффекта тяжелого атома. Структуры исследованных соединений приведены на рисунке 1.



1



2

Рисунок 1 Структурные формулы M-OEP(1) и M-TPP(2), где M соответствует H_2- и ионам металлов Mg(II), Zn(II), Pd(II) и Pt(II).

Все измерения времени жизни триплетных состояний для всех соединений были иззмерены в различных растворителях с использованием новой экспериментальной установки лазерного фотолиза, основанной на селективном лазерном возбуждении при использовании перестраиваемого лазерного фотовозбуждения исследованных соединений непосредственно в полосу поглощения. Эффективное возбуждение соединений в полосы поглощения позволило практически исключить фотодеградацию образцов во время экспериментов.

Выполненные результаты измерений значений времен жизни триплетных состояний (τ_T) для набора порфиринов в ряду от H_2- до Pt(II) с закономерно возрастающей массой центрального иона металла однозначно указывают на решающую роль влияния эффекта внутреннего тяжелого атома на процессы деактивации триплетных состояний для изученных соединений в присутствии

молекулярного кислорода при комнатной температуре. Например, значения τ_T в TOL для H_2-TPP составляет 630 нс, для Mg-TPP – 580 нс, для Zn-TPP – 570 нс, тогда как в случае Pd-TPP и Pt-TPP соответствующие значения уже составляют 340 и 250 нс, соответственно. Приведенные выше данные наглядно демонстрируют влияние эффекта внутреннего тяжелого атома на излучательную дезактивацию триплетных состояний в присутствии атмосферного кислорода. Отметим, что времена жизни фосфоресценции металлокомплексов с фенильными кольцами (структура 2 на рисунке 1) оказалось больше, чем в случае металлокомплексов с алкильными группами (структура 1 на рисунке 1) при уменьшает тушение кислородом. Этот эффект можно объяснить наличием четырех фенильных колец в структуре порфиринового макроцикла, что приводит к уменьшению тушения триплетного состояния. ,

Достаточно долго зависимость значений времени жизни триплетных состояний от используемых растворителей представлялась непонятной и в основном все измерения τ_T проводились только в растворах толуола. Для исследованных соединений были измерены τ_T в циклогексане (CH), толуоле (TOL), дихлорметане (DCM) и диметилсульфоксиде (DMSO) в присутствии молекулярного кислорода при атмосферном давлении и комнатной температуре. В результате измерений установлена зависимость времен жизни триплетных состояний от поляризуемости (дипольных моментов) используемых растворителей. Например, для Pt-OEP в различных растворителях значения увеличиваются в ряду от CH (280 нс) к TOL (380 нс), затем в растворителе DCM (780 нс) и имеет максимальное значение в DMSO (945 нс).Такое повышение значений времени жизни хорошо коррелирует с величинами дипольных изменением дипольных моментов от 0 D для CH и до 3,96 D в случае DMSO. Для растворителя с высокой поляризуемостью характерна более высокая возможность образования комплекса растворителя с молекулярным кислородом, что уменьшает концентрацию свободных молекул кислорода и вероятность тушения триплетного состояния порфиринов. Молекулы кислорода , в растворителе находятся в основном триплетном состоянии T_0 и интенсивно участвуют в диффузии. В процессе диффузии молекулы кислорода сталкиваются с молекулами порфиринов (хромофора) в возбужденном триплетном состоянии T_1. При таких столкновениях происходит образование короткоживущих комплексов и в результате триплет-триплетной аннигиляции возбужденная молекула хромофора переходит в основное электронное состояние S_0, а молекула кислорода переходит в синглетное состояние с высокой энергией S_1. При этом происходит процесс дезактивации триплетного состояния T_1 хромофора. Кислород выступает в таком процессе как тушитель, который эффективно подавляет фосфоресценцию за счет конкурентного пути релаксации (тушения) для возбужденного триплетного состояния хромофора [2].

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта БРФФИ № Ф26В-008 и частичной поддержки ГПНИ “Фотоника и микроэлектроника» задание 5.1.08.

Список литературы:

[1] Соловьев К. Н., Борисевич Е.А.. УФН. -2005. – Т. 175. - С. 257.
[2] Старухин А. С., Романенко А. А., Новицкий Д. В., Ильин А. Ю., Павич Т. А. Известия РАН. Серия физическая. -2026 (принята к печати).

УДК 535.34; 535.37; 666.192.3

Г. Е. Малашкевич[1], В. В. Ковгар[1], Н. В. Варапай[1], А. А. Таболич[1], А. В. Семченко[2]

КВАРЦЕВЫЕ СТЕКЛА, СОАКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Eu^{2+} И Eu^{3+}, ДЛЯ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОЙ ТЕРМОМЕТРИИ

[1] Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь
g.malashkevich@ifanbel.bas-net.by
[2]Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, ул. Советская, 104, 246028 Гомель, Беларусь

Как известно, применение оптических материалов, соактивированных разнозарядными ионами европия, в качестве люминесцентных термодатчиков обеспечивает весомые преимущества перед датчиками, использующими термически связанные уровни активаторов. В настоящей работе поставлена задача выяснить пригодность для люминесцентной термометрии полученных золь-гель методом Al-содержащих кварцевых стекол, соактивированных ионами Eu^{2+} и Eu^{3+}.

Спектры поглощения регистрировались на спектрофотометре Cary-500, спектры люминесценции и её возбуждения – на спектрофлуориметре Fruorolog-3, оснащённом термостатируемым держателем кювет QNW Luma 40 с контроллером температуры TC 1, кинетика люминесценции исследовалась с помощью цифрового осциллографа B-423 при селективном возбуждении соактиваторов моноимпульсным лазерным излучением.

Определены условия реализации в этих стёклах сравнимых значений пиковых интенсивностей люминесценции ионов Eu^{2+} ($I_{Eu(II)}$) и Eu^{3+} ($I_{Eu(III)}$), что необходимо для повышения точности измерения температуры, и температурная зависимость отношения $I_{Eu(III)} / I_{Eu(II)}$ при различных $\lambda_{возб}$. Установлено, что на изменение отношения $I_{Eu(III)} / I_{Eu(II)}$ влияет как различная скорость температурного тушения люминесценции Eu^{3+} и Eu^{2+}, так и температурная зависимость степени экранирования межконфигурационной полосой $4f^7(^8S_{7/2}) \rightarrow 4f^6 5d^1$ ионов Eu^{2+} абсорбционных полос $4f^6 \rightarrow 4f^6$ ионов Eu^{3+}, при этом сенсибилизация люминесценции последних ионами Eu^{2+} малоэффективна. Полученные результаты поясняются рис. 1.

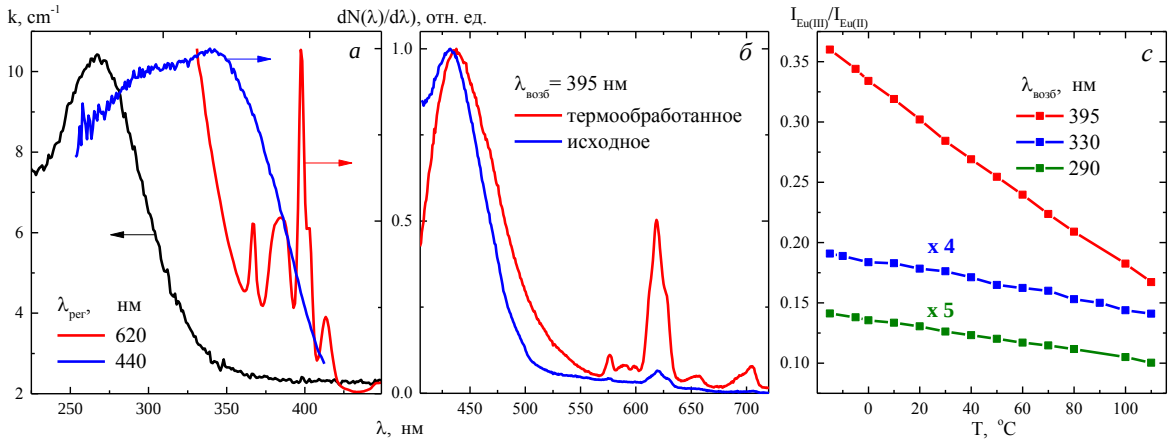


Рис. 1. Спектры исследованных стекол: (*а*) поглощения и возбуждения люминесценции, (*б*) люминесценции и (*с*) температурной зависимости отношения $I_{Eu(III)}/I_{Eu(II)}$ от $\lambda_{возб}$.

УДК 535.37:544.77:57.087.1

А. В. Богданова[1,2], Н. И. Волынец[1], Т. А. Кулагова[1]

СИНТЕЗ ФЛУОРЕСЦИРУЮЩИХ БОР-НИТРИДНЫХ НАНОЧАСТИЦ ДЛЯ БИОМЕДИЦИНСКОГО ПРИМЕНЕНИЯ

[1] *Научно-исследовательское учреждение «Институт ядерных проблем» Белорусского государственного университета, ул. Бобруйская, 11, 220006, Минск, Беларусь*
bahdanavanastasya@gmail.com
[2] *«Международный государственный экологический институт имени А.Д. Сахарова» Белорусского государственного университета, ул. Долгобродская, 23/1, 220070, Минск, Беларусь*

Наночастицы на основе нитрида бора (БННЧ) исследуются для применения в области биомедицинских исследований благодаря биосовместимости, химической инертности и стабильности, а также уникальным структурным характеристикам, обеспечивающим возможность ковалентной и нековалентной функционализации лекарственными препаратами. Наличие атомов бора в структуре БННЧ обуславливает потенциал использования их в качестве агента для бор-нейтронозахватной терапии. Внедрение точечных дефектов и функциональных групп в структуру наночастиц обеспечивает их флуоресцентные свойства и может применяться для биовизуализации клеточных структур. Актуальным является разработка методов синтеза БННЧ с контролируемыми размерами, степенью функционализации и заданными спектрально-люминесцентными характеристиками.

В данном исследовании БННЧ синтезировали одностадийным гидротермическим методом из борной кислоты (H_3BO_3) и мочевины ($(NH_2)_2CO$) в следующих реакционных средах: вода, этиловый спирт, 10% аммиак, смесь растворителей «10% $NH_{3(водн)}$: C_2H_5OH : H_2O» в объемном соотношении 2:2:1. Полученные БННЧ обладали люминесценцией в синей области спектра (390–420 нм). Установлено, что усиление флуоресценции БННЧ достигается за счет внедрения углерода в структуру наночастиц и формирования азотных вакансий. Это обеспечивается в результате добавления этанола в реакционную среду. Выявлено, что обогащение структур БННЧ кислородсодержащими группами приводит к появлению фосфоресценции в образцах наночастиц. Впервые установлено образование нелюминесцирующих побочных продуктов гидротермического синтеза – полиборатов аммония.

Синтезированные БННЧ эффективно накапливаются и визуализируются по флуоресцентному сигналу в цитоплазме клеток линии Vero. Полученные результаты свидетельствуют о перспективности использования БННЧ для флуоресцентной микроскопии и проточной цитометрии.

УДК 535.37

Д. С. Тарасов, М. П. Самцов, А.П. Луговский

СПЕКТРАЛЬНО-КИНЕТИЧЕСКИЕ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ ИНДОТРИКАРБОЦИАНИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ

НИИПФП им. А.Н. Севченко БГУ, ул. Курчатова, 7, 220045 Минск, Беларусь
tarasovds@bsu.by

Измерение длительности затухания флуоресценции методом время-коррелированного счета одиночных фотонов (TCSPC) востребованный инструмент при изучении сложных молекулярных систем. В данном методе для нахождения истинного закона затухания флуоресценции, состоящего из нескольких экспонент, необходимо решать задачу деконволюции. При этом экспоненциальные функции не образуют ортонормированный базис, в связи с чем сложный профиль затухания флуоресценции может быть аппроксимирован несколькими различными мультиэкспоненциальными моделями. Эта проблема на сегодняшний день остается нерешенной. Внимание ученых направлено на разработку методов анализа данных флуоресцентной спектроскопии с временным разрешением, которые обеспечивают определение физически согласующейся модели аппроксимации [1].

В настоящем докладе проведены комплексные исследования спектрально-кинетических свойств растворов индотрикарбоцианиновых красителей, которые представляют собой системы, содержащих два и более флуоресцирующих центров: растворы красителей в малополярных органических растворителях, где реализуется равновесное распределение его молекул между различными ионными формами; комплексообразование красителей с белками сыворотки крови, бычьим сывороточным альбумином и лактоферином, с мембранами Mycobacterium smegmatis; комплексообразование с ультрадисперсными алмазами. Проведено сопоставление результатов обработки, измеренной по методу TCSPC кинетики затухания флуоресценции с помощью различных актуальных методов анализа [1]: нелинейный метод наименьших квадратов, метод глобального анализа, метод максимальной энтропии, аппроксимация Паде-Лапласа и др.

В качестве примера рассмотрим анализ кинетики затухания флуоресценции раствора индотрикарбоцианинового красителя с хлорзамещенным ортофениленовым мостиком в цепи сопряжения в малополярном о-дихлорбензоле. Как показано в работе [2], в малополярных в малополярных органических растворителях присутствует в виде равновесной смеси свободных ионов и контактных ионных пар, которые имеют заметные различия в фотофизических параметрах. В спектре флуоресценции в малополярных хлороформе и о-дихлорбензоле проявляются оба центра, их максимумы сдвинуты относительно друг друга на ~45-50 нм. Методом TCSPC измерена серия кинетик затухания флуоресценции при возбуждении лазером 650 нм и регистрации на разных участках спектра флуоресценции такой системы (в диапазоне 730-850 нм с шагом 5 нм). В этой же области зарегистрирована зависимость степени поляризации флуоресценции по спектру испускания при возбуждении лазером 650 нм.

Анализ полученных кинетик с помощью стандартного нелинейного метода наименьших квадратов, а также других методов анализа одиночных данных дают схожие результаты. Если ориентироваться только на статистические параметры качества аппроксимации, то во всех случаях модель с двумя экспонентами дает значения длительностей затухания флуоресценции, которые не согласуются с другими спектральными характеристиками системы. При этом в области перекрытия спектров флуоресценции двух центров (770-850 нм) их длительности затухания флуоресценции не постоянны, а зависят от длины волны регистрации. Анализ всего набора полученных кинетик методом глобального анализа также дает результат не согласующийся с априорной информацией о системе и данными поляризационных измерений.

Согласующиеся результаты удалось получить с помощью модифицированного стандартного нелинейного метода наименьших квадратов, в котором реализована возможность регулирования области поиска времени затухания флуоресценции для одного или нескольких центров (в том числе его фиксации). Так при использовании двухэкспоненциальной модели с фиксацией длительности затухания одного из центров τ_1=1,64 нс и ограничением области поиска длительности затухания второго центра $\tau_2 \geq 1{,}70$ нс. Длительность первого центра выбрана исходя из независимости данного параметра при одноэкспоненциальной аппроксимации кинетики затухания в области 730-760 нм. Второе условие позволило избежать остановки алгоритма расчета вследствие захвата локальным минимумом, который не согласуется с другими данными о системе. В результате кинетики затухания флуоресценции хорошо аппроксимировались двухэкспоненциальной моделью (χ^2 не превышает 1,2), а время длинноволнового центра получалось одинаковое для разных длин волн регистрации (τ_2=2,05±0,02 нс). Полученный результат согласуется с данными поляризационных измерений: степень поляризации вблизи максимума флуоресценции коротковолнового центра 16,2 %, длинноволнового – 10,4 %. Поскольку в жидких растворах значение степени поляризации определяются соотношением между временем жизни молекул красителя в возбужденном состоянии и временем вращательной релаксации, т.е. вязкостью раствора. При одинаковой температуре разумно ожидать, что центр с более длинным временем жизни возбужденного состояния будет иметь меньшую степень поляризации. Важно отметить, что зависимость поляризации флуоресценции от длины волны коррелирует с зависимостью веса коротковолнового центра в кинетике затухания флуоресценции.

Авторы выражают благодарность А. В. Дигрису (радиофизический факультет БГУ) за помощь в обработке экспериментальных данных методом глобального анализа. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента Республики Беларусь и проекта БРФФИ-РНФ Ф26РНФ-097.

[1] de Jong F. et al. Data Analysis Methods in Time-Resolved Fluorescence Spectroscopy: A Tutorial Review //Chemistry–A European Journal. – 2025. – С. e202401799.

[2] Самцов М.П., Тарасов Д.С., Воропай Е.С. Генерация синглетного кислорода индотрикарбоцианиновым красителем с объемными заместителями в структуре молекулы // Журнал прикладной спектроскопии. – Минск: Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси. – 2023. – Т. 90, № 5. – С. 738-746.

УДК 39.23.234:538.975:546.621

И. И. Ташлыкова-Бушкевич

БИГАУССОВА МОДЕЛЬ НАНОТОПОГРАФИИ И ГИДРОФИЛЬНО-ГИДРОФОБНЫЙ БАЛАНС ТОНКИХ ПЛЁНОК СПЛАВОВ Al–Me (Me=Mn; Fe; Ni)

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. П. Бровки, 6, 220013 Минск, Беларусь
iya.itb@bsuir.by

Для задач микро- и наноэлектроники, оптоэлектроники и солнечной энергетики требуется не просто синтез металлических покрытий, а проектирование функциональных поверхностей, физико-химическими свойствами которых – прежде всего смачиваемостью – можно целенаправленно управлять. Это особенно важно для разработки самоочищающихся, антикоррозионных или биосовместимых покрытий. Однако существующие подходы, как правило, недостаточно учитывают ключевую роль наноморфологии, ограничиваясь химическим составом и дискретными параметрами шероховатости [1]. Работы последних лет [2, 3] показали, что классическая модель Венцеля–Касси недостаточна для описания смачивания реальных, статистически неоднородных поверхностей. Бигауссова модель учитывает двойственную природу рельефа – «равнинные участки» и «выступы» [2]. Однако её применение до сих пор ограничивалось механически обработанными или травлёными поверхностями. Для тонкоплёночных систем, полученных методами неравновесного синтеза (в частности – ионно-ассистированного осаждения [3]), эта модель не апробировалась.

Цель исследования – установить закономерности влияния нанотопографии, описываемой бигауссовой моделью, на смачиваемость тонкоплёночных систем Al–Me/стекло (Me = Mn, Fe, Ni). Впервые бигауссова модель применена для количественного описания нанорельефа плёнок Al и сплавов Al–Me, осажденных при ассистировании собственными ионами со скоростью «кристаллизации» (охлаждения атомных каскадов) ~10^{12}–10^{13} К/с. Ранее связь параметров бигауссовой модели (σ_1/σ_2, A_{ni}) с режимом смачивания (Венцеля, Касси, гибридный Касси–Венцеля) для описания морфологической неоднородности не исследовалась.

Установлена тесная связь субмикронной конусообразной морфологии и смачивающих свойств пленок Al и сплавов Al–Me толщиной менее 100 нм. При осаждении Al и его сплавов гидрофильность стеклянной подложки снижается, краевые углы контакта θ составляют 70°–82°, рис. 1. Обнаружено, что легирование Ni наиболее эффективно способствует гидрофобизации благодаря формированию плотной мелкомасштабной наноструктуры, тогда как введение Fe при длительном осаждении обуславливает смешанный режим смачивания, что позволяет целенаправленно управлять адгезией покрытий. Влияние рельефа стеклянной подложки на морфологию пленок определено при исследовании продольных параметров шероховатости и зависит от длительности осаждения сплавов.

Применение модели бигауссовой поверхности позволило выявить закономерности формирования наноструктуры пленок и их влияние на гидрофильно-

гидрофобный баланс поверхности. Смачивание плёнок Al (90 нм) и пленок сплавов (≤80 нм) описывается механизмом Венцеля-Дерягина: обе компоненты рельефа смачиваются водой. При ионно-ассистированном осаждении сплава Al–Fe в течение длительного времени (90 нм) степень негауссовости рельефа минимальна, и поверхность вырождается в гауссову (гибридное состояние Касси-Венцеля): впадины удерживают воздух (состояние Касси), конусообразные вершины смачиваются водой (состояние Венцеля), что увеличивает проникновение воды в углубления поверхности.

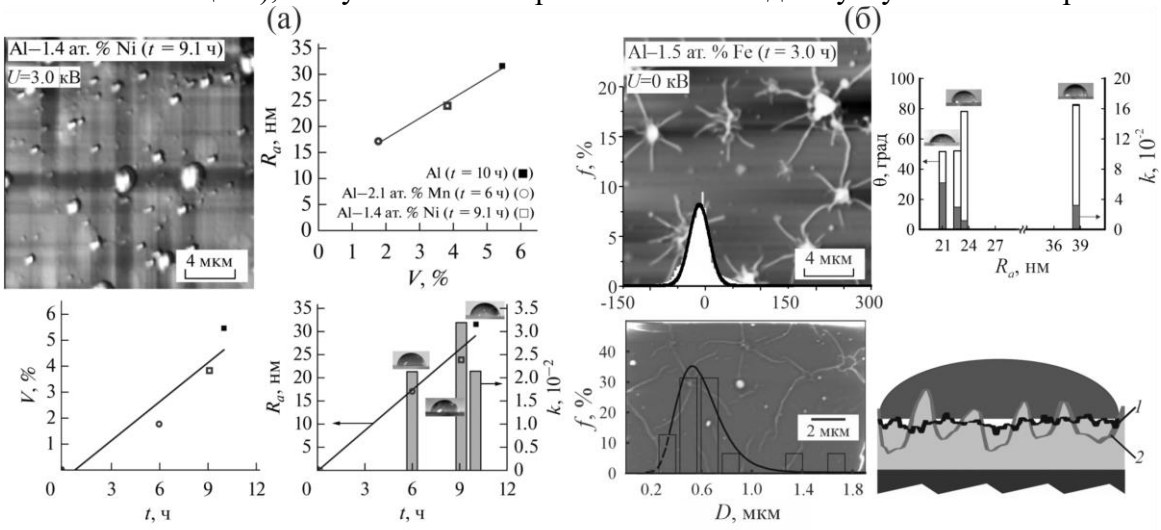


Рисунок 1. Закономерности формирования субмикронной морфологии поверхности плёнок алюминия и его слаболегированных сплавов, осаждённых на стекло: (а) – Al и сплавы Al–Mn и Al–Ni [3]; (б) – сплав Al–Fe [4]

Установленные фундаментальные закономерности структурообразования нанометровых пленок сплавов алюминия обеспечивают возможность целенаправленного управления процессом осаждения покрытий и физико-химическими свойствами тонкопленочных структур, включая прогнозирование и модификацию их смачиваемости на основе модели бигауссовой поверхности.

[1] Wang Y. Effects of two-level surface roughness on superhydrophobicity / Y. Wang, M. You, Q. Sun // Coatings. – 2025. – Vol. 15. – № 11. – P. 1269-1.
[2] Hu S. Bi-Gaussian stratified wetting model on rough surfaces / S. Hu, T. Reddyhoff, D. Puhan, S.-C. Vladescu, W. Huang, X. Shi, D. Dini, Z. Peng // Langmuir. – 2019. – Vol. 35. – № 17. – P. 5967.
[3] Ташлыкова-Бушкевич И. И. Нанорельеф поверхности тонких пленок сплавов Al–Mn и Al–Ni при ионно-ассистированном осаждении на стекло / И. И. Ташлыкова-Бушкевич, И. А. Столяр // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2023. – № 3. – С. 23.
[4] Ташлыкова-Бушкевич И. И. Формирование субмикронной конусообразной морфологии поверхности нанометровых пленок сплава Al–Fe при различных условиях ионно-ассистированного осаждения на стекло / И. И. Ташлыкова-Бушкевич // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2024. – № 3. – С. 88.

УДК 535.37+546.06

М.В. Хомбак, В.В. Крюков, А.А. Романенко, О.С. Кулакович, С.В. Гапоненко

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ СИНТЕЗА НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОКРИСТАЛЛОВ $CsPbBr_XI_{3-X}$

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь

maxim.hombak@dragon.bas-net.by

Перовскитные нанокристаллы (НК) на основе галогенидов свинца цезия зарекомендовали себя в качестве высокоэффективных излучающих структур благодаря высокому квантовому выходу фотолюминесценции (ФЛ) и термостабильности. Данные преимущества позволяют их применять при создании солнечных элементов, светодиодов, светочувствительных фотодетекторов [1]. Однако, недостаточная термодинамическая и химическая стабильность ограничивают потенциальное применение нанокристаллов перовскитов. В настоящей работе проведено исследование влияния условий синтеза (соотношения галогенид-ионов, химического состава лигандов) нанокристаллов состава $CsPbBr_xI_{3-x}$ на их фотолюминесцентные свойства.

Для синтеза нанокристаллов $CsPbBr_xI_{3-x}$ использовался метод горячей инжекции [2]. Предварительно был синтезирован олеат цезия (CsOA), получаемый при смешении и последующем нагреве 61.1 мг карбоната цезия (Cs_2CO_3) и 241 мкл олеиновой кислоты (OA), при использовании 3 мл октадецена-1 в качестве растворителя. В дальнейшем смешивали 1 мл олеиламина (OLA), 1 мл OA, 10 мл октадецена-1 с добавлением PbI_2 (173.5 мг) либо смеси PbI_2 и $PbBr_2$ для получения различных соотношений галогенид ионов в НК. Затем добавляли CsOA (0.8 мл), и после 5 секунд протекания реакции, смесь охлаждали на ледяной бане. Для стабилизации синтезированных перовскитных нанокристаллов использовался 3-меркаптопропилтриметоксисилан (MPTMS) в дополнение к используемому по методике [2] OLA. При исследовании влияния концентрации лигандов на стабильность дисперсий варьировали количество добавляемого MPTMS от 0.25x до 4x, где x – объем лиганда, равный 149 мкл.

Исследования показали, что термодинамически стабильные НК формируются при концентрации лиганда в области средних значений (1x – 2.5x), крайние значения 0.25x, 4x приводят к быстрому переходу НК в «неперовскитную» нелюминесцирующую фазу.

Исследование возможности варьирования длины волны ФЛ с помощью изменения химического состава нанокристаллов проводилось с помощью допирования НК бромид-ионами. Показано, что происходит характерный сдвиг в коротковолновую область спектра с уменьшением соотношения исходных концентраций $[I^-]$:$[Br^-]$, равных 2.85:0.15 и 2.7:0.3, соответственно (рис. 1а). Кинетики затухания ФЛ представлены на рисунке 1б, анализ фотолюминесцентных характеристик дисперсий НК − в таблице 1.

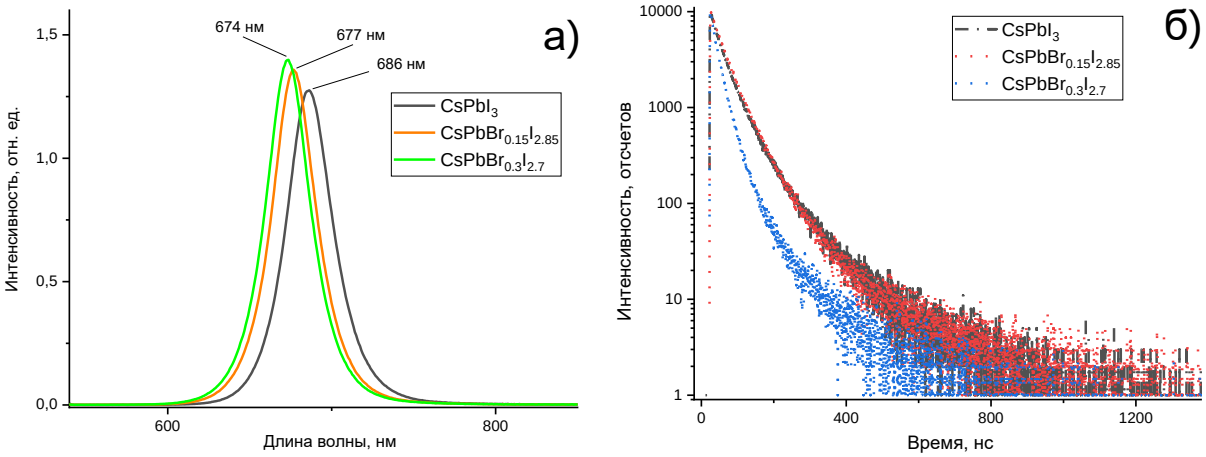


Рисунок 1 - Спектры ФЛ перовскитных НК с разным соотношением галогенид-ионов ($\lambda_{возб}$ = 535 нм) (а) и их кинетики затухания ФЛ ($\lambda_{возб}$ = 405 нм) (б)

Таблица 1 - Фотолюминесцентные характеристики перовскитных НК при изменении соотношения галогенид-ионов

НК с различным соотношением [Br^-]:[I^-] при концентрации MPTMS 2x	Квантовый выход ФЛ, %	Среднее время затухания ФЛ, нс	Полуширина спектра ФЛ, нм
$CsPbI_3$	75	40	33
$CsPbBr_{0.15}I_{2.85}$	76	22	32
$CsPbBr_{0.3}I_{2.7}$	79	24	32

Полученные НК сохраняют свои фотолюминесцентные характеристики на протяжении 3-8 недель. На стабильность образцов влияет хранение на воздухе, поскольку вода и кислород вызывают образование поверхностных дефектов, что ускоряет переход НК из люминесцирующей α-фазы в δ-фазу $CsPbBr_xI_{3-x}$ [1].

Таким образом, получены НК перовскитов состава $CsPbBr_xI_{3-x}$, покрытые оболочкой MPTMS, люминесцирующие в красной области спектра (670 - 690 нм) с квантовым выходом ФЛ до 80 %. Допирование перовскитов $CsPbI_3$ бромид-ионами приводит к существенному снижению среднего времени затухания с 40 до 22 нс. Стабильность дисперсий на воздухе без изменения люминесцентных характеристик составила до 8 недель.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта БРФФИ № Ф25МЭ-001.

[1] Stabilizing CsPbI3 perovskite for photovoltaic applications / X. Tan, S. Wang, Q. Zhang [et al.] // Matter. – 2023. – Vol. 6. – № 3. – P. 691-727.

[2] Nanocrystals of Cesium Lead Halide Perovskites ($CsPbX_3$, X = Cl, Br, and I): Novel Optoelectronic Materials Showing Bright Emission with Wide Color Gamut / L. Protesescu, S. Yakunin, M. I. Bodnarchuk [et al.] // Nano Letters. – 2015. – Vol. 15. – № 6. – P. 3692-3696.

УДК 535.343.2

И. Г. Даденков[1], А. Л. Толстик[1]

МОДЕЛЬ ФОТОХРОМНОГО ЭФФЕКТА В КРИСТАЛЛАХ СЕМЕЙСТВА СИЛЛЕНИТОВ ДЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

[1] *Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь*
dadenkov.ivan@gmail.com

Кристаллы семейства силленитов, к которым относятся силикат висмута $Bi_{12}SiO_{20}$ (BSO), титанат висмута $Bi_{12}TiO_{20}$ (BTO) и германиат висмута $Bi_{12}GeO_{20}$ (BGO), на протяжении многих лет активно исследуются научным сообществом. Такой повышенный интерес обуславливается богатым набором различных электрических и оптических свойств этих кристаллов, что позволяет находить им различные применения, начиная от датчиков и электрооптических затворов, заканчивая системами хранения и обработки оптической информации [1]. Большое количество эффектов, проявляющихся в этих кристаллах связано со сложной структурой примесных и дефектных центров в запрещенной зоне силленитов, которые принимают активное участие при перераспределении зарядов под действием внешних воздействий.

Одним из эффектов, проявляющихся в кристаллах силленитов, является фотохромный эффект, который заключается в изменении спектра поглощения кристалла при предварительной засветке. Это связано с перераспределением зарядов между различными уровнями в запрещенной зоне, что приводит к увеличению или уменьшению поглощения на определенных длинах волн.

Для описания процессов фотовозбуждения и рекомбинации электронов в кристаллах семейства силленитов успешно используется модель энергетических уровней [2], включающая в себя один тип доноров и один тип акцепторов. Хоть эта модель достаточна для кристаллов силленитов с малым количеством примесей и дефектов, однако не позволяет объяснить все разнообразие наблюдаемых явлений. Для описания проявления фотохромного эффекта в кристаллах силленитов была предложена модель, учитывающая два разных типа доноров и один тип акцепторов, имеющих разную глубину залегания в запрещенной зоне. Предполагается, что доноры N_{D1}^{+} расположены ближе к зоне проводимости, чем доноры N_{D2}^{+}, и фактически определяют поглощение кристалла. Такая модель описывается системой уравнений:

$$\frac{dN_{D1}^{+}}{dt} = (s_1 I + \beta_1)(N_{D1} - N_{D1}^{+}) - \gamma_1 n_{el} N_{D1}^{+} \quad (1)$$

$$\frac{dN_{D2}^{+}}{dt} = (s_2 I + \beta_2)(N_{D2} - N_{D2}^{+}) - \gamma_2 n_{el} N_{D2}^{+} \quad (2)$$

$$\frac{dn_{el}}{dt} = \frac{dN_{D1}^{+}}{dt} + \frac{dN_{D2}^{+}}{dt} + \frac{1}{e}\nabla\vec{j} \quad (3)$$

$$\vec{j} = e\mu_e n_{el}\vec{E} + \mu_e k_B T \nabla n_{el} \quad (4)$$

$$\nabla(\varepsilon_s \varepsilon_0 \vec{E}) = e(-n_{el} - N_A + N_{D1}^{+} + N_{D2}^{+}) \quad (5)$$

где N_{D1}, N_{D2} – полные концентрации доноров типа 1 и 2 в запрещенной зоне; N_{D1}^{+}, N_{D2}^{+} - концентрации ионизированных доноров; n_{el} – концентрация электронов в зоне проводимости; N_A – концентрация нефотоактивных компенсирующих акцепторов; s_1, s_2 – сечения фотоионизации для неионизированных доноров в запрещенной зоне; I – интенсивность света; β_1, β_2 – коэффициенты теплового возбуждения; γ_1, γ_2 – коэффициенты рекомбинации из зоны проводимости на ионизированные донорные центры 1 и 2; e – элементарный заряд; $\vec{j}$ – вектор плотности электрического тока; μ_e – подвижность электронов в зоне проводимости; $\vec{E}$ – напряженность электрического поля; k_B – постоянная Больцмана; T – температура; ε_s – относительная диэлектрическая проницаемость кристалла; ε_0 – диэлектрическая постоянная.

Поскольку данная система достаточно сложная и нелинейная, то для ее решения можно воспользоваться некоторыми упрощениями и провести моделирование динамики импульсного взаимодействия лазерного излучения с фоторефрактивным кристаллом. Пусть кристалл освещается лазерным импульсом с длительностью десятки наносекунд, когда практически не наблюдаются переходы из зоны проводимости на ловушечные уровни. В этом случае решение задачи можно разбить на четыре этапа: 1) начальное состояние при отсутствии засветки; 2) импульсное возбуждение, за время которого электроны переходят из донорных уровней в зону проводимости; 3) релаксация из зоны проводимости и заселение ионизированных доноров; 4) переходы электронов между донорами для достижения начальных (темновых) концентраций. Существенное изменение концентрации ионизированных доноров, которые и определяют коэффициент поглощения, будет происходить на последних двух временных этапах решения системы уравнений, приводящих к затемнению и просветлению кристалла. Решение предложенной системы уравнений позволяет определить характерные зависимости (таблица 1), определяющие динамику изменения концентрации ионизированных доноров.

Таблица 1. Решения системы уравнений для динамики фотоиндуцированных процессов

Затемнение	Просветление
$N_{D1}^{+} = N_{D10}^{+} - n_c\left(1 - e^{-t/\tau_1}\right)$	$N_{D1}^{+} = N_{D10}^{+} - \dfrac{n_c}{1 + t/\tau_2}$

где N_{D10}^{+} - темновая концентрация ионизированных доноров первого типа, n_c – концентрация электронов, возбужденных с донора второго типа, τ_1 и τ_2 – характерные времена затемнения и просветления.

Заметим, что полученные в работе асимптотики соответствуют экспериментальным результатам, полученным в работе [3].

[1] Петров, М. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике / М.Петров, С.Степанов, А.Хоменко. – Санкт-Петербург: Наука, 1992. – 317 с.

[2] Kukhtarev, N.V. Holographic storage in electrooptic crystals. I. Steady state / N.V.Kukhtarev, V.B.Markov, S.G.Odulov, M.S.Soskin, V.L.Vinetskii // Ferroelectrics. – 1978. – Vol. 22, no. 1. – P. 949–960.

[3] Даденков, И.Г. Фотоиндуцированное поглощение и импульсна запись динамических голограмм в кристаллах силиката висмута / И.Г.Даденков, А.Л.Толстик, Ю.И.Миксюк, К.А.Саечников // Оптика и спектроскопия. – 2020. – Т. 128, No.9. – С.1290 – 1295.

Биофизика

УДК 543.422:547.963.4

С. В. Лепешкевич[1], И. В. Сазанович[2], М. В. Пархоц[1], С. Н. Гилевич[3], А. В. Янцевич[3], Ю. А. Вайнштейн[4], М. Таури[2], Б. М. Джагаров[1]

ОБНАРУЖЕНИЕ НОВОГО ДИССОЦИИРУЮЩЕГО СОСТОЯНИЯ КАРБОКСИГЕМОГЛОБИНА

[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*
s.lepeshkevich@ifanbel.bas-net.by
[2] *Центральная лазерная лаборатория, Лаборатория Резерфорда–Эплтона, Дидкот, OX11 0QX, Великобритания*
igor.sazanovich@stfc.ac.uk
[3] *Институт биоорганической химии НАН Беларуси, Минск, Беларусь*
[4] *Университет г. Шеффилд, Химический факультет, Великобритания*

Разрыв и образование химических связей между малыми лигандами и гембелками является триггером многих важных химических и биологических процессов, начиная от конформационных изменений в самих белках, переноса электрона и заканчивая передачей сигналов в клетках. Эти процессы играют фундаментальную роль в химии, биологии и медицине. Моделью для изучения таких процессов в белках служит гемоглобин. Этот белок выполняет важнейшую физиологическую роль − перенос молекулярного кислорода (O_2) в организме. Гемоглобин человека состоит из двух α- и двух β-субъединиц. Каждая субъединица содержит одну идентичную гемовую группу, в которой двухвалентный ион железа способен обратимо связывать один двухатомный лиганд, такой как O_2 [1] или оксид углерода (CO). Лиганд CO эндогенно продуцируется в организме и является сигнальной молекулой. Изучение динамики разрыва и образования связи между молекулой CO и гемом в составе гемоглобина имеет важное значение для понимания первичных процессов передачи сигнала внутри клетки и транспорта малых молекул в физиологических системах.

Одним из способов разрыва связи между ионом железа гема и молекулой CO является фотолиз. С применением техники фемтосекундной лазерной абсорбционной спектроскопии видимого спектрального диапазона ранее было показано, что разрыв связи между ионом железа гема и CO происходит менее чем за 50 фс. Множество экспериментальных и теоретических работ было посвящено изучению механизма фотодиссоциации комплексов CO с гембелками. Следует отметить, что до сих пор не было обнаружено экспериментальных доказательств существования более чем одного диссоциирующего состояния. Можно ожидать, что любые дополнительные диссоциирующие состояния будут относительно долгоживущими и будут вносить меньший вклад в общий процесс диссоциации, чем первичный процесс длительностью менее 50 фс. Наблюдение фотодиссоциации из таких состояний будет существенно затруднено сигналами от первичного фотолиза в видимом спектральном диапазоне. Однако это экспериментальное препятствие можно преодолеть, напрямую детектируя сигнал от лиганда CO в средней инфракрасной (ИК) области во время и после фотодиссоциации. В данной работе для определения динамики фотодиссоциации CO в гембелках была использована техника кинетической абсорбционной спектроскопии в

среднем ИК диапазоне, с помощью которой были измерены спектры наведенного поглощения во временном диапазоне от 2 пс до 800 мкс после лазерного фотовозбуждения.

В качестве объектов исследования были выбраны изолированные α и β цепи гемоглобина в карбокси-форме [2]. Эксперименты проводились в 50 мМ Tris буфере, pD 8.2, при 19°C. Измерения наведенных спектров поглощения в среднем ИК диапазоне были выполнены на установке ULTRA, созданной в Лаборатории Резерфорда–Эплтона, Великобритания [3,4]. Фотовозбуждение осуществлялось в области Q полосы поглощения комплекса гем–CO в изолированных цепях гемоглобина. В качестве источника оптического возбуждения использовались импульсы длительностью 100 фс на длине волны 543 нм с энергией 1 мкДж. Спектры наведенного поглощения были зарегистрированы в спектральной области 1880–2005 $см^{-1}$ – области поглощения молекулы CO, связанной с гемом, а также в области 2005–2160 $см^{-1}$, где поглощает молекула CO, оторвавшаяся от иона железа гема. Для определения ориентации CO относительно плоскости гема как в связанном состоянии, так и после разрыва связи были зарегистрированы наведенные спектры при различных конфигурациях относительной поляризации пучков накачки и зондирования: параллельной (0°), перпендикулярной (90°) и под «магическим» углом (54,7°).

Впервые получено прямое экспериментальное доказательство того, что разрыв связи между железом гема и молекулой CO не является одностадийным процессом, как это было принято считать ранее, а представляет собой по крайней мере двухстадийный процесс, который включает в себя как быструю стадию длительностью менее 50 фс, ранее известную в литературе, так и дополнительную более медленную стадию длительностью ~15 пс, обнаруженную в данном исследовании. Вклад медленной стадии в общий процесс диссоциации составляет ~11%. На основании полученных данных предложена модель фотолиза связи Fe–CO, включающая последовательное заселение двух диссоциирующих состояний. Открытие долгоживущего диссоциирующего состояния существенно меняет современное представление о механизме фотолиза связи Fe–CO в гембелках [2], что является существенным вкладом в решение одной из фундаментальных задач биофизики – определения взаимосвязи между структурой, функцией и динамикой белка.

Работа выполнена при финансовой поддержке ГПНИ ”Фотоника и электроника для инноваций“ (2021–2025) (задание 1.8) и ГПНИ «Фотоника и микроэлектроника» (2026–2030) (задание 5.1.08).

[1] Lepeshkevich S.V., Sazanovich I.V., Parkhats M.V. et al. Towards understanding non-equivalence of α and β subunits within human hemoglobin in conformational relaxation and molecular oxygen rebinding // Chem. Sci. – 2021. – Vol. 12. – P. 7033-7047.
[2] Lepeshkevich S.V., Sazanovich I.V., Parkhats M.V. et al. Direct observation of two-channel photodissociation of carbon monoxide from the hemoglobin subunits // Nat. Commun. – 2025. – Vol. 16. – P. 7746 (13 pages).
[3] Greetham G.M., Burgos P., Cao Q. et al. ULTRA: A unique instrument for time-resolved spectroscopy // Appl. Spectrosc. – 2010. – Vol. 64. – P. 1311-1319.
[4] Greetham G.M., Sole D., Clark I.P. et al. Time-resolved multiple probe spectroscopy // Rev. Sci. Instrum. – 2012. – Vol. 83. – P. 103107-1–5.

УДК 577.3

Т. А. Кулагова, А.В. Богданова

ПРИМЕНЕНИЕ ГРАФЕНОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ДЛЯ БИОВИЗУАЛИЗАЦИИ

Научно-исследовательское учреждение «Институт ядерных проблем» Белорусского государственного университета, ул. Бобруйская, 11, 220006, Минск, Беларусь
tatyana.kulagova@gmail.com

Наноразмерные производные графена – графеновые квантовые точки (ГКТ), характеризующиеся латеральными размерами менее 100 нм и толщиной в несколько атомных слоев, являются перспективными кандидатами для биомедицинских применений, включая биовизуализацию и биосенсорику. ГКТ обладают интенсивной флуоресценцией и хорошей фотостабильностью, низкой токсичностью в отношении различных клеточных культур. Эффективность применения ГКТ в биологических средах во многом определяется их взаимодействием с биомакромолекулами, такими как белки, нуклеиновые кислоты, липиды и углеводы. Эти взаимодействия преимущественно нековалентны и включают π-π-стэкинг, электростатические силы, водородные связи и гидрофобные взаимодействия.

В данной работе рассматривается использование ГКТ для биовизуализации клеток крови и липидно-белковых структур. Взаимодействие ГКТ с липидно-белковыми структурами и накопление наночастиц в клетках изучали методами спектрофотометрии, флуоресценции и флуоресцентной микроскопии при возбуждении излучением с длиной волны 470 нм.

Установлено, что в зависимости от времени инкубирования с клетками крови ГКТ накапливаются на мембране и в цитоплазме эритроцитов, тромбоцитов, нейтрофилов. Показано, что ГКТ способны нарушать архитектуру липидных мембран: изменяется проводимость бислойных липидных мембран, формируются эхиноцитоподобные эритроциты и прокоагулянтные тромбоциты. ГКТ, локализованные в мембранах эритроцитов, при воздействии света индуцируют лизис клеток. При облучении количество разрушенных эритроцитов, накопивших ГКТ, зависит от концентрации наноматериала, дозы излучения и времени, прошедшего после облучения. Выявлено, что ГКТ быстро накапливаются в нейтрофилах, и при длительном воздействии нарушают функционирование клеток. Показана ферментативная биодеградация ГКТ миелопероксидазой нейтрофилов.

ГКТ способны взаимодействовать с белками плазмы крови и липопротеинами низкой плотности. Образование комплексов ГКТ-белок модулирует биологическую идентичность ГКТ, влияя на их клеточное поглощение, биораспределение и вызываемый иммунный ответ. Например, формирование «биокороны» вокруг ГКТ препятствует индуцируемой ими агрегации тромбоцитов. ГКТ связываются с липопротеинами низкой плотности и могут использоваться в качестве маркера для исследования механизмов атерогенеза. Таким образом, взаимодействие ГКТ с мембранными структурами можно применять для визуализации и мечения клеток, а также изготовления визуализируемых липосомальных систем доставки лекарственных веществ.

УДК 57:539.1.074; 61:539.1.074

В. Ф. Миненко, К. А. Веренич, С. А. Кутень

СОВРЕМЕННАЯ ОЦЕНКА ДОЗ МЕДИЦИНСКОГО ОБЛУЧЕНИЯ ПАЦИЕНТОВ

НИИ ЯП БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220006 Минск, Беларусь
kirillverenich@mail.ru

С конца 20-го столетия наблюдается монотонный рост средней годовой дозы облучения пациентов от диагностических медицинских исследований [1]. Такая ситуация вынуждает создавать наряду с новыми диагностическими аппаратами, снижающими лучевую нагрузку на пациента, и новые методы оценки и контроля доз в сеансах облучения. В частности, для этого проводятся вычисления доз облучения человека с помощью гибридных вычислительных фантомов нового поколения. Гибридные вычислительные фантомы сочетают в себе черты использовавшихся ранее стилизованных и воксельных фантомов. Международная комиссия по радиологической защите опубликовала референтные вычислительные фантомы взрослых мужчины и женщины (англ. mesh-type reference computational phantoms – MRCP), в которых тело и внутренние органы моделируются трехмерными поверхностями, состоящими из многоугольников [2]. Рост, вес, массы внутренних органов в фантомах соответствуют референтным значениям среднего европейца. Фантомы MRCP более реалистично описывают геометрию малых анатомических структур (щитовидной железы и некоторых других органов). Отличие между MRCP от воксельных фантомов особенно велико при моделировании испускаемого источником гамма-излучения с энергией ниже 30 кэВ [2]. При проведении диагностических медицинских исследований используется рентгеновское излучение с такой же энергией.

Для характеристики вероятности возникновения стохастических эффектов облучения используется понятие эффективная доза [3]. Эффективная доза может быть применена для сравнения доз от медицинских процедур, которые облучают разные области тела [4]. Однако, из-за высокой неопределенности в конечном влиянии облучения на здоровье при низкой дозе (до 100 мГр) эффективную дозу можно рассматривать лишь как приблизительный индикатор возможного риска [4]. Как правило, значения, используемые в инструкциях по определению эффективной дозы облучения пациента, относятся к условному лицу, а не к какому-либо конкретному человеку [4].

В Беларуси общепринято проведение оценки только эффективной дозы облучения пациентов при диагностических исследованиях. Для этого утверждены методические указания, в которых изложен метод оценки эффективной дозы по значениям радиационного выхода и дозовым коэффициентам перевода от радиационного выхода к эффективной дозе для различных возрастных групп и видов медицинских исследований с применением рентгеновского излучения.

Оценка доз облучения в органах и тканях проводится с помощью компьютерных программ. Программы одного типа представляют собой только интерфейсы к базе данных, в которой хранятся рассчитанные дозовые коэффициенты для расчета доз

облучения. Второй тип представляет собой полноценные вычислительные средства, большинство из которых реализует расчет переноса рентгеновского излучения в вычислительных фантомах человека методом Монте-Карло.

Нами решена задача вычисления доз облучения в органах и тканях пациентов детского возраста при выполнении рентгенографии. Информация о параметрах рентгенологических исследований бралась из инструкции [5]. Расчеты проводились с помощью референтных вычислительных фантомов, соответствующих новорожденному, а также детям в возрасте 1, 5, 10 и 15 лет. Перенос рентгеновского излучения рассчитывался методом Монте-Карло. В результате расчета получены значения доз в 29 органах и тканях, с использованием которых рассчитывается эффективная доза, а также доза в хрусталике глаза и доза на входной поверхности фантома по оси пучка. Рассчитанные значения преобразовывались в дозовые коэффициенты для вычисления доз в органах и тканях на основе радиационного выхода рентгеновского аппарата. Затем дозовые коэффициенты заносились в базу данных, созданную в СУБД Microsoft Access. Для удобства работы с базой данных создано программное средство «Оценка доз» на языке Visual Basic .NET. Данное программное средство позволяет вводить параметры пациента и процедуры и рассчитывать дозы в органах и тканях из имеющихся дозовых коэффициентов.

Работа выполнена по заданию ГПНИ «Энергетические и ядерные процессы и технологии» на 2021-2025 годы.

[1] Sources and effects of ionizing radiation. United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation 2008 Report to the General Assembly with Scientific Annexes. – New York: UNSCEAR, 2010. - Vol. I. – 220 p.

[2] Гигиенический норматив «Критерии оценки радиационного воздействия». Утвержден постановлением Совмина Республики Беларусь 25.01.2021 № 37.

[3] Yeom Y. S. Dose coefficients of mesh-type ICRP reference computational phantoms for idealized external exposures of photons and electrons / Y. S. Yeom [et al.] // Nuclear Engineering and Technology. – 2019. – Vol. 51, № 3. – P. 843–852.

[4] Dose quantities in radiological protection. ICRP Publication 147 // Ann. ICRP. – 2021. – Vol. 50, N 1. – P. 1.

[5] Инструкция по применению «Стандарты рентгенографических исследований детей». Утв. Первым зам. министра здравоохранения Республики Беларусь 29 сентября 2003 №108-0903. – Мн.: 2003. – 16 с.

УДК 577.344.2

А. Л. Шмитько[1], А. И. Третьякова[1], Р. К. Нагорный[1], А. В. Микулич[1],
А. Н. Собчук[1], Т. С. Ананич[1], Н. Д. Прокопенко[1], С. В. Якимчук[1],
И. А. Леусенко[1], Л. Г. Плавская[1], В. Ю. Плавский[1],
О. А. Емельянова[2], Н. В. Дудчик[2]

ФОТОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ, СЕНСИБИЛИЗИРУЕМЫЕ ЭНДОГЕННЫМИ КРАСИТЕЛЯМИ В КЛЕТКАХ ДРОЖЖЕЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИЗЛУЧЕНИЕМ БЛИЖНЕГО УФ-ДИАПАЗОНА

[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*
kalern@inbox.ru
[2] *Научно-исследовательский институт гигиены, токсикологии, эпидемиологии, вирусологии и микробиологии, ул. Академическая, 8, 220012 Минск, Беларусь*

Введение. Актуальность исследований, направленных на разработку оптических методов борьбы с патогенными микроорганизмами, связана с постоянно расширяющимся перечнем штаммов с приобретенной резистентностью к противомикробным препаратам. Особый интерес представляет использование фотодеструкциии в отсутствие внешних красителей, когда за отличия в фотобиологических эффектах излучения на разных длинах волн ответственны разные эндогенные молекулы-фотоакцепторы, сенсибилизирующие фотохимические реакции, обусловливающие гибель клеток. Известно, что при использовании синего света в качестве подобных соединений в клетках многих бактерий и грибков выступают флавины и порфирины [1]. *Целью данной работы* является выяснение физико-химических механизмов, ответственных за фотоповреждение дрожжевых грибков *Candida albicans* при воздействии излучения ближнего УФ-диапазона.

Материалы и методы. В качестве объекта исследования использован штамм дрожжей *Candida albicans* ATCC 10231. Для воздействия на клеточную культуру излучением на различных длинах волн ближней УФ-области (340 – 390 нм) использовалась лазерная система на основе Nd:YAG-лазера (модель LQ629, Solar LS, Беларусь) с оптическим параметрическим генератором (ОПО) и генератором второй гармоники для ОПО. Для оценки вклада фотохимических реакций в фотоповреждение клеток, проведены измерения хемилюминесценции (ХЛ) дрожжевой суспензии после прекращения светового воздействия. Для данных целей использовался хемилюминометр Lum 5773 (ДИСофт, Россия), работающий в режиме счета фотонов; спектральная чувствительность 300 – 650 нм.

Результаты и их обсуждение. В условиях одинаковой энергетической дозы наибольшая интенсивность ХЛ достигалась при воздействии на клетки излучением меньшей длины волны. Примечательным является характер затухания ХЛ – в момент начала регистрации сигнала интенсивность ХЛ резко уменьшалась до уровня, незначительно превышающего интенсивность спонтанной ХЛ необлученной суспензии (рис. 1), чего не наблюдалось при использовании излучения видимой области. Это может свидетельствовать о протекании в клетках фотохимических реакций с участием наиболее реакционноспособных короткоживущих интермедиатов. Внесение перед

облучением в суспензию дрожжей азида натрия (тушителя синглетного кислорода $^1O_2$) вызвало лишь незначительное снижение интенсивности ХЛ в начале регистрации сигнала (рис. 1), что указывает на несущественный вклад в повреждение внутриклеточных структур фотодинамических реакций типа II, первичной стадией которых является генерация синглетного кислорода ($^1O_2$). Эндогенными фотоакцепторами УФ-излучения могут выступать флавины (один из максимумов поглощения расположен в области 350–370 нм), восстановленный никотинамидадениндинуклеотид (NADH) и его фосфорилированная форма (NADPH) (оба имеют широкую полосу поглощения с максимумом при 340 нм), а также эндогенные птерины (полоса поглощения с максимумом в области 300 нм) [2]. Данные соединения способны к сенсибилизации фотодинамических реакций типа I, которые и могут определять повреждающий эффект излучения указанного спектрального диапазона при его воздействии на клетки дрожжей *C. albicans*.

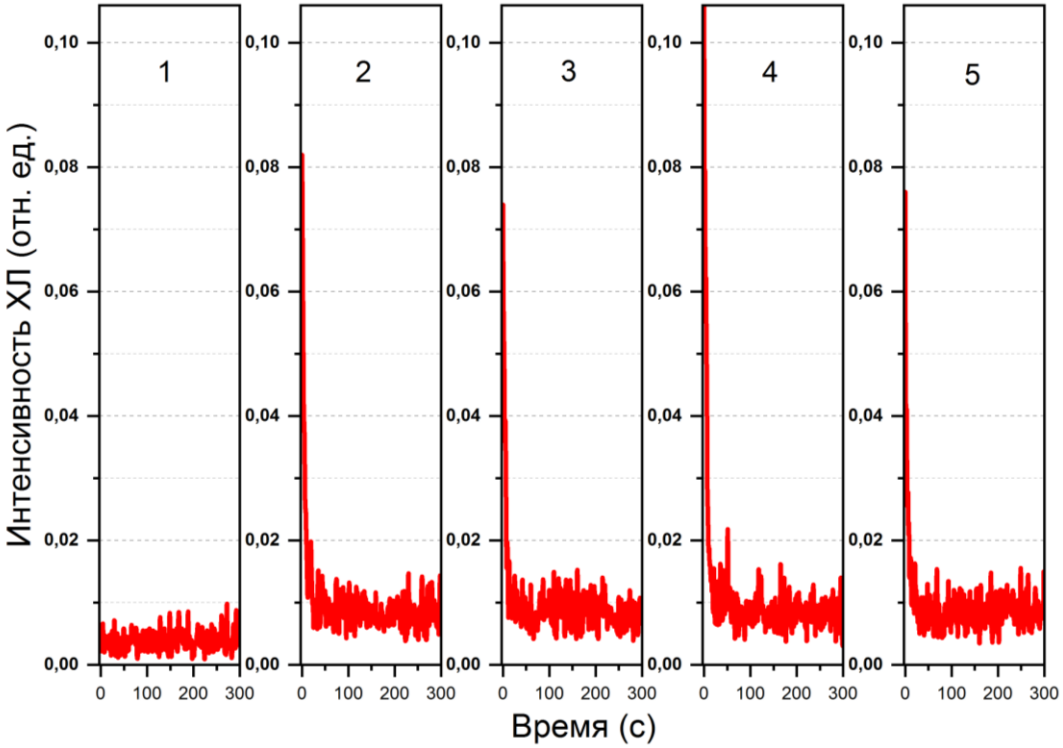


Рис 1. Кинетики затухания интенсивности хемилюминесценции суспензии дрожжей *C. albicans*: 1 – до облучения; 2 - 5 – после воздействия импульсного лазерного излучения (F = 100 Гц, τ =17 нс) в течение 3 мин, 2, 3 – с длиной волны λ = 375 нм и средней плотностью мощности P = 45 мВт/см^2, 4, 5 – с λ = 350 нм и P = 30 мВт/см^2, соответственно; 1, 2, 4 – без добавок; 3, 5 – с внесением 10 мМ азида натрия перед облучением

Авторы признательны Белорусскому республиканскому фонду фундаментальных исследований за поддержку работы в рамках проекта № Ф25УЗБ-132.

[1] Porphyrins and flavins as endogenous acceptors of optical radiation of blue spectral region determining photoinactivation of microbial cells / V. Y. Plavskii, A. V. Mikulich, A. I. Tretyakova [et al.] // J. Photochem. Photobiol. B. – 2018. – Vol. 183 – P. 172–183.

[2] Фрайкин Г. Я. Фотохимические процессы повреждения клеточной ДНК УФ-излучением разных длин волн: биологические последствия / Г. Я. Фрайкин, Н. С. Беленикина, А. Б. Рубин // Молекулярная биология. – 2024. – Т. 58, № 1. – С. 3–21.

УДК 612.141+615.47

В. А. Фираго, Н. В. Лугин, В.М. Слодинская

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АРТЕРИАЛЬНОГО И ВЕНОЗНОГО РУСЛА ПРИ ОСЦИЛЛОМЕТРИЧЕСКОМ ИЗМЕРЕНИИ АРТЕРИАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ

Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь
firago@bsu.by

Цифровые тонометры, принцип действия которых основан на косвенном осциллометрическом методе, являются наиболее распространенным средством неинвазивной экспресс-оценки артериального давления (АД) [1, 2]. Однако, результаты ряда исследований указывают на наличие значительных погрешностей таких измерений, достигающих ±30 мм рт. ст. [3]. Стандартные автоматические тонометры используют упрощенные эмпирические алгоритмы, игнорирующие индивидуальные различия в механике сосудистых стенок и гемодинамике, т. е. не учитывают факт, что форма огибающей осциллометрического сигнала формируется под воздействием сложного взаимодействия артериального и венозного бассейнов при компрессии и декомпрессии плечевой артерии.

В докладе анализируется проблема неинвазивного выявления и анализа флуктуаций огибающей осциллометрического сигнала, которые вызываются реакцией механизмов ауторегуляции перфузии на внешнее компрессионное воздействие.

Основываясь на концепции трехкамерной модели сосудистой сети руки [3], в Белорусском государственном университете группой разработчиков создан специализированный компьютеризированный комплекс, который содержит набор оптико-физических датчиков с микропроцессорным управлением. Измерение давления в плечевой манжете $P_{bc}(t)$ осуществляется цифровым датчиком XGZP6859D040RPG с разрешением 16 бит и частотой дискретизации 100 Гц. Пульсовые колебания лучевой артерии и малых артериальных сосудов пальца регистрируются пьезодатчиками оригинальной конструкции с 12-разрядным АЦП. Оценка кровенаполнения тканей производилась с помощью рефлекторного пульсоксиметра на базе гибридной микросхемы MAX30102 с длинами волн зондирующего излучения ≈680 нм и ≈880 нм. Управление работой датчиков, буферизация и синхронизация данных осуществляется микроконтроллером семейства STM32, который также управляет компрессором и клапаном тонометра. Обработка сигналов проводилась в среде MATLAB с использованием сглаживающего фильтра Савицкого-Голея и алгоритмов низкочастотной фильтрации.

Анализ синхронно зарегистрированных сигналов позволил детально изучить поведение сосудистых бассейнов на разных стадиях измерения АД. При нагнетании давления в плечевой манжете первым перекрываются венозный отток крови, поскольку венозные сосуды имеют большую податливость. При полной окклюзии артериальный приток перекрывается, и кровь из микроциркуляторного русла начинает перетекать в

венозный бассейн вплоть до выравнивания давлений на уровне артериолы-венулы. На фотоплетизмограмме это отражается как падение объемной концентрации крови [4].

В фазе декомпрессии начинают активно проявляться миогенный и метаболический компоненты ауторегуляции, направленные на компенсацию кислородного дефицита тканей. Затрудненный венозный отток в процессе декомпрессии вносит существенное влияние на эти механизмы. Показано, что неравномерное нарастание артериовенозного градиента и реакция механизмов ауторегуляции перфузии часто приводят к существенным отклонениям огибающей размаха пульсовых колебаний манжеты от плавно спадающего графика.

Совместный анализ задержек между фронтами пульсовой волны давления крови и, соответственно, давления в манжете, и фронтами пульсовых колебаний сигналов пульсоксиметра и пьезодатчиков показал, что в начале декомпрессии задержки максимальны. Это указывает на снижение тонуса артериальных сосудов вследствие кислородного голодания тканей. По мере восстановления кровотока и артериального давления в микроциркуляторном русле эта задержка уменьшается, что свидетельствует о восстановлении нормальной скорости распространения пульсовой волны.

Применение ступенчатой декомпрессии позволило визуализировать динамику соотношения артериального притока и венозного оттока. На начальном этапе открытия артериального притока наблюдается слабо спадающий тренд $P_{bc}(t)$, который сменяется нарастающим по мере заполнения венозного русла из-за затрудненного оттока.

Проведенные исследования подтверждают, что процессы, происходящие при осциллометрическом измерении АД, сопровождаются активными ответами механизмов ауторегуляции перфузии тканей. Показано, что выбросы, которые наблюдаются на огибающей пульсовых колебаний $P_{bc}(t)$ при декомпрессии, обусловлены реакцией артериальных сосудов микроциркуляторного русла на окклюзию и последующую декомпрессию. Рассмотренный подход может быть использован для повышения диагностической информативности осциллометрических измерений при выявлении ранних функциональных нарушений артериальной и венозной гемодинамики конечностей и расширения диагностических возможностей цифровых автоматических тонометров.

[1] Campbell N.R.C., Padwal R., Picone D.S., Su H., Sharman J.E. The impact of small to moderate inaccuracies in assessing blood pressure on hypertension prevalence and control rates. // J Clin Hypertens (Greenwich). 2020. Jun;22(6). P. 939-942.

[2] Sharman, J.E., Tan I., Stergiou G.S. [et al.] Automated ‘oscillometric’ blood pressure measuring devices: how they work and what they measure. // J Hum Hypertens. 2023. Vol. 37. P. 93–100.

[3] Tarasov, A.P., Karpov, V.N., Rogatkin, D.A. Evaluation Model of Microhemodynamics in Finger Skin at Arterial Occlusion and Post-Occlusive Hyperemia // Fluids. 2025. Vol. 10. P. 314.

[4] Фираго, В. А. Оценка жесткости малых артериальных сосудов поверхностных биотканей по их спектрально-временным профилям диффузного отражения светового излучения // Журнал прикладной спектроскопии. 2024. Т. 91, № 1. С. 107–123.

УДК 612.141+615.47

В.А. Фираго, Е.О. Шупенько

ОПТИКО-ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ВЫЯВЛЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ГЕМОДИНАМИКИ В МИКРОЦИРКУЛЯТОРНОМ РУСЛЕ

Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь
firago@bsu.by

Оценка функционального состояния микроциркуляторного русла представляет значительный интерес для клинической и профилактической медицины. Из-за ряда особенностей соответствующих сосудов при исследованиях приходится пользоваться оптическими методами, поскольку методы ультразвуковой диагностики и сфигмограмметрии имеют малое пространственное разрешение и нечувствительны к локальным осцилляциям сосудистого тонуса. Традиционная фотоплетизмография (ФПГ) ориентирована преимущественно на анализ кардиального ритма и насыщения крови кислородом [1]. В то же время микроциркуляция характеризуется собственной автономной ритмической активностью, включающей эндотелиальные, нейрогенные и миогенные механизмы регуляции сосудистого тонуса [2]. Эти колебания формируются в диапазоне низких частот (0,01–0,15 Гц) и несут важную информацию о состоянии вегетативной регуляции [1-3].

Применяемые на практике оптические методы оценки параметров гемодинамики в микроциркуляторном русле имеют существенные ограничения. Лазерная допплеровская флоуметрия (ЛДФ) отличается большой стоимостью и ограниченной доступностью для массового скрининга [4]. В стандартных методах фотоплетизмографии используется одноволновое зондирование в видимой области спектра, что позволяет оценивать процессы гемодинамики в основном в петельках капиллярной сети кожных покровов. Ее применение в совокупности с методами частотно-временного анализа дает возможность оценивать амплитудно-временные особенности и тренды пульсовых колебаний кровенаполнения сосудов микроциркуляторного русла конечностей [5]. При этом удается выделить диагностически значимые частотные диапазоны, соответствующие: респираторному (0.145–0.6 Гц), миогенному (0.052–0.145 Гц), нейрогенному (0.02–0.06 Гц) и эндотелиальному (0.0095–0.02 Гц) ритмам, которые характерны для артериального бассейна.

Ключевое отличие предлагаемого в докладе подхода заключается в применении двухволнового зондирующего излучения светодиодов с длинами волн 680 нм и 880 нм, что позволяет различать сигналы диффузного отражения как от поверхностных слоев сосудистой сети, так и от более глубинных слоев микроциркуляторного русла. Это позволяет проводить анализ пульсовых колебаний кровенаполнения и при участии венулярных областей микроциркуляторного русла.

Регистрация сигналов при проведении исследований осуществлялась микропроцессорным комплексом датчиков, разработанным в БГУ. Для регистрации фотоплетизмограмм применялся гибридный модуль рефлекторного пульсоксиметра на цифровой микросхеме MAX30102 с разрядностью 18 бит и частотой дискретизации 200 Гц. С целью синхронизации записей давления в ткани пальца с цифровыми сигналами пульсоксиметра датчик давления на основе пьезопластины был интегрирован в один корпус с

модулем пульсоксиметра. Сигналы, формируемые датчиками, накапливались в буферной памяти микропроцессора STM32 и по интерфейсу USB передавались на ноутбук. Синхронизация измерительных каналов обеспечивала точность временной привязки порядка 0.5 мс. Программа верхнего уровня создавалась в среде системы компьютерной математики Matlab. Это позволило обеспечить оперативность изменения программного обеспечения комплекса под задачу проводимого исследования. При обработке записей и определении частотно-временных зависимостей использовались очистка от временных трендов, оконное преобразование Фурье и вейвлет-преобразование с использованием вейвлета Морле.

При обработке записей, полученных при установке интегрированного пульсоксиметра на дистальную фалангу пальца руки, установлено наличие задержки между фронтами пульсовых колебаний фотоплетизмограмм и пульсовых волн давления. Данная задержка обусловлена временем, требуемым на перетекание артериальной крови из малых артериальных сосудов тканей пальца в артериолы, прекапилляры и капилляры. Зондирующее излучение в эти моменты поглощается эритроцитами крови сильнее, что приводит к формированию соответствующих фронтов пульсовых колебаний R (≈ 680 нм) и IR (≈ 880 нм) ФПГ. Также выявлены различия в трендах поведения постоянной составляющей этих ФПГ, связанных с разнонаправленными трендами кровенаполнения артериальных и венозных сосудов микроциркуляторного русла, вызываемых механизмами венуло-артериолярного рефлекса. Анализ полученных спектрограмм и вейвлет-скалограмм ФПГ продемонстрировал наличие временной динамики низкочастотных пульсовых колебаний и возможность выявления транзиентных событий (30–60 с) при проведении записей в спокойном состоянии организма.

Показана актуальность использования двухволновой отражательной пульсоксиметрии для анализа кровенаполнения поверхностных и более глубоких слоев микроциркуляции в пульсирующих поверхностных тканях и выявления признаков снижения податливости стенок их резистивных сосудов. Установлено, что для повышения информативности получаемых результатов при комплексной оценке состояния микроциркуляторного русла целесообразно применять нагрузочные тесты, включая и воздействие внешнего давления.

[1] Stefanovska A., Bracic M., Kvernmo H.D. Wavelet analysis of oscillations in the peripheral blood circulation measured by laser Doppler technique // IEEE Trans. Biomed. Eng. – 1999. – Vol. 46. – P. 1230–1239.

[2] Kvandal P., Stefanovska A., Veber M. [et all] Regulation of human cutaneous circulation evaluated by laser Doppler flowmetry, iontophoresis, and spectral analysis: importance of nitric oxide and prostaglandines // Microvasc. Res. – 2006. – Vol. 65, № 3. – P. 160–171.

[3] Фираго В. А. Возможности диффузионной спектроскопии с пространственным разрешением при определении гидратации и параметров микроциркуляторного русла биотканей / В. А. Фираго // ЖПС. – 2024. – Т. 91. – № 3. – С. 378–393.

[4] Mizeva I., Di Maria C., Frick P. [et all] Quantifying the correlation between photoplethysmography and laser Doppler flowmetry microvascular low-frequency oscillations // J. Biomed. Opt. – 2015. – Vol. 20(3). – 037007.

[5] Klari L., Lenasi H. Wavelet analysis of laser Doppler microcirculatory signals: current applications and limitations // Front. Physiol. – 2022. – Vol. 13. – 1076445.

Физика плазмы

УДК 53

М.С. Усачёнок[1], Л.В. Симончик[1], А.Ю. Попов[2], Е.З. Гусаков[2], П.В. Третинников[2]

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЧ ВОЛН ПЛАЗМЕННЫМ ФИЛАМЕНТОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ НИЖЕ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА

[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*
m.usachonak@dragon.bas-net.by
[2] *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия*

Электронный циклотронный резонансный нагрев (ЭЦРН) активно используется в современных тороидальных установках магнитного удержания плазмы для увеличения электронной температуры и модификации профиля тока, необходимой для управления пилообразными колебаниями и/или стабилизации неоклассической тиринг-неустойчивости. Однако, в последние годы при ЭЦРН на различных тороидальных установках накоплен большой объем данных, демонстрирующих нелинейное поведение мощных СВЧ пучков. В частности, обнаружено аномальное излучение плазмы с частотами, смещенными в красную и синюю область спектра относительно частоты волны накачки примерно на 1 ГГц [1, 2], излучение на субгармониках частоты гиротрона [3], явное уширение профиля энерговыделения [4-6], и генерация групп ускоренных ионов [7]. На установке TEXTOR в экспериментах по ЭЦРН в режиме X2 наблюдался эффект аномального обратного рассеяния мощности накачки [1]. Наблюдаемое явление было объяснено как следствие параметрической распадной неустойчивости волны накачки на два верхне-гибридных плазмона [8], которая имеет очень низкий порог из-за захвата дочерних волн вблизи максимума плотности. Это делает любую область, имеющую локальный максимум плотности, потенциально неблагоприятной для микроволнового пучка при его прохождении от излучающей антенны к месту назначения. В данной работе представлены результаты модельных экспериментов по исследованию аномального поглощения волн накачки обыкновенной и необыкновенной поляризации (O- и X-моды) в плазменном филаменте в магнитном поле ниже электронно-циклотронного резонанса. Эксперименты проводились в условиях контролируемых параметров плазмы на линейной установке «Гранит» [9-11].

Плазменный филамент создавался в кварцевой трубе (внутренний диаметр 22 мм), заполненной аргоном при давлении около 1-2 Па, которая размещалась на оси электромагнита обеспечивающего изменение магнитного поля от 0 до 65 мТл. Средняя плотность электронов в плазменном филаменте составляла около 10^{10} см$^{-3}$, а температура электронов около 1 эВ. Труба с плазмой располагалась в сквозных отверстиях в волноводе (72×34 мм^2) перпендикулярно его оси, таким образом, что для O-моды вектор электрического поля волны накачки **E** сонаправлен внешнему магнитному полю **B**, для X-моды **E** $\perp$ **B**. По волноводу к плазме подавались импульсы СВЧ излучения на частоте $f_0 = 2{,}38$ ГГц мощностью до 1000 Вт. Исследования проводились при электронной плотности ниже критической и в магнитном поле ниже электронно-циклотронного резонанса для частоты накачки f_0.

Наблюдаемое в экспериментах сильное аномальное поглощение X- и O-мод накачки имеет пороговый характер, и пороги составляют порядка 100-200 Вт.

Показано, что их значения уменьшаются с увеличением магнитного поля и начальной плотности плазмы. Область поглощение СВЧ волн локализована в кольцевом слое, расширяющемся к краю плазменного столба. Эффективность поглощения составляет приблизительно 50% и 80% для О- и Х-мод волн накачки, соответственно, и сопровождается увеличением энергии электронов до ~5-8 эВ и увеличением плотности электронов более чем на порядок величины (Рис. 1).

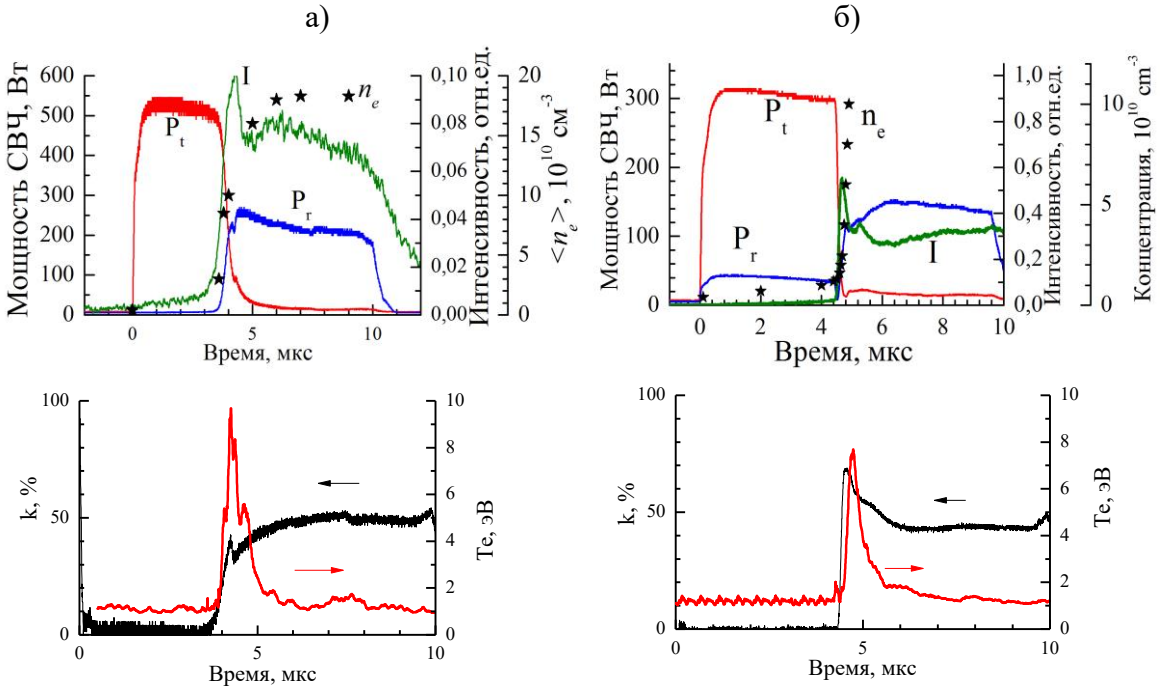


Рис. 1 Осциллограммы прошедшего Pt, отраженного Pr СВЧ сигналов и интегрального свечения плазмы при $<n_e> = 4\times10^9$ см$^{-3}$ (звездочками отмечена плотность электронов), временные зависимости энергии электронов Te и коэффициента поглощения k:
а) О-мода, B = 57 мТл, б) Х-мода, B = 35 мТл.

Наблюдаемое поглощение интерпретировано как результат возбуждения низкопороговой параметрической распадной неустойчивости волны накачки: накачка обыкновенной поляризации распадается на дочерние верхне-гибридную и электронную плазменную волны [9], а необыкновенной поляризации - на две верхне-гибридные волны [10, 11].

[1]. Westerhof E., et al. // Phys. Rev. Lett. 2009 . V. 103. P. 125001.
[2]. Tancetti A., et al. // *Nucl. Fusion. 2022. V.* 62. P. 074003.
[3]. Clod A., et al. // Physical Review Letters. 2024. V. 132. P. 135101.
[4]. Мещеряков А.И., и др. // Физика Плазмы. 2021. Т.47. С. 22.
[5]. Gusakov E.Z., et al. // Phys. Plasmas. 2023. V.30. P.122112.
[6]. Slief J.H., et al. // Nucl. Fusion. 2023. V. 63. P. 026029.
[7]. Coda S. // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 104004.
[8]. Gusakov E.Z., Popov A.Yu., Plasma Phys. Control. Fusion **57** (2015) 025022
[9]. Usachonak M.S., et al. // Plasma Physics Reports, **52** (2026) 15–29
[10]. Altukhov A. B., et al. // Europhys. Lett. 2019. V.126. P.15002.
[11]. Gusakov E. Z., et al. // Physics of Plasmas **32**, (2025) 092101.

УДК 537.523/527, 533.9.004.14

А. В. Казак, Л. В. Симончик

ПЛАЗМЕННЫЕ СТРУИ КАК ИНСТРУМЕНТ ПЛАЗМЕННОЙ МЕДИЦИНЫ

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь
a.pavlova@ifanbel.bas-net.by

Холодная атмосферная плазма (ХАП) стала мощным биомедицинским инструментом, сочетающим принципы физики низкотемпературной плазмы с передовыми терапевтическими стратегиями. Имея температуру, близкую к комнатной (до 43°C [1]), ХАП обеспечивает безопасное взаимодействие с биологическими тканями без причинения термических повреждений. Ее уникальная биоактивность обусловлена сочетанием активных форм кислорода и азота, УФ-фотонов, заряженных частиц и электрических полей, которые могут модулировать биохимическую сигнализацию, вызывать окислительный стресс и избирательно инактивировать патогены [2]. За последнее десятилетие ХАП перешла из области фундаментальных лабораторных исследований в область доклинических и клинических испытаний. Способность ХАП стимулировать иммуногенную гибель клеток также открыла многообещающие перспективы в онкологии, где она может повысить эффективность химиотерапии и запустить системный противоопухолевый иммунитет [3]. В этой работе представлен обзор применения холодной плазмы и плазменных струй в медицине, включая устоявшиеся способы применения и новые инновации, лежащие в основе механизмы и перспективы будущих междисциплинарных исследований.

Основным источником получения ХАП для применений в медицине являются плазменные струи атмосферного давления. В настоящее время области их применения интенсивно развиваются для терапии рака, заживления хронических ран, для дезинфекции, дерматологии, стоматологии, хирургии и ветеринарии. Механизмы действия ХАП-струи можно разделить по типу объекта мишени. Так для небиологических поверхностей эффективность обеспечивается через улучшение гидрофильности поверхностей и адгезию клеток, для биологических клеток -- через индукцию окислительного стресса, который приводит к апоптозу клеток, для биологических тканей через стимуляцию миграции фибробластов, неоваскуляризацию и реэпителизацию тканей. Кроме того может улучшаться местное всасывание лекарственных средств, вызывать некроз опухоли через модуляцию ее окружения.[2]

В настоящее время в мире сертифицировано несколько устройств, использующих плазменные струи атмосферного давления, такие как kINPen® MED, PlasmaDerm®, PlasmaJet®, Canady Helios Cold Plasma (CHCP), Гелиос, которые основаны на плазменной струе барьерного разряда в инертном газе, и Плазон, основанный на плазменной струе дугового разряда в воздухе.

Воздушные плазменные струи на основе тлеющего микроразряда при атмосферном давлении сочетают в себе ключевые преимущества технологий ХАП: отсутствие вакуума и допустимый нагрев образца, использование недорогого и безопасного воздуха вместо инертных газов, обеспечивая тем самым мобильность

устройства, а также высокую стабильность и однородность потока при низкой мощности источника питания разряда, что обеспечивает дезинфекцию образцов, локальность воздействия, минимальное термическое повреждение тканей, стимуляцию заживления ран и реэпителизацию тканей благодаря оптимальному спектру азотсодержащих активных компонентов. Кроме того, устройства, основанные на тлеющем микроразряде в воздухе, демонстрируют долговременную стабильность условий газового разряда и безопасность, соответствующие стандартам электробезопасности. Разработанный нами аппарат генерации воздушной плазменной струи «Алоэ» применяется для инактивации микроорганизмов [4] и их консорциумов [5], заживления ран на животной модели [6]. В 2025 году Министерство здравоохранения Республики Беларусь выдало регистрационное свидетельство (№ ИМ-7.117470) на использование данного устройства в стоматологии и гнойной челюстно-лицевой хирургии.

Обширная информация, накопленная к настоящему времени об устройствах плазмы для плазменной медицины, указывает на то, что современное состояние науки характеризуется обилием несистематизированного и взаимопротиворечивого эмпирического материала, который трудно использовать для построения физических моделей как разрядов, так и создаваемых ими струй. В такой ситуации выбор оптимальных условий разряда, обеспечивающих желаемые параметры устройств, часто осуществляется методом проб и ошибок, что приводит к большим затратам времени и ресурсов. Кроме того, в плазменной медицине отсутствует общее понятие «доза», которое помогло бы сравнивать результаты воздействия различных устройств на биологические материалы. Предлагается повысить эффективность плазменных струй путем их сочетания с стандартными методами лечения. Таким образом, плазменные струи представляют собой прорывное направление на стыке физики и биомедицины. Их универсальность, безопасность и многофакторное действие делают их идеальными кандидатами для применения в самых разных областях от антимикробной терапии до онкологии и тканевой инженерии.

[1] «Physics of Thermal Therapy: Fundamentals and Clinical Applications» Ed. by E. G. Moros , CRC, Taylor, Boca Raton, 2013, 375 p.

[2] Alexander Fridman, Gary Friedman «Plasma Medicine», John Wiley & Sons, Ltd. 2013 Pp. 19-79, 269-338, 403-433.

[3] Cold Physical Plasma in Cancer Therapy: Mechanisms, Signaling, and Immunity/F. Faramarzi, P. Zafari, M. Alimohammadi, M. Moonesi, A. Rafiei, S. Bekeschus//Oxidative Medicine and Cellular Longevity Volume.- 2021.- Issue 1.- 9916796.

[4] Diagnosis of Bactericidal Components of Air-Plasma Jets by IR and UV Absorption Spectroscopy/A. V. Kazak, A. A. Kirillov, L.V. Simonchik, M. Kuraica, B.M. Obradović, G.B. Sretenović //Journal of Applied Spectroscopy.- 2024.-V. 91.-N. 3.- pp.511-519

[5] Inactivation of Consortiums of Microorganisms by an Air Plasma Jet at Atmospheric Pressure /A.V. Kazak, A.A. Kirillov, L.V. Simonchik, O.E. Nezhvinskaya, N.V. Dudchik// Plasma Medicine.- 2017.- V. 7.- N.2.-Pp. 109 -115.

[6] A.V Kazak et.al.29th SPIG: contributioned papers, Belgrade, Serbia (2018) 246-249.

УДК 531/533; 66.096.5;536.46

О. С. Рабинович, М. Ю. Лях, А. И. Малиновский

КОНТИНУЛЬНОЕ И ДИСКРЕТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖУЩИХСЯ ДВУХФАЗНЫХ СИСТЕМ «ТВЁРДЫЕ ЧАСТИЦЫ – ГАЗ»: ДВА ПРИМЕРА

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси,
ул. Петруся Бровки, 15, 220072, Минск, Беларусь
orabi@hmti.ac.by

Проблема выбора между континуальным и дискретным описанием физического явления характерна не только для физики микромира. В природе и в практической деятельности часто встречаются объекты, которые могут рассматриваться как непрерывные или дискретные, в зависимости от цели описания и масштабов базовых явлений. В данной работе речь идёт об одном конкретном классе физических систем, которые характеризуются в целом как дисперсные двухфазные. Более точно, речь идёт о неподвижных или подвижных засыпках твёрдых частиц, продуваемых газом. Выбор теоретической модели такой системы в целом не является тривиальной задачей и зависит не только от неё самой, но и от возможностей исследователя.

В работе рассматривается два примера процессов в системах указанного типа: 1) фильтрационное горение в слое твёрдых частиц, часть из которых способны сгорать, реагируя с кислородом продуваемого воздуха; 2) каталитический синтез многостенных углеродных нанотрубок в псевдоожиженном (кипящем) слое. Эти две технологии, актуальные с прикладной точки зрения, являются объектом разработки теоретических моделей, которые также могут быть применены во многих других областях.

И фильтрационное горение конденсированных топлив, и псевдоожижение твердых частиц традиционно описывались континуальными моделями, принятыми в механике сплошных сред. В самом простом варианте это модели взаимопроникающих континуумов, в которых в каждой точке пространства сосуществуют непрерывные твердая и газовая фазы. Перенос импульса, энергии и массы в каждой фазе описывается системой дифференциальных уравнений переноса, замыкаемой моделями межфазного взаимодействия [1]. В рамках такого подхода нами была первоначально исследована тепло-гидродинамическая неустойчивость плоского фронта спутной инверсной волны фильтрационного горения засыпок твердых частиц [3]. Установлено, что при определенных соотношениях между характеристиками засыпки, размерами системы и скоростью продуваемого воздуха плоский фронт горения теряет устойчивость и трансформируется в наклонный. Определены характеристики такого наклонного фронта. Однако, континуальная модель не позволила, например, получить ответ на важный практический вопрос о влиянии выгорания твёрдого топлива, усадки слоя, флуктуаций плотности частиц топлива на характеристики горения.

Обобщая, можно сказать, что континуальная модель не позволяет исследовать процессы, происходящие на масштабах отдельных частиц твёрдой фазы, хотя такие процессы представляют практический интерес. Например, в тех случаях, когда силы взаимодействия частиц друг с другом велики по сравнению с их взаимодействием с газовым потоком, когда происходят изменения размеров и формы частиц, когда велики

флуктуации в распределении различных сортов частиц, наконец, когда размеры областей, в которых происходят сильные изменения параметров среды, становятся сравнимыми с размерами частиц. В таких ситуациях большими преимуществами обладает дискретное моделирование частиц (подход Эйлера-Лагранжа).

В работе использована конкретная реализация такого подхода – (CFD-DEM, метод вычислительной гидродинамики и дискретных элементов), – вычислительная структура (coupled framework) с открытыми кодами OpenFOAM [4]. В этом методе совмещён расчёт индивидуальных перемещений и изменения характеристик очень большого числа частиц ($\sim 10^5 - 10^6$, в зависимости от мощности вычислительных средств) с гидродинамическим расчётом движения газа в крупных ячейках, содержащих до 10-20 частиц. Уравнения движения этих фаз дополняются уравнениями их взаимодействия.

Применение CFD-DEM к задаче о наклонном фронте фильтрационного горения позволило рассчитать флуктуации степени выгорания частиц топлива и вызванное ими изменение средней степени сгорания, а также установить ряд других эффектов дискретности слоя частиц на характеристики горения с наклонным фронтом.

Второй пример применения подхода CFD-DEM – исследование агломерации псевдоожиженного слоя углеродных нанотрубок при их каталитическом синтезе [5]. В этой технологии синтез многостенных углеродных нанотрубок из газового прекурсора происходит на частицах катализатора, загружаемых в псевдоожиженный слой нанотрубок. Задача заключается в определении параметров процесса, позволяющих предотвратить нежелательную агломерацию слоя нанотрубок в первые минуты после загрузки порции катализатора, возникающую по причине чрезвычайно высокой когезии первичных агломератов нанотрубок. Этот подход в сочетании с аналитическими методами анализа позволил установить ограничения на количество загружаемого катализатора и требования к его качеству.

Континуальная и дискретная модели течений, а также тепло- и масстобмена в системах «твёрдые частицы – газ» являются взаимодополняющими и позволяют моделировать актуальные технологические процессы на различных масштабных.

[1] Gidaspow D. Multiphase flow and fluidization. Continuum and kinetic theory description / D. Gidaspow. – N.Y.: Axademic Press, 1994. – 474 p.

[2] Effect of thermo-hydrodynamic instability on structure and characteristics of filtration combustion wave of solid fuel / O.S. Rabinovich, et al // Combustion Theory and Modelling. – 2016. – Vol. 20, № 5. – P. 877–893.

[3] OpenFOAM, OpenFOAM – The Open Source CFD Toolbox. https://www.open foam.com/.

[4] Malinuski A.I. Modelling of inclined wave of filtration solid fuel combustion using CFD-DEM technique / A.I. Malinuski, O.S. Rabinovich // Procedia Engineering. – 2016. – Vol. 157. – P. 422–427.

[5] Influence of catalyst characteristics on the formation of MWCNT agglomerates during the synthesis in a fluidized bed reactor / V. L. Kuznetsov, S. I. Moseenkov, A. V. Zavorin,, G. V. Golubtsov, V. V. Goidin, O. S. Rabinovich, M. Y. Liakh // Chemical Engineering Journal. – 2022. – Vol. 447. – P. 137391.

УДК 537.528;621.373.826;546.26;535.37

Е. А. Невар, А. Р. Шумейко, В. А. Лапина, М. И. Неделько, Н. В. Тарасенко

ПЛАЗМЕННЫЙ СИНТЕЗ И ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТОЧЕК

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь
a.nevar@ifanbel.bas-net.by

Углеродные наноточки (УНТ) в последнее время привлекают внимание исследователей благодаря уникальному сочетанию зависящих от размера оптоэлектронных свойств и биосовместимости, что открывает большие возможности для их применения в фотовольтаике, оптоэлектронике, биологической визуализации и диагностике [1].

Целью данной работы является изучение и сравнение характеристик углеродных продуктов электроразрядного и лазерного методов синтеза с последующим выявлением оптимального способа получения УНТ для дальнейшей функционализации.

Плазма электрического разряда генерировалась между двумя графитовыми электродами диаметром 6 мм, погруженными в 75 мл этанола. Искровой разряд переменного тока инициировался приложением высокочастотного напряжения 11 кВ. Пиковый ток высоковольтной искры составлял около 17 А при длительности одного разрядного импульса 50 мкс. Время синтеза составляло 20 мин.

Для абляции графитовой мишени в этаноле использовали Nd:YAG-лазер (1064 нм, длительность импульса 10 нс, частота повторения 10 Гц, плотность излучения 7.2 мДж/см^2). Графитовую мишень помещали в 40 мл этанола и облучали в течение 30 минут. Лазерный луч был частично расфокусирован для увеличения диаметра лазерного пятна и, соответственно, количества испаренного материала. Диаметр лазерного пятна на поверхности образца составлял ~2,3 мм.

Исследование полученных УНТ осуществлялось методами оптической абсорбционной, ИК-Фурье и фотолюминесцентной (ФЛ) спектроскопии.

При возбуждении УНТ наблюдались полосы люминесценции в ультрафиолетовой и видимой областях спектра (рисунок 1). Вклад растворителя вычтен. Спектры ФЛ УНТ, полученных при электрическом разряде в этаноле, характеризуются наличием пика излучения с максимумом на 306 нм (рисунок 1a). Как видно из рисунка 1b, спектры излучения УНТ, синтезированных методом лазерной абляции, зависят от длины волны лазерного возбуждения: изменение длины волны возбуждения с 245 до 306 нм сопровождается сдвигом положения максимума пика испускания с 356 до 430 нм. Стоит отметить, что с увеличением длины волны возбуждения в спектрах помимо основного максимума наблюдается появление плеч при 328, 361 и 470 и нм, например, для длины волны возбуждения 306 нм. Этот спектральный отклик можно объяснить различиями в размерах наночастиц в образце и/или различными излучающими группами на поверхности наночастиц. В обоих случаях наибольшая интенсивность полос излучения была обнаружена на длинах волн возбуждения 240 – 245 нм.

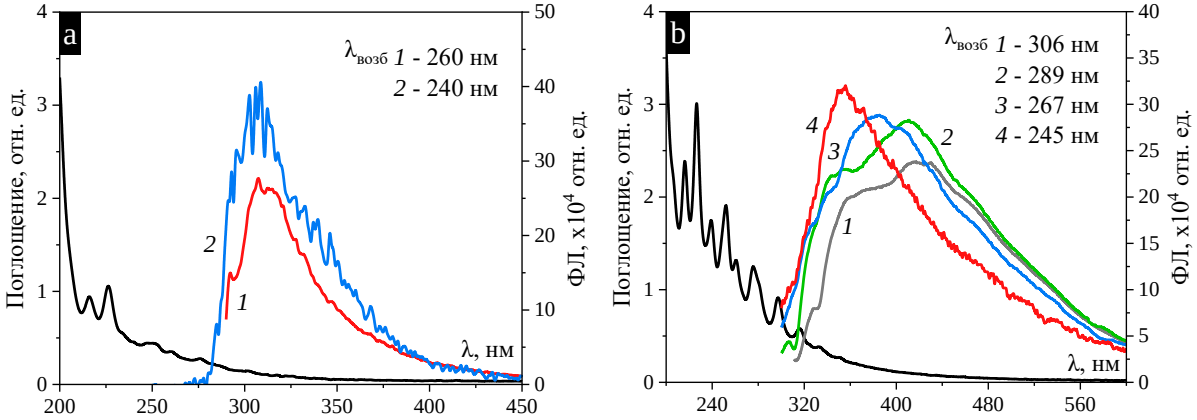


Рисунок 1 – Спектры фотолюминесценции и поглощения УНТ, полученных при электрическом разряде в этаноле (a) и методом лазерной абляции в этаноле (b)

Формирование различных функциональных групп на поверхности УНТ было подтверждено с помощью ИК-спектроскопии (рисунок 2). Общими для обоих образцов установлены полосы при 2920–2850 $см^{-1}$ группы C-H и валентные колебания карбонильной C=O группы при 1720 $см^{-1}$. Дополнительной особенностью образца, полученного методом лазерной абляции, является образование гидроксильной O-H группы (широкая полоса при 3400–3200 $см^{-1}$, 1468 $см^{-1}$), появление валентных колебаний групп C=C (1653–1630 $см^{-1}$) и C-O (1265 $см^{-1}$, 1020 $см^{-1}$). Полоса при 1417 $см^{-1}$ была отнесена к плоскостным деформационным колебаниям группы C-O-H.

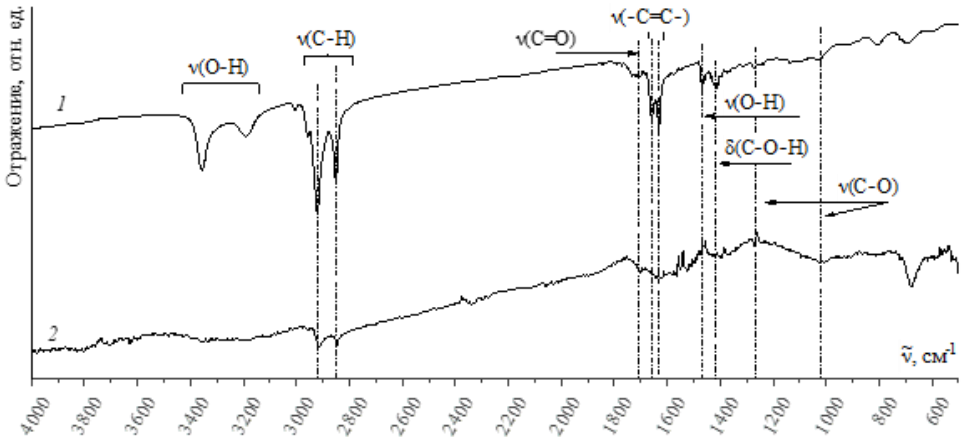


Рисунок 2 – ИК-Фурье спектры углеродных материалов, полученных методом лазерной абляции в этаноле(1) и методом электрического разряда в этаноле (2)

В заключение, представлены способы получения УНТ, излучающих в УФ- и видимом диапазоне, путем электрического разряда и лазерной абляции в этаноле. Синтезированные УНТ будут использоваться для последующей функционализации и применения в флуоресцентной визуализации биоматериала.

Работа выполнена при поддержке НАН Беларуси в рамках здания «Конвергенция 2.2.07» и проекта БРФФИ Ф26В-002.

[1] Карпушкин Е.А. Углеродные наноточки: получение, свойства, применение. / Е.А. Карпушкин, Е.С. Харочкина, Л.И. Лопатина, В.Г. Сергеев // Журнал общей химии. – 2024. – Т. 94, № 1. – С. 146-164.

УДК 533.9.08; 535.33

Н. В. Тарасенко, А. О. Радомцев, М.И. Неделько, Е.А. Невар

ПОЛУЧЕНИЕ СТРУКТУР НАНОФЕРРИТОВ МЕДИ И ЦИНКА МЕТОДОМ ПЛАЗМЕННОГО ЭЛЕКТРОЛИЗА ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ФОТОЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ ВОДЫ

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси,
пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь
n.tarasenko@ifanbel.bas-net.by

Разработка чистых и устойчивых источников энергии является одним из путей решения проблемы нехватки энергии и экологических проблем, связанных с постоянным использованием ископаемого углеродного топлива [1-3]. Водород (H_2) рассматривается как один из наиболее благоприятных источников зеленой энергетики из-за высокой плотности выделяемой энергии (142 МДж/кг) и отсутствия загрязнения окружающей среды. Электролиз воды с применением возобновляемых источников энергии, таких как солнечная энергия, считается перспективным методом получения высокочистого водородного топлива. Поэтому в последние годы ведется активный поиск материалов, которые могут быть эффективными для фотокаталитического расщепления воды под действием солнечного света [1-3].

Одним из наиболее перспективных подходов к решению этих проблем является разработка композитных наноструктурированных катализаторов. [2,3]. Нанокомпозиты в ряде случаев улучшают характеристики составляющих их компонентов в результате взаимодействия между ними. При этом их физико-химическими свойствами можно управлять путем изменения кристаллической структуры, морфологии, состава, легирования, что требует разработки методов их эффективного и контролируемого получения.

В последние годы плазменные методы успешно зарекомендовали себя для получения наночастиц различного состава. Эти методы, основанные на процессах лазерной абляции или электрических разрядах, предлагают простую экспериментальную реализацию, экономят время и не генерируют токсичных побочных продуктов, что делает их недорогой технологией, которая может эффективно использоваться для синтеза наноматериалов для энергетических и экологических приложений. Однако, в большинстве работ лазерно-плазменные методы применяются для получения наночастиц металлов и их химических соединений (оксидов, нитридов, и т.д.). Работ, посвященных синтезу нанокомпозитных частиц, в частности многокомпонентных оксидов и карбидов с различной структурой, сравнительно немного. Поэтому проведение исследований, направленных на совершенствование методов получения композитных наночастиц, является актуальной задачей.

В связи с изложенным данная работа посвящена разработке метода плазмоактивированного электролиза для синтеза структур наноферритов меди и цинка, представляющих интерес для устройств генерации водорода. Отличительной особенностью метода является одновременное анодное растворение нескольких твердых металлических пластин, погруженных в воду и подвергнутых плазменно-

активированному электролизу. Предложенный подход использовался для получения наноматериалов, состоящих из оксидов $ZnFe_2O_4$ и $CuFe_2O_4$.

Фазовый состав, морфология, структура и оптические свойства полученных наночастиц были исследованы с помощью СЭМ, рентгеновской дифракции, рамановской спектроскопии и спектроскопии оптического поглощения. В частности, на рис.1 приведены результаты исследования полученных образцов $CuFe_2O_4$ с помощью рамановской спектроскопии и рентгеновской дифракции. Установлено, что все дифракционные пики индексируются как шпинельная структура в соответствии с картами JCPDS. Кроме того, их рамановские спектры подтверждают структуру и состав соответствующих наноферритов.

На основании полученных результатов можно предположить, что механизм образования наночастиц сложных оксидов в предлагаемом подходе включает растворение материала анода с последующими процессами восстановления ионов металла электронами и радикалами, образующимися при взаимодействии плазменной струи с поверхностью жидкости.

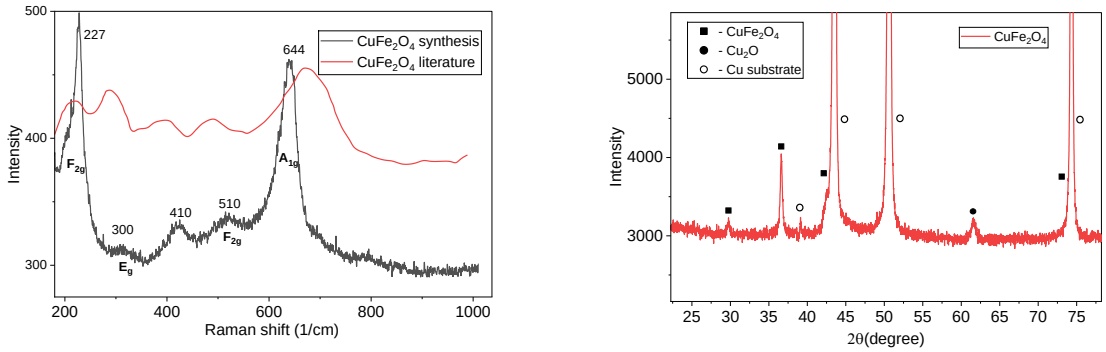


Рис.1 Рамановский и рентгенодифракционный спектры нанокомпозита на основе $CuFe_2O_4$

Работа выполнена при поддержке НАН Беларуси в рамках проекта «Конвергенция 2.2.07» и Белорусского фонда фундаментальных исследований в рамках гранта Ф25ИНДА-005.

[1] Jung S. Mechanistic insights into ZIF-67-derived Ir-doped Co3O4@N-doped carbon hybrids as efficient electrocatalysts for overall water splitting using in situ Raman spectroscopy. / Sieon Jung, R.A. Senthil, Cheol Joo Moon, Myong Yong Choi // Chemical Engineering Journal. – 2023. – Vol. 468. – 143717.

[2] Jian J.-X. Nanoporous Cubic Silicon Carbide Photoanodes for Enhanced Solar Water Splitting. / J.-X. Jian, V. Jokubavicius, M. Syväjärvi, R. Yakimova, J. Sun // ACS Nano. – 2021. – Vol. 15, Iss. 3. – pp. 5502-5512.

[3] Zhang Q. Co/FeC core–nitrogen doped hollow carbon shell structure with tunable shell-thickness for oxygen evolution reaction. / Q. Zhang, M. Fu, G. Ning, Y. Sun, H. Wang, X. Fan, H. Lu, Y. Zhang, H. Wang // Journal of Colloid and Interface Science. – 2020. – Vol. 580. – pp. 794-802.

УДК 537

С. В. Анищенко, В. Г. Барышевский, А. А. Гуринович, П. В. Молчанов

ШУМЫ И ФЛУКТУАЦИИ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИСТОЧНИКАХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

НИУ «Институт ядерных проблем» БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220006 Минск, Беларусь
sanishchenko@mail.ru

Шум — принципиально неустранимое явление в физических колебательных системах, требующее для своего описания статистических методов анализа. Оно приводит к уширению спектральной линии, флуктуациям амплитуды и диффузии фазы колебаний [1]. Особую роль играют шумы в однопроходных источниках электромагнитного излучения, в которых релятивистские электронные сгустки, распространяясь в сложных электродинамических структурах, испускают мощные импульсы кооперативного излучения [2, 3]. Вследствие дробового шума, присущего электронному пучку, выходные характеристики кооперативного излучения, важнейшим из которых является время развития неустойчивости T (время автофазировки), испытывают флуктуации. Знание среднестатистического разброса величины T оказывается существенным при когерентном сложении колебаний от нескольких источников кооперативного излучения. В этой связи в отсутствие разброса по энергиям в работах [2, 3] получена функция распределения времени T, зависящая от числа частиц N_e и степени предварительной модуляции электронного пучка. С помощью найденной функции распределения показано, что при превышении числом частиц определенного значения, зависящего от степени предварительной модуляции пучка, логарифмическая зависимость относительного среднеквадратичного отклонения времени автофазировки от числа электронов-осцилляторов ($\Delta T \sim 1/\ln N_e$) сменяется корневой ($\Delta T \sim 1/N_e^{1/2}$). Также продемонстрировано, что в системе неизохронных электронов-осцилляторов даже незначительный разброс по энергиям (~4%) приводит к резкому снижению максимально достижимой мощности кооперативного излучения [2].

Отдельного рассмотрения заслуживают шумы и флуктуации в релятивистской сильноточной электронике. Дело в том, что основным источником шума в сильноточных генераторах является сложная структура электронных пучков, образованных в результате взрывной электронной эмиссии и состоящих из отдельных порций электронов — эктонов. Порционный характер эмиссии оказывает влияние, в частности, на диффузию фазы колебаний, влияющей на синхронизацию сильноточных источников электромагнитного излучения. В работе [4] продемонстрировано как автокорреляционный анализ электромагнитных полей, испускаемых сильноточными источниками микроволнового излучения, позволяет определить коэффициент диффузии фазы D в сильноточных генераторах. В частности с помощью автокорреляционного анализа удалось экспериментально измерить величину D в релятивистском отражательном триоде, работающем на частоте 3.3 ГГц: $D \approx 0.06$ рад^2/нс. А значит, при коэффициенте связи равном 0.6 нс$^{-1}$ синхронизация двух релятивистских отражательных триодов должна произойти за 2 нс [4].

В сильноточных источниках электромагнитного излучения не только взрывоэмиссионные процессы носят случайный характер. При взаимодействии релятивистских электронных пучков с электродинамическими структурами важную роль играет многократное рассеяние частиц, сопровождаемое ионизационными потерями энергии. Так, в приборах с осциллирующим виртуальным катодом указанный процесс приводит к образованию вблизи анода облака электронов с большим разбросом по скоростям [5]. Рассеянные электроны, попавшие в это облако, не участвуют в колебаниях виртуального катода и частично запирают вакуумный диод, что приводит к снижению амплитуды осцилляций электрического поля. В [5] показано, что для увеличения амплитуды колебаний толщина перегородок в анодной сетке должна быть приблизительно равна длине пробега электронов в соответствующем материале.

Анализ шумов и флуктуаций важен не только при создании релятивистских источников электромагнитного излучения, но и при проведении измерений. В этой связи в [6] построена теория когерентного переходного излучения, генерируемого релятивистским электронным пучком при его выводе из Микротрона МТ-25 (Россия, ОИЯИ). В явном виде получены выражения для форм-фактора электронного пучка, а также спектрально-углового и углового распределения когерентного переходного излучения. Продемонстрировано, что спектр излучения состоит из последовательности кратных гармоник, частота и ширина на полувысоте которых обратно пропорциональны косинусу угла, отсчитываемого от оси системы. С помощью построенной теории получены оценки микроволнового шума, создаваемого электронным пучком при выводе из микротрона. Наличие этого шума необходимо учитывать при проведении экспериментов по измерению когерентного излучения после прохождения пучком той или иной электродинамической структуры.

Таким образом, широкий перечень приведённых в настоящей работе примеров демонстрирует важность анализа шумов и флуктуаций как при создании релятивистских источников электромагнитного излучения, так и при регистрации сигналов.

[1] Малахов А. Н. Флуктуации в автоколебательных системах. –М: Наука, 1967.
[2] Anishchenko S. V. Statistical fluctuations in cooperative cyclotron radiation. / S. V. Anishchenko, V. G. Baryshevsky // Nucl. Instrum. Methods A. – 2018. – Vol. 879. – P. 77.
[3] Anishchenko S. V. Statistical fluctuations of radiation in quasi-Cherenkov generators / S. V. Anishchenko, V. G. Baryshevsky // Nucl. Instrum. Methods B. – 2017. – Vol. 402. – P. 190.
[4] Anishchenko S. V. Phase diffusion in high-power microwave sources. / S. V. Anishchenko, V. G. Baryshevsky, A. A. Gurinovich // Nonlinear Dynamics and Applications. – 2023. – Vol. 29. – P. 445.
[5] Анищенко С. В. Рассеяние электронов на анодной сетке в приборах с осциллирующим виртуальным катодом. / С. В. Анищенко, А. А. Гуринович // ЖТФ. – 2025. – Т. 95. – С. 1420.
[6] Anishchenko S. V. Coherent radiation produced by microtron electron bunches. / S. V. Anishchenko, P. V. Molchanov // Nonlinear Dynamics and Applications. – 2025. – Vol. 31. – P. 69.

Методология и преподавание

УДК 378.016:378.147.31:378.14.014:378.178:378.184

И. И. Ташлыкова-Бушкевич[1], В. В. Терехович[1], Д. Р. Андреев[1], У. А. Шихова[1], А. А. Швец[1], Я. Т. Панченя[1], И. А. Гуштын[1], А. Ю. Бобрик[2]

ФОРМИРОВАНИЕ ЭВРИСТИЧЕСКОЙ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЙ СРЕДЫ ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ В ТЕХНИЧЕСКОМ ВУЗЕ ПРИ ПСИХОЛОГИЧЕСКОМ РАЗНООБРАЗИИ ОБУЧАЮЩИХСЯ

[1] *Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. П. Бровки, 6, 220013 Минск, Беларусь*
iya.itb@bsuir.by
[2] *ООО «Твистеллар», ул. Платонова, 20Б, 220005 Минск, Беларусь*

Современные требования к выпускникам инженерных направлений обусловливают трансформацию образовательных программ. Помимо предметных знаний, учебный процесс должен целенаправленно развивать личностные компетенции и эмоциональный интеллект [1], что делает педагогической необходимостью создание развивающей образовательной среды. В этом контексте при преподавании физики в техническом вузе возрастает роль диалоговых форм обучения [2] и технологий, ориентированных на развитие исследовательской инициативы у обучающихся с различными когнитивными стилями и типами мышления.

Цель настоящей работы – выявить закономерности формирования эвристической образовательной среды в рамках проекта «Эвристика в физике» («ЭвФ»), реализуемого при Белорусском физическом обществе (БФО) на базе БГУИР с 2018 года под научным руководством И. И. Ташлыковой-Бушкевич. Основу проекта составляет авторская педагогическая технология [3], интегрирующая проблемно-эвристический и STEAM-подходы с активным использованием ИКТ и цифровых коммуникаций в аудиторной и внеаудиторной деятельности по двухсеместровому курсу физики.

Образовательная среда «ЭвФ» выстроена по принципу дифференциации: базовый уровень охватывает весь учебный поток, углубленный – студентов-эвристов. Организационно проект включает систему отделов, объединенных в два функциональных сообщества – аналитико-рефлексивное и экспрессивно-коммуникативное, обеспечивающих синтез исследовательской и творческой деятельности. Авторские дидактические материалы, разработанные студентами-эвристами, регулярно интегрируются в лекционный процесс. За восемь лет в проекте приняли участие 1080 студентов (34,5% от общего числа обучающихся по курсу физики, n = 3127). Эмпирическую базу исследования за период 2022–2025 гг. (7 семестров, сезоны 10–16) составили: данные анкетирования 567 студентов учебных потоков (48,9% от общего охвата, n = 1160); результаты изучения 265 студентов-эвристов (22,8%), включавшего диагностику типов личности по методике Майерс-Бриггс (MBTI), а также оценку удовлетворённости (NPS) и эффективности (KPI).

Анализ выявил закономерности формирования эвристической образовательной среды «ЭвФ», обусловленные психологическим разнообразием сообщества участников (рис. 1). Распределение когнитивных стилей по шкале MBTI показывает: сенсорные типы (S) обеспечивают системность и структурированность, интуитивные типы (N) –

функцию «когнитивного маяка». Высокие метрики (NPS = +73,5; шкала от −100 до +100; средний KPI = 5,31 при максимуме 6,0) подтверждают воспроизводимость модели эвристической образовательной среды. Системность обеспечивается тремя факторами: интеграцией когнитивных стилей, балансом структурного и поисково-творческого компонентов, адаптивной оптимизацией условий среды под психологический профиль участников. Восьмилетний цикл реализации проекта подтверждает научную зрелость авторской педагогической технологии. Устойчивые образовательные результаты обеспечиваются не внешней регламентацией или селекцией обучающихся, а внутренней логикой саморазвивающейся эвристической образовательной среды, способствующей формированию компетенций самоорганизации, рефлексии и эвристического мышления.

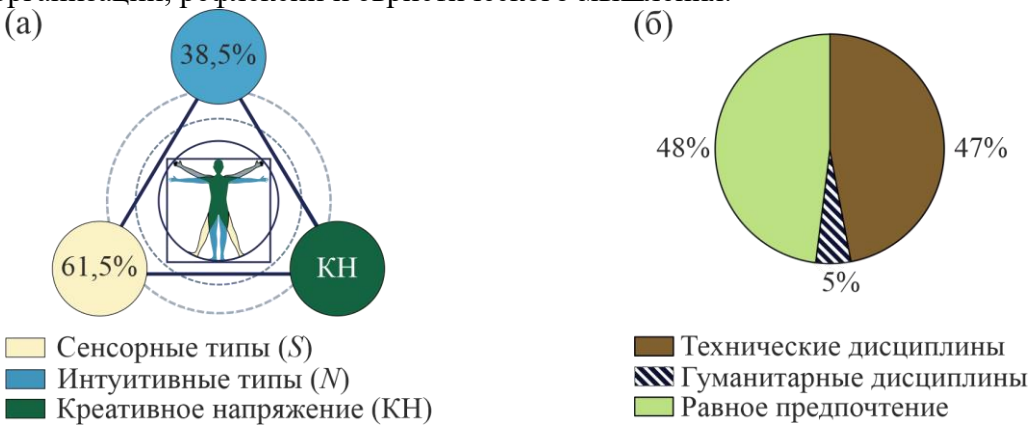


Рисунок 1. Распределение студентов-участников проекта «Эвристика в физике» (сезоны 10–16, 2022–2025 гг., n = 265) по: (а) когнитивным типам по шкале восприятия MBTI (S:N=1,6); (б) дисциплинарным предпочтениям

Таким образом, эвристическая образовательная среда проекта «ЭвФ» представляет собой не локальный педагогический эффект, а воспроизводимую, масштабируемую технологию формирования исследовательских компетенций, готовую к метапредметному тиражированию. Выявленные закономерности открывают перспективы для трансляции модели в другие дисциплинарные и институциональные контексты, отвечая задачам модернизации высшего образования.

Авторы благодарят председателя БФО академика С. Я. Килина и члена-корреспондента Д. С. Могилевцева (НАН Беларуси) за поддержку проекта «ЭвФ».

[1] Коноплянский Д. А. Исследование генезиса понятия конкурентоспособности выпускников вуза в педагогике на основе междисциплинарного анализа / Д. А. Коноплянский // Педагогика. Вопросы теории и практики. – 2025. – Т. 10. – №6. – С. 859.

[2] Король А. Д. Молчание в диалоге как проблема философии образования / А. Д. Король // Вопросы философии. – 2019. – № 4. – С. 6.

[3] Ташлыкова-Бушкевич И. И. Эвристические возможности в образовательном процессе: опыт проекта «Эвристика в физике» при обучении физике студентов технических специальностей / И. И. Ташлыкова-Бушкевич, А. В. Турло, А. В. Дедина, И. А. Столяр, П. А. Ничипорчик // Университетский педагогический журнал. – 2022. – № 1. – С. 32.

УДК 378.14.015.62

С. М. Качан

ГИБРИДНАЯ КИБЕРФИЗИЧЕСКАЯ ЛАБОРАТОРИЯ ДЛЯ ПОДГОТОВКИ СПЕЦИАЛИСТОВ АТОМНОЙ ОТРАСЛИ В БЕЛОРУССКОМ НАЦИОНАЛЬНОМ ТЕХНИЧЕСКОМ УНИВЕРСИТЕТЕ

Белорусский национальный технический университет, пр. Независимости, 65, 220013 Минск, Беларусь
smkachan@bntu.by

Подготовка специалистов инженерного профиля для Белорусской АЭС требует не только формирования у студентов глубокого понимания физических основ функционирования реакторной установки и оборудования технологических контуров, но и овладения принципами обеспечения ядерной и радиационной безопасности, включая развитие практических навыков дозиметрического контроля, учёта и контроля ядерных материалов (ЯМ), источников ионизирующего излучения (ИИИ) и радиоактивных отходов (РАО) при соблюдении принципа АЛАРА. Формирование этих компетенций в Белорусском национальном техническом университете достигается через сочетание теоретических курсов, лабораторных практикумов и стажировок на промышленных объектах атомной энергетики.

В настоящее время на кафедре «Техническая физика» ведется подготовка студентов по дисциплинам ядерно-физического цикла с использованием нового формата лабораторного практикума, интегрирующего реальное спектрометрическое и радиометрическое оборудование с виртуальным учебно-лабораторным комплексом (УЛК) «Atomic Keeper Education», виртуальными лабораториями «GammaLab» и «EffMaker», а также программным комплексом «Spectraline» в единую гибридную киберфизическую лабораторию.

УЛК «Atomic Keeper Education» представляет собой образовательную модель промышленного программного комплекса «Atomic Keeper», внедрённого в 2025 году на Белорусской АЭС для обеспечения ядерной и радиационной безопасности. Ключевое преимущество данного УЛК — идентичность конфигураций учётных систем «Atomic Keeper» техпроцессам реальной атомной станции, что формирует у студентов готовность к профессиональной деятельности с минимальным адаптационным периодом. УЛК включает более 15 лабораторных работ по дисциплинам «Дозиметрия», «Защита от ионизирующих излучений» и «Обращение с радиоактивными отходами АЭС», охватывающих полный цикл обращения с ЯМ, ИИИ и РАО.

Архитектура развёртывания основана на высокопроизводительном сервере с гипервизором виртуализации, на котором размещаются изолированные виртуальные машины (ВМ) с преднастроенными состояниями для каждой лабораторной работы. Доступ к ВМ осуществляется через кластер из 10 рабочих станций, объединённых локальной сетью. Эти же станции подключаются через USB-интерфейс к реальному радиометрическому и спектрометрическому оборудованию, обеспечивая доступ к нему со стороны ВМ.

Виртуальная лаборатория «GammaLab» позволяет имитировать процесс измерения гамма-излучения с использованием дорогостоящих и сложных в обслуживании высокоточных полупроводниковых (HPGe) гамма-спектрометров (задействованных на БелАЭС), включая настройку оборудования, энергетическую калибровку, идентификацию радионуклидов и их количественный анализ.

Программный комплекс EffMaker реализует расчёт эффективности регистрации излучения методом Монте-Карло с учётом реальной геометрии измерения, состава материалов и пространственного распределения радионуклидов. Моделирование как однородных, так и неоднородных распределений активности позволяет количественно оценивать систематические погрешности, обусловленные неравномерностью заполнения образца. Это дает возможность корректировать результаты измерений без проведения трудоёмких физических калибровок, что особенно эффективно при измерении крупногабаритных объектов (транспортные контейнеры, упаковки радиоактивных отходов).

Семейство программ SpectraLine обеспечивает регистрацию и прецизионную обработку спектров ядерных излучений, регистрируемых реальными сцинтилляционными бета-гамма спектрометрами и полупроводниковыми альфа-спектрометрами, входящими в состав гибридной киберфизической лаборатории. Алгоритмическая цепочка обработки включает энергетическую калибровку спектрометра, деконволюцию пиков с определением центроидов и площадей, автоматическую идентификацию радионуклидов по библиотеке изотопов, а также количественную оценку активности различными методами. Комплекс также поддерживает коррекцию на фон, наложение пиков и расчёт неопределённости результатов.

Применение технологии виртуальных машин, объединяющее все вышеперечисленные программные компоненты, обеспечивает принципиальные преимущества для организации лабораторного практикума по ядерно-физическим дисциплинам. Поскольку все операции по управлению оборудованием выполняются через единый графический интерфейс УЛК, это исключает риск некорректной эксплуатации, позволяет создавать резервные копии конфигураций (учётные системы, библиотеки спектров, шаблоны отчётов) с упрощенным управлением и позволяет оперативно восстанавливать эталонное состояние системы после ошибок студента.

Помимо этого, явное методологическое преимущество гибридной архитектуры проявляется в формировании системного мышления будущего специалиста. Студент не просто «нажимает кнопки» на приборе, а видит сквозную связь между физическим явлением, измеренным сигналом, программной обработкой и нормативным документом. Таким образом, применяемый гибридный подход сочетает физическую достоверность измерений, методологические преимущества обработки и безопасность виртуальной среды.

Кафедра «Техническая физика» БНТУ выражает свою признательность резиденту ПВТ, компании-разработчику программного комплекса «Atomic Keeper Education» ООО «Прикладные системы», за активную техническую помощь и экспертную поддержку в настройке гибридной киберфизической лаборатории.

УДК 539.1; 004.5; 004.6; 004.91

С. Н. Сытова[1], В. В. Гавриловец, А. П. Дунец,
А. Н. Коваленко, Е. И. Коваленко, З. И. Трафимчик, С. В. Черепица

НАУЧНО-ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ПОРТАЛ ЯДЕРНЫХ ЗНАНИЙ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ BELNET: ВЧЕРА, СЕГОДНЯ, ЗАВТРА

Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220006, Минск, Беларусь
[1]sytova@inp.bsu.by

Ядерные знания – термин для обозначения ключевых и фундаментальных знаний в области ядерной физики и ядерной химии, ядерной энергетики, ядерной и радиационной безопасности, а также в других прикладных областях, которые необходимы для глубокого понимания предмета и успешного решения задач в этой сфере. Согласно МАГАТЭ, ядерные знания включают широкий спектр научных и практических знаний в следующих областях: физика элементарных частиц, ядерная физика, атомная и молекулярная физика, физика конденсированных сред, ядерные материалы, инженерные и измерительные приборы, атомная энергетика, науки о жизни, термоядерные исследования и технологии, химия, ядерный топливный цикл и радиоактивные отходы, неядерная энергетика, науки о Земле, экономика, право, социум, изотопы, меры безопасности.

Научно-образовательный электронный портал ядерных знаний Республики Беларусь BelNET (***Bel***arusian ***N***uclear ***E***ducation and ***T***raining) https://belnet.by/, https://new.belnet.by/, https://belnet.bsu.by/ создан под эгидой Министерства образования Республики Беларусь в 2015 году с целью пропаганды научных и научно-технических ядерных знаний, обеспечения широкого доступа к ядерным знаниям, а также большому спектру сопутствующих естественно-научных и технических знаний, стимулирования обмена результатами научных исследований и разработок, повышения эффективности научной деятельности, улучшения коммуникации и обеспечения прозрачности, а также активизация информационного обмена в области широкого спектра научных знаний для интеграции Республики Беларусь в глобальное информационное научное пространство. Целевая аудитория портала включает студентов, профессорско-преподавательский состав, научных сотрудников профильных кафедр высших учебных заведений и научно-исследовательских учреждений Республики Беларусь, а также других стран, широкую аудиторию заинтересованных читателей.

Контент портала BelNET подразделяется на препринты (рукописи) и специально созданные для контента портала научные, новостные и учебные материалы, включая лекции и лабораторные работы с тестами к ним. Препринты и рукописи могут быть свободно размещены на портале в рамках созданного научного архива, цель которого – создание удобного инструмента для быстрой бесплатной свободной публикации в интернете в электронном архиве материалов (черновиков статей, препринтов, научных отчетов, технической информации и т.д.) в области ядерных знаний, в том числе – фундаментальных и прикладных исследований в области ядерной физики и смежных областей науки, атомной энергетики, ядерных технологий.

Перечислим основные крупные разделы научного архива: ядерная физика, физика элементарных частиц, теория поля, физика высоких энергий, физика плазмы, лазерная физика, ядерная астрофизика, радиационное материаловедение, радиационная химия, химия высоких энергий, атомная энергетика, ядерная техника и приборостроение, радиофизика и электроника, применение ядерной физики и радиационных технологий в здравоохранении, охрана окружающей среды, экология, ядерная и радиационная безопасность, информационные технологии.

Для размещения в научном архиве материалы в формате pdf принимаются на русском, белорусском, английском языках. Они не проходят рецензирование, редактирование, набор и верстку текста перед публикацией в архиве. Архив оставляет за собой право идентифицировать и удалять любые материалы, которые являются искусственными (псевдонаучными) или не соответствуют этическим стандартам исследований. Авторские права сохраняются в рамках лицензии Creative Commons CC BY-SA 4.0 Attribution-ShareAlike, предусматривающей возможность копирования, распространения и адаптирования материала в любых целях, включая коммерческие, либо лицензии, предложенной автором.

В настоящий момент портал ядерных знаний BelNET является единственным полноценным порталом ядерных знаний в Республике Беларусь. С начала 2022 г. по январь 2026 г. на портале количество записей увеличилось в 3,5 раза до 7000.

Рис.1. Копия экрана научного архива на портале ядерных знаний BelNET (страница https://new.belnet.by/category/home_page/archive/applications/information-technology)

Дальнейшее развитие и существенное повышение функциональности портала BelNET планируется через разработку и внедрение передовых методов и алгоритмов искусственного интеллекта и семантических технологий.

Глобальная цель портала BelNET состоит в реализации формулы:

BelNET = хранилище ядерных знаний Беларуси

УДК 53

М. Г. Герменчук

К ВОПРОСУ О МОДЕЛИРОВАНИИ ПОВЕДЕНИЯ СЛОЖНОЙ ОТКРЫТОЙ СИСТЕМЫ В ФАЗОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ СОСТОЯНИЙ

GermenchukMG@bsu.by
Международный государственный экологический институт им.А.Д.Сахарова БГУ
ул. Долгобродская, 23/1, г. Минск, 220070, Республика Беларусь

Обеспечение радиационной безопасности человека и окружающей среды (далее – ***ОРБ***) требует научного обоснования механизмов управления радиоэкологическими рисками в различных условиях. В состав таких механизмов система радиационного мониторинга (далее – ***СРМ***) входит как обязательный элемент для получения информации о текущей и прогнозируемой радиационной обстановке в окружающей среде, поэтому ее эффективность определяет уровень ***ОРБ*** [1].

Радиационный мониторинг окружающей среды как система в строгом смысле, подчиняется общесистемным законам, имеет свои системные цели, свойства и характеристики, которые могут быть описаны специально разработанным логико-математическим аппаратом, что позволяет оценивать и прогнозировать поведение и эффективность системы в различных типах ситуаций облучения в целях ***ОРБ***.

Система радиационного мониторинга окружающей среды есть открытая большая диссипативная иерархическая *n*-мерная система, которая входит в различные надсистемы и содержит различные подсистемы и элементы (множества и подмножества/денотаты, в том числе множества радиоэкологических угроз и рисков ***{T}***, информационных потребностей ***{N}*** в сфере ***ОРБ*** и множество контролируемых параметров ***{P}***), обладает свойством типологической неоднородности: живые и неживые, материальные и виртуальные объекты или элементы, которые взаимодействуют через существенные связи/отношения/функторы/функции (*impotant links of system*, далее – ***ILS***). Одной из важнейших характеристик эффективности ***СРМ*** является «интегративность» системы (***Intgr***) – свойство, которое предписывает системе в целом наличие свойств, отсутствующих у ее отдельных элементов или подсистем.

СРМ является открытой и неравновесной системой, изменяется во времени под воздействием внешней и внутренней среды. Поведение ***СРМ*** в *n*-мерном фазовом пространстве описывает результирующая функция ***F***, которая учитывает разнонаправленность действия сил во внешней и внутренней среде, и формирует через ***ILS*** множество решений ***{R}***, содержащее подмножество правильных решений ***{R"}***.

СРМ может находиться в одном из состояний: ***функционирования***, когда системные цели достигаются, ***сохранения*** свойств предыдущего цикла, которые не обеспечивают текущие потребности ***ОРБ*** и основные системные цели не достигаются, а также ***развития*** переход из состояния сохранения в состояние функционирования через обратные связи с повышением негэнтропии системы.

СРМ находится в состоянии ***функционирования***, если взаимное отображение как минимум 3-х множеств/денотатов ***{T}***, ***{N}*** и ***{P}*** создают множество правильных решений ***{R"}***, мощность которого больше или равна мощности множества значимых входных сигналов (воздействий, стимулов). Иными словами, существует такое

семейство объектов состояний, что будущие значения любых выходных величин системы определяются исключительно состоянием системы в предшествующий момент времени и входными сигналами (воздействиями) на рассматриваемом отрезке времени,

CPM находится в состоянии ***сохранения***, если по прошествии некоторого начального периода времени значения любой выходной величины определяются исключительно прошлыми значениями пары «вход – выход», при этом будущие значения выходных величин не создают множеств правильных решений.

Из существа задачи следует, что в фазовом пространстве состояний всегда существует хотя бы одно правильное решение, например, на «нулевом» этапе развития радиационной обстановки при отсутствии радиоактивного загрязнения биосферы, поэтому можно утверждать, что в *n*-мерном фазовом пространстве существуют некие области/компактные пространства – аттракторы (***Att***), размером ***Att*** ± ***ε***, где обеспечено достижение и поддержание системных целей ***CPM***, иными словами, ***{R"}*** ∈ ***Att*** ± ***ε.***

Для идеальной системы, когда каждая из ***ILS*** равна или стремиться к нормированной единице, ***CPM*** находится в состоянии ***функционирования***, в этом случае ***Att*** является классическим. Напротив, в состоянии ***сохранения***, метрика ***Att*** становиться дробной, при этом хотя бы одна из ***ILS*** = 0, тогда ***Att*** становиться странным, как это показано в таблице.

Логическое высказывание	Количественная оценка	Состояние системы	Вид аттрактора
$Intgr = \prod_{i=1}^{i=n} (ILS_{rc} \wedge ILS_{rc-1})$	***1***	***функционирование***	***классический***
	0	***сохранение***	***странный***

Где: $\prod_{i=1}^{i=n}$ – оператор произведения, i – единичная ***ILS,*** n – количество ***ILS*** в предыдущем цикле ***RC-1***, ∧ - оператор конъюнкции

Отметим, что с точки зрения теории особенностей функций, в том числе, имея ввиду «машину катастроф» К.Зимана, проекция поверхности состояния системы при изменении внутреннего параметра ***{P}***/денотата функции ***F*** в состоянии равновесия, когда Δ{P} = 0, превращается в некий круг на плоскости, радиус которого ε → 0. Понятно, что такой круг с диаметром ε, где выполняется условие равновесия системы, можно рассматривать как классический аттрактор [2].

Таким образом, представленные подходы к моделированию поведения системы в фазовом пространстве состояний с учетом ее свойства неравновесности, через формализацию оценок состояния (***функционирования*** или ***сохранения***) в виде аттракторов (классический или странный) и в виде логического высказывания, определяющего оценку интегративности (0 или 1), позволяет сформулировать в общем виде понятие эффективности ***CPM***.

[1] Герменчук М.Г. Основные механизмы противостояния радиоэкологическим рискам и бедствиям. / Журнал Белорусского государственного университета. Экология. 2025;2:40–51. https://doi.org//10.46646/2521-683X/2025-2-40-51

[2] Арнольд В.И. Теория катастроф. – 3-е. изд. доп. – М.: Наука. Гл.ред.физ.-мат.лит., 1990, С.- 128. – ISBN 5-02-0114271-9

УДК 378.048.2

Н. А. Никоненко, Л. В. Рябушко, М. А. Шеламова, И. А. Кохановская

ТЕНДЕНЦИИ ПОДГОТОВКИ НАУЧНЫХ КАДРОВ В ОБЛАСТИ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК В РЕСПУБЛИКЕ БЕЛАРУСЬ

Белорусский государственный медицинский университет
пр. Дзержинского, 83, 220083, Минск, Беларусь

Инновационное развитие Беларуси на современном этапе предполагает внедрение в производство цифровых информационно-коммуникационных, междисциплинарных, энергосберегающих и др. технологий. Кадровое обеспечение инновационных и высокотехнологичных секторов экономики требует подготовки высококвалифицированных научных кадров, особенно в области физико-математических наук по таким приоритетным направлениям как цифровые технологии, лазерная физика и фотоника, квантовые и нанотехнологии, микроэлектроника, биофизика, ядерная энергетика, астрофизика и др. [1].

Задачи по повышению эффективности подготовки научных работников высшей квалификации с учетом потребностей сферы образования, приоритетных направлений развития научной, научно-технической и инновационной деятельности, усилению практикоориентированности подготовки специалистов с высшим образованием, определены в рамках Государственной программы «Беларусь интеллектуальная» на 2026-2030 годы [2].

В данной работе дан анализ состояния подготовки научных кадров высшей квалификации в системе научно-ориентированного образования Республики Беларусь в области физико-математических наук за период 2020-2024 гг.

Информационное обеспечение системы научно-ориентированного образования в Республике Беларусь осуществляется посредством республиканской автоматизированной информационно-аналитической системы мониторинга подготовки научных работников высшей квалификации (НРВК) [3].

В системе научно-ориентированного образования Республики Беларусь особое внимание уделяется подготовке научных работников высшей квалификации по приоритетным специальностям, необходимым для развития высокотехнологичных производств, относящихся к V и VI технологическим укладам экономики (далее-приоритетные специальности). Удельный вес проходящих подготовку по приоритетным специальностям в области физико-математических наук в системе аспирантуры и докторантуры в 2024 году составил около 85,0% от общей численности аспирантов и докторантов, обучающихся по физико-математическим специальностям.

За пятилетний период 2020-2024 гг. численные показатели подготовки НРВК в системе аспирантуры по специальностям в области физико-математических наук снизились. Так, численность обучающихся в аспирантуре по физико-математическим специальностям сократилась на 30,1% и составила 151 чел. [4]. Численность приема в аспирантуру в области физико-математических наук в 2024 году уменьшилась на 31,6% и составила 39 чел. при сокращении численности выпуска в 2 раза – до 24 чел.

В результате за пятилетний период удельный вес аспирантов, проходящих подготовку по физико-математическим специальностям, в общей численности аспирантов в области естественных наук сократился на 1,6 п.п. и составил 31,0%. При этом следует отметить, что доля обучающихся в аспирантуре по естественнонаучным специальностям в общей численности аспирантов по республике на протяжении пяти лет также уменьшилась на 1,9 п.п. и составила 11,1%.

За пятилетний период 2020-2024 гг. основные показатели подготовки НРВК в системе докторантуры стабилизировались. Так, численность проходящих подготовку в докторантуре в области физико-математических наук составила в 2024 году 43 чел. За пятилетний период удельный вес докторантов, обучающихся по физико-математическим специальностям, в общей численности докторантов в области естественных наук в среднем составил 42,4%. Численность приема в докторантуру по физико-математическим специальностям в 2024 году составила 14 чел., выпуска – 9 чел.

Анализ динамики подготовки научных кадров в области физико-математических наук в Республике Беларусь свидетельствует о необходимости создания условий для развития научных школ в области физики и реализации мер по поддержке фундаментальных и прикладных исследований по приоритетным научным направлениям, а также по привлечению талантливой молодежи к научно-исследовательской деятельности.

[1] Указ Президента Республики Беларусь от 1 апреля 2025 г. № 135 «О приоритеных направленяих научной, научно-технической и инновационной деятельности на 2026 - 2030 годы» Информационно-правовая база нормативных правовых актов Республики Беларусь «ЭТАЛОН» / [Электронный ресурс]. – Дата доступа: 12.02.2026.

[2] Постановление Совета Министров Республики Беларусь от 30 декабря 2025 г. № 796 «Государственная программа «Беларусь интеллектуальная» на 2026–2030 годы». Информационно-правовая база нормативных правовых актов Республики Беларусь «ЭТАЛОН» / [Электронный ресурс]. – Дата доступа: 12.02.2026.

[3] Сутурин А. К. Применение автоматизированной информационно-аналитической системы мониторинга подготовки научных работников высшей квалификации для анализа динамики развития послевузовского образования в Республике Беларусь / А. К. Сутурин, Н. А. Никоненко // Цифровая трансформация. – 2018. – № 2. – С. 54-59.

[4] Статистический ежегодник Республики Беларусь, 2025. – Минск: Национальный статистический комитет, 2025. – 305 с. [Электронный ресурс]. – Дата доступа: 12.02.2026.

УДК 378.4:61-057.87:001.89

Л. В. Рябушко, М. В. Гольцев, О. Н. Белая, Н. А. Никоненко

РОЛЬ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЫ В ПРАКТИКО-ОРИЕНТИРОВАННОМ ОБУЧЕНИИ СТУДЕНТОВ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ МЕДИЦИНСКИХ ЗАВЕДЕНИЙ

Белорусский государственный медицинский университет, пр-т. Дзержинского, 83, 220083 Минск, Беларусь
lvk@europe.com

Эффективность образовательного процесса в медицинском вузе во многом определяется уровнем его научно-исследовательской активности. Участие ведущего преподавательского состава в актуальных исследованиях гарантирует передачу студентам передовых знаний и способствует росту их профессионализма [1]. Кроме того, системная интеграция научной деятельности в процесс обучения является ключевым условием для практико-ориентированного обучения студентов, усвоения ими практико-значимых знаний и формированию базовых профессиональных умений и навыков.

Подготовка врача сегодня предполагает не только освоение теоретической и практической базы, но и формирование исследовательского подхода к работе. Будущий специалист должен уметь нестандартно решать профессиональные задачи и постоянно обновлять свои знания. Ключевым фактором успеха становится системный подход к практико-ориентированному обучению и владение инструментами научного исследования и анализа.

Выделяют три основных формы научно-исследовательской деятельности студентов, классифицируемых по степени интеграции в образовательный процесс: встроенная в учебный процесс, дополняющая учебный процесс и автономная, ведущаяся параллельно учебному процессу. Эти формы различаются по методам реализации и целям, охватывая как учебную, так и внеучебную работу.

На кафедре медицинской и биологической физики Белорусского государственного медицинского университета (БГМУ) научно-исследовательская работа, интегрированная в образовательный процесс, проводится в учебное время в соответствии с учебными планами и рабочими программами. Один из способов вовлечения первокурсников всех факультетов в научную деятельность — это использование актуальных достижений преподавательского состава непосредственно в программу лабораторных занятий. Так, в рамках дисциплин «Биомедицинская физика» и «Медицинская и биологическая физика» студенты работают с результатами научных исследований тромбоцитов, эритроцитов и мезенхимальных стволовых клеток, полученных с помощью атомно-силовой микроскопии. К этой же форме научно-исследовательской работы относится и подготовка студентами рефератов по темам, представленным в рабочих программах, что помогает студентам освоить базовые исследовательские компетенции: поиск и анализ профильной литературы, систематизацию данных и умение формулировать аргументированные выводы. Исследовательская деятельность в рамках написания рефератов формирует фундамент

для самостоятельной работы с материалом, развивая умение сравнивать факты и делать содержательные выводы.

Научная работа во внеучебное время позволяет индивидуализировать обучение, выходя за рамки учебной программы. Она включает деятельность студента в научном кружке, участие в конференциях и конкурсных мероприятиях, подготовку статей по итогам проведенных научных исследований. Необходимо отметить, что первые публикации результатов исследования служат для студента мощным стимулом для получения новых интересных научных результатов и являются мотивацией к дальнейшей научной деятельности. Очень важной формой научно-исследовательской работы на кафедре медицинской и биологической физики БГМУ является участие студентов в ежегодной Международной научно-практической конференции студентов и молодых учёных «Актуальные проблемы современной медицины и фармации», проводимой в университете. Результатом этой конференции является написание тезисов и статей в сборник научных трудов, подготовка презентации доклада и выступление с докладом на соответствующей секции. Выступая со своей научной работой перед аудиторией, студент тщательно подготавливает свое выступление и развивает ораторские способности. По результатам оценки представленных научно-исследовательских работ выбираются лучшие работы для представления на Республиканский конкурс научных работ студентов.

Основной задачей внеучебной научно-исследовательской деятельности является формирование у студентов профессиональных компетенций и навыков через интеграцию в работу действующих научных коллективов научно-исследовательских институтов. В этом случае научное руководство студенческими проектами осуществляют преподаватели, научные сотрудники и аспиранты, работающие в научном коллективе. В частности, на кафедре медицинской и биологической физики БГМУ совместно с научно-исследовательскими институтами академии наук Беларуси, студенты успешно осуществляют научно-исследовательские работы, посвященные использованию атомно-силовой микроскопии для исследования медико-биологических объектов.

Научно-исследовательская деятельность на теоретической кафедре медицинской и биологической физики выступает эффективным инструментом практико-ориентированного обучения с раскрытием творческого потенциала студентов и формирования их учебно-познавательных компетенций. Этот опыт подтверждает значимость включения исследовательской работы в процесс профессиональной подготовки будущих врачей. Научно-исследовательская деятельность способствует развитию у студентов навыков работы с литературными источниками, обучает применению методологии исследования и формирует критическое мышление. Для будущего врача такая практика особенно ценна, так как она развивает способность оперативно принимать решения в любых клинических ситуациях.

[1] Панькина С.И. Организация научно-исследовательской работы студентов в рамках проектов, способствующих формированию исследовательских умений. / С. И. Панькина, Ф.Ф. Ушакова, Е.В. Хекерт, Е.Х. Аминева // Мир науки, культуры, образования. – 2025. – Т. 115. – № 6. – С. 15.

Стендовая секция

УДК 530.145

P. O. Sachenok[1], N. M. Kuzmich[2], A. V. Ivashkevich[3],
E. M. Ovsiyuk[4], A. V. Bury[5], V. M. Red'kov[6]

SPIN 1/2 PARTICLE WITH 3 ADDITIONAL CHARACTERISTICS IN UNIFORM MAGNETIC FIELD

[2,3,5,6] B. I. Stepanov Institute of Physics of NAS of Belarus,
220072 Minsk, BELARUS
E-mail: miss.nastya.01@list.ru
E-mail: ivashkevich.alina@yandex.by
E-mail: anton.buryy.97@mail.ru
E-mail: v.redkov@ifanbel.bas-net.by
[1,4]Mozyr State Pedagogical University named after I.P. Shamyakin
E-mail: polinasacenok@gmail.com
E-mail: e.ovsiyuk@mail.ru

In [1, 2], a generalized Dirac-like equation was proposed, which includes in addition to electric charge 3 other electromagnetic characteristics; this equation contains 3 additional interaction terms with external electromagnetic fields through electromagnetic tensor. This equation is examined in uniform magnetic field. Solutions with cylindrical symmetry are searched; at this we apply cylindrical tetrad basis. After separating the variables we derive a system of 4 differential linked equation in polar coordinate r. By using the algebraization method, this system is reduced to two ordinary second order differential equations which are solved in terms of confluent hypergeometric functions. We have obtained an energy spectrum which generalizes the known Landau spectrum for the ordinary Dirac particle in magnetic field; the derived formula contains 3 additional parameters.

We start with the equation

$$\{i(\gamma^0\partial_t+\gamma^1(\partial_r+\frac{1}{2r})+\frac{\gamma^2}{r}(\partial_\phi+i\frac{Br^2}{2})+\gamma^3\partial_z)-M+$$
$$+\frac{\mu B}{M}S_3-\frac{i\sigma B}{M^2}(\gamma^0\partial_t+\gamma^1(\partial_r+\frac{1}{2r})+\frac{\gamma^2}{r}(\partial_\phi+i\frac{Br^2}{2})+\gamma^3\partial_z)S_3- \quad (1)$$
$$-\frac{B\eta}{M^3}[(\partial_t^2-\partial_r^2-\frac{1}{r}\partial_r+\frac{1}{4r^2}-\frac{1}{r^2}(\partial_\phi+i\frac{Br^2}{2})^2-\partial_z^2-2\frac{j^{12}}{r^2}(\partial_\phi-i\frac{Br^2}{2}))S_3+BS_3^2]\}\Psi=0,$$

where the spin matrix is $S_3=diag(1/2,-1/2,1/2,-1/2)$. We apply the following substitution for the wave function

$$\Psi=e^{-iEt}e^{im\phi}e^{ikz}\,column\{f_1(r),f_2(r),f_3(r),f_4(r)\}. \quad (2)$$

Further we derived a system of four equations:

$$Ef_3-i(\frac{d}{dr}+\frac{1}{r}(m+\frac{1}{2}+\frac{Br^2}{2}))f_4-kf_3-Mf_1+$$
$$+\frac{B\mu}{M}\frac{1}{2}f_1-\frac{B\sigma}{M^2}\frac{1}{2}(Ef_3+i(\frac{d}{dr}+\frac{1}{r}(m+\frac{1}{2}+\frac{Br^2}{2}))f_4-kf_3)-$$
$$-\frac{B\eta}{M^3}[-E^2-\frac{d^2}{dr^2}-\frac{1}{r}\frac{d}{dr}+\frac{1}{4r^2}+\frac{1}{r^2}(m+\frac{Br^2}{2})^2+k^2-\frac{1}{r^2}(m-\frac{Br^2}{2})+\frac{B}{4}]f_1=0,$$

$$Ef_4 - i(\frac{d}{dr} - \frac{1}{r}(m - \frac{1}{2} + \frac{Br^2}{2}))f_3 + kf_4 - Mf_2 -$$
$$-\frac{B\mu}{M}\frac{1}{2}f_2 - \frac{B\sigma}{M^2}\frac{1}{2}(-Ef_4 - i(\frac{d}{dr} - \frac{1}{r}(m - \frac{1}{2}\frac{Br^2}{2}))f_3 - kf_4) -$$
$$-\frac{B\eta}{M^3}[-E^2 - \frac{d^2}{dr^2} - \frac{1}{r}\frac{d}{dr} + \frac{1}{4r^2} + \frac{1}{r^2}(m + \frac{Br^2}{2})^2 + k^2 + \frac{1}{r^2}(m - \frac{Br^2}{2}) + \frac{B}{4}]f_2 = 0,$$
$$Ef_1 + i(\frac{d}{dr} + \frac{1}{r}(m + \frac{1}{2} + \frac{Br^2}{2}))f_2 + kf_1 - Mf_3 + \quad (3)$$
$$+\frac{B\mu}{M}\frac{1}{2}f_3 - \frac{B\sigma}{M^2}\frac{1}{2}(Ef_1 - i(\frac{d}{dr} + \frac{1}{r}(m + \frac{1}{2} + \frac{Br^2}{2}))f_2 + kf_1) -$$
$$-\frac{B\eta}{M^3}[-E^2 - \frac{d^2}{dr^2} - \frac{1}{r}\frac{d}{dr} + \frac{1}{4r^2} + \frac{1}{r^2}(m + \frac{Br^2}{2})^2 + k^2 - \frac{1}{r^2}(m - \frac{Br^2}{2}) + \frac{B}{4}]f_3 = 0,$$
$$Ef_2 + i(\frac{d}{dr} - \frac{1}{r}(m - \frac{1}{2} + \frac{Br^2}{2}))f_1 - kf_2 - Mf_4 -$$
$$-\frac{B\mu}{M}\frac{1}{2}f_4 - \frac{B\sigma}{M^2}\frac{1}{2}(-Ef_2 + i(\frac{d}{dr} - \frac{1}{r}(m - \frac{1}{2} + \frac{Br^2}{2}))f_1 + kf_2) -$$
$$-\frac{B\eta}{M^3}[-E^2 - \frac{d^2}{dr^2} - \frac{1}{r}\frac{d}{dr} + \frac{1}{4r^2} + \frac{1}{r^2}(m + \frac{Br^2}{2})^2 + k^2 + \frac{1}{r^2}(m - \frac{Br^2}{2}) + \frac{B}{4}]f_4 = 0.$$

Bellow we will use the notations $a = \mu B / 2M, b = \sigma B / 2M^2, c = \eta B / M^3$. The above system is solved in terms of hypergeometric functions, at this the quantization rule arises

$$E^2 - k^2 = 2B(N + \frac{1}{8}) + \frac{1}{c}[(M - a) + \sqrt{2BN}(1 + b) -$$
$$-(1 - b)(\frac{\sqrt{2BN}(1 + b)}{(1 - b)} \pm \sqrt{\frac{2BN(1 + b)^2}{(1 - b)^2} - (E^2 - k^2)})]. \quad (4)$$
$$N = \frac{1}{2} + \frac{|m - 1/2| + m + 1/2}{2} + n, \quad n = 0,1,2... \quad (5)$$

The mane result is as follows. We started with the known equation for a spin 1/2 particle possessing in addition to electric charge three characteristics, μ, σ, η. This equation was solved in uniform magnetic field. We have obtained an energy spectrum which generalizes the known Landau spectrum for the ordinary Dirac particle. It is especially noted that contribution of the parameter η into the energy values will be the small only if the value of η is large enough; in contrast to this, the contribution of the other parameters μ and σ is small if the values of μ and σ are small.

[1] Kisel V. V. / A spin 1/2 particle with three additional characteristics in presence of external fields, general theory within the Gel'fand–Yaglom formalism / V. V. Kisel, E. M. Ovsiyuk, P. O. Sachenok, A. S. Martynenko, A. V. Bury, V. M. Red'kov // Nonlinear Dynamics and Applications: 2025. – Vol. 31. – 390 p.; P. 262–286.

[2] Kisel V. / New equation for a spin 1/2 particle with three additional characteristics in presence of electromagnetic and gravitational fields / V. Kisel, E. Ovsiyuk, A. Bury, A. Ivaskkevich, V. Red'kov, and A. Ishkhanyan // Reports of National Academy of Sciences of the Republic of Armenia. – 2026. Vol. 126. – no 1 P. 1–14.

УДК 535.14

М.М. Эскандери

ФУНКЦИЯ ВИГНЕРА СОБСТВЕНЫХ ВЕКТОРОВ СМЕСИ ТРЕХ КОГЕРЕНТНЫХ СОСТОЯНИЙ

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь
m.eskandari@dragon.bas-net.by

В работе [1] было показано, что собственными векторами равновзвешанной матрицы плотности смеси трех когерентных состояний с амплитудами, образующими правильный треугольник $\{\alpha = e^{i\frac{2\pi}{3}}\gamma,\ \beta = e^{-i\frac{2\pi}{3}}\gamma,\ \gamma\}$, являются их суперпозиции:

$$|\tilde{\lambda}_n\rangle = \frac{1}{3\sqrt{\lambda_n}}\left(e^{i\frac{2\pi}{3}(n+1)}|\alpha\rangle + e^{-i\frac{2\pi}{3}(n+1)}|\beta\rangle + |\gamma\rangle\right), \quad (n = 0,1,2) \tag{1}$$

где $\lambda_n = (1 - 2e^{-\frac{2\pi}{3}|\gamma|^2}\sin(\psi + \pi(1+4n)/6))/3$ – соответствующие собственные значения матрицы плотности ($\psi = 2S/3 = \sqrt{3}|\gamma|^2/2$). Состояния (1) есть проекции когерентного состояния на три непересекающихся подпространства фоковских состояний, различающихся по числу фотонов по модулю три. В настоящей работе рассматриваются особенности функций Вигнера состояний (1), которые вычисляются по соотношению

$$W(\alpha) = \int \frac{d^2\beta}{\pi^2} e^{\alpha\beta^* - \alpha^*\beta}\mathrm{Tr}\left(\hat{\rho}\hat{D}(\beta)\right), \tag{2}$$

где $\hat{D}(\beta) = e^{\beta\hat{a}^\dagger - \beta^*\hat{a}}$ – оператор смещения амплитуды [2], $\alpha = (x + ip)/\sqrt{2}$, или по эквивалентному (2) соотношению

$$W(\alpha) = \frac{2}{\pi}\mathrm{Tr}\left(\hat{\rho}\hat{D}(\alpha)\hat{\Pi}\hat{D}^\dagger(\alpha)\right) \equiv \frac{2}{\pi}\mathrm{Tr}\left(\hat{\rho}\hat{D}(2\alpha)\hat{\Pi}\right), \tag{3}$$

как среднее от смещенного оператора четности $\hat{\Pi} = (-1)^{\hat{a}^\dagger\hat{a}} = e^{i\pi\hat{a}^\dagger\hat{a}}$ [3,4]. Второе равенство в (3) получается при использовании соотношений $\hat{\Pi}\hat{a}\hat{\Pi}^\dagger = -\hat{a}$ и $\hat{\Pi}\hat{D}^\dagger(\alpha)\hat{\Pi}^\dagger = \hat{D}(\alpha)$. Согласно (3), функция Вигнера любой суперпозиции когерентных состояний состоит из вкладов всех элементов матрицы плотности $\hat{\rho} = \sum_{\gamma,\beta}\rho_{\gamma,\beta}|\gamma\rangle\langle\beta|$, которые находятся на основе равенства

$$w^{\gamma,\beta}(\alpha) = \frac{2}{\pi}\langle\beta|\hat{D}(2\alpha)\hat{\Pi}|\gamma\rangle = \frac{2}{\pi}\langle\beta|\hat{D}(2\alpha)|-\gamma\rangle = \frac{2}{\pi}e^{-2|\alpha - \frac{\beta+\gamma}{2}|^2}e^{iIm[2\alpha(\beta^* - \gamma^*) - \gamma\beta^*]}. \tag{4}$$

При малых значениях амплитуды γ, когда $S \le \pi/2$ или $\psi \le \pi/3$ (Рис.a) ($\gamma = 0.75, \psi \approx 0.155\pi$)), функция Вигнера состояния $|\tilde{\lambda}_2\rangle$ близка к функции Вигнера вакуума, состояния $|\tilde{\lambda}_1\rangle$ –однофотонного состояния, а состояния $|\tilde{\lambda}_0\rangle$ – к функции Вигнера двухфотонного состояния. При увеличении амплитуды в интервале $\pi/2 \le S \le \pi$ функции Вигнера трансформируются: появляются локальные максимумы в областях расположения когерентных состояний (Рис.b) ($\gamma = 1.5, \psi \approx 0.62\pi$), однако визуально

функции хорошо различимы. При превышении площадью треугольника S размера планковской ячейки $S \geq \pi$ вигнеровские функции собственных состояний (Рис.c) $(\gamma = 2.5, \psi \approx 1.72\pi)$ становятся глобально похожими, имея на фазовой плоскости три гауссовских максимума в точках когерентных состояний и три интерференционные субпланковские структуры [6] на серединах отрезков их соединяющих. Отличия проявляются только в чередовании интерференционных полос в трех субпланковских структурах.

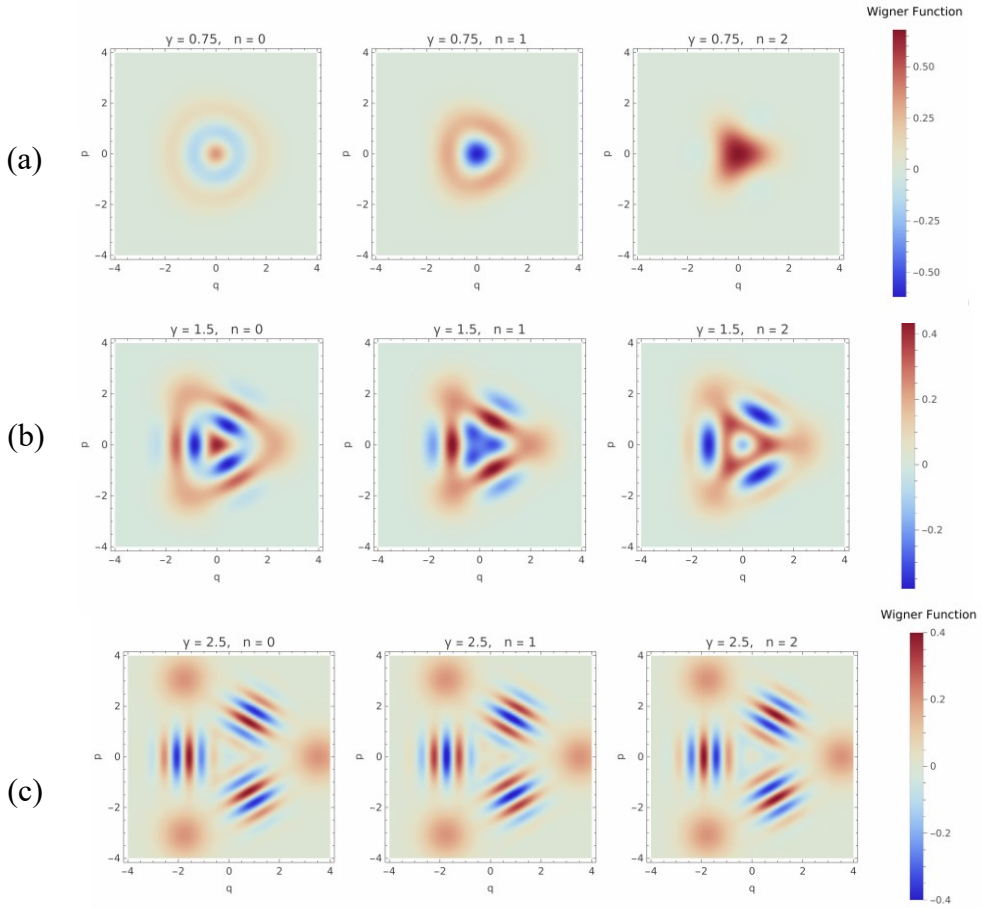


Рисунок 1 – (a) Функции Вигнера состояний (1) для разных значений амплитуд когерентных состояний γ=0.75 (a), 1.5 (b), 2,5 (c).

[1] Eskandari, M. M., Kilin, S. Y., Horoshko, D. B. Entropy of Coherent States of Optical Fields // Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 2023. – Vol. 136, no. 4. –. 411–421.
[2] Kilin, S. Y. Quanta and information // Progress in Optics. Vol.42 / ed. by E. Wolf. — Elsevier, 2001. — P. 1–91
[4] Royer, A. Wigner function as the expectation value of a parity operator // Phys. Rev. A. – 1977. – Vol. 15.– P. 449-450.
[5] Bishop, R. F., Vourdas, A. Displaced and squeezed parity operator: Its role in classical mappings of quantum theories // Phys. Rev. A. – 1994. – Vol. 50, issue 6. – P. 4488.– 4501.
[6] Hailin, T., Akhtar, N., Xianlong, G. Multicomponent cat states with sub-Planckian structures and their optomechanical analogues // Phys. Rev. Appl. – 2025. – Vol. 24, issue 2. – P. 024053.

УДК 539.184

М. А. Анцух, Д. С. Могилевцев

АНДЕРСОНОВСКАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ И ШУМОВАЯ ЛАВИНА В ЦЕПОЧКАХ СУ-ШРИФФЕРА-ХИГЕРА

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь
m.antsukh@dragon.bas-net.by

В недавней работе [1] было показано, что недиагональный шум в системе волноводов в приближении сильной связи приводит к фотонной шумовой лавине – экспоненциальному росту нормированной корреляционной функции второго порядка (ширины распределения числа фотонов) с увеличением расстояния от изначально когерентно возбужденного волновода на начальных этапах динамики. Помимо этого, в работе было также рассмотрено влияние нелокальных начальных возбуждений и было показано, что дополнительное когерентное возбуждение приводит к замедлению лавины, а в случае дополнительно однофотонного возбуждения лавина вообще гасится, и ширины распределений по числу фотонов в каждой моде возрастают лишь линейно с удалением от края.

Однако, в работе [1] рассматривались флуктуирующие по длине константы связи, что всегда приводило к однородному распределению населённостей и одномодовых корреляционных функций в пределе большой длины волноводов.

В данной работе была рассмотрена цепочка без флуктуирующих по длине констант связи, а именно, бозонная реализация модели Су-Шриффера-Хигера [2] – простейшей одномерной структуры, известной своими нетривиальными топологическими свойствами, в частности, локализованными краевыми состояниями, устойчивыми к слабому и умеренному недиагональному шуму, сохраняющему хиральную симметрию.

На примере данной модели было исследовано как возникновение шумовой лавины в системах волноводов со статическим недиагональным шумом, так и влияние Андерсоновской и топологических локализаций на ее свойства. Также было показано, что при достаточно большом статическом шуме, когда топологическая локализация переходит в Андерсоновскую, шумовая лавина будет возникать и в пределе больших времен распространения излучения в системе, причем, состояния со значительным шумом возникают в области локализации. Данный факт приводит к возможности создания сверхгруппированных состояний света с плоским распределением по числу фотонов. Помимо этого, был также обнаружен новый топологический эффект: “внезапное разрушение когерентности” для краевого волновода, возбужденного в начальный момент времени. Данный эффект заключается в том, что до времён порядка обратной константы взаимодействия состояние в первом, изначально возбуждённом волноводе, остаётся практически когерентным – а затем происходит стремительное разрушения когерентности (на временах, много меньших обратной константы связи). После некоторого периода колебаний, нормированная корреляционная функция второго порядка выходит на стационарный уровень, который является сверхтепловым

для тривиальной фазы решетки и субтепловым – для топологической. Таким образом, топологическая локализация способствует сохранению когерентности.

[1] Stefanov V. Noise avalanche and its quantum quenching in bosonic chains with random off-diagonal disorder. / Stefanov V., Stefanov A., Sirota L., Slepyan G., Mogilevtsev D. // Phys. Rev. A. – 2025. – Vol. 112, no. 1. – P. 013526.

[2] Su W. P. Solitons in polyacetylene. / Su W. P., Schrieffer J. R., Heeger A. J // Phys. Rev. Lett. – 1979. – Vol. 42, no. 25. – P. 1698–1701.

УДК 539.216.2

Л. В. Баран

МОРФОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ, ФАЗОВЫЙ СОСТАВ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК ФУЛЛЕРИТА, ДОПИРОВАННЫХ АТОМАМИ АЛЮМИНИЯ И МЕДИ

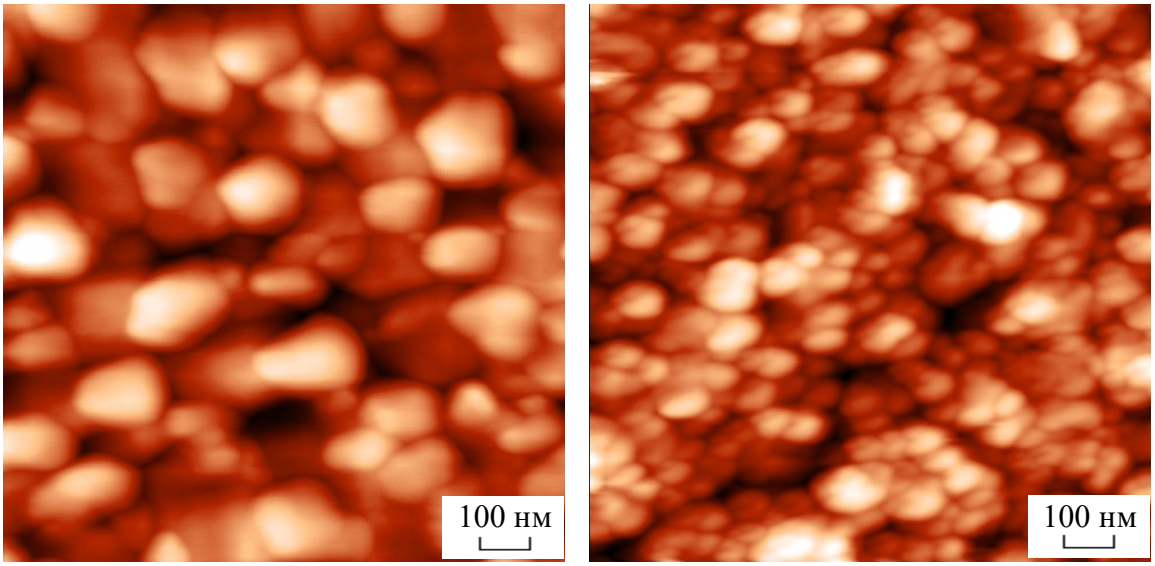
Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь
baran@bsu.by

Допирование фуллерита C_{60} разными элементами представляет большой научный и практический интерес, поскольку даже незначительное внедрение некоторых металлов в междоузлия решетки приводит к существенным изменениям физико-механических свойств фуллерита. Так, при добавлении меди в фуллерит обнаружен диамагнитный эффект в диапазоне температур 100-150 К и эффект Мейснера при 110 К [1]. В работе [2] установлено, что нанотвердость свежесконденсированных пленок фуллерит-алюминий увеличивается в полтора раза при изменении атомной доли алюминия в пленках от 1 до 40 %.

Целью работы является исследование морфологии поверхности, фазового состава и оптических свойств пленок фуллерита, допированных атомами меди и алюминия.

Методом резистивного испарения в вакууме получены пленки фуллерита, допированные атомами алюминия и меди. Из совмещенного атомно-молекулярного потока молекул C_{60} и атомов Al и Cu пленки осаждались на неподогреваемые подложки из монокристаллического кремния, KBr и стекла. Атомная доля компонентов задавалась массой навески испаряемого металла, контролировалась методом рентгеноспектрального микроанализа и составила 1-2 % для меди и от 6 до 20 % для алюминия. Морфология пленок изучалась с помощью растрового электронного и сканирующего зондового микроскопов. Фазовый анализ образцов проводился на многофункциональном рентгеновском дифрактометре, спектры комбинационного рассеяния пленок регистрировались с помощью спектрально-аналитического комплекса на базе конфокального микроскопа. Спектры пропускания пленок получены методом ИК-спектроскопии на Фурье-спектрометре.

Методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) установлено, что при малой концентрации металла (1 ат.% Cu и 6 ат.% Al) размер структурных элементов полученных пленок составляет 80-150 нм (рис. 1), что, вероятнее всего, свидетельствует о росте только фуллеритовых конгламератов, металлы практически не образуют отдельных частиц, а распределены в решетке фуллерита. Этот факт подтверждается и результатами рентгенофазового анализа: на дифрактограмме пленки присутствуют только линии фуллеритовой фазы гранецентрированной кубической модификации (111) и (333), а отражения от плоскостей кристаллической решетки алюминия и меди (111) с максимальной интенсивностью находятся на уровне фона. Рентгеновские пики C_{60} расщеплены, что может быть обусловлено внедрением атомов меди и алюминия в междоузлия кристаллической решетки фуллерита. В области углов 2θ=99-100 град наблюдается гало, образованное нескорелированными молекулами C_{60}.



а *б*

Рис. 1. АСМ-изображения морфологии поверхности пленок фуллерита, допированных атомами алюминия и меди: *а* – 1 ат.% Cu, 6 ат.% Al; б - 2 ат.% Cu, 20 ат.% Al.

При увеличении атомной доли меди в образцах до 2 % и алюминия до 10-20 % размер структурных элементов составляет около 40 нм, так как атомы металла препятствуют росту фуллеритовых зерен и образуют свои зерна. Методом рентгеноспектрального микроанализа при сканировании электронным лучом вдоль выделенной линии установлено равномерное распределение алюминия и меди в пленках фуллерита.

На рентгенограммах образцов с атомной долей Cu в образцах 2 % и Al 10-20 % отсутствуют отражения от плоскостей кристаллической решетки чистой фуллеритовой фазы C_{60}, меди и алюминия, а наблюдаются рентгеновские максимумы от кристаллической решетки новой фазы с большими параметрами решетки, чем у фуллерита с гранецентрированной кристаллической решеткой, который использовался для получения пленок. Образование новой фазы может быть обусловлено внедрением атомов Al и Cu в междоузлия решетки фуллерита с образованием ковалентных связей, причем это могут быть не отдельные атомы металла, а комплексы $CuAl_2$, так как рентгеновские максимумы этой фазы также присутствуют на рентгенограммах.

На спектрах комбинационного рассеяния света обнаружены новые линии 1445, 1451 и 1457 $см^{-1}$, характерные для димеров и линейных цепочек полимеров C_{60}. Этот факт подтверждает образование новых фаз в пленках. В ИК-спектрах пленок также обнаружены новые полосы с максимумами поглощения в области 560-600, 960-1100, 1354, 1397, 1550-1650 $см^{-1}$, которые характерны для полимеризованных форм C_{60}.

[1] Приходько А. В. Наблюдение эффекта Мейснера в медьсодержащих фуллеридах / А. В. Приходько, О. И. Коньков // ФТП. – 2001. – Т. 35, № 6. – С. 687.

[2] Баран Л. В. Структурно-фазовое состояние и локальные механические свойства пленок фуллерит – алюминий с разной атомной долей металла / Л. В. Баран // Перспективные материалы. – 2014. – № 12. – С. 51.

УДК 53.082.54

А. В. Виноградова, А. В. Исаевич, В. С. Степура

ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УЛЬТРАКОРОТКОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь
a.vinogradova@dragon.bas-net.by

Повышение точности измерений временных и спектральных характеристик излучения лазеров, генерирующих ультракороткие импульсы (УКИ), является актуальной метрологической задачей. Длительность таких импульсов лежит в пико-, фемто- и аттосекундных диапазонах и находится за пределами быстродействия традиционных электронных систем регистрации, что исключает возможность прямых измерений их временного профиля. В связи с этим применяются исключительно косвенные методы, наиболее распространенными среди которых являются методы на основе измерений автокорреляционной функции интенсивности излучения и методы автокорреляционной интерферометрии. С их помощью можно достаточно точно оценить длительность стабильных УКИ при наличии информации о форме импульса. Однако при измерении различных сложных нестабильных импульсов с пространственно-временными искажениями получение достоверных результатов этими методами не представляется возможным. Для полной характеристики УКИ в настоящее время широко используется метод оптического стробирования с частотным разрешением (Frequency-Resolved Optical Gating, FROG), который позволяет получать не только достоверные значения длительности УКИ, но и временные зависимости интенсивности и фазы импульса, а также спектр излучения, частотно зависящую спектральную фазу.

В созданной в центре испытаний лазерной техники ИНСТИТУТА ФИЗИКИ НАН Беларуси установке для измерения временных характеристик УКИ определение характеристик импульсов осуществляется методом FROG на основе неколлинеарной генерации второй гармоники [1]. Для измерения спектрограммы FROG специально подобранный нелинейный кристалл действует как настраиваемый спектральный фильтр. Выбранная длина волны постепенно изменяется путем пошаговой настройки угла наклона кристалла. На каждом шаге различные части спектра импульса частично преобразуются во вторую гармонику и регистрируется результирующая автокорреляция. В результате получается двумерный массив данных, где по осям отложены временная задержка и частота, а интенсивность представлена в виде цветной спектрограммы.

Обработка полученной спектрограммы FROG основывается на алгоритмах, позволяющих восстановить временной профиль электрического поля импульса. Основным инструментом выступает метод обобщенных проекций, в котором решается обратная задача через минимизацию расхождений между экспериментальными данными и теоретической моделью, последовательно приближаясь к правильному решению [2]. Для обработки спектрограммы могут быть выбраны несколько различных

массивов данных, где больший размер предназначен для более сложных импульсов, а меньший для простых, близких к пределу преобразования Фурье.

Проверка точностных возможностей измерения временных характеристик УКИ установки [1] проводилось с помощью лазеров Perl-PM-HP фирмы Avesta (λ = 1560 нм) и YLMO-2W фирмы MenloSystems (λ = 1040 нм и $\lambda_{ВГ}$ = 520 нм). На рисунке 1 представлены результаты измерения характеристик импульса излучения фемтосекундного лазера YLMO-2W для λ = 1040 нм.

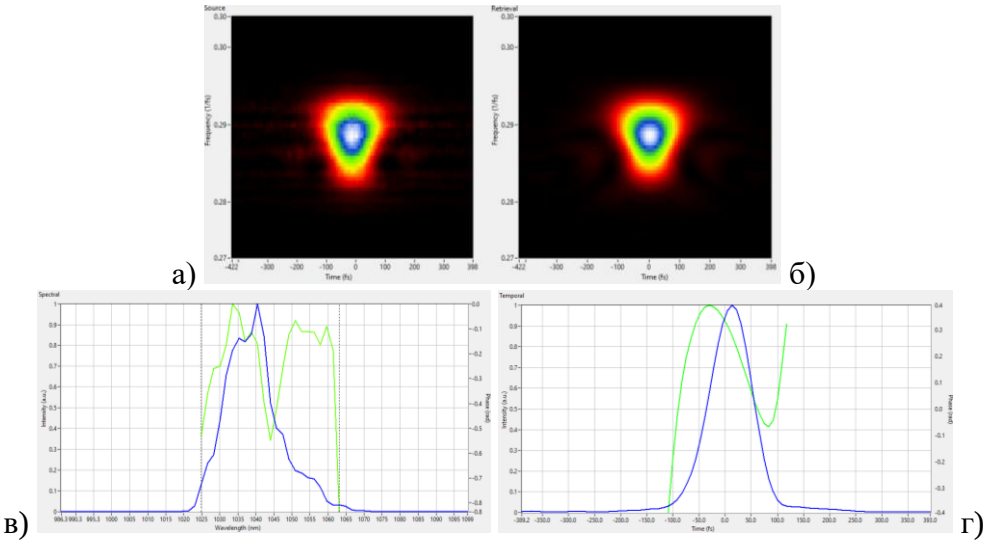


Рисунок 1 – Импульс лазера YLMO-2W: измеренная а) и реконструкциированная б) FROG-спектрограмма; спектральные в) и временные г) зависимости интенсивности (синие кривые) и фазы (зеленые кривые)

В результате измерений получены следующие значения длительности импульса τ_H и полной спектральной ширины на половине максимума $\Delta\lambda_H$:

для длины волны излучения 520 нм τ_H = 112,4±2,8 фс; $\Delta\lambda_H$ = 4,4±0,6 нм;

для длины волны излучения 1040 нм τ_H = 97,6±2,7 фс; $\Delta\lambda_H$ = 15,2±1,8 нм;

для длины волны излучения 1560 нм τ_H = 50,7±1,3 фс; $\Delta\lambda_H$ = 26,1±2,5 нм.

Проведенные измерения показывают, что установка [1] позволяет проводить измерения временных и спектральных характеристик УКИ в спектральном диапазоне от 520 до 1600 нм с относительной расширенной неопределенностью измерений длительности импульса (k = 2, P = 95 %), не превышающей 3 %.

[1] Грабчиков А.С., Длугунович В.А., Исаевич А.В. Установка для измерений ультракороткой длительности лазерных импульсов // Метрология 2024. Материалы международной научно-технической конференции / Под общ. ред. Казачка А.В. – Мн.: БелГИМ, 2024. – С. 72–76.

[2] Томин П. Ю. Обратная задача измерения параметров фемтосекундного лазерного импульса // Препринты Института прикладной математики им. МВ Келдыша РАН. – 2006. – № 051. – 24 с.

УДК 53

А. И. Водчиц[1], В. А. Орлович[1], И. А. Ходасевич[1], Л. Е. Батай[1], Т. А. Павич[1], С. М. Першин[2]

ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ В ВОДНОМ РАСТВОРЕ НИТРАТА НАТРИЯ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЛАЗЕРНЫМИ ПИКОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

[1] Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь
a.vodchits@dragon.bas-net.by
[2] Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, 119991 Москва, Россия
pershin@kapella.gpi.ru

Нелинейный оптический процесс вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) является эффективным методом частотного преобразования лазерного излучения. Для реализации процесса ВКР могут использоваться различные комбинационно-активные среды (кристаллы, сжатые газы, жидкости и др.) [1-3].

В последнее время интенсивно исследовалось ВКР в водных растворах неорганических соединений [4, 5]. При этом для возбуждения ВКР применялось наносекундное лазерное излучение. Было показано, что такие растворы являются весьма эффективными средами для наносекундного ВКР. В насыщенных растворах ВКР на колебаниях ионных групп неорганических солей является доминирующим процессом по сравнению с ВКР на колебании ОН молекул воды.

В данной работе мы представляем результаты исследований ВКР в водном растворе нитрата натрия ($NaNO_3$) при возбуждении пикосекундными лазерными импульсами. Наши результаты показывают, что данный раствор является очень эффективной комбинационно-активной средой для частотного преобразования сверхкоротких импульсов. Использование пикосекундных импульсов приводит также к устранению конкурирующего с ВКР процесса вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ).

В экспериментальных исследованиях для возбуждения ВКР в растворе использовались пикосекундные импульсы (длительность 50 пс, частота следования 15 Гц) на длине волны 532 нм. Насыщенный водный раствор нитрата натрия находился в кварцевой кювете длиной 30 см. Для приготовления раствора использовалась дистиллированная деионизованная лёгкая вода (H_2O). Соотношение растворителя и растворённого вещества, так называемое “water-to-solute ratio (WSR)”, составляло 5.5. Возбуждающий лазерный пучок фокусировался в кювету линзой с фокусным расстоянием 50 см. После кюветы мы использовали корректирующую линзу (фокусное расстояние 19 см) и две призмы Пеллин-Брока для диспергирования стоксовых и антистоксовых пучков в пространстве.

В данных условиях мы получили ВКР генерацию четырёх стоксовых компонент (на длинах волн 564, 599, 639, 685 нм) и двух антистоксовых компонент (на длинах волн 504 и 479 нм). Компоненты обусловлены основным колебанием ν_1 (1050 $см^{-1}$) ионной группы NO_3^- нитрата натрия. Наблюдалась также слабая первая стоксовая

компонента на колебаниях OH молекул воды вблизи 650 нм. Порог ВКР для первой и второй стоксовых компонент от растворённого вещества не превышал 25 мкДж по энергии импульсов накачки. Проведены измерения спектральных и энергетических характеристик ВКР. Максимальная энергетическая эффективность ВКР преобразования достигается для второй стоксовой компоненты. Она составляет почти 30 % при энергии импульсов накачки не более 2 мДж.

Таким образом, нами показано, что насыщенный водный раствор нитрата натрия является весьма эффективной комбинационно-активной средой для создания сравнительно простых и дешёвых ВКР преобразователей частоты пикосекундных лазерных импульсов.

Данные исследования проведены в рамках выполнения проекта БРФФИ (проект Ф25МС-003).

[1] Pask H. M. The design and operation of solid-state Raman lasers / H. M. Pask // Progress in Quantum Electronics. – 2003. – Vol. 27. – P. 3.

[2] Vodchits A. I. Stimulated Raman amplification of ultrashort seed pulses in compressed methane / A. I. Vodchits, A. G. Shvedko, V. A. Orlovich, V. P. Kozich, W. Werncke // J. Opt. Soc. Am. B. – 2005. – Vol. 22. – P. 453.

[3] Pershin S. M. Picosecond stimulated Raman scattering at 3000 and 3400 cm^{-1} OH vibrations without optical breakdown / S. M. Pershin, A. I. Vodchits, I. A. Khodasevich, M. Ya. Grishin, V. N. Lednev, V. A. Orlovich, P. A. Chizhov // Opt. Lett. – 2020. – Vol. 45. – P. 5624.

[4] Ganot Y. Efficient frequency conversion by stimulated Raman scattering in a sodium nitrate aqueous solution / Y. Ganot, I. Bar // Apl. Phys. Lett. – 2015. – Vol. 107. – 131108 (4 pp).

[5] Luo N. Observation and analysis of stimulated Raman scattering derived from aqueous solutions of inorganic salts / N. Luo, Z. Yang, S. Li, J. Xu, X. He, J. Shi // J. Appl. Phys. – 2022. – Vol. 131. – 183101 (8 pp).

УДК 538.91

В. И. Шиманский[1], К. А. Галиновский[1], В. М. Асташинский[2], А. М. Кузьмицкий[2]

МОДИФИКАЦИЯ ВОЛЬФРАМА, ЛЕГИРОВАННОГО ХРОМОМ, ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ КОМПРЕССИОННЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ПОТОКАМИ

[1] Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

[2] Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова НАН Беларуси, ул. П. Бровки, 15, 220072 Минск, Беларусь

Одним из наиболее перспективных методов модификации структурно-фазового состояния поверхностного слоя материала является импульсное высокоэнергетическое воздействие компрессионными плазменными потоками (КПП). Данная обработка металла приводит к улучшению физико-механических свойств его поверхности за счет диспергирования микроструктуры, повышения степени дефектности, а также образования включений метастабильных фаз [1].

Широкое распространение в промышленности и термоядерной энергетике получили сплавы на основе вольфрама [2]. В настоящей работе предлагается использовать хром в качестве легирующего элемента, что обусловлено его способностью формировать оксидные фазы с большой плотностью, приводящие к повышению коррозийной стойкости сплава [1, 3]. Данное исследование направлено на изучение структуры модифицированного вольфрама, легированного хромом в результате воздействия КПП.

В качестве экспериментальных образцов были выбраны технически чистые пластины вольфрама размером 10 × 10 мм и толщиной 1 мм. Покрытие хрома толщиной около 1 мкм наносилось методом вакуумно-дугового осаждения. Далее образцы были подвержены воздействию КПП, генерация которых происходила в магнитоплазменном компрессоре компактной геометрии в атмосфере остаточного газа (азота) при давлении остаточной атмосферы 400 Па. Разрядка системы накопительных конденсаторов при напряжении 4,0 кВ приводила к формированию плазменного потока с длительностью импульса 100 мкс. Образцы были помещены в камеру компрессора на расстоянии от 8 до 12 см от срезов электродов, что позволило варьировать плотность поглощенной энергии (Q) от 20 до 50 Дж/см^2. Обработка образцов проводилась тремя импульсами, следовавшими друг за другом с интервалом 10 с с целью исключения случайных отклонений движения плазменного потока.

Исследование фазового состава образцов проводилось на основе рентгеноструктурного анализа на дифрактометре Ultima IV Rigaku в геометрии параллельных пучков в медном излучении с длиной волны 0,154178 нм. Морфология поверхности изучалась при помощи растрового электронного микроскопа LEO 1455 VP. Элементный состав определялся при помощи рентгеноспектрального микроанализа (РСМА) с использованием микроанализатора Oxford X-Max^N.

При изучении рентгеновской дифрактограммы (рис. 1) было выявлено наличие дифракционных линий, соответствующих фазам W и CrN. Также было обнаружено

образование твердого раствора на основе вольфрама W(Cr) с параметром решетки 0,3155 нм при 30 и 50 Дж/см^2 и 0,3143 нм при 20 Дж/см^2. Важно отметить, что наличие нитрида хрома с параметром решетки 0,4101 нм было обнаружено только при 20 Дж/см^2. Данный результат обусловлен тем, что при 30 и 50 Дж/см^2 хром претерпевает массивную абляцию, однако часть атомов легирующего элемента внедряется в решетку вольфрама, образуя твердый раствор. Также при проведении РСМА было выявлено, что концентрация хрома в поверхностном слое составила 0,8 ат. % при 50 Дж/см^2, 1,4 ат. % при 30 Дж/см^2 и 31,9 ат. % при 20 Дж/см^2.

Изучение морфологии поверхности с помощью растровой электронной микроскопии (РЭМ) образцов (рис. 2) показало образование областей, обогащенных вольфрамом, с минимальной концентрацией хрома 5 ат. % и областей, обогащенных легирующим элементом, с его максимальной концентрацией 85 ат. %. Данные высоколегированные зоны отличались высоким содержанием кислорода, что свидетельствует об образовании оксида хрома.

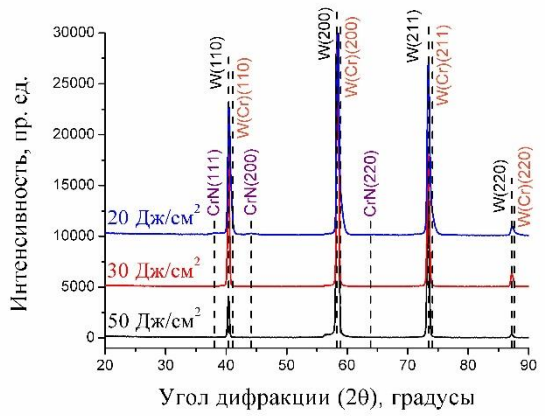


Рис. 1. Дифрактограмма системы W/Cr после воздействия КПП

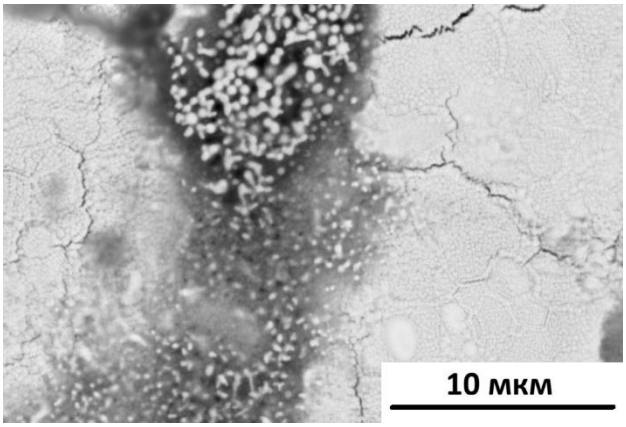


Рис. 2. РЭМ-изображение поверхности W/Cr после воздействия КПП при 20 Дж/см^2

В данной работе была продемонстрирована возможность создания сплава вольфрама и хрома при воздействии КПП. Выявлено наличие твердого раствора на основе вольфрама W(Cr), а также CrN при 20 Дж/см^2 с параметром решетки 0,4101 нм.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Т26КИ-055).

[1] Шиманский В. И. и др. Окисление циркония, легированного хромом, при воздействии компрессионных плазменных потоков //Физика и химия обработки материалов. – 2023. – №. 3. – С. 18-32.

[2] Jiang D. Y., Ouyang C. Y., Liu S. Q. Mechanical properties of W–Ti alloys from first-principles calculations //Fusion Engineering and Design. – 2016. – Т. 106. – С. 34-39.

[3] E.B. Kashkarov, D.V. Sidelev, M.S. Syrtanov, C. Tang, M. Steinbrück. Oxidation kinetics of Cr-coated zirconium alloy: Effect of coating thickness and microstructure // Corrosion Science – 2020. – № 175. – 108883 p.

УДК 574:539.1.04

Е.А. Дикусар[1], А.Л. Пушкарчук[1], Е.А. Акишина[1], Т.В. Безъязычная[1], С.А. Кутень[2], Д.В. Ермак[2], Т.С. Пивоварчик[3], Д.Б. Мигас[3], А.П. Низовцев[4], С Я. Килин[4], В.И. Поткин[1]

ЭФФЕКТ СИНЕРГИЗМА ПРИ ЦИТОСТАТИЧЕСКОМ ДЕЙСТВИИ СОЛЕЙ 4,5-ДИХЛОРИЗОТИАЗОЛ-3-КАРБОНОВОЙ КИСЛОТЫ В ПРИСУТСТВИИ ФУЛЛЕРЕНОЛА $C_{60}(OH)_{24}$. ДАННЫЕ КВАНТОВО-ХИМИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

[1]Институт физико-органической химии НАН Беларуси; Минск, Беларусь;
e-mail: dikusar@ifoch.bas-net.by
[2]Институт ядерных проблем БГУ; Минск, Беларусь
[3]Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники; Минск, Беларусь
[4]Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси; Минск, Беларусь

Ранее мы сообщали о результатах квантово-химического моделирования трехкомпонентных систем карбоплатин – фуллеренол – хинин [1, 2], дальнейшим развитием этих работ было изучение электронного строения и энергии связывания аддуктов карбоплатина, аминолевулиновой кислоты, фуллеренола $C_{60}(OH)_{24}$ и их трехкомпонентных систем, как связанных водородными связями, так и построенных с помощью сложноэфирных ковалентных связей [3].

В данной работе излагаются результаты квантово-химического моделирования исследованных структур методом *HF-3c*. Этот подход был разработан на основе метода Хартри-Фока (*HF*) с тремя поправками, которые добавляются для коррекции полной энергии *HF* путем включения в расчет лондоновского дисперсионного взаимодействия, учета ошибки суперпозиции базисного набора (*BSSE*) и исправления такого недостатка минимального базисного набора, как завышенные длины химических связей [3]. В настоящем исследовании использовался программный пакет ORCA 6.01.

Было проведено квантово-химическое моделирование электронной структуры и геометрических параметров следующих соединений: 4,5-дихлоризотиазол-3-карбоновой кислоты **1**, её литиевой **2**, натриевой **3**, калиевой **4** и серебряной **5**, морфолиновой **6**, пиперазиновой **7** и бензотриазоловой **8** солей, фуллеренола $C_{60}(OH)_{24}$ **9**, самих исходных гетероциклических оснований (морфолин **10**, пиперазин **11**, бензотриазол **12**) и бинарных аддуктов, связанных с помощью водородных связей – конъюгатов фуллеренола $C_{60}(OH)_{24}$ и вышеназванных соединений **13−23**. Расчеты проводились как в водной среде (удельная диэлектрическая проницаемость Ɛ=81), так и в среде этанола (Ɛ=24) (таблица 1). Вычислены наиболее значимые молекулярные дескрипторы изученных соединений **1−23** [3], ответственные за их потенциальный синергизм при цитотоксическом действии на злокачественные опухоли. Было установлено, что по сравнению с исходным соединением **1**, у неорганических солей **2−5** активность возрастает (индекс I уменьшается). В то время как в присутствии фуллеренола (соединения **13−23**) наблюдается значительный синергический эффект, обусловленный объединением ВЗМО и НВМО отдельных молекул в единые орбитальные молекулярные конгломераты [2].

$$\Delta F = |E_{ВЗМО} - E_{НВМО}|;\ I = \Delta F{:}D$$

Таблица 1 – Данные квантово-химических расчетов соединений **1−23** в воде (Ɛ=81)

№	E_f, a.e.	$E_{ВЗМО}$, eV	$E_{НВМО}$, eV	ΔF, eV	D, Db	I
1 (Кис)	-1664,07590	-10,500	2,381	12,881	5,03	2,56
2 (Li)	-1670,99181	-10,131	2,508	12,639	9,09	1,39
3 (Na)	-1824,45673	-9,434	1,459	10,893	11,50	0,95
4 (K)	-2262,61089	-8,502	0,664	9,166	15,37	0,60
5 (Ag)	-1809,63441	-9,860	1,113	10,973	10,43	1,05
6 (Кис+М)	-1948,27019	-9,622	2,672	12,294	2,20	5,59
7 (Кис+П)	-1928,55870	-8,833	2,692	11,525	3,00	3,84
8 (Кис+БТ)	-2054,96482	-9,243	2,445	11,688	4,14	2,82
9 (Ф)	-4056,25305	-7,786	1,892	9,678	15,08	0,64
10 (М)	-284,16557	-8,931	12,615	21,546	1,94	11,11
11 (П)	-264,45278	-8,269	14,356	22,625	0.0001	>200000
12 (БТ)	-390,87132	-9,226	3,504	12,730	4,73	2,69
13 (Кис+Ф)	-5720,35858	-7,820	1,849	9,669	14,53	0,67
14 (КисLiФ)	-5727,38974	-7,892	1,716	9,608	22,29	0,43
15 (КисNaФ)	-5880,81491	-7,888	1,700	9,588	17,77	0,54
16 (КисКФ)	-6318,91808	-7,829	1,467	9,296	19,41	0,48
17 (КисAgФ)	-5866,00823	-7,887	1,672	9,559	17,44	0,55
18 (М+Ф)	-4340,41699	-7,751	1,907	9,658	17,54	0,55
19 (П+Ф)	-4320,70514	-7,747	1,911	9,658	16,35	0,59
20 (БТ+Ф)	-4447,15142	-7,809	1,942	9,751	12,63	0,77
21 (Кис+М+Ф)	-6004,53529	-7,764	1,929	9,693	23,85	0,41
22 (Кис+П+Ф)	-5984,82023	-7,761	1,926	9,687	23,80	0,41
23 (Кис+БТ+Ф)	-6111,23127	-7,797	1,873	9,670	13,58	0,71

П р и м е ч а н и я: полные энергии системы (E_f, атомные единицы Хартри), энергии высших занятых молекулярных орбиталей ($E_{ВЗМО}$, eV) и низших вакантных молекулярных орбиталей ($E_{НВМО}$, eV), разности энергий ВЗМО и НВМО (ΔF, eV), дипольные моменты (D, Db), индекс (I).

Расчеты показали, что диэлектрическая проницаемость среды не оказывает существенного влияния на дескрипторы активности исследованных соединений **1−23**. В качестве альтернативной среды был выбран этанол, так как он в ряде случаев обладает лучшей растворяющей способностью, чем вода, что бывает важно для адресной доставки лекарственных субстратов в клетки-мишени [4].

Работа выполнена при поддержке ГПНИ «Конвергенция-2030».

[1] Дикусар Е.А. и др. Квантово-химическое моделирование трехкомпонентной системы карбоплатин−фуллеренол−хинин и его производных // Журнал прикладной спектроскопии. − 2025. − Т. 92, № 1. − С. 5.
[2] Пушкарчук А.Л. и др. Структурные, электронные и топологические свойства конъюгатов карбоплатина с фуллереном // Доклады БГУИР. − 2025. − Т. 23, № 1. − С. 14.
[3] Дикусар Е.А. и др. Квантово-химическое моделирование трехкомпонентной системы карбоплатин-аминолевулиновая кислота-фуллеренол // Журнал прикладной спектроскопии. − 2025. − Т. 92, № 6. − С. 777.
[4] Jouyban A. at al. Solubility Prediction of Paracetamol in Water–Ethanol–Propylene Glycol Mixtures at 25 and 30 °C Using Practical Approaches // Chem. Pharm. Bull. – 2008. – Vol. 56, N. 4. – P. 602.

УДК 577.344.2

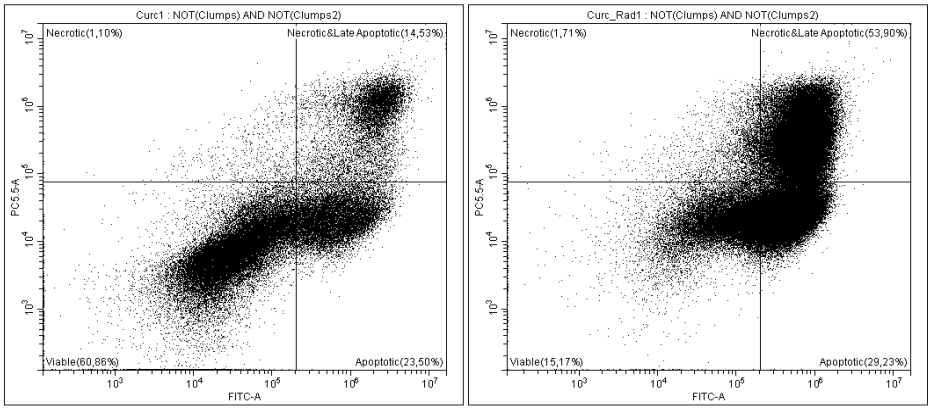
О. Н. Дудинова, Л. Г. Плавская, А. И. Третьякова, А. В. Микулич, Р. К. Нагорный, Т. С. Ананич, Н. Д. Прокопенко, А. Н. Собчук, С. В. Якимчук, И. А. Леусенко, В. Ю. Плавский

О МЕХАНИЗМЕ И ОСОБЕННОСТЯХ СЕНСИБИЛИЗИРОВАННОЙ КУРКУМИНОМ ИНАКТИВАЦИИ РАКОВЫХ КЛЕТОК

Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь
o.dudinova@ifanbel.bas-net.by

Куркумин, выделенный из корневищ растения *Curcuma longa*, привлекает внимание учёных во всём мире благодаря своей биологической активности (антиоксидантной, противовоспалительной, антимикробной, противовирусной, противораковой), и терапевтической пользе при множестве хронических заболеваний. Однако главная причина высокого интереса научного сообщества к куркумину в последние годы связана с установленной его способностью выступать в качестве фотосенсибилизатора и оказывать фототоксическое действие в отношении клеток различных типов, включая раковые. При этом ряд вопросов о механизме сенсибилизированной куркумином деструкции опухолевых клеток остается не выясненным, что и являлось предметом настоящих исследований.

Используя данные проточной цитофлуориметрии (рис. 1), установлено, что инкубация клеток с куркумином при концентрации 5 мкМ в темновых условиях в течение 12 ч приводит к их ингибированию и появлению клеток в стадии некроза и позднего апоптоза. При этом доля клеток, находящихся в указанных стадиях, значительно увеличивается, а доля живых клеток значительно снижается после воздействия света, соответствующего спектру поглощения куркумина.



a b

Рисунок 1 – Гистограмма распределения клеток HeLa, сенсибилизированных куркумином в концентрации 5 мкМ, по видам повреждения: а – популяция контрольных клеток; б – популяция клеток, подвергнутых воздействию в течение t = 5 мин излучения светодиодного источника с длиной волны в максимуме спектра испускания λ_{max} = 445 нм, плотностью мощности I = 50 мВт/см^2

Показано, что величина фотобиологического эффекта, тестируемого по снижению метаболической активности клеток через 21 ч после их облучения, растет с увеличением концентрации сенсибилизатора в диапазоне 1–5 мкМ. При этом фотоинактивация клеток протекает со значительным вкладом перекиси водорода. Об этом свидетельствует защитное действие пирувата натрия (выступающего в качестве перехватчика перекиси водорода) при его внесении перед облучением монослоев.

Другим методом контроля участия активных форм кислорода (АФК) в фотохимических процессах в клетках, сенсибилизированных куркумином служила хемилюминесценция, которая позволяет оценивать фотоповреждение клеток непосредственно после процедуры их облучения. Указанные исследования показали, что фотоповреждение клеток, сенсибилизированных куркумином, протекает с определяющим участием синглетного кислорода, в то время как перекись водорода не играет существенной роли в данном процессе. Данные вывод следует из результатов, демонстрирующих значительно снижение величины светосуммы светоиндуцированной хемилюминесценции при внесении перед облучением клеток азида натрия – тушителя синглетного кислорода, и отсутствия заметного влияния на параметры светоиндуцированной хемилюминесценции добавок пирувата.

Сделан вывод, что после инициирования светом химических процессов в клетке они не прекращаются после прекращения облучения, о чем свидетельствуют более высокие уровни хемилюминесценции (в сравнении с необлученными клетками) на протяжении по крайней мере 10 мин после завершения процедуры облучения. Кроме того, снижение метаболической активности клеток, инициированное светом, продолжается в течение десятков часов. При этом, если непосредственно после прекращения воздействия света на клетки, сенсибилизированные куркумином, основным интермедиатом выступает синглетный кислород, то спустя 21 ч после облучения – перекись водорода. Предполагается, что после прекращения облучения запускается волна массированной вторичной продукции АФК, и, прежде всего, перекиси водорода, которая участвует в повреждении клеток спустя длительное время после прекращения их облучения.

Используя лазер с плавной перестройкой длины волны излучения и интегральную интенсивность хемилюминесценции в качестве теста повреждающего действия света, определена оптимальная длина волны для инициирования фотоповреждения клеток, сенсибилизированных куркумином. Интерес к данной группе исследований продиктован сильной зависимостью абсорбционных свойств куркумина от микроокружения (типа растворителя). Показано, что максимальное повреждающее действие на раковые клетки в присутствие куркумина оказывает излучение в спектральном диапазоне 425-440 нм, что несколько отличается от данных, основанных на регистрации спектра возбуждения флуоресценции куркумина, локализованного в клетках. Наиболее вероятно, что куркумин, локализованный в клетках, характеризуется гетерогенным окружением: он может быть встроен как в белковые макромолекулы (мембран-связанные белки), так и в липидные структуры клеток. Поскольку гетерогенные центры связывания пигментов, характеризуются отличающимися квантовыми выходами флуоресценции, то суммарный спектр возбуждения флуоресценции не соответствует спектру поглощения пигмента в клетках.

Авторы признательны Белорусскому республиканскому фонду фундаментальных исследований за поддержку исследований в рамках проекта №Ф25УЗБ-132.

УДК 53.082.75

В.В. Журавлёв[1], А.И. Ковалёв[2], Н.Г. Крылова[3]

ВЛИЯНИЕ ИОННОГО СОСТАВА МОЛОКА НА СПЕКТР ИМПЕДАНСА ЕМКОСТНОГО ДАТЧИКА

1 БГУ, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь
2 БГУ, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь
3 БГАТУ, пр. Независимости, 99, 220023 Минск, Беларусь
vzhuravl22@gmail.com, *vzhuravl22@gmail.com*, *nina-kr@tut.by*

Наибольшее влияние на качество производимого коровьего молока оказывают различные заболевания, среди которых одно из ведущих мест занимает мастит с ежегодной долей среди всех заболеваний коров около 20% [1]. На данный момент основная часть методов диагностики мастита носит лабораторный характер, что не подходит для экспресс-контроля в условиях фермы. В свою очередь, методы диэлектрической (импедансной) спектроскопии являются неинвазивными, а сенсоры могут быть миниатюрными и дешевыми в изготовлении, что делает их перспективными для экспресс-диагностики.

Одним из признаков наличия мастита является повышенная по сравнению с нормой концентрация ионов хлора Cl^-, натрия Na^+ и калия K^+, что уже используется в кондуктометрическом методе диагностики мастита [2], проводимом на постоянном напряжении. Целью данной работы являлось исследование влияния изменения концентраций ионов хлора Cl^- и натрия Na^+ на спектр импеданса, для чего использовалось покупное молоко, изменение ионного состава в котором производилось добавлением 0,15М раствора NaCl в различных объемах. Импеданс емкостного датчика на основе алюминиевой встречно-штыревой структуры с нанесёнными УНТ содержащим покрытием Ленгмюра — Блоджетт (ЛБ) регистрировался с помощью измерителя иммитанса HIOKI IM3536. Измерения выполнялись после погружения датчика в 1% раствор молока в воде. Полученные спектры представлены на рисунке 1 в виде диаграмм Найквиста и Боде.

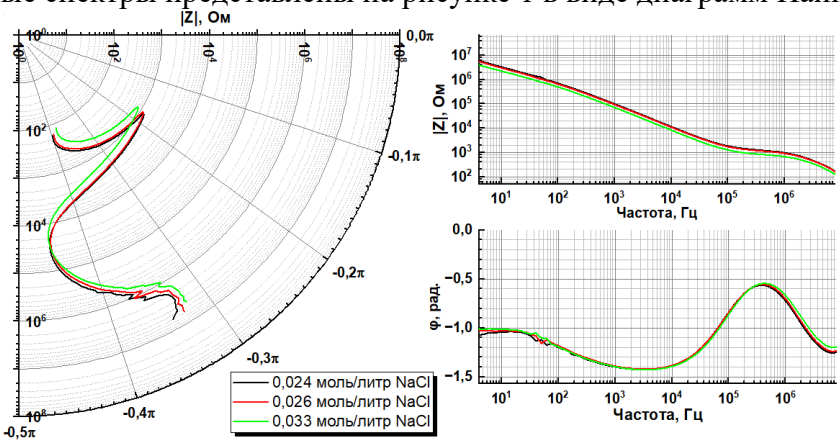


Рисунок 1 – Диаграммы Найквиста и Боде для встречно-штыревой структуры, погруженной в образцы молока с различными концентрациями солей

Структура используемого сенсора и предложенная эквивалентная электрическая схема представлены на рисунке 2. Здесь R_w моделирует паразитное сопротивление проводов, C_{ox} – емкость диэлектрического слоя оксида алюминия, C_c – последовательную ёмкость ЛБ-покрытия, C_{dl} и R_{dl} – ёмкость и сопротивление двойного слоя, соответственно, R_V – сопротивление объёма молока, а CPE_c моделирует не идеальную проводимость через полимерное ЛБ-покрытие.

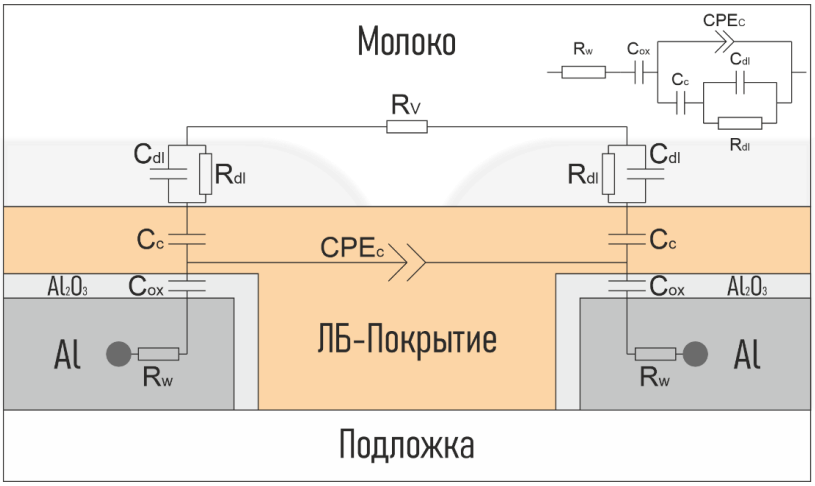


Рисунок 2 – Структура сенсора и предполагаемых электрических связей встречно-штыревой структуры с покрытием, погруженной в молоко

Из приведённых спектров импеданса видно, что повышение ионной силы молока приводит к уменьшению модуля импеданса в частотном диапазоне от 4 Гц до 8 МГц, и сдвигу фазы в области выше 100 кГц. Сопоставление экспериментальных спектров с предложенной эквивалентной схемой позволяет говорить о линейной зависимости сопротивления R_{dl} от числа ионов с угловым коэффициентом 43 Ом·л/ммоль, чего оказывается достаточным для регистрации субклинического мастита согласно данным, приведённым в работе [3]. Однако, в отличии от кондуктометрического метода диагностики импеданс проявляет резистивный характер лишь в диапазоне частот от 200 кГц до 1 МГц, вне которого проявляются другие элементы схемы. Характер их зависимости от ионного состава также монотонен, но заметно отклоняется от линейного и для точного его определения необходимо проведение дополнительных измерений.

Таким образом, сенсор нефарадеевского типа перспективен для разработки систем диагностики субклинического мастита.

[1] Анализ структуры заболеваемости крупного рогатого скота в Республике Беларусь / П. А. Красочко, П. П. Красочко, М. А. Понаськов [и др.] // Ветери-нарный Журнал Беларуси. – 2022. – № 2. – С. 38–41.

[2] Norberg, E. Electrical conductivity of milk as a phenotypic and genetic indicator of bovine mastitis: A review / E. Norberg // Livest. Prod. Sci. – 2005. – Vol. 96, № 2. – P. 129–139.

[3] Bruckmaier, R. M. Fractionized milk composition in dairy cows with subclinical mastitis / R. M. Bruckmaier, C. E. Ontsouka, J. W. Blum // Vet. Med. – Czech – 2004. – Vol. 49, №8 – P. 283–290.

УДК 53.34

Р.А. Дынич, А.Д. Замковец

ВЛИЯНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ МАТРИЦЫ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОСЛАБЛЕНИЯ И БЛИЖНЕПОЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА С ДИПОЛЬНЫМИ И МУЛЬТИПОЛЬНЫМИ ПЛАЗМОННЫМИ РЕЗОНАНСАМИ

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь
a.zamkovets@dragon.bas-net.by

В последние десятилетия наблюдается повышенный интерес исследователей к гибридным структурам, в которых плазмонные наночастицы граничат с материалами, имеющими полосы поглощения в видимом диапазоне. Влияние поглощения на оптические свойства таких структур пока изучено недостаточно. В настоящей работе рассматриваются особенности влияния поглощения в матрице с высоким показателем преломления на спектральные характеристики ослабления и ближнепольного рассеяния наночастиц серебра с дипольными и мультипольными плазмонными резонансами.

На рисунке 1 приведены рассчитанные с использованием расширенной теории Ми спектральные зависимости факторов эффективности ослабления Q_{ext} и рассеяния в ближней зоне Q_{NF} серебряной сферической частицы радиусом 5 нм, расположенной в непоглощающей и поглощающей среде с показателем преломления n = 2.0. Такое значение n выбрано из-за близости в видимом диапазоне показателя преломления ряда органических материалов (металлофталоцианины, углерод и др.) к 2.

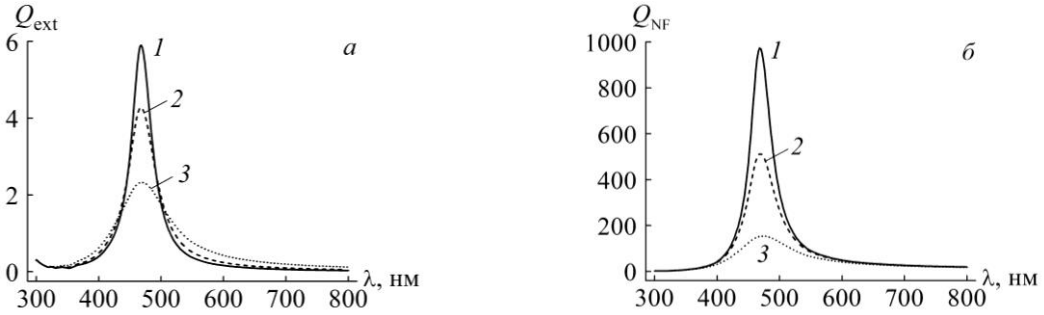


Рисунок 1. Спектральные зависимости факторов эффективности ослабления Q_{ext} (*а*) и рассеяния в ближней зоне Q_{NF} (*б*) серебряной сферической частицы радиусом 5 нм, находящейся в средах с показателем преломления n = 2.0 и показателями поглощения k = 0 (*1а*, *1б*), 0.05 (*2а*, *2б*) и 0.2 (*3а*, *3б*). Расчеты выполнены с учетом размерной зависимости частицы

Из рисунка 1 видно, что даже небольшое поглощение в матрице приводит к существенному уменьшению максимальных значений факторов Q_{ext} и Q_{NF}. Особенно сильно уменьшаются значения фактора Q_{NF}. При этом спектральное положение максимумов Q_{ext} для частицы радиусом 5 нм остается без изменений на λ = 468 нм, а для максимумов полос Q_{NF} наблюдается небольшой длинноволновый сдвиг. Отметим, что увеличение поглощения матрицы приводит к уменьшению значений Q_{ext} лишь в области полосы плазмонного резонанса, а вне этой области значения Q_{ext}, наоборот, немного увеличиваются. Для фактора Q_{NF} увеличение поглощения матрицы приводит к уменьшению его значений во всей исследуемой спектральной области.

Для сферической частицы серебра радиусом 5 нм, расположенной в непоглощающей матрице с n = 2.0, основной модой, формирующей вид спектральных кривых Q_{ext} и Q_{NF}, является дипольная, а вклад мод более высокого порядка очень мал. Ослабление излучения достигается практически полностью за счет поглощения, хотя параметр выживания фотона отличен от нуля. Увеличение размера наночастицы серебра сопровождается возрастанием вклада в ослабление и ближнепольное рассеяние мод более высокого порядка. Так, например, при радиусе частицы 15.5 нм в спектрах Q_{ext} и Q_{NF} становится заметным появление квадрупольной моды, а при радиусе 35 нм в них проявляется и октупольная мода. При этом возрастает вклад в Q_{ext} рассеяния.

На рисунке 2а приведены рассчитанные спектральные зависимости фактора Q_{ext} сферической частицы радиусом 35 нм, находящейся в непоглощающей среде с показателем преломления 2.0, при учете дипольной, квадрупольной и октупольной мод, а также с учетом вклада всех мультиполей. На рисунках 2б–2г приведены спектральные зависимости факторов Q_{ext}, Q_{NF} и фактора эффективности поглощения Q_{abs} такой же частицы, находящейся в непоглощающей и поглощающей средах с показателем преломления n = 2.0 и показателями поглощения k = 0, 0.05 и 0.2.

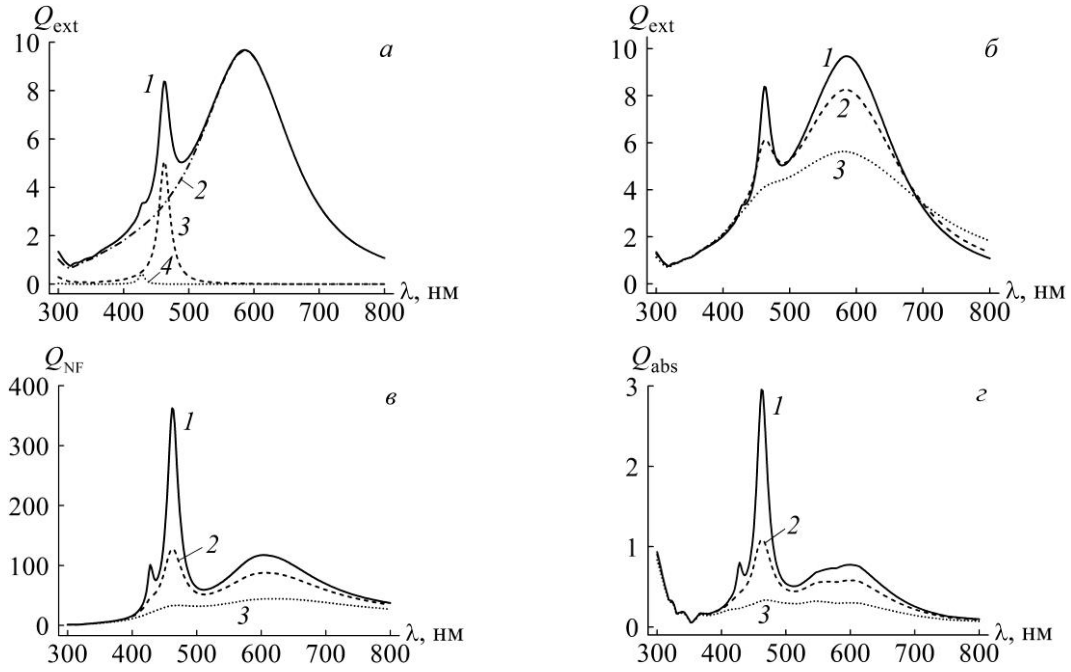


Рисунок 2. Спектральные зависимости Q_{ext} (*а*) серебряной сферической частицы радиусом 35 нм, находящейся в непоглощающей среде с n = 2.0 для дипольной (*2а*), квадрупольной (*3а*) и октупольной (*4а*) мод, а также с учетом вклада всех мультиполей (*1а*). Спектральные зависимости Q_{ext} (*б*), Q_{NF} (*в*) и Q_{abs} (*г*) такой же частицы, находящейся в средах с показателем преломления n = 2.0 и показателями поглощения k = 0 (*1б*, *1в*, *1г*), 0.05 (*2б*, *2в*, *2г*) и 0.2 (*3б*, *3в*, *3г*). Расчеты выполнены с учетом размерной зависимости частицы

Следует отметить, что при k < 0.05, в отличие от фактора Q_{ext}, имеет место значительное превалирование максимальных значений факторов Q_{NF} и Q_{abs} в области спектра, соответствующей проявлению квадрупольной моды, по сравнению с дипольной. Этот результат, а также имеющуюся тенденцию возрастания для всех мод вклада рассеяния в ослабление излучения при увеличении размеров сферической частицы серебра нужно учитывать при выборе конструктивных параметров гибридных плазмонных структур.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФФИ РБ (проект Ф25МЭ-009).

УДК 378.016

М. А. Шеламова, А. А. Иванов, Н. А. Никоненко

УЧЕБНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЕ ПРОЕКТЫ СТУДЕНТОВ В РАМКАХ КУРСА «МЕДИЦИНСКАЯ И БИОЛОГИЧЕСКАЯ ФИЗИКА»

УО «Белорусский государственный медицинский университет», пр. Дзержинского, 83, 220083, Минск, Республика Беларусь

Особенности подготовки высококвалифицированного специалиста-медика, заключаются в том, что после завершения обучения в университете и получения диплома он должен постоянно стремиться приобретать новые, необходимые ему для успешной работы знания: из медицинской литературы, периодики, из контактов с коллегами, основываясь на личном опыте, систематизируя и анализируя их. К этому мы стремимся, готовя специалистов, соответствующих современному мировому уровню [1].

Чтобы такой интеллектуальный поиск сделать возможным, еще в университете, в процессе преподавания дисциплины Медицинская и биологическая физика мы привлекаем способных студентов к работе над учебно-исследовательскими проектами. Из таких выпускников в последствии будет формироваться магистратура и аспирантура нашего вуза.

Работая в этом направлении со студентами, мы преследуем следующие цели:

- углубить знания студентов по дисциплине «Медицинская и биологическая физика», которая на сегодняшний день является основой для методик получения изображений органов и тканей, лабораторных методов диагностики и аппаратуры, применяемой в терапии;
- выработать у студентов навыки самостоятельного анализа, грамотного изложения полученных в результате исследований результатов и способность аргументированно их защищать.

Учебно-исследовательский проект — это более глубокое исследование темы под руководством преподавателей, часто с элементами практических расчетов и анализа, выдвижением гипотезы, экспериментом, представляющий собой переход от пассивного запоминания информации к ее самостоятельному поиску и применению на практике.

В данной работе представлен пример создания и использования баз данных, иллюстрирующих сложные биофизические процессы при изучении дисциплины «Медицинская и биологическая физика» в Белорусском государственном медицинском университете с целью исследования изучаемых процессов, пусть не описывая их во всей их сложности, но анализируя их наиболее существенные свойства.

Работе студентов над учебно-исследовательским проектом предшествует большая подготовка: преподавателями кафедры с этой целью разработан ряд теоретических и практических заданий и соответствующие учебно-исследовательские материалы, полученные специалистами-медиками.

Приведем пример такой работы. Студентам для исследования и анализа предлагаются полученные в условиях клиники и опубликованные данные пациентов, находившихся в критическом состоянии (кардиогенный и гиповолемический шоки) в

отделении интенсивной терапии. Имеются данные этих пациентов: начальные (в момент поступления) и конечные (перед смертью или выпиской). Клинически доказано, что одним из факторов, определяющих состояние человека в этих случаях, является нарушение гемодинамики, определяющей работу сердца.

Определяем студентам цель данной работы – проанализировать результаты, полученные в ходе клинических исследований; связать гемодинамические показатели здоровья пациентов с физическими характеристиками, определяющими работу сердца; рассчитать по формулам и провести анализ основных характеристик гемодинамики, работы сердца пациентов, используя числовые значения гемодинамических показателей пациентов при двух видах шока [2].

Затем определяем методы работы: используя изучаемые на практических занятиях по дисциплине «Информатика в медицине» программные продукты создать базу данных, содержащую сведения о пациентах: пол, возраст, площадь поверхности тела пациентов, гемодинамические параметры (среднее давление крови в аорте; частота сердечных сокращений; сердечный индекс, один из основных клинических параметров, оценивающих работу сердца) [3].

Ставим перед студентами задачу: выполнить расчет и оценить для каждого пациента до и после лечения основные характеристики гемодинамики: линейную и объемную скорости кровотока, сердечный выброс, работу сердца, путем расчета ударного объема крови; сделать выводы; сформировать отчет.

Затем студенты проводят анализ параметров, характеризующих работу сердца людей в состоянии шока, пытаются самостоятельно дать оценку влияния различных типов шока на работу сердца и сделать свой вывод об информативности рассчитываемых параметров при данной патологии. Данный анализ позволяет студентам понять, что каждая гемодинамическая функция, по существу, завязана на всю совокупность основных параметров сердечно-сосудистой системы, вариация которых в большей или меньшей степени отражается на конкретном ее значении и влечет соответствующую совокупность лечебных процедур.

Подводя итог, можно сказать, что выполнение учебно-исследовательских проектов дает студентам следующие возможности:

- работа с проверенными источниками, предоставленными преподавателями;
- приобретение навыка систематизации имеющихся числовых данных и формирования самостоятельных выводов;
- приобретение навыков оформления и форматирования работы в соответствии с требованиями согласно традиционным принципам мировой научной периодики;
- обучение технологиям обработки данных, что важно для учебно-исследовательской работы в дальнейшей профессиональной деятельности.

[1] Стражев В. И. Образование и наука в современном обществе //Мн.: БГУ, 2004. – 255 с.
[2] Савастюк А. Е., Рубникович А. С. Влияние различных типов шока на работу сердца // Актуальные проблемы современной медицины и фармации 2021: сб. тез. докл. 75 Междунар. науч.-практ. конф. студентов и молодых ученых / Минск : БГМУ, 2021.
[3] Инсарова Н. И., Шеламова М. А. Анализ и оценка влияния различных типов шока на работу сердца // Физико-химическая биология как основа современной медицины: сб. тез. докл. Междунар. науч. конф. / Минск : БГМУ, 2021. С.356-357.

УДК 535:135; 621.378.325

В. М. Катаркевич

РОС-ЛАЗЕР СО СВЕТОИНДУЦИРОВАННОЙ РЕШЕТКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ НА ОСНОВЕ АКТИВИРОВАННОГО КРАСИТЕЛЕМ ОРГАНО-НЕОРГАНИЧЕСКОГО НАНОКОМПОЗИТА

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси,
пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь
katarkevich@dragon.bas-net.by

Ранее нами была предложена и исследована нанокомпозиционная органо-неорганическая самопроявляющаяся светочувствительная активная среда для объемной голографии и лазеров на красителях с распределенной обратной связью (РОС) – гелеобразный желатин, допированный красителем и наночастицами диоксида кремния (SiO_2). Важными достоинствами такой среды по сравнению с аналогичным материалом без наночастиц являются улучшенные реологические и термооптические характеристики. Так, например, при ее использовании в качестве активной среды лазера на красителях со стационарной РОС температурная стабильность длины волны генерации возрастала не менее чем на 20% [1]. В лазере такого типа РОС обеспечивается пространственными фазовыми решетками субмикронного периода, записываемыми в объеме среды с помощью двух сходящихся пучков излучения с *S* поляризацией (*S*-*S* накачка). Целью настоящей работы являлось получение и исследование РОС-генерации в гелеобразном желатине, допированном красителем и наночастицами SiO_2, при его возбуждения двумя сходящимися ортогонально поляризованными пучками излучения ($\boldsymbol{E_1} \perp \boldsymbol{E_2}$) с *S* и *P* поляризацией (*S*-*P* накачка). При таких условиях, при однородной по длине активной среды результирующей интенсивности поля накачки, обеспечивается пространственно-периодическое изменение состояния его поляризации. Вследствие преимущественного возбуждения молекул красителя, дипольные моменты которых ориентированы по направлению вектора напряженности суммарного электрического поля накачки $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E_1} + \boldsymbol{E_2}$, в активной среде формируется динамическая пространственная решетка дихроизма усиления (решетка поляризации). При достаточно высокой эффективности такой решетки на ней возможно возбуждение РОС-генерации [2, 3].

Для приготовления активной среды нами использовались следующие компоненты: желатин фотографический, дистиллированная вода, этиловый спирт, лазерный краситель родамин 6Ж и наночастицы SiO_2 торговой марки “Ludox TM-50” со средним диаметром ~ 20 нм. Концентрация желатина и красителя в геле составляла $C_{ж} \sim 0{,}1$ г/г и $C_{кр.} \sim 0{,}2$ мг/г, соответственно, при концентрации этилового спирта $C_{EtOH} \sim 25\%$ (по объему) и наночастиц $C_{SiO2} \sim 25$ мг/г. Приготовленный раствор заливался в кювету со скошенными окнами и студенился при комнатной температуре в течение не менее одних суток. Кювета имела размеры $2 \times 2 \times 1{,}2$ см при объеме активной среды ~1 см^3. Размеры входной грани кюветы с гелем составляли $1{,}2 \times 2$ см при размерах зоны возбуждения $\sim 1 \times 0{,}01$ см.

При *S-P* накачке двумя сходящимися пучками излучения второй гармоники ($\lambda_н = 532$ нм) субнаносекундного ($\tau_{0.5} \approx 0{,}5$ нс) твердотельного Nd:LSB микролазера с диодной накачкой STA 01SH-500 (*Standa Ltd.,* Литва) в РОС-лазере получена генерация узкополосного излучения ($\Delta\lambda_{0,5} < 0{,}03$ нм) на основе динамической решетки поляризации, перестраиваемого в спектральном диапазоне 552 – 591 нм. На длине волны $\lambda_г = 576$ нм, приходящейся на средину области перестройки, пороговая энергия возбуждения РОС-лазера $E_{пор.}$ не превышала ~5 мкДж, а КПД генерации η достигал ~10% (при учете суммарной энергии двух симметричных пучков). Степень поляризации излучения генерации не превышала значения $P = 0{,}4$. При энергии импульсов возбуждения $E_н \sim 50$ мкДж и частоте их следования $f = 50$ Гц ресурс работы отдельно возбуждаемой зоны активной среды (50%-е падение первоначального КПД) составил $N \sim 15600$ импульсов. При учете размеров рабочей поверхности кюветы на ней помещается ~ 60 отдельных зон. При их последовательном использовании ресурс работы устройства может быть увеличен до $N \sim 9{,}4\times10^5$ импульсов.

Выполненные исследования зависимости КПД генерации практически полностью истощенной зоны активной среды от времени ее «отдыха» показали, что уже через несколько минут генерация излучения на основе динамической РОС возобновляется. При этом ее эффективность монотонно возрастает во времени с последующим выходом (через ~ 19 минут) значения η на постоянный уровень $\eta_{max} \sim 7\%$. Это является следствием восстановления концентрации молекул красителя в обесцвеченной зоне за счет их диффузии из необлученных зон раствора в облученную. При возбуждении таким образом восстановленной зоны активной среды одним пучком излучения Nd:LSB микролазера с энергией $E_н \sim 16$ мкДж нами была зарегистрирована генерация узкой линии излучения с шириной $\Delta\lambda_{0.5} < 0{,}03$ нм и длиной волны $\lambda_г = 576$ нм, в точности совпадающей с длиной волны генерации на динамической поляризационной решетке. Таким образом, было экспериментально установлено, что при достаточно продолжительной *S-P* накачке (в нашем случае составившей $N \sim 45000$ импульсов, что эквивалентно дозе облучения $E \sim 225$ Дж/см^2) в желатинового геле, допированном красителем и наночастицами SiO_2, записывается стационарная решетка поляризации с эффективностью, вполне достаточной для возбуждения на ней РОС-генерации. Измеренные значения пороговой энергия возбуждения и КПД генерации подобного лазера со стационарной РОС составили $E_{пор} \sim 7{,}5$ мкДж и $\eta \sim 3{,}7\%$, соответственно.

[1] Efendiev T.Sh. Distributed Feedback Dye Laser Based on Nanocomposite Medium / T.Sh.Efendiev, V.M.Katarkevich, A.N.Rubinov // Technical Digest of the International Conference on Lasers, Applications, and Technologies (LAT'2010) (August 23-26, 2010, Kazan, Russia), paper #.LTuL47.

[2] Lo D. Distributed feedback laser action by polarization modulation / D. Lo, C. Ye, J. Wang // Appl. Phys. B. – 2003. – Vol. 76, No. 6. – P. 649–653.

[3] Novitsky D. V. Dynamics of DFB dye lasing by polarization modulation: simulations and experiment / D. V. Novitsky, V. M. Katarkevich, T. Sh. Efendiev // Laser Phys. Lett. – 2016. – V. 13, № 2. – P. 025002 (8 pp).

УДК 621.37:543.42

В. В. Кирис, М. В. Бельков

ДВУХПОТОЧНАЯ НЕЙРОСЕТЬ С ВЫХОДНЫМ СЛОЕМ ДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ЛАЗЕРНО-ИСКРОВОГО СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА ВЫСОКОЛЕГИРОВАННЫХ СТАЛЕЙ

[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*
v.kiris@dragon.bas-net.by

Ключевым преимуществом искусственных нейронных сетей (ИНС) является их высокая аппроксимирующая способность - умение моделировать сложные нелинейные процессы, для которых трудно вывести точную аналитическую формулу. В лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии (ЛИЭС) применение ИНС открывает новые возможности для повышения точности обработки спектральных данных [1]. Спектры ЛИЭС отличаются сложной структурой и выраженным «матричным эффектом» - нелинейной зависимостью интенсивностей линий от свойств образца, существенно изменяющихся при вариативности матрицы высоколегированных сталей. Традиционные линейные методы калибровки часто оказываются недостаточно эффективными в таких условиях.

Регистрация спектров современными многоканальными детекторами часто приводит к ситуации, когда число измеряемых параметров превышает количество доступных калибровочных спектров. В таких условиях использование полного спектра в качестве входного пространства признаков повышает риск переобучения модели, поэтому в данной работе для снижения числа входных параметров мы опирались на ограниченный набор классически измеренных интенсивностей спектральных линий.

Помимо оптимизации количества признаков, важную роль играет топология сети, учитывающая внутреннюю логику спектральных данных. Вместо универсальных «черных ящиков» целесообразно использовать нейросетевые структуры, архитектура которых адаптирована под закономерности данных. Эффективность дробно-рациональных функций, показанная ранее [2] при анализе высоколегированных сталей, делает логичным применение двухпоточной нейросетевой модели с выходным слоем деления. Такой подход позволяет интегрировать механизм дробно-рационального отображения непосредственно в структуру сети, совмещая гибкость нейросетевых алгоритмов с выбранной математической моделью калибровки.

Исходные наборы спектров взяты из работы [1] и доступны по ссылкам [3, 4]. Методика предварительной обработки идентична описанной в [2]. Для каждого элемента строилась своя модель, включающая интенсивности спектральных линий всех элементов, идентифицированных в наборе образцов. ИНС реализованы в среде MATLAB на архитектуре Directed Acyclic Graph Network и включают два параллельных потока, каждый из которых представляет собой четырехслойный перцептрон с последовательным сокращением числа нейронов (8, 4, 1) и функциями активации ReLU. Полученные на выходах потоков скалярные значения объединяются в пользовательском слое деления, формирующем итоговый прогноз. Оценка

устойчивости модели проводилась методом кросс-валидации по 40 блокам с использованием оптимизатора Adam и L2-регуляризации.

В таблице 1 представлены значения СКО для различных конфигураций нейронных сетей, отражающие влияние архитектуры на итоговую погрешность. Результаты столбцов 2 и 3 соответствуют подходам из [1], где применялась либо широкодиапазонная трехслойная сеть с аугментацией данных (вариация интенсивности ±35% и маскирование сегментов), либо локальные спектральные окна вокруг линий элементов.

Сопоставление с ранее предложенными стратегиями обработки спектральных данных показывает заметное влияние формирования входного пространства признаков на точность определения элементов. Вместе с тем результаты подтверждают адаптивность нейросетевых методов к сложным спектральным зависимостям и нелинейным матричным эффектам, что позволяет рассматривать их как перспективное направление дальнейших исследований в количественной спектральной аналитике.

Таблица 1. СКО анализа хрома, никеля, марганца и молибдена в абсолютных (%) на проверочном наборе для различных подходов: 1 – двухпоточная ИНС с выходным слоем деления; 2 – [1] однопоточная ИНС на с локальными окнами; 3 – [1] однопоточная ИНС с аугментацией данных.

Элемент	СКО на проверочном наборе, %		
	1	2	3
Cr	0,83	1,16	1,37
Ni	0,93	2,23	1,14
Mn	0,41	0,11	0,10
Mo	0,39	0,48	0,83

[1] Quantification of alloying elements in steel targets: The LIBS 2022 regression contest / E. Képeš [et al.] // Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy. – 2023. – Vol. 206. – Art. 106710. – DOI: 10.1016/j.sab.2023.106710.

[2] Кирис В.В., Бельков М.В. Учет межэлементных влияний при анализе легированных сталей методом лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии. С. 19-21. Прикладные проблемы оптики, информатики, радиофизики, аэрокосми-ческих технологий и физики конденсированного состояния : материалы VIII Междунар. науч.-практ. конференции, 22–23 мая 2025 г. Минск / М-во об-разования Респ. Беларусь, НИУ «Ин-т приклад. физ. проблем им. А.Н. Сев-ченко» Белорус. гос. ун-та; редкол.: П. В. Кучинский (гл. ред.) [и др.]. – Минск: «СтройМедиаПроект», 2025. — 504 с.

[3] E. Képeš, J. Vrábel, P. Pořízka, J. Kaiser, LIBS 2022 regression contest; Raw training dataset., Figshare. (2022). https://doi.org/10.6084/m9.figshare.20297118.v1.

[4] E. Képeš, J. Vrábel, P. Pořízka, J. Kaiser, LIBS 2022 regression contest; Raw test dataset., Figshare. (2022). https://doi.org/10.6084/m9.figshare.20297136.v1.

УДК 530.182

М. А. Князев

РЕШЕНИЯ ТИПА КИНКА ДЛЯ УРАВНЕНИЯ ФЕРМИ-ПАСТА-УЛАМА-ЦИНГУ

Белорусский национальный технический университет, пр. Независимости, 65, 220013 Минск, Беларусь
maknyazev@bntu.by

Проблема солитонных молекул, которые представляют связанные состояния солитонов, возникающих на определенных стабильных расстояниях, называемых равновесными, вызывает постоянно возрастающий интерес в последнее время [1]. Такие модели применяются для описания гидродинамических явлений, конденсата Бозе-Эйнштейна, в нелинейной оптике, физике плазмы и т.д. Достаточно полный обзор современного состояния вопроса приведен в работе [2].

В настоящей работе рассмотрено нелинейное уравнение Ферми-Паста-Улама-Цингу, построенное на решетке, в котором учитываются квадратичные и кубические члены взаимодействия между ближайшими соседями [2]. В непрерывном пределе это уравнение с достаточной точностью может быть аппроксимировано уравнением Гарднера, которое можно записать в виде

$$v_t + 6v^2 v_x + 12\mu v v_x - v_{xxx} = 0,$$

где μ – параметр модели. Нижние индексы у функции v представляют собой соответствующие производные по времени и пространству.

Известно, что уравнение Гарднера представляет собой обобщение уравнения Кортевега-де Фриза, которое является интегрируемым, т.е. допускает существование бесконечного множества решений в виде солитонов, включая и их связанные многосолитонные состояния. Все эти решения можно построить, используя прямой метод Хироты решения существенно нелинейных уравнений в частных производных [3].

В работе [4] представлена модификация прямого метода Хироты, позволяющая находить решения как в случае вырожденных параметров модели (а также решения), так и для уравнений более высокого порядка. Применение этой модификации метода Хироты позволило получить не только солитонные решения, но и решения, которые имеют вид другого топологически нетривиального состояния, а именно решения типа кинка. В качестве иллюстрации, приведем два из этих решений:

$$v(x,t) = 1/8\,[1 + tanh((64x + t + \eta_0)/512)],$$

$$v(x,t) = -4\mu/6\,[1 + tanh((kx - \varpi t + \eta_0)/2)],$$

где η_0 – положение решения в начале координат и в начальный момент времени; $k = -4\mu/3$, $\varpi = -k^3/4$. Таким образом, показано, что одна и та же нелинейная модель

допускает существование решений в виде топологически нетривиальных состояний, которые принадлежат к топологически разным классам, т.е. могут быть реализованы в зависимости от тех или иных граничных условий задачи.

[1] Hamdi S. Superlocalization reveals long-range synchronization of vibrating soliton molecules. / S. Hamdi, A. Coillet, B. Cluze, P. Grelu, P. Colman // Phys. Rev. Lett. – 2022. – V. 128. – P. 213902.
[2] Kirane M. Soliton moleculas in Fermi-Pasta-Ulam-Tsigou lattice: Gardner equation approach. / M. Kirane, S. Stalin, R. Arun, M. Lakshmanan //Электронный ресурс arXiv: 2308.16535 [nlin.PS]. – P. 54.
[3] Абловиц М. Солитоны и метод обратной задачи. / М. Абловиц, Х. Сигур. – Москва, Мир. – 1987. – 479 с.
[4] Князев М. А. Кинки в скалярной модели с затуханием. / М. А. Князев. – Минск, Тэхналогія. – 2003. – 116 с.

УДК 535.37; 547.97; 577.3

И. В. Коблов[1,2]

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ РАВНОВЕСНОГО СВЯЗЫВАНИЯ ТЕМОПОРФИНА С ТЕРМОЧУВСТВИТЕЛЬНЫМ СОПОЛИМЕРОМ НА ОСНОВЕ ДЕКСТРАНА И ПОЛИ-N-ИЗОПРОПИЛАКРИЛАМИДА

[1] Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь
iv.kablov@gmail.com
[2] Международный государственный экологический институт имени А. Д. Сахарова БГУ, ул. Долгобродская, 23/1, 220070 Минск, Беларусь

Термозависимые полимеры представляют собой перспективную платформу для разработки фармакологических форм лекарственных соединений. Макромолекулы таких полимеров способны при изменении температуры среды переходить из гидрофильной формы в гидрофобную, что позволяет не только сохранять мономерное состояние лекарственных соединений при попадании в кровоток, но и контролировать их высвобождение из состава полимерного наноносителя.

Поли-N-изопропилакриламид (ПНИПАМ) широко используется для получения термочувствительных фармакологических форм. Для ПНИПАМ характерно наличие нижней критической температуры растворения (НКТР), равной 32 ºС, при вариациях температуры вблизи которой он претерпевает обратимый переход клубок-глобула.

Лекарственные препараты могут быть загружены в полимерную матрицу, в структуре которой присутствуют цепи ПНИПАМ, при температурах ниже НКТР. При этом фазовый переход, вызванный повышением температуры выше НКТР, приведёт к их диссоциации из полимера. В то же время загрузка ряда молекул в матрицу таких полимеров наблюдается при температурах выше НКТР. А кратковременная локальная гипотермия в тканях-мишенях сопровождается изменением структурного состояния полимера и выходом молекул препарата из его состава.

Ранее было показано, что фотосенсибилизатор (ФС) 5,10,15,20-тетра-(4-гидроксифенил)хлорин (Темопорфин) эффективно образует комплексы с термочувствительным сополимером декстран-поли-N-изопропилакриламида (Д-П) при температурах выше НКТР (34-35 ºС), когда он находится в состоянии глобулы (гидрофобная форма) [1]. При этом данный ФС не взаимодействует с Д-П в состоянии клубка (гидрофильная форма).

Целью данной работы являлась оценка характеристик равновесного связывания тетрапиррольного ФС Темопорфина с сополимером Д-П в водной среде.

В работе использовали Темопорфин, производства Biolitec Research (Германия). Д-П был синтезирован в Киевском национальном университете им. Т. Шевченко [1].

Спектрально-флуоресцентные свойства ФС в растворах и в составе комплексов с сополимером Д-П определяли на спектрофлуориметре Solar CM-2203 (SOLAR, Беларусь), оборудованном термостатируемой ячейкой с магнитной мешалкой.

Встраивание Темопорфина в Д-П в глобулярном состоянии ($T > 34\text{-}35^{\circ}$ C) сопровождается изменением спектрально-флуоресцентных характеристик ФС

относительно его водного раствора (ростом квантового выхода флуоресценции ФС, смещением в коротковолновую область максимума спектра возбуждения флуоресценции ФС, увеличением степени поляризации флуоресценции ФС), что позволяет использовать параметры флуоресценции ФС для анализа процессов взаимодействия с исследуемым сополимером в водной среде [1].

Описанный подход был использован для оценки характеристик равновесного связывания молекул Темопорфина с Д-П в водной среде. Анализ флуоресцентных характеристик ФС ($1 \cdot 10^{-7}$ М) в растворах, где концентрация сополимера варьировалась в диапазоне от $5 \cdot 10^{-10}$ М до $1 \cdot 10^{-6}$ М показал, что интенсивность флуоресценции ФС сначала растёт с увеличением концентрации сополимера в растворе, а затем постепенно достигает насыщения при концентрациях Д-П выше $2 \cdot 10^{-7}$ М. Стоит отметить, что при этом форма и положение спектра флуоресценции ФС в присутствие Д-П практически не изменяется во всём диапазоне концентраций сополимера. Предполагается, что наблюдаемая эффективная деполяризация флуоресценции Темопорфина в области малых концентраций Д-П (на 1 молекулу полимера приходится более 1 молекулы ФС) обусловлена процессами переноса энергии возбуждения между близко расположенными молекулами ФС в составе глобулы сополимера.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о высоком сродстве молекул Темопорфина к глобулам Д-П, обусловленным, вероятно, высоким значением коэффициента распределения ФС между полимерной и водной фазами ($К_{п\text{-}в}$). Для количественной оценки $К_{п\text{-}в}$ было предложено использовать метод, основанный на титровании раствора комплексов ФС/Д-П с модельными структурами — циклодекстринами (ЦД), параметры комплексообразования которых с ФС известны [2]. Долю молекул ФС, находящихся в составе комплексов с ЦД и Д-П, определяли с использованием спектрального метода, основанного на вариабельности полосы Соре Темопорфина при связывании с нанонструктурами [1]. На основании анализа кривой титрования с использованием уравнения, полученного путём введения коэффициента распределения ФС в системе сополимер-вода и константы диссоциации комплексов включения ЦД с ФС в уравнение материального баланса для молекул ФС в водном растворе в присутствии Д-П и ЦД, рассчитан $К_{п\text{-}в}$, значение которого составило $2{,}8 \cdot 10^4$.

Таким образом, показано, что Темопорфин эффективно взаимодействует с Д-П в глобулярном состоянии. Полученное значение коэффициента распределения ФС между полимерной и водной фазами позволяет предположить, что скорость диссоциации молекул ФС из матрицы сополимера будет низка и это, вероятно, окажет значительное влияние на распределение молекул ФС в организме.

[1] Koblov I. V. Determination of kinetic characteristic of dissociation of complexes of meta-tetra-(hydroxyphenyl)clorin and dextran-poly-N-isopropylacrylamide copolymer fluorescence spectroscopy / I. V. Koblov, I. E. Kravchenko, T. E. Zorina, V. P. Zorin // Journal of Applied Spectroscopy. – 2025. – Vol. 92, № 3. – P. 547-554.

[2] Yakavets I. Evaluation of temoporfin affinity to β-cyclodextrins assuming self-aggregation / I. Yakavets, H.-P. Lassalle, I. Yankovsky, F. Ingrosso, A. Monari, L. Bezdetnaya, V. Zorin // J. of Photochemistry & Photobiology, A: Chemistry. – 2018. – Vol. 367. – P. 13-21.

УДК 53

М. В. Корольков[1], Д. С. Могилевцев[1]

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ КРОСС-РЕЛАКСАЦИОННОГО ОБМЕНА МЕЖДУ ИОНАМИ НА ДИНАМИКУ РЕЛАКСАЦИИ ИХ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПРОВЕДЕННЫЙ В РАМКАХ ТРЕХ УРОВНЕВОЙ МОДЕЛИ

[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*
m.korolkov@dragon.bas-net.by

В данной работе на примере трехуровневой модели для редкоземельных ионов (РЗИ) рассматривается их ап-конверсионная (АК) люминесценция (АКЛ) в условиях существенного влияния на неё кросс-релаксационного обмена энергией (КРОЭ) между этими же ионами. Такая модель содержит минимальное число уровней, позволяющих описывать АКЛ и ап-конверсионные процессы (АКП) в РЗИ, допированных в различные материалы. Акцент ставится на анализе динамики релаксации, в общем случае неэкспоненциальной, в двух режимах возбуждения таких ионов, представленных на рисунке 1а. Первый режим, типичный для АК возбуждения трехуровневой системы, это ступенчатое лазерное возбуждение в каналах 1 → 2 и 2 → 3 со скоростями накачки R_1 и R_2 соответственно, приводящее к АКЛ в канале 3 → 1. Второй – прямое возбуждении третьего уровня (ПВТУ) 1 → 3 (скорость накачки R_3). Обменное кросс-релаксационное взаимодействие происходит за счет двух связанных переходов между двумя близко расположенными ионами. В одном ионе это переход 3 → 2, а в другом, соответственно, 1 → 2. Эффективность такого обмена характеризуется параметром s, который зависит от концентрации РЗИ и населенностей первого и третьего уровней, и, следовательно, скоростей накачки $R_{1,2}$, длительности t_p и формы возбуждающих импульсов, параметров релаксации $W_{2,3}$, то есть в целом от нелинейной динамики АКП, обычно описываемых системой дифференциальных уравнений для населенностей уровней n_i ($\boldsymbol{i}$ =1, 2, 3) трехуровневой системы на рисунке 1а [1, 2]:

$$\dot{n}_1 = -R_1 n_1 + W_{21} n_2 + W_{31} n_3 - s n_1 n_3 \,, \quad (1а)$$
$$\dot{n}_2 = R_1 n_1 - (W_{21} + R_2) n_2 + W_{32} n_3 + 2 s n_1 n_3 \,, \quad (1б)$$
$$\dot{n}_3 = R_2 n_2 - W_{31} n_3 - W_{32} n_3 - s n_1 n_3, \quad (1в)$$

где $W_{31} = b \cdot W_3$, $W_{32} = (1-b) \cdot W_3$. Здесь в качестве реперных использованы реалистичные значения параметров, подобранные для Nd^{3+}:$LiYF_4$, путем сопоставления результатов численного моделирования с экспериментальными данными в работе [1]. В расчетах мы использовали более широкий диапазон изменений, поскольку они могут существенно отличаться для других РЗИ [2].

Из (1b) видно, что эффективная скорость релаксации 3-го уровня определяется величиной $G_e(t) = W_3 + s \cdot n_1(t)$ в момент $t = t_p$ выключения накачки ($R_{1,2}(t \geq t_p) \equiv 0$) и зависит как от W_3 и s, так и от населенности первого уровня n_1. Как видно на рисунке 1б, величина населенности первого уровня n_1 ($t=t_p$) и, соответственно, G_e, может существенно зависеть от времени t_p и s взаимодействие. Скорость релаксации не

зависит от длительности t_p при $s = 0$ т.к. $G_e = W_3$, и практически не зависит от t_p, если населенности $n_{2,3} << 1$ и $G_e = (W_3+s\cdot n_1) \approx (W_3+s)$. При $R_2 = 5000c^{-1}$ это справедливо для $s < 30000$. Это приводит к практически экспоненциальному распаду населенности n_3 и затуханию АКЛ с $G_e \approx (W_3+s)$. При $s > 30000c^{-1}$ и $t_p > 0.01\ c^{-1}$ распад может стать существенно неэкспоненциальным (здесь $W_2=1905c^{-1}$, $W_3=20000c^{-1}$, $b = 0.2$, $R_1 = 0.85$).

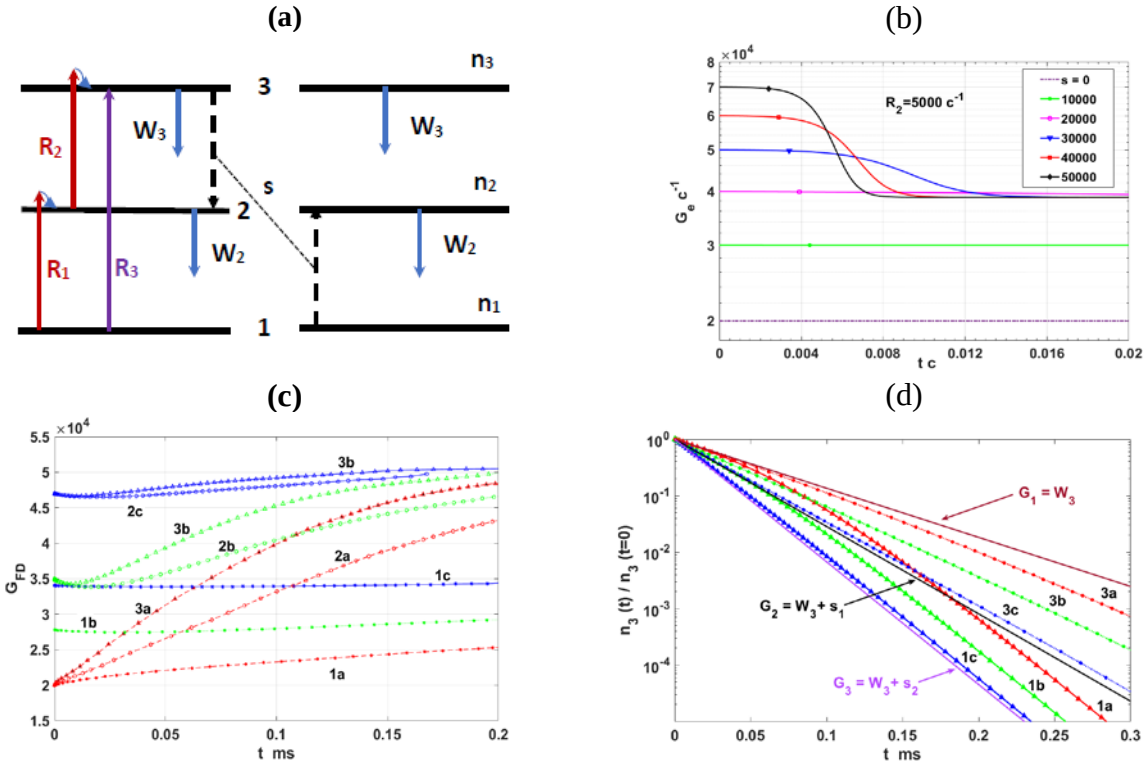


Рисунок 1 (a) – трехуровневая модель взаимодействующих РЗИ, временные зависимости скорости релаксации (b) - АКЛ, (c) – приготовленного 3-го уровня, (d)- люминесценции с 3-го уровня. Подробности в тексте.

На рисунках 1c показано как меняется эффективная скорость распада 3-го уровня $G_{FD} = (W_3+s\cdot n_1)$ при его целевом возбуждении. Кривые 1 - $W_2 = 1902c^{-1}$, $s = 15600c^{-1}$, 2 - $W_2 = 10000c^{-1}$, $s = 30000c^{-1}$, 3 - $W_2 = 20000c^{-1}$, $s = 30000c^{-1}$ и для всех $W3 = 20000$ и $b = 0.2$. Распад рассмотрен для трех начальных условий $n_3 = 1$ – «a», 0.5 – «b», и 0.1 – «c».

Для кривых 1a – 1c и 3a – 3c, показывающих изменения G_{FD} на рисунке 1c, на рисунке 1d приведена динамика релаксации люминесценции с 3-го уровня в канал 3 → 1, которая пропорциональна n_3. Отметим что она в большинстве случаев существенно неэкспоненциальная. Показаны и реперные экспоненты G_3, G_2 *и* G_1. Таким образом и распад АКЛ и распад приготовленного 3-го уровня в присутствие КРОЭ становится неэкспоненциальным и зависит от динамики всего нелинейного процесса как возбуждения, так и распада РЗИ под влиянием КРОЭ между ними.

[1] Joubert M. F. Model of the photon-avalanche effect / M. F. Joubert, S. Guy, B. Jacquie. // Phys. Rev. B. - 1993. - Vol.48. - P. 10031-10037.
[2] Korolkov M. V. Non-stationary testing of avalanche-like behavior of up-conversion luminescence // JOSA B,- 2020. –Vol.37- N11. - P.3239-3242.

УДК 538.955

А.Н. Котельникова, В.А. Федькин, О.Д. Канафьев, И.А. Греков, Т.И. Зубарь, А.В. Труханов

ВЛИЯНИЕ КОМПЛЕКСООБРАЗОВАТЕЛЕЙ И ПАРАМЕТРОВ ТОКА НА ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ПЛЕНОК В СИСТЕМЕ NiFeCu ОСАЖДЕННЫХ ИЗ КОМБИНИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОЛИТА

ГО "НПЦ НАН Беларуси по материаловедению", ул. Петруся Бровки, 220072, Минск, Беларусь, anna.kotelnikova.98@mail.ru

Многослойные структуры на основе чередующихся ферромагнитных и диамагнитных слоёв активно применяются в качестве компонентов датчиков магнитных полей, устройств записи и хранения магнитной информации и электромагнитных экранов [1]. Электрохимическое осаждение из комбинированного электролита, содержащего и ферромагнитные и диамагнитные частицы, позволяет синтезировать многослойные структуры за счёт осаждения ферромагнитных и диамагнитных слоёв при различных (пониженных и повышенных) потенциалах, либо плотностях тока [2]. Однако комплексное влияние множества параметров осаждения препятствует контролируемому синтезу материалов с желаемыми характеристиками.

Для уменьшения содержания соосаждаемой примеси Cu в слоях NiFe за счет влияния комплексообразующих добавок на процесс соосаждения в системе NiFeCu были приготовлены четыре электролита с различными комплексообразователями и из них были осаждены образцы однослойных пленок Cu и NiFe.

Выбор тиокарбамида (тиомочевины), 8-оксихинолина и сульфосалициловой кислоты в качестве комплексообразующих добавок обусловлен тем, что их комплексные соединения с ионами Cu^{2+} более устойчивы чем их комплексные соединения с Ni^{2+} и Fe^{2+} (имеют более высокие значения константы образования **β** [3]).

Таким образом были приготовлены следующие электролиты: исходный электролит A ($NiSO_4 \cdot 7H_2O$ – 280 г/л, $FeSO_4 \cdot 7H_2O$ – 13 г/л, $CuSO_4 \cdot 5H_2O$ – 2 г/л, $MgSO_4 \cdot 7H_2O$ – 90 г/л, H_3BO_3 – 30 г/л, $C_7H_5NO_3S$ – 2 г/л), электролит B с добавлением тиокарбамида (0,61 г/л), C с добавлением 8-оксихинолина (1,16 г/л), D с добавлением сульфосалициловой кислоты (1,75 г/л).

Таблица 1 – Параметры осаждения плёнок в системе NiFeCu

Электролит	Образец	U_1, В	t_1, с
A (Исходный)	A - 0	-0,4	300
	A - 1	-1,1	120
	A - 2	-1,2	120
	A - 3	-1,3	120
B (Тио-мочевина)	B - 0	-0,4	300
	B - 1	-1,1	120
	B - 2	-1,2	120
	B - 3	-1,3	120
C (8-окси-хинолин)	C - 0	-0,4	300
	C - 1	-1,1	120
	C - 2	-1,2	120
	C - 3	-1,3	120
D (Сульфо-салициловая к-та)	D - 0	-0,4	300
	D - 1	-1,1	120
	D - 2	-1,2	120
	D - 3	-1,3	120

Подложками для электрохимического осаждения однослойных плёнок на основе сплавов NiFe и Cu служили пластины кремния Si (100) размером 1*2 см с напылённым слоем золота Au.

В ходе осаждения температура электролитов поддерживалась на уровне 35 °C, а pH - на уровне 2,4. Для перемешивания электролитов использовался барботаж воздухом.

Параметры осаждения образцов представлены в Таблице 1.

Анализ химического состава поверхности образцов A-0, B-0, C-0 и D-0 методом рентгеновской энергодисперсионной спектроскопии показал, что во всех случаях были осаждены плёнки Cu. Вариация комплексообразующих добавок и потенциалов осаждения не оказали влияния на химический состав плёнок Cu и не воспрепятствовали их формированию.

Анализ химического состава поверхности образцов A-1 — A-3, B-1 — B-3, C-1 — C-3, D-1 — D-3, осажденных при пониженных потенциалах тока (-1,1— -1,3 В), показал, что во всех случаях были осаждены плёнки сплава NiFe с примесью меди

Определено, что вне зависимости от наличия и вида комплексообразователя в составе электролита, по мере понижения потенциала с -1,1 до -1,3 В плёнках сплава NiFe повышается содержание никеля и снижается содержание железа и меди (Рисунок 1). Установлено, что внесение в электролит тиомочевины способствует незначительному снижению содержания примеси меди с сплаве NiFe с 3,2-4,1 ат.% до 3,2-3,9 ат.%. Внесение в состав электролита 8-оксихинолина напротив повысило содержание примеси меди в сплаве NiFe до 4,7-5,6 ат.%, в связи с чем дальнейшее его применение нецелесообразно. Наибольшее снижение примеси меди было обнаружено в плёнках NiFe осаждённых из электролита, содержащего сульфосалициловую кислоту (2,3-2,6 ат.%).

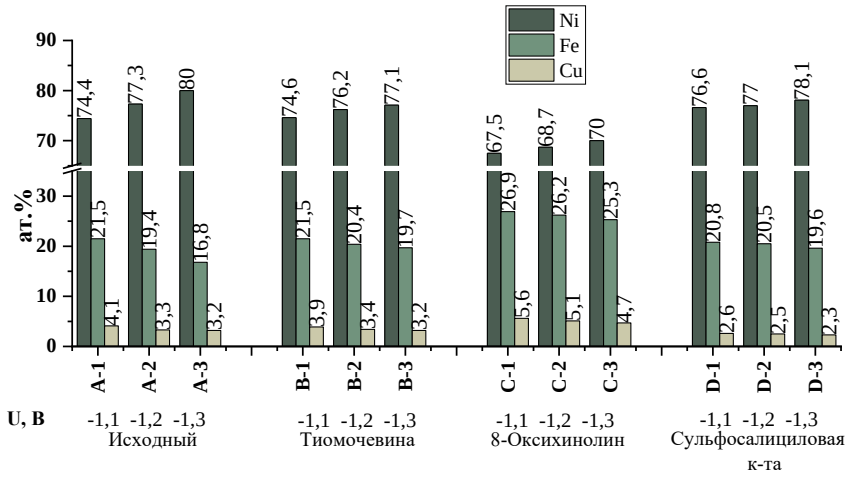


Рисунок 1 – Химический состав плёнок в системе NiFeCu, осажденных при пониженных потенциалах тока (-1,1— -1,3 В)

Представленные в данной работе результаты демонстрируют возможность синтеза плёнок сплава NiFe в диапазоне потенциала (-1,1– -1.3В) и пленок Cu (при потенциале тока -0,4 В) из одного комбинированного электролита. Что можно применять при изготовлении многослойных пленочных структур и наноструктур с чередующимися ферромагнитными и диамагнитными слоями. Использование электролита с сульфосалициловой кислотой позволяет минимизировать соосаждение примесной меди в слоях сплава NiFe (вплоть до 2,3 ат.%) и соответственно ослабить ухудшение магнитных характеристик сплава NiFe.

[1] Magnetic random access memories (MRAM) beyond information storage / R. C. Sousa [et al.] // 2020 IEEE Symposium on VLSI Technology / IEEE. – 2020. – P. 1-2.
[2] Esmaili, S. Electrodeposition, characterization and morphological investigations of NiFe/Cu multilayers prepared by pulsed galvanostatic, dual bath technique / S. Esmaili, M. E. Bahrololoom, K. L. Kavanagh // Mater. Charact. – 2011. – Vol. 62, № 2. – P. 204-210.
[3] Dean, J. A. Formation Constants of Metal Complexes / J. A. Dean, N. A. Lange // Lange's Handb. Chem. – 1999. – Vol. 15. – P. 922-944.

УДК 535

Е. Э. Кротова[1], Д. С. Филимоненко[2], Т. А. Кулагова[3]

АНАЛИЗ ШЕРОХОВАТОСТИ НАНОСТРУКТУРЫ МЕМБРАНЫ ЭРИТРОЦИТОВ ЧЕЛОВЕКА, МОДИФИЦИРОВАННЫХ ГКТ МЕТОДОМ АСМ-ИССЛЕДОВАНИЯ

[1] Университет НАН Беларуси, пер. Калинина, 10, 220049, Минск, Беларусь
[2] Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр-т Независимости, 68-2, 220072, Минск, Беларусь
[3] НИУ «Институт ядерных проблем» БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220006, Минск, Беларусь

Введение. Графеновые квантовые точки (ГКТ) благодаря малому контролируемому размеру (1,5–2,5 нм) и возможности масштабируемого синтеза являются перспективными наночастицами для биомедицины [1]. Для изучения наноразмерных объектов, включая биологические структуры, широко применяется атомно-силовая микроскопия (АСМ).

Цель работы. В этой работе исследовалось методом АСМ влияние ГКТ на морфологию поверхности мембраны эритроцитов человека.

Материалы и методы. В работе использовались фиксированные глутаровым альдегидом образцы контрольных эритроцитов и эритроцитов, инкубированных с графеновыми квантовыми точками (ГКТ) с концентрацией 50 мкг/мл.

АСМ-измерения проводили в контактном режиме с помощью АСМ NT-206 (ОДО «Микротестмашины») в контактном режиме с использованием зондов CSC21 жесткостью 0,12 Н/м. При расчете параметров шероховатости размер области сканирования (~1 мкм^2) и шаг дискретизации (5 нм) поддерживались постоянными для сравниваемых образцов. Для каждого образца определялись выбранные параметры шероховатости на основании 16 независимых измерений.

Для выделения мелкомасштабной составляющей рельефа полученных АСМ-изображений осуществлялось спектральное двумерное дискретное быстрое преобразование Фурье без применения оконной функции, в частотной области использовался радиально-симметричный ВЧ-фильтр пространственных частот, соответствующем пространственным периодам 20–200 нм.

Результаты и обсуждение. Для анализа шероховатости были взяты следующие характеристики: двумерные среднее S_a и среднеквадратичное S_{rms} значения неровностей высоты и автокорреляционная длина S_{al}. Для выборок топографий предварительно была проведена оценка автокорреляции первого порядка с использованием коэффициента корреляции Пирсона для характеристик (таблица 1), которая позволяет рассматривать отдельные топографии как независимые наблюдения при $t_{кр\ ак} = 0{,}50$ с уровнем значимости $\alpha = 5\%$.

Для каждой выборки по характеристикам были рассчитаны средние значение и стандартная ошибка (СО) среднего на основе стандартной неопределённости типа А с $\alpha = 5\%$ (таблица 1). Доверительные интервалы были рассчитаны с $t_{кр} = 2{,}13$ ($\alpha = 5\%$).

Для проверки распределений на нормальность был использован визуальный метод Q-Q (КК, квантиль-квантиль) графиков. Характеристики S_a и S_{rms} демонстрируют

приближенное к нормальному распределению, в отличие от S_{al}. Поэтому для этих характеристик были вычислены выборочные несмещённые дисперсии (таблица 1). Сравнение их при $F_{крит} = 0,42$ ($\alpha = 5\%$) показало, что для параметров S_a и S_{rms} (значения F-критерия 4,18 и 7,82 соответственно) выявлены статистически значимые различия дисперсий для рассматриваемых характеристик (таблица 1).

Таблица 1 – Средние значения и критерии для характеристик шероховатостей контрольного и образца с ГКТ.

		Контроль	ГКТ	t(df);p; d	U;Z;p;d
S_a	Автокорреляция	0,09	0,30	t(21,78)=5,72; p~10^{-5}; d=2,00	U=22; Z= -4,00; p~10^{-5}; d=0,71
	СО среднего, нм	0,22	0,01		
	Дисперсия	6,62 *10^{-19}	1,58 *10^{-19}		
	Ср. значение, нм	3,1 ± 0,5	1,75 ± 0,21		
S_{rms}	Автокорреляция	-0,07	-0,07	t(18,78)=4,60; p~10^{-5}; d=1,75	U=20; Z= -4,70; p~10^{-5}; d=0,72
	СО среднего, нм	0,53	0,19		
	Дисперсия	4,42 *10^{-18}	5,65 *10^{-19}		
	Ср. значение, нм	5,3 ± 1,1	2,8 ± 0,4		
S_{al}	Автокорреляция	-0,18	0,23	-	U=74; Z= -2,04; p=0,04; d=0,36
	СО среднего, нм	3,52	3,20		
	Ср. значение, нм	49 ± 8	39 ± 7		

Сравнение средних значений с значимым F-критерием было выполнено с использованием t-теста Уэлча. Для анализа результата наряду с тестом Уэлча использовалась оценка размера эффекта d (коэффициент Коэна) с поправочным коэффициентом g на малое количество элементов выборки (менее 20) [2]. Так же для всех характеристик был вычислен U-критерий Манна-Уитни (таблица 1). Критерии показали большие эффекты для S_a и S_{rms} и умеренный для S_{al} [2-3].

Заключение. С помощью атомно-силового микроскопа получена сравнительная характеристика значений параметров шероховатости эритроцитарной мембраны. В ходе статистического анализ на уровне $p < 0,05$ с помощью t-теста Уэлча было выявлено статистически значимые различия для средней и среднеквадратичной шероховатости, а U-критерий Манна-Уитни оказался значимым для всех характеристик, что свидетельствует об устойчивой тенденции к изменению морфологии клеточной мембраны под влиянием ГКТ. Однако полученные эффекты размера могут свидетельствовать о недостаточном количестве измерений.

[1] Belko, N. Hysteresis and stochastic fluorescence by aggregated ensembles of graphene quantum dots / N. Belko, L. Golubewa, V. Chizhevsky, S. Karuseichyk, D. Filimonenko et al. // The Journal of Physical Chemistry C. – 2022.

[2] Zhou, Y. Which effect size calculation is the best to estimate the population effect size in the Welch t test? / Y. Zhou, X. Ren, G. Brooks // Journal of Modern Applied Statistical Methods. – 2023. – Vol. 22, No. 1. – Article 3.

[3] Peres, F. F. Effect sizes for nonparametric tests / F. F. Peres // Biochemia Medica. – 2026. – Vol. 36, No. 1. – Art. 010101.

УДК 535.34+535.35+535.372

Л. Л. Гладков[1], Д. В. Кленицкий[2], Н. Н. Крук[2]

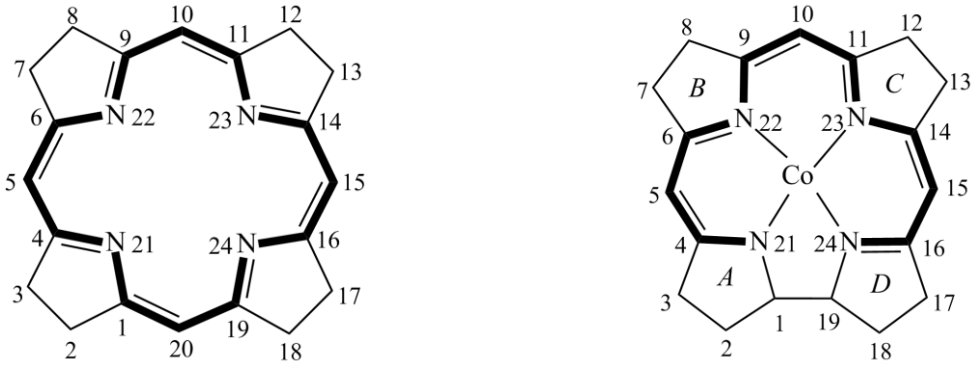
ФОРМИРОВАНИЕ НЕЗАМКНУТОЙ ЦЕПИ π–СОПРЯЖЕНИЯ В МОЛЕКУЛЕ ВИТАМИНА B_{12}

[1] Белорусская государственная академия связи, ул. Ф. Скорины, 8/2, 220114 Минск, Беларусь
gladkovlev0@gmail.com
[2] Белорусский государственный технологический университет, ул. Свердлова, 13а, 220006 Минск, Беларусь
m.kruk@belstu.by

Особенностью электронной структуры витамина B_{12} является насыщение С-С связей в макроцикле, что существенно влияет на его молекулярную конформацию и определяет электронную коммуникацию в молекуле. Для установления структуры хромофорного фрагмента витамина B_{12} нами была оптимизирована его молекулярная структура и молекулярная структура трех его модельных структурных предшественников: макроцикла коррина без хелатированного иона Co^{3+}, в котором все периферические заместители заменены протонами; такой же молекулы коррина с хелатированным ионом Co^{3+}; молекулы Co^{3+}–коррина с двумя присоединенными аксиальными лигандами. Кроме этого, для сравнительного анализа были оптимизированы структуры незамещенной молекулы порфина, 2,3,7,8,12,13,17,18-октагидропорфина, молекулы BODIPY без периферических заместителей. Оптимизацию молекулярной конформации в основном синглетном S_0 состоянии проводили методом функционала плотности (DFT) с обменно-корреляционнным функционалом PBE и трехэкспоненциальным базисом 3*z* с помощью программного пакета для квантово-химических расчетов «Природа» [1].

Результаты анализа структурных данных позволяют сделать однозначные выводы о характере контура π-сопряжения в исследованных соединениях. Наиболее близким аналогом молекулы B_{12} по формированию контура π-сопряжения является молекула октагидропорфина. Насыщение C_b–C_b связей всех пиррольных колец исключает из π-сопряженной системы макроцикла C_b–C_b и C_a–C_b связи этих элементов структуры. Поэтому рассчитанные значения длин указанных связей всех пиррольных колец близки длине одинарной связи 1,54 Å и достаточно хорошо выравнены от 1,516 до 1,545 Å. Данные значения существенно отличаются от вычисленых величин соответствующих связей молекулы порфина, которые варьируются от 1,36 до 1,46 Å. В молекуле B_{12} длины C_b–C_b и C_a–C_b связей варьируются от 1,516 до 1,586 Å. Таким образом, не вызывает сомнения то, что C_b–C_b связи пиррольных колец в молекуле B_{12} не вовлечены в формирование контура π-сопряжения, как и в октагидропорфине. Длины C_a–C_m связей, соединяющие пиррольные кольца с C_m-положениями, в октагидропорфине также хорошо выравнены между собой от 1,384 до 1,403 Å, однако они ощутимо короче длин C_b–C_b и C_a–C_b связей в кольцах. В молекуле B_{12} длины C_a–C_m связей оказались весьма близки к значениям для октагидропорифрина. Очевидно, что метиновые мостики в молекулах октагидропорфина и B_{12} вовлечены в формирование контура π-сопряжения. Так как

сопряжение через внешний периметр пиррольных колец невозможна, то в формирование π-сопряженного контура должны быть вовлечены C–N связи. Длины C–N связей в макроцикле октагидропорфина хорошо выравнены от 1,354 до 1,367 Å. В макроцикле молекулы B_{12} длины C–N связей варьируются в близком диапазоне: от 1,355 до 1,391 Å, за исключением связей C_4–N_{21} и C_{16}–N_{24}, которые равны соответственно 1,313 и 1,316 Å, и связей C_1–N_{21} и C_{19}–N_{24}, которые равны соответственно 1,499 и 1,477 Å. Причины данных различий обусловлены различием в форме контура π-сопряжения. Если в молекуле октагидропорфина контур π-сопряжения проходит через C–N связи и является замкнутым, формируя так называемый ароматический крест рис. 1*а*, то в корриновом макроцикле из-за того, что связь C_1–C_{19} гидрирована, контур π-сопряжения размыкается рис. 1б.



а *б*

Рис. 1. Контуры π-сопряжения макроциклов:
а – октагидропорфин, *б* – витамин B_{12}

Молекула BODIPY обнаруживает длины связей в макроцикле, близкие к значениям, полученным для порфина, причем длина C–C связей изменятся от 1,391 до 1,424 Å, что даже меньше, чем у порфирина. В то же время длина C–N связей различается сильнее: 1,346 Å для связей с атомом углерода «снаружи» молекулы и 1,395 Å для связей с атомом углерода, соседним с метиновым мостиком, что вероятно, вызвано стерическими взаимодействиями при хелатировании иона бора. При этом длина связей N–B связей одинакова и равна 1,580 Å. Несмотря на то, что молекула BODIPY содержит близкий структурный мотив с координацией иона металла пиррольными кольцами, ароматический характер пиррольных колец обуславливает существенные различия в электронной структуре по сравнению с молекулой B_{12}.

Сопоставление длин связей в макроциклах модельных соединений без хелатированного иона кобальта и их металлокомплексов не обнаруживает принципиальных различий, что свидетельствует об инвариантности контура π-сопряжения по отношению к хелатированию макроциклом иона металла.

[1] Laikov D. N. Fast evaluation of density functional exchange-correlation terms using the expansion of the electron density in auxiliary basis sets / D. N. Laikov // Chem. Phys. Lett. – 1997. – Vol. 28, Issues 1-3. – P. 151 – 156.

К. Ю. Кублицкая[1], Н. О. Прокопеня[1]

ВЛИЯНИЕ ИНДУЦИРОВАННОГО РАССЕЯНИЯ НА КОМПТОНИЗИРОВАННЫЕ СПЕКТРЫ В УСЛОВИЯХ НЕОДНОРОДНОСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ

[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*
kriskublitskaya@gmail.com

Тепловая комптонизация — ключевой механизм формирования непрерывного рентгеновского спектра в астрофизических источниках. Для однородной плазмы существуют аналитические решения уравнения Компанейца [1]. Описание переноса излучения обычно сводится к эффективным параметрам, например, к средней температуре электронов T_e. Тем не менее в реальной плазме можно ожидать температурные градиенты с изменением оптической толщины τ, и уже в линейном приближении возникает вопрос: как выходной спектр зависит от профиля $T_e(\tau)$ при одинаковой средней температуре [2]. Менее изученным в этом контексте является вклад нелинейного индуцированного (вынужденного) рассеяния ($\propto n^2$), который по своей природе становится существенным при больших числах заполнения. В данной работе мы количественно оцениваем, насколько профиль температуры $T_e(\tau)$ влияет на выходной спектр при фиксированной средней температуре и какова роль индуцированного рассеяния в этом процессе.

В качестве исходного уравнения используется форма уравнения Компанейца для числа заполнения $n(x,\tau)$, сохраняющая физический смысл при переменной температуре электронов $T_e(\tau)$:

$$\frac{\partial n}{\partial \tau} = \frac{1}{x^2}\frac{\partial}{\partial x}\left[x^4\left(\theta(\tau)\frac{\partial n}{\partial x} + n + n^2\right)\right], \qquad (1)$$

где $x = h\nu/m_e c^2$, $\theta(\tau) = kT_e(\tau)/(m_e c^2)$.

Численное решение строится на логарифмической сетке по энергии с консервативной конечно-объёмной дискретизацией типа Чанга–Купера [3], которая используется для уравнений типа Фоккера–Планка и известна устойчивостью и сохранением важных свойств (сохранение числа частиц). Нелинейный член обрабатывается линеаризацией «запаздыванием» (lagging) на шаге по τ, что превращает нелинейную задачу в последовательность линейных решаемых систем, но требует достаточно малого шага по τ для контроля ошибки.

Линейный режим (без n^2): сохраняющем среднюю температуру профиле $\theta(\tau) = \bar{\theta}(1 + \sigma\,(\sin^2(\pi\tau/\tau_{max}) - 1/2))$ выходные спектры оказываются различными для разных σ (см. Рисунок 1(а)). Различие сильнее всего проявляется в области горячих фотонов.

Нелинейный режим (с n^2): при фиксированной неоднородности (например, $\sigma = 0.6$) изменение амплитуды начального распределения (масштабирование $n \to An$) приводит к дополнительному изменению формы спектра, причём эффект становится

заметнее на низких энергиях. Это согласуется с тем, что индуцированное рассеяние зависит от величины n, и потому усиливается при больших числах заполнения.

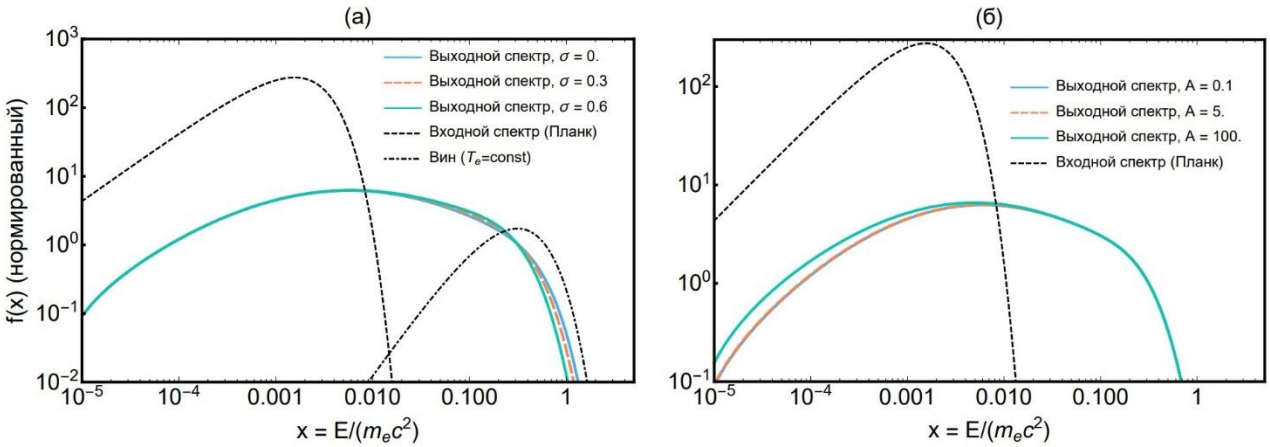


Рис. 1. Нормированные выходные спектры $f(x, \tau_{max}) = x^2 n(x, \tau_{max})$ в задаче комптонизации при переменной температуре электронов $T_e(\tau)$. (а) Линейное уравнение Компанейца (n^2 выключен): зависимость формы спектра от дисперсии температурного профиля, параметризованной σ, при фиксированных среднем T_e и полной оптической глубине τ_{max}; для сравнения показаны начальный планковский спектр и равновесный спектр Вина для $T_e = const$. (б) Нелинейное уравнение (n^2 включён): зависимость выходного спектра при фиксированной $\sigma = 0.6$ от амплитуды начального распределения A, что отражает вклад индуцированного рассеяния при больших числах заполнения.

Таким образом, при переменной $T_e(\tau)$ спектр комптонизированного излучения уже в линейном приближении зависит не только от средней температуры в плазме, но и от профиля. Учёт индуцированного члена n^2 добавляет чувствительность к числу заполнения фотонов преимущественно в мягкой (низкоэнергетической) части спектра.

[1] Kompaneets, A. S. The Establishment of Thermal Equilibrium between Quanta and Electrons. Soviet Physics JETP, 4(5), 730–737 (1957).
[2] Kaufman, J., Blaes, O., & Hirose, S. A simple framework for modelling the dependence of bulk Comptonization by turbulence on accretion disc parameters. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 476(4), 5548–5574 (2018).
[3] Chang, J. S., & Cooper, G. A practical difference scheme for Fokker–Planck equations. Journal of Computational Physics, 6(1), 1–16 (1970).

УДК 538.91

ТЕРМОУПРУГИЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ВОЛЬФРАМЕ, ПОДВЕРГНУТОМ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОМУ ПЛАЗМЕННОМУ ВОЗДЕЙСТВИЮ

В.И. Шиманский, Ф.С. Кулачков

Белорусский государственный университет, пр-т Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь

В последнее время активно развиваются импульсные технологии модифицирования поверхности твердых тел для получения различных свойств. Одними из основных для исследования являются механические свойства, которые имеют приповерхностные слои образцов, обработанных высокоэнергетическими плазменными потоками, и в значительной степени определяются возникающими вследствие высоких скоростей охлаждения (до 10^7 – 10^8 К/с) механическими напряжениями.

В представленной работе рассматривается процесс возникновения термических упругих напряжений в нелегированном вольфраме после импульсного воздействия компрессионными плазменными потоками.

При моделировании предполагалось, что образец однородный и плазменное воздействие воздействует нормально к поверхности образца, охватывая всю его поверхность. Вследствие чего система уравнений, описывающая модель, имела вид:

$$k\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}-\rho\left(c+\frac{L}{\sqrt{2\pi}\Delta}\exp(-\frac{(T-T_m)^2}{\Delta^2})\right)\frac{\partial T}{\partial t}-(3\lambda+2\mu)\alpha T_0\frac{\partial^2 u}{\partial x\partial t}=0 \quad (1)$$

$$(\lambda+2\mu)\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}-\rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}-(3\lambda+2\mu)\alpha\frac{\partial T}{\partial x}=0 \quad (2)$$

Параметры Ламэ определялись через упругие модули изотропного материала согласно следующим выражениям:

$$\lambda=\frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)},\mu=\frac{E}{2(1+\nu)} \quad (3)$$

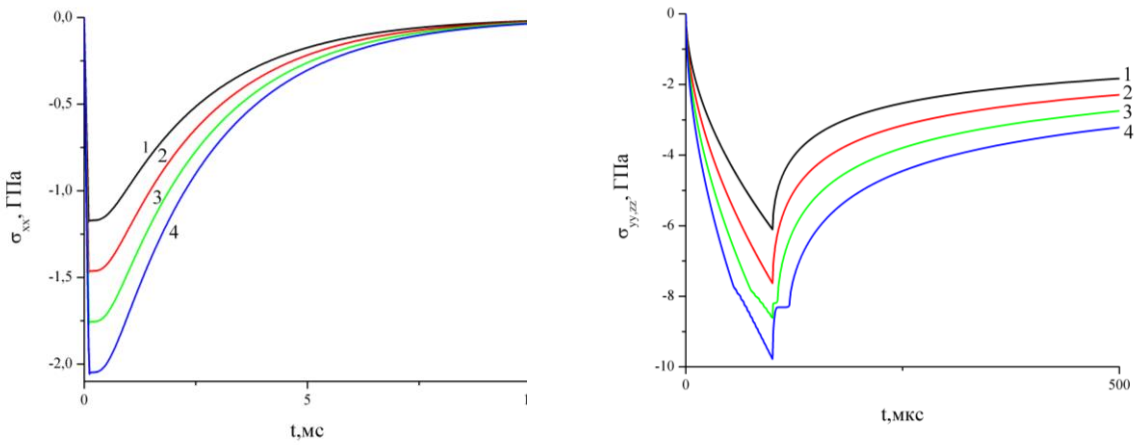
Для решения уравнения теплопроводности использовались следующие начальные и граничные условия:

$$\begin{gathered}T(x,0)=T_0,T(d,0)=T_0,\frac{\partial T}{\partial x}(0,t)=-\frac{Q}{\tau k}f(t),\ f(t)=\{1,t\in[0;\tau];0\}\\ u(x,0)=0,u(0,t)=0,\frac{\partial u}{\partial x}(x,0)=0\end{gathered} \quad (4)$$

После численного решения системы уравнений (1)-(4) проводился расчет компонентов тензора напряжений по следующим соотношениям:

$$\sigma_{xx}=(\lambda+2\mu)\frac{\partial u}{\partial x}-(3\lambda+2\mu)(T-T_0),\sigma_{yy}=\lambda\frac{\partial u}{\partial x}-(3\lambda+2\mu)(T-T_0),\quad \sigma_{zz}=\lambda\frac{\partial u}{\partial x}-(3\lambda+2\mu)(T-T_0 \quad (5)$$

Результаты численного моделирования, представлены на рисунке 1.



а) б)

Рисунок 1 – Зависимость термоупругих напряжений в поперечном (а) и продольном (б) направлениях от времени на глубине 1 мкм в вольфраме
после плазменного воздействия при Q = 40 Дж/см^2(1), Q = 50 Дж/см^2(2), Q = 60 Дж/см^2(3) и Q = 70 Дж/см^2(4)

Полученные результаты свидетельствуют о развитии достаточно большого уровня термоупругих напряжений в вольфраме после плазменной обработки с различными плотностями поглощенной энергии. Непосредственно после начала кристаллизации поверхностного слоя или при начале остывания вольфрама в нем возникают сжимающие напряжения, величина которых достигает 1 – 2 ГПа в направлении, перпендикулярном к поверхности образца, и до 6 – 10 ГПа вдоль поверхности. По мере охлаждения закристаллизовавшегося слоя, градиент температуры в нем уменьшается и уровень упругих напряжений также падает. Действительно, уже через 2 – 4 мс и через 500 мкс – 1 мс для продольного и поперечного направлений соответственно после начала действия и импульса плазмы уровень упругих сжимающих напряжений становится ниже 500 МПа, который не способен привести к существенным пластическим деформациям материала. Также полученные результаты свидетельствуют об принципиальной независимости характера эволюции термоупругих напряжений от плотности поглощенной энергии

Таким образом, в работе на основе численного моделирования продемонстрировано возникновение сжимающих термоупругих напряжений в вольфраме после импульсной плазменной обработки при плотностях поглощенной энергии 40 – 70 Дж/см^2.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Т26КИ-055).

УДК 535.34:620.3:546.3/.9

Н. Н. Курьян, С. С. Ануфрик

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОЧАСТИЦ ОКСИДОВ МЕТАЛЛОВ, СИНТЕЗИРОВАННЫХ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ

Гродненский государственный университет имени Янки Купалы, ул. Ожешко, 22, 230023 Гродно, Беларусь
kurian90@mail.ru, anufrick@grsu.by

Лазерная абляция в жидкости представляет собой метод синтеза наночастиц без использования химических прекурсоров [1]. Использование наносекундных лазерных импульсов существенно влияет на механизмы абляции, размерные характеристики и оптические свойства формируемых наночастиц [2]. Энергия и длительность лазерного импульса определяет морфологию и спектральные характеристики наночастиц. Авторами статьи [3] показано, что при абляции металлов в воде происходит трансформация сферических форм в эллиптические, треугольные и стержнеобразные структуры, что коррелирует с подавлением поверхностного плазмонного резонанса. В работе [4] показано ключевая роль длительности импульса и длины волны на размерные параметры, морфологию и скорость образования наночастиц Ag, Au и TiO_2, что непосредственно отражается на их спектральных характеристиках. Среда абляции также влияет на оптические свойства сформированных наночастиц н. При абляции цинка в воде наносекундными импульсами формируются наночастицы SiO_2 размером ~10 нм [5]. При облучении медного образца в воде образуются наночастицы Cu_2O, тогда как в этаноле — металлические наночастицы Cu, размером ~10 нм.

Таким образом, спектральные характеристики наночастиц, полученных наносекундной лазерной абляцией в воде, определяются комплексом факторов: длительностью и длиной волны лазерного импульса, свойствами жидкой среды и процессами старения, что открывает возможности для управления их оптическими свойствами.

Получение наночастиц цветных металлов проводилось на экспериментальной установке, описанной в [6]. Для исследования оптических характеристик наночастиц оксидов металлов (MgO, CoO, Fe_2O_3, MgO, Mn_2O, SiO_2, TiO_2) использовался спектрофотометр Jasco ENCS-760. Спектры поглощения суспензий наночастиц исследованных металлов приведены на рисунке 1.

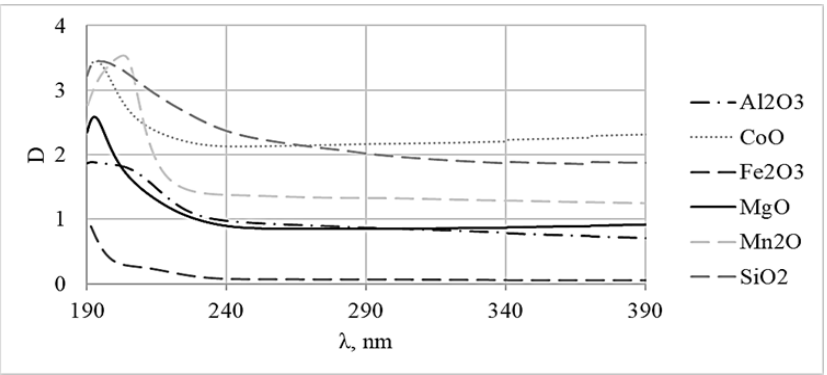


Рисунок 1 – Спектры поглощения водных растворов оксидов металлов

Наночастицы MgO характеризуются интенсивной полосой поглощения с максимумом при 195 нм, высокой оптической плотностью (3.5 D) и резким спадом после 250 нм. Край поглощения расположен при 230 нм, что соответствует ширине запрещенной зоны ≈7.8 эВ. Отсутствие дополнительных пиков подтверждает высокую чистоту кристаллической фазы. Спектр наночастиц CoO содержит три максимума: 225 нм (2.8 D, зарядовый перенос $O^{2-} \rightarrow Co^{2+}$), 285 и 355 нм (d-d переходы Co^{2+}). Уширение пиков (45-50 нм) типично для переходных металлов. Плечо при 315 нм указывает на присутствие примесей Co_3O_4. Наночастицы Fe_2O_3 демонстрируют интенсивное поглощение во всем УФ-диапазоне с широким максимумом в области 250-320 нм. Асимметрия длинноволнового края свидетельствует о примеси магнетита. Для наночастиц MnO характерны доминирующая полоса 295 нм (2.4 D) и пик 245 нм. Ширина основного пика (≈60 нм) указывает на полидисперсность частиц. Наночастицы SiO_2 проявляют интенсивную полосу при 185 нм (3.8 D) с резким спадом после 220 нм. Спектр наночастиц TiO_2 характеризуется резким краем при 385 нм максимумом 325 нм (3.0 D) и плечом при 285 нм. В области 190-250 нм поглощение достигает экстремальных значений (до 4.2 D).

В результате проведенных исследований было установлено, что все исследованные растворы наночастиц оксидов металлов демонстрируют интенсивное поглощение в УФ-области. Положение максимумов и форма спектров определяются электронной структурой и фазовым составом материалов. Наибольшей шириной запрещенной зоны характеризуются SiO_2 (9.0 эВ) и MgO (7.8 эВ), что обусловливает их поглощение в глубокой УФ-области. Высокая чистота синтезированных наночастиц подтверждается отсутствием посторонних пиков в спектрах MgO, SiO_2 и TiO_2, тогда как в образцах CoO и Fe_2O_3 обнаружены следы примесных фаз методом РСА.

[1] Ganeev R. A. Modification of nanoparticles synthesized during ablation of metals in water using nanosecond, picosecond, and femtosecond pulses / R. A. Ganeev, A. Yassine, G. S. Boltaev, V. S. Yalishev, A. S. Alnaser // Physica Scripta. – 2024. – Vol. 99, № 9. – P. 938.

[2] Kudryashov S. I. Nanosecond-laser generation of nanoparticles in liquids: from ablation through bubble dynamics to nanoparticle yield / S. I. Kudryashov, A. A. Samokhvalov, A. A. Nastulyavichus [et al.] // Materials. – 2019. – Vol. 12, № 4. – P. 562.

[3] Vardhaman A. K. The fundamentals of synthesis of the nanomaterials, properties, and emphasis on laser ablation in liquids: a brief review / A. K. Vardhaman, M. Amoli-Diva, A. Soni [et al.] // Discover Nano. – 2025. – Vol. 20, № 1. – P. 98.

[4] Hamad A. H. A comparison of the characteristics of nanosecond, picosecond and femtosecond lasers generated Ag, TiO2 and Au nanoparticles in deionised water / A. H. Hamad, L. Li, Z. Liu // Applied Physics A. – 2015. – Vol. 120, № 4. – P. 1247–1260.

[5] Svetlichnyi V. A. Structure and properties of nanoparticles fabricated by laser ablation of Zn metal targets in water and ethanol / V. A. Svetlichnyi, I. N. Lapin // Russian Physics Journal. – 2013. – Vol. 56, № 5. – P. 581–587.

[6] Ануфрик С.С. Изучение микроструктуры и микротвердости цветных металлов, модифицированных лазерным излучением / С. С. Ануфрик [и др.] // Веснік Гродзенскага дзяржаўнага ўніверсітэта імя Янкі Купалы. Сер. 2, Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, вылічальная тэхніка і кіраванне. – 2025. – Т. 15. – № 1. – С. 81-96.

УДК 535.37; 628.94

В.А. Лапина[1], Ю.Б. Цаплев[2]., П.П. Першукевич[1]., Т.А. Павич[1], Н.Н. Трофимова[2], А.В. Трофимов[2].

ПОИСК ПУТЕЙ ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ВЫХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УДАЛЕННЫХ ЛЮМИНОФОРОВ

[1] *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*
vlapina@dragon.bas-net.by
[2] *Институт биохимической физики им. Н. М. Эмануэля Российской АН, 119334, Москва, ул. Косыгина, 4, Россия; e-mail: avt_2003@mail.ru*

Развитие светодиодного освещения является революционным вызовом современности. Известно, что влияние света на протекание биохимических и биофизических процессов в организме связано в основном с такими параметрами светового излучения, как спектральный диапазон излучения, его интенсивность, яркость и цветовая температура. С учетом имеющихся на сегодняшний день знаний, одной из важнейших задач является оптимизация параметров выходного излучения СИД светильников с удаленным люминофором (УЛ).

Нами впервые был осуществлен синтез УЛ на основе фотоактивных соединений из ряда кумаринов и полимерных матриц с введением в матрицы неионогенных поверхностно-активных веществ и углеродных наночастиц. Исследованы их спектрально-люминесцентные характеристики, изучены способы тонкой настройки спектров испускания люминофоров и проведена оценка их применимости для коррекции излучения СИД светильников [1, 2, 3,4].

Важную роль в обеспечении равномерного комфортного освещения СИД-светильников с технологией УЛ играют рассеиватели. Их основная роль сводится к следующим факторам:

- обеспечению равномерного свечения слоя УЛ;
- снижению слепящего эффекта за счет снижения высокой яркости точечных светодиодов;
- обеспечению долговечности и устойчивости (времени жизни) УЛ за счет защиты его компонентов от внешних воздействий, механических повреждений, высоких температур, влаги, пыли и т.д.;
- увеличению угла освещения за счет более широкого его раскрытия.

Одна из основных характеристик покрытий, которая определяет долговечность эксплуатации и стойкость изделий, является адгезия. Низкая степень адгезии приводит к отслоению покрытия и потере его свойств. Для обеспечения оптимального состава УЛ нами были использованы наночастицы алмазов, физико-химические свойства которых, такие как, наноразмерность, высокая адсорбционная активность, светорассеивание, активная функциональная поверхность способствовали не только упорядочению и наноструктурированию покрытия УЛ в целом, но и его более высокой адгезии к твердой поверхности (подложке). Оценка степени адгезии была осуществлена

согласно международным и российским стандартам по ГОСТ 28574, ISO 4624 и ГОСТ 15140, ISO 2409. Было установлено, что покрытия с НА имеют более высокую адгезию (не менее чем на 40%), что обеспечивает длительность эксплуатации рассеивателей СИД светильника.

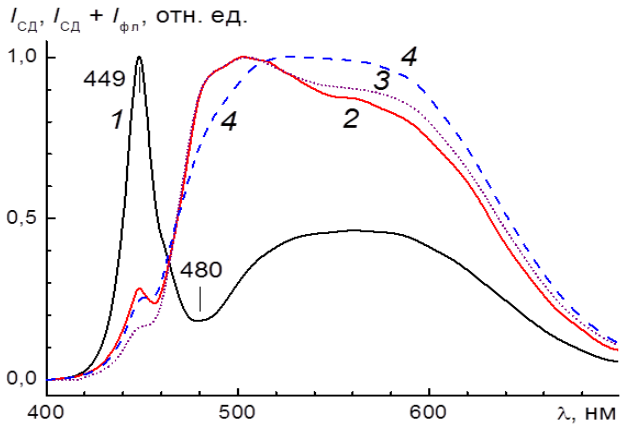


Рисунок --Нормированные спектры: холодного белого излучения светодиода без люминофора (1) с цветовой температурой ~6500 К и с наложенными на СИД люминофорами (2–4) с введенным одним и тем же детергентом Т40: кумарин 334 в ПММА (2) и в ПК (3); кумарин 343 в ПК (4)

Из рисунка видно, что полученные нами ЛФ с высокой степенью эффективности заполняют провал в спектре светодиода холодного белого свечения в области 470-520 нм. при этом значительно уменьшая долю синего света и улучшая светотехнические и светогигиенические показатели СИД светильника. Кроме того, наличие НА обуславливает высокие технологические характеристики светокорректирующих покрытий УЛ, такие как адгезивные свойства, фотостабильность и светорассеивание. Высокий уровень адгезии покрытия к подложке также является одним из основных факторов способствующих стабилизации и сохранению эксплуатационных свойств УЛ в течение длительного времени и времени жизни СИД светильника в целом.

[1]. Лапина В.А. Люминофоры и люминесцентные конвертеры в источниках света на основе синих светодиодных кристаллов. / В.А. Лапина, П.П. Першукевич, А.В. Трофимов, Н.Н. Трофимова, Ю.Б. Цаплев // Светотехника. – 2017. – № 5. – С. 28–33

[2]. Lapina V. A. Exploring the utility of coumarins-based luminescent spectra converters / V. A. Lapina, T. A. Pavich, .P. P. Pershukevich, A. V. Trofimov, N. N. Trofimova, Y. B. Tsaplev, P. P. Zak. // Journal of Physical Organic Chemistry. . – 2017. – V.30.-- N9.-- P. – 1-8. https://doi.org/10.1002/poc.3731.

[3] Лапина В.А. Люминесцентный преобразователь света для светодиодного светильника, основанного на синих светодиодах. /Т.А. Павич, П.П. Першукевич., А.В. Трофимов, Ю.Б. Цаплев, П.П. Зак, Н.Н. Трофимова. // Патент BY N22588. – С1. – 2019.

[4] Цаплев Ю. Б. Настройка люминесцентных конвертеров на основе кумаринов и их фотостабильность./ Ю.Б. Цаплев, А.В. Трофимов, П.П. Першукевич, Т.А. Павич, П.П. Зак, Н.Н. Трофимова, В.А. Лапина.//ЖПС. – 2017. – Т. 84.-- № 5.-- С.803-809.

УДК 577.1, 602.6, 535.33/34

Т.А Павич., Ю.А. Кальвинковская, В.А Лапина.

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНО -- ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ МУЛЬТИМОДАЛЬНОГО НАНОКОМПЛЕКСА ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТЕРАНОСТИКИ

[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*
pavich03@dragon.bas-net.by

Благодаря прогрессу в биомедицинской оптике и биоинженерии в области получения перспективных наноматериалов, возникло такое новое направление медицинских исследований, как тераностика. Тераностика — это высокоэффективная технология, сочетающая диагностику и лечение различных серьезных заболеваний [1].

Работа посвящена разработке гибридного мультимодального комплекса на основе наноалмазов в качестве носителя, гиалуроновой кислоты в качестве целевого вектора и Zn-порфирина в качестве фотосенсибилизирующего агента, (ND-HA-ZnTCPP). Исследованы его спектрально--люминесцентные свойства и фотосенсибилизирующее воздействие на клетки HeLa при облучении в условиях in vitro.

На рисунке 1 (А и В) показаны спектры флуоресценции и спектры возбуждения флуоресценции растворов этого комплекса.

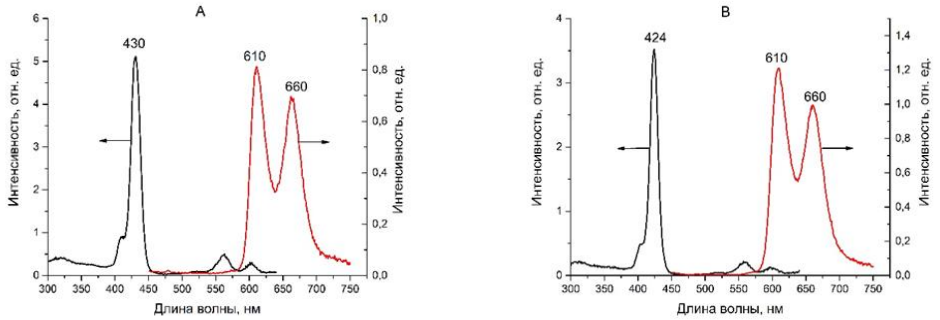


Рисунок 1 - Спектры возбуждения флуоресценции (черный) при λрег. = 650 нм и спектры флуоресценции (красный) при λвоз. = 420 нм комплекса ND-HA-ZnTCPP в растворе ДМСО (А) и в фосфатном буфере (pH 7,4) с добавлением 5% ДМСО (В).

Видно, что интенсивность полос возбуждения и флуоресценции значительно выше в неводном растворителе ДМСО. Q-полосы в спектре возбуждения флуоресценции в буфере слегка изменяются, а максимум возбуждения флуоресценции смещается на 6 нм в сторону более коротких длин волн, что указывает на перераспределение электронной плотности в молекулах светоизлучающих центров Zn-порфирина в комплексе. Известно, что фосфоресценция синглетного кислорода при 1270 нм позволяет удобно и непосредственно определять выходы синглетного кислорода На рисунке 2 показаны спектры люминесценции синглетного кислорода при возбуждении ZnTCPP и его комплексов излучением ксеноновой лампы. Квантовый выход генерации синглетного кислорода (ФΔ), для ND-HA-ZnTCPP комплекса в ДМСО составлял 0,78, а в буфере 0.31. Это, очевидно, обусловлено как влиянием растворителя на время жизни синглетного кислорода [2], так и протеканием ряда процессов между молекулами воды и молекулами порфирина в комплексе

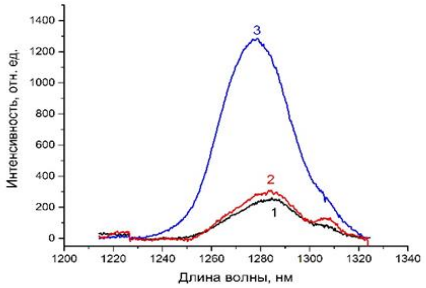


Рисунок 2 Спектры люминесценции синглетного кислорода ZnTCPP (1), комплекса ND-ZnTCPP (2) и комплекса ND- HA-ZnTCPP- (3) в ДМСО, λвоз. = 430 нм.

Известно, что молекулы воды вызывают тушение люминесценции за счет безызлучательных переходов [3]. Эффективность генерации синглетного кислорода Zn-порфирином в сочетании с наноалмазами и гиалуроновой кислотой в 4,8 раза выше, чем у чистого порфирина. Это, обусловлено структурой комплекса и характером связей между его компонентами, которые существенно влияют на его ФС активность.

Было изучено взаимодействие этих комплексов с клетками HeLa в условиях in vitro. На рисунке 3 показаны изображения клеток в суспензии, облученных в присутствии комплексов и окрашенных пропидиум йодидом [4]. Гибель клеток определяли по флуоресценции пропидиум йодида.

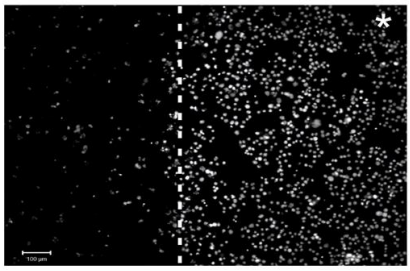


Рисунок 3 - Изображения клеток HeLa в свете флуоресценции пропидий иодида после ФС воздействия с ND-HA-ZnTCPP комплексом. Время облучения излучением ртутной лампы 5 мин (0,42 Вт/см^2)

Видно, что ND-HA-ZnTCPP комплекс проявляет эффективную фотосенсибилизирующую активность и вызывает гибель клеток.

[1] Josefsen L. B. Unique diagnostic and therapeutic roles of porphyrins and phthalocyanines in photodynamic therapy, imaging and theranostics. / L. B. Josefsen, R. W. Boyle // Theranostics. – 2012. – V. 2. – P. 916–966.

[2] Krasnovsky A.A. Luminescence and photochemical studies of singlet oxygen photonics. / A.A. Krasnovsky // J. Photochem. Photobiol. A. – 2008. – V. 106. – P. 210–218.

[3] Dobretsov G. E. On Mechanisms of Fluorescence Quenching by Water. / G.E. Dobretsov, T. I. Syrejschikova, N. V. Smolina // Biophysics. – 2014. – V. 59 – P.183–188.

[4] Weber J. F. Measurement of apoptosis in heterogenous cell populations. / G. F. Weber, J. Daley, S. K. Kraeft, L. B. Chen, H. Cantor // Cytometry. – 1997. – V. 27 – P. 136–144.

УДК 535.8

Н.В. Лахмицкий, В.Н. Чижевский, С.Я. Килин

ФАНТОМНЫЙ ВИБРАЦИОННЫЙ РЕЗОНАНС В ИСКУССТВЕННОМ ИМПУЛЬСНОМ НЕЙРОНЕ НА ОСНОВЕ ВЕРТИКАЛЬНО ИЗЛУЧАЮЩЕГО ЛАЗЕРА И ОДНОФОТОННОГО ЛАВИННОГО ФОТОДИОДА

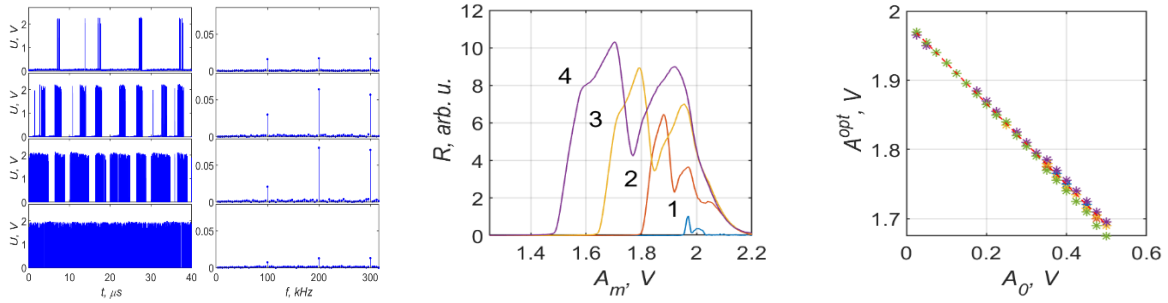
Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь
n.lahmitski@dagon.bas-net.by, vnc@dragon.bas-net.by

Введение. Вибрационный резонанс (ВР) - это явление, возникающее в нелинейных динамических системах, когда к подпороговому низкочастотному (НЧ) входному сигналу добавляется периодический сигнал с частотой, отличной от входного сигнала [1]. ВР проявляется в виде резонансного отклика на частоте НЧ сигнала в зависимости от амплитуды дополнительного высокочастотного (ВЧ) сигнала. Одной из форм ВР является фантомный вибрационный резонанс (ФВР), который характеризуется резонансной зависимостью отклика на фундаментальной частоте, отсутствующей во входном сигнале, при подаче на вход нелинейной системы подпорогового сигнала, состоящего только из ультра-гармоник фундаментальной частоты и ВЧ возбуждения [2]. Впервые ФВР был исследован теоретически в осцилляторе Дуффинга [2], а затем в ряде моделей [3-4]. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования явления ФВР в искусственном импульсном нейроне (ИИН) на основе вертикально-излучающего лазера (ВИЛ) и однофотонного лавинного детектора.

Эксперимент. ФВР исследовался в ИИН, где ранее наблюдалось явление фантомного стохастического резонанса [5], состоящем из ВИЛ, оптического ослабителя, детектора одиночных фотонов (ID-100 SMF-20), работающего в автономном режиме. На ИНН подавался периодический сигнал, представляющий собой сумму двух синусоидальных сигналов с частотой $2f_0$ и $3f_0$ одинаковой амплитуды A_0, где f_0 - фундаментальная частота, которая варьировалась в диапазоне от 100 кГц до 2 МГц. К нему добавлялся ВЧ синусоидальный сигнал с частотой 20 МГц и амплитудой A_m. Измерения проводились при помощи USB осциллографа, соединенного с компьютером. Для характеризации ФВР использовалась амплитуда отклика на фундаментальной частоте, определяемая из спектра Фурье выходного сигнала с ИИН.

Результаты и их обсуждение. На рис. 1(а) представлена эволюция последовательности выходных импульсов с ИИН с увеличением амплитуды ВЧ сигнала A_m при фиксированной амплитуде подпорогового сигнала A_0. С увеличением A_m появляются серии импульсов в виде периодических структур с периодом, соответствующим фундаментальной частоте f_0. В спектре это проявляется в росте пика на основной частоте f_0. При дальнейшем увеличении A_m периодическая структура изменяется. В каждом периоде наблюдается 2 “подпакета” импульсов, при этом, на соответствующих спектрах значение пика на частоте f_0 уменьшается. Такое поведение объясняется наличием в каждом периоде входного сигнала нескольких локальных максимумов с различными значениями. При максимальной амплитуде ВЧ сигнала данная структура исчезает, поскольку общее значение тока накачки в любой момент

времени превышает порог срабатывания ИИН. На рис. 1(б) представлена зависимость отклика ИИН на частоте f_0 от амплитуды ВЧ сигнала A_m. Наблюдается рост отклика с увеличением A_m и смещение положения максимума, что характерно для явления ВР.



(а) (б) (в)

Рис. 1. (а) Слева: временные отклики ИИН для и различных амплитуд ВЧ сигнала A_m = 1.645, 1.755, 1.87, 2.05 В; A_0 = 0.375 В (Увеличение A_m - сверху вниз). Справа: спектры сигналов. (б) Амплитуда отклика R на фундаментальной частоте f_0 = 100 кГц в зависимости от амплитуды ВЧ сигнала A_m для различных амплитуд входного сигнала A_0 = 0.025 (1), 0.175 (2), 0.325 (3), 0.475 В (4). (в) Зависимость амплитуды ВЧ сигнала A^{opt} от A_0 при котором достигается максимальное значение отклика ИИН.

Наличие двух максимумов объясняется сложной формой входного сигнала, который содержит высшие гармоники основной частоты. На рис. 1(в) представлена зависимость оптимальной амплитуды ВЧ сигнала A^{opt} от A_0, при котором достигается максимальное значение отклика ИИН, для частот f_0 в диапазоне 100 кГц – 2 МГц. Данная зависимость линейная и не зависит от фундаментальной частоты f_0.

Заключение. В работе продемонстрировано, что при подаче на вход ИИН сложного сигнала, представляющий собой сумму гармоник основной частоты, отсутствующей в сигнале, добавление определенного значения амплитуды ВЧ сигнала приводит к появлению основной частоты на выходе ИИН. Это явление может быть использовано для обработки сигналов при помощи импульсной нейронной сети на основе оптоэлектронных импульсных нейронов.

[1] Landa, P. S. Vibrational resonance / P. S. Landa, P. V. E. McClintock // *J. Phys. A: Math. Gen.* - 2000. - V. 33, no. 45. - Pp. L433–L438.

[2] Rajamani, S. Ghost-vibrational resonance / S. Rajamani, S. Rajasekar, M. A. F. Sanjuán // Commun. Nonlin. Sci. Numer. Simul. - 2014. - V. 19, no. 11. - Pp. 4003 – 4012.

[3] Abirami, K. Vibrational and ghost-vibrational resonances in a modified chua's circuit model equation /K. Abirami, S. Rajasekar, M.A. Sanjuan // IJBC. - 2014. - V. 24. - P. 1430031.

[4] Studies on ghost-vibrational resonance in a periodically driven anharmonic oscillator / R. Samikkannu et al.// Eur. Phys. J. B. - 2023. - V. 96, no. 5. - P. 56.

[5] Lakhmitski, M. V. Stochastic resonance in the optoelectronic artificial spiking neuron based on a VCSEL and a SPAD / M. V. Lakhmitski, V. N. Chizhevsky, S. Y. Kilin // Nonlin. Phenom. Comp. Syst - 2024. - V. 27, no. 4. - Pp. 311–316.

УДК 004.02 + 53.07

А.В. Лебедевский

ГИБРИДНЫЙ ПЛАНИРОВЩИК РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ ДЛЯ СИСТЕМ ФОРМИРОВАНИЯ ПОТОКОВ ДАННЫХ С РАЗНОРОДНЫХ ДАТЧИКОВ

Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь
lebedevskiys@yandex.by

Введение

При разработке исследовательских макетов для сбора данных с нескольких датчиков, работающих на различных частотах (100–400 Гц), ключевой проблемой является обеспечение периодичности опроса с заданной погрешностью. Отклонения во времени съема показаний (джиттер) могут привести к некорректной интерпретации данных или появлению артефактов в сигналах. В разработанном в БГУ компьютеризированном комплексе оценки параметров сосудистого русла [1] проблема усложняется использованием протоколов связи (I2C, USB), которые могут инициировать длительные по времени операции, например, вычитку заполненного FIFO-буфера датчика пульсоксиметра MAX30102 или передачу пакета данных на ПК.

Распространенные подходы к планированию в микроконтроллерных системах показали свою ограниченность в условиях данного проекта.

Традиционно используемая в микроконтроллерах кооперативная многозадачность с прерываниями приводила к конфликтам, когда длительное прерывание (вычитка буфера) задерживало выполнение короткого периодического прерывания (опрос одного из датчиков). Изменение приоритетов не решало проблему полностью, так как прерывание длительной операции иногда (примерно 1 раз из 10) приводило к сбоям транзакции I2C или USB (транзакции велись с использованием библиотеки HAL).

Вытесняющая многозадачность оказалась сложнореализуемой из-за синхронности транзакций I2C в библиотеке HAL. Выделение же фиксированного кванта времени, достаточного для завершения такой транзакции, неизбежно нарушило бы периодичность опроса датчиков.

Цель работы – *разработка метода планирования, который гарантирует выполнение критичных по времени задач опроса с минимальным джиттером* (< 0.5 мс) и при этом оптимально распределяет свободное процессорное время для выполнения длительных операций. Ввиду отсутствия некоторых терминов в русскоязычной литературе ниже в скобках приводятся их англоязычные названия.

Предлагаемый метод планирования

В основе решения лежит гибридный подход, сочетающий свойства синхро-временного (англ. Time-triggered) планирования [2] и планирования остаточного времени (англ. Slack-stealing) [3]. Разработка велась для микроконтроллера STM32F103C8T6. Метод базируется на трех ключевых принципах:

1. Задачи разделяются на два типа:

- Короткие задачи (англ. Hard real-time) – это задачи критичные к периодичности, например опрос всех датчиков устройства. Их выполнение обязательно на каждой итерации основного цикла опроса датчиков.
- Длинные задачи (англ. Soft real-time) – это операции, которые могут быть отложены, но должны быть выполнены в ближайшее время. К ним относятся вычитка буферов датчиков (например, накопившихся за несколько циклов измерений), подготовка и отправка данных по USB.

2. Вводится понятие базовой частоты (f_b = 400 Гц) основного цикла планировщика. Все периоды опроса датчиков задаются как целочисленные делители базовой частоты (f_b, $f_b/2$, $f_b/4$). Этот принцип позволяет обеспечить периодичность моментов опроса датчиков, т. е. при выполнении коротких задач.

3. Для каждой i-й длинной задачи вводится максимальное время выполнения $t_{i\,max}$.

На основе сформулированных принципов достаточно просто спроектировать скелет алгоритма работы планировщика на каждой итерации ($T_b = 1/f_b$, где T_b – период):

1. Выполняются все короткие задачи, запланированные на данный момент (с учетом их предделителей);

2. Вычисляется остаток свободного времени в текущем цикле:

$$t_{slack} = T_b - t_c \quad (1)$$

где t_c - текущее время микроконтроллера.

3. Планировщик обращается к очереди длинных задач. Для первой задачи в очереди известна её максимальная статистическая оценка времени выполнения $t_{i\,max}$. Если $t_{i\,max} \leq t_{slack}$, задача запускается.

4. После завершения длинной задачи, планировщик пересчитывает оставшееся время и повторяет проверку для следующей задачи из очереди.

5. Если оставшегося времени недостаточно для выполнения ни одной из ожидающих длинных задач или все длинные задачи выполнены, цикл завершается, и микроконтроллер переходит в режим ожидания до начала следующей итерации.

Статистическую оценку $t_{i\,max}$ для каждой длительной операции можно получать эмпирически путем профилирования кода с учетом наихудшего сценария выполнения задачи.

В докладе рассматриваются преимущества и недостатки описанного алгоритма планирования задач.

[1] Комплекс оптико-физических датчиков для оперативной оценки текущего состояния сердечно-сосудистой системы / Фираго В.А. [и др.] // Квантовая электроника : материалы XV Междунар. науч.-техн. конф., Минск, 18–20 нояб. 2025 г. / Белорус. гос. ун-т ; редкол.: А. А. Афоненко (гл. ред.), М. М. Кугейко, А. В. Баркова. – Минск : БГУ, 2025. – Текст : электронный. – ISBN 978-985-881-861-6.

[2] Anna Minaeva, Benny Akesson, Zdenˇek Hanz´alek, Dakshina Dasari, Time-Triggered Co-Scheduling of Computation and
Communication with Jitter Requirements / A. Minaeva [et al.] // IEEE Transactions on Computers. – 2017. – Vol. 0018-9340. DOI: 10.1109/TC.2017.2722443

[3] Optimal Slack Stealing Servicing for Real-Time Energy Harvesting Systems / Rola El Osta, Maryline Chetto, Hussein Ej Ghor // The Computer Journal. – 2020. – Vol. 63(10) DOI: 10.1093/comjnl/bxaa047

УДК 53:612.014.4;534.838

В.В. Лукьяница

КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ ВОЗДЕЙСТВИЯ УЛЬТРАЗВУКА НА ВОДУ

Белорусский государственный медицинский университет,
220116, г. Минск, пр. Дзержинского, 83. Республика Беларусь
lukyan.1952@mail.ru

В настоящее время ультразвук (УЗ) широко используется в научных исследованиях, технике, фармакологии и медицине. Зачастую это происходит в сочетании с водой или водными растворами. Однако, по нашему мнению, до сих пор не уделялось должного внимания возможному влиянию УЗ на саму воду [1-3].

В литературных источниках имеется лишь одна работа [3], в которой указывается на некоторое увеличение водородного показателя (pH) воды и небольшое возрастание ее электропроводности под действием УЗ с частотой 830кГ при временах воздействия от одного до трех часов.

В связи с вышесказанным целью данной работы является комплексное исследование влияния низкочастотного ультразвука на физические (оптические, структурные) и химические (pH) свойства воды.

Объектом исследования была дистиллированная вода объемом 250мл. На нее воздействовали УЗ с частотой 22 кГц, причем ультразвуковой излучатель помещался внутрь воды. Интенсивность ультразвукового излучения составляла 4Вт/см^2.

Результаты получены при помощи измерений оптической плотности воды **D, её** водородного показателя pH и температуры в процессе ультразвуковой обработки жидкой воды, а также из данных микроскопии замороженной воды после ее предварительной ультразвуковой обработки [4].

При проведении исследований использовались следующие приборы: излучатель ультразвука «Ультратон»; электронный термометр с точностью 0,1 градуса; электронные фотометр РМ-2111 «Solar» и спектрофотометр РВ-2201 «Solar»; электронный ионометр лабораторный И-160 и микроскоп.

Проведен совместный анализ зависимостей изменений оптической плотности, pH и температуры воды от времени ее ультразвуковой обработки. Принимались во внимание также результаты исследований структурных изменений воды, вызванные ультразвуковой обработкой и последующей заморозкой при температуре -22^{o}C.

Анализировались результаты измерений разности оптических плотности (**ΔD**) воды до и после ее обработки ультразвуком в течение различных временных интервалов. По сути **ΔD** представляет собой разность оптических плотностей обработанного (**D**) и не обработанного ($\mathbf{D_o}$) ультразвуком образцов дистиллированной воды ($\mathbf{\Delta D=D-D_o}$) и отражает структурные изменения, происходящие в воде под действием ультразвуковой обработки. Спектральная зависимость **ΔD** имеет немонотонный характер с локальными максимумами и минимумами при общей тенденции к уменьшению величины **ΔD** с ростом **λ**. При этом наблюдаются

немонотонные и различные характеры временных зависимостей **ΔD** на разных длинах волн .

Установлено, что обработка дистиллированной воды ультразвуком вызывает изменение некоторых ее физико-химических свойств, а именно: уменьшение оптической плотности и водородного показателя (pH) с последующими их небольшими колебаниями при дальнейшем увеличении времени ультразвуковой обработки.

По мере увеличения времени ультразвуковой обработки воды ее температура почти линейно увеличивается. При этом разность конечной и начальной температур при проведении эксперимента ($0<t_o<65$мин) составляет $1,5^0$C.

Интерпретация этих эффектов дана с единой точки зрения, согласно которой ультразвуковое воздействие на воду стимулирует образование в ее объеме и на поверхности молекулярных доменов (кластеров), способных к дальнейшим внутренним перестройкам. В процессе формирования этих доменов в большей степени задействованы ионы HO^-, чем ионы H^+, которые в свою очередь уменьшают pH воды. С другой стороны, происходящее при этом «упорядочение структуры» воды приводит к уменьшению ее оптической плотности, что проявляется на эксперименте как эффект просветления воды под действием ультразвука.

Проведена визуализация образовавшихся доменов путем замораживания воды[4], прошедшей предварительную ультразвуковую обработку, и измерение их геометрических параметров. Установлено, что линейные размеры доменов находятся в интервале от 50мкм до 780мкм. Кроме того, статистический анализ других геометрических параметров показал, что под действием УЗ в воде с наибольшей вероятностью формируются домены с площадями $\leq 2,5x10^3$мкм^2 и соотношением продольных и поперечных осей, равным приблизительно 2,5.

Полученные результаты могут найти применение в медицине[5], фармакологии, тонких физических и биохимических технологиях, а также в технологии нано- и микроэлектроники для управления pH растворов и тем самым скоростью (эффективностью) протекания тех или иных реакций.

1. Журавлев А.И. Образование возбужденных электронных состояний в воде при действии низких терапевтических мощностей ультразвука // Биофизика – 1967. – Вып.3 – С. 1018-1024.
2. Галаницкий А.А. Физика воды. Ритмика магнитного, электромагнитного, ультразвукового полей и параметров состояния живых организмов/ Физико-химические основы действия физических факторов на организм и его антиокислительные системы – М., 1974 – С. 57-68.
3. Мусиенко, Е. С., Игнатова, Т. М., Глазкова, В. В. Изучение влияния физических полей на физико-химические свойства воды // Биомедицинская инженерия и электроника. – 2014. - №2(6). – С. 84-90.
4. Лукьяница В.В. Структурные изменения воды под действием аппарата УВЧ – терапии // Медицинский журнал. – 2010. - № 4. - С.87-90.
5. Лукьяница В.В. Управление структурой воды посредством лазерного излучения / В.В.Лукьяница //Новости медико-биологических наук. - 2018. - Т.18. - №3. - С.62-63.

УДК 533.9.08; 621.039.66
И. И. Филатова[1], В. А. Люшкевич[1], С. В. Гончарик[1], Ж. Н. Калацкая[2], И.А. Овчинников[2]

ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ ТЕХНОГЕННО ЗАСОЛЕННОЙ ПОЧВЫ НА ЕЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И РОСТ РАСТЕНИЙ

[1] Институт физики имени Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь
filatova@presidium.bas-net.by
[2] Институт экспериментальной ботаники имени В.Ф. Купревича НАН Беларуси, ул. Академическая, 27, 220072 Минск, Беларусь
kalatskayaj@mail.ru

Техногенное засоление почвы является серьезной экологической проблемой, особенно отрицательно сказывающейся на развитии сельского хозяйства. Солевой стресс препятствует росту растений, вызывая ионную токсичность, окислительный стресс и дисбаланс питательных веществ, что ведет к падению продуктивности или гибели растений. [1]. В последнее десятилетие активно рассматривается возможность использования низкотемпературной плазмы для восстановления почв, содержащих ряд органических загрязнителей [2]. В Беларуси одной из региональных экологических проблем является засоление территорий, связанных с производством калийных удобрений. В данной работе исследовано влияние плазменного воздействия на физико-химические свойства техногенно засоленной почвы и на ростовые характеристики выращенных на ней злаковых растений. Для обработки использовали плазменную воздушную струю, генерируемую тлеющим разрядом (ПС ТР) атмосферного давления на постоянном токе (30 мА) при скорости воздушного потока 1,5 л/мин [3]. Выхлоп плазменной струи подавали в замкнутый объем с образцами, время воздействия – 10 мин. Объекты исследований: почва, отобранная в районе Старобинского калийного месторождения, пшеница озимая сорта Скаген, овсяница луговая сорта Пардус.

Обработка почвы не влияла на содержание органического вещества и гигроскопическую влажность (табл.1), но наблюдалась тенденция снижения полной влагоёмкости исследуемого образца почвы и активной кислотности.

Таблица 1. Физико-химические свойства засоленной почвы обработанной плазмой

	Содержание органического вещества, %	pH H_2O	pH KCl	Удельная электропроводность, мкСм/см $^{-1}$	Полная влагоёмкость, %
Контроль	2,5±0,08	6.9	6.4	70,8±2,1	31,3±2,5
ПС ТР10	2,4±0,08	6.7	6.5	89,6±2,9	28,4±0,6

Удельная электропроводность обработанной почвы возрастала, что может указывать на появление растворимых заряженных соединений, которые свидетельствуют об активизации процессов минерализации. Всхожесть семян значительно повысилась на почве, обработанной плазмой. При этом у овсяницы увеличилась длина побегов, а у пшеницы оставалась на уровне контроля. Обнаружено увеличение сырой массы побегов пшеницы, однако содержание хлорофиллов *a* и *b* в побегах снизилось, в то время как содержание каротиноидов увеличилось. Напротив, в

побегах овсяницы наблюдалось увеличение содержания суммы хлорофиллов, а содержание каротиноидов снижалось (табл. 2).

Таблица 2. Всхожесть семян и морфометрические показатели злаковых растений

	Пшеница		Овсяница	
	Контроль	ПС ТР10	Контроль	ПС ТР10
Всхожесть, %	44,8±6,4	69,6±6,5*	58,0±3,8	70,0±4,5*
Длина побега, см	18,7±0,80	18,8±1,03	9,3±0,31	9,7±0,09*
Сырая масса побега, г	0,180±0,010	0,197±0,013*	0,022±0,0014	0,022±0,0007
Содержание фотосинтетических пигментов, мкг/г сухой массы:				
сумма хлорофиллов *a*+*b*	12,43±0,79	9,77±0,77	7,69±0,66	9,15±0,33
каротиноиды	5,63±0,39	6,22±0,54	5,16±0,23	4,75±0,22

Содержание пролина в листьях овсяницы увеличивалось, а в побегах пшеницы – снижалось. Общая антиоксидантная активность и содержание фенольных соединений снижались, что свидетельствует о доминировании основного метаболизма у растений и направлении ключевых метаболитов на рост и развитие (рис. 1). Овсяница проявляет быструю адаптационную реакцию: наблюдается накопление пролина, активный рост побегов, увеличение содержания хлорофиллов. У пшеницы отсутствует рост побегов на фоне накопления их массы и снижения содержания хлорофиллов, что, очевидно, связано с более высокой восприимчивостью к условиям роста в обработанной почве.

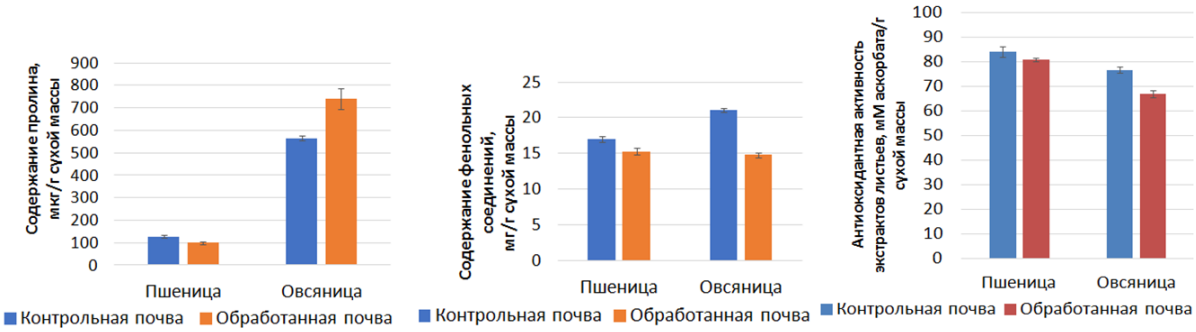


Рисунок 1 – Биохимические изменения в растениях при выращивании на засоленной почве, подвергнутой плазменной обработке

Плазменная обработка техногенно засоленной почвы вызывает изменение ее физико-химических характеристик: снижается полная влагоёмкость и кислотность, но увеличивается электропроводность почвы, что может свидетельствовать об активизации процессов минерализации. Воздействие плазмы в целом способствует оздоровлению почвы, что подтверждается повышением всхожести семян, увеличением сырой массы и содержания в побегах злаковых некоторых вторичных метаболитов.

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ (грант № Ф24КИТГ-012).

[1] Traye I.D. [et al]. Salinity tolerance in wheat: mechanisms and breeding approaches. Plants. 2025. – Vol. 14. – 1641.

[2] Zhang T. [et al]. AOPs-based remediation of petroleum hydrocarbons-contaminated soils: efficiency, influencing factors and environmental impacts. Chemosphere. 2020, 2020246.

[3] А.В. Казак, Л.В. Симончик. Аппарат генерации воздушной плазменной струи «АЛОЭ». Приборы и методы измерений. 2024. – Т. 15. № 3. – С. 186–194.

УДК 53

Р. В. Малеванный

ВОЗМОЖНОСТИ ДИФФУЗИОННОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ И МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО ПРИ РЕШЕНИИ ЗАДАЧ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ КРОВЕНАПОЛНЕННЫХ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ТКАНЕЙ

Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь
romamalevanniy@yandex.by

Неинвазивные оптические методы исследования биотканей занимают важное место в диагностике состояния микроциркуляторного русла. Отражательная спектрометрия и пульсоксиметрия позволяют оценивать содержание гемоглобина, уровень насыщенности крови кислородом и динамические пульсационные изменения без нарушения целостности тканей [1]. Однако количественная интерпретация регистрируемого сигнала существенно осложняется многократным рассеянием света и выраженной неоднородностью биологической среды.

Особую проблему представляет ситуация, когда расстояние между источником излучения и фотоприёмником увеличивается до 1.5 см и более. В этом случае изменяется глубина зондирования, перераспределяются вклады различных слоёв ткани, а стандартные аналитические соотношения, используемые в пульсоксиметрии, перестают корректно описывать экспериментальные данные. Для решения данной задачи требуется привлечение моделей переноса излучения, позволяющих связать измеряемый оптический сигнал с физическими параметрами среды.

В докладе проводится обоснование практического применения метода Монте-Карло и диффузионного приближения уравнения переноса излучения на различных этапах исследования микроциркуляторного русла, а также разработка подхода к первичной верификации упрощённой модели на основе сопоставления с численным и экспериментальным анализом.

Биоткань представляет собой многослойную систему, включающую эпидермис, дерму, подкожную жировую клетчатку и мышечную ткань. Каждый слой характеризуется собственными коэффициентами поглощения и рассеяния, зависящими от длины волны излучения, физиологического состояния и индивидуальных особенностей организма. В частности, содержание меланина, кровенаполнение и степень гидратации оказывают существенное влияние на оптические параметры.

Метод Монте-Карло является универсальным инструментом моделирования распространения излучения в сильно рассеивающих средах [2]. Однако при его использовании требуется задание параметров каждого слоя, что в условиях неопределённости экспериментальных данных приводит к снижению устойчивости решения обратной задачи. Эти обстоятельства делают целесообразным применение упрощённых моделей на начальном этапе исследования.

Альтернативой выступает диффузионное приближение уравнения переноса излучения, применимое в условиях доминирования рассеяния над поглощением. При увеличении расстояния между источником излучения и фотоприёмником растёт

эффективная глубина зондирования ткани. При расстояниях более 1.5 см вклад поглощения излучения тонким поверхностным слоем кожи в суммарный спектр диффузно отражённого излучения снижается при одновременном увеличении вклада более глубоких слоёв биоткани. В этих условиях исследуемый объём может быть аппроксимирован квазиоднородной средой с эффективными оптическими характеристиками. Такая аппроксимация позволяет описывать процесс переноса излучения с помощью коэффициента диффузного отражения зондирующего широкополосного излучения тканью $R(\lambda)$, который определяется спектральными показателями приведённого рассеяния $\mu_s'(\lambda)$ и поглощения $\mu_a(\lambda)$.

Предлагаемый подход включает следующие этапы. Сначала формулируется физическая модель переноса излучения в рамках диффузионного приближения с использованием эффективных спектральных показателей поглощения и приведённого рассеяния. Затем задаётся экспериментальная конфигурация: геометрия расположения источника и приёмника, спектр источника излучения, диапазон расстояний.

После подтверждения применимости модели осуществляется решение обратной задачи: по измеренному сигналу оцениваются параметры, характеризующие микроциркуляцию, включая концентрацию гемоглобина, его сатурацию и размах пульсовых колебаний.

Проведённые исследования показали, что при увеличении расстояния между источником и фотоприёмником свыше 1.5 см расхождение между результатами диффузионной модели и методом Монте-Карло становится допустимым для практических задач оценки параметров микроциркуляции.

Вывод классической формулы пульсоксиметрии базируется на соотношениях, предполагающих определённую геометрию распространения излучения и фиксированную эффективную оптическую длину пути. При увеличении расстояния между источником и приёмником эти предпосылки нарушаются. Экспериментальные результаты показывают, что пренебрежение влиянием спектрального показателя приведённого рассеяния пульсирующей ткани при росте эффективной длины оптического пути приводит к систематическому занижению оценок сатурации SpO_2 артериальной крови кислородом.

Особенно это проявляется при исследовании подкожных тканей, например, тканей приводящей мышцы большого пальца руки в области тенора ладони. Коррекция формулы пульсоксиметрии в этом случае возможна на основе детального анализа процессов переноса излучения и использования диффузионного приближения для учёта влияния $\mu_s'(\lambda)$ и $\mu_a(\lambda)$ на получаемые спектры диффузного отражения.

[1] A. Kim, B. Wilson. Optical-Thermal Response of Laser-Irradiated Tissue, Springer, Dordrecht (2011) 267—319, DOI:10.1007/978-90-481-8831-4_8

[2] Jacques S. L. Monte Carlo modeling of light transport in tissue // Journal of Biomedical Optics. 2013. Vol. 18, No. 5. Art. 050902. DOI: 10.1117/1.JBO.18.5.050902.

УДК 532.783; 535.4, 8, 012.2

А. И. Горчарук, Е. А. Мельникова, Л. В. Танин, А. Л. Толстик

СКРЫТЫЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СИНГУЛЯРНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ НА ОСНОВЕ ПОЛИМЕРИЗУЕМОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, Беларусь
melnikova@bsu.by

Голографические элементы защиты от подделки ценных бумаг, документов, различных товаров и промышленной продукции широко используются во многих странах мира [1, 2]. В то же время, широкое развитие и доступность лазерных систем и голографических установок обусловили реальную возможность копирования голограмм и изготовления подделок голографических защитных элементов. Среди наиболее трудно воспроизводимых защитных элементов можно выделить элементы, содержащие скрытые изображения, видимые только в поляризованном свете. В данной работе предложены оригинальные принципы получения скрытого поляризационного изображения с использованием сингулярных световых пучков и полимеризуемого жидкого кристалла (ПЖК). Объединение такого элемента с рельефной голограммой позволяет создавать комбинированные защитные элементы (кристаллограммы), сочетающие свойства скрытого поляризационного изображения и рельефной голограммы.

Разрабатываемые защитные элементы представляют собой полимерный жидкокристаллический слой, нанесенный на стеклянную подложку с определенным азимутальным поперечным распределением локальной оптической оси жидкого кристалла. В процессе разработки кристаллограммы был освоен синтез мономеров и приготовление анизотропной поляризуемой композиции, получен слой полимеризуемых жидких кристаллов (ПЖК) с контрастной визуализацией скрытого изображения. Отработана технология совмещения рельефно-фазовой голограммы с нанесенным полимерным слоем-носителем с последующим блокированием слоя ПЖК защитными лаковыми слоями. Ориентационный рисунок директора ПЖК определяется характеристическим числом q, называемым топологическим зарядом защитного элемента, который определяет скорость изменения ориентации оптической оси в его плоскости (Q-пластинка). Разработаны схемы формирования элементов с различными топологическими зарядами и созданы макеты скрытых поляризационных защитных элементов.

Типичные картины распределения интенсивности в лазерном пучке, прошедшем скрытый элемент при различном угле поворота анализатора, представлены на рисунке 1. Видно, что в процессе визуализации закодированной информации при вращении идентификатора скрытых изображений наблюдается смена изображений при использовании линейно-поляризованного света и сохранение пространственного распределения интенсивности при использовании круговой поляризации.

Заметим, что разработанные элементы позволяют кодировать информацию в виде набора сингулярных световых пучков с заданной комбинацией топологических зарядов. Показано, что использование величины и знака топологического заряда сингулярного светового пучка в качестве информационных параметров позволяет проводить кодирование информации с переходом от двоичной системы кодирования к системам с большим числом цифровых знаков. Появляется возможность привнести

дополнительную информационную компоненту в голографические защитные элементы и повысить степень защиты от подделки ценных бумаг и документов.

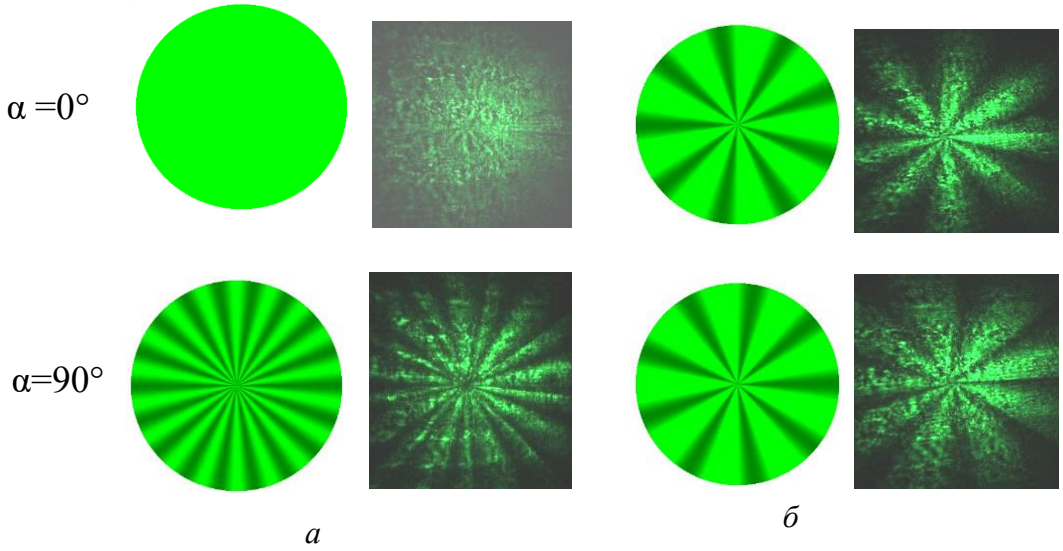


Рис 1. Распределение интенсивности в сингулярном векторном пучке (расчет и эксперимент) после анализатора (α – угол ориентации оптической оси) при линейной (а) и круговой поляризации светового пучка (б), прошедшего скрытый элемент с топологическим зарядом q = 4,5

Таким образом, в работе продемонстрированы преимущества использования комбинированных голографических поляризационных элементов на базе рельефно-фазовых голограмм и полимерных слоев со скрытым поляризационным изображением. Уникальность данного защитного средства обусловлена тем, что созданные скрытые поляризационные элементы на основе полимеризуемых жидких кристаллов представляют собой новый класс оптико-поляризационных элементов защиты, сочетающий высокую визуальную наглядность, скрытые (в том числе криптографические) признаки и технологичность массового производства.

Элементы работают с естественным и поляризованным светом (линейным и циркулярным) и являются перспективными кандидатами применительно к новым технологиям защиты документов, а также кодирования информации, имеющие несколько уровней защиты. Рассмотренный в работе способ получения комбинированных защитных оптических элементов существенно увеличивает защищенность документа, усложняет его подделку, изменение и несанкционированный доступ к защищаемой информации. Технология создания поляризационных защитных элементов на основе полимеризованных жидких кристаллов адаптирована на базе оборудования ЗАО «Голографическая индустрия».

[1] Padgett M. J. Orbital angular momentum 25 years on / M. J. Padgett // Optics Express. – 2017. – V. 25, № 10. – P. 11265-11274.
[2] Škereň, M. Design and visualization of synthetic holograms for security applications / M Škereň, M Nývlt and J Svoboda // Journal of Physics: Conference Series, 2013. V. 415, p. 012060.

УДК 537.8, 539.1

П.В. Молчанов, А.С. Лобко

КОГЕРЕТНОЕ ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ БАНЧЕЙ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

НИУ «Институт ядерных проблем» БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220006 Минск, Беларусь
molchanov-p-v@mail.ru

Фундаментальные и прикладные исследования генерации когерентного излучения на пучках релятивистских частиц являются важным и актуальным научным направлением современной физики. В рамках этой деятельности проводятся экспериментальные исследования на релятивистских пучках электронов ускорителя микротрон МТ-25 и линейного ускорителя LINAC-200 международной коллаборации FLAP (Fundamental & applied Linear Accelerator Physics collaboration) ОИЯИ (г. Дубна, Россия), изучаются механизмы электромагнитных взаимодействий и управляемой генерации электромагнитного излучения релятивистских электронных пучков, разрабатываются новые методы диагностики пучков заряженных частиц [1-2]. Целью данной работы является подготовка предложений по проведению принципиально новых экспериментов по генерации когерентного черенковского излучения на микротроне МТ-25 релятивистскими электронными пучками с энергиями более 5 МэВ в аксиально-симметричных периодических структурах. Публикации о результатах подобных экспериментальных исследований с банчированными электронными пучками с энергиями более 3 МэВ в аксиально-симметричных периодических структурах в настоящее время нам не известны.

В работе ускорителей (МТ-25 и LINAC-200) реализован частотно-пачечный режим генерации релятивистского пучка с отдельными электронными сгустками – банчами пикосекундной длительности (десятки пикосекунд). Сильная нелинейность, нестационарность и многопотоковость движения банчей электронов и процессов их когерентного излучения при взаимодействии с мишенями и средами позволяют проводить численное моделирование процессов генерации только на основе и исходя из первых принципов электродинамики и кинетики, традиционно воплощаемых в методе крупных частиц (particle-in-cell – PIC code).

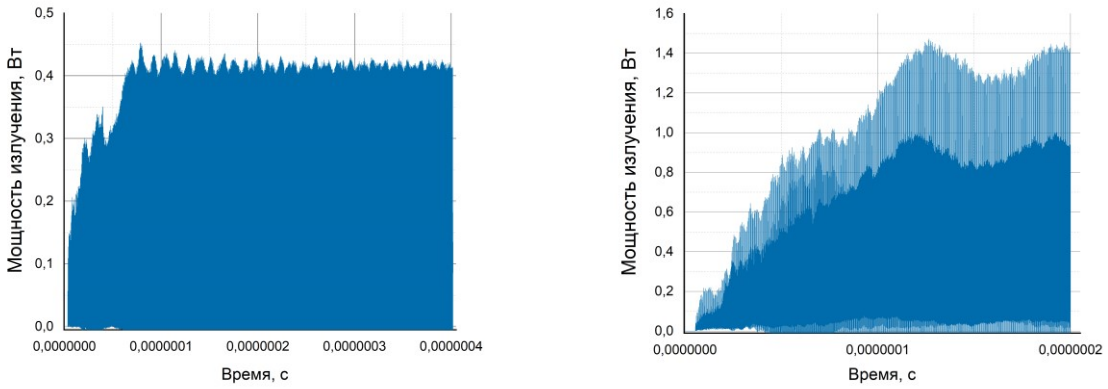


Рисунок 1. - Графики зависимости мощности излучения для электронного пучка с энергией 10 МэВ для двух разработанных вариантов периодических структур.

Разработаны модели численного расчета генерации релятивистским банчированным пучком электронов когерентного черенковского излучения в аксиально-симметричных периодических структурах на электромагнитном коде XOOPIC, в котором реализован метод крупных частиц. В результате проведенного цикла работ по моделированию, исходя из экспериментальных возможностей участников коллаборации FLAP по регистрации параметров генерируемого излучения, установлены типы периодических структур, перспективные для проведения экспериментов с релятивистскими электронными пучками в частотном диапазоне 3-30 ГГц. В качестве электродинамических структур предложены аксиально-симметричные периодические структуры на основе гофрированного волновода из металла и диэлектрический полый лайнер цилиндрической формы, состоящий из периодического набора пар колец с разными значениями относительной диэлектрической проницаемости (с ε = 3.5, 10.5 и 30 – соответствующие СВЧ-керамике марки 10.3 МТК), образующие период структуры.

Продемонстрировано, что в численном моделировании с параметрами пучков ускорителей электронов МТ-25 и LINAC-200 реализуются устойчивые режимы генерации импульсов интенсивного когерентного черенковского излучения преимущественно одночастотной генерации на частотах 5.8, 8.57 и 23.4 ГГц (результаты представлены на графиках рисунков 1 и 2). Изучена возможность управления параметрами генерации и обоснована осуществимость продвижения основной частоты генерации в более высокочастотную область.

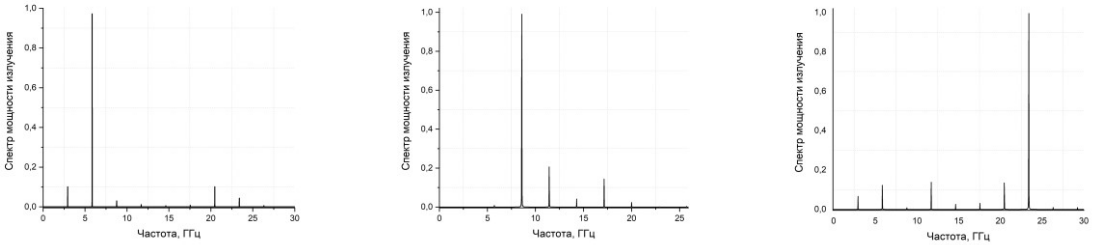


Рисунок 2. - Графики спектров мощности излучения на частотах 5.8, 8.57 и 23.4 ГГц.

С помощью разработанных моделей расчета обоснован новый метод диагностики длительности банчей пучка на основе регистрации частотного спектра излучения. Полученные результаты численного моделирования соответствуют современным передовым экспериментальным исследованиям [2-3].

[1] Baldin A. FLAP Collaboration: Tasks and Perspectives. Study of Fundamentals and New Applications of Controllable Generation of Electromagnetic Radiation by Relativistic Electrons Using Functional Materials. / A. Baldin, A. Aryshev, A. Avetisyan et al. // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2021, – Vol. 18, – No. 3, P. 338–353.

[2] Stuchebrov S. Coherent Cherenkov diffraction radiation in super-radiant regime as a tool for longitudinal diagnostics. / S. Stuchebrov, I. Kishin, S. Alexeev et al. // Radiation Physics and Chemistry. – 2026, – Vol. 240, 113415.

[3] Ginzburg N.S. Characterization of the energy of runaway electron bunches by analyzing emitted microwave radiation / N.S. Ginzburg, L.N. Lobanov, V.V. Rostov et al. // Phys. Plasmas. – 2025, – Vol.32, 053103.

УДК 538.9

А.П. Низовцев[1,2], А.Л. Пушкарчук[2,3], Н.С. Кукин[2,4], А.Р. Мурадова[2,4], А.К. Никитин[2,4], А.А. Бухтияров[4], П.А. Семенов[2], А.Н. Васильев[2], Сухарев В.Г.[4], А.С.Гусев[2], А.Т. Салказанов[2], Н.И. Каргин[2], С.Я.Килин[1,2]

ИНДИВИДУАЛЬНЫЕ ГИБРИДНЫЕ СИСТЕМЫ ^{14}NV-^{13}C В АЛМАЗЕ ДЛЯ НАНОРАЗМЕРНОЙ ВЕКТОРНОЙ МАГНИТОМЕТРИИ: ЭКСПЕРИМЕНТ И ТЕОРИЯ

[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*
apniz@dragon.bas-net.by, sergei_kilin@yahoo.com
[2] *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Каширское ш., 31, 11540 Москва, Россия*
NIKargin@mephi.ru, ASGusev@mephi.ru, ATSalkazanov@mephi.ru, n.s.kukin@mail.ru, psemenov@ihep.ru, Alexander.Vasiliev@ihep.ru, apniz@dragon.bas-net.by, sergei_kilin@yahoo.com, alexp51@bk.ru
[3] *Институт физико-органической химии НАН Беларуси, ул. Сурганова, 13, 220072, Минск, Беларусь*
alexp51@bk.ru
[4] *АНО «Институт Инженерной Физики», 142210, г. Серпухов, Московская область, Россия*
n.s.kukin@mail.ru

В последнее время активно разрабатываются квантовые технологии второго поколения, базирующиеся на практическом использовании индивидуальных квантовых систем – атомов, молекул, примесных центров, фотонов и т.п. На этой основе были разработаны и продемонстрированы принципиально новые методы обработки информации и безопасной ее передачи на большие расстояния, созданы метрологические и сенсорные системы для потребностей нанотехнологий и биомедицины и т.д.

Наиболее продвинутым направлением квантовых технологий является квантовая магнитометрия, в которой NV-центры в алмазе и их комплексы с ядерными спинами используются в качестве сенсоров для измерения характеристик локальных магнитных полей (МП). Широкое распространение получили сенсоры МП на ансамблях NV-центров, различным образом ориентированных в алмазе, что, однако, приводит к существенному ухудшению пространственного разрешения, которое, очевидно, является максимальным при использовании одиночных NV-центров. Однако, в последнем случае вследствие осевой C_{3V} симметрии NV центра теряется информация об азимутальном угле φ вектора МП, действующего на центр. Одним из возможных решений является использование в качестве сенсора гибридных электронно-ядерных спиновых систем ^{14}NV-^{13}C, имеющих более высокую симметрию C_S.

В настоящей работе предложен, разработан и реализован экспериментально метод полной векторной магнитометрии с нанометровым пространственным разрешением, основанный на получении и теоретическом анализе спектров оптически детектируе-

мого магнитного резонанса (ОДМР) индивидуальной системы ^{14}NV-^{13}C в алмазе, в которой электронный спин одиночного NV-центра связан сверхтонким взаимодействием (СТВ) с ядерными спинами атома ^{14}N центра, а также атома ^{13}C, являющегося третьим соседом вакансии NV-центра. Впервые получены и количественно интерпретированы спектры ОДМР высокого спектрального разрешения (~180 кГц) для такой спиновой системы в алмазе в условиях воздействия на нее внешнего МП различной напряженности B и ориентации (полярный θ и азимутальный φ углы).

Для теоретического моделирования спектров ОДМР спиновых систем ^{14}NV-^{13}C использовались стандартные спин-гамильтонианы в магнитном поле [1], учитывающие все необходимые особенности таких многоспиновых систем. В дополнение к известным параметрам ^{14}NV центра, для описания СТВ в моделируемых комплексах ^{14}NV-^{13}C мы используем матрицы, рассчитанные методами квантовой химии в [1]. Для экспериментального получения спектров ОДМР был использован образец монокристалла алмаза с чистым CVD слоем. Измерения проводились с использованием установки на базе конфокального микроскопа. Для получения спектров ОДМР применялся импульсный метод с синхронной регистрацией сигнала от NV-центра [2].

На рисунке 1 приведен один из спектров ОДМР высокого разрешения, полученный для индивидуальной трехспиновой системы ^{14}NV-^{13}C во внешнем МП, характеристики которого были определены посредством теоретической подгонки этого спектра, главным критерием которой было соответствие эксперименту величины расщепления Δ каждого из трех субпиков. В данном случае Δэксп~600 кГц, Δтеор=610 кГц.

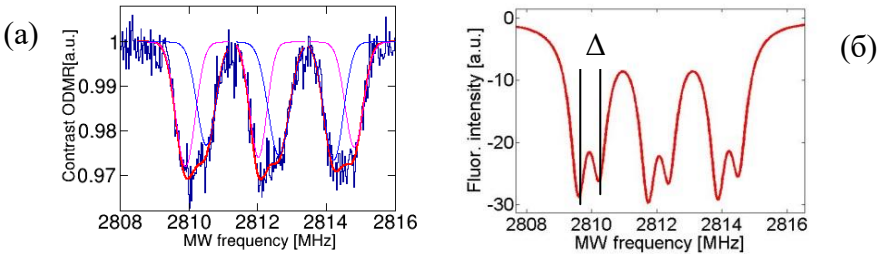


Рисунок 1 – (а) Низкоэнергетическая часть экспериментального спектра ОДМР для исследованной гибридной системы ^{14}NV-^{13}C с показанными результатами фитирования 6 гауссианами в сравнении с (б) полученными для данного случая теоретическими предсказаниями в МП с характеристиками B=35 Гс, θ=47^0, φ=90^0.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ, грант № 075-15-2024-556, и ГПНИ "Конвергенция-2030".

[1] Nizovtsev A.P. Non-flipping ^{13}C spins near an NV center in diamond: hyperfine and spatial characteristics by density functional theory simulation of the C_{510} [NV] H_{252} cluster / Nizovtsev, A.P., Kilin, S.Y., Pushkarchuk, A.L., Pushkarchuk, V.A., Kuten, S.A., Zhikol, O.A., Schmitt, S., Unden, T., Jelezko, F. // New Journal of Physics. – 2018. – Vol. 20. – P. 023022.

[2] Кукин Н.С. Использование сверхтонкой структуры спектра ОДМР одиночного NV-дефекта в алмазе в квантовой сенсорике слабых магнитных полей. / Н.С. Кукин, А.Р. Мурадова, А.К. Никитин, А.А. Бухтияров, А.П. Низовцев, П.А. Семенов, А.Н. Васильев, Н.И. Каргин, М. О. Смирнова // ЖПС. - 2023 г. – Т. 90. – № 6. – С. 850.

УДК 53.097

А.П. Низовцев[1,2], А.Л. Пушкарчук[2,3], С.А. Кутень[4], Д.В. Ермак[4] , С.Я. Килин[1,2]

ЭФФЕКТ БЛОМБЕРГЕНА В АЛМАЗЕ С NV ЦЕНТРАМИ: МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА СВЕРХТОНКИЕ ВЗРИМОДЕЙСТВИЯ В СИСТЕМАХ NV-^{13}C

[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*
apniz@dragon.bas-net.by, sergei_kilin@yahoo.com
[2] *Институт физико-органической химии НАН Беларуси, ул. Сурганова, 13, 220072, Минск, Беларусь*
alexp51@bk.ru
[3]*Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220006, Минск, Беларусь*
semen_kuten@list.ru

В последние годы активно развивается и вышла на практический уровень ***магнитометрия*** с использованием NV центров в алмазе, обеспечивающая нанометровое пространственное разрешение при измерении характеристик локальных магнитных полей. Реализация аналогичной ***электрометрии*** на основе наблюдения эффекта Штарка в основном триплетном состоянии NV-центра оказалась гораздо более сложным делом вследствие существенно более слабого взаимодействие NV-центра с электрическим полем (ЭП). Несмотря на то, что уже достаточно давно были выполнены пионерские демонстрационные эксперименты по детектированию ЭП и индивидуальных зарядов с помощью NV-сенсоров, практическая электрометрия с их помощью до сих пор находится в стадии разработки (см., например, [1]), актуальность которой определяется тем, что алмаз, являясь широкозонным полупроводником с высоким напряжением пробоя (~10-20 МВ/см), в настоящее время широко используется в квантовых технологиях, а также для создания силовых полупроводниковых устройств [2].

В данной работе излагаются результаты выполненного впервые применительно к алмазу с NV центрами изучения эффекта Бломбергена [3], предсказавшего возможное влияние ЭП на характеристики сверхтонкого взаимодействия (СТВ) в твердотельных спиновых системах, являющегося результатом перераспределения спиновой плотности под действием ЭП. Методами квантовой химии выполнено моделирование электронных и спиновых характеристик одиночных NV- центров и их комплексов с ядерными спинами ^{13}C в наноструктурированном алмазе в присутствии внешнего ЭП, предсказана степень влияния ЭП на распределение спиновой плотности в окрестности NV центра и на характеристики СТВ электронного спина S=1 NV- центра с ядерными спинами I=1/2 атомов ^{13}C, расположенными в различных узлах алмазной решетки.

Конкретные расчеты были выполнены для кластеров $C_{33}[NV^-]H_{36}$, $C_{69}[NV^-]H_{84}$ и $C_{145}[NV^-]H_{100}$ с использованием последней версии 6.0.1 программного пакета ORCA (уровень теории DFTUKS/B3LYP/G/3-21G/def2/J), позволяющего в процессе оптимизации геометрии учитывать влияние ЭП различной напряженности и ориентации на пространственные, электронные и спиновые характеристики изучаемых кластеров.

На рисунке 1б представлены результаты расчета изотропных констант СТВ для систем NV-^{13}C, в которых атомы углерода ^{13}C расположены в ближайших к вакансии в положениях C4, C5, C6 (см. рис. 1а) в кластере $C_{145}[NV^-]H_{100}$ в зависимости от напряженности действующего на кластер ЭП, направленного по оси X. Из рисунка видно, что по мере увеличения напряженности ЭП в направлении X изотропные константы СТВ на атоме C4 увеличиваются, а на атомах C5 и C6 – убывают, что является результатом пространственно анизотропного сдвига спиновой плотности под действием направленного по оси X ЭП, что подтверждается выполненным расчетом модификации спиновых заселенностей (по Малликену) на атомах C4, C5, C6 в присутствии ЭП соответствующих напряженностей.

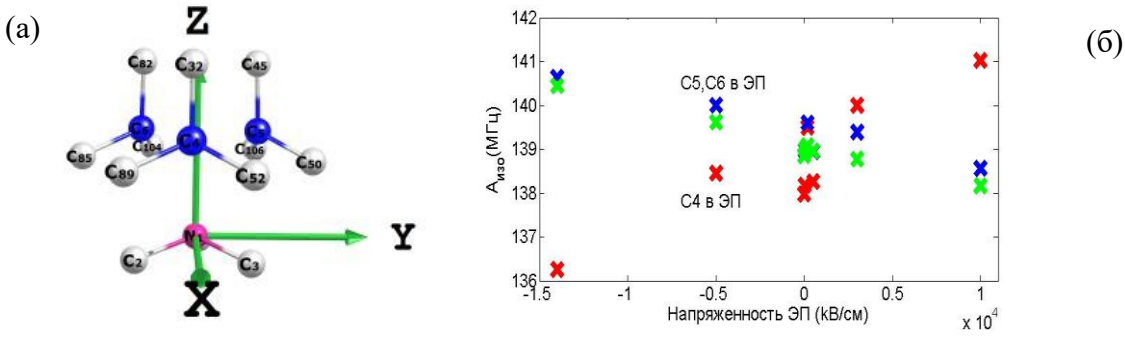


Рисунок 1 – а) Фрагмент кластера $C_{145}[NV^-]H_{100}$ с выделенными синим цветом ближайшими к вакансии атомами углерода в решетке алмаза. Атом C4 находится в плоскости XZ, ЭП направлено по оси X. б) Зависимость изотропных констант СТВ для атомов углерода ^{13}C в положениях C4, C5 ,C6 от действующего ЭП Ex различной напряженности. Красные крестики соответствуют положению C4 ядерного спина ^{13}C, а зеленые и синие крестики – атомам C5 и C6

С использованием полученных расчетных данных выполнено моделирование спектров оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР) для одиночных NV^- центров и их комплексов с ^{13}C в присутствии ЭП различной напряженности и ориентации. Показано, что эффект Бломбергена в алмазе с NV центрами проявляется в виде сдвига линий в спектре ОДМР. В частности, теоретическое моделирование предсказывает, что для системы NV-^{13}C(4) в поперечном ЭП Ex=3000 кВ/см линии в спектре ОДМР системы NV-^{13}C(4) будут сдвинуты на ~700 кГц по сравнению со случаем отсутствия ЭП.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ, грант № 075-15-2024-556, и ГПНИ "Конвергенция-2030".

[1] Iwasaki T. et al. Direct nanoscale sensing of the internal electric field in operating semiconductor devices using single electron spins // ACS Nano. – 2017. –Vol. 28. – P. 1238.
[2] Zhao F. et al. Review of Diamond Materials and Applications in Power Semiconductor Devices. // Materials. -2024. – Vol. 17. – P. 3437.
[3] Bloembergen N. Linear effect of applied electric field on magnetic hyperfine interaction // Phys. Rev. Lett. – 1961. – Vol. 7. – P. 90.

УДК 532.783; 535.4, 8, 012.2
Е. А. Мельникова[1], Е. П. Пантелеева[1], Д. В. Горбач[1], А. Л. Толстик[1], С. С. Слюсаренко[2]

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ВИХРЯ ЗОННОЙ ПЛАСТИНКОЙ ФРЕНЕЛЯ И ДИАГНОСТИКА ЕГО ФАЗОВОЙ ТОПОЛОГИИ

[1] *Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, Беларусь*
pantsialeyevakate@gmail.com
[2] *Университет Гриффита, Брисбен, Австралия*

Активное исследование оптических вихрей (пучков с фазовыми сингулярностями) на протяжении последних тридцати лет привело к их широкому практическому применению в системах визуализации объектов с высоким пространственным разрешением, манипулирования микрообъектами, оптической связи, лазерной обработки материалов и др. Интерес научного сообщества обусловлен уникальными физическими характеристиками оптических вихрей: наличие фазовой сингулярности в спиральной структуре волнового фронта пучка и, как следствие, нулевой интенсивности на его оси. Профиль распределения интенсивности оптических вихрей имеет характерную кольцевую структуру. Важным параметром вихря является его топологический заряд ℓ – положительное или отрицательное число, соответствующее изменению фазы по азимутальной координате вокруг сингулярности за период светового колебания на величину, равную $2\pi\ell$ [1].

Анализ последних публикаций и тенденций показывает, что несмотря на достигнутые успехи и широкое практическое применение фазовых сингулярных пучков во многих областях науки и техники, интерес к ним продолжает стремительно расти. Расширение области применения оптических вихрей существенно ограничено рядом нерешённых вопросов: 1) отсутствие универсального метода определения топологического заряда, позволяющего использовать его в закрытых системах без изменения оптической схемы и использования когерентной опорной волны; 2) неустойчивость оптических вихрей со значениями топологического заряда $|\ell|>1$, выражающаяся в разбиении пучка на оптические вихри с единичными зарядами из-за неизбежного присутствия сопутствующего когерентного поля, формируемого используемыми элементами [2]. На сегодняшний день актуальными задачами сингулярной оптики являются разработка простых и эффективных технологий исследования устойчивости фазовой топологии сингулярных пучков и определения их топологического заряда.

Рис. 1. – Картина интерференции пучков на выходе НЖК линзы Френеля после фокальной плоскости для оптического вихря с топологическим зарядом ℓ = - 2

Мы предлагаем два универсальных, простых и эффективных метода диагностики фазовой топологии сингулярных световых пучков, исключающие использование дополнительной когерентной опорной волны. Первый метод представляет собой интерференционную технологию детектирования как знака, так и значения топологического заряда оптического вихря, основанную на дифракции

светового пучка на нематической жидкокристаллической (НЖК) линзе Френеля в смещённом положении от центра линзы [3]. Линза Френеля формирует три волны, сохраняющие топологический заряд проходящего вихря: прямо прошедшую, расходящуюся и сходящуюся. Когерентное сложение «ядра» оптического вихря, распространяющегося в направлении сходящейся волны, и периферийной части прямо прошедшего оптического вихря (квазиплоской волны), формирует интерференционную картину, представленную на рисунке 1. Количество разветвлений определяет значение топологический заряд, а направление закрутки – знак заряда, при этом надо учитывать, что при прохождении сходящейся волной фокальной плоскости знак топологического заряда инвертируется.

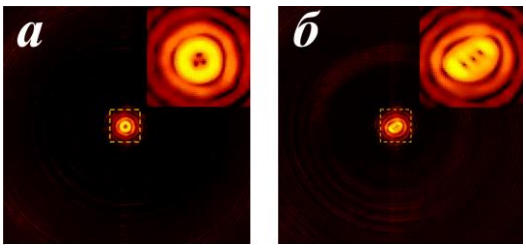


Рис. 2. – Распределение интенсивности светового пучка в фокальной плоскости линзы Френеля: *а* – при нормальном падении оптического вихря с топологическим зарядом $\ell = +3$, *б* – при падении под углом к нормали линзы

Второй метод основан на анализе Фурье преобразования светового поля в фокальной плоскости НЖК линзы Френеля [4]. Как видно из рисунка 2, при нормальном падении светового пучка на линзу Френеля вихри с топологическим зарядом ℓ распадаются на $|\ell|$ вихрей с единичными топологическими зарядами, формируя $|\ell|$ нулей интенсивности в фокальной плоскости. При изменении угла падения пучка на линзу угловой астигматизм приводит к образованию эллипса с углом наклона большой оси на 45°, при этом направление угла наклона (по часовой или против часовой стрелки) определяет знак топологического заряда.

В заключение отметим, что предложенные методы диагностики сингулярных световых пучков (оптических вихрей) с использованием тонкопленочных НЖК линз Френеля отличаются простотой и перспективны для использования в системах оптической передачи, обработки и кодирования информации, использующих топологический заряд в качестве информационного параметра.

[1] Padgett M. J. Orbital angular momentum 25 years on / M. J. Padgett // Optics Express. – 2017. – V. 25, № 10. – P. 11265-11274.

[2] Berry M. V. Knotted and linked phase singularities in monochromatic waves / M. V. Berry, M. R. Dennis // Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. – 2001. – V. 457, № 2013. – P. 2251-2263.

[3] Melnikova E. Tunable liquid crystal twisted-planar Fresnel lens for vortex topology determination / E. Melnikova, K. Pantsialeyeva, D. Gorbach, A. Tolstik, A. Karabchevsky // Laser & Photonics Reviews. – 2024. – V. 19, № 4. – P. 2401006.

[4] Melnikova E. Phase topology stability of an optical vortex via an electrically controlled twist-planar oriented liquid crystal Fresnel lens / E. Melnikova, K. Pantsialeyeva, D. Gorbach, A. Tolstik, S. Slussarenko Jr., A. Karabchevsky // Advanced Optical Materials. – 2025. – P. e02277.

УДК 535.37

М. В. Пархоц[1], И. В. Кузьменок[2], С. В. Лепешкевич[1]

ВЛИЯНИЕ ФЛАВОНОИДА БАЙКАЛИНА И СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА ХЛОРИНОМ е6

[1] Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь
m.parkhots@ifanbel.bas-net.by
[2] Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

В настоящее время фотодинамическая терапия (ФДТ) является современным, активно развивающимся методом лечения онкологических и некоторых неонкологических заболеваний. Для повышения эффективности ФДТ разрабатываются различные стратегии, в том числе использование комбинированных методов, сочетающих в себе метод ФДТ с традиционными и инновационными методами лечения злокачественных новообразований. Одной из перспективных стратегий в данном направлении является сочетание ФДТ с химиотерапией. Однако химиопрепараты имеют большое число побочных эффектов, воздействуя не только на опухолевые, но также и на здоровые быстрорастущие клетки. Поэтому современные тенденции направлены на поиск новых менее токсичных соединений, которые бы избирательно воздействовали на опухолевые клетки с минимальным повреждением здоровых. К такому классу соединений относят флавоноиды природного происхождения, обладающие противовоспалительным, жаропонижающим, седативным, спазмолитическим, а также противоопухолевым действием [1]. Одним из флавоноидов, продемонстрировавшим противоопухолевую активностью в отношении некоторых видов рака является Байкалин. Установлено, что этот флавоноид индуцирует апоптоз (запрограммированную гибель клеток), блокирует клеточный цикл и ингибирует ангиогенез (процесс образования новых кровеносных сосудов) [2]. Байкалин, в отличие от фотосенсибилизатора, используемого при ФДТ, осуществляет запуск биохимических противоопухолевых процессов без участия света, поэтому он способен поражать клетки в более глубоких областях опухоли.

Следует отметить, что действие как Байкалина, так и фотосенсибилизатора существенно зависит от степени накопления этих соединений в опухолевых клетках. В настоящее время ведутся активные разработки систем доставки противоопухолевых препаратов на основе сывороточного альбумина, повышающих их водорастворимость и селективность накопления. Однако введение новых компонентов в препарат для ФДТ может приводить к падению его фотодинамической активности за счет изменения его фотофизических характеристик и эффективности генерации синглетного кислорода – основного цитотоксического агента, приводящего к деструкции опухолевых клеток.

В данной работе представлены результаты исследования влияния Байкалина и сывороточного альбумина на эффективность генерации синглетного кислорода хлорином e_6 – активным компонентом отечественного фотосенсибилизатора Фотолон,

используемого в клинической практике для лечения опухолевых и предопухолевых заболеваний кожи, слизистых оболочек и некоторых внутренних органов.

Люминесценция синглетного кислорода регистрировалась на созданном в Институте физики НАН Беларуси высокочувствительном лазерном флуорометре для ближнего ИК-диапазона. Возбуждение образцов осуществлялось лазерными импульсами длительностью 10 нс, энергией ≤1 мкДж, следующими с частотой 2.5 кГц на длине волны λ = 532 нм (Nd:YAG-лазер DTL-314QT, Laser-export Co. Ltd, Россия). Для регистрации использовался ФЭУ (H10330A-45, Hamamatsu Photonics K.K.), работающий в режиме счета фотонов, а также полосовые интерференционные фильтры с максимумами 1270 нм и 1070 нм. Исследования проводились в 100 мМ натрий-фосфатном буферном растворе pH 8.0 при комнатной температуре (293 ± 1) К.

Показано, что хлорин e_6 при взаимодействии с альбумином не теряет способности генерировать синглетный кислород, однако кинетика люминесценции синглетного кислорода приобретает более сложный вид, характерный для неоднородной среды. При этом наблюдается инвертирование кинетики люминесценции синглетного кислорода: затухание соответствует процессу дезактивации триплетного состояния фотосенсибилизатора, а нарастание – процессу дезактивации синглетного кислорода. Обнаружено, что время жизни триплетного состояния хлорина e_6 в комплексе с альбумином увеличивается в ~10 раз, что обусловлено существенным уменьшением доступа кислорода к молекулам фотосенсибилизатора, встроенным в белковую матрицу альбумина. Наблюдаемое падение интенсивности люминесценции синглетного кислорода связано прежде всего с тушением этой активной формы кислорода аминокислотными остатками альбумина. Установлено, что флавоноид Байкалин в концентрациях 14 – 110 мкМ не оказывает влияния на эффективность фотосенсибилизированного образования синглетного кислорода хлорином e_6.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф25КИ-31).

[1] Therapeutic potentials of medicinal plants and significance of computational tools in anticancer drug discovery / Adedokun K. A. et al. // Chapter 18. Phytochemistry, Computational Tools and Databases in Drug Discovery. – 2023. – P. 393.

[2] Singh S., Meena A., Luqman S. Baicalin mediated regulation of key signaling pathways in cancer // Pharm. Res. – 2020. – P. 105387.

УДК 579.63

В.М. Пашкова[1], Н.В. Дудчик[2], О.А. Емельянова[2], Л.В. Симончик[3], А.В. Казак[3]

СРАВНЕНИЕ АНТИМИКРОБНОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ВОЗДУШНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ И УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОТНОШЕНИИ САНИТАРНО-ЗНАЧИМЫХ МИКРООРГАНИЗМОВ

[1] Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь
post.varya@gmail.com
[2] Научно-исследовательский институт гигиены, токсикологии, эпидемиологии, вирусологии и микробиологии, ГУ «Республиканский центр гигиены, эпидемиологии и общественного здоровья», 220012, ул. Академическая, 8, г. Минск, Беларусь
[3] Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь

Рост устойчивости микроорганизмов к традиционным антимикробным средствам и необходимость эффективной дезинфекции поверхностей медицинского и санитарного назначения обуславливают поиск альтернативных физических методов инактивации бактерий. К числу перспективных технологий относятся ультрафиолетовое излучение (УФИ) и низкотемпературная неравновесная газоразрядная плазма (НГП). УФИ широко применяется для обеззараживания воздуха, воды и поверхностей. Его механизм действия связан с повреждением ДНК микроорганизмов, образованием пиримидиновых димеров и нарушением репликации. Однако эффективность УФИ невысока при обработке объектов сложной геометрии. Неравновесная газоразрядная плазма представляет собой источник активных форм кислорода и азота, заряженных частиц, ультрафиолетового излучения и электромагнитного поля. Антимикробное действие плазмы обусловлено комплексным повреждением клеточной стенки, мембран, белков и нуклеиновых кислот [1]. Благодаря высокой проникающей способности выхлопа воздушной плазменной струи на основе НГП данный метод рассматривается как перспективный для обработки труднодоступных поверхностей.

Целью настоящей работы явилось сравнительное исследование антимикробной эффективности воздушной плазменной струи (ПС) и УФИ в отношении санитарно-значимых микроорганизмов на различных типах поверхностей.

В качестве объектов исследования использовали культуры *Escherichia coli*, *Staphylococcus aureus* и *Pseudomonas aeruginosa*. Обработку плазмой проводили с использованием генератора атмосферной плазменной струи «АЛОЭ» (Институт физики НАН Беларуси) [2]. Устройство включает разрядную камеру, соединённую с источником питания постоянного тока и воздушным компрессором. Внутри камеры между двумя электродами формируется стабильный тлеющий микроразряд, при этом через систему непрерывно подаётся атмосферный воздух, формирующий направленную плазменную струю на выходе. Параметры работы установки регулируются с панели управления: сила разрядного тока может изменяться в диапазоне 30–40 мА, а время обработки — от 1 до 20 минут с шагом 1 минута. В настоящем исследовании ток фиксировали на уровне 30 мА при расходе воздуха 1,5 л/мин. Диаметр выходного отверстия составлял 1,5 мм. Для части экспериментов к

камере присоединяли насадку, обеспечивающую создание частично замкнутого объёма, для которого использовался УФ-бокс.

УФ-обработку проводили с использованием стандартного источника бактерицидного ультрафиолетового излучения при фиксированном времени экспозиции, сопоставимом с режимами плазменного воздействия. Эксперименты выполняли на поверхности чашек Петри, стеклянных пластинах и объёмных объектах (пробирках). Эффективность обработки оценивали по индексу выживаемости (*I*), рассчитываемому как отношение количества колониеобразующих единиц после воздействия к контрольному значению [3].

Полученные результаты показали, что на плоских поверхностях УФ-излучение обеспечивало более быстрое снижение индекса выживаемости по сравнению с ПС, особенно на ранних этапах обработки (*I* при воздействии на *St.aureus* в течении 2 минут: ПС- 7.63, УФИ – 0.28). Вероятно, это связано с прямым фотохимическим воздействием УФ-квантов на ДНК клеток при отсутствии экранирования. По мере увеличения времени экспозиции различия между методами уменьшались. При обработке микроорганизмов на стеклянных поверхностях наблюдалась аналогичная тенденция: УФИ демонстрировало более выраженный эффект в начальный период воздействия (*I* при воздействии на *E.coli* в течении 2 минут: ПС - 3,94, УФИ – 0,67). Однако при увеличении времени обработки ПС обеспечивала сопоставимое снижение индекса выживаемости (*I* при воздействии на *E.coli* в течении 7 минут: ПС- 0,46, УФИ – 0). На объёмных поверхностях эффективность плазмы и УФИ оказалась близкой (*I* при воздействии на *St.aureus* в течении 2 минут: ПС- 36.45, УФИ – 30.09), а в ряде случаев плазменная обработка демонстрировала более выраженный эффект (*I* при воздействии на *E.coli* в течении 2 минут: ПС- 10.59, УФИ – 12.33). Данный результат может быть обусловлен способностью плазменной струи проникать в труднодоступные участки и воздействовать на микроорганизмы посредством биологически активных азотсодержащих молекул, тогда как действие УФ-излучения ограничено геометрией объекта и наличием теневых зон.

Таким образом, проведённое исследование показало, что воздушные плазменные струи и ультрафиолетовое излучение являются эффективными методами инактивации санитарно-значимых микроорганизмов. УФ-излучение демонстрирует преимущество при обработке открытых плоских поверхностей, тогда как плазменная технология обладает высокой эффективностью при воздействии на объекты сложной геометрии. Полученные данные подтверждают перспективность применения низкотемпературной плазмы в качестве альтернативного или дополнительного метода дезинфекции.

[1] Inactivation mechanisms of non-thermal plasma on microbes: A review / X. Liao [и др.] // Food Control. – 2017. – Т. 75 – С. 83-91.
[2] Казак, А.В. Аппарат генерации воздушной плазменной струи «АЛОЭ» / А.В. Казак, Л.В. Симончик // Приборы И Методы Измерений. – Т. 15, № 3. – С. 186-194.
[3] Inactivation of Consortiums of Microorganisms by an Air Plasma Jet at Atmospheric Pressure / A. Kazak [и др.] // Plasma Med. – 2017. – Т. 7.

УДК 535.37

П. П. Першукевич[1], С. М. Арабей[2], М. В. Бельков[1],
Е. Д. Рычихина[3], П. А. Стужин[3]

ТРИ ВИДА СВЕЧЕНИЯ ИНДИЕВОГО КОМПЛЕКСА ЭТИОПОРФИРИНА-I В ПОЛИВИНИЛБУТИРАЛЕ ПРИ 298 К

[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*
p.persh@ifanbel.bas-net.by
[2] *Белорусский государственный аграрный технический университет, пр. Независимости, 99, 220012 Минск, Беларусь*
serguei.arabei@gmail.com
[3] *Ивановский государственный химико-технологический университет, пр. Шереметевский, 14, 153012 Иваново, Ивановская обл., Россия*
stuzhin@isuct.ru

Работа является продолжением исследований фосфоресценции In(III)Cl-этиопорфирина-I (InCl-EtioP-I) в растворах и тонких пленках поливинилбутираля (ПВБ) при низкой (77 К) и комнатной (298 К) температурах и атмосферных условиях [1,2]. Установлено, что в полимерной матрице при 298 К квантовый выход $S_1 \rightarrow S_0$ флуоресценции InCl-EtioP-I составляет величину $\varphi_{фл} = 0.82$, тогда как квантовый выход $T_1 \rightarrow S_0$ фосфоресценции незначителен $\varphi_{фос} = 0.025$ %. Низкое значение $\varphi_{фос}$ InCl-EtioP-I при фотовозбуждении в области полосы Соре по сравнению с $\varphi_{фос}$ Pd- и Pt-алкилзамещенных порфиринов [3] (несмотря на то, что атомная масса In имеет промежуточное значение между Pt и Pd), свидетельствует о существовании дополнительного канала размена энергии в случае InCl-EtioP-I.

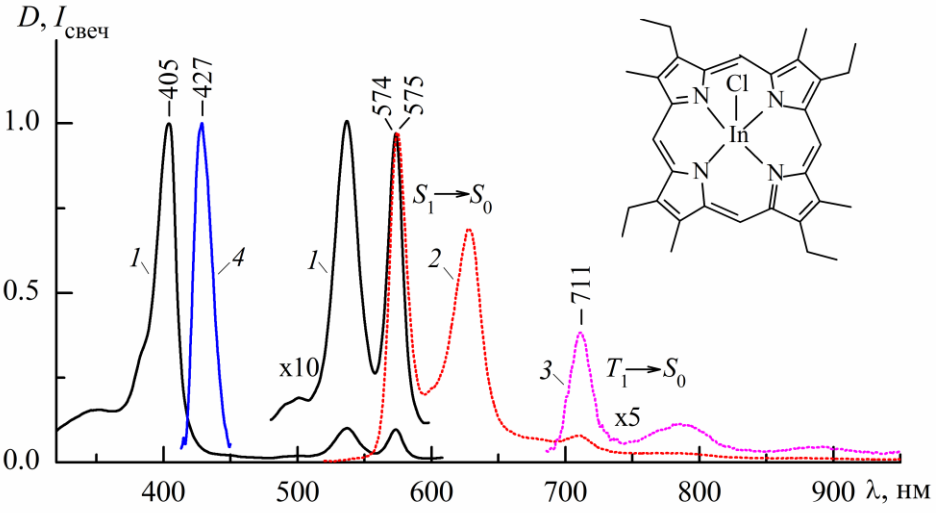


Рис. 1. Спектры поглощения (*1*), флуоресценции $S_1 \rightarrow S_0$ (*2*), фосфоресценции $T_1 \rightarrow S_0$ (*3*) и коротковолнового свечения (*4*) InCl-EtioP-I в ПВБ при 298 К ($\lambda_{возб}$ = 409 нм, $P_{возб}$ = 1.5 мВт/см^2) и атмосферных условиях.

Показано, что при увеличении плотности мощности возбуждения в ~300 раз квантовый выход фосфоресценции при 298 К увеличивается в ~30 раз и достигает значения $\varphi_{фос} \approx 0.74$ %. Стробоскопическим методом при 298 К определена длительность фосфоресценции $\tau_{фос} \approx 42$ мкс; длительность флуоресценции $\tau_{фл} \approx 2.89$ нс.

Подтверждением существования дополнительного канала размена энергии из состояний $S_{3,4}$ служит факт уменьшения интенсивности полосы Соре в спектре возбуждения фосфоресценции по сравнению с интенсивностью полосы Соре спектра флуоресценции [1] (раствор при 77 К), а также по сравнению со спектром поглощения InCl-EtioP-I при 298 К и атмосферной концентрации кислорода в ПВБ [2]. При 298 К в полимерной матрице обнаружено коротковолновое свечение InCl-EtioP-I (полоса 427 нм) при возбуждении в области полосы Соре (рис.1, кривая *4*). Природа наблюдаемого свечения окончательно не установлена, однако, на основании имеющихся спектральных данных можно утверждать, что испускание фотонов из высоколежащих возбужденных состояний сопровождается возвращением системы на S_0-уровень без участия или с частичным участием триплетных состояний. Это может быть “синяя” $S_3 \rightarrow S_0$ флуоресценция InCl-EtioP-I; свечение фотопродуктов, образуемых в ходе обратимых реакций под действием УФ облучения; излучение эксимеров или эксиплексов; возможное проявление других процессов.

[1] Luminescence of In(III)Cl-etioporphyrin-I /A. I. Koptyaev [et al.] // International Journal of Molecular Sciences. – 2023. – Vol. 24, Iss. 20. – art. no.15168 – 10 pages.

[2] Фосфоресценция In(III)-этиопорфирина-I при 298 К / П. П. Першукевич [и др.] // Журнал прикладной спектроскопии. – 2025. – Т. 92, № 6. – С. 724–731.

[3] Старухин, А. С. Влияние эффекта внутреннего тяжёлого атома на дезактивацию триплетных состояний порфиринов в присутствии молекулярного кислорода / А. С. Старухин, А. Ю. Панарин // Журнал прикладной спектроскопии – 2023. – Т. 90, № 5. – С. 747–753.

УДК 53.097

А.Л. Пушкарчук[1], Т.С. Пивоварчик[2], А.П. Низовцев[3], С.Я. Килин[3], С.А. Кутень[4], Д. В.Ермак[3], В.А.Пушкарчук[2], Д.Б.Мигас[2]

DFT МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ, ЭЛЕКТРОННЫХ И СПИНОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОНЪЮГАТА НАНОАЛМАЗА СОДЕРЖАЩЕГО NV-ЦЕНТР С ДОКСОРУБИЦИНОМ

[1] *Институт физико-органической химии НАН Беларуси, ул. Сурганова, 13, 220072, Минск, Беларусь, alexp51@bk.ru*
[2] *Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь, tatianakhlopina66@gmail.com*
[3] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072*
Минск, Беларусь, apniz@dragon.bas-net.by, sergei_kilin@yahoo.com
[4] *Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220006, Минск, Беларусь, semen_kuten@list.ru*

В работе проведено квантово-химическое исследование электронных и спиновых свойств наноалмаза с NV-центром и его конъюгатов с доксорубицином (DOX) в вакууме и в водной среде. Геометрии систем (**$C_{69}H_{84}$—NV, $C_{69}H_{84}$—NV-DOX, $C_{69}H_{84}$—NV-DOX-W**) были предварительно оптимизированы методом HF-3c, после чего для оптимизированных структур рассчитаны электронные и спиновые характеристики методом DFT (B3LYP/3-21G). На основе полученных данных выполнен анализ электронной структуры, локализации граничных молекулярных орбиталей, распределения спиновой плотности и расчёта констант сверхтонкого взаимодействия (СТВ), что позволило оценить влияние функционализации и растворителя на локальную электронную структуру NV-центра и его магнитные характеристики.

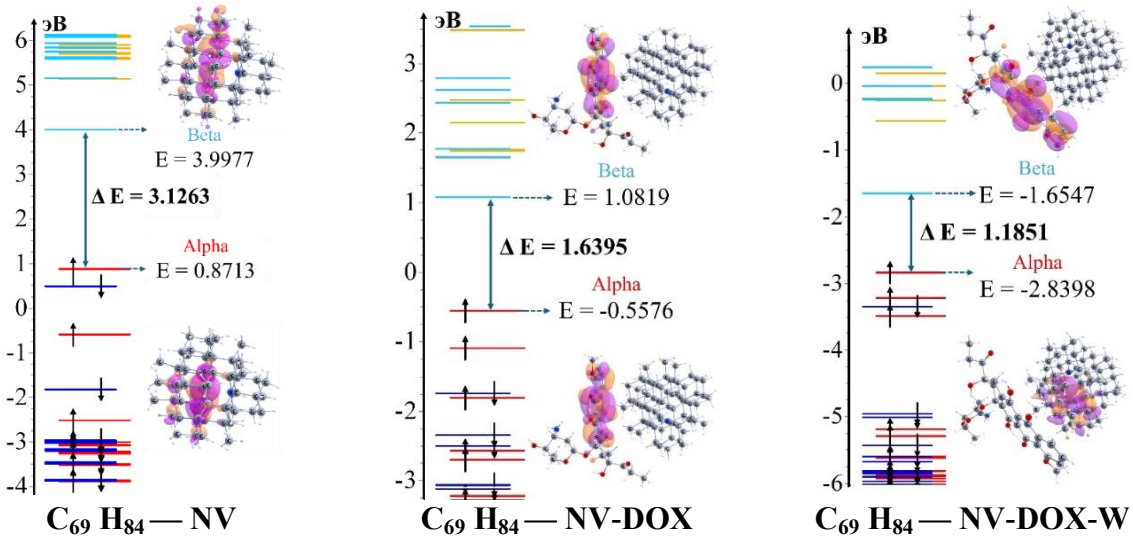


Рисунок 1. Энергетические спектры с локализацией ВЗМО и НВМО для $C_{69}H_{84}$ — NV, $C_{69}H_{84}$— NV-DOX и $C_{69}H_{84}$ — NV-DOX-W

В расчётах (рис. 1) изолированный $C_{69}H_{84}$—NV имеет разницу энергий ΔE = ВЗМО–НВМО (ВЗМО — высшая занятая молекулярная орбиталь НВМО — низшая вакантная молекулярная орбиталь) ≈ 3.12 эВ, причём граничные орбитали локализованы у NV центра, формируя дефектные уровни в запрещенной зоне и спиновую поляризацию. При адсорбции доксорубицина ВЗМО и НВМО частично делокализуются на фрагменты

DOX: граничные уровни DOX поднимаются и попадают в запрещённую зону наноалмаза, что указывает на гибридизацию и перенос плотности на DOX. В воде наблюдается пространственное разделение (ВЗМО у NV центра, НВМО на π-системе DOX) — поляризация среды стабилизирует делокализацию и снижает барьер для переноса электрона.

Параметры ЭПР — g-тензор, константы СТВ A и ZFS (D, E) — входят в спиновый гамильтониан и описывают взаимодействие неспаренных электронов с внешним полем и ядрами. G отражает отклонение магнитного отклика от свободного электрона и чувствителен к тяжёлым атомам и симметрии, A указывает на локализацию спина и соотношение ферми-контакта и дипольного вклада, а ZFS (D, E) характеризует расщепление мультиспиновых состояний в нулевом поле. Метод DFT позволяет предсказывать эти параметры и соотносить их с геометрией и электронной структурой для верификации экспериментальных спектров [1].

В таблице 1 приведены рассчитанные константы СТВ для трёх углеродов у вакансии (C4–C6), которые четко отражают влияние конъюгации с DOX. В чистом **$C_{69}H_{84}$—NV** $A_{xx}, A_{yy} \approx 136$ МГц, $A_{zz} \approx 202$ МГц, $A_{\mathrm{iso}} \approx 158$ МГц — это указывает на сильную локализацию спиновой плотности и выраженную осевую анизотропию. В конъюгате **$C_{69}H_{84}$—NV-DOX** в вакууме A_{iso} для C4–C5 снижаются до ≈ 119–124 МГц, тогда как у C6 наблюдается инверсия знака (≈ -110 МГц), что свидетельствует о перераспределении и локальной спин-поляризации. В воде (**$C_{69}H_{84}$ — NV-DOX-W**) значения близки к вакуумным, но немного уменьшены по абсолютной величине (C4–C5 ≈ 122–123 МГц; C6 ≈ −108 МГц), что указывает на экранирование и стабилизацию делокализации растворителем. В целом изменения A_{iso}, включая знак у C6, могут служить чувствительным ЭПР-маркером связывания и влияния среды.

Таблица 1. Константы СТВ A (МГц) для атомов C4–C6 в исследуемых структурах

Структура	Атом	A_{xx}, МГц	A_{yy}, МГц	A_{zz}, МГц	A_{iso}, МГц
$C_{69}H_{84}$ — NV	C4	135.9456	136.1746	202.4374	158.1859
	C5	135.9571	136.1963	202.5161	158.2232
	C6	136.1757	136.4123	202.5726	158.3869
$C_{69}H_{84}$ — NV-DOX	C4	95.3089	95.9391	181.6942	124.3141
	C5	90.8278	91.3871	176.1248	119.4466
	C6	-85.7040	-86.0082	-159.7698	-110.4940
$C_{69}H_{84}$ — NV-DOX-W	C4	94.4399	95.0750	180.4572	123.3240
	C5	93.5885	94.1352	179.3998	122.3745
	C6	-83.4123	-83.7068	-156.9111	-108.0101

Функционализация наноалмаза доксорубицином приводит к существенным изменениям электронной структуры и спиновых свойств NV-центра: анализ молекулярных орбиталей показывает частичную делокализацию ВЗМО и НВМО на фрагменты DOX и уменьшение энергетического разрыва ΔE, причём в вакууме вклад DOX в граничные рбитали сильнее, а в воде поляризация и экранирование стабилизируют делокализацию. Расчёты спиновых характеристик подтверждают перераспределение неспаренного электрона: A_{iso} у ближайших к вакансии углеродов снижается (C4–C5) и у C6 меняется знак, что отражает локальную спин-поляризацию и изменение локализации спиновой плотности. В совокупности это означает, что конъюгация DOX модифицирует как энергетическое выравнивание МО, так и магнитные характеристики NV-центра. Такие изменения делают параметры ЭПР чувствительными маркерами связывания и степени делокализации, а также важными для проектирования поверхностей нанотранспортных систем, обеспечивающих удержание и контролируемое высвобождение лекарственных препартов.

[1] Lund A., Callens F., Sagstuen E., “Determination of the g-, hyperfine coupling- and zero-field splitting tensors in EPR and ENDOR”, J. Magn. Reson., 2021

УДК 535.37+535.338.42

А. П. Блохин[1], В. А. Поведайло[1], С. А. Тихомиров[1], А. С. Пилипович[1], Н.Г. Бинь[2]

ЭФФЕКТ ВНУТРЕННЕЙ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ДИФФЗИИ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ МЕТОК В ФЁРСТЕРОВСКОМ ПЕРЕНОСЕ ЭНЕРГИИ В БИОМОЛЕКУЛАХ

[1] Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь,
e-mail: lsfm@imaph.bas-net.by
[2] Институт физики, Вьетнамская академия наук и технологий, Ханой, Вьетнам.

Фёрстеровский резонансный перенос энергии (FRET), широко используется в биофизике для определения внутримолекулярных расстояний и взаимной ориентации структурных элементов биомолекул. Важнейшей характеристикой FRET является ориентационный фактор $\kappa^2 = ((\mathbf{d}\cdot\mathbf{a}) - 3(\mathbf{d}\cdot\mathbf{r})(\mathbf{a}\cdot\mathbf{r}))^2$, ($\mathbf{d},\mathbf{a}$ – единичные векторы дипольных моментов донора и акцептора, вектор $\mathbf{r}$ - между их центрами). Этот параметр зависит от скорости внутренней вращательной диффузии флуоресцентных меток в местах их локализации в биомолекулах, изменяясь от 0 до 4, и существенным образом влияет на точность методики FRET. Для учёта вращательной динамики, зависящий от времени $\kappa^2(t)$, можно выразить через неприводимые тензоры и после диагонализации (преобразования к сумме слагаемых, в котором отсутствуют произведения неприводимых тензоров с зависимостью от компонент одних и тех же векторов) представить в виде [1]

$$\kappa^2(t) = \frac{2}{3}[1 + D^2_{00}(\Omega_{dr}(t) + D^2_{00}(\Omega_{ar}(t) + \frac{1}{5}\sum_{m=-2}^{2} D^2_{m0}(\Omega_{dr}(t))D^{2*}_{m0}(\Omega_{ar}(t)) -$$

$$-\sum_{m=-2}^{2} D^{20}_{m0}(\Omega_{dr}(t))D^2_{-m0}(\Omega_{ar}(t)) + 6\sum_{m=-2}^{2} C^{40}_{2020}C^{40}_{2m2-m}D^{20}_{m0}(\Omega_{dr}(t))D^{20}_{-m0}(\Omega_{ar}(t))],$$

C^{j0}_{2m2-m} - коэффициенты Клебша-Гордана, $D^{20}_{m0}(\Omega_i(t))$ - функции Вигнера, Ω_{ir} -углы ориентации дипольных моментов донора и акцептора в молекулярной системе координат x, y, z Используя это выражение, после усреднения по угловым переменным можно получить. обобщённое описания временной кинетики ориентационного фактора через ориентационные корреляционные функций для стохастических внутримолекулярных поворотов. Например, в популярной модели внутренней азимутальной диффузии, в которой векторы $\mathbf{d},\mathbf{a}$ совершают диффузию с коэффициентами D_i по азимутальным углам $\varphi_i(t)$ в конусах с углами раствора η_i ($i = 1,2 = \mathbf{d},\mathbf{a}$). Ориентация осей конусов диффузии донора и акцептора относительно вектора $\mathbf{r}$, который направлен вдоль оси z, задаётся углами ξ_i, ψ_i (рис.1). Разработанный метод, использован для определения скоростей фёрстеровского переноса энергии и коэффициентов вращательной диффузии флуоресцентных молекулярных роторов на базе бензотиазолов интеркалированных и двуцепочечных ДНК. В ДНК диполи флуоресцентных меток обычно имеют вращательную подвижность перпендикулярно длинной оси спирали $\xi_i \approx \pi/2$. При перемещении вдоль спирали ось конуса акцептора поворачивается на угол $\psi = \psi_1 - \psi_2$.Кинетика $\kappa^2(t)$ существенно за-

висит от углов ориентации и скоростей диффузии. На рисунке 2 показаны переходы между

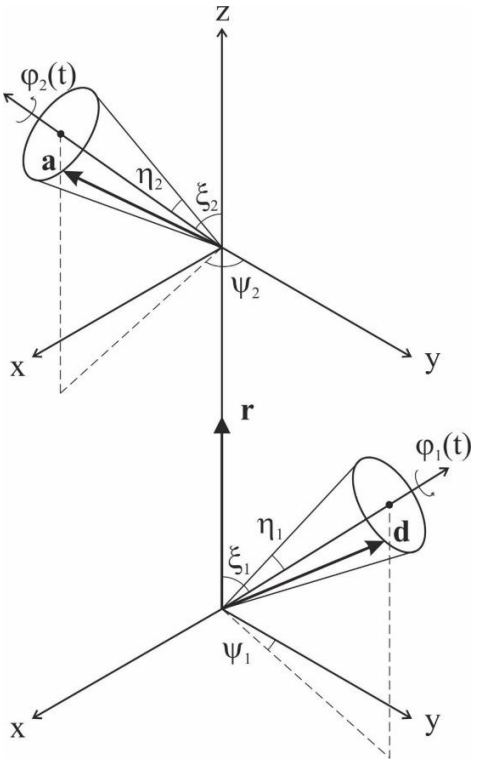


Рис.1.Ориентации диполей донора и акцептора $\mathbf{d},\mathbf{a},\mathbf{r}$ в молекулярной системе координат

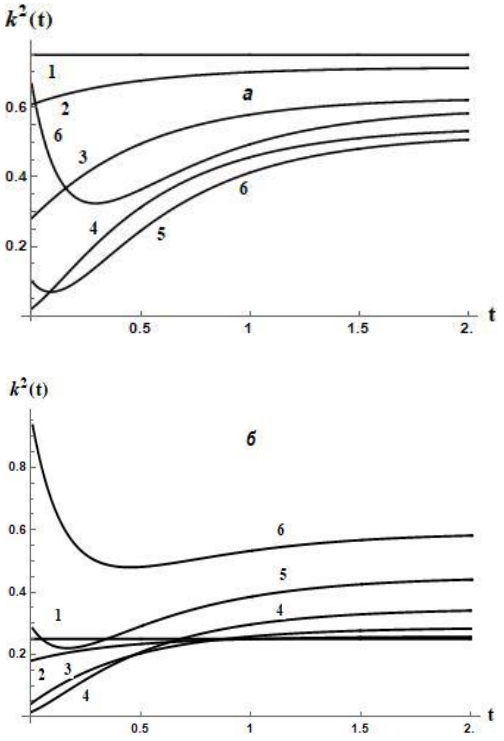


Рис.2. Кинетика ориентационного фактора $\kappa^2(t)$ для углов $\xi = 90^\circ; \psi = 30^\circ(a), 60^\circ(б);$ $\eta_i = 0^\circ(1), 10^\circ(2), 20^\circ(3), 30^\circ(4), 40^\circ(5), 50^\circ(6)$

режимами падения и возрастания фактора, что означает переход от неблагоприятного расположения взаимной ориентации диполей донора и акцептора к более благоприятному. В ходе поворотов перенос может как возникать из «нулевого» состояния, так и значительно усиливаться. Разработанная модель использовалось для расчёта анизотропии флуоресценции интеркалированных в ДНК флуоресцентных молекулярных роторов на базе бензотиазолов и позволила определить скорости FRET. Учет временной зависимости повышает точность определения фёрстеровского радиуса и информативность FRET-метрик для контроля структуры биомолекул. Поскольку точность определения величины ориентационного фактора в значительной степени задаёт и точность определения из эксперимента фёрстеровского радиуса переноса энергии для контроля структуры биомолекул, разработанный метод актуален для повышения информативности флуоресцентных методик на основе FRET.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект №Ф24В-006) и Вьетнамской Академией наук и технологий (QTBY02.05/26-27).

1. *Блохин А. П., Тихомиров С. А., Minh P.H., Tiep P.V.* Влияние внутренней вращательной диффузии флуоресцентных меток на временную кинетику ориентационного фактора фёрстеровского переноса энергии// Журн. прикл. спектр. 2025. Т.92. С. 293-302

УДК 535.37

А. С. Пилипович[1], А. П. Блохин[1], В. А. Поведайло[1], С. А. Тихомиров[1], Н.Г. Бинь[2]

НЕКОВАЛЕНТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО РОТОРА НА ОСНОВЕ БИФЛУОРОФОРА ФЛУОРЕСЦЕИНА С ЦИКЛОДЕКСТРИНАМИ

[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*

h.pilipovich@dragon.bas-net.by

[2] *Институт физики Вьетнамской академии наук и технологий, Вьетнам*

Циклодекстрины (ЦД) – циклические олигосахариды, обладающие уникальной способностью инкапсулировать входящие во внутренние полости соединения с подходящими свойствами. Гостевые интеркаляторы представляют собой относительно небольшие молекулы, чаще всего органические соединения, способные проявлять свойства молекулярных роторов, которые при взаимодействии с молекулами хозяевами изменяют свои спектральные и другие свойства (биосовместимость, стабильность). α-, β- и γ- циклодекстрины различаются размером полости. Флуоресцеин и его производные являются широко используемыми водорастворимыми флуорофорами с высокими квантовыми выходами флуоресценции и коэффициентами экстинкции в видимой области спектра (при значениях pH>7). В настоящей работе проведены исследования по взаимодействию комплексов включения на основе бифлуорофора 6-карбоксифлуоресцеина ((6-FAM_2)) (рис. 1) в буферном растворе pH 9.0 с α-, β- и γ-циклодекстринами.

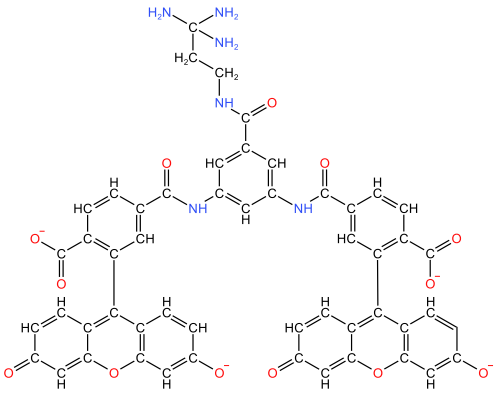


Рис. 1. Структурная формула мета-$(6\text{-FAM})_2$

На рис. 2 представлены спектры флуоресценции растворов комплексов $(6\text{-FAM})_2$ с β-ЦД. Концентрация бифлуорофора при измерениях была постоянной и составляла $7.1\cdot10^{-7}$ М, концентрация β-ЦД варьировалась в пределах 0÷0.016 М. Максимум интенсивности флуоресценции $(6\text{-FAM})_2$/β-ЦД в буферном растворе незначительно смещается в длинноволновую область при увеличении концентрации β-ЦД, в то же время интенсивность флуоресценции увеличивается практически вдвое (рис. 2 на вставке).

Зависимость спектров поглощения $(6\text{-FAM})_2$ от концентрации β-ЦД представлена на рис. 3. В этом эксперименте концентрация бифлуорофора составляла $6.4\ 10^{-6}$ М. При добавлении в раствор β-ЦД с максимальной концентрацией 0.016 М, интенсивность поглощения возрастает слабее по сравнению с ростом флуоресценции, наблюдается увеличение оптической плотности в 1.17 раз, что отражено на вставке рис. 3. С увеличением концентрации β-циклодекстрина наблюдается незначительное батохромное смещение максимумов спектров поглощения, аналогично спектрам флуоресценции.

Чтобы получить больше информации о системе взаимодействий комплексов бифлуорофор/циклодекстрин, проведены аналогичные флуоресцентные измерения в буферном растворе (pH 9.0) бифлуорофора $(6\text{-FAM})_2$ в присутствии различных концентраций α-, и γ-ЦД. Максимум интенсивности флуоресценции раствора в насыщении с γ-ЦД возрастает почти в два раза, а при добавлении α-ЦД наблюдается только 30% рост.

В работе получены зависимости времени жизни (τ) возбужденного бифлуорофора

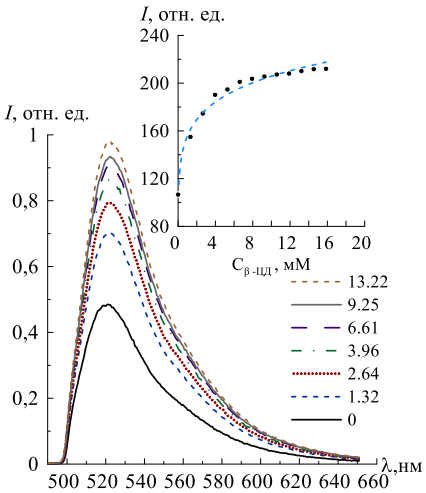


Рис. 2. Спектры флуоресценции комплексов (6-FAM)$_2$/β-ЦД при различных концентрациях β-ЦД. На вставке: зависимость максимумов спектров флуоресценции смеси от концентрации β-ЦД.

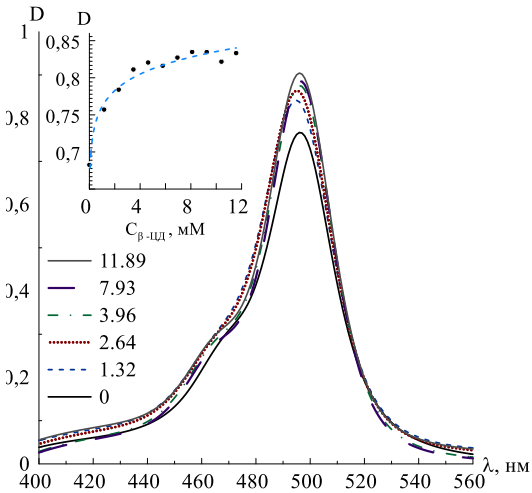


Рис. 3. Спектры поглощения системы 6-FAM$_2$/β-ЦД. На вставке: зависимость оптической плотности от концентрации β-ЦД.

(6-FAM)$_2$ от концентрации α-, β- и γ-ЦД. Наиболее адекватное описание экспериментальных данных обеспечила двухэкспоненциальная модель, что свидетельствует о наличии как минимум двух различных процессов деактивации возбужденного состояния. Экспериментально наблюдается постоянный рост длительных компонент и небольшие изменения короткоживущих компонент для растворов (6-FAM)$_2$/α-, β- и γ-ЦД. Таким образом, изменение интенсивностей спектров флуоресценции и поглощения, положения их максимумов, кинетики флуоресценции в зависимости от соотношения концентрации компонент в растворе показывает, что бифлуорофоры связываются с α-, β- и γ-циклодекстринами в условиях эксперимента.

Для получения численных значений констант ассоциации (K_{acc}) бифлуорофора (6 FAM)$_2$ с α-, β- и γ-ЦД, мы использовали уравнение Бенези-Хилдебранда. В этой связи регистрировалась серия спектров флуоресценции/поглощения растворов при постоянных концентрациях бифлуорофора и различных концентрациях ЦД в фосфатном буферном растворе со значением pH 9.0 и постоянной температуре 25^0 C. Константы ассоциации (K_{acc}) определены для стехиометрии 1:1. Наибольшее значение K_{acc} у β-ЦД: 588 M^{-1} (флуоресценция) и 446 M^{-1} (поглощение). Оптимальное значение для β-ЦД объясняется наилучшим пространственным соответствием его полости (~6.4 Å) и ксантенового фрагмента (~5.7 Å). Для α- и γ-ЦД K_{acc} составили 269 M^{-1} и 517 M^{-1} соответственно. Значения энергии Гибса ΔG были отрицательными, подтверждая спонтанность процесса образавания комплексов.

Влияние β-ЦД на флуоресценцию (6-FAM)$_2$, связанного с бычьим сывороточным альбумином (БСА), зависело от порядка добавления реагентов. Предварительное образование комплекса (6-FAM)$_2$/β-ЦД с последующим присоединением белка методом клик-реакции усиливало флуоресценцию в 1.52 раза по сравнению с отсутствием циклодекстрина, а добавление β-ЦД к готовому конъюгату (6-FAM)$_2$/БСА вызывало снижение интенсивности до 30%.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований, проект N Ф25ВА-002 и Вьетнамской Академией наук и технологий QTBY02.05/26-27.

[1] Povedailo V.A. et al. J. of Fluoresc. - 2020. -Vol. 30.-P. 629.

УДК 53

О.Г. Поддубская[1], Н. А. Русанов[1], Д.В. Городецкий[2],
О.В. Седельникова[2], Е.А. Мельникова[3]

ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ АЛМАЗНЫЕ ПЛЕНКИ В ТЕРАГЕРЦОВОЙ ФОТОНИКИ

[1]*Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета, ул. Бобруйская 11, 220006 Минск, Беларусь*
paddubskaya@gmail.com
[2]*Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, просп. Акад. Лаврентьева 3, 630090 Новосибирск, Россия*
[3]*Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь*

Как известно, уникальные свойства терагерцового (ТГц) частотного диапазона отрывают широкие перспективы его применения как в задачах недеструктивного анализа материалов, биомедицине и спектроскопии [1, 2], так и при разработке нового поколения средств коммуникации и высокоскоростной передачи данных [1, 3]. С другой стороны, высокие потери в металлах и прозрачность неполярных диэлектриков существенно ограничивают выбор материалов и применимость различных подходов в данном диапазоне. В этом контексте алмаз, благодаря низким электромагнитным потерям в высокочастотной области спектра (на частоте 1 ТГц ~10^{-8} [4]), что, в свою очередь, связанно с особенностями его кристаллической структуры, выгодно выделяется среди таких материалов, как кремний, сапфир, германий, кварц и др. Однако высокая стоимость монокристаллических алмазных подложек по-прежнему остается серьезным препятствием для их широкого использования. С другой стороны, свободно стоящие поликристаллические алмазные пленки толщиной порядка 60-100 мкм, полученные методом плазмохимического осаждения из газовой фазы (PCVD), представляют собой доступную альтернативу его монокристаллическому аналогу при решении целого спектра задач, в том числе, как показано в данной работе, с точки зрения ТГц фотоники. Более того, одним из ключевых преимуществ таких пленок по сравнению с другими материалами, часто используемыми при разработке ТГц оптоэлектронных компонентов, является возможность применения лазерной обработки для формирования структур заданной субволновой топологией непосредственно на их поверхности, что, по сравнению с методами традиционной литографии, позволит значительно ускорить и упростить технологический процесс изготовления ТГц фотонных устройств.

Данная работа посвящена анализу электромагнитного отклика планарных метаструктур на основе поликристаллических алмазных пленок, поддерживающих волноводный резонанс (GMR- guided-mode resonance) в ТГц частотном диапазоне, в зависимости от параметров решетки и свойств окружающей среды. В простейшем геометрии такие структуры содержат дифракционную решетку, нанесенную на диэлектрическую подложку, при дифракции на которой, часть электромагнитного излучения распространяется без изменения направления (нулевой порядок дифракции), тогда как другая часть дифрагирует, и при удовлетворении условий возбуждения волноводной моды, связанная волна распространяется вдоль диэлектрического слоя,

что приводит к возникновению интенсивного резонансного пика в спектре пропускания и\или отражения.

Легко показать, что амплитудные, частотные и фазовые характеристики электромагнитного отклика таких структур существенно зависят как от параметров решетки, так и от свойств окружающей среды, что, в свою очередь, открывает перспективы применения таких структур в качестве перестраиваемых ТГц фильтров, поляризаторов, чувствительных сенсоров и др.

В рамках данной работы экспериментально показано, что структуры на основе алмазных пленок толщиной порядка t = 100 мкм, на поверхности которой сформирована углеродная дифракционная решетка с периодом p = 400 мкм демонстрируют симметричные резонансные пики на частотах 0.44 ТГц и 0.69 ТГц для ТЕ-поляризованного излучения (вектор **E** параллелен штрихам решетки) и на частоте 0.55 ТГц для ТМ-поляризованного излучения (вектор **E** перпендикулярен штрихам решетки). При этом наличие дополнительного полимерного слоя на поверхности структуры приводит как к частотному сдвигу резонансных пиков, так и к изменению их интенсивности. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с результатами численного моделирования, выполненного с использованием метода строгого анализа связанных волн (Rigorous Coupled-Wave Analysis, RCWA).

Следует отметить, что, несмотря на растущий интерес к поликристаллическим алмазным пленкам в качестве альтернативы монокристаллу, их потенциал с точки зрения ТГц фотоники рассматривается только в нескольких работах, что дополнительно подчеркивает актуальность и новизну настоящих исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда БРФФИ (проект № Ф25МЭ-005), а также частично при финансовой поддержке РНФ (грант №22-72-10097-П).

[1]. The 2023 terahertz science and technology roadmap./ A. Leitentorfer, A.S. Moskalenko, T. Kampfrath [et al.]// Journal of Physics D: Applied Physics. – 2023. – Vol. 56. - 223001.
[2]. Zhong S. Progress in terahertz nondestructive testing: A review/ S. Zhong // Frontiers of Mechanical Engineering. – 2019. - Vol. 14. – P. 273-281.
[3] Elayan H., Amin O., Shubair R. M., Alouini M. S. Terahertz communication: The opportunities of wireless technology beyond 5G/ H. Elayan, O. Amin, R. M. Shubair, M. S. Alouini// In 2018 international conference on advanced communication technologies and networking (CommNet). IEEE. – 2018. – P. 1-5.
[4] Garin B. M. Lower loss limits at millimeter and terahertz ranges./ B. M. Garin// In Infrared and Millimeter Waves, Conference Digest of the 2004 Joint 29th International Conference on 2004 and 12th International Conference on Terahertz Electronics.- 2004. - P. 393-394.

УДК 621.317.335.2

Н. А. Поклонский, И. И. Аникеев, С. А. Вырко, А. И. Ковалев

СРАВНЕНИЕ ЗНАЧЕНИЙ ЕМКОСТЕЙ *p–n*-ПЕРЕХОДА КРЕМНИЕВОГО ДИОДА И МОНОСЛОЯ MoS_2 В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ $BN/MoS_2/BN$

Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь
poklonski@bsu.by

В докладе представлено сравнение значений низкочастотных малосигнальных удельных электрических емкостей плоского резкого *p–n*-перехода по [1] и монослоя дисульфида молибдена MoS_2 (2D слоя по [2]), показанных на **рис. 1**.

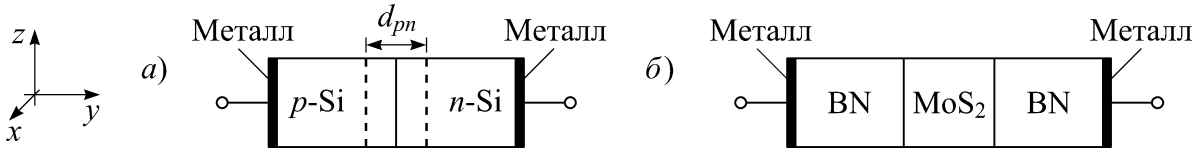


Рис. 1. Диод с плоским резким *p–n*-переходом (*а*) и квантовая гетероструктура на основе двумерного монослоя MoS_2, расположенного между изолирующими слоями нитрида бора BN (*б*)

1. Рассмотрим трехмерный полупроводниковый диод из кремния (Si) с плоским резким *p–n*-переходом (**рис. 1, *а***). Считаем, что в диоде *p*-область легирована акцепторами с концентрацией N_{ap}, а *n*-область — донорами с концентрацией N_{dn}. Контактная разность потенциалов такого *p–n*-перехода U_b, собственная концентрация носителей заряда n_i и толщина двойного электрического слоя d_{pn} соответственно есть [1]:

$$U_b = (k_B T/e)\ln(N_{ap}N_{dn}/n_i^2); \quad n_i^2 = 4(m_{pd}m_{nd})^{3/2}[2\pi k_B T/(2\pi\hbar)^2]^3 \exp(-E_g/k_B T);$$
$$d_{pn} = [2\varepsilon_r\varepsilon_0(U_b - U_{pn})(N_{ap} + N_{dn})/(eN_{ap}N_{dn})]^{1/2}, \qquad (1)$$

где k_B — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; e — элементарный заряд, $m_{pd} \approx 0.991m_0$ и $m_{nd} \approx 1.062m_0$ — эффективные массы плотности состояний дырок v-зоны и электронов c-зоны при $T \approx 300$ К (см. [3] и цитируемую там литературу), m_0 — масса электрона в вакууме; $\hbar = h/2\pi$ — приведенная постоянная Планка, $E_g \approx 1.12$ эВ — ширина запрещенной зоны; $\varepsilon_r \approx 11.7$ — относительная диэлектрическая проницаемость, ε_0 — электрическая постоянная, $U_{pn} < 0$ — электрическое напряжение на *p–n*-переходе при обратном смещении; все акцепторы и доноры при $T \approx 300$ К ионизованы.

Квазистатическая барьерная емкость плоского резкого *p–n*-перехода, приходящаяся на единицу его площади A_{pn}, при учете (1) дается выражением [1]:

$$C_{pn}/A_{pn} = \{e\varepsilon_r\varepsilon_0 N_{ap}N_{dn}/[2(U_b - U_{pn})(N_{ap} + N_{dn})]\}^{1/2} = \varepsilon_r\varepsilon_0/d_{pn}. \qquad (2)$$

2. Рассмотрим гетероструктуру $BN/MoS_2/BN$ (**рис. 1, *б***), в которой слой MoS_2 легирован донорами с двумерной концентрацией $N_d^{(2D)}$, уровни энергии которых расположены выше первого уровня энергии размерного квантования движения электронов.

Для вырожденного 2D газа электронов квантовая емкость на единицу площади A_q монослоя MoS_2 в гетероструктуре $BN/MoS_2/BN$ в пределе низких температур есть [4]:

$$C_{dq}/A_q = e^2 g_{2D}/A_q = 2e^2 m_{nd}^{(2D)}/(\pi\hbar^2), \qquad (3)$$

где $g_{2D} = A_q g_s g_v m_{nd}^{(2D)}/2\pi\hbar^2$ — 2D плотность состояний, $g_s = 2$ — фактор вырождения по спину, $g_v = 2$ — фактор долинного вырождения вблизи K-точек зоны Бриллюэна MoS_2 [5]; $m_{nd}^{(2D)} = 0.454m_0$ — эффективная масса плотности состояний электрона в MoS_2 [6].

В случае $|E_F^{(c)} + eU_q| \sim k_B T$ удельная квантовая емкость монослоя MoS_2 (толщиной ≈ 0.615 нм [5]) в гетероструктуре $BN/MoS_2/BN$ есть (см., например, [4]):

$$\frac{C_q}{A_q} = -\frac{1}{A_q}\frac{dQ}{dU_q} = e\frac{dn_{2D}(U_q)}{dU_q} = \frac{2e^2 m_{nd}^{(2D)}}{\pi\hbar^2}\left[1+\exp\left(-\frac{E_F^{(c)} + e|U_q|}{k_B T}\right)\right]^{-1}, \qquad (4)$$

где $Q = eA_q[N_d^{(2D)} - n_{2D}(U_q)] \le 0$ — заряд в слое MoS_2, $n_{2D}(U_q) = (2m_{nd}^{(2D)}k_B T/\pi\hbar^2)\ln\{1 + \exp[(E_F^{(c)} + e|U_q|)/k_B T]\}$ — зависящая от напряжения U_q (на квантовой яме) двумерная концентрация электронов, $E_F^{(c)} = k_B T \ln\{\exp[\pi\hbar^2 N_d^{(2D)}/m_{nd}^{(2D)}k_B T] - 1\}$ — уровень Ферми, положение которого определяется из условия электронейтральности $n_{2D}(U_q = 0) = N_d^{(2D)}$; величина U_q может быть вычислена по аналогии со схемой из работы [3].

На **рис. 2** представлены результаты расчетов емкости C_{pn}/A_{pn} по формуле (2) в зависимости от напряжения U_{pn} (**рис. 1, *а***) для концентраций акцепторов в *p*-области и доноров в *n*-области $N_{ap} = N_{dn} = 3\cdot10^{15}$ см$^{-3}$ при $T = 300$ К. Также показаны результаты расчетов емкости C_q/A_q по формуле (4) в зависимости от напряжения $|U_q|$ в гетероструктуре $BN/MoS_2/BN$ (**рис. 1, *б***) для $N_d^{(2D)} = 3\cdot10^{12}$ см$^{-2}$ при $T = 300$ К. Из **рис. 2** видно, что C_{pn}/A_{pn} увеличивается при уменьшении абсолютной величины U_{pn} обратного смещения, а емкость $C_q/A_q \gg C_{pn}/A_{pn}$ увеличивается при увеличении $|U_q|$, стремясь к своему вырожденному предельному значению $C_{dq}/A_q \approx 60.77$ мкФ/см^2.

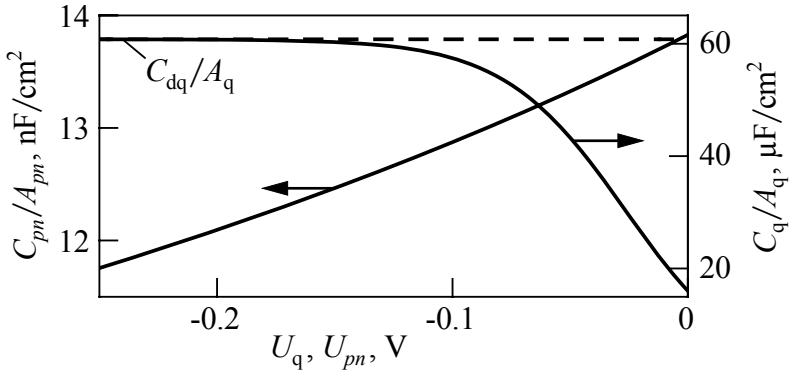


Рис. 2. Емкость кремниевого *p–n* перехода C_{pn}/A_{pn}, рассчитанная по формуле (2), в зависимости от напряжения U_{pn} для $N_{ap} = N_{dn} = 3\cdot10^{15}$ см$^{-3}$ и квантовая емкость C_q/A_q монослоя MoS_2 по (4), в зависимости от напряжения U_q для $N_d^{(2D)} = 3\cdot10^{12}$ см$^{-2}$ при $T = 300$ К

Работа поддержана БРФФИ (грант Ф23РНФМ-054) и ГПНИ «Конвергенция-2030».

[1] Маллер, Р. Элементы интегральных схем / Р. Маллер, Т. Кейминс. – М: Мир, 1989.
[2] Luryi, S. Quantum capacitance devices / S. Luryi // Appl. Phys. Lett. – 1988. – Vol. 52. – P. 501.
[3] Poklonski, N.A. High-frequency capacitor with working substance “insulator–undoped silicon–insulator” / N.A. Poklonski, I.I. Anikeev, S.A. Vyrko // Devices Methods Meas. – 2022. – Vol. 13. – P. 247.
[4] Jena, D. Quantum physics of semiconductor materials and devices / D. Jena. – Oxford: Oxford University Press, 2022.
[5] Bennett, R.K.A. How do quantum effects influence the capacitance and carrier density of monolayer MoS_2 transistors? / R.K.A. Bennett, E. Pop // Nano Lett. – 2023. – Vol. 23. – P. 1666.
[6] Tuning the electronic properties, effective mass and carrier mobility of MoS_2 monolayer by strain engineering: first-principle calculations / H.V. Phuc [et al.] // J. Electron. Mater. – 2018. – Vol. 47. – P. 730.

УДК 539.194:547.262

Я.В. Полякова, Г.С. Баранов, В.Д. Кособуцкий, А.Ю. Мухина, К.Д. Ломако, А.Э. Малевич, Г.А. Пицевич

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗОТОПНО–ЗАВИСИМОЙ ФУНКЦИИ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ С ПОМОЩЬЮ КВАНТОВО–ХИМИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ: МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОРСИОННЫХ ИК СПЕКТРОВ МОЛЕКУЛ CH_3SH, CD_3SH, CH_3SD И CD_3SD

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

fiz.polyakovya@bsu.by, baranov257257@gmail.com, vadim.kasabutski@gmail.com, ann.mkhn@gmail.com, lomakokristina133@gmail.com, malevich@bsu.by, pitsevich@bsu.by

В данной работе изотопо–зависимые функции потенциальной энергии изотопозамещенных аналогов молекулы метантиола (CH_3SH, CD_3SH, CH_3SD и CD_3SD) были получены в рамках учета энергии нулевых колебаний (ZPVE). Исходная для всех четырех анализируемых молекул функция потенциальной энергии $U(\gamma)$ рассчитывалась в интервале $0^0 \prec \gamma \prec 120^0$, где γ - торсионная координата, описывающая внутреннее вращение вокруг C – S связи. Расчеты $U(\gamma)$ выполнялись на уровнях теории 1) CCSD(T)-F12/RI/Aug-cc-pVTZ-F12, 2) MP2/CBS(dAD, dAT, dAQ), 3) MP2/CBS (AanoD, AanoT, AanoQ (функции $U_1(\gamma)$, $U_2(\gamma)$ и $U_3(\gamma)$, соответственно). Значения высот потенциальных барьеров, рассчитанные на уровнях теории 1-3, оказались равными 421.2, 426.1 и 442.1 $см^{-1}$, соответственно. Энергии нулевых колебаний молекул рассчитывалась в ангармоническом приближении с использованием функционала плотности B3LYPм в сочетании с базисным набором 6-31G(d), который, согласно работе [1], хорошо себя зарекомендовал для расчетов ZPVE. Расчеты ZPVE выполнялись с помощью пакета ORCA [2]. Использовалась следующая формула для расчета ZPVE [3] в ангармоническом приближении:

$$ZPVE(\gamma_i) = \chi_0(\gamma_i) + \frac{1}{2} ZPVE^H(\gamma_i) + \frac{1}{2} ZPVE^A(\gamma_i) - \frac{1}{4}\sum_{jj} \chi_{jj}(\gamma_i) \qquad (1)$$

где ω_j - значения частот колебаний в гармоническом приближении, ν_j - значения частот колебаний в ангармоническом приближении, χ_{jj} - диагональные элементы матрицы ангармонических постоянных, $\chi_0(\gamma_i)$ - параметр, не зависящий от колебательных квантовых чисел, но являющийся функцией торсионной координаты [3].

Все поправки для всех молекул прибавляются к исходной функции потенциальной энергии, рассчитанной для молекулы CH_3SH, высота потенциального барьера для всех четырех анализируемых молекул оказывается попарно различной (447.1 $см^{-1} \rightarrow CH_3SH$, 443.2 $см^{-1} \rightarrow CH_3SD$, 440.9 $см^{-1} \rightarrow CD_3SH$ и 438.8 $см^{-1} \rightarrow CD_3SD$) и сами функции потенциальной энергии оказываются зависящими от изотопического состава молекул.

Колебательное уравнение Шредингера ограниченной размерности принимает следующий вид:

$$F(\gamma)\frac{\partial^2 \Psi(\gamma)}{\partial \gamma^2} + U(\gamma)\Psi(\gamma) = E\Psi(\gamma) \qquad (2)$$

где $F(\gamma)$ - кинетический коэффициент, $U(\gamma)$ - потенциальная энергия, $\Psi(\gamma)$ - волновая функция, E - энергия торсионных состояний. Для расчета интенсивностей переходов в торсионных ИК спектрах исследуемых молекул использовалась следующая формула:

$$I_{i\to f} = \frac{Const \cdot \tilde{\nu}_{if} \cdot \left(e^{-\frac{E_i - E_1}{kT}} - e^{-\frac{E_f - E_1}{kT}} \right)}{Q(T)} p_{if}^2; \quad Q(T) = \sum_i e^{-\frac{E_i - E_1}{kT}} \tag{3}$$

где $Q(T)$ - статистическая функция торсионных состояний, T - температура среды, i и f - начальное и конечное состояния, $\tilde{\nu}_{if}$ - волновое число для перехода из начального в конечное состояние, p_{if}^2 - квадрат матричного элемента оператора дипольного момента, который рассчитывается по формуле (4):

$$p_{if}^2 = \sum_{k=x,y,z} \left(\int_{\tau=0}^{2\pi} \Psi_i(\tau)\, p_k(\tau)\, \Psi_f(\tau)\, d\tau \right)^2 \tag{4}$$

Торсионные ИК спектры молекул CH_3SH, CD_3SH, CH_3SD и CD_3SD были рассчитаны для температур 300 и 10 К. Соответствующие торсионные ИК спектры для температуры 10 К представлены на Рис. 1.

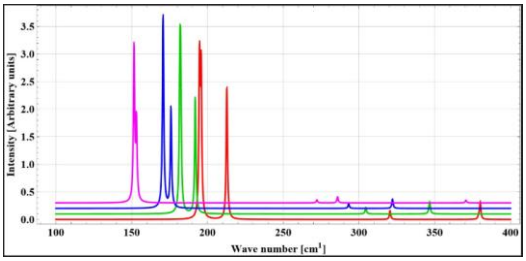


Рисунок 1 - Торсионные ИК спектры молекул CH_3SH, CD_3SH, CH_3SD и CD_3SD (красный, зеленый, синий и розовый цвета, соответственно), рассчитанные на уровне теории MP2/CBS(dAD,dAT,dAQ) для T= 10 K

При температуре 10 К (Рис.1) заселенным оказывается только основное торсионное состояние которое, однако, включает два уровня энергии: A_1 и E. В ИК спектрах всех четырех молекул наблюдается две интенсивные полосы поглощения, причем для молекулы CH_3SH (Рис. 1, красный цвет) можно заметить расщепление низкочастотный полосы ИК поглощения на дублет. Расстояние между двумя максимумами дублета составляет около 1 см$^{-1}$, что соответствует величине туннельного расщепления основного торсионного состояния в этой молекуле на уровни энергии с симметрией A_1 и E. Величины туннельных расщеплений основных торсионных состояний молекул CD_3SH, CH_3SD и CD_3SD представляют наибольший интерес, поэтому приведем здесь их рассчитанные значения: 0.53, 0.24 и 0.061 см$^{-1}$, соответственно.

[1] Barone V. Vibrational Zero – Point Energies and Thermodynamic Functions Beyond the Harmonic Approximation // J. Chem. Phys. – 2004. – Vol. 120. – P. 121–125.
[2] Neese F. The ORCA quantum chemistry program package / Neese F., Wennmohs F., Becker U. // J. Chem. Phys. – 2020. – Vol. 152. – P. 58–62.
[3] Barone V. Anharmonic Vibrational Properties by a Fully Automated Second – Order Perterbative Approach // J. Chem. Phys. – 2005. – Vol. 122. – P. 241–248.

УДК 577.344.2

Н. Д. Прокопенко, Р. К. Нагорный, А. И. Третьякова, Л. Г. Плавская, А. В. Микулич, О. Н. Дудинова, А. Н. Собчук, Т. С. Ананич, С. В. Якимчук, И. А. Леусенко, В. Ю. Плавский

СЕНСИБИЛИЗИРУЮЩЕЕ ДЕЙСТВИЕ ФУРАЦИЛИНА И ФУРАСОЛА В ОТНОШЕНИИ МИКРОБНЫХ КЕТОК

Институт физики имени Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь
nika.prokopenko@ifanbel.bas-net.by

Всемирная организация здравоохранения признала антибиотикорезистентность одной из трех главных угроз общественному здоровью, требующих поиска альтернативных методов лечения инфекций уже сейчас. Антимикробная фотодинамическая терапия (АФДТ) представляет собой альтернативу для лечения локализованных гнойно-воспалительных процессов, грибковых заболеваний, являясь малотоксичным и неинвазивным методом. АФДТ минимизирует использование антибиотиков, а благодаря действию на широкий спектр биомолекул, риск развития резистентности маловероятен.

Широкому применению методов АФДТ препятствует сложность в разработке и медицинской сертификации новых фотосенсибилизаторов (ФС), следовательно, поиск эффективных ФС является актуальной задачей. Этими фактами обусловлен интерес к нитрофурановым антисептикам фурацилину и фурасолу, разрешенным в медицинской практике, но использующимся по другому назначению.

Задача настоящей работы – изучение сенсибилизирующих свойств фурацилина и фурасола и механизмов сенсибилизированной ими фотодеструкции микробных клеток при воздействии синего света, соответствующего полосе поглощения указанных ФС.

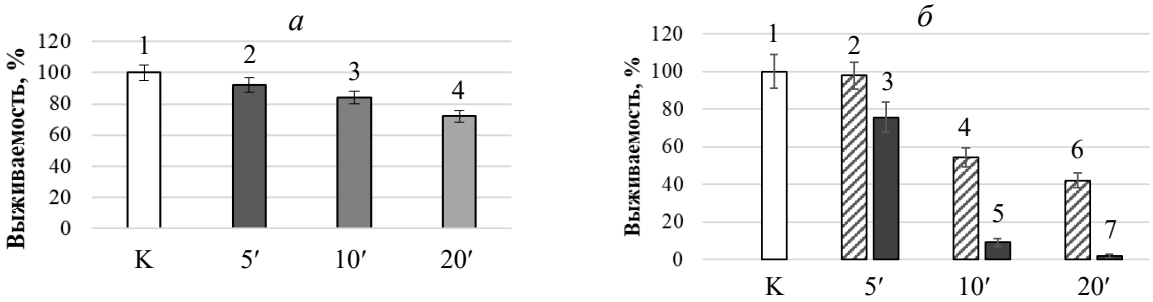


Рисунок 1 – Фотоинактивация микробных клеток *E. coli* без добавок (*а*); темновая (*2, 4, 6*) и фотодинамическая (*3, 5, 7*) инактивация в присутствии 0,001% раствора фурасола (*б*) в физрастворе при воздействии лазерного излучения λ = 405 нм плотностью мощности I = 50 мВт/см^2 в течение времени t_1 = 5 мин, t_2 = 10 мин, t_3 = 20 мин (*а*), в сравнении с контролем (*1*)

Исследования показали, что облучение бактериальных клеток светом, соответствующим спектру поглощения антисептиков, вызывает выраженный фотобиологический эффект. Вместе с тем проведение таких исследований сталкивается с заметными трудностями из-за наличия темновой токсичности антисептиков (рисунок 1, *а*), а также инактивирующего действия синего света в отсутствие внешних

(экзогенных) ФС в результате возбуждения эндогенных ФС флавиновой и порфириновой природы (рисунок 1, *б*). Более выраженный инактивирующий эффект в присутствии фурасола связан с его сенсибилизирующим действием, которое усиливается с увеличением времени воздействия излучения (рисунок 1, *б*).

Механизм фотоповреждения микробных клеток *E. coli*, сенсибилизированных фурацилином и фурасолом, изучен с помощью хемилюминесцентного (ХЛ) метода. Показано, что при воздействии синего света на суспензию микробных клеток без добавок интенсивность ХЛ сигнала возрастает в 2 раза по сравнению с необлученным вариантом, что обусловлено сенсибилизирующим действием эндогенных ФС флавиновой и порфириновой природы. Сенсибилизирующее действие фурацилина в отношении микробных клеток слабо выражено: интегральная интенсивность сигнала при облучении в его присутствии практически не отличается от варианта облучения клеток в отсутствие фурацилина. В случае облучения клеток с добавкой фурасола интегральная интенсивность ХЛ сигнала увеличивается в 3,9 раза в сравнении с контролем, что связано с фотоповреждением клеток в присутствии этого ФС.

Фотоповреждение клеток, сенсибилизированных фурасолом, протекает с участием перекиси водорода, образующейся в клетках при воздействии излучения. Об этом свидетельствует значительное снижение интегральной интенсивности ХЛ при предварительном внесении в облучаемую с фурасолом суспензию клеток пирувата натрия – перехватчика перекиси. Предварительное внесение в облучаемую суспензию клеток, сенсибилизированных фурасолом, перехватчика гидроксильных радикалов *D*-маннитола слабо сказывается на интегральной интенсивности ХЛ клеток. Следовательно, гидроксильные радикалы вносят несущественный вклад в сенсибилизированную фурасолом фотодеструкцию микробных клеток *E. coli*.

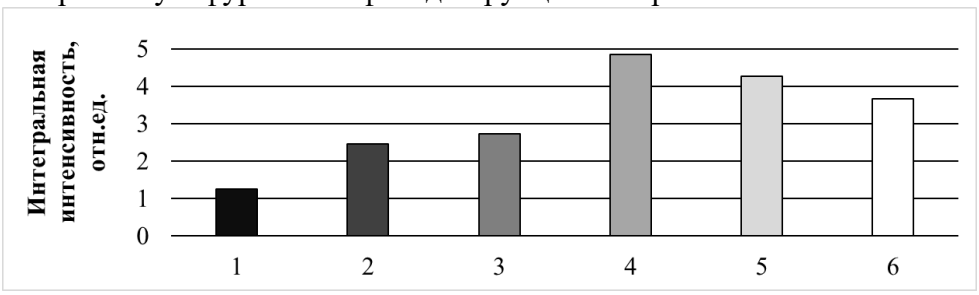


Рисунок 2 – Изменение интегральной интенсивности хемилюминесценции суспензии микробных клеток *E. coli* при воздействии излучения светодиодного источника λ = 405 нм плотностью мощности I = 50 мВт/см^2, t = 3 мин в отсутствии (*2*) и при добавлении 0,12% раствора фурацилина (*3*), 0,001% раствора фурасола (*4-6*), 40 мМ *D*-маннитола (*5*), 10 мМ пирувата натрия (*6*), в сравнении с контролем (*1*)

Контролируя фосфоресценцию синглетного кислорода (СК) в области 1268 нм, показана способность фурасола и фурацилина сенсибилизировать его генерацию. Оценен квантовый выход генерации СК. Вместе с тем показано, что ингибирующее действие тушителя СК азида натрия на интенсивность интегральной ХЛ связано с двумя процессами: тушением СК и резким снижением фотохимической устойчивости фурацилина и фурасола в присутствии азида натрия.

УДК 53

А. Л. Коромыслов[1], И. М. Тупицын[1], К. В. Прохорчук[1], В. А. Орлович[2], Е. А. Чешев[1]

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕПЛОВЫХ ИСКАЖЕНИЙ В СХЕМЕ С МНОГОПРОХОДНОЙ И МУЛЬТИКАНАЛЬНОЙ НАКАЧКОЙ ДИСКОВОГО ЛАЗЕРА

[1] *Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, 119991, Москва, Россия*
oilwserious@yandex.ru
[2] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*

В предыдущей работе [1] нами была предложена новая схема с многопроходной и многоканальной накачкой дискового лазера, рис 1а. За счет верхней сферической поверхности диска и волноводного канала достигалась высокая степень однородности поглощения в активном элементе. Эффективность накачки зависела от угла ввода излучения и могла приводить к появлению существенных температурных градиентов в среде. В данной работе поднимается вопрос о влиянии термооптических искажений для предложенной схемы накачки композитного дискового элемента. При помощи методов численного моделирования, получены распределения температуры, напряжений и деформаций в диске, рис. 1б. На основании температурных и деформационных распределений, построена зависимость оптической силы тепловой линзы от угла падения и величины мощности накачки, рис. 1в.

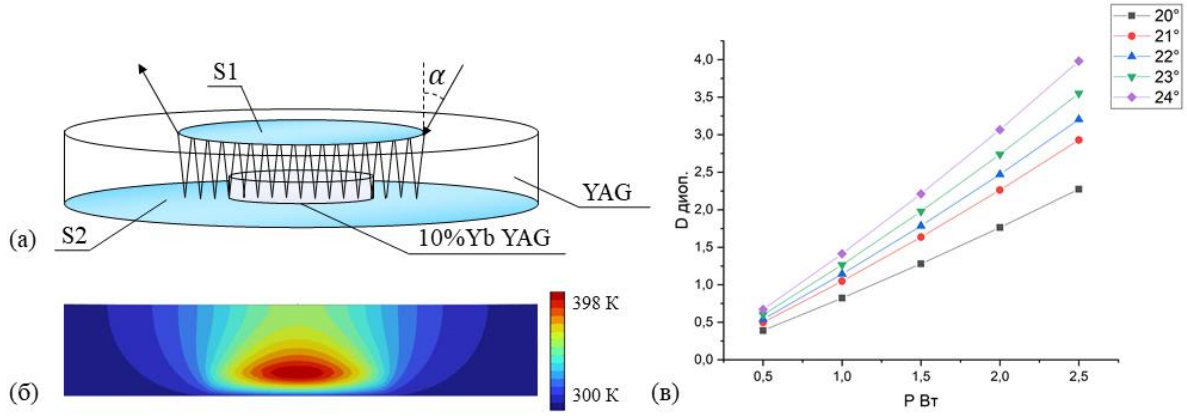


Рис. 1. (а) Схема накачки, (б) типовое распределение температуры в диске, (с) зависимость оптической силы термолинзы при разных углах ввода.

Исследование выполнено за счет грантов РНФ (проект № 25-42-10031) и БРФФИ (проект № Ф26РНФ-084).

[1] Дисковый композитный керамический активный элемент с многопроходной и многоканальной накачкой. /А.Ю. Канаев, А.Л. Коромыслов, К.В. Прохорчук, И.М. Тупицын, Е.А. Чешев //КЭ. – 2023. – Т. 53. – С. 898.

УДК 53

В.А.Пушкарчук [1], А.П. Низовцев[2,3], А.Л. Пушкарчук[3,4], С.А. Кутень[5], Д.В. Ермак[5], Н.И. Каргин[3], С.Я. Килин[2,3]

ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА КОМПЛЕКСОВ NV ЦЕНТРОВ С ОДИНОЧНЫМИ P1 ЦЕНТРАМИ И ДИМЕРАМИ 2P1 В АЛМАЗЕ: HF-3C МОДЕЛИРОВАНИЕ

[1] Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, ул. П.Бровки 6, 220013, Беларусь, pushkarchuk@bsuir.by

[2] Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072, Минск, Беларусь, apniz@dragon.bas-net.by, sergei_kilin@yahoo.com

[3] Институт физико-органической химии НАН Беларуси, ул. Сурганова, 13, 220072, Минск, Беларусь, alexp51@bk.ru

[4] Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,115409, Москва, Россия

[5] Институт ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, 220006, Минск, Беларусь, semen_kuten@list.ru

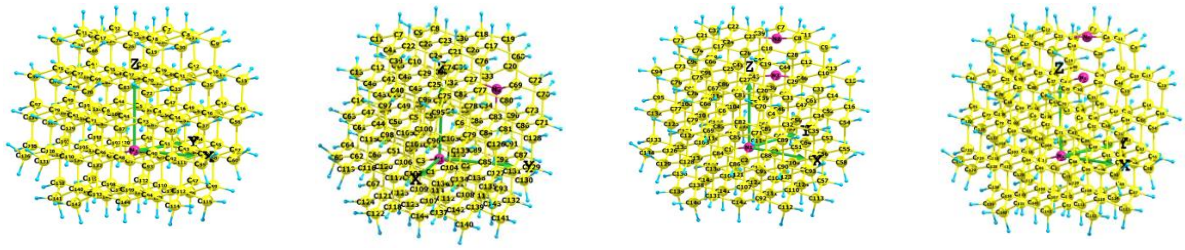
Центры азот–вакансия (NV) и замещающие углерод азотные дефекты (P1-центры) в алмазе активно исследуются как ключевые элементы в квантовых технологиях, включая магнитные сенсоры, спиновые регистры и элементы квантовой памяти. Современное представление свойствах азотных дефектов в алмазе обобщено в [1]. NV-центр обладает оптически считываемым спином и длительным временем когерентности, что делает его удобным объектом для квантового контроля при комнатной температуре. P1-дефекты, несмотря на отсутствие прямой оптической адресации, играют значительную роль в спиновой динамике: с одной стороны, они ограничивают время когерентности спинов NV-центров, с другой — могут использоваться в качестве ресурсных кубитов.

Несмотря на значительное число экспериментальных и теоретических работ, посвященных исследованию комплексов NV–P1 в настоящее время до конца не установлен механизм формирования их атомарной и электронной структуры. Предлагаемый нами подход изучения данных свойств позволяет выйти за рамки приближенных моделей и внести свой вклад в проектирование квантовых материалов с заданными свойствами.

В данной работе объектами моделирования являлись пассивированные водородом углеродные кластеры, содержащие отрицательно заряженные NV-центры в центральной части и P1-центры, включая их димеры. Для расчетов использовался метод HF-3C, адаптированный для систем среднего и большого размера, содержащих до несколько сотен атомов.

В качестве базовой модели использован кластер $C_{145}H_{100}NV$, содержащий одиночный NV-центр. Комплекс NV–P1 был построен на его основе путём замены одного атома углерода на атом азота, что привело к образованию кластера $C_{144}H_{100}NV$–P1. Комплекс содержащий димер 2P1 (NV–2P1) был построен путём замены двух связанных атомов углерода на атомы азота, что привело к образованию кластера $C_{143}H_{100}NV$ 2P1.

Расчеты производились для однократно отрицательно заряженных кластеров со спиновой мультиплетностью = 3 в основным состоянии для кластера $C_{145}H_{100}NV$, мультиплетностью 4 для кластера $C_{144}H_{100}NV$ P1 и мультиплетностью 3 и 5 для кластеров $C_{143}H_{100}NV$ 2P1(3) и $C_{143}H_{100}NV$ 2P1(5) соответственно. Для всех кластеров использовалась процедура полной оптимизации геометрии (Рисунок 1).



а) б) в) г)

Рисунок 1 –-Структура оптимизированных кластеров $C_{145}H_{100}NV$ (а), $C_{144}H_{100}NV$ P1(б), $C_{143}H_{100}NV$ NV 2P1(3) (в) и $C_{143}H_{100}NV$ 2P1(5) (г).

По результатам расчета электронной структуры построены диаграммы одноэлектронных уровней энергий для α- и β-электронов. Проводилась оценка локализации верхней занятой молекулярной орбитали и нижней свободной молекулярной орбитали (ВЗМО и НСМО соответственно).

Расчет электронной структуры, показал, что при анализе локализации орбиталей ВЗМО и НСМО основное внимание необходимо уделять локализации для ВЗМОα и НСМОα поскольку неспаренные электроны, дающие основной вклад в спиновую плотность, заселяют именно эти энергетические состояния.

Показано, что для комплексов содержащих димеры наблюдается разрыв связи N-N при этом один атом N формирует связи с тремя атомами С, а другой только с двумя атомами С.

Установлено, что ВЗМО остается локализованной на NV-центре, тогда как LUMO смещается в область P1-центра, что указывает на перераспределение электронной плотности в процессе формирования комплекса.

Полученные результаты необходимо учитывать при разработке квантовых технологий, таких как создание спиновых сенсоров, регистров и других элементов на основе алмаза. Управление локализацией электронной плотностями за счёт взаимодействия NV центров и P1 центров и их димеров открывает новые возможности дополнительной настройки магнитных и квантовых свойств таких систем.

[1] AshfoldM. N. R., GossJ. P., GreenB. L., May P. W., NewtonM. E., Peaker C. V. *Nitrogen in Diamond* // Chem. Rev. – 2020. – Vol. 120. – P. 5745–5794. DOI:

Работа выполнена при финансировании гранта Министерства науки и высшего образования РФ № 075-15-2024-556 от «25» апреля 2024 г.) и ГПНИ "Конвергенция-2030".

УДК 535.24:535.6; 621.373.826; 535.375

А. А. Русак[1], И. А. Ходасевич[1], А. П. Шкадаревич[2], Д. Унурбилэг[3], Т. Цоохуу[3], В. А. Орлович[1]

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И ХАРАКТЕРИСТИК ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА СВЕТА НА КРИСТАЛЛЕ КТА ПРИ НАКАЧКЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ Nd:YAG ЛАЗЕРА С ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИЕЙ ИМПУЛЬСОВ

[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*
a.rusak@ifanbel.bas-net.by
[2] УП НТЦ «ЛЭМТ» БелОМО, Минск, Беларусь
[3] *Институт физики и технологии Монгольской академии наук, Улаанбаатар, Монголия*
unurbilegd@mas.ac.mn

Лазерное излучение ближнего инфракрасного (ИК) безопасного для глаз диапазона спектра и средней ИК области широко используется в лидарных устройствах для зондирования атмосферы, сканирования открытого пространства, объектов и др., в том числе на больших расстояниях [1, 2]. Универсальным источником для генерации излучения в обоих этих диапазонах остается параметрический генератор света (ПГС) на кристаллах КТА [3], преобразующий 1 мкм лазерное излучение в две взаимосвязанные волны, сигнальную ~ 1,5 мкм и холостую ~ 3 мкм, эффективности генерации которых зависят от параметров резонатора. Генерация в ПГС импульсов с высокой энергией, которые требуются для некоторых специализированных применений, связана с рядом физических ограничений, рассмотренных в [4, 5] на примере ПГС с трехзеркальным кольцевым резонатором и кристаллами КТР при энергии импульсов накачки до 140 мДж. Целью настоящей работы являлось численное моделирование энергетических характеристик излучения сигнальной волны (, генерируемого в кольцевом ПГС на кристаллах КТА при энергиях 1 мкм импульсов накачки от 0,2 Дж до 1 Дж.

Для расчетов была взята модель, учитывающая конфигурацию и параметры трехзеркального резонатора ПГС, а за исходные данные принимались характеристики излучения лазера накачки ($\lambda_н$ = 1064 нм, τ = 15 нс, f = 20 Гц) [5], диаметр его пучка и размеры, оптические и нелинейные свойства кристалла КТА, которые использовались ранее при расчетах, в частности, внутрирезонаторной интенсивности [6]. Добротность резонатора моделировалась по изменению коэффициента отражения выходного зеркала для сигнальной волны R2c в диапазоне от 20 до 80% при фиксированных значениях R2н = 100 % для излучения накачки и R2x = 30% для холостой волны, а также при постоянных параметрах входного и промежуточного зеркал и длины резонатора [5].

Результаты расчетов показали, что при высоких энергия импульсов накачки, например, $E_н$ = 0,75 Дж или 1 Дж существуют оптимальные значения R2c для генерации излучения с λ_c = 1,53 мкм в резонаторе с тремя кристаллами, причем эффективность генерации чувствительна к плотности мощности входного излучения накачки (рис. а). Уменьшение энергии импульсов выходного излучения при R2c > 50% согласуется с данными [6] по распределению внутрирезонаторных интенсивностей и обусловлены обратным преобразованием сигнальной и холостой волн в излучение накачки. Кроме того, хотя по расчетам максимальная энергия импульсов достигается при наличии в

резонаторе 3 кристаллов, для R2c ≥ 50% и $E_н$ ≥ 0,75 Дж возможно повреждение первого кристалла [6]. Однако близкие по величине E_c также можно получить в резонаторе с 2 кристаллами при R2c = 30% (рис. б), причем такой вариант будет более выгодным экономически. Например, безопасное для глаз излучение с E_c ≈ 0,31 Дж и с E_c ≈ 0,33 Дж можно получить, используя пучок с $r_н$ = 4,3 мм и $E_н$ = 0,75 Дж в резонаторе с R2c = 30% с 2 кристаллами (12x12x20 мм^3) или 3 кристаллами (11x11x20 мм^3) соответственно. В этой же конфигурации резонатора E_c ≈ 0,43 Дж достигается при использовании как 2-х, так и 3-х вышеуказанных кристаллов при $r_н$ = 5 мм и $E_н$ = 1 Дж.

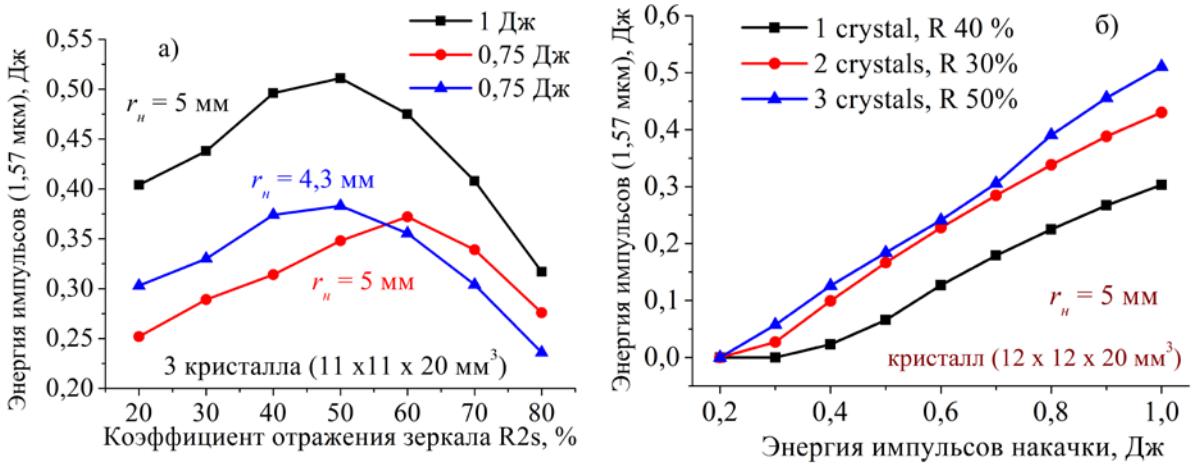


Рисунок – Сокращение длительности пикосекундных лазерных импульсов методом ОВКР (а, б) и ПВКР (в), возбуждаемых сфокусированным (а, б) и параллельным (в) пучками

Авторы благодарят Г. И. Тимофееву за помощь в разработке программы и в обсуждении результатов, а также БРФФИ и МФНТ за финансовую поддержку исследований в рамках совместного белорусско-монгольского проекта № Ф25МН-002.

[1] Dual-channel infrared OPO lidar optical system for remote sensing of greenhouse gases in the atmosphere: Design and characteristics / S.A. Sadovnikov [et al.] // Sensors International. – 2025. – Vol. 6. – P. 100307.

[2] Development Progress of 3–5 μm Mid-Infrared Lasers: OPO, Solid-State and Fiber Laser / Tingwei Ren [et al.] // Applied sciences. – 2021. – Vol. 11. – P. 11451 (22).

[3] Near and mid-infrared optical vortex parametric oscillator based on KTA / M. Ababaike [et. al.] // Scientific Reports. 2021. Vol. 11. P. 8013.

[4] Тепловые эффекты в безопасном для глаз кольцевом параметрическом генераторе света / А. А. Русак [и др.] // Известия НАН Беларуси, серия физико-математических наук. 2018. Т. 54, № 2. С. 210-219.

[5] Импульсный параметрический генератор на основе кристаллов KTP с трехзеркальным кольцевым резонатором: численное моделирование / В.И. Дашкевич [и др.] // ЖПС. 2023. Т. 90, № 2. С. 135 – 142.

[6] Русак, А.А. Численное моделирование внутрирезонаторного процесса параметрической генерации света в трехзеркальной кольцевой схеме для высоких энергий импульсов накачки / А. А. Русак [и др.] // Квантовая электроника : материалы XV Междунар. науч.-техн. конф., Минск, 18–20 нояб. 2025 г. / Белорус. гос. ун-т ; редкол.: А. А. Афоненко (гл. ред.), М. М. Кугейко, А. В. Баркова. – Минск : БГУ, 2025. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM). – Текст : электронный. – С. 72 – 76.

УДК 535.3

И. В. Балыкин[1], А. А. Рыжевич[1, 2], Т.А. Железнякова[2]

ПРОГРАММА ДЛЯ РАСЧЁТА ОСЕВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ БЕССЕЛЕВА СВЕТОВОГО ПУЧКА

[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси,*
пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь
a.ryzhevich@dragon.bas-net.by
[2] *Белорусский государственный университет,*
пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

Одним из наиболее эффективных методов формирования бесселева светового пучка (БСП) является метод с использованием конической линзы (аксикона). В [1] было показано, что пространственное распределение интенсивности формируемого аксиконом БСП зависит от распределения интенсивности в поперечном сечении светового пучка, падающего на аксикон. Актуальной является задача исследовать осевое распределение интенсивности БСП нулевого порядка, формируемых из световых пучков с различными произвольными поперечными профилями интенсивности. С этой целью авторами данной работы была разработана специальная программа. На рисунке 1 показан интерфейс разработанной нами программы для расчета осевых распределений интенсивности БСП, формируемых аксиконом из светового пучка с радиальным распределением интенсивности, заданным определяемой пользователем сплайн-функцией. Программа позволяет генерировать радиальные распределения интенсивности произвольной формы, задаваемые значениями пропускания в наборе заданных узловых точек (количество узловых точек предварительно задаёт пользователь), равномерно распределенных на интервале от 0 до верхнего значения радиальной координаты, которое также задаёт пользователь. В качестве интерполирующего метода используется C1-гладкий сохраняющий форму PCHIP (Piecewise Cubic Hermite Interpolating Polynomial) интерполятор на основе полиномов Эрмита. Этот метод интерполяции позволяет получить достаточно гладкое и при этом естественное распределение интенсивности освещающего аксикон пучка, который возможно сформировать из обычного гауссова с применением установленной перед аксиконом аподизирующей маски со специальным распределением коэффициента пропускания. Описанная программа позволяет производить численные эксперименты в интерактивном режиме, вручную подбирая форму радиального распределения интенсивности входного пучка для достижения необходимого вида осевого распределения интенсивности. В левой части изображенного на рисунке 1 интерфейса задаются параметры расчета (количество узлов, радиус маски), ползунками устанавливаются значения интенсивности в узлах, на графике в центральной части интерфейса в интерактивном режиме отображается радиальный профиль интенсивности светового пучка, падающего на аксикон. В правой части интерфейса показывается осевое распределение интенсивности формируемого аксиконом БСП. На рисунке 2 показаны рассчитанные осевые распределения интенсивности в БСП, сформированных из световых пучков с гауссовым и П-образным профилями.

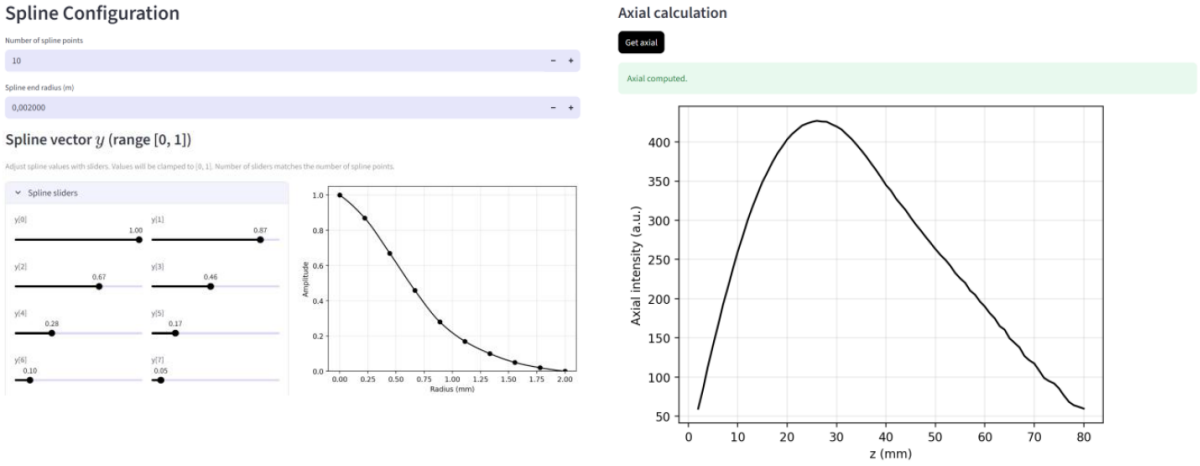
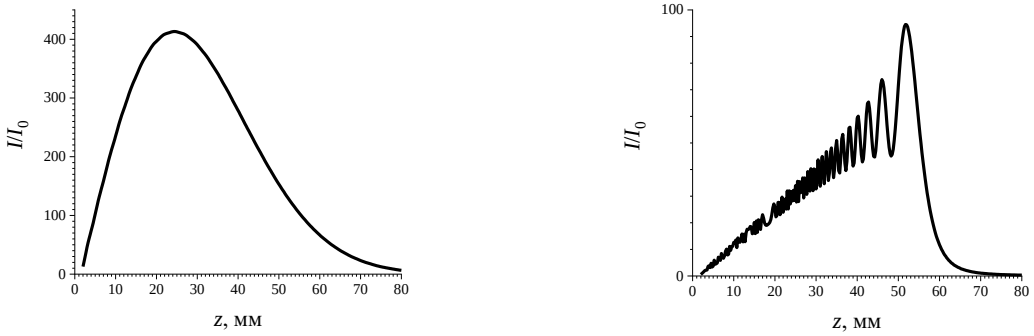


Рисунок 1 – Интерфейс программы для расчета осевого распределения интенсивности в БСП, сформированным аксиконом из светового пучка с заданным пользователем радиальным распределением интенсивности.



а б

Рисунок 2 – Осевое распределение интенсивности в БСП, полученном из: а – гауссова светового пучка, б – П-образного светового пучка.

Распределения на рисунке 2 полностью соответствуют теоретическим и экспериментальным результатам в [2], что подтверждает работоспособность разработанного программного приложения, которое может быть использовано при проектировании оптических приборов на основе БСП.

Исследования выполнены в рамках НИР «Разработка эффективных методов неразрушающего контроля и диагностики в оптической и терагерцовой области спектра с целью применения в микроэлектронике, контрольно-измерительных системах и системах оптической связи в свободном пространстве» по заданию 5.1.02 ГПНИ «Фотоника и микроэлектроника» на 2026-2030 г.г.

[1] Simple method of laser beam quality analysis / A.A.Ryzhevich, N.S.Kazak, N.A.Khilo, A.N.Khilo // Lightmetry: Proc. SPIE, Pultusk, Poland, 5-9 June 2000 / Ed.: M. Pluta. – SPIE, 2000. – Vol. 4517. – P. 16-21.

[2] Brzobohatý, O. High quality quasi-Bessel beam generated by round-tip axicon / O. Brzobohatý, T. Cižmár, P. Zemánek // Optics Express. – 2008. – Vol. 16, № 17. – P. 12688 – 12700.

УДК 535.3

И. В. Балыкин[1], А. А. Рыжевич[1, 2], Т.А. Железнякова[2]

ОСЕВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ, СФОРМИРОВАННЫХ ИЗ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ С РАЗЛИЧНЫМИ ПРОФИЛЯМИ ИНТЕНСИВНОСТИ

[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси,*
пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь
a.ryzhevich@dragon.bas-net.by
[2] *Белорусский государственный университет,*
пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь

Важным свойством бесселева светового пучка нулевого порядка (БСП) является наличие у него узкого и протяжённого осевого максимума интенсивности. Значение этого максимума изменяется вдоль продольной оси в зависимости от профиля интенсивности светового пучка, падающего на аксикон, с помощью которого формируется БСП. Вид этой зависимости важен при использовании БСП для лазерной обработки материалов и оптической диагностики. В настоящей работе показаны рассчитанные с помощью специальной программы осевые распределения интенсивности БСП, сформированных из световых пучков с несколькими характерными профилями интенсивности.

На рисунке 1 показаны осевые распределения интенсивности БСП, полученных из световых пучков с прямоугольным выпуклым и вогнутым, лагерр-гауссовым и косинусоидальным профилями.

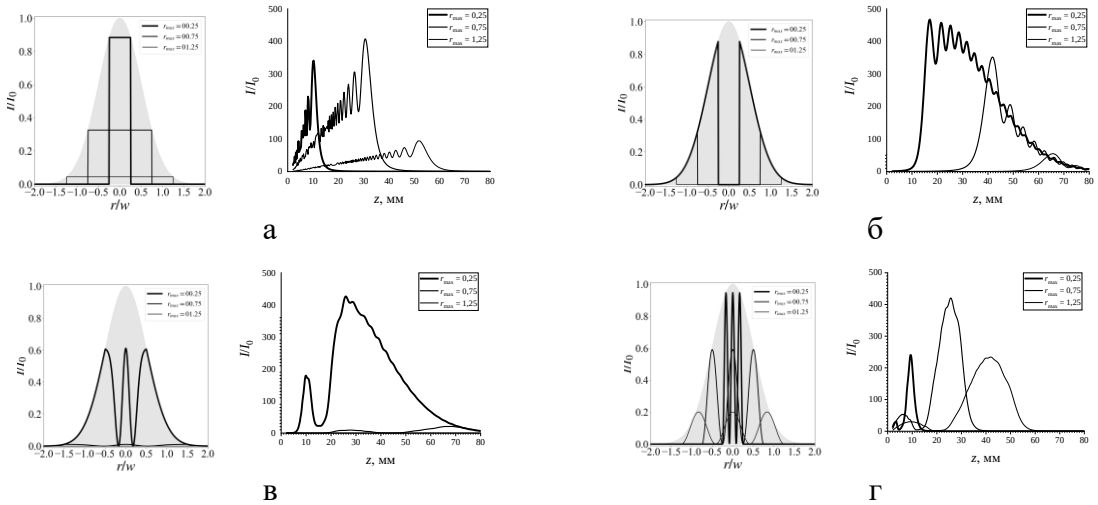
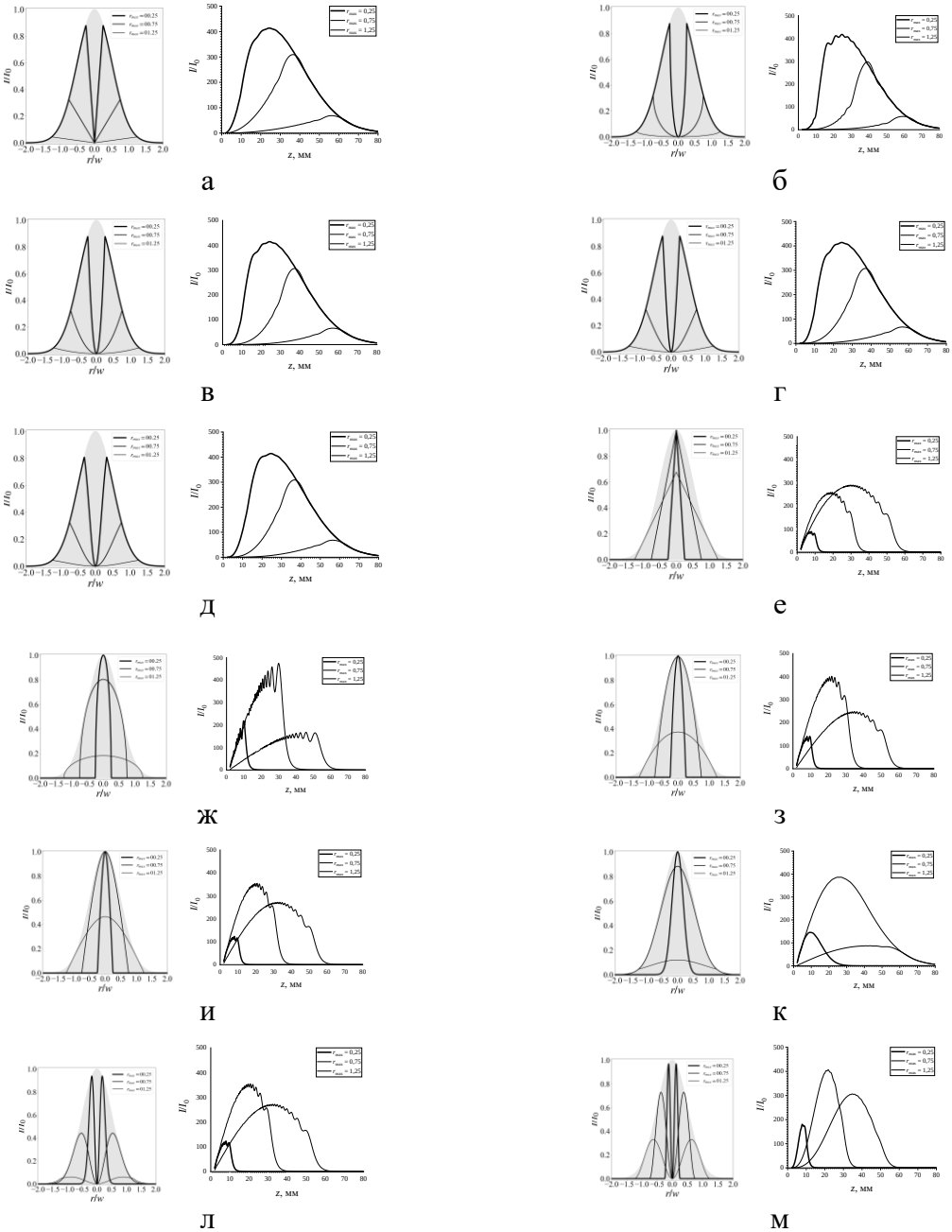


Рисунок 1 – осевые распределения в БСП (справа), сформированных из световых пучков с прямоугольным выпуклым (а) и вогнутым (б), лагерр-гауссовым вогнутым (в), косинусоидальным (г) профилями (слева).

Из рис. 1(а, б) видно, что есть возможность формирования возрастающих и убывающих осевых распределений интенсивности. Рис. 1 (в, г) свидетельствуют о возможности формирования осевого распределения с двумя локальными максимумами.

На рис. 2(а-д) показаны гауссоподобные осевые распределения, полученные из пучков с треугольным, эллиптическим, параболическим, гиперболическим и гауссовым вогнутыми профилями. На рис. 2 (е-м) показаны осевые распределения для треугольного, эллиптического, параболического, гиперболического, гауссова, лагерр-гауссова выпуклых и синусоидального профилей, из которых следует возможность получения квазистационарного осевого распределения интенсивности БСП.



а б в г д е ж з и к л м

Рисунок 2 – осевые распределения в БСП (справа), сформированных из световых пучков с: треугольным (а), эллиптическим (б), параболическим (в), гиперболическим (г) и гауссовым (д) вогнутыми профилями, треугольным (е), эллиптическим (ж), параболическим (з), гиперболическим (и), гауссовым (к), лагерр-гауссовым (л) выпуклыми и синусоидальным (м) профилями (слева).

УДК 53

И. В. Саечников, Э. А. Чернявская, А. В. Саечников

РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛИНЫ ВОЛНЫ МЕТОДОМ ГЛУБОКОГО ОБУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ОТКЛИКОВ МАТРИЧНОГО СЕНСОРА

Белорусский Государственный Университет, Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь
saetchnikovivan@gmail.com

Современные архитектуры глубоких нейронных сетей демонстрируют высокую эффективность в обработке спектральных и многомерных данных. [1-2] Однако более актуальными становятся гибридные методы глубокого обучения, сочетающие ансамбли, сверточные нейронные сети и генеративные модели. Такие методы эффективно обрабатывают многомерные данные матричных сенсоров при ограниченном объёме выборки и позволяют решать обратные задачи определения параметров системы. Например, измерение длины волны — параметра, точное измерение которого критично для прикладных задач спектроскопии. [3]

Одиночные микрорезонаторы с модами шепчушей галереи (МШГ) обладают высокой добротностью, однако их спектральная узость и модовая дискретность ограничивают возможности широкополосного измерения длин волн. Более перспективным является матричный сенсор основе кластера микрорезонаторов с контролируемым расщеплением резонансных мод. Эта технология использует параллельную визуализацию тысяч элементов [4–5], генерируя характерные спектральные сигнатуры при одновременном опросе. Интеграция ансамблевых методов градиентного бустинга с техниками аугментации на базе автоэнкодеров и сверточных слоев позволяет решать обратную задачу определения длины волны формируя таким образом компактный волномер с разрешением 100 фм и расширенной полосой.

Для проверки предложенной методики использовался матричным чип с 5563 микросферами с ограниченным диапазоном предсказаний в 1,2 нм и 2352 циклами измерений. Для анализа точности регрессионной модели были созданы 30 случайных подвыборок микрорезонаторов — от 0 до 100 штук из полного набора. Метод аугментации экспериментальных данных базировался на вариационном автоэнкодере, состоящем из 5 сверточных слоев с нарастающим числом фильтров и сжатием входных данных в латентном пространстве в 32 раза для выделения ключевых признаков. Для определения длины волны применилась ансамблевая модель на базе LightGBM на основе деревьев решений с 1000 итерациями бустинга. Было показано, что независимо от количества микрорезонаторов чип с расщеплёнными спектрами показал более высокую точность предсказаний. При использовании 100 резонаторов с расщеплёнными спектрами была достигнута медианная точность 80 фм и 95-й перцентиль в 0,4 пм. С ростом числа резонаторов до 200 95-й перцентиль снизился до 0,2 пм, что ниже уровня спектрального разрешения.

Было показано, что интеграция метода глубокого обучения в матричный сенсор с управляемым расщеплением мод позволяет эффективно решать обратную задачу

определения длины волны. Также предложенная матричная модель сенсора преодолевает ограничения одиночных резонаторов, обеспечивая сверхширокополосные измерения и открывая новые возможности для высокоточных приложений.

[1] Saetchnikov I., Deep Neural Network-Based Dynamical Object Recognition and Robust Multiobject Tracking Technique for Onboard Unmanned Aerial Vehicle's Computer Vision-Based Systems / I. Saetchnikov, E. Tcherniavskaia, V. Skakun //IEEE Journal on Miniaturization for Air and Space Systems – 2023. - Vol. 4, No 3. – P. 250-256.
[2] Saetchnikov I., Object detection for unmanned aerial vehicle camera via convolutional neural networks / I. Saetchnikov, E. Tcherniavskaia, V. Skakun //IEEE Journal on Miniaturization for Air and Space Systems – 2021. - Vol. 2, No 2. – P. 98-103.
[3] Yang Z., Miniaturization of optical spectrometers / Z. Yang [et al.] // Science (New York, N.Y.). – 2021. – Vol. 371, № 6528.
[4] Saetchnikov I., Mode splitting in optical microcavities for speckle-free wavelength reconstruction / I. V. Saetchnikov, E. A. Tcherniavskaia, A. Ostendorf, A. V. Saetchnikov. // Light: Science & Applications. – 2026. Vol. 15, №.14 – P.1-9.
[5] Deep-learning powered whispering gallery mode sensor based on multiplexed imaging at fixed frequency / A. V. Saetchnikov, E. A. Tcherniavskaia, V. A. Saetchnikov, A. Ostendorf // Opto-Electronic Advances. – 2020. Vol. 03, № 11. – P. 200048.

УДК 53

Н. Д. Самойленко, В. С. Старовойтов

ФАНТОМНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ С ОПТИМИЗИРОВАННОЙ ПОКАДРОВОЙ ФИЛЬТРАЦИЕЙ ДАННЫХ

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь
jbhomogen@gmail.com

Фантомная визуализация (ФВ) заключается в регистрации двух световых потоков, коррелированных между собой в пространстве и времени, двумя различными фото-приёмными устройствами. Первый (объектный луч) взаимодействует с отображаемым объектом и, затем, фиксируется «интегрирующим детектором» (ИД), в качестве которого может быть использован простой миниатюрный фотодетектор, пригодный к установке в труднодоступных местах. Второй (опорный луч) не взаимодействует с объектом, но регистрируется много-пиксельной камерой (например, матрицей однофотонных детекторов, МДОФ), позволяющей быструю и высокочувствительную пространственную визуализацию световых потоков. Фантомное изображение (ФИ), реконструируется путем вычисления корреляции между сигналами от этих двух устройств. При низкой интенсивности света собственные шумы камеры (для МДОФ: темновые отсчеты, ТО) ухудшают качество ФИ. Негативное влияние этих шумов не может быть уменьшено усреднением данных. Недавно был предложен подход, позволяющий путем покадровой фильтрации данных по количеству отсчетов n_f в кадре сократить эффект ТО и улучшить контраст, пространственное разрешение и подобие ФИ, формируемого при помощи МДОФ, с эталонным изображением) [1].

В докладе представлены результаты эксперимента, направленного на оптимизацию процедуры фильтрации данных. Эта процедура может быть рассмотрена как своего рода полосовой фильтр. Чем уже полоса пропускания фильтра, тем ниже уровень ТО и тем выше качество создаваемого изображения. С другой стороны, пропускание фильтра должно быть широким, чтобы (за счет большого потока информации) обеспечить малое время сбора данных t_{coll}, требуемое для достижения установившегося качества изображения. Оптимальная полоса пропускания фильтра должна отвечать компромиссу между качеством изображения и временем сбора данных, приводя лишь к незначительному проявлению ТО в результирующем реконструируемом изображении. Цель работы – настроить ширину полосы фильтрации n_B таким образом, чтобы сбор данных (операция, которая обычно ограничивает временное разрешение визуализации), выполнялся без заметной потери качества изображения за время вплоть до секунд.

В эксперименте применяется псевдо-тепловой коррелированный свет, формируемый с помощью вращающегося матового диска [2]. Интенсивность этого света настолько низка ($\langle n_f \rangle \approx 8$), что скорость детектирования фотонов матрицей МДОФ (0.008 на 1 пиксель и 1 кадр) становится сравнима со скоростью её ТО (в зависимости от пикселя: от 10^{-5} до 0.02 для отдельного пикселя и 1 кадра). Отображаемые объекты - шаблоны цифр стандартной мишени 1951 USAF. В качестве ИД используется 3×3=9 пикселей МДОФ. ФИ формируется в следующей последовательности. За время t_{coll},

генерируется массив измеренных данных. Из этого массива формируются нефильтрованные или фильтрованные наборы данных. Центр полосы фильтрации выбирается равным 8. Сформированные наборы используются для нахождения корреляционной функции $g^{(2)}$ и вычисления ФИ. Качество ФИ оценивается с помощью соотношения контраст-шум CNR и коэффициента корреляции R, который измеряет степень структурного сходства между анализируемым и эталонным изображениями.

Установлено, что оптимальным времясберегающим подходом, который может применяться для ФВ со слабым псевдо-тепловым светом, является покадровая фильтрация данных при ширине полосы пропускания $n_B = 7$ в сочетании со «сглаживающей» ФИ процедурой скользящего близкодействующего среднего. Этот подход позволяет получать ФИ с коэффициентом корреляции $R \geq 0.7$ по отношению к эталону и $CNR > 2$ при времени сбора данных $t_{coll} \gtrapprox 8$ с и количестве детектируемых фотонов в расчете на 1 пиксель $\gtrapprox 1.2 \times 10^4$.

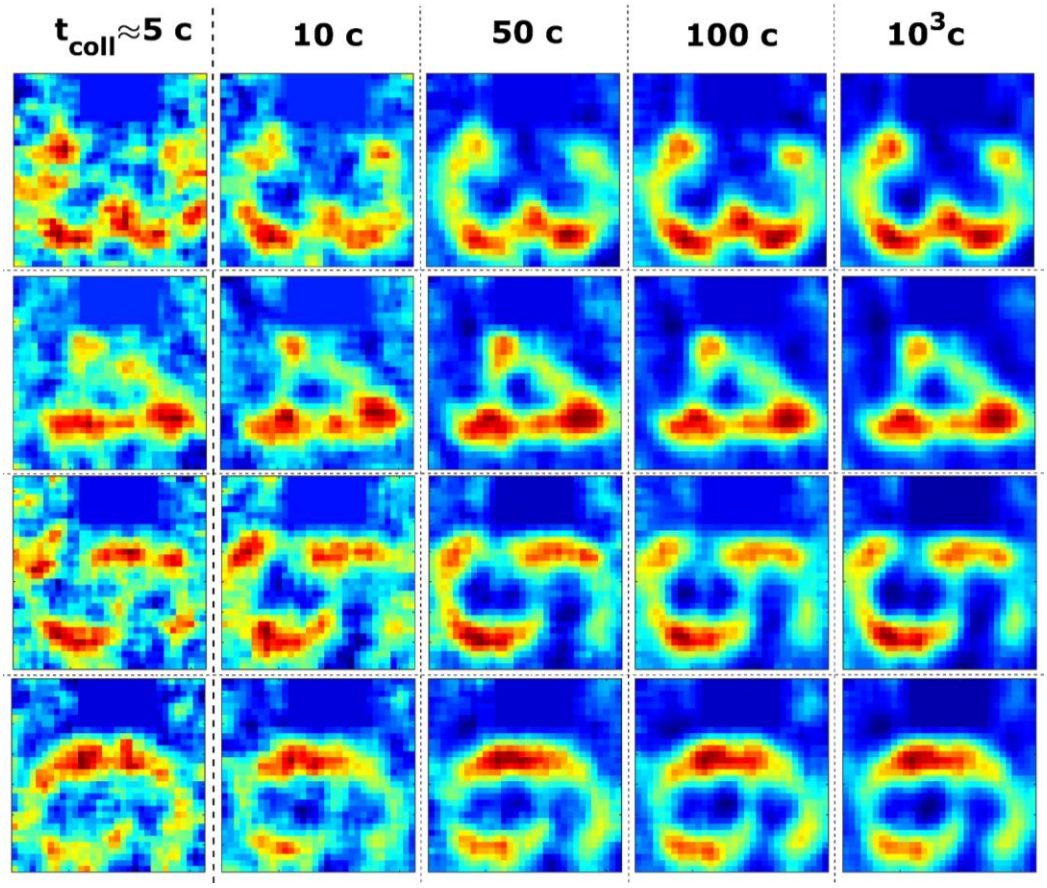


Рисунок 1. Типичные ФИ при оптимизированной фильтрации данных.

[1] Starovoitov V.S., Chizhevsky V.N., Mogilevtsev D., Smaliakou A., Perenzoni M., Gasparini L., Horoshko D.B., Kilin S. Frame-filtered ghost imaging with a SPAD array used both as a multiple “bucket” detector and an imaging camera // Appl.Opt. –2024. –V.63 –C.6012.

[2] Старовойтов В. С., Чижевский В. Н., Хорошко Д. Б., Килин С. Я. Измерение пространственно-временных корреляционных характеристик излучения при использовании многопиксельной камеры-детектора одиночных фотонов // ЖПС. – 2023. – Т. 90. – С. 287.

УДК 53

Д. А. Селицкий[1]

ДИНАМИКА ЗАПУТАННОСТИ ДВУХ АТОМОВ В НЕМАРКОВСКИХ РЕЗЕРВУАРАХ

[1] *Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*
SelitskyDaniil@yandex.ru

В данной работе рассматривается динамика квантовой запутанности системы из двух двухуровневых атомов, каждый из которых взаимодействует с собственным фотонным резервуаром. Показано, что при взаимодействии с немарковскими резервуарами возможны эффекты внезапной смерти и восстановления запутанности. Получены уравнения эволюции редуцированной матрицы плотности атомной подсистемы и исследована временная зависимость меры запутанности.

Квантовая запутанность является одним из ключевых ресурсов квантовой информатики и квантовых коммуникаций, однако в реальных физических системах неизбежно присутствует взаимодействие с окружающей средой, приводящее к декогеренции и разрушению квантовых корреляций. Изучение динамики запутанности в открытых квантовых системах представляет важную задачу современной квантовой оптики [1,2].

Особый интерес вызывает эффект внезапной смерти запутанности (entanglement sudden death), при котором запутанность исчезает за конечное время, в отличие от асимптотического затухания [3–5]. В некоторых системах, взаимодействующих со структурированными или немарковскими резервуарами, возможно также восстановление запутанности [6].

Цель данной работы — исследовать динамику меры запутанности двух атомов, взаимодействующих с независимыми немарковскими фотонными резервуарами.

Рассматривается система из двух двухуровневых атомов (A) и (B), каждый из которых взаимодействует со своим фотонным резервуаром. Полный гамильтониан системы можно представить в виде

$$H = \mathrm{H}_{at} + H_{int} + H_{cav}, \#(1)$$

где

$$H_{at} = \hbar\omega_A \sigma_+^A \sigma_-^A + \hbar\omega_B \sigma_+^B \sigma_-^B, \#(2)$$

$$H_{cav} = \hbar \sum_j \omega_j \, a_j^+ a_j + \hbar \sum_j \nu_j \, b_j^+ b_j, \#(3)$$

$$H_{int} = \hbar \sum_j (g_j \sigma_+^A a_j + g_j^* a_j^+ \sigma_-^A) + \hbar \sum_j (f_j \sigma_+^B b_j + f_j^* b_j^+ \sigma_-^B), \#(4)$$

Начальное состояние атомной подсистемы выбирается в виде запутанного состояния

$$|\boldsymbol{\psi}_{AB}(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle + |11\rangle), \#(5)$$

Эволюция полной системы описывается уравнением Шрёдингера. После взятия частичного следа по состояниям резервуаров получаем редуцированную матрицу плотности атомной системы.

Мера запутанности двухкубитной системы характеризуется следующей величиной [3]:

$$C(t) = max[\,0, Q(t)], \#(6)$$

где C(t) - мера перепутанности, Q(t) - вспомогательная величина, определяемая по виду матрицы плотности ρ.

В общем случае Q(t) можно определить следующим образом [3]:

$$Q(t) = \sqrt{\lambda_1} - \sqrt{\lambda_2} - \sqrt{\lambda_3} - \sqrt{\lambda_4}, \#(7)$$

где λ_i - собственные значения матрицы ζ (ρ) в порядке убывания.

$$\zeta(\rho) = \rho\left(\sigma_y{}^A \otimes \sigma_y{}^B\right)\rho^*\left(\sigma_y{}^A \otimes \sigma_y{}^B\right), \#(8)$$

В работе исследована динамика запутанности двух атомов, взаимодействующих с независимыми немарковскими фотонными резервуарами. Показано как структура резервуара может влиять на эволюцию квантовых корреляций. В частности, наблюдаются эффекты внезапной смерти и последующего восстановления запутанности. Полученные результаты могут быть полезны при разработке методов управления квантовыми корреляциями в открытых квантовых системах.

[1] Могилевцев Д. С. Методы квантовой оптики структурированных резервуаров / Д. С. Могилевцев, С. Я. Килин. – Минск: Белорусская наука, 2007. – 174 с.

[2] Могилевцев Д. С. Импульсно-возвратная модель взаимодействия атомов со структурированными фотонными резервуарами. Ч. 1. / Д.С. Могилевцев, С.Я. Килин, Н.С. Онищенко. А.С. Малоштан // Вестник БГУ. – 2006. – Т. 1. – № 1.– с. 20-28.

[3] Yu T. Finite-time disentanglement via spontaneous emission / T. Yu, J. H. Eberly // Physical Review Letters. – 2004. – Vol. 93. – №. 14. – p. 1-4.

[4] Yu T. Quantum open system theory: bipartite aspects / T. Yu, J. H. Eberly // Physical Review Letters. – 2006. – Vol. 97. – №. 14. – p. 1-4.

[5] Yu T. Sudden death of entanglement / T. Yu, J. H. Eberly // Science. – 2009. – Vol. 323. – №. 5914. – p. 1-6.

[6] Mazzola L. Sudden death and sudden birth of entanglement in common structured reservoirs / L. Mazzola, S. Maniscalco, J. Piilo, K. A. Suominen, B. M. Garraway // Physical Review A — Atomic, Molecular, and Optical Physics. – 2009. – Vol. 79. – №. 4. – p. 1-5.

УДК 53.091:537.9

А. В. Семченко, В.В. Сидский

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЗОЛЬ-ГЕЛЬ МЕТОДА НА СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК ФЕРРИТА ВИСМУТА

Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
ул. Советская, 104, 246028, Гомель, Беларусь
semchenko@gsu.by

Исследовательский интерес к сложным оксидам переходных металлов с перовскитоподобной структурой возник из-за существования потребности в новых функциональных материалах с контролируемыми свойствами. К таким материалам относятся мультиферроики, в частности, феррит висмута, характеризующийся взаимосвязью между ферромагнитными и сегнетоэлектрическими параметрами. Магнитные сенсоры, электрически переключаемые постоянные магниты и другие устройства, предназначенные для записи информации высокой плотности (MRAM) [1], могут быть созданы на основе материала $BiFeO_3$, который обладает структурой перовскита.

Сравним свойства тонких пленок $BiFeO_3$, полученных из синтезированных золь-гель методом нанопорошков состава $BiFeO_3$, и непосредственно из золей этого же состава. Анализ рентгенограмм тонких пленок, полученных из нанопорошков $BiFeO_3$ при различных температурах, показал, что они неоднородны (рентгенограммы не приведены). С увеличением температуры отжига связь ионов висмута в кристаллической решетке BFO ослабевает, что приводит к уменьшению содержания фазы перовскита. Дополнительное повышение температуры обработки тонких пленок также уменьшает долю требуемой фазы.

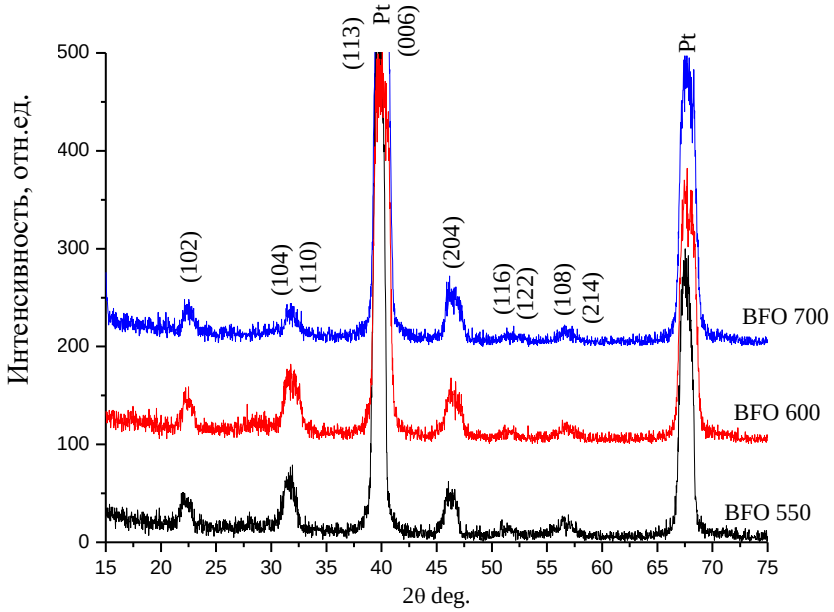


Рисунок 1 – Рентгенограммы золь-гель пленок $BiFeO_3$, полученных с применением раздельного гидролиза

Таблица 1. Содержание фазы перовскита в $BiFeO_3$

Температура отжига, °C	Содержание фазы перовскита, %	
	Тонкие пленки $BiFeO_3$, полученные с применением раздельного гидролиза	Тонкие пленки $BiFeO_3$, полученные из нанопорошков
550	70	74
600	94	64
700	94	63

Установлено, что золь-гель пленки $BiFeO_3$, синтезированные из золя с применением раздельного гидролиза, проявляют совершенно иное поведение по сравнению с пленками, синтезированными из нанопорошков [2, 3]. В случае пленок формирование кристаллической структуры с высоким содержанием перовскитной фазы начиналось уже при 550 °C. Повышение температуры синтеза до 600 °C приводит к одномоментному увеличению содержания перовскитной фазы в пленках. Дальнейший отжиг при 700 °C не приводит к снижению содержания требуемой фазы перовскита (в отличие от снижения содержания фазы перовскита для пленок из нанопорошков того же состава) из-за возможной потери Bi. Результаты исследования представлены на рисунке 1 и в таблице 1.

Итак, увеличение температуры отжига (от 550 °C до 700 °C) в тонких золь-гель пленках состава $BiFeO_3$, полученных из нанопорошков, приводит к уменьшению содержания фазы перовскита из-за потери висмута при разрыве связей в структуре $BiFeO_3$ при пиролизе вследствие высоких температур отжига, тогда как в тонких пленках $BiFeO_3$, синтезированных непосредственно из золя, не наблюдается снижения содержания фазы перовскита ниже 94 % при повышении температуры отжига до 700 °C, что обусловлено формированием кристаллической решетки $BiFeO_3$, на стадии образования золя, причем увеличение $T_{отж}$ до 600 °C приводит к резкому увеличению содержания перовскитной фазы в золь-гель пленках $BiFeO_3$, сохраняющемся при повышении $T_{отж}$ до 700 °C.

[1] Wu J.G., Fan Z., Xiao D.Q., Zhu J.G., Wang J. Multiferroic bismuth ferrite-based materials for multifunctional applications: ceramic bulks, thin films and nanostructures // Prog Mater Sci. – 2016. – Vol. 84. – P. 335–402.

[2] Korskanov V., Fesenko O., Tsebriinko T., Yaremkevych A., Davydenko N., Dolgoshey V., Semchenko A., Sidsky V. Influence of the Annealing Temperature on the Structure and Properties of Bismuth Ferrites // Journal of Nano- and Electronic Physics. – 2021. – Vol. 13, № 5. – P. 05004 (7 pp).

[3] Dolgoshey V. B., Fesenko O. M., Tsebriinko T. V., Klochek A. V., Ponomarenko S. M., Semchenko A. V., Sidsky V. V. Effect of Isovalent Substitution of Bi Cations by La Cations on the Crystal Structure and Thermodynamic Properties of Nanocomposites Based on Bismuth Ferrite // Journal of Nano- and Electronic Physics. – 2022. – Vol. 14, № 4. – P. 04023-1–04023-5.

УДК 537.226.4

А. В. Семченко, В. В. Сидский

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКИХ СЛОЕВ $SrBi_2(Ta_{1-x}Nbx)_2O_9$ ДЛЯ ЯЧЕЕК ЭНЕРГОНЕЗАВИСИМОЙ ПАМЯТИ

Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины,
ул. Советская, 104, 246028, Гомель, Беларусь
semchenko@gsu.by

Сегнетоэлектрические пленки находят широкое применение в микроэлектронике (сенсоры, преобразователи, энергонезависимая память) благодаря явлению переключения поляризации и высокой диэлектрической проницаемости [1–3]. Особое внимание уделяется памяти FRAM [4, 5], преимуществами которой являются энергонезависимость, неограниченные циклы записи, низкое энергопотребление и радиационная стойкость. Установление возможности регулирования сегнетоэлектрических свойств пленок на основе SBT посредством изменения стехиометрического соотношения компонентов, материала подложки и параметров синтеза (в случае золь-гель метода — это тип исходных реактивов, особенности прохождения гидролиза, температура обработки и т. д.) является актуальной научной задачей. Кроме того, важность исследования определяется перспективностью этих наноструктур для развития элементной базы современных сенсорно-информационных систем, миниатюризации и улучшения характеристик ячеек энергонезависимой памяти.

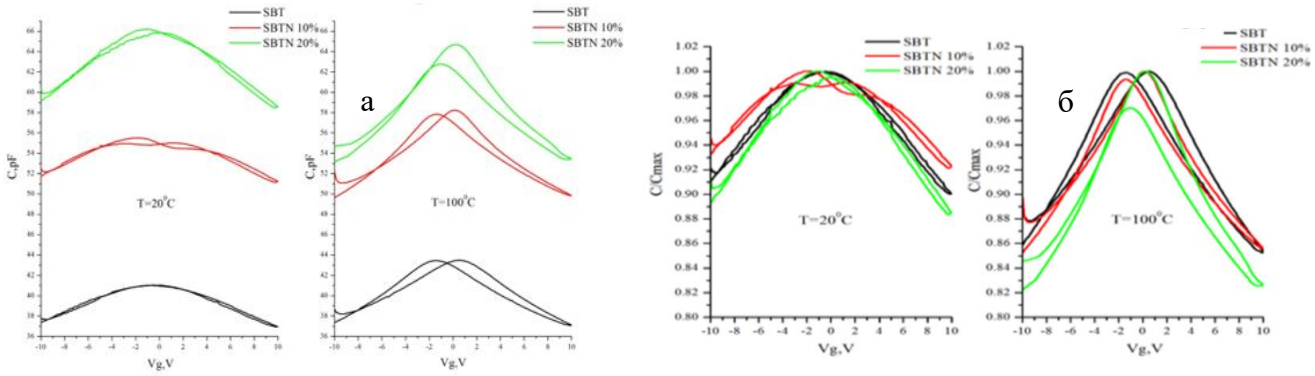


Рисунок 1 – ВФХ (а) и зависимость C/C_{max} от V_g при f = 100 КГц (б) для тонких сегнетоэлектрических слоев SBTN с долей Nb x = 0; 0,1; 0,2 (при температуре 20 °С и 100 °С)

Золь-гель методом с применением раздельного гидролиза синтезированы тонкие сегнетоэлектрические слои SBTN с долей Nb x = 0; 0,1; 0,2 и исследованы их электрофизические характеристики. Их ВФХ (рисунок 1, а) измерялись при комнатной температуре и при T=100 ^{0}C. Можно отметить, что увеличение доли Nb приводит к возрастанию ёмкостей структур. При температуре 100 ^{0}C максимумы кривых на графиках сужаются, улучшается симметрия прямого и обратного хода и увеличивается отношение C_{max}/C_{min} (коэффициент переключения). Однако при увеличении доли Nb симметрия кривых на графиках снижается.

Из рисунка 1, б следует, что увеличение концентрации немного увеличивает коэффициент переключения, при этом для всех структур коэффициент переключения крайне низок.

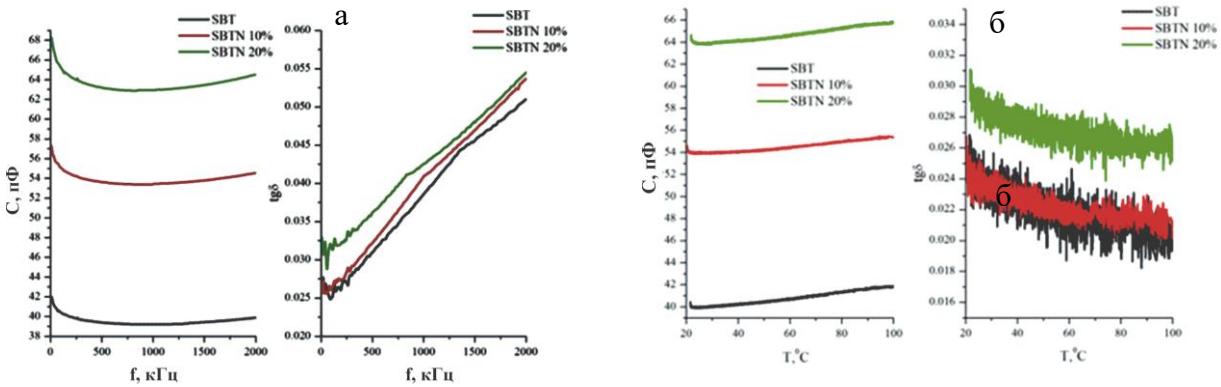


Рисунок 2 – Зависимость C max(а) и tg(б) для тонких сегнетоэлектрических слоев SBTN с долей Nb *x*= 0; 0,1; 0,2 от частоты при комнатной температуре (а), от температуры (б)

Зависимость C_{max} от частоты (рисунок 2, а) измерялась в диапазоне частот от 10 кГц до 2 МГц с шагом 10 кГц. Зависимости являются типичными для подобных образцов, ёмкость изменялась не более чем на 5 пФ, значения tgδ не превышает 0,055.

Температурная зависимость C_{max} измерялась при частоте 100 кГц, нагрев производился от комнатной температуры до 100 ^{0}C со скоростью 0,1 ^{0}C/сек. Образцы являются достаточно термостабильными, изменение ёмкости составило не более 2 пФ.

Таким образом, установлена возможность регулирования диэлектрических характеристик золь-гель пленок SBTN путем варьирования содержания ниобия. Выявлено, что увеличение доли Nb повышает емкость структур, а нагрев до 100 °C способствует сужению максимумов ВФХ и росту коэффициента переключения. Высокая термостабильность (изменение емкости ≤ 2 пФ) и малые диэлектрические потери (tgδ ≤ 0,055) в широком диапазоне частот подтверждают перспективность данных наноструктур для применения в качестве надежной элементной базы энергонезависимой памяти и сенсорно-информационных систем.

[1] Semchenko A.V., Sidsky V.V., Gaishun V.E. Sol-gel synthesis and properties of $SrBi_2(Ta_{1-x}Nbx)_2O_9$ ferroelectric thin films // Journal of Sol-Gel Science and Technology. – 2010. – Vol. 53, № 2. – P. 238–242.

[2] Lines M.E., Glass A.M. Principles and Applications of Ferroelectrics and Related Materials. – Oxford: Clarendon Press. – 2001. – 696 p.

[3] Сигов А.С. Сегнетоэлектрические тонкие пленки в микроэлектронике // Соросовский образовательный журнал. – 1996. – № 10. – P. 83–91.

[4] Paz de Araujo C.A., Cuchiaro J.D., Scott J.F., McMillan L.D. Fatigue-free ferroelectric capacitors with platinum electrodes // Nature. – 1995. – Vol. 374. – P. 627–629.

[5] Shimakawa Y., Kubo Y., Nakagawa Y. Crystal structures and ferroelectric properties of $SrBi_2Ta_2O_9$ *$SrBi_2Ta_2O_9$* // Applied Physics Letters. – 2000. – Vol. 77, № 17. – P. 2749–2751.

УДК 537.8.029.6

И. В. Семченко[1], А. Л. Самофалов[2], И. А. Фаняев[2], М. Ю. Евсиевич[1], Jihong Gu[3]

ПРОЕКТИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИ ИЗМЕНЯЮЩИХСЯ МЕТАПОВЕРХНОСТЕЙ НА ОСНОВЕ ПЛАНАРНЫХ СПИРАЛЕЙ

[1] *ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника», пр. Независимости, 68-1, 220072 Минск, Беларусь*
semchenko@oelt.basnet.by
[2] *Гомельский государственный университет имени Ф. Скорины, ул. Советская, 104, 246028 Гомель, Беларусь*
samofalov@gsu.by
[3] *Nanjing University of Science and Technology, No.200 Xiao Lingwei Street, Xuan Wu District, 210094 Nanjing, PRC*
diec@mail.njust.edu.cn

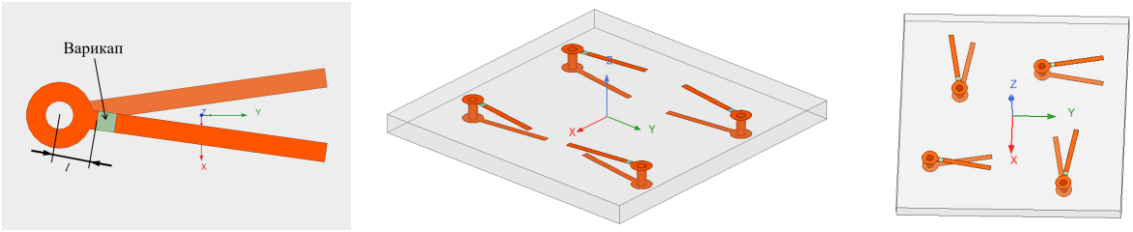
Исследование рассеяния электромагнитных волн движущимися объектами является актуальной задачей для различных областей науки и техники. Важность этого направления связана с рядом ключевых аспектов: применение систем обнаружения, слежения и распознавания движущихся объектов; повышение точности определения скорости и траектории движения при учете эффекта Доплера; снижение радиолокационной заметности (стелс-технологии); определение состава, структуры поверхности и динамики движения небесных тел; проектирование сетей 5G и будущих стандартов связи.

Таким образом, изучение рассеяния электромагнитных волн движущимися объектами является важной междисциплинарной задачей, имеющей фундаментальное и прикладное значение для науки, обороны, телекоммуникаций и медицины.

Изменение резонансной частоты взаимодействия волны с объектом (частоты отражения или поглощения) может быть реализовано, если объект имеет особые свойства, зависящие от времени. В качестве элемента пространственно-временной модулированной метаповерхности предлагается использовать планарную спираль, в одну из полосок которой помещён варикап (варактор) (рисунок 1, а). Подключение варикапа производится последовательно, в разрыв металлической полоски.

Исследована возможность управления частотой волны, отраженной или поглощённой, для метаповерхностей двух типов – со-поляризационного отражателя (рисунок 1, б) и слабо отражающего поглотителя (рисунок 1, в) на основе планарных одновитковых спиралей [1, 2], путем изменения емкости варикапа. Наличие варикапа позволяет путем изменения его емкости (при изменении напряжения) управлять импедансом планарной спирали, элементарной ячейки и всей метаповерхности.

Сначала рассмотрен со-поляризационный отражатель на основе планарных одновитковых спиралей с варикапами и посредством моделирования продемонстрирована возможность управления частотой волны, отраженной от метаповерхности, путем изменения емкости варикапа (рисунок 2). При этом определено оптимальное расстояние l = 2 мм от центра отверстия в подложке до варикапа.



а б в

Рисунок 1. Металлическая планарная спираль с варикапом в одной из полосок (а), элементарная ячейка со-поляризационного отражателя (б), элементарная ячейка слабо отражающего поглотителя (в)

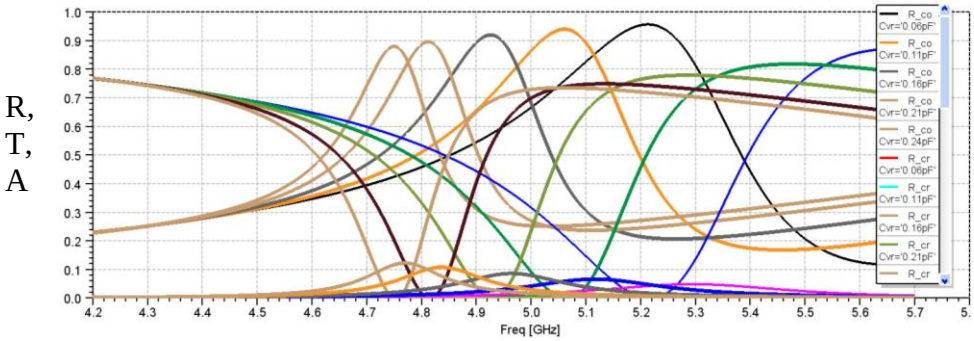


Рисунок 2. Результаты моделирования метаячейки отражателя при расстоянии от центра отверстия в подложке до варикапа l = 2 мм и изменении емкости варикапа C от 0,06 пФ до 0,24 пФ. Здесь R, T, A – коэффициенты отражения, прохождения и поглощения волны в зависимости от частоты

Зафиксировав найденное оптимальное значение l = 11 мм во втором случае, провели моделирование также для слабо отражающего поглотителя и определили частотную зависимость коэффициента поглощения метаячейки от емкости варикапа (в диапазоне от 0,06 пФ до 0,25 пФ). Показано, что и в этом случае наблюдается эффект плавного изменения резонансной частоты поглощения.

Следовательно, при изменении емкости варикапа реализуется возможность управления резонансной частотой для отраженной или поглощенной волны метаповерхностью в двух случаях – для со-поляризационного отражателя и для слабо отражающего поглотителя на основе планарных одновитковых спиралей.

Дальнейшие исследования предполагают проектирование оптимального варианта запитывания элементарной ячейки метаповерхности, который существенно не ухудшит управление резонансной частотой отражения путем изменения напряжения на варикапах и регулирования емкости. Работа выполнена в рамках проектов БРФФИ Ф25КИ-034 и №Ф24КИТГ-005.

[1] Selective manipulation of microwaves by a cascade of independent metasurfaces based on planar spirals / Fanyaev I. [et al.] // International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering. – 2025. – Vol. 2025, № 1. – 2346639.

[2] Метаповерхность на основе одновитковых планарных спиралей со свойством не отражающего поглотителя в СВЧ диапазоне / И.А. Фаняев [и др.] // Проблемы физики, математики и техники. – 2024. – № 3 (60). – С. 38-43.

УДК 537.87

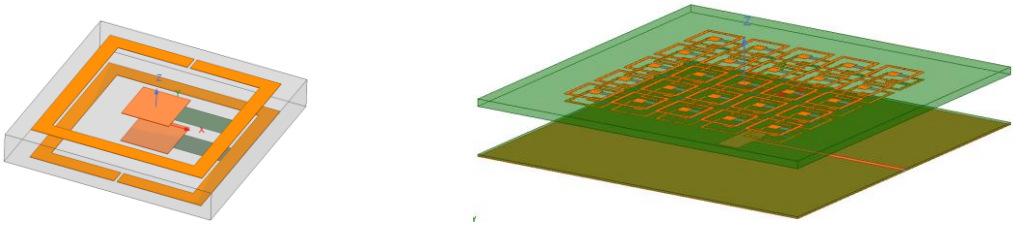
С. А. Хахомов[1], И. А. Фаняев[1], А. Л. Самофалов[1], И. В. Семченко[2], Dazhi Ding[3]

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФАЗ В МЕТАПОВЕРХНОСТИ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ОДИНОЧНОГО ЛУЧА ОТ НИЗКОПРОФИЛЬНОЙ АНТЕННЫ СТАНДАРТА СВЯЗИ B5G/6G

[1] *Гомельский государственный университет имени Ф. Скорины, ул. Советская, 104, 246028 Гомель, Беларусь*
samofalov@gsu.by
[2] *ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника», пр. Независимости, 68-1, 220072 Минск, Беларусь*
semchenko@oelt.basnet.by
[3] *Nanjing University of Science and Technology, No.200 Xiao Lingwei Street, Xuan Wu District, 210094 Nanjing, PRC*
diec@mail.njust.edu.cn

Современные системы беспроводной связи стандарта B5G/6G предъявляют повышенные требования к формированию диаграммы направленности антенных устройств. Для обеспечения высокоскоростной и направленной передачи информации требуется антенна, способная формировать узкий одиночный луч и обеспечивать динамическое изменение его угла наклона в зависимости от условий радиосреды и требуемого направления обслуживания абонента. Одним из перспективных подходов к реализации таких функций является использование активных метаповерхностей [1], позволяющих управлять фазовым фронтом излучения за счёт локальной реконфигурации поверхностных параметров.

В качестве основы для построения метаповерхности использованы активные микрорезонаторы. На рисунке 1,а приведена конструкция, состоящая из двух микрорезонаторов с варикапами, для фазового управления прошедшей волной.



а б

Рисунок 1. Конструкция микрорезонатора для фазового управления прошедшей волной (а), конструкция антенны с интегрированной метаповерхностью с варикапами размерностью 5x5 элементов (б)

На основе таких микрорезонаторов спроектирована электродинамическая модель антенны с интегрированной активной метаповерхностью размерностью 5x5 элементов (рисунок 1,б).

Основой для расчёта распределения фаз служит условие согласования фронта волны, обеспечивающего интерференционное сложение излучения всех ячеек

метаповерхности в направлении целевого угла отклонения. Для плоской метаповерхности фазовое распределение возможно описать линейным законом. Такое распределение обеспечивает формирование плоского волнового фронта, направленного под углом, при условии дискретизации непрерывной фазы на уровне отдельных микрорезонаторов.

Для обеспечения формирования одиночного, направленного по нормали, луча достаточно использовать одинаковое распределение фазы во всей метаповерхности. Это уже позволит синфазно складывать прошедшие волны от каждого микрорезонатора в одном направлении.

Оптимизация распределения фаз в активной метаповерхности для формирования одиночного луча от низкопрофильной антенны позволила значительно снизить уровень боковых лепестков (до -15 дБ) и увеличить коэффициент усиления (до 14,5 дБ) (рисунок 2).

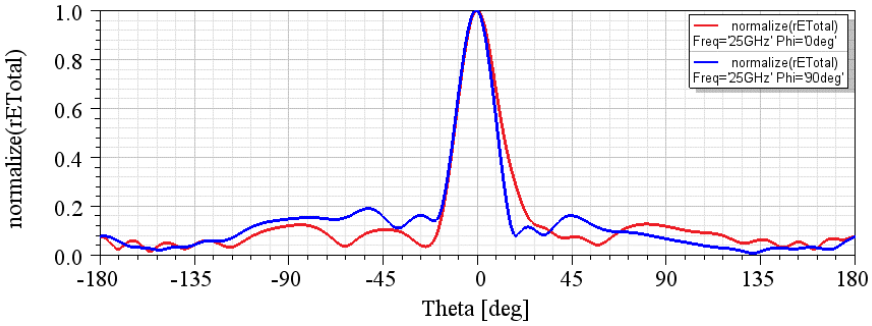


Рисунок 2. Нормированная диаграмма направленности в двух главных плоскостях

Полученные в ходе исследования характеристики интегрированной антенны с активной метаповерхностью указывают на её высокую перспективность для применения в системах связи стандарта B5G (Ка-диапазон). Реализованный механизм фазовой реконфигурации на уровне микрорезонаторов обеспечивает быстрое и многоступенчатое управление траекторией луча, что является ключевым функциональным элементом для современных протоколов пространственного мультиплексирования, маршрутизации лучей и повышения энергоэффективности сети.

Кроме того, полученный прирост коэффициента усиления до 14,5 дБ и эффективное подавление боковых лепестков существенно улучшают качество канала в условиях плотной городской застройки. Компактная конструкция, низкий профиль и совместимость с планарными технологиями производства делают предложенную антенну пригодной для интеграции в пользовательские устройства, малогабаритные терминалы и маломощные базовые станции. Полученные результаты подтверждают практическую применимость предложенного метода для адаптивных антенн будущих стандартов связи B5G/6G.

Работа выполнена в рамках проектов БРФФИ №Ф24КИТГ-005 и Ф25КИ-034.

[1] The Design of Chiral Metamaterials and Metasurfaces / Y. Song, I. Semchenko, S. Khakhomov, L. Wang // Elsevier, 2025. – 256 p.

УДК 538.9

А.И. Серокурова, С.А. Шарко, Н.Н. Новицкий

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОРАЗМЕРНЫХ ПЛЕНОК МЕТАЛЛОВ НА ПРИМЕРЕ Be, Ni и Au В УСЛОВИЯХ МНОГОКРАТНОГО ПОВТОРЕНИЯ ЦИКЛОВ ИОННО-ЛУЧЕВОГО РАСПЫЛЕНИЯ – ОСАЖДЕНИЯ

Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению, 220072, Минск, ул. П. Бровки, 19, Беларусь
aleksa.serokurova@yandex.by

Получение металлов в наноразмерном состоянии [1-2] и исследование их свойств имеет решающее значение для современной науки и техники и поэтому является одним из приоритетных направлений развития материаловедения в ближайшее время. Сплошные пленки металлов толщиной в единицы – десятки нанометров на различных по природе подложках, в том числе диэлектрических, представляют собой значительный научный и практический интерес.

В работе получены тонкие пленки бериллия, золота и никеля толщиной в несколько десятков нанометров на кремниевых и кварцевых подложках методом ионно-лучевого распыления-осаждения с многократным чередованием операции осаждения наноразмерного слоя металла и его частичного распыления. Полученные пленки имеют лучшие морфологические, электрические и оптические характеристики, чем плёнки, полученные в результате непосредственного однократного осаждения.

Получение плёнок металлов осуществлялось методом ионно-лучевого распыления – осаждения. Осаждение слоя бериллия и золота на предварительно подготовленную подложку производилось распылением мишени соответствующего металла ионами аргона с энергией 1,3 кэВ и плотностью тока ионного пучка 0,1-0,25 мА/см^2 при давлении остаточной атмосферы не выше 0,2 Па. Геометрия установки, в частности малое расстояние между мишенью и подложкой, по сравнению с длиной свободного пробега атомов в условиях рабочего вакуума, позволяли все распыляемые атомы направлять на подложку. При многократном применении операции осаждения – распыления нанесение слоя металла проводилось в тех же условиях в течение 60 с, а распыление осуществлялось ионами аргона тех же энергий в течение 30 с.

Среднеквадратическая шероховатость поверхности тонкого слоя металла на кремнии, а также средний размер гранул уменьшаются при переходе к многократному воздействию пучком распылённых атомов на растущую плёнку (рис. 1). Пучок распылённых атомов высокоэнергетической составляющей разбивает кластеры металла на начальной стадии их формирования. Это свидетельствует о подавлении трёхмерного зародышеобразования при повторном осаждении и переходе к двумерному механизму формирования наноразмерного слоя металла с преобладанием латеральной диффузии (вдоль плоскости плёнки) над вертикальной.

На поперечном сечении в области интерфейса плёнка /подложка не наблюдается никаких отслоений, а сам интерфейс представляет собой сплошную и ровную поверхность раздела, что свидетельствует об отсутствии химического взаимодействия и посторонних фаз на границе раздела. Это является доказательством возникновения хорошей адгезии слоя металла к подложке.

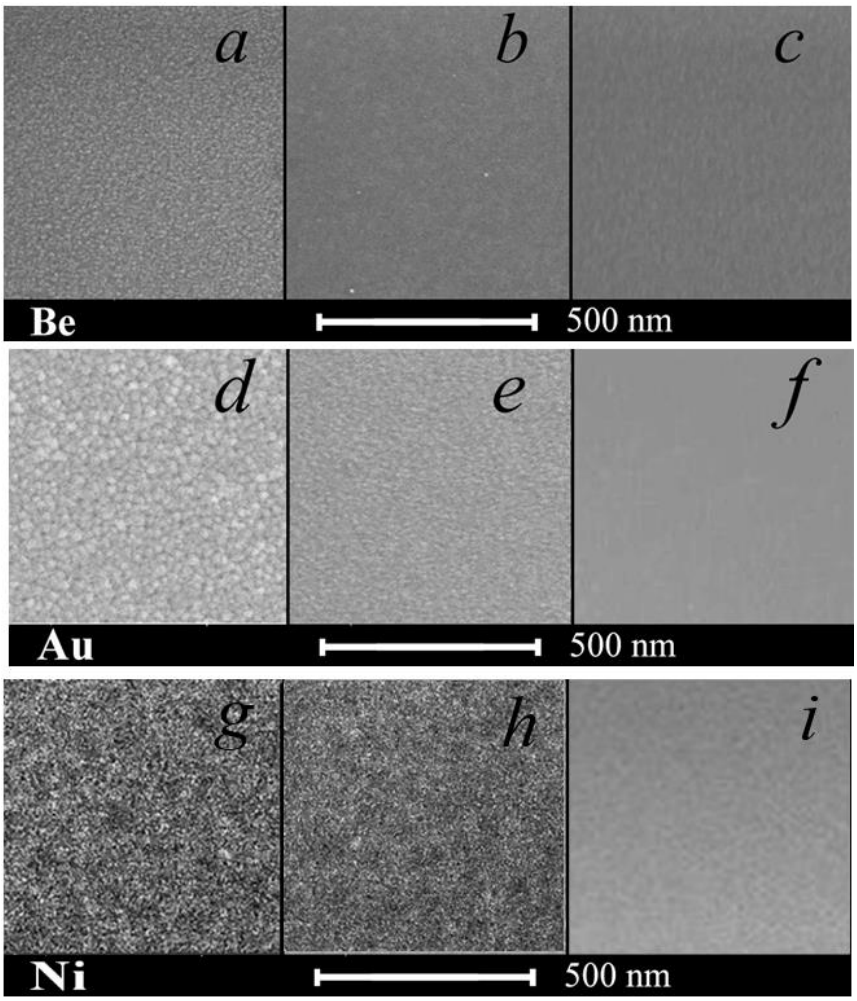


Рисунок 1. РЭМ изображение поверхности плёнок бериллия, золота, никеля при однократном осаждении на исходную поверхность кремния (*a*), (*d*) и (*g*), при однократном повторном осаждении (*b*), (*e*) и (*h*), при десятикратном осаждении на активированную поверхность кремния (*c*), (*f*) и (*i*).

Электрические измерения показывают уменьшение поверхностного сопротивления для плёнок, полученных после десятикратного осаждения. Также уменьшается разброс значений сопротивления плёнок, что свидетельствует об улучшении их термостабильности.

В данной работе продемонстрирован новый подход к формированию сплошных однородных наноразмерных плёнок металла с преимущественно латеральным ростом за счёт стимулирования зарождающегося слоя собственным потоком адатомов высоких энергий.

Исследование выполнено за счет гранта БФФИ № Т22М-001

Список литературы:

[1] Stupakiewicz, A.; Pashkevich, M.; Maziewski, A; et al *Appl. Phys. Lett.* 2012, *101*, 262406-4.

[2] Pashkevich, M.; Stupakiewicz, A.; Kirilyuk, et al. Tunable magnetic properties in ultrathin Co/garnet heterostructures. *J. Appl. Phys.* **2012**, *111*, 023913-5.

УДК 004.04 + 621.3.087

С.Г. Славинский

ОСОБЕННОСТИ СИНХРОНИЗАЦИИ ПОТОКА ДАННЫХ ОТ МИКРОПРОЦЕССОРНОГО МОДУЛЯ ПУЛЬСОКСИМЕТРА НА MAX30102

Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь
sirjina@yandex.by

При эксплуатации компьютеризированного комплекса оптико-физических датчиков для оценки параметров микроциркуляторного русла кровеносной системы, который разработан в БГУ [1], выявлена необходимость строгой временной синхронизации потоков данных от разнородных сенсоров. Для корректной физической интерпретации податливости стенок малых артериальных сосудов требуется точная регистрация моментов увеличения их кровенаполнения для сопоставления с временем прихода пульсовой волны давления, регистрируемой с помощью пьезодатчиков. Для этого в комплексе используется двухволновой пульсоксиметр на гибридной микросхеме MAX30102. Выяснено, что при формировании потока данных необходимо обеспечить необходимую разрешающую способность временных меток, минимальный джиттер и устойчивость к задержкам интерфейса и загрузке микропроцессора (MCU), что не обеспечивает простой опрос состояния датчика по I²C.

Цель работы – разработать модуль управления MAX30102 на MCU STM32F103C8T6, который обеспечивает высокоточную аппаратную временную привязку отсчетов пульсоксиметра при частоте дискретизации до 400 Гц.

MAX30102 – интегрированный модуль для измерения двух фотоплетизмограмм (PPG) и расчета сатурации SpO_2 гемоглобина артериальной крови кислородом, имеющий встроенный FIFO на 32 значения, конфигурируемые частоты дискретизации до 400 Гц и отдельный вывод прерывания (INT). Сигнал INT сбрасывается чтением регистра состояния (Interrupt Status) или чтением данных из FIFO по I²C [2]. Эти аппаратные особенности определяют как схему обработки прерываний, так и требования к скорости сервиса прерывания.[2]

Простое периодическое опрашивание регистра состояния по I²C не даёт удовлетворительной временной привязки из-за задержек шины и неблагоприятного влияния на загрузку микроконтроллера. Надёжная привязка по времени достигается использованием внешнего прерывания (EXTI) от линии INT датчика. В обработчике аппаратного прерывания фиксируется время измерения и устанавливается программный флаг, что необходимо прерывание сбросить. Микроконтроллер позволяет опрашивать датчик с частотой большей или равной частоте измерения (400 Гц). Инициирование чтения регистра состояния и снятие признака прерывания выполняются уже в основном потоке выполнения, а не в обработчике прерываний – это исключает длительные блокирующие операции и позволяет обслуживать несколько пульсоксиметрических датчиков, т. к. все они генерируют такие прерывания.

Для снижения нагрузки на микроконтроллер и упрощения синхронизации

применяется кольцевой буфер временных меток и отдельный блок буферов для сэмплов PPG. При достижении заданного количества временных меток измерений данные пачкой считываются по шине I²C и вместе с временными метками помещаются в выходной буфер для дальнейшей отправки на верхний уровень. Такая пакетная вычитка уменьшает число транзакций по шине и позволяет балансировать вычислительную нагрузку между задачами.

На практике отмечаются эпизоды, когда количество зарегистрированных прерываний оказывается меньше числа реальных измерений (возможны залипание линии INT, или сбой микросхемы). Для защиты используется сторожевой таймер. Если EXTI-событие не приходит в ожидаемый интервал времени, сторожевой таймер инициирует восстановительную процедуру – сброс прерывания датчика и запись времени измерения. Это повышает надёжность работы модуля в автономном комплексе и позволяет восстановить целостность и продолжать сбор данных, а также оповещать разработчика о подобных ситуациях.

Использование стандартной функции HAL_GetTick() для измерения временных интервалов оказалось недостаточным для задач с периодом дискретизации 2.5 мс (частота 400 Гц). Данная функция опирается на системный таймер с разрешением 1 мс, при этом инкремент счётчика происходит в прерывании низкого приоритета. В условиях высокой загрузки микроконтроллера это приводит к дополнительному джиттеру и накоплению погрешности, что может быть критично при синхронизации нескольких измерительных каналов.

Для обеспечения большей точности временной привязки применён аппаратный цикл-счётчик DWT ядра Cortex-M. Его регистр инкрементируется с частотой тактирования процессора (в рассматриваемой конфигурации 72 МГц), что позволяет получать временные метки с разрешением одного машинного такта. Такой подход исключает зависимость от программных прерываний системного таймера и обеспечивает достаточно точное измерение времени прихода сигналов.

Передача по I²C начинается со следующего тика, поэтому HAL_GetTick() может формировать задержку до 1 мс, а учитывая сказанное выше, эта задержка может увеличиться до 2 мс, если будет пропущено прерывание счётчика. При использовании в комплексе более одного пульсоксиметра и значении периода времени измерения 2.5 мс, в которое необходимо уложиться, чтобы сбросить прерывание, могут возникать коллизии. Поэтому используется модифицированная HAL реализации протокола I²C, которая во время ожидания опирается не на HAL_GetTick(), а на аппаратный DWT, позволяющий использовать меньшие задержки на чтение и тем самым опрашивать несколько датчиков в заданные временные интервалы.

[1] Комплекс оптико-физических датчиков для оперативной оценки текущего состояния сердечно-сосудистой системы / Фираго В.А. [и др.] // Квантовая электроника : материалы XV Междунар. науч.-техн. конф., Минск, 18–20 нояб. 2025 г. / Белорус. гос. ун-т ; редкол.: А. А. Афоненко (гл. ред.), М. М. Кугейко, А. В. Баркова. – Минск : БГУ, 2025. – Текст : электронный. – ISBN 978-985-881-861-6.
[2] MAX30102 High-Sensitivity Pulse Oximeter and Heart-Rate Sensor for Wearable Health [Электронный ресурс] – Режим доступа: https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/max30102.pdf Дата доступа: 02.02.2026

УДК 612.141+615.47

Слодинская В.М.

МЕТОДОЛОГИЧЕСКИЕ И ТЕХНИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ НЕИНВАЗИВНЫХ СИСТЕМ ИЗМЕРЕНИЯ АРТЕРИАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ КРОВИ

Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь
rct.slodinskVM@bsu.by

В современной научно-практической литературе и обзорах медицинской техники автоматические тонометры определяются как электронные приборы, измеряющие артериальное давление методом осциллометрии, при котором встроенный компрессор автоматически накачивает манжету и регистрирует колебания давления стенок артерий без участия пользователя в процессе декомпрессии давления. Эти устройства стали доминирующими в бытовой и амбулаторной диагностике артериального давления благодаря простоте эксплуатации и увеличению доступности по сравнению с механическими и полуавтоматическими аналогами.

В нестоящий момент на рынке представлены модели с манжетами для плеча и запястья [1]. Плечевые тонометры считаются более точными при измерениях у людей старшей возрастной группы, тогда как запястные устройства компактнее и удобнее для путешествий, но требуют строго контролируемого положения руки на уровне сердца для получения корректных данных [2]. Современные автоматические тонометры оснащены рядом функциональных возможностей, выходящих за рамки базового измерения давления. К ним относятся память измерений с записью нескольких последних результатов или с разделением по пользователям, индикаторы нерегулярного сердечного ритма, функция расчёта среднего давления, крупные ЖК-экраны для удобства чтения данных и адаптивные технологии накачивания манжеты для снижения дискомфорта во время процедуры. Многие модели дополнительно могут быть связаны с мобильными приложениями, что позволяет не только хранить, но и анализировать динамику показателей во времени, а также делиться результатами с медицинскими специалистами.

Несмотря на относительную стандартизацию методов измерения артериального давления, существующие автоматические устройства традиционно ограничиваются регистрацией осциллометрических колебаний давления в манжете, не интегрируя в перечень регистрируемых данных дополнительные сигналы, которые можно получать неинвазивно при использовании дополнительных оптико-физических датчиков [3]. Алгоритмы обработки регистрируемого осциллометрического сигнала, хотя и развиваются, но до сих пор остаются ориентированными на встроенные фирменные методы компенсации движения и повышения точности измерения артериального давления, без учета взаимодействия артериальной и венозной гемодинамики при окклюзии и последующей декомпрессии давления в манжете.

На рис. 1 представлено компьютеризированное устройство, разработанное в Белорусском государственном университете, которое радикально расширяет

функциональные возможности традиционного автоматического тонометра за счёт внедрения оптико-физических датчиков. Помимо стандартной регистрации давления в манжете, система обеспечивает синхронную регистрацию пульсовой волны давления крови в тканях пальца и в районе лучевой артериии с помощью пьезодатчиков, а также двух R ($\lambda \approx 680$ нм) и IR (($\lambda \approx 880$ нм)) фотоплетизмограмм, которые регистрирует модуль двухволнового пульсоксиметра MAX30102. Данная архитектура построения устройства при подключении к компьютеру по каналу USB обеспечивает возможность комплексного анализа состояния магистральных артериальных сосудов конечностей, а также оценку параметров сосудов микроциркуляторного русла с учетом артериальной и венозной гемодинамики, что недоступно традиционным автоматическим тонометрам.

Рис. 1. Компьютеризированное оптико-электронное устройство

Управление оборудованием и сбор данных осуществляется с помощью микроконтроллера, что позволяет обеспечить синхронность работы датчиков и актуальную визуализацию результатов в реальном времени. Программное обеспечение имеет два уровня и содержит алгоритмы буферизации и синхронизации пакетов регистрируемых данных, а также функции сглаживания, фазонезависимой фильтрации и аппроксимации огибающих получаемых сигналов, что улучшает устойчивость к шумам и физиологическим артефактам. Такое сочетание осциллометрического измерения давления с дополнительными оптико-физическими датчиками и углубленной цифровой обработкой формирует функциональный набор, существенно превосходящий стандартный набор возможностей коммерческих автоматических тонометров.

[1] Best Fully Automatic Blood Pressure Monitors [Electronic resource] – URL: https://hingmedical.com/fully-automatic-blood-pressure-monitor/ (date of access: 21.02.2026).
[2] Accuracy of automated blood pressure monitors / Nelson D, Kennedy B, Regnerus C, Schweinle A. Journal of dental hygiene: JDH vol. 82,4 (2008): 35.
[3] Фираго, В. А. Оценка жесткости малых артериальных сосудов поверхностных биотканей по их спектрально-временным профилям диффузного отражения светового излучения // Журнал прикладной спектроскопии. 2024. Т. 91, № 1. С. 107–123.

УДК 537.8.029.6

П. В. Сомов[1], И. В. Семченко[2], А. Л. Самофалов[1]

МЕТАМАТЕРИАЛ НА ОСНОВЕ ВЕЕРООБРАЗНЫХ РЕЗОНАТОРОВ КАК УЗКОПОЛОСНЫЙ ПОГЛОТИТЕЛЬ-ФИЛЬТР В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ

[1] Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, ул. Советская, 104, 246028 Гомель, Беларусь
somov@gsu.by samofalov@gsu.by
[2] ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника», пр. Независимости, 68-1, 220072 Минск, Беларусь
semchenko@oelt.basnet.by

В данной работе предложена и исследована конструкция метаматериала, основанного на веерообразных микрорезонаторах, играющего роль узкополосного поглотителя-фильтра для селективного поглощения электромагнитных волн в СВЧ-диапазоне. Исследование сконцентрировано на инженерной части: выборе материалов, геометрии метаматериала и оптимизации его параметров. Отметим, что метаматериал имеет малую толщину и все его веерообразные элементы находятся на одной стороне, поэтому можно также использовать термин «метаповерхность».

Топология резонатора соответствует ранее исследованной веерообразной ячейке [1], показанной на рис. 1., что обеспечивает технологическую преемственность и сопоставимость с ранее полученными результатами. Конструкция реализована в виде трехслойной системы «метаповерхность-диэлектрик-металл»: верхний резонансный слой из титана с SMD-резисторами, то есть сопротивлениями, смонтированными на поверхности, диэлектрическая подложка Al_2O_3 и сплошной металлический экран в качестве нижнего слоя.

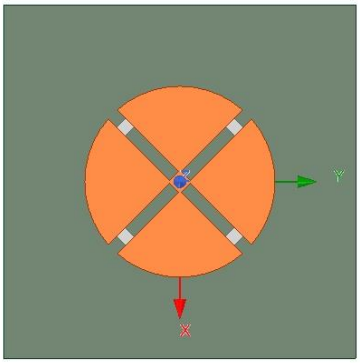


Рис. 1. Веерообразная ячейка метаматериала (вид сверху), используемая в качестве микрорезонатора. Здесь белым цветом показаны SMD-резисторы, оранжевым – титан, темно-серым – диэлектрик Al_2O_3

Численное моделирование выполнено при толщине титанового резонансного слоя 100 мкм, толщине медного экрана 100 мкм и варьировании толщины Al_2O_3 в диапазоне 1-5 мм. Сопротивление резисторов изменялось от 100 до 2000 Ом, а оптимальные геометрические размеры резонатора определены на предыдущем этапе проектирования L = 15,21 мм, где L – расстояние от оси симметрии до SMD-резистора.

Установлено, что при R = 2000 Ом и толщине Al_2O_3, равной 2,9 мм, коэффициент поглощения достигает значения, близкого к 1, на резонансной частоте около 2,3 ГГц, при одновременном снижении коэффициента отражения практически до нуля (рис. 2). Наличие металлического экрана обеспечивает отсутствие прошедшей волны, поэтому энергетический баланс определяется в основном соотношением отражения и поглощения.

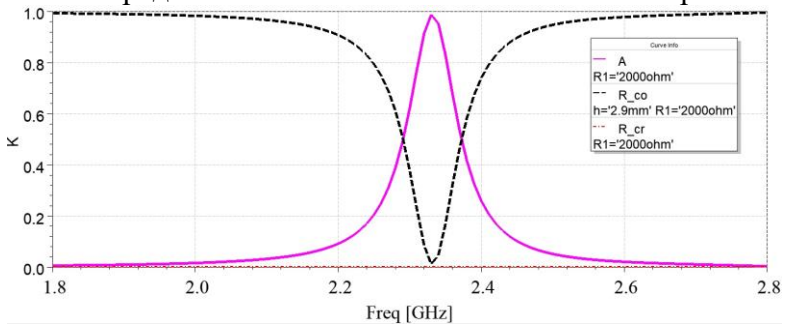


Рис. 2. Частотные зависимости коэффициентов поглощения и отражения метаматериала при R = 2000 Ом и толщине подложки h = 2,9 мм

Дополнительно произведена оценка поляризационной устойчивости узкополосного отклика: при углах падения до 40° сохраняется слабая зависимость высокого уровня поглощения от ориентации плоскости поляризации. Это подтверждает применимость структуры в задачах частотной фильтрации СВЧ волн и снижения радиолокационной заметности объектов для заданной рабочей частоты.

Таким образом, показана возможность реализации тонкого узкополосного поглотителя-фильтра на базе веерообразных резонаторов с настраиваемой резонансной частотой в области 2,3 ГГц. Представленные результаты формируют экспериментально и технологически обоснованную основу для дальнейших исследований и экспериментов в области электродинамики метаматериалов и метаповерхностей [2,3].

[1] Angle- and polarization-insensitive broadband metamaterial absorber using resistive fan-shaped resonators. T. Nguyen, S. Lim. Applied Physics Letters, 112, 021605, 2028. DOI: 10.1063/1.5004211.

[2] Семченко, И. В. Электромагнитные волны в метаматериалах и спиральных структурах / И. В. Семченко, С. А. Хахомов ; Гомел. гос. ун-т им. Ф. Скорины. — Минск : Беларуская наука, 2019. — 279 с. : ил. — Библиогр. : с. 250—274.

[3] The Design of Chiral Metamaterials and Metasurfaces. Yaoliang Song, Igor Semchenko, Sergei Khakhomov, Lei Wang. Elsevier, Radarweg 29, PO Box 211, 1000 AE Amsterdam, Netherlands, 2025. 256 pp.

УДК 53.043;53.044

Ю.С. Гайдук[1], А.А. Луговский[1], Д.С. Тарасов[2], Н.М. Лапчук[3], М.П. Самцов[2]

МАГНИТОСЕПАРИРУЕМЫЕ СОРБЕНТЫ НА ОСНОВЕ ОКСИДА ГРАФЕНА И ФЕРРИТОВ КОБАЛЬТА И КОБАЛЬТА-ЦИНКА

[1] *Учреждение Белорусского государственного университета «Республиканский центр проблем человека», ул. Курчатова, 7/1, 220045 Минск, Беларусь*
j_hajduk@bk.ru
[2] *Научно-исследовательский институт физико-химических проблем им. А.Н.Севченко, ул. Курчатова, 7, 220045, Минск, Беларусь*
dmitrij-tarsov@list.ru
[3] *Белорусский государственный университет, просп. Независимости, 4, 220030, Минск, Беларусь*
lapchukn@gmail.com

Исследованы структура (рентгенофазовый анализ, СЭМ-микроскопия, спектроскопия КРС, ИК-спектроскопии) и магнитные свойства (магнитометрия, ЭПР-спектроскопия) композитов $CoFe_2O_4$ и $Co_{0,65}Zn_{0,35}Fe_2O_4$ с оксидом графена (ОГ), а также возможности применения их в качестве сорбентов ионов меди.

Порошки ферритов получены из водных растворов смеси солей железа, кобальта и цинка водным раствором гидроксида натрия. Композиты с ОГ, полученным окислением графена по методу Хаммерса [1], готовили путем добавления навески ОГ перед введением щелочи в реакционную смесь. Использовался графен (расширенный графит) пр-ва НПЦ по материаловедению НАНБ [2].

Рентгенофазовый анализ проведен на дифрактометре ДРОН-3.0 ($Co_{K\alpha1}$-излучение, λ = 1,78897 Å). Основная структура полученных образцов соответствует кубической шпинели с низкой степенью кристалличности (d) и размером кристаллитов от 2,4 до 4,9 нм. Наибольшее значение степени кристалличности (60 %) наблюдалось у $CoFe_2O_4$, несмотря на наименьший размер кристаллитов, что может быть связано с высокой интенсивностью рефлекса основной фазы на фоне общего рассеяния. В композите ОГ/$CoFe_2O_4$ значение d снижалось до 56 %. В случае $Co_{0,65}Zn_{0,35}Fe_2O_4$ степень кристалличности снижалась до 35 %, несмотря на наибольший размер ОКР. Это указывает на возможное присутствие аморфных или слабо дифрагирующих фаз, не попадающих в основной рефлекс. В композите ОГ/$Co_{0,65}Zn_{0,35}Fe_2O_4$ d возрастало до 50 %, что может быть связано с упорядочивающим действием ОГ на микроструктуру и уменьшением дефектности. Таким образом, поведение обоих параметров (ОКР и d) носило взаимосвязанный, но не линейный характер и зависело как от природы ионов, так и от влияния углеродной матрицы на рост и организацию кристаллитов.

Исследование морфологии образцов проводили на аттестованном сканирующем электронном микроскопе высокого разрешения «Mira 3» фирмы «Tescan» с рентгеноспектральным анализатором фирмы «Oxford Instruments Analytical». Композиты имели частично агломерированную морфологию с характерными размерами агрегатов 300-500 нм, меньшими по сравнению с индивидуальными ферритами. Агломераты оксидных частиц в композитах имели меньшие размеры, чем в порошках индивидуальных оксидов, что можно связывать с проявлением сил

химической и физической адсорбции, удерживающих первичные магнитные частицы от слипания вследствие проявления коэрцитивности.

Магнитные измерения (кривые гистерезиса) произведены при комнатной температуре с использованием системы PPMS-14 (изготовитель «Quantum Design»). Величина удельной намагниченности порошков $CoFe_2O_4$ и ОГ/$CoFe_2O_4$ при индукции 1,5 Тл составила ~ 40 $Ам^2кг^{-1}$, а порошков $Co_{0,65}Zn_{0,35}Fe_2O_4$ и ОГ/$Co_{0,65}Zn_{0,35}Fe_2O_4$ – 20 - 25 $Ам^2кг^{-1}$, что достаточно для обеспечения удовлетворительной магнитной сепарации сорбента.

Тот факт, что частично замещенный цинком феррит кобальта показал меньшее значение удельной намагничености, может быть связан с различиячми в фазовом составе материалов, а именно в разном соотношении магнитных и немагнитных низших оксидов и твердых растворов, надежно идентифицировать которые методом рентгенофазового анализа не представляется возможным. Устранение примесных фаз и частичная рекристаллизация достижима путем обжига осажденных из водных растворов порошков при температурах выше 300 ˚С.

Спектры ЭПР регистрировались на спектрометре “RadioPan SE/X-2543” с резонатором H_{102} в X-диапазоне при комнатной температуре. Каждый спектр состоял из двух компонент, широкой и узкой (g ~ 2). Широкая линия состояла из двух компонент с g факторами, равными 2,36836 и 2,20558. Для порошка ОГ/$Co_{0,65}Zn_{0,35}Fe_2O_4$ наблюдалось проявление свойств ферромагнетизма, а все остальные образцы проявляли суперпарамагнитные свойства.

Адсорбционная ёмкость всех полученных композитов по ионам Cu^{2+} превышала 100 мг/г, при этом композиты с кобальт-цинковым ферритом в условиях эксперимента обладали наиболее высокой адсорбционной способностью. Сорбцию производили на протяжении 3,0 ч, однако наиболее активно процесс происходил в течение получаса, и в течение часа процесс в основном завершался. Использование добавки ПАВ (Tween 80) позволило повысить адсорбционную ёмкость до 150–160 мг/л, а функционализация поверхности частиц обработкой в водном растворе этилендиамина (1,0 % мас., 6,0 ч, масса навески ≃ 1,0 г, 16 °С), сопровождавшаяся, по данным ИК-спектроскопии (Фурье-спектрометр Vertex 70, Bruker, США), формированием на поверхности частиц полярных амидных групп, до значений выше 200 мг/л. Десорбция ионов производилась путем обработки порошка в растворе Трилона Б. Выдержка порошка сорбента в растворе при перемешивании на протяжении 2,0 ч позволила извлечь 30-35 % мас. сорбированной меди, а обработка раствора в ультразвуковой ванне на протяжении 5 мин. позволила значительно повысить степень извлечения.

Результаты работы представляют интерес для создания экологичных систем очистки промышленных сточных вод на основе магнитно-сепарируемых композитов.

Библиографические ссылки

1. Hummers W.S. Preparation of Graphitic Oxide / W.S.Hummers, R.E.Offerman // J. Am. Chem. Soc. – 1958. V. 80, Issue 6. – P. 1339.

2. Novikov V.P., Kirik S.A. Low-temperature synthesis of graphene / V.P. Novikov, S.A. Kirik // Technical Physics Letters. – 2011. – V. 37, № 6. – P. 565.

УДК 54.052 + 535.375.5

А. Ю. Панарин[1], Р. А. Дынич[2], П. Мойзес[3], С. Н. Терехов[2]

ОПТИМИЗАЦИЯ УСЛОВИЙ РЕГИСТРАЦИИ СПЕКТРОВ ГИГАНТСКОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ С УЧЁТОМ ТОПОЛОГИИ РАПРЕДЕЛЕНИЯ ЛОКАЛЬНОГО ПОЛЯ

[1] ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника», пр. Независимости, 68-1, 220072 Минск, Беларусь,
panarin@oelt.basnet.by
[2] Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68-2, 220072 Минск, Беларусь
s.terekhov@ifanbel.bas-net.by
[3]Карлов Университет в Праге, Прага, Чехия
peter.mojzes@matfyz.cuni.cz

В последнее время наблюдается значительный рост исследований с применением различных оптических методов, которые позволяют осуществлять биоанализ при очень низких концентрациях. Особый интерес вызывают работы, в которых оптические методы сочетаются с использованием наноматериалов. К ним относится спектроскопия гигантского комбинационного рассеяния (ГКР), для которой характерна чрезвычайно высокая чувствительность. Несмотря на значительные успехи в развитии метода ГКР, важной задачей разработка новых стратегий получения недорогих плазмонных материалов, а также создания многофункциональных ГКР-активных систем.

Другой актуальной задачей является оптимизация самой конструкции устройств для исследования спектров ГКР, а также учёт дополнительных эффектов, которые могут способствовать повышению чувствительности. Мы полагаем, что увеличение сигнала ГКР может быть достигнуто путем выбора оптимальных условий регистрации спектров с учётом особенностей распределения ближнего поля вблизи металлических наночастиц, которые зависят от направления распространения возбуждающего излучения, а также ориентации диэлектрической подложки.

Существует целый ряд экспериментальных и теоретических работ, посвященных изучению топологии распределения локального поля для наносистем из благородных металлов. Так в работе [1] было установлено, что для серебряных наночастиц наибольшие значения амплитуды поля смещаются в направлении распространения падающей волны, оставаясь расположенными на поверхности частицы. Это означает, что в область «горячих пятен» будут попадать те молекулы аналита, которые располагаются с обратной по отношению к источнику возбуждения стороны.

В данной работе изучено влияние геометрии возбуждения/регистрации и ориентации плазмонного покрытия на стеклянных подложках относительно падающего излучения на интенсивность сигнала ГКР. На основе теории Ми и метода объёмного интегрального уравнения VIEF, проведено численное моделирование распределения «горячих пятен» вокруг плазмонных серебряных наночастиц.

Было проведено исследование двух типов ГКР-активных субстратов на основе наночастиц серебра (AgНЧ) и посеребренного гидроксиапатита - (Ha)Ag. Синтез AgНЧ

проводился по стандартной методике, получение нанокомпозита (Na)Ag описано в работе [2]. Плазмонные покрытия из указанных выше наночастиц формировали на поверхности стеклянных подложек методом адсорбционной иммобилизации.

Для изучения влияния экспериментальных условий регистрации на интенсивность сигнала ГКР спектры получали при следующих условиях расположения образца по отношению к возбуждающему излучению (схематическое изображение показано на рисунке 1): **I** – наиболее распространённый вариант регистрации - «на отражение»; **II** - возбуждение и регистрация со стороны подложки; **III** –возбуждение со стороны стеклянной подложки, регистрация со стороны аналита; **IV** –возбуждение спектра со стороны аналита, регистрация со стороны подложки.

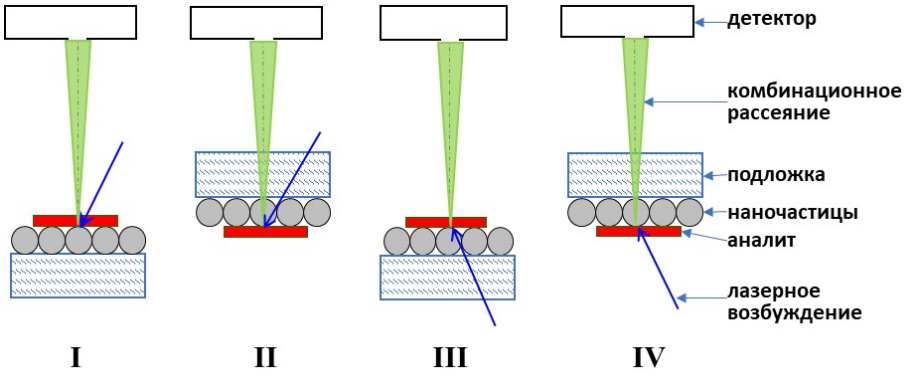


Рисунок 1. Схематическое изображение возбуждения/регистрации спектров ГКР

Следует отметить, что при проведении экспериментов особое внимание уделялось регистрации спектров с одной и той же точки на поверхности образца, поскольку, вследствие неоднородности плазмонного покрытия, интенсивность спектров ГКР в разных участках поверхности образца может значительно отличаться. Для каждого образца измерения спектров были проведены в 4-х различных точках возбуждения.

Сравнительный анализ сигнала, полученного для при разных условиях возбуждения свидетельствует о том, что для образца из AgНЧ при варианте геометрии возбуждение/регистрация **II** интенсивность спектра оказалась примерно в полтора раза выше, чем при любой другой геометрии. Интенсивность же спектров для образца на основе (Na)Ag при всех четырех геометриях возбуждения/регистрации была примерно одинаковой, что, вероятно, обусловлено отсутствием преимущественной ориентации частиц нанокомпозита по отношению к поверхности стеклянной подложки.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что за счет выбора оптимальных условий регистрации спектров можно повысить интенсивность спектров ГКР почти в полтора раза.

Работа выполнена в рамках программы ГПНИ «Фотоника и микроэлектроника-ФиМЭ» (Задание 5.1.08),

[1] Дынич, Р.А. Влияние размеров металлических наночастиц на локальное поле вблизи их поверхности / Р.А. Дынич, А.Н. Понявина //Ж.П.С. – 2008. – Т. 75, № 6. – С. 831-837.
[2] Плазмонные структуры на основе нанокомпозита гидроксиапатит/серебро для спектроскопии гигантского комбинационного рассеяния. / А.Ю. Панарин [и др.] // Ж.П.С. - 2021.- Т. 88, №5.- С. 747-753.

УДК 543.422.3

А. Л. Уласевич

ЛАЗЕРНЫЙ ФОТОАКУСТИЧЕСКИЙ СЕНСОР ДЛЯ ДИАПАЗОНА 1.57 МКМ

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь
a.ulasevich @dragon.bas-net.by

Представлен лазерный фотоакустический сенсор, предназначенный для локального измерения концентрации газовых примесей в области длин волн 1570±1 нм. В данном диапазоне присутствуют несколько спектральных линий поглощения углекислого (CO2) и угарного (CO) газов. Принцип работы сенсора основан на методе инфракрасной фотоакустической спектроскопии. Метод заключается в генерации акустических волн при поглощении веществом модулированного электромагнитного излучения. Регистрация акустических колебаний осуществляется электретным микрофоном в специальной резонансной фотоакустической камере [1, 2]. Частота модуляции излучения соответствует частоте одного из резонансов камеры. Объем внутренней полости камеры ~0.2 мм³. Напряжение с микрофона анализируется на частоте модуляции при помощи синхронного (lock-in) усилителя.

В качестве источника излучения используется недорогой одномодовый лазерный диод. При этом ширина линии генерации диода значительно меньше ширины спектральных линий поглощения исследуемых газов. Длина волны диода перестраивается в нужном диапазоне путем изменения его температуры. Для контроллера температуры диода подобран режим, обеспечивающий оптимальное соотношение скорости и точности перестройки длины волны генерации. Мощность излучения при этом не превышает 8 мВт.

Были получены фотоакустические спектры угарного и углекислого газов в указанном спектральном диапазоне. Также показана возможность одновременного измерения концентрации этих газов в воздушной среде. Это возможно благодаря различиям в количестве и интенсивности спектральных линий угарного и углекислого газов вблизи 1570 нм. Созданный сенсор отличается от аналогов высокой чувствительностью и селективностью, низкой стоимостью и конструкторской простотой. Данная разработка может найти применение в областях промышленной безопасности и экологического мониторинга [3].

[1] A compact resonant Π-shaped photoacoustic cell with low window background for gas sensing / A.L. Ulasevich, A.V. Gorelik, A.A. Kouzmouk, V.S. Starovoitov // Applied Physics B. – 2014. – Vol. 117. – P. 549–561.
[2] Диагностика аммиака в воздухе при помощи миниатюрных резонансных оптико-акустических камер / А.Л. Уласевич, А.А. Кузьмук, Н.С. Казак // Неразрушающий контроль и диагностика. – 2015. – №2. – С. 17-23.
[3] Photoacoustic Spectroscopy in Trace Gas Monitoring / Harren F.J.M., Cotti G., Oomens J. // Encyclopedia of Analytical Chemistry. – Chichester: John Wiley & Sons, 2000. – P. 2203–2226.

УДК 53

I.D.Feranchuk[1], N.Q.Sun[2]

THE SELF-FOCUSING OF ELECTRON WAVE PACKETS IN PLASMA

[1] *Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь*

iferanchuk@gmail.com

[2]*School of Engineering and Technology - Hue University, Hue, Vietnam*

The challenge of generating coherent X-ray radiation is fundamentally linked to the ability to produce high-density relativistic electron beams. Beyond radiation sources, such beams are of critical interest in fields such as controlled thermonuclear fusion and high-energy particle physics. However, since electron beams emerging from modern accelerators typically exhibit relatively low initial densities, the mechanisms governing their focusing and have become a subject of paramount importance. Recent advancements in relativistic beam physics have positioned this field at the forefront of modern research, driven by the immense potential to significantly reduce the dimensions of future particle accelerators.

When an ultrarelativistic electron beam propagates through a plasma medium, it ceases to be a simple stream of independent particles. Instead, it evolves into a complex dynamical system, interacting strongly with its self-generated electromagnetic fields and the collective plasma oscillations. This interaction drives complex phenomena such as plasma current filamentation, where the beam-plasma instability can be classified into distinct regimes from normal to quenching depending on the nonlinear transverse motion of the filaments. This interaction is fundamentally governed by the delicate balance between transverse forces. In a vacuum, the repulsive Coulomb force among electrons is nearly offset by the attractive magnetic Lorentz force at ultrarelativistic velocities ($\beta \approx 1$), leading to a state where the beam undergoes only a slow temporal divergence . The introduction of a plasma environment, however, fundamentally shifts this equilibrium. Plasma provides a robust mechanism for charge and current neutralization, effectively shielding the repulsive self-fields and allowing nonlinear interaction forces to dominate, which can lead to the spatial convergence of the electron wave packet. While previous studies the possibility of self-focusing for elementary particle wave packets in crystals through phonon interactions, the extension of this phenomenon to collision-free plasmas remains a complex theoretical challenge. This process is conceptually analogous to the self-focusing of light in nonlinear media, yet for electron wave packets, the governing equations must be derived from the rigorous foundations of relativistic quantum mechanics.

By utilizing the Dirac equation as a primary framework, we can account for intrinsic properties such as spin and subtle special relativistic effects that are frequently neglected in classical kinetic models. Such high-precision modeling is essential for determining the critical parameters where beam instabilities transition into a self-amplifying focusing process, potentially enabling the use of plasma as a "natural lens" to achieve extreme beam densities without the need for traditional, bulky magnetic components.

In this work, we address the theoretical problem of ultrarelativistic electron beam self-focusing within a collision-free plasma. The primary objective is to derive the dispersion

relations for the coupled Dirac-Vlasov system and to provide a rigorous estimate for the self-focusing length as the distance over which the beam's transverse dimension decrease by a factor of e. The paper is structured as follows: Section 1 establishes the fundamental self-consistent system of equations; Section II details the linearization method and the derivation of the dispersion relation; Section III presents the analytical and numerical estimates for Lc under typical experimental conditions and discusses the physical implications of the finding

УДК 539.21

Д. А. Бронов[1], Н. Н. Черенда[1], В.М. Асташинский[2], А.М. Кузьмицкий[2]

ЛЕГИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ СТАЛИ Х18Н10Т АТОМАМИ ТИТАНА И АЛЮМИНИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ КОМПРЕССИОНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

[1] Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь
cherenda@bsu.by
[2] Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова НАН Беларуси, ул. П. Бровки, 15, 220072 Минск, Беларусь
ast@hmti.ac.by

Аустенитные хромо-никелевые стали являются распространённым конструкционным материалом благодаря высокой стойкости к коррозии в различных агрессивных средах, однако имеют относительно низкие прочностные характеристики. Механические свойства данного типа сталей могут быть улучшены путем легирования дополнительными элементами, например, с помощью метода поверхностного плазменного легирования. Этот метод заключается в предварительном нанесении покрытия, содержащего легирующие элементы и последующем воздействии высокоэнергетическими плазменными потоками [1]. Целью настоящей работы являлось изучение структурно-фазового состояния, прочностных характеристик и коррозионной стойкости к высокотемпературному окислению поверхностного слоя стали Х18Н10Т, легированного атомами титана и алюминия под действием компрессионных плазменных потоков (КПП), генерируемых магнито-плазменным компрессором [1]. Одновременное легирование атомами титана и алюминия может привести к интерметалидному упрочнению поверхностного слоя данной стали за счёт появления жаропрочных и жаростойких интерметаллидов системы Al-Ti.

Покрытие Ti-Al толщиной ~ 3 мкм наносилось на поверхность стали катодно-дуговым вакуумным осаждением. Обработка образцов осуществлялась тремя импульсами КПП длительностью 100 мкс с плотностью энергии, поглощенной поверхностным слоем – 22 Дж/см^2 за импульс. В качестве газоразрядного газа использовался азот, давление которого в камере составляло 400 Па. Для анализа коррозионной стойкости проводился отжиг обработанных образцов в муфельной печи в течении 1-9 часов, при 600°С. Рентгеноструктурный анализ (РСА), растровая электронная микроскопия, энергодисперсионный микроанализ и измерение микротвердости были использованы для анализа изменений, происходящих при плазменном воздействии и последующем отжиге.

Установлено, что легирование поверхностного слоя стали атомами титана и алюминия приводит к формированию твердых растворов на основе α-Fe и нитрида TiN. Структурно-фазовое состояние этого слоя остается стабильным при отжиге, за исключением распада поверхностной пленки TiN (рисунок 1б). В то же время, в исходном образце стали наблюдается формирование оксидов железа и хрома (рисунок 1а).

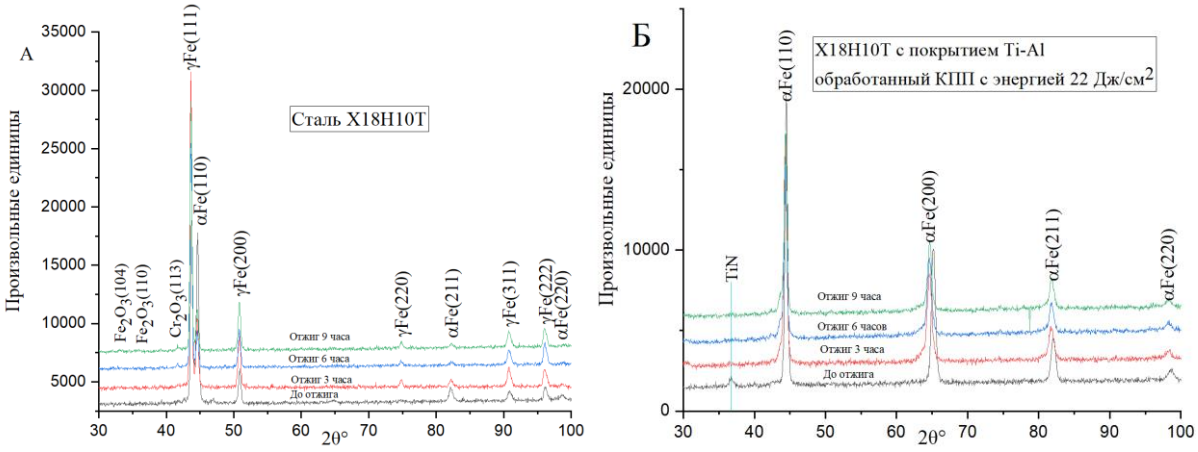


Рисунок 1. Дифрактограммы: А – сталь Х18Н10Т до и после отжига; Б – система Ti-Al/сталь Х18Н10Т предварительно обработанная КПП с поглощенной энергией 22 Дж/см^2

Из рисунка 2а видно, что легирование приводит к уменьшению прироста массы, что в свою очередь может свидетельствовать об увеличении коррозионной стойкости и коррелирует с данными фазового анализа.

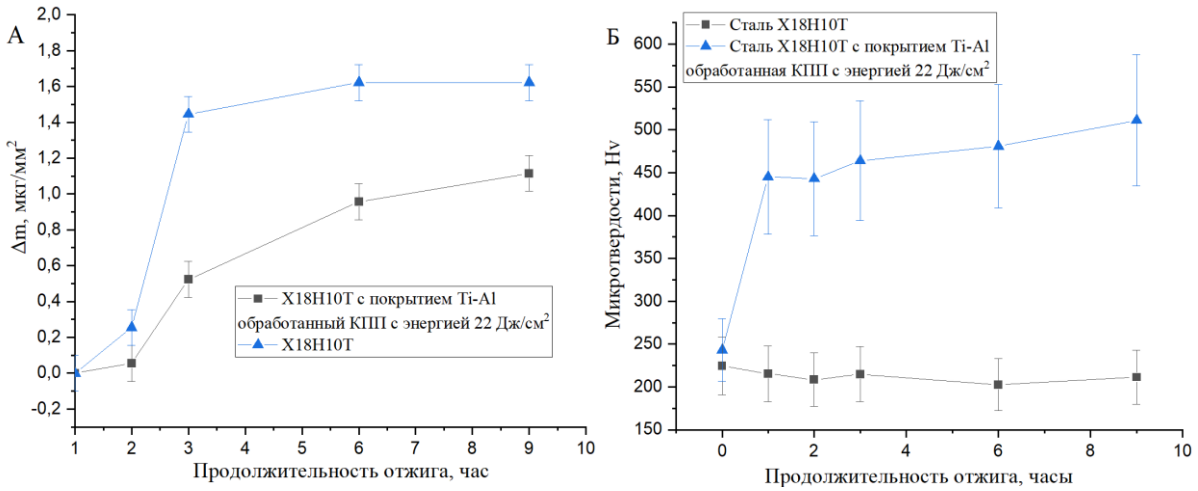


Рисунок 2. А – Зависимость прироста массы (А) и микротвердости (Б) от продолжительности отжига

Установлено, что легирование при помощи КПП приводит к увеличению микротвердости в 1,1 раз. Обнаружено увеличение микротвердости легированных образцов с увеличением времени отжига в 2,4 раза по сравнению с исходной сталью.

Полученные результаты показали, что поверхностное плазменное легирование позволяет повысить прочностные свойства и стойкость аустенитной стали к высоко температурному окислению.

[1] Углов, В.В. Модификация материалов компрессионными плазменными потоками / В.В. Углов, Н.Н. Черенда, В.М. Анищик. – Минск : БГУ, 2013. – 248 с.

УДК 621.375.826

С. С. Шавель, В. А. Горобец, С. Б. Бушук, И. Н. Пучковский

ДИСТАНЦИОННЫЙ КОНТРОЛЬ КАЧЕСТВА ПРОДУКТОВ НА ОСНОВЕ ЛАЗЕРОВ ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА СПЕКТРА

ГНПО «Оптика, оптоэлектроника и лазерная техника», пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь
shavel_s07@mail.ru

Анализ результатов оптических исследований различных молочных продуктов [1–3], свидетельствует о значительном влиянии на характеристики спектров отражения структуры поверхности и наличия микро- и наноразмерных неоднородностей на ней, а также присутствия в составе продуктов микроорганизмов в объеме и на поверхности объектов природного и искусственного происхождения [4]. Их развитие в процессе производства приводит, прежде всего, к изменению таких оптических характеристик этих объектов как величина коэффициента отражения в зависимости от длины волны зондирующего излучения (спектр отражения).

Одним из важнейших молочных продуктов, производство которого требует эффективных и надежных средств дистанционного измерения качества, является сыр. Он производится с древних времен и продолжает оставаться важным, богатым питательными веществами продуктом питания во многих странах мира. Качество сыра имеет большое значение для потребителей, и производителям сыра важно внедрить механизмы контроля для предотвращения и контроля порчи сыра.

Следует отметить, что спектр отражения молочных продуктов и, в частности, сыра, существенно зависит от видов микроорганизмов, присутствующих в них. Особый интерес представляет изучение спектральных характеристик плесневых грибов рода Penicillium из-за их широкого распространения в природе и высокой активности при возникновении благоприятных климатических условий. В настоящее время для определения наличия и идентификации присутствующих в продукте микроорганизмов наиболее часто используется излучение в видимом оптическом диапазоне [5].

В настоящей работе в дополнение к использованию излучения в видимом оптическом диапазоне предлагается использовать излучение многоволнового газового лазера, генерирующего в ИК диапазоне, в котором присутствует большое количество характерных линий, присущих спектрам поглощения и отражения биологических продуктов[6]. В частности, в этом диапазоне присутствуют линии соответствующие спектральным «подписям» основных хорошо распространенных биологических связей. Наиболее интенсивные полосы поглощения жиров и сложных эфиров находятся именно в ИК диапазоне. Диапазон 9–11 мкм (900–1100 $см^{-1}$) чувствителен к деформационным колебаниям С-С и С-О связей, что позволяет детектировать степень насыщенности жирных кислот и фазовые переходы жиров. Кроме того, присутствующая в составе молочных продуктов лактоза характеризуется полосами в области 9–11 мкм, связанными с колебаниями С-О-С и С-О-Н связей.

На рисунке 1 приведены результирующие спектры отражения поверхности сыра как в чистом виде (зеленые линии), так и при наличии на его поверхности плесени возникающей в случае нарушения технологического процесса производства (красные

линии), а также возможные для детектирования лазерные линии генерации (синие линии *1*, *2* – генерация на молекуле Xe, 1,73 и 2,02 мкм соответственно, оранжевая линия *3* – генерация на молекуле CO_2, 10,6 мкм) [6]. Спектры отражения были подробно исследованы с использованием Фурье-спектрометра NEXUS компании NICOLET. Анализ спектральных данных осуществлялся с применением специализированного программного обеспечения OMNIC, обеспечивающего высокую точность интерпретации спектров и возможность выделения характерных особенностей, связанных с различными функциональными группами исследуемых молекул.

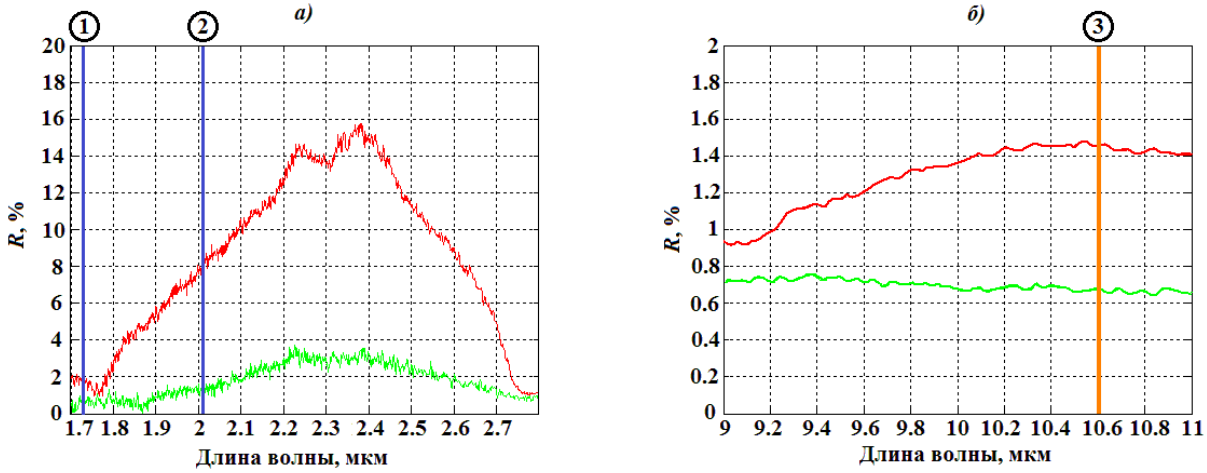


Рисунок 1 – Спектры отражения поверхности сыра в области генерации инертных газов *(а)* и молекулы CO_2 *(б)*

Образцы сыра с плесенью и без нее существенно отличаются значением коэффициента отражения. Как видно из рисунка 1, это особенно ярко проявляется в диапазонах 1–3 мкм и 9–11 мкм где присутствуют сильные линии генерации на инертных газах (рисунок 1 а) и молекуле CO_2 (рисунок 1 б). В диапазоне 9 –11 мкм указанное различие имеет более выраженный характер, а форма спектральной зависимости более плавная, что облегчает создание лазерного спектрального анализатора для технологического контроля качества молочных продуктов.

Применение подобного устройства позволит значительно уменьшить выход бракованной продукции и тем самым обеспечит получение высокого экономического эффекта.

[1] Борботько Т.В., Хай Нгуен Ван // Докл. БГУИР. 2007. Т. 5, № 2. С. 95–100.
[2] Хуршудян С.А. и др. Применение оптических анализаторов в практике контроля качества сырья и пищевых продуктов //Пищевая промышленность. – 2019. – №. 3. – С. 22-25.
[3] Голант М.Б., Брюхова А.К. и др. // Биофизика, 1986, т. 31 1 139-177.
[4] Красильников А.П. Микробиологический словарь-справочник. Минск, 1986.
[5] Farrugia J. et al. Principal component analysis of hyperspectral data for early detection of mould in cheeselets //Current Research in Food Science. – 2021. – Т. 4. – С. 18-27.
[6] Шавель С.С. и др. ТЕА лазер, генерирующий в нескольких спектральных диапазонах //Журнал прикладной спектроскопии. – 2023. – Т. 90. – №. 6. – С. 835-842.

УДК 53

Федотова О.М.[1], Хасанов О.Х.[2], Смирнова Т.В.[3], Русецкий Г.А.[2],
Федотов А.С.[4], Гусаков А.В.[5], Сапаев У.К.[6], Бугай А. Н.[4]

ГЕНЕРАЦИЯ ИНТЕНСИВНОГО УФ ИЗЛУЧЕНИЯ В НАНОКОМПОЗИТАХ В УСЛОВИЯХ ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА

[1] *Российский государственный социальный университет, Минский филиал, ул. Народная 21, 220107, Минск, Беларусь, e-mail: olfe@physics.by*
[2] *Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, ул. П. Бровки 19, 22007, Минск, Беларусь*
[3] *Международный государственный экологический институт им. А.Д. Сахарова БГУ, ул. Долгобродская. 23, 220070, Минск, Беларусь*
[4] *Объединенный институт ядерных исследований, ул. Балдина 4 и ул. Жолио-Кюри, 6, 141980 Дубна, Московская область РФ*
[5] *Институт нелинейной оптики и короткоимпульсной спектроскопии Макса Борна, Max-Born-Straße 2A, 12489, Берлин, Германия*
[6] *Ташкентский филиал Российского государственного университета нефти и газа им. И. Губкина, ул. Дурмон йули, 34, 100125. Ташкент, Узбекистан*

Компактные и настраиваемые источники ультрафиолетового (УФ) излучения востребованы в современной фотонике, особенно в ближнем УФ-диапазоне (~315–400 нм), который используется в высокоточной лазерной микрообработке материалов и фотолитографии, флуоресцентной биомедицинской диагностике, спектроскопии [1], сенсорике, высокоскоростной передаче данных, для экологического мониторинга и в других высокотехнологичных областях [2].

Однако традиционные способы получения УФ-импульсов, например, через нелинейное преобразование частоты лазерного излучения в кристаллах, обладают рядом ограничений: громоздкость, необходимость точного фазового согласования, узкий диапазон перестройки и высокие потери.

В настоящей работе предлагается метод генерации ближнего УФ-излучения на основе временной перестройки плазмонной резонансной частоты в нанокомпозитах, содержащих наночастицы.

Предлагается унифицированный подход, который объединяет решение уравнений Максвелла с учетом пространственно-временной динамики, нелинейных эффектов (в том числе многофотонной и лавинной ионизации), воздействия плазмонного резонанса наночастиц на электромагнитное поле, а также тепловой и кулоновской динамики внутри композитной среды.

Плазмонные наноструктуры обладают уникальными свойствами: они могут усиливать электромагнитное поле вблизи своей поверхности и демонстрировать резонансное поглощение света, связанное с коллективными колебаниями свободных электронов. Частота плазмонного резонанса зависит от размера, формы, состава наночастиц и от свойств окружающей среды.

Если изменить одну или несколько этих характеристик во времени - например, под воздействием короткого лазерного импульса, то можно динамически сдвигать частоту плазмонного резонанса. Мы используем это явление для управления оптическими свойствами нанокомпозита в реальном времени и для генерации УФ-импульсов за счёт перекрытия спектров возбуждающего и изменяющегося плазмонного отклика.

Нами исследовались нанокомпозитные пленки, содержащие наночастицы (нитрид алюминия AlN, оксид цинка ZnO), равномерно распределённые в диэлектрической матрице

(оксид кремния). При воздействии лазерного импульса изменяются локальные параметры наночастиц и матрицы, в результате чего происходит временная перестройка плазмонной резонансной частоты (рис. 1).

С помощью численного моделирования (метод конечных разностей во временной области- FDTD) и исследований спектров отражения и излучения, нами показано, что в течение действия возбуждающего импульса возникает излучение в ближнем УФ-диапазоне. Оно формируется за счёт временного перекрытия спектров падающего света и динамически сдвигаемой плазмонной резонансной кривой.

Основные результаты исследования можно сформулировать следующим образом:

1. Спектральная перестройка: плазмонная резонансная частота сдвигается до 20-30 нм в ближнем УФ-диапазоне (около 360–390 нм) при возбуждении фемтосекундными импульсами;
2. Впервые показана возможность генерации настраиваемых ближне-УФ импульсов непосредственно внутри нанокомпозита за счёт эффекта временного спектрального перекрытия;
3. Характеристики УФ-излучения можно варьировать, изменяя свойства матрицы, размер и форму наночастиц (НЧ), а также параметры возбуждающего импульса.

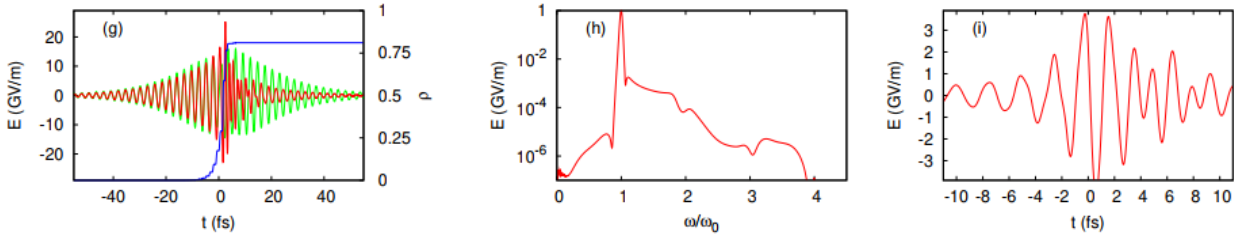


Рис.1. Временные свойства (g), спектры среднего поля **E** (h) и временные профили излучения, сгенерированного короткими импульсами (i) при распространении в образце толщиной 105 нм. Параметры входного импульса: длина волны 800 нм, длительность 25 фс и интенсивность 25 ТВт/см^2; параметры среды: композит из НЧ нитрида алюминия AlN радиусом 2,5 нм с коэффициентом заполнения f = 0,003 в носителе SiO_2. На рисунке (g) показаны: усредненное по композиту электрическое поле (зеленая кривая), локальное поле внутри НЧ (красная кривая) и относительная плотность плазмы (синяя кривая).

Эффективность предлагаемого метода определяется комбинацией нескольких факторов: а) нелинейное взаимодействие света с наночастицами, приводящее к временным изменениям их электронной оболочки и диэлектрической функции; б) температурные и структурные изменения наночастиц и окружающей среды при кратковременном локальном нагреве; в) мгновенное переизлучение энергии через сдвигающийся спектр плазмонного резонанса.

Наблюдаемое УФ-излучение можно интерпретировать как результат переизлучения возбужденной плазмонной системы в момент её перестройки, что существенно отличается от традиционных фотонных механизмов нелинейного преобразования.

Работа открывает новые возможности для создания компактных, управляемых и высокоэффективных источников УФ-импульсов. Предложенный механизм - временная плазмонная перестройка в нанокомпозитах - позволяет реализовать генерацию ближнего УФ-излучения без необходимости в дополнительной нелинейной среде, при этом сохраняя возможность точной настройки частоты и формы выходного сигнала.

[1] A. Lekosiotis, et al. // Opt. Lett. 2021. V. 46(16), P.4057.
[2] A.D. Koulouklidis et al. // Nat Commun 2020. V. 11, P. 292.

УДК 53

А. В. Малинка, А. П. Чайковский

ОПТИЧЕСКОЕ ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ, ОКЕАНА, СНЕЖНОГО И ЛЕДЯНОГО ПОКРОВОВ: ВЗГЛЯД С ЗЕМЛИ И ИЗ КОСМОСА

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ НАН Беларуси, Минск, пр. Независимости 68-2

В докладе даётся краткое описание приборов и методов наземного и спутникового оптического дистанционного зондирования атмосферного аэрозоля и земной поверхности. Исследования окружающей среды с помощью лидаров (зондирование лазерным лучом) и радиометров (измерение спектра отражения или пропускания солнечного света) позволяют восстанавливать размер и общее содержание аэрозольных частиц в атмосфере, фитопланктона в океане, размер зёрен в снеге и площадь талой воды на морском льду, а также отслеживать динамику их изменений. Содержание аэрозольных частиц в атмосфере увеличивается за счёт промышленных выбросов и может влиять на радиационный баланс планеты как напрямую, так и косвенно, через конденсацию водяного пара в облачные капли. Количество фитопланктона в океане зависит от содержания углекислого газа. Размер снежных зёрен и талая вода на морском льду напрямую влияют на альбедо планеты. Весь комплекс параметров, получаемых из данных зондирования, необходим для понимания того, что происходит с климатом Земли и какова в этом роль человека.

СОДЕРЖАНИЕ

Пленарные доклады

С. В. Гапоненко, Д. В. Новицкий
К 100-ЛЕТИЮ УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА: ПЕРЕКРЕСТНЫЙ ОБМЕН ИДЕЯМИ МЕЖДУ ВОЛНОВОЙ МЕХАНИКОЙ И ВОЛНОВОЙ ОПТИКОЙ 7

В. А. Орлович, А. И. Водчиц, И. А. Ходасевич, М. Я. Гришин, С. М. Першин
СОКРАЩЕНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСОВ С УМЕНЬШЕНИЕМ ЭНЕРГИИ ФОТОНОВ МЕТОДОМ ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ В ВОДЕ 9

В. Н. Белый, Н. А. Хило, П. И. Ропот, П. К. Петров
СТРУКТУРИРОВАННЫЕ СВЕТОВЫЕ ПУЧКИ ДЛЯ ЛАЗЕРНОЙ СВЯЗИ В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ 11

Н. А. Поклонский
ПРЫЖКОВАЯ МИГРАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК ПО ВОДОРОДОПОДОБНЫМ ПРИМЕСЯМ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ 13

Н. В. Тарасенко, А. О. Радомцев, В.Г. Корнев, М.И. Неделько, Е.А. Невар
ПЛАЗМЕННО-ЛАЗЕРНЫЙ СИНТЕЗ НАНОСТРУКТУР МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ВЫСОКОЭНТРОПИЙНЫХ СПЛАВОВ 15

E.I. Zenkevich, S.V. Gaponenko, C. von Borczyskowski, S.Ya. Kilin
SEMICONDUCTOR QUANTUM DOTS CdSe/ZnS: EXCITON-PHONON COUPLING AND RELATION BETWEEN ABSORPTION AND EMISSION SPECTRA IN SOLUTIONS AT 77÷295 K 17

M. M. Kruk, L. L. Gladkov, D. V. Klenitsky
THE FREE BASE CORROLES SPECTROSCOPY 18

В. Ю. Плавский, А. И. Третьякова, Л. Г. Плавская, А. В. Микулич, Р. К. Нагорный, Т. С. Ананич, О. Н. Дудинова, А. Н. Собчук, Н. Д. Прокопенко, С. В. Якимчук, И. А. Леусенко
О РОЛИ ЭНДОГЕННЫХ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ В РЕАЛИЗАЦИИ РЕГУЛЯТОРНОГО И ДЕСТРУКТИВНОГО ДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА 20

Е.С. Воропай, К.Ф. Ермалицкая, А.А. Кирсанов, Н.В. Лабода, Л.С. Ляшенко, А.Е. Радько, М.П. Самцов, Д.С. Тарасов, К.А. Шевченко
ЛАЗЕРНЫЙ СПЕКТРОФЛУОРИМЕТР ДЛЯ СПЕКТРАЛЬНО-КИНЕТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА 22

В. Г. Барышевский
ЯДЕРНАЯ ОПТИКА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ γ-КВАНТОВ, НУКЛОНОВ И ЯДЕР ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ 24

В. В. Тихомиров
О ПОЛЯРИЗАЦИИ ПОЗИТРОНОВ ПРИ ИЗЛУЧЕНИИ В СИЛЬНОМ ПОЛЕ ИЗОГНУТЫХ КРИСТАЛЛОВ 26

Лазерная физика, оптика и спектроскопия

С. Н. Курилкина, Г. В. Кулак
ФОРМИРОВАНИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ БЕССЕЛЕВА ТИПА В ДАЛЬНЕЙ ЗОНЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ 31

С. Ф. Мингалеев
РЕЗОНАНСНО-ИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ В ДВУХКОЛЬЦЕВОМ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЕ ДЛЯ ОПТИЧЕСКИХ СЕТЕЙ НА КРИСТАЛЛЕ 33

С. Ю. Михневич
ФОРМИРОВАНИЕ МИКРОНЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ТУМАНЕ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ В ДИАПАЗОНЕ 10 МКМ 35

М. Ю. Евсиевич, И. В. Семченко, А. Л. Самофалов, И. А. Фаняев, Цзихун Гу
АНАЛИЗ СТРУКТУРЫ АКТИВНЫХ МЕТАПОВЕРХНОСТЕЙ ДЛЯ ИМИТАЦИИ ЭФФЕКТА ДОПЛЕРА 37

А. В. Орловский, А. В. Новицкий
ДИАДНАЯ ФУНКЦИЯ ГРИНА ПРОИЗВОЛЬНОЙ АНИЗОТРОПНОЙ ПЛОСКОСЛОИСТОЙ СРЕДЫ 39

М. Г. Романович, Д. В. Новицкий
ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИСКЛЮЧИТЕЛЬНЫХ ТОЧЕК СЛОИСТЫХ НЕЭРМИТОВЫХ СТРУКТУР С АНИЗОТРОПНЫМ СЛОЕМ 41

А.А. Мискевич, В.А. Лойко, Н.А. Лойко
ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА УПОРЯДОЧЕННЫМИ МОНОСЛОЯМИ СФЕРИЧЕСКИХ И ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПЛАЗМОННЫХ НАНОЧАСТИЦ В МАТРИЦЕ ОКСИДА АЛЮМИНИЯ 43

О. Х. Хасанов, А. П. Сайко, Г. А. Русецкий, С. А. Маркевич, О. М. Федотова, Д. К. Жарков, А. Г. Шмелев, Е. О. Митюшкин, А. В. Леонтьев, В. Г. Никифоров
БЕСКОНТАКТНЫЕ АПКОНВЕРСИОННЫЕ СЕНСОРЫ ТЕМПЕРАТУРЫ 45

О. Х. Хасанов, К. В. Писцова, Г. А. Русецкий, О. М. Федотова, Т. В. Смирнова, А. Н. Бугай
НЕЛИНЕЙНЫЕ РЕЖИМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В БИОСУСПЕНЗИЯХ 47

М. А. Ходасевич, С. П. Апанасевич, А. В. Асеев, М. В. Бельков, С. Б. Бушук, Е. В. Колобкова, П. С. Колодочка, Д. А. Королько, К. Ю. Кацалап, П. А. Куликовская, А. В. Ляхнович, Х. Си, И. А. Ходасевич 49
ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ В КАЧЕСТВЕННОМ И КОЛИЧЕСТВЕННОМ СПЕКТРАЛЬНОМ АНАЛИЗЕ

Е. А. Мельникова, Д. И. Штырѐв, В. В. Могильный
ОБЪЕМНЫЕ И ТОНКИЕ ПОЛИМЕРНЫЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ СИНГУЛЯРНЫХ ФАЗОВЫХ ПОЛЕЙ 51

А. В. Ларькин, А. К. Федотов, Г. Г. Войтко
ОСОБЕННОСТИ АДМИТТАНС-СПЕКТРОСКОПИИ ПЛЕНОЧНЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК 53

Т. А. Ефимова
ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПЛАЗМОННОГО ПОВЫШЕНИЯ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ ОПТИЧЕСКИХ ОГРАНИЧИТЕЛЕЙ 55

А. Б. Михалычев
УЧЕТ ОГРАНИЧЕНИЙ В МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ МИКРОСКОПИИ: ПОСТРОЕНИЕ МОДИФИЦИРОВАННОЙ МАТРИЦЫ ИНФОРМАЦИИ ФИШЕРА 57

И. А. Пешко, А. Б. Михалычев, А.П. Низовцев, С.Я. Килин
ЛОКАЛИЗАЦИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ЯДЕРНЫХ СПИНОВЫХ СЕТЯХ ^{13}C В АЛМАЗЕ 59

С. В. Михалычева, А. Б. Михалычев, Д. С. Могилевцев
ЭМУЛЯЦИЯ КВАНТОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СМЕСЕЙ КОГЕРЕНТНЫХ СОСТОЯНИЙ 61

Д.С. Филимоненко, А.П. Низовцев, С.Я. Килин
АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА КРОСС-РЕЛАКСАЦИОННОГО РЕЗОНАНСА В НУЛЕВОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ (ZFLAC) В АНСАМБЛЕ NV-ЦЕНТРОВ В АЛМАЗЕ И ЕЕ ЗАВИСИМОСТЬ ОТ МОЩНОСТИ ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКИ 63

В.В. Малютина-Бронская, С. А. Сорока
МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ КРЕМНИЕВЫХ ФОТОУМНОЖИТЕЛЕЙ 65

В. С. Старовойтов, Д. С. Могилевцев, С. Я. Килин
РЕГИСТРАЦИЯ ФОТОННЫХ ПАР В ДАЛЬНЕЙ ЗОНЕ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА 67

А. А. Смоляков, В. Н. Чижевский
ВРЕМЕННАЯ ПРИЗРАЧНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ С VCSEL-ИСТОЧНИКОМ УПРАВЛЯЕМОГО ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ 69

В. Г. Баев, А. А. Бринь, О. В. Игнатенко, В. Н. Казючиц, Н. М. Казючиц, А. В. Коновалова, А. В. Мазаник, И. Э. Ныров, А. А. Подобед, М. С. Русецкий, И. А. Свито
ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ АЛМАЗА ДЛЯ ЭЛЕКТРОНИКИ: ВОЗМОЖНОСТИ И ОГРАНИЧЕНИЯ 71

А. В. Мазаник
ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЕРОВСКИТНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ 73

Н. С. Метельская, А. И. Бриль, А. П. Чайковский
ПОЛУЧЕНИЕ ОЦЕНОК ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕРЫ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ ОПТИЧЕСКОГО ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ 75

Е. А. Мельникова, Е. П. Пантелеева, А. Л. Толстик, Ал. А. Муравский, Ан. А. Муравский
ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ ТВИСТ РЕШЁТКА С ЭЛЕКТРИЧЕСКИ ПЕРЕКЛЮЧАЕМЫМ ПЕРИОДОМ НА ОСНОВЕ ПРОФИЛИРОВАНИЯ ФАЗЫ ПАНЧАРАТНАМА-БЕРРИ 77

И. А. Тимощенко, Я. Ю. Падрез
МЕТОДЫ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ ДЛЯ АНАЛИЗА ИЗОБРАЖЕНИЙ МИКРОСКОПИИ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В БИОМЕДИЦИНСКИХ ПРИЛОЖЕНИЯХ 79

В. М. Попадченко, А. Б. Михалычев
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ НЕКЛАССИЧЕСКИМИ КВАНТОВЫМИ СОСТОЯНИЯМИ 81

Теоретическая физика

N. M. Kuzmich, A. V. Ivashkevich, P. O. Sachenok, V. M. Red'kov
A NEUTRAL SPIN 1/2 PARTICLE WITH 3 ADDITIONAL CHARACTERISTICS IN UNIFORM ELECTRIC AND MAGNETIC FIELDS 85

В. Ю. Гавриш, В. В. Андреев
ЭЛЕКТРОСЛАБЫЕ РАСПАДЫ D- J/ψ – И МЕЗОНОВ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ 87

A.V. Bury, V.M. Red'kov
ON GEOMETRICAL INTERACTION TERMS WITH GRAVITATIONAL FIELDS FOR A SPIN 1/2 PARTICLE WITH 3 ADDITIONAL CHARACTERISTICS 89

N. M. Kuzmich, P. O. Sachenok
A NEUTRAL SPIN 1/2 PARTICLE WITH 3 ADDITIONAL CHARACTERISTICS IN MAGNETIC FIELD 91

A. V. Ivashkevich, P. O. Sachenok, N. M. Kuzmich, E. M. Ovsiyuk, A. V. Bury, V. M. Red'kov
SPIN 1/2 PARTICLE WITH 3 ADDITIONAL CHARACTERISTICS IN ELECTRIC AND MAGNETIC FIELDS 93

С. Ю. Данченко
АВТОМАТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ТРЕКОВ ЧАСТИЦ В КАМЕРЕ ВИЛЬСОНА С ПОМОЩЬЮ КОМПЬЮТЕРНОГО ЗРЕНИЯ 95

Г. В. Грушевская, Г. Г. Крылов
МАЙОРАНОВСКАЯ ФЕРМИОННАЯ ГРАФЕНОВАЯ МОДЕЛЬ С АНОМАЛИЕЙ КИРАЛЬНОСТИ И АСИММЕТРИЕЙ ОПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА 97

Н. Г. Крылова, Г. В. Грушевская
ЭФФЕКТЫ РОСТА ДОМЕНОВ В ФИНСЛЕР-ЛАГРАНЖЕВОЙ ГЕОМЕТРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА 1 РОДА 99

В. В. Кабанов, А. О. Негриенко
САМОСОГЛАСОВАННЫЕ ДИСКРЕТНЫЕ ФУРЬЕ-ПРЕДСТАВЛЕНИЯ В ФАЗОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ 101

V. I. Korzyuk, J. V. Rudzko
GLOBAL SOLUTIONS OF A SEMILINEAR KLEIN–GORDON–FOCK EQUATION WITH A DAMPING TERM 103

Ф.М. Трухачев, Н.В. Герасименко, М.М. Васильев, О.Ф. Петров
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ВОЛН, ИХ СВЯЗЬ С ВОЛНОВЫМ ПЕРЕНОСОМ ВЕЩЕСТВА 105

Физика высоких энергий

Ф.А. Сперанский, В.О. Кавун, С.А. Кутень, Н.К. Ульянов, Ю.С. Скульбедов
МОДЕЛИРОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ВТОРОЙ ТОПЛИВНОЙ ЗАГРУЗКИ ЭНЕРГОБЛОКА № 2 БЕЛОРУССКОЙ АЭС С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПС ДЕСНА 109

Ф.А. Сперанский, А.А. Хрущинский, С.А. Кутень, Н.К. Ульянов, Ю.С. Скульбедов
МЕТОД И АЛГОРИТМ АВТОМАТИЧЕСКОГО РЕГУЛИРОВАНИЯ АКСИАЛЬНОГО ОФСЕТА ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ РЕЖИМА СУТОЧНОГО МАНЕВРИРОВАНИЯ НА АЭС С ВВЭР-1200 111

В.В. Гавриловеца, В.В. Тихомиров, А.С. Лобко
ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ УЧЕТА КРИСТАЛЛИЧНОСТИ СРЕДЫ С УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТЬЮ ЧЕРЕЗ МОДИФИКАЦИЮ СТАНДАРТНОГО ТРЕККИНГА В GEANT4 113

Г. В. Грушевская, А. И. Тимощенко
УНТ-УСИЛЕННАЯ КОНВЕРСИЯ ВНУТРЕННЕЙ ЭНЕРГИИ В ^{60}Co И ^{137}Cs БЕТА-РАСПАДАХ 115

А. Е. Дроздова, Ю. А. Кульчицкий, Ю. А. Курочкин, Н. Д. Шайковская
ПЕРСПЕКТИВЫ ПОИСКА ТЕМНОЙ МАТЕРИИ И ЗАРЯЖЕННЫХ СКАЛЯРОВ В ee-СТОЛКНОВЕНИЯХ В РАМКАХ МОДЕЛИ С ДВУХДУБЛЕТНЫМ РАСШИРЕНИЕМ ХИГГСОВСКОГО СЕКТОРА 117

Д. В. Синегрибов, В. В. Андреев, И.А. Серенкова
СТАТИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДАННЫХ ДЛЯ ПОИСКА ЭФФЕКТОВ Z'-БОЗОНА НА СОВРЕМЕННЫХ И БУДУЩИХ КОЛЛАЙДЕРАХ 119

A. Naumenko, L. Blizniuk, E. Saprunov
NAI:TL AND SRI2:EU2+ GAMMA SPECTROMETERS FOR UNDERWATER IN SITU MEASUREMENTS: EXPERIMENTS AND MONTE CARLO SIMULATION 121

Космология и астрофизика

А. К. Горбацевич, Е.Д. Прохоров, К.В. Рымайдо
ДВИЖЕНИЕ ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ В ОКРЕСТНОСТИ ГОРЛОВИНЫ МАССИВНОЙ СФЕРИЧЕСКИ СИММЕТРИЧНОЙ КРОТОВОЙ НОРЫ 125

Ю.П. Выблый, Н.Д. Шайковская
МОДЕЛЬ СКАЛЯРНО-ТЕНЗОРНОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ СО ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИМ СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ 127

С. О. Комаров, А. К. Горбацевич, Г. В. Верещагин, А. С. Гаркун
ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ И МАГНИТНОЕ ПОЛЯ КОЛЬЦЕВОГО ЗАРЯЖЕННОГО ПРОВОДНИКА ВБЛИЗИ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ 129

М.А. Орешенко
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ В ИЗУЧЕНИИ СПЕКТРОВ ЭКЗОПЛАНЕТ И КОРИЧНЕВЫХ КАРЛИКОВ 131

A. E. Kurhuzava
RADIATION FROM A NON-UNIFORMLY MOVING RELATIVISTIC SHELL AS APPLIED TO GAMMA-RAY BURSTS 133

Г.В. Рыбальченко
ВЫЧИСЛЕНИЕ СИЛОВЫХ ЛИНИЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ОТ ТОЧЕЧНОГО ЗАРЯДА В ОКРЕСТНОСТИ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ МЕТОДОМ КОНЕЧНЫХ РАЗНОСТЕЙ 135

Новые материалы

А. С. Старухин, А. Ю. Ильин, Т. А. Павич
ЗАВИСИМОСТЬ ДЕЗАКТИВАЦИИ ТРИПЛЕТНЫХ СОСТОЯНИЙ МЕТАЛЛОПОРФИРИНОВ ОТ СТРУКТУРЫ СОЕДИНЕНИЙ И ПОЛЯРНОСТИ РАСТВОРИТЕЛЕЙ 139

Г. Е. Малашкевич, В. В. Ковгар, Н. В. Варапай, А. А. Таболич, А. В. Семченко
КВАРЦЕВЫЕ СТЕКЛА, СОАКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Eu2+ И Eu3+, ДЛЯ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОЙ ТЕРМОМЕТРИИ 141

А. В. Богданова, Н. И. Волынец, Т. А. Кулагова
СИНТЕЗ ФЛУОРЕСЦИРУЮЩИХ БОР-НИТРИДНЫХ НАНОЧАСТИЦ ДЛЯ БИОМЕДИЦИНСКОГО ПРИМЕНЕНИЯ 142

Д. С. Тарасов, М. П. Самцов, А.П. Луговский
СПЕКТРАЛЬНО-КИНЕТИЧЕСКИЕ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ ИНДОТРИКАРБОЦИАНИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ 143

И. И. Ташлыкова-Бушкевич
БИГАУССОВА МОДЕЛЬ НАНОТОПОГРАФИИ И ГИДРОФИЛЬНО-ГИДРОФОБНЫЙ БАЛАНС ТОНКИХ ПЛЁНОК СПЛАВОВ Al–Me (Me=Mn; Fe; Ni) 145

М.В. Хомбак, В.В. Крюков, А.А. Романенко, О.С. Кулакович, С.В. Гапоненко
ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ СИНТЕЗА НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОКРИСТАЛЛОВ $CsPbBr_XI_{3-X}$ 147

И. Г. Даденков, А. Л. Толстик
МОДЕЛЬ ФОТОХРОМНОГО ЭФФЕКТА В КРИСТАЛЛАХ СЕМЕЙСТВА СИЛЛЕНИТОВ ДЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА 149

Биофизика

С. В. Лепешкевич, И. В. Сазанович, М. В. Пархоц, С. Н. Гилевич, А. В. Янцевич, Ю. А. Вайнштейн, М. Таури, Б. М. Джагаров
ОБНАРУЖЕНИЕ НОВОГО ДИССОЦИИРУЮЩЕГО СОСТОЯНИЯ КАРБОКСИГЕМОГЛОБИНА 153

Т. А. Кулагова, А.В. Богданова
ПРИМЕНЕНИЕ ГРАФЕНОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ДЛЯ БИОВИЗУАЛИЗАЦИИ 155

В. Ф. Миненко, К. А. Веренич, С. А. Кутень
СОВРЕМЕННАЯ ОЦЕНКА ДОЗ МЕДИЦИНСКОГО ОБЛУЧЕНИЯ ПАЦИЕНТОВ 156

А. Л. Шмитько, А. И. Третьякова, Р. К. Нагорный, А. В. Микулич, А. Н. Собчук, Т. С. Ананич, Н. Д. Прокопенко, С. В. Якимчук, И. А. Леусенко, Л. Г. Плавская, В. Ю. Плавский, О. А. Емельянова, Н. В. Дудчик
ФОТОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ, СЕНСИБИЛИЗИРУЕМЫЕ ЭНДОГЕННЫМИ КРАСИТЕЛЯМИ В КЛЕТКАХ ДРОЖЖЕЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИЗЛУЧЕНИЕМ БЛИЖНЕГО УФ-ДИАПАЗОНА 158

В. А. Фираго, Н. В. Лугин, В.М. Слодинская
ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АРТЕРИАЛЬНОГО И ВЕНОЗНОГО РУСЛА ПРИ ОСЦИЛЛОМЕТРИЧЕСКОМ ИЗМЕРЕНИИ АРТЕРИАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ 160

В.А. Фираго, Е.О. Шупенько
ОПТИКО-ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ВЫЯВЛЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ГЕМОДИНАМИКИ В МИКРОЦИРКУЛЯТОРНОМ РУСЛЕ 162

Физика плазмы

М.С. Усачёнок, Л.В. Симончик, А.Ю. Попов, Е.З. Гусаков, П.В. Третинников
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЧ ВОЛН ПЛАЗМЕННЫМ ФИЛАМЕНТОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ НИЖЕ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА 167

А. В. Казак, Л. В. Симончик
ПЛАЗМЕННЫЕ СТРУИ КАК ИНСТРУМЕНТ ПЛАЗМЕННОЙ МЕДИЦИНЫ 169

О. С. Рабинович, М. Ю. Лях, А. И. Малиновский
КОНТИНУЛЬНОЕ И ДИСКРЕТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖУЩИХСЯ ДВУХФАЗНЫХ СИСТЕМ «ТВЁРДЫЕ ЧАСТИЦЫ – ГАЗ»: ДВА ПРИМЕРА 171

Е. А. Невар, А. Р. Шумейко, В. А. Лапина, М. И. Неделько, Н. В. Тарасенко
ПЛАЗМЕННЫЙ СИНТЕЗ И ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТОЧЕК 173

Н. В. Тарасенко, А. О. Радомцев, М.И. Неделько, Е.А. Невар
ПОЛУЧЕНИЕ СТРУКТУР НАНОФЕРРИТОВ МЕДИ И ЦИНКА МЕТОДОМ ПЛАЗМЕННОГО ЭЛЕКТРОЛИЗА ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ФОТОЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ ВОДЫ 175

С. В. Анищенко, В. Г. Барышевский, А. А. Гуринович, П. В. Молчанов
ШУМЫ И ФЛУКТУАЦИИ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИСТОЧНИКАХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ 177

Методология и преподавание

И. И. Ташлыкова-Бушкевич, В. В. Терехович, Д. Р. Андреев, У. А. Шихова, А. А. Швец, Я. Т. Панченя, И. А. Гуштын, А. Ю. Бобрик
ФОРМИРОВАНИЕ ЭВРИСТИЧЕСКОЙ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЙ СРЕДЫ ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ В ТЕХНИЧЕСКОМ ВУЗЕ ПРИ ПСИХОЛОГИЧЕСКОМ РАЗНООБРАЗИИ ОБУЧАЮЩИХСЯ 181

С. М. Качан
ГИБРИДНАЯ КИБЕРФИЗИЧЕСКАЯ ЛАБОРАТОРИЯ ДЛЯ ПОДГОТОВКИ СПЕЦИАЛИСТОВ АТОМНОЙ ОТРАСЛИ В БЕЛОРУССКОМ НАЦИОНАЛЬНОМ ТЕХНИЧЕСКОМ УНИВЕРСИТЕТЕ 183

С. Н. Сытова, В. В. Гавриловец, А. П. Дунец, А. Н. Коваленко, Е. И. Коваленко, З. И. Трафимчик, С. В. Черепица
НАУЧНО-ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ПОРТАЛ ЯДЕРНЫХ ЗНАНИЙ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ BELNET: ВЧЕРА, СЕГОДНЯ, ЗАВТРА 185

М. Г. Герменчук
К ВОПРОСУ О МОДЕЛИРОВАНИИ ПОВЕДЕНИЯ СЛОЖНОЙ ОТКРЫТОЙ СИСТЕМЫ В ФАЗОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ СОСТОЯНИЙ 187

Н. А. Никоненко, Л. В. Рябушко, М. А. Шеламова, И. А. Кохановская
ТЕНДЕНЦИИ ПОДГОТОВКИ НАУЧНЫХ КАДРОВ В ОБЛАСТИ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК В РЕСПУБЛИКЕ БЕЛАРУСЬ 189

Л. В. Рябушко, М. В. Гольцев, О. Н. Белая, Н. А. Никоненко
РОЛЬ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЫ В ПРАКТИКО-ОРИЕНТИРОВАННОМ ОБУЧЕНИИ СТУДЕНТОВ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ МЕДИЦИНСКИХ ЗАВЕДЕНИЙ 191

Стендовая секция

P. O. Sachenok, N. M. Kuzmich, A. V. Ivashkevich, E. M. Ovsiyuk, A. V. Bury, V. M. Red'kov
SPIN 1/2 PARTICLE WITH 3 ADDITIONAL CHARACTERISTICS IN UNIFORM MAGNETIC FIELD 195

М.М. Эскандери
ФУНКЦИЯ ВИГНЕРА СОБСТВЕНЫХ ВЕКТОРОВ СМЕСИ ТРЕХ КОГЕРЕНТНЫХ СОСТОЯНИЙ 197

М. А. Анцух, Д. С. Могилевцев
АНДЕРСОНОВСКАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ И ШУМОВАЯ ЛАВИНА В ЦЕПОЧКАХ СУ-ШРИФФЕРА-ХИГЕРА 199

Л. В. Баран
МОРФОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ, ФАЗОВЫЙ СОСТАВ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК ФУЛЛЕРИТА, ДОПИРОВАННЫХ АТОМАМИ АЛЮМИНИЯ И МЕДИ 201

А. В. Виноградова, А. В. Исаевич, В. С. Степура
ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УЛЬТРАКОРОТКОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ 203

А. И. Водчиц, В. А. Орлович, И. А. Ходасевич, Л. Е. Батай, Т. А. Павич, С. М. Першин
ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ В ВОДНОМ РАСТВОРЕ НИТРАТА НАТРИЯ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЛАЗЕРНЫМИ ПИКОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ 205

В. И. Шиманский, К. А. Галиновский, В. М. Асташинский, А. М. Кузьмицкий
МОДИФИКАЦИЯ ВОЛЬФРАМА, ЛЕГИРОВАННОГО ХРОМОМ, ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ КОМПРЕССИОННЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ПОТОКАМИ 207

Е.А. Дикусар, А.Л. Пушкарчук, Е.А. Акишина, Т.В. Безъязычная, С.А. Кутень, Д.В. Ермак, Т.С. Пивоварчик, Д.Б. Мигас, А.П. Низовцев, С Я. Килин, В.И. Поткин
ЭФФЕКТ СИНЕРГИЗМА ПРИ ЦИТОСТАТИЧЕСКОМ ДЕЙСТВИИ СОЛЕЙ 4,5-ДИХЛОРИЗОТИАЗОЛ-3-КАРБОНОВОЙ КИСЛОТЫ В ПРИСУТСТВИИ ФУЛЛЕРЕНОЛА $C_{60}(OH)_{24}$. ДАННЫЕ КВАНТОВО-ХИМИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ 209

О. Н. Дудинова, Л. Г. Плавская, А. И. Третьякова, А. В. Микулич, Р. К. Нагорный, Т. С. Ананич, Н. Д. Прокопенко, А. Н. Собчук, С. В. Якимчук, И. А. Леусенко, В. Ю. Плавский
О МЕХАНИЗМЕ И ОСОБЕННОСТЯХ СЕНСИБИЛИЗИРОВАННОЙ КУРКУМИНОМ ИНАКТИВАЦИИ РАКОВЫХ КЛЕТОК 211

В.В. Журавлёв, А.И. Ковалёв, Н.Г. Крылова
ВЛИЯНИЕ ИОННОГО СОСТАВА МОЛОКА НА СПЕКТР ИМПЕДАНСА ЕМКОСТНОГО ДАТЧИКА 213

Р.А. Дынич, А.Д. Замковец
ВЛИЯНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ МАТРИЦЫ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОСЛАБЛЕНИЯ И БЛИЖНЕПОЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА С ДИПОЛЬНЫМИ И МУЛЬТИПОЛЬНЫМИ ПЛАЗМОННЫМИ РЕЗОНАНСАМИ 215

М. А. Шеламова, А. А. Иванов, Н. А. Никоненко
УЧЕБНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЕ ПРОЕКТЫ СТУДЕНТОВ В РАМКАХ КУРСА «МЕДИЦИНСКАЯ И БИОЛОГИЧЕСКАЯ ФИЗИКА» 217

В. М. Катаркевич
РОС-ЛАЗЕР СО СВЕТОИНДУЦИРОВАННОЙ РЕШЕТКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ НА ОСНОВЕ АКТИВИРОВАННОГО КРАСИТЕЛЕМ ОРГАНО-НЕОРГАНИЧЕСКОГО НАНОКОМПОЗИТА 219

В. В. Кирис, М. В. Бельков
ДВУХПОТОЧНАЯ НЕЙРОСЕТЬ С ВЫХОДНЫМ СЛОЕМ ДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ЛАЗЕРНО-ИСКРОВОГО СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА ВЫСОКОЛЕГИРОВАННЫХ СТАЛЕЙ 221

М. А. Князев
РЕШЕНИЯ ТИПА КИНКА ДЛЯ УРАВНЕНИЯ ФЕРМИ-ПАСТА-УЛАМА-ЦИНГУ 223

И. В. Коблов
ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ РАВНОВЕСНОГО СВЯЗЫВАНИЯ ТЕМОПОРФИНА С ТЕРМОЧУВСТВИТЕЛЬНЫМ СОПОЛИМЕРОМ НА ОСНОВЕ ДЕКСТРАНА И ПОЛИ-N-ИЗОПРОПИЛАКРИЛАМИДА 225

М. В. Корольков, Д. С. Могилевцев
АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ КРОСС-РЕЛАКСАЦИОННОГО ОБМЕНА МЕЖДУ ИОНАМИ НА ДИНАМИКУ РЕЛАКСАЦИИ ИХ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПРОВЕДЕННЫЙ В РАМКАХ ТРЕХ УРОВНЕВОЙ МОДЕЛИ 227

А.Н. Котельникова, В.А. Федькин, О.Д. Канафьев, И.А. Греков, Т.И. Зубарь, А.В. Труханов
ВЛИЯНИЕ КОМПЛЕКСООБРАЗОВАТЕЛЕЙ И ПАРАМЕТРОВ ТОКА НА ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ПЛЕНОК В СИСТЕМЕ NiFeCu ОСАЖДЕННЫХ ИЗ КОМБИНИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОЛИТА 229

Е. Э. Кротова, Д. С. Филимоненко, Т. А. Кулагова
АНАЛИЗ ШЕРОХОВАТОСТИ НАНОСТРУКТУРЫ МЕМБРАНЫ ЭРИТРОЦИТОВ ЧЕЛОВЕКА, МОДИФИЦИРОВАННЫХ ГКТ МЕТОДОМ АСМ-ИССЛЕДОВАНИЯ 231

Л. Л. Гладков, Д. В. Кленицкий, Н. Н. Крук
ФОРМИРОВАНИЕ НЕЗАМКНУТОЙ ЦЕПИ π–СОПРЯЖЕНИЯ В МОЛЕКУЛЕ ВИТАМИНА B_{12} 233

К. Ю. Кублицкая, Н. О. Прокопеня
ВЛИЯНИЕ ИНДУЦИРОВАННОГО РАССЕЯНИЯ НА КОМПТОНИЗИРОВАННЫЕ СПЕКТРЫ В УСЛОВИЯХ НЕОДНОРОДНОСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ 235

В.И. Шиманский, Ф.С. Кулачков
ТЕРМОУПРУГИЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ВОЛЬФРАМЕ, ПОДВЕРГНУТОМ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОМУ ПЛАЗМЕННОМУ ВОЗДЕЙСТВИЮ 237

Н. Н. Курьян, С. С. Ануфрик
СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОЧАСТИЦ ОКСИДОВ МЕТАЛЛОВ, СИНТЕЗИРОВАННЫХ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ 239

В.А. Лапина, Ю.Б. Цаплев, П.П. Першукевич, Т.А. Павич, Н.Н. Трофимова, А.В. Трофимов
ПОИСК ПУТЕЙ ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ВЫХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УДАЛЕННЫХ ЛЮМИНОФОРОВ 241

Т.А Павич., Ю.А. Кальвинковская, В.А Лапина.
ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНО - ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ МУЛЬТИМОДАЛЬНОГО НАНОКОМПЛЕКСА ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТЕРАНОСТИКИ 243

Н.В. Лахмицкий, В.Н. Чижевский, С.Я. Килин
ФАНТОМНЫЙ ВИБРАЦИОННЫЙ РЕЗОНАНС В ИСКУССТВЕННОМ ИМПУЛЬСНОМ НЕЙРОНЕ НА ОСНОВЕ ВЕРТИКАЛЬНО ИЗЛУЧАЮЩЕГО ЛАЗЕРА И ОДНОФОТОННОГО ЛАВИННОГО ФОТОДИОДА 245

А.В. Лебедевский
ГИБРИДНЫЙ ПЛАНИРОВЩИК РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ ДЛЯ СИСТЕМ ФОРМИРОВАНИЯ ПОТОКОВ ДАННЫХ С РАЗНОРОДНЫХ ДАТЧИКОВ 247

В.В. Лукьяница
КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ ВОЗДЕЙСТВИЯ УЛЬТРАЗВУКА НА ВОДУ 249

И. И. Филатова, В. А. Люшкевич, С. В. Гончарик, Ж. Н. Калацкая, И.А. Овчинников
ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ ТЕХНОГЕННО ЗАСОЛЕННОЙ ПОЧВЫ НА ЕЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И РОСТ РАСТЕНИЙ 251

Р. В. Малеванный
ВОЗМОЖНОСТИ ДИФФУЗИОННОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ И МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО ПРИ РЕШЕНИИ ЗАДАЧ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ КРОВЕНАПОЛНЕННЫХ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ТКАНЕЙ 253

А. И. Горчарук, Е. А. Мельникова, Л. В. Танин, А. Л. Толстик
СКРЫТЫЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СИНГУЛЯРНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ НА ОСНОВЕ ПОЛИМЕРИЗУЕМОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА 255

П.В. Молчанов, А.С. Лобко
КОГЕРЕТНОЕ ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ БАНЧЕЙ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ 257

А.П. Низовцев, А.Л. Пушкарчук, Н.С. Кукин, А.Р. Мурадова, А.К. Никитин, А.А. Бухтияров, П.А. Семенов, А.Н. Васильев, В.Г. Сухарев, А.С.Гусев, А.Т. Салказанов, Н.И. Каргин, С.Я.Килин
ИНДИВИДУАЛЬНЫЕ ГИБРИДНЫЕ СИСТЕМЫ ^{14}NV-^{13}C В АЛМАЗЕ ДЛЯ НАНОРАЗМЕРНОЙ ВЕКТОРНОЙ МАГНИТОМЕТРИИ: ЭКСПЕРИМЕНТ И ТЕОРИЯ 259

А.П. Низовцев, А.Л. Пушкарчук, С.А. Кутень, Д.В. Ермак , С.Я. Килин
ЭФФЕКТ БЛОМБЕРГЕНА В АЛМАЗЕ С NV ЦЕНТРАМИ: МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА СВЕРХТОНКИЕ ВЗРИМОДЕЙСТВИЯ В СИСТЕМАХ NV-^{13}C 261

Е. А. Мельникова, Е. П. Пантелеева, Д. В. Горбач, А. Л. Толстик, С. С. Слюсаренко
ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ВИХРЯ ЗОННОЙ ПЛАСТИНКОЙ ФРЕНЕЛЯ И ДИАГНОСТИКА ЕГО ФАЗОВОЙ ТОПОЛОГИИ 263

М. В. Пархоц, И. В. Кузьменок, С. В. Лепешкевич
ВЛИЯНИЕ ФЛАВОНОИДА БАЙКАЛИНА И СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА ХЛОРИНОМ Е6 265

В.М. Пашкова, Н.В. Дудчик, О.А. Емельянова, Л.В. Симончик, А.В. Казак
СРАВНЕНИЕ АНТИМИКРОБНОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ВОЗДУШНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ И УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОТНОШЕНИИ САНИТАРНО-ЗНАЧИМЫХ МИКРООРГАНИЗМОВ 267

П. П. Першукевич, С. М. Арабей, М. В. Бельков, Е. Д. Рычихина, П. А. Стужин
ТРИ ВИДА СВЕЧЕНИЯ ИНДИЕВОГО КОМПЛЕКСА ЭТИОПОРФИРИНА-I В ПОЛИВИНИЛБУТИРАЛЕ ПРИ 298 К 269

А.Л. Пушкарчук, Т.С. Пивоварчик, А.П. Низовцев, С.Я. Килин, С.А. Кутень, Д. В.Ермак, В.А.Пушкарчук, Д.Б.Мигас
DFT МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ, ЭЛЕКТРОННЫХ И СПИНОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОНЪЮГАТА НАНОАЛМАЗА СОДЕРЖАЩЕГО NV-ЦЕНТР С ДОКСОРУБИЦИНОМ 271

А. П. Блохин, В. А. Поведайло, С. А. Тихомиров, А. С. Пилипович, Н.Г. Бинь
ЭФФЕКТ ВНУТРЕННЕЙ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ДИФФЗИИ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ МЕТОК В ФЁРСТЕРОВСКОМ ПЕРЕНОСЕ ЭНЕРГИИ В БИОМОЛЕКУЛАХ 273

А. С. Пилипович, А. П. Блохин, В. А. Поведайло, С. А. Тихомиров, Н.Г. Бинь
НЕКОВАЛЕНТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО РОТОРА НА ОСНОВЕ БИФЛУОРОФОРА ФЛУОРЕСЦЕИНА С ЦИКЛОДЕКСТРИНАМИ 275

О.Г. Поддубская, Н. А. Русанов, Д.В. Городецкий, О.В. Седельникова, Е.А. Мельникова
ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ АЛМАЗНЫЕ ПЛЕНКИ В ТЕРАГЕРЦОВОЙ ФОТОНИКИ 277

Н. А. Поклонский, И. И. Аникеев, С. А. Вырко, А. И. Ковалев
СРАВНЕНИЕ ЗНАЧЕНИЙ ЕМКОСТЕЙ p-n-ПЕРЕХОДА КРЕМНИЕВОГО ДИОДА И МОНОСЛОЯ MoS_2 В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ $BN/MoS_2/BN$ 279

Я.В. Полякова, Г.С. Баранов, В.Д. Кособуцкий, А.Ю. Мухина, К.Д. Ломако, А.Э. Малевич, Г.А. Пицевич
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗОТОПНО–ЗАВИСИМОЙ ФУНКЦИИ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ С ПОМОЩЬЮ КВАНТОВО–ХИМИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ: МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОРСИОННЫХ ИК СПЕКТРОВ МОЛЕКУЛ CH_3SH, CD_3SH, CH_3SD И CD_3SD 281

Н. Д. Прокопенко, Р. К. Нагорный, А. И. Третьякова, Л. Г. Плавская, А. В. Микулич, О. Н. Дудинова, А. Н. Собчук, Т. С. Ананич, С. В. Якимчук, И. А. Леусенко, В. Ю. Плавский
СЕНСИБИЛИЗИРУЮЩЕЕ ДЕЙСТВИЕ ФУРАЦИЛИНА И ФУРАСОЛА В ОТНОШЕНИИ МИКРОБНЫХ КЕТОК 283

А. Л. Коромыслов, И. М. Тупицын, К. В. Прохорчук, В. А. Орлович, Е. А. Чешев
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕПЛОВЫХ ИСКАЖЕНИЙ В СХЕМЕ С МНОГОПРОХОДНОЙ И МУЛЬТИКАНАЛЬНОЙ НАКАЧКОЙ ДИСКОВОГО ЛАЗЕРА 285

В.А.Пушкарчук, А.П. Низовцев, А.Л. Пушкарчук, С.А. Кутень, Д.В. Ермак, Н.И. Каргин, С.Я. Килин
ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА КОМПЛЕКСОВ NV ЦЕНТРОВ С ОДИНОЧНЫМИ P1 ЦЕНТРАМИ И ДИМЕРАМИ 2P1 В АЛМАЗЕ: HF-3C МОДЕЛИРОВАНИЕ 286

А. А. Русак, И. А. Ходасевич, А. П. Шкадаревич, Д. Унурбилэг, Т. Цоохуу, В. А. Орлович
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И ХАРАКТЕРИСТИК ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА СВЕТА НА КРИСТАЛЛЕ КТА ПРИ НАКАЧКЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ Nd:YAG ЛАЗЕРА С ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИЕЙ ИМПУЛЬСОВ 288

И. В. Балыкин, А. А. Рыжевич, Т.А. Железнякова
ПРОГРАММА ДЛЯ РАСЧЁТА ОСЕВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ БЕССЕЛЕВА СВЕТОВОГО ПУЧКА 290

И. В. Балыкин, А. А. Рыжевич, Т.А. Железнякова
ОСЕВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ, СФОРМИРОВАННЫХ ИЗ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ С РАЗЛИЧНЫМИ ПРОФИЛЯМИ ИНТЕНСИВНОСТИ 292

И. В. Саечников, Э. А. Чернявская, А. В. Саечников
РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛИНЫ ВОЛНЫ МЕТОДОМ ГЛУБОКОГО ОБУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ОТКЛИКОВ МАТРИЧНОГО СЕНСОРА 294

Н. Д. Самойленко, В. С. Старовойтов
ФАНТОМНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ С ОПТИМИЗИРОВАННОЙ ПОКАДРОВОЙ ФИЛЬТРАЦИЕЙ ДАННЫХ 296

Д. А. Селицкий
ДИНАМИКА ЗАПУТАННОСТИ ДВУХ АТОМОВ В НЕМАРКОВСКИХ РЕЗЕРВУАРАХ 298

А. В. Семченко, В.В. Сидский
ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЗОЛЬ-ГЕЛЬ МЕТОДА НА СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК ФЕРРИТА ВИСМУТА 300

А. В. Семченко, В. В. Сидский
ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКИХ СЛОЕВ $SrBi_2(Ta_{1-x}Nb_x)_2O_9$ ДЛЯ ЯЧЕЕК ЭНЕРГОНЕЗАВИСИМОЙ ПАМЯТИ 302

И. В. Семченко, А. Л. Самофалов, И. А. Фаняев, М. Ю. Евсиевич, Jihong Gu
ПРОЕКТИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИ ИЗМЕНЯЮЩИХСЯ МЕТАПОВЕРХНОСТЕЙ НА ОСНОВЕ ПЛАНАРНЫХ СПИРАЛЕЙ 304

С. А. Хахомов, И. А. Фаняев, А. Л. Самофалов, И. В. Семченко, Dazhi Ding
МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФАЗ В МЕТАПОВЕРХНОСТИ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ОДИНОЧНОГО ЛУЧА ОТ НИЗКОПРОФИЛЬНОЙ АНТЕННЫ СТАНДАРТА СВЯЗИ B5G/6G 306

А.И. Серокурова, С.А. Шарко, Н.Н. Новицкий
ФОРМИРОВАНИЕ НАНОРАЗМЕРНЫХ ПЛЕНОК МЕТАЛЛОВ НА ПРИМЕРЕ Be, Ni и Au В УСЛОВИЯХ МНОГОКРАТНОГО ПОВТОРЕНИЯ ЦИКЛОВ ИОННО-ЛУЧЕВОГО РАСПЫЛЕНИЯ – ОСАЖДЕНИЯ 308

С.Г. Славинский
ОСОБЕННОСТИ СИНХРОНИЗАЦИИ ПОТОКА ДАННЫХ ОТ МИКРОПРОЦЕССОРНОГО МОДУЛЯ ПУЛЬСОКСИМЕТРА НА MAX30102 310

В.М. Слодинская
МЕТОДОЛОГИЧЕСКИЕ И ТЕХНИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ НЕИНВАЗИВНЫХ СИСТЕМ ИЗМЕРЕНИЯ АРТЕРИАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ КРОВИ 312

П. В. Сомов, И. В. Семченко, А. Л. Самофалов
МЕТАМАТЕРИАЛ НА ОСНОВЕ ВЕЕРООБРАЗНЫХ РЕЗОНАТОРОВ КАК УЗКОПОЛОСНЫЙ ПОГЛОТИТЕЛЬ-ФИЛЬТР В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ 314

Ю.С. Гайдук, А.А. Луговский, Д.С. Тарасов, Н.М. Лапчук, М.П. Самцов
МАГНИТОСЕПАРИРУЕМЫЕ СОРБЕНТЫ НА ОСНОВЕ ОКСИДА ГРАФЕНА И ФЕРРИТОВ КОБАЛЬТА И КОБАЛЬТА-ЦИНКА 316

А. Ю. Панарин, Р. А. Дынич, П. Мойзес, С. Н. Терехов
ОПТИМИЗАЦИЯ УСЛОВИЙ РЕГИСТРАЦИИ СПЕКТРОВ ГИГАНТСКОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ С УЧЁТОМ ТОПОЛОГИИ РАПРЕДЕЛЕНИЯ ЛОКАЛЬНОГО ПОЛЯ 318

А. Л. Уласевич
ЛАЗЕРНЫЙ ФОТОАКУСТИЧЕСКИЙ СЕНСОР ДЛЯ ДИАПАЗОНА 1.57 МКМ 320

I.D.Feranchuk, N.Q.Sun
THE SELF-FOCUSING OF ELECTRON WAVE PACKETS IN PLASMA 321

Д. А. Бронов, Н. Н. Черенда, В.М. Асташинский, А.М. Кузьмицкий
ЛЕГИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ СТАЛИ Х18Н10Т АТОМАМИ ТИТАНА И АЛЮМИНИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ КОМПРЕССИОНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ 323

С. С. Шавель, В. А. Горобец, С. Б. Бушук, И. Н. Пучковский
ДИСТАНЦИОННЫЙ КОНТРОЛЬ КАЧЕСТВА ПРОДУКТОВ НА ОСНОВЕ ЛАЗЕРОВ ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА СПЕКТРА 325

О.М. Федотова, О.Х. Хасанов, Т.В. Смирнова, Г.А. Русецкий, А.С. Федотов, А.В. Гусаков, У.К. Сапаев, А.Н. Бугай
ГЕНЕРАЦИЯ ИНТЕНСИВНОГО УФ ИЗЛУЧЕНИЯ В НАНОКОМПОЗИТАХ В УСЛОВИЯХ ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА 327

А. В. Малинка, А. П. Чайковский
ОПТИЧЕСКОЕ ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ, ОКЕАНА, СНЕЖНОГО И ЛЕДЯНОГО ПОКРОВОВ: ВЗГЛЯД С ЗЕМЛИ И ИЗ КОСМОСА 329

Научное издание

VIII Конгресс физиков Беларуси
Минск, Беларусь, 15 – 17 апреля 2026 г.

Сборник научных трудов

Редакционная коллегия:
Гапоненко С.В., Килин С.Я. (главный редактор), Андреев В.В.,
Анищик В. М., Белый В.Н., Богданович М.В., Курочкин Ю. А.,
Максименко С.А., Могилевцев Д.С., Новицкий Д.В, Орлович В.А.,
Пенязьков О.Г., Поклонский Н.А., Плавский В.Ю., Прокопеня Н.О.,
Симончик Л.В., Тарасенко Н.В., Тиванов М.С., Тихомиров С.А.,
Толстик А.Л., Усачёнок М.С.(ответственный секретарь),
Федосюк В.М.

Ответственный за выпуск Т.М. Колмакова

Подписано в печать 02.04.2026.
Формат 60x84$^{1/16}$. Бумага офсетная. Печать цифровая.
Усл. печ. л. 19,99. Уч. изд. л. 23,26.
Тираж 170 экз. Заказ 35.

Республиканское унитарное предприятие
«БЕЛОРУССКИЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ТРАНСПОРТА «ТРАНСТЕХНИКА»
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,
распространителя печатных изданий № 1/137 от 8 января 2014 г.
Ул. Платонова, 22А, 220005 г. Минск