

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
Физический факультет

НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ

Секция физики

Март–апрель 2025 года

Сборник тезисов докладов
Под редакцией профессора В.В. Белокурова
и профессора П.А. Форша



Москва

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова
2025

Научная конференция «ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ».
Секция физики. Март–апрель 2025. Сборник тезисов докладов / Под ред.
В.В. Белокурова, П.А. Форша. — М., Физический факультет МГУ, 2025 г.
232 с.

ISBN 978-5-0335-2

Тезисы докладов Секции Физики научной конференции «Ломоносовские чтения» представлены в следующих подсекциях:

«Оптика и лазерная физика»

«Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина»

«Радиофизика, электроника и акустика»

«Физика конденсированного состояния»

«Биофизика»

«Теоретическая физика»

«Математическая физика»

«Прикладная математика и математическое моделирование»

«Медицинская физика»

«Науки о Земле»

«Газодинамика, термодинамика и ударные волны»

«Методика преподавания»

«Синхротронные и нейтронные исследования».

ISBN 978-5-8279-0335-2

© Физический факультет МГУ
имени М.В. Ломоносова, 2025

Подсекция:
ОПТИКА И ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

Сопредседатели
профессор В. А. Макаров, профессор П. В. Короленко,
профессор Б. И. Манцызов

ПОДАВЛЕНИЕ РАСПАДА ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ МЕТОДОМ ЧИРПИРОВАНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Науч. сотр. *Новиков В.Б.*

Оптические вихри представляют собой состояния света с винтовой дислокацией фазы поля в пространстве или пространстве-времени. Они привлекают внимание в оптике из-за своих необычных свойств и возможности практического применения. Обычно под такими состояниями света подразумевают вихревые пучки, например, Лагера-Гаусса, обладающие кольцеобразным распределением интенсивности света вокруг оси пучка и дислокацией фазы электрического поля в его центре. Эта фазовая особенность приводит к появлению продольного орбитального углового момента света, переносимого вихревым пучком и направленного вдоль его оси, что позволяет, например, раскручивать диэлектрические микрочастицы, захваченные в оптический пинцет, за счет передачи им продольного орбитального углового момента света.

Недавно большое внимание вызвали пространственно-временные оптические вихри [1]. Это лазерные импульсы, в которых фаза поля имеет винтовую дислокацию и кольцеобразный профиль интенсивности в координатах «пространство-время». В результате, такие лазерные импульсы имеют поперечный орбитальный угловой момент. Они перспективны в самых разных областях, например, для оптической передачи информации и релятивистского ускорения электронов.

Пространственно-временные оптические вихри могут быть получены при филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в газах, используя спиральную или π -ступенчатую фазовую маску в 4-f линзовой схеме, применяя искусственные фотонные структуры с фазовой сингулярностью комплексного коэффициента пропускания. Преимущество последнего подхода заключается в исключении громоздких оптических элементов, что стимулирует интерес к развитию планарных устройств для генерации вихревых импульсов. Так, например, преобразование гауссова импульса в оптический вихрь было реализовано путем пространственно-временного дифференцирования падающего излучения с помощью фотонных кристаллов, диэлектрических метаповерхностей, многослойных плазмонных структур, ассиметричных дифракционных решеток, ENZ-метаматериалов [2]. Получаемые пространственно-временные импульсы, однако, неустойчивы при движении в свободном пространстве [3]. С течением времени они теряют характерное кольцеобразное распределение интенсивности света, трансформируясь в несколько отдельных импульсов.

В данной работе предложен метод управления распадом пространственно-временных лазерных импульсов, получаемых с помощью метама-

териалов, путем предварительного чирпирования падающего лазерного излучения. Получены значения параметра чирпа, необходимые для минимизации искажения вихревого импульса при его движении в свободном пространстве.

Мы рассмотрели прохождение чирпированного лазерного гауссова импульса, распространяющегося в направлении оси Oz через метаматериал, расположенный при $z=0$ и обладающий фазовой сингулярностью комплексного коэффициента пропускания (\mathcal{E}) (Рис. 1(a)). Падающий световой импульс при входе в структуру имел пространственно-временное распределение амплитуды электрического поля:

$$E_{in}(x, t) = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp\left(-\frac{x^2}{2w^2} - \frac{t^2}{2V^2\tau^2}\right) \exp(i\varphi(t) + i\omega_0 t),$$

где $V = \sqrt{1 + \beta^2}$, $\varphi(t) = \frac{\beta}{2V^2} (t/\tau)^2$ – квадратичная модуляция фазы, β – безразмерный параметр чирпа, $w = 15$ мкм – поперечная ширина импульса, $\tau = 50$ фс – длительность фурье-ограниченного импульса, ω_0 – центральная частота, соответствующая длине волны $\lambda_0 = 800$ нм. Предполагая, что комплексный коэффициент пропускания структуры имеет фазовую сингулярность с единичным топологическим зарядом $\mathcal{E}(k_x, \omega) = k_x w + i\tau(\omega - \omega_0)$, где k_x – тангенциальная компонента волнового вектора, ω – частота света, получено выражение для распределения амплитуды электрического поля импульса, покидающего метаматериал:

$$A_{out}(x, t) \approx \exp(i3\arctg(Z)/2) \frac{-i}{\sqrt{VH}} (X + \xi T) \exp\left(-\frac{T^2 + X^2}{2} + i\frac{\beta T^2 - Z X^2}{2}\right),$$

где $X = x/wH$, $Z = z/z_0$ – безразмерные продольная и поперечная координаты, z_0 – рэлеевская длина, $T = (t - z/c)/\tau V$ – безразмерное время, $H = \sqrt{1 + Z^2}$. Такой импульс представляет собой пространственно-временной вихрь, управляющим параметром которого является величина $\xi = -i \exp(-i(\arctg(Z) + \arctg(\beta)))$, зависящая от пройденной дистанции Z и значения чирпа β . Точность задания вихревого распределения поля (ε) определяется отклонением величины ξ от $\pm i$, т.е. неравенством $|\xi \pm i| < \varepsilon$.

В случае падения нечирпированного лазерного импульса ($\beta = 0$) полученное выражение A_{out} показывает формирование оптического вихря с единичным топологическим зарядом сразу за метаматериалом и его дифракционно-индуцированный распад на два импульса с ростом Z

(Рис. 1 (б)). Характерный масштаб дистанции разрушения кольцеобразного распределения амплитуды поля импульса совпадает с рэлеевской длиной (панель $Z=1$ Рис. 1 (б)).

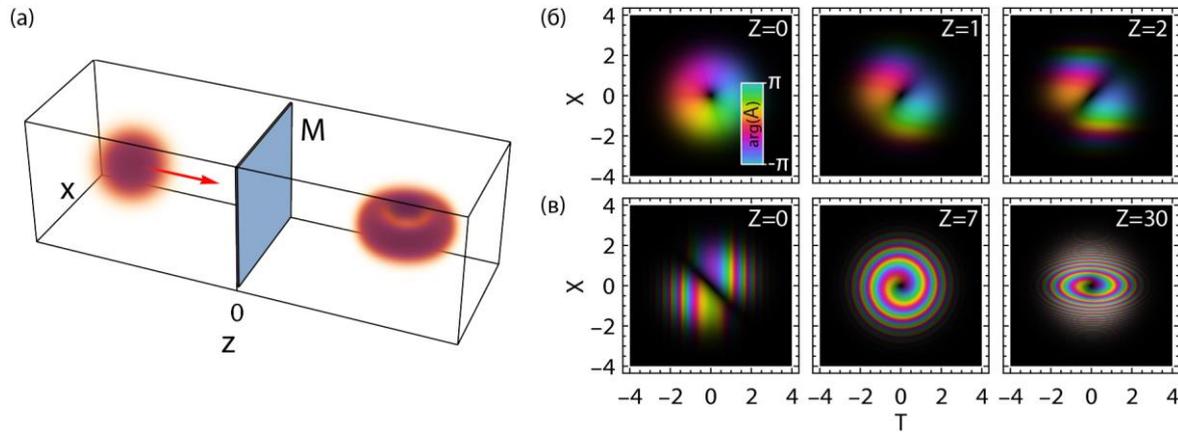


Рис. 1 (а) Схема прохождения chirпированного лазерного импульса через метаматериал М. Пространственно-временные зависимости комплексной амплитуды A_{out} вихревого импульса для различных дистанций Z в случае значений параметра chirпа (б) $\beta=0$, (в) $\beta=-7$.

Обнаружено, что chirпирование падающего лазерного излучения позволяет получить пространственно-временной вихревой импульс вдали от метаматериала даже на дистанции, во много раз превышающей Z_0 (Рис. 1(в)). При этом идеальный оптический вихрь формируется на расстоянии Z при значении параметра chirпа $\beta=-Z$, что показано на центральной панели Рис. 1(в) для случая $\beta=-7$. Важно, что дальнейшее распространение импульса лишь незначительно искажает полученный кольцеобразный X-T профиль интенсивности света. Более того для получения вихря с заданной точностью ε на бесконечной дистанции Z от метаматериала достаточно лишь конечной величины chirпа $|\beta| > 1/\varepsilon$, что позволяет экспериментально получить вихревой импульс в дальней области дифракции.

В работе рассмотрено получение пространственно-временных вихревых оптических импульсов при прохождении лазерных импульсов через метаматериал с фазовой сингулярностью комплексного коэффициента пропускания. Показано, что chirпирование падающего излучения позволяет преодолеть дифракционно-индуцированный распад этих импульсов.

Автор выражает благодарность доц., д.ф.-м.н. Т.В. Мурзиной за ценные обсуждения работы.

Литература

1. Zhan Q. Spatiotemporal sculpturing of light: a tutorial //Advances in Optics and Photonics. – 2024. – V. 16. – No. 2. – P. 163-228.

2. Novikov V. B., Murzina T. V. Nonlocality-mediated spatiotemporal optical vortex generation in nanorod-based epsilon-near-zero metamaterials // *Optics Letters*. – 2023. – V. 48. – No. 8. – P. 2134-2137.
3. Huang S. et al. Diffraction properties of light with transverse orbital angular momentum // *Optica*. – 2022. – V. 9. – No. 5. – P. 469-472.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОРФИРАЗИНОВЫХ И ФТАЛОЦИАНИНОВЫХ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРАХ

Асп. *А.Р. Крот**, доц. *И.А. Сергеева*

Тезисы.

В настоящей работе проведено исследование двух классов наночастиц фотосенсибилизаторов с использованием оптических методов: гидрофобных наночастиц, стабилизированных амфифильным полимером поливинилпирролидоном [1], а также амфифильных фотосенсибилизаторов, формирующих матричные структуры, с пассивным носителем в виде поливинилпирролидона и без него [2].

Впервые методом динамического рассеяния света получены распределения гидродинамических радиусов для каждого из образцов, а также выявлены изменения этих распределений в многокомпонентных системах при добавлении сывороточного альбумина. С учётом различий в свойствах исследуемых фотосенсибилизаторов разработаны оптимальные подходы к подбору концентраций, обеспечивающие достоверное определение размеров наночастиц. Для обработки экспериментальных данных применён статистический метод, адаптированный к биологическим образцам, аналогично методу Raynals [3]. Исследование взаимодействия наночастиц с сывороточным альбумином проводилось с использованием спектроскопии и флуориметрии.

В результате разработан подход к применению оптических методов для предварительного доклинического анализа фотосенсибилизаторов, включающий определение их гидродинамических радиусов, влияние концентрации амфифильного полимера на размер наночастиц, а также устойчивость и стабильность в присутствии сывороточного альбумина. Полученные характеристики позволили выявить два принципиально различных механизма пассивной доставки наночастиц: с вовлечением сывороточного альбумина в транспортный процесс и без его участия.

Литература

1. Крот А.Р., Строганова Ю.Д., Сергеева И.А., и пр., «Исследование устойчивости фотосенсибилизаторов на основе тетрапиррольных комплексов алюминия, магния и цинка при различных факторах», УЗФФ, № 3. С. 7 (2018).
2. Tarakanov P., Neganova M., Mishchenko D., et al., «Low-symmetry A3 B-type 6H-1,4-diazepinoporphyrazines with anti-Kasha effect as promising photosensitizers», Photochem. Photobiol., (2024).
3. Burastero, O., Draper-Barr, G., Raynal, B., et al., «Raynals, an online tool for the analysis of dynamic light scattering», bioRxiv, (2023).

* e-mail: ar.krot@physics.msu.ru

ФОТОПРОВОДЯЩИЕ ТЕРАГЕРЦЕВЫЕ АНТЕННЫ НА ОСНОВЕ Lt-GaN

Профессор *Авакянц Л.П.*, асп. *Бурмистров Е.Р.*

В настоящее время ведутся активные поиски эффективных методов генерации и детектирования терагерцевого излучения [1]. В связи с этим фотопроводящие полупроводниковые антенны (PCSWs) зарекомендовали себя как перспективные устройства для терагерцевого диапазона, используемые, например, в методах терагерцевой спектроскопии с временным разрешением (THz-TDs) [2].

В данной работе впервые предложены PCSWs на основе GaN. Используются образцы производителей АО «Светлана-Рост». Внешний вид и слоевая схема устройства изображены на рис.1.

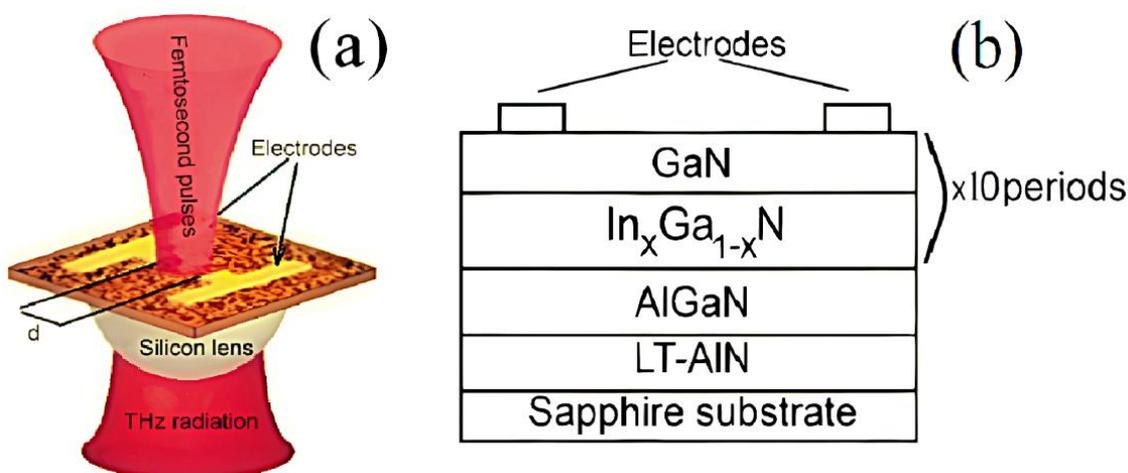


Рис. 1. (a) Внешний вид и (b) слоевая структура фотопроводящей терагерцевой антенны на основе GaN, U_{DC} - напряжение смещения.

Структуры получены с использованием техники металлоорганического химического осаждения (MOCVD). На сапфировой подложке с кристаллографическим направлением (0001) выращивается буферный слой LT-AlN толщиной 100 нм. Затем формируется промежуточный слой Al-GaN толщиной 50 нм. Активная область включает 10 периодов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ толщиной 5/15 нм. Мольная доля x_{In} выбрана равной 0.42.

На поверхности структур методом фотолитографии изготавливались PCSWs с дипольной геометрией. Зазор между электродами составил $d=40$ мкм (рис.1а). Металлическая композиция Ti/Al/Ni/Au толщиной 300 нм наносилась методом термического напыления и затем вся структура отжигалась в течение 1 минуты при температуре 780°C для формирования омических контактов.

Для исследования спектральных свойств и мощности импульсного терагерцевого излучения PCSWs на основе GaN наша группа использует стандартную методику THz-TDs. Излучение от Ti: сапфирового лазера с длительностью импульсов 130 фс, на длине волны 800 нм, со средней выходной мощностью излучения 57 мВт и с частотой следования импульсов 60 МГц разделялось на две части, одна из которых попадала на исследуемую PCSW, а вторая после прохождения линии задержки — на PCSW-детектор. Измерения проводились при мощности оптической накачки 57 мВт и напряжении смещения на PCSW равном $U_{DC}=15$ В.

На рис. 2 изображены временная форма и частотный спектр терагерцевых импульсов от PCSWs на основе GaN.

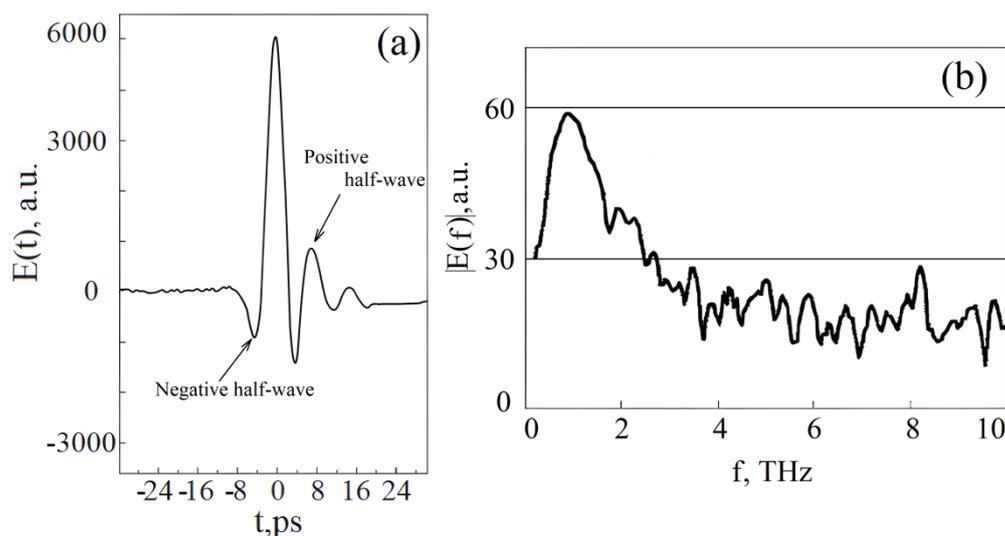


Рис. 2. (а) Временная форма и (b) частотный спектр терагерцевого импульса от фотопроводящей терагерцевой антенны на основе GaN.

Полученный временной профиль представляет собой однопериодное колебание электрического поля с положительными и отрицательными полуволнами. Полоса пропускания PCSWs на основе GaN составила 3 ТГц. Измеряемая с помощью ячейки Голя мощность выходного терагерцевого излучения достигла 4.5 мкВт. Конверсия мощности фемтосекундного импульса в мощность терагерцевого составила 0.008%.

Холловские измерения показали, что в исследуемых PCSWs на основе LT-GaN подвижность и концентрация основных носителей заряда составляют $\mu_n = 92 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ и $n_n = 5.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Сопротивление фотопроводящего слоя в темноте составило 70 МОм.

Работа выполнена при поддержке фонда развития теоретической физики и математики «Базис».

Литература

1. Krotkus A. In-situ study of non-equilibrium charge carriers' behavior under ultra-short pulsed electrons irradiation in silicon crystal // Journal of Physics D: Applied Physics. - 2010. – V. 43.
2. Klimov E., Klochkov A., Solyankin P. Terahertz photoconductive antennas based on silicon-doped GaAs (111)A // International Journal of Modern Physics B. - 2024. - V. 38.

ВАРИАЦИОННЫЕ КВАНТОВЫЕ АЛГОРИТМЫ КАК ПЕРСПЕКТИВНЫЙ МЕТОД УНИВЕРСАЛЬНОГО КРИПТОАНАЛИЗА

Моисеевский А. Д.^{1,2} Манько С. Д.¹

¹Центр научных исследований и перспективных разработок ИнфоТеКС

²Центр квантовых технологий МГУ имени М. В. Ломоносова

Вариационные квантовые алгоритмы применительно к задаче криптоанализа симметричных шифров представляют серьёзную альтернативу алгоритму Гровера. Их преимуществом является меньшая требовательность к числу кубитов и глубине квантовой схемы. Несмотря на выявленную существенную зависимость результатов от конкретных параметров реализации алгоритма, предполагается, что методы подобного класса принципиально могут быть применены для атаки как симметричных, так и асимметричных алгоритмов шифрования, включая постквантовые.

Вариационные квантовые алгоритмы – класс гибридных алгоритмов, использующих классически параметризованную квантовую схему для приготовления квантового состояния, по которому может быть оценена целе-

вая функция алгоритма и классически произведена подстройка параметров схемы. Данный подход позволяет значительно снизить глубину квантовой схемы, переходя от выполнения непрерывного алгоритма в квантовой памяти к периодическому расчёту параметризованных квантовых функций. Таким образом вариационные алгоритмы могут быть реализованы на квантовых вычислителях значительно меньшего масштаба. Было показано, что в ряде случаев для общих NP-полных задач использование вариационных квантовых алгоритмов позволяет добиться преимущества по сравнению с классическими методами 1.

В качестве частного случая может быть рассмотрена задача криптоанализа симметричного шифра. Недавние работы также показали возможность выполнения процесса проверки предполагаемого ключа полностью классически в форме постобработки данных 2. Это позволяет естественным образом учитывать случай утечки ключа и произвольно масштабировать поставленную задачу. Также это позволяет без дополнительных затрат применять данный алгоритм для попытки атаки на любой шифр, потенциально включая постквантовые методы шифрования.

Однако при попытке воспроизведения результатов подобных работ, вследствие недетерминистической природы вариационных алгоритмов, была установлена высокая чувствительность данного подхода к подбору конкретных методов оптимизации и их метопараметров, а также конфигурации вариационной схемы и способу её параметризации. Устойчивой демонстрации квантового преимущества при этом достичь не удалось.

Интерес представляет исследование зависимостей средней сложности подбора ключа квантовым вариационным методом от числа используемых кубитов и топологии квантовой схемы при использовании методов неортогонального пространственного кодирования для различных симметричных и асимметричных алгоритмов шифрования 3. Выполнение данного исследования для методов предполагаемого постквантового шифрования потенциально может указать на неявные уязвимости предлагаемых алгоритмов.

E-mail: amoiseevskiy@gmail.com

Литература

1. Volpe D., Orlandi G., Turvani G. Improving the Solving of Optimization Problems: A Comprehensive Review of Quantum Approaches //Quantum Reports. – 2025. – Т. 7. – №. 1. – С. 3.
2. Aizpurua B. et al. Hacking Cryptographic Protocols with Advanced Variational Quantum Attacks //arXiv preprint arXiv:2311.02986. – 2023.
3. Bermejo P., Orús R. Variational quantum non-orthogonal optimization //Scientific Reports. – 2023. – Т. 13. – №. 1. – С. 9840.

Подсекция:
ФОТОННЫЕ И КВАНТОВЫЕ
ТЕХНОЛОГИИ.
ЦИФРОВАЯ МЕДИЦИНА

Сопредседатели:
профессор Н.Н. Сысоев, член-корр. РАН А.П. Шкуринов,
доцент Е.А. Ширшин

ЗОНДИРОВАНИЕ ГАЗОВ МЕТОДОМ НЕЛИНЕЙНОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Студ. ЮУГУ *Сабанин А. С.*, вед. науч. сотр. ИИМиИ *Кривицкий Л.А.*,
профессор *Кулик С.П.*, ст. науч.сотр. ЮУГУ *Патерова А.В.*

Аннотация: В данной работе представлен метод зондирования газов на основе нелинейной интерферометрии. Этот подход позволяет проводить исследования в инфракрасном (ИК) диапазоне спектра, используя регистрацию излучения в видимой или ближней ИК-области. Предлагаемый метод обладает высоким потенциалом для применения в задачах мониторинга и контроля качества окружающей среды.

Введение

Инфракрасный (ИК) диапазон длин волн имеет большое значение, особенно в области «отпечатков пальцев» в интервале от 1500 см^{-1} до 600 см^{-1} . Поэтому ИК-спектроскопия является важным инструментом для анализа материалов, биомедицинских исследований и сенсорных приложений. Однако традиционные методы ИК-спектроскопии используют точечные ИК-детекторы, которые страдают от сильного фонового шума и требуют охлаждения, что приводит к высокой стоимости и ограниченной чувствительности.

Альтернативой методам с прямым детектированием ИК-излучения является использование явления индуцированной когерентности [1-3], которое позволяет получать информацию об ИК-свойствах образца через регистрацию излучения в видимом или ближнем ИК-диапазоне. Этот метод основан на нелинейной интерференции пар коррелированных фотонов, генерируемых в процессе спонтанного параметрического рассеяния (СПР) света. В ходе СПР в нелинейном кристалле фотон накачки распадается на пару коррелированных фотонов. В зависимости от свойств кристалла один из фотонов пары (сигнальный фотон) может быть сгенерирован в видимом или ближнем ИК-диапазоне, а второй фотон (холостой) – в среднем ИК-диапазоне. Когда два нелинейных кристалла включены в схему интерферометра, можно наблюдать интерференцию видимых фотонов, сгенерированных в разных кристаллах [1]. Интерференционная картина сигнальных СПР фотонов несет информацию о фазе и потерях на длине волны холостых фотонов. Таким образом, данный метод позволяет проводить ИК-зондирование и спектроскопию, регистрируя излучение в видимой или ближней ИК-области.

Результаты

ИК-спектроскопия с регистрацией видимого света была реализована в работах с кристаллами ниобата лития (LiNbO_3) [3-6], где измерения были продемонстрированы до 5 мкм, что ограничивалось диапазоном прозрачности нелинейных кристаллов. В другой работе [7] метод был продемон-

стрирован с использованием кристалла тиогаллата серебра (AgGaS_2 или AGS) в области «отпечатков пальцев» в среднем ИК-диапазоне до 9 мкм. В одной из последних работ мы продемонстрировали метод нелинейной интерферометрии для зондирования смеси парниковых газов, таких как углекислый газ (CO_2) и закись азота (N_2O) [6]. Для измерений схема нелинейного интерферометра была размещена в вакуумной камере, где можно контролировать концентрацию исследуемого газа. На Рисунке 1(а) показаны интерференционные полосы с воздухом в качестве среды, заполняющей вакуумную камеру. Длины волн сигнальных СПР фотонов регистрируются в видимом диапазоне от 575 нм до 615 нм, в то время как сопряженные длины волн холостых СПР фотонов находятся в диапазоне от 4 мкм до 6,5 мкм. Полученные данные используются впоследствии в качестве референса. При введении углекислого газа и закиси азота интерференционные полосы смещаются и начинают исчезать в определенной области, см. увеличенную картинку на Рисунке 1(б), что совпадает с линиями поглощения газов в ИК-области на 4,3 мкм и 4,5 мкм [8]. Смещение интерференционных полос относительно референсной картины определяет показатель преломления газа, а снижение видимости полос указывает на степень поглощения.

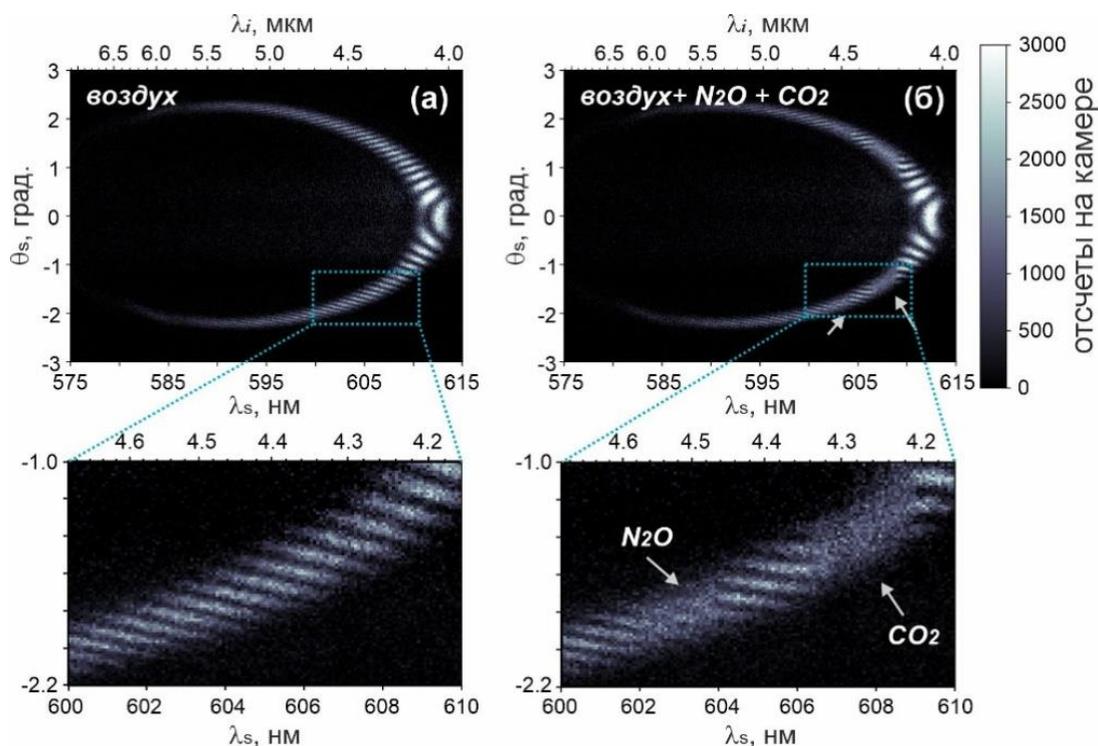


Рис. 1. Спектры сигнальных СПР фотонов для вакуумной камеры, заполненной: (а) воздухом, (б) воздухом и смесью углекислого газа с закисью азота. Верхняя ось x соответствует диапазону длин волн зондирующего ИК-излучения, тогда как нижняя ось x отображает зарегистрированные длины волн. Вставки показывают увеличенные области интереса, связанные с поглощением газов.

Выводы

В данной работе мы продемонстрировали возможность зондирования газов в среднем ИК-диапазоне с использованием регистрации излучения в видимой области спектра, где оптические компоненты и детекторы более доступны. Конфигурация нелинейного интерферометра с кристаллом ниобата лития позволяет одновременно измерять спектры поглощения в широком ИК-диапазоне. Проведенные эксперименты по зондированию газов в среднем ИК-диапазоне показали хорошее соответствие с данными из литературы. Следовательно, дальнейшее развитие данной методики может открыть перспективы для ее применения в мониторинге газового загрязнения и контроля выхлопных выбросов.

Литература

1. X. Y. Zou et al, “Induced coherence and indistinguishability in optical interference,” *Phys. Rev. Lett.* **67**, 318–321 (1991)
2. G. B. Lemos et al, “Quantum imaging with undetected photons,” *Nature* **512**, 409-412 (2014)
3. D. A. Kalashnikov et al, “Infrared spectroscopy with visible light,” *Nature Photonics* **10**, 98-101 (2016)
4. V. Paterova et al, “Nonlinear infrared spectroscopy free from spectral selection,” *Sci. Rep.* **7**, 42608 (2017).
5. Paterova V., L. A. Krivitsky, “Nonlinear interference in crystal superlattices,” *Light Sci. & Appl.* **9**, 82 (2020)
6. Sabanin et al, “Sensing of gas mixtures via nonlinear interferometry”, *Laser Physics Letters* **22**, 015203 (2024)
7. V. Paterova et al, “Broadband Quantum Spectroscopy at the Fingerprint Mid-Infrared Region”, *ACS Photonics* **9**(6), 2151-2159 (2022)
8. <https://hitran.iao.ru>

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ КРЕМНИЕВЫЕ НАНОМАТЕРИАЛЫ ДЛЯ БИОМЕДИЦИНСКОЙ ДИАГНОСТИКИ И ТЕРАПИИ

Вед. науч. сотр. *Осминкина Л.А.*, вед. науч. сотр. *Кудрявцев А.А.*
(ИТЭБ РАН); доцент *Тюрин-Кузьмин П.А.* (ФФМ)

Разработка биосовместимых и многофункциональных наноматериалов, способных выполнять задачи как диагностики, так и терапии, занимает важное место в современной наномедицине. Одной из наиболее перспективных платформ в этом направлении являются наночастицы пористого кремния (pSi NPs), сочетающие в себе уникальные структурные характеристики, фотонные свойства, высокую степень биodeградации и возможность химической модификации поверхности.

Синтез pSi NPs может осуществляться как методами электрохимического травления, так и металл-стимулированного химического травления,

включая переработку отходов производства кремниевых подложек. Это обеспечивает получение наночастиц с заданной пористостью, контролируемым размером, высокой чистотой и необходимыми оптическими свойствами [1-4].

Биосовместимость и биоразлагаемость pSi NPs подтверждена в экспериментах на различных линиях клеток, а также на животных моделях [1-6]. При дозах до 50 мг/кг частицы не демонстрируют тератогенных и генотоксических эффектов, полностью растворяясь в физиологических жидкостях в течение 24–72 часов [6]. При системном введении наблюдается их преимущественное накопление в опухолевых тканях, обусловленное эффектом повышенной проницаемости и удержания (EPR) [1].

pSi NPs характеризуются выраженными фотолюминесцентными (ФЛ) свойствами, возникающими вследствие квантово-размерных эффектов в 2-5 нм нанокристаллах, и представляют собой эффективные люминесцентные метки для визуализации биологических объектов. Излучение в видимом диапазоне спектра обеспечивает возможность отслеживания локализации, распределения и динамики поведения наночастиц как *in vitro*, так и в *in vivo* [1-3].

Спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС) представляет собой чувствительный и неразрушающий метод анализа, широко используемый для изучения структурных характеристик наноматериалов, включая и pSi NPs. Благодаря квантово-размерным эффектам в кремниевых нанокристаллах КР-спектр pSi NPs существенно отличается от спектра кристаллического кремния: наблюдается сдвиг полосы КР в область более низких частот и её уширение, что связано с ограничением фононных мод в наноструктурах. Это позволяет использовать КРС как инструмент для определения размеров нанокристаллов, степени их аморфизации и стадии биodeградации частиц [7]. Кроме того, КРС может применяться для мониторинга интернализации pSi NPs в клетки и отслеживания их распределения в биологических системах без необходимости введения дополнительных меток или контрастных агентов [5,7].

pSi NPs также демонстрируют высокую эффективность в качестве сенситизаторов в фотодинамической терапии (ФДТ), при которой под действием света определённой длины волны происходит генерация активных форм кислорода, вызывающих повреждение и гибель клеток-мишеней. Благодаря способности к ФЛ, pSi NPs способны поглощать свет и эффективно передавать энергию кислороду, что приводит к генерации синглетного кислорода – ключевого цитотоксического агента ФДТ. Проведённые *in vitro* исследования показали, что обработка опухолевых клеток pSi NPs, а затем освещение белым светом приводит к статистически значимому увеличению цитотоксичности по сравнению с темновым контролем [2].

Особый интерес в последние годы вызывает использование pSi NPs в сонодинамической терапии (СДТ) – методе лечения злокачественных новообразований, основанном на активации сенсibilизатора под действием низкочастотного медицинского ультразвука. pSi NPs, обладая амфифильной поверхностью и способностью эффективно поглощать и рассеивать акустическую энергию, значительно понижают порог акустической кавитации. Комбинированное воздействие ультразвука и наночастиц пористого кремния приводит к полной гибели раковых клеток, тогда как применение ультразвука или наночастиц по отдельности не оказывает выраженного цитотоксического эффекта [8].

Кроме того, pSi NPs демонстрируют потенциал для создания интеллектуальных наноконтейнеров с замедленным или стимулируемым (например, ультразвуком или светом) высвобождением лекарств. Возможность контролировать скорость деградации частиц и модифицировать их поверхность для адресной доставки позволяет точно подстраивать профиль действия разрабатываемых на их основе агентов под конкретную терапевтическую задачу [9].

Таким образом, наночастицы пористого кремния формируют научно обоснованную и клинически перспективную платформу для создания новых поколений терапевтических и диагностических средств. Их биоразлагаемость, биосовместимость, оптические свойства и способность усиливать терапевтические эффекты физических стимулов (ультразвук, свет) открывают возможности для реализации концепции мультимодальной терапии, объединяющей высокочувствительную диагностику, адресную доставку и стимул-активируемую терапию. Последующие исследования будут направлены на оптимизацию трансляционных характеристик разработанных наноматериалов и проведение испытаний в моделях солидных опухолей.

Исследования поддержано грантом РФФИ №24-15-00137 (исследования терапевтических свойств наночастиц), и программой развития Междисциплинарной научно-образовательной школы МГУ имени М.В. Ломоносова "Фотоника и квантовые технологии. Цифровая медицина" НОШ №23-Ш06-19 (визуализация наночастиц в клетках).

Литература

1. Osminkina L. A. et al. Porous silicon nanoparticles as efficient sensitizers for sonodynamic therapy of cancer //Microporous and Mesoporous Materials. – 2015. – Т. 210. – С. 169-175.
2. Osminkina L. A. et al. Photoluminescent biocompatible silicon nanoparticles for cancer theranostic applications //Journal of biophotonics. – 2012. – Т. 5. – №. 7. – С. 529-535.
3. Osminkina L. A. et al. Nanoparticles prepared from porous silicon nanowires for bio-imaging and sonodynamic therapy //Nanoscale Research Letters. – 2014. – Т. 9. – С. 1-7.

4. Kozlov N. K. et al. Recycling of silicon: from industrial waste to biocompatible nanoparticles for nanomedicine //Materials Research Express. – 2017. – Т. 4. – №. 9. – С. 095026.
5. Maximchik P. V. et al. Biodegradable porous silicon nanocontainers as an effective drug carrier for regulation of the tumor cell death pathways //ACS Biomaterials Science & Engineering. – 2019. – Т. 5. – №. 11. – С. 6063-6071.
6. Durnev A. D. et al. Evaluation of genotoxicity and reproductive toxicity of silicon nanocrystals //Bulletin of experimental biology and medicine. – 2010. – Т. 149. – С. 445-449.
7. Tolstik E. et al. Studies of silicon nanoparticles uptake and biodegradation in cancer cells by Raman spectroscopy //Nanomedicine: Nanotechnology, Biology and Medicine. – 2016. – Т. 12. – №. 7. – С. 1931-1940.
8. Gongalsky M. B. et al. Amphiphilic Photoluminescent Porous Silicon Nanoparticles as Effective Agents for Ultrasound-Amplified Cancer Therapy //ACS Applied Materials & Interfaces. – 2024. – Т. 17. – №. 1. – С. 374-385.
9. Tolstik E. et al. Raman and fluorescence micro-spectroscopy applied for the monitoring of sunitinib-loaded porous silicon nanocontainers in cardiac cells //Frontiers in Pharmacology. – 2022. – Т. 13. – С. 962763.

УПРАВЛЕНИЕ СОСТОЯНИЯМИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО КУДИТА ПРИ ПОМОЩИ МИКРОВОЛНОВЫХ ФОТОНОВ: ПРОБЛЕМЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ РЕАЛИЗАЦИИ

Мл. науч. сотр. *Пащенко А.В.*, мл. науч. сотр. *Соловых И.А.*,
профессор *Кленов Н.В.*, профессор *Тихонова О.В.*

Сверхпроводящие квантовые биты являются одной из перспективных платформ для квантовых вычислений. Важная проблема в данной области — необходимость использования большого (для современной технологии) числа физических кубитов на чипе при реализации сложных алгоритмов. Возможное решение заключается в увеличении рабочего пространства состояний за счет использования $N > 2$ энергетических уровней искусственного атома (кудита).

В этом исследовании авторы с помощью аналитических и численных методов изучили новые способы контроля над квантовыми состояниями в процессе взаимодействия двух многоуровневых квантовых систем: микроволновых фотонов в резонаторе (квантовом гармоническом осцилляторе) и сверхпроводникового трансмона (ангармонического осциллятора).

Особое внимание было уделено трудностям практического воплощения такой системы на базе сверхпроводящих материалов. Наиболее подходящим решением оказалась модель in-line transmon — джозефсоновский

контакт или двухконтактный интерферометр, размещённый в центральной линии волновода. Именно в такой системе возможно достижение сверхсильной связи между трансмоном и резонатором на уровне 1,2 ГГц при сохранении типичной нелинейности трансмона на уровне 200 МГц. Эти особенности системы позволяют эффективно и быстро заселять первые четыре уровня трансмона. Переключение между заселёнными состояниями осуществляется с помощью внешнего магнитного поля, которое обеспечивает оптимальную частотную отстройку между двумя системами.

УПРАВЛЕНИЕ СОСТОЯНИЯМИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО КУДИТА ПРИ ПОМОЩИ МИКРОВОЛНОВЫХ ФОТОНОВ: ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

Мл. науч. сотр. *Соловых И.А.*, мл. науч. сотр. *Пащенко А.В.*,
профессор *Кленов Н.В.*, профессор *Тихонова О.В.*

В современных системах, используемых для считывания, хранения квантовой информации, а также разработки квантовых логических операций, информация обычно кодируется либо в квантовых фотонных состояниях, либо в таких объектах, как искусственные твердотельные атомы на основе эффекта Джозефсона [1–4]. Область квантовых вычислений активно развивается для решения таких трудоемких задач, как принципиально квантовые задачи, задачи оптимизации, криптографии и т.д. Центром таких вычислений является квантовый процессор, который состоит из квантовых вычислительных ячеек — искусственных атомов с n выделенными уровнями энергии, кудитов. Одна из главных проблем квантовых процессоров – масштабируемость, которая заключается в том, что нужно использовать много логических элементов для реализации сложных квантовых алгоритмов. Решением данной проблемы является использование вышележащих уровней энергии, то есть переход к кутритам ($n=3$), куквартам ($n=4$) и т.д. Важно, что управление свойствами и состояниями сверхпроводящих джозефсоновских наносистем может быть реализовано за счет воздействия электромагнитных полей, включая и квантовые. Контролируемая передача возбуждения от одного кудита к другому посредством изменения параметров системы внешним полем открывает широкий спектр возможностей для создания различных алгоритмов передачи квантовой информации. Кроме этого, взаимодействие фотонной и сверхпроводящей подсистем может приводить к формированию новых квантовых состояний, свойства которых ранее не были изучены. Таким образом, данная работа перспективна с точки зрения разработки методов управления свойствами кудитов и квантовых состояний более высокой размерности и их использования для раз-

работки квантовых логических протоколов, а также изучения формирования различных типов неклассических состояний, не исследованных ранее.

Исследование направлено на разработку теоретического описания взаимодействия сверхпроводящего кудита-трансмона с неклассическим электромагнитным полем с учетом нелинейности, характеризующей сверхпроводящую подсистему. Так, рассматривается режим, когда трансмон представляет собой ангармонический осциллятор с нелинейностью, аналогичной Керровской фазовой модуляции. Гамильтониан системы при этом условии в рамках приближения вращающейся волны выглядит следующим образом:

$$\hat{H} = \hbar\omega_0 \left(\hat{n}_a + \frac{1}{2} \right) + \hbar(\omega_0 + \Delta\omega) \left(\hat{n}_b + \frac{1}{2} \right) + \hbar\gamma\hat{n}_b(\hat{n}_b + 1) + \hbar\frac{g}{2}(\hat{b}^+\hat{a} + \hat{b}\hat{a}^+) \quad (1)$$

Теоретический подход основан на решении нестационарного уравнения Шредингера с использованием разложения решения по свободным от взаимодействия функциям полевой и джозефсоновской подсистем. В общем случае решение найдено численно, однако для частного случая кудита с $n=2$ было решение было найдено аналитически. Обнаружено формирование квантовых состояний с различными свойствами, возникающих в процессе динамики за счет эффектов нелинейной фазовой модуляции. Выявлены различные режимы динамики возбуждения состояний трансмона в зависимости от соотношения нелинейного взаимодействия и взаимодействия поля с джозефсоновской подсистемой. Одновременно с этим, была показана возможность управления возбуждением состояний трансмона и увеличения эффективности передачи конкретных возбужденных состояний от резонатора к трансмону за счет варьирования частотной отстройки поля. С использованием интегралов движения аналитически была найдена формула для определения оптимальной частоты поля, обеспечивающей максимальную вероятность возбуждения требуемого номера состояния трансмона. Важно, что полученные аналитические значения для оптимальной частоты в точности совпадали с результатами численного расчета. Так, на рис.1 приведены 2D-распределения, характеризующие вероятность возбуждения определенных номеров состояний в зависимости от времени и частотной отстройки, которые подтверждают, что для каждого состояния трансмона можно подобрать свою оптимальную частоту поля, при которой заселения данного конкретного состояния будет наиболее эффективно.

Исследование выполнено в рамках Программы развития Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина» и при поддержке Российского научного фонда (проект №22-79-10018).

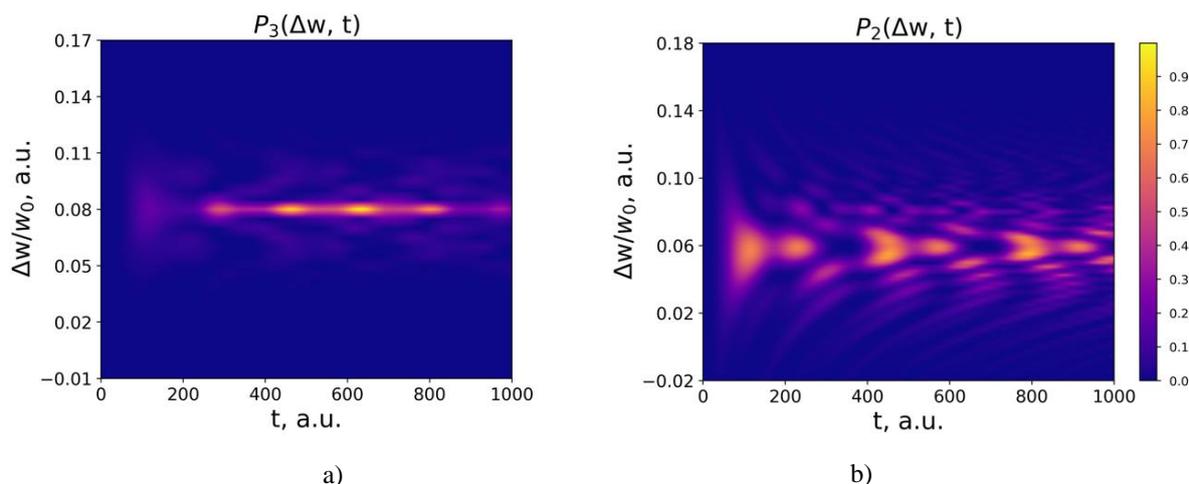


Рис. 1. 2D-распределения вероятности возбуждения состояния трансмона с номером состояния Фока а) $n_b=3$, б) $n_b=2$ в зависимости от $\Delta\omega$ и времени в случае начального состояния $\psi_{in} = |3\rangle_a|0\rangle_b$ при $g = 0.02\omega_0$, $\gamma = -0.02\omega_0$.

Литература

1. Friedman J. R., Patel V., Chen W., Tolpygo S.K., Lukens J.E. // Nature. 2000. V. 406, P. 43–45.
2. Chiorescu I., Nakamura Y., Harmans C. J. P. M., Mooij J. E. // Science. 2003. V. 299. P. 1869.
3. Steffen M., Ansmann M., Bialczak R.C., et.al. // Science. 2006. V. 313. P. 1423–1425.
4. Houck A. A., Tureci H. E., Koch J. // Nature Phys. 2012. V. 8. P. 292–299.

КВАНТОВЫЕ КОММУНИКАЦИИ В СИСТЕМЕ «ЗЕМЛЯ-КОСМОС»

Ст. науч. сотр. *Калинкин А.А.*, студент *Чупахин Д.Р.*,
аспирант *Третьяков В.В.*, зам. директора ГАИШ МГУ *Белинский А.А.*,
зам. директора НИИЯФ МГУ *Оседло В.И.*, профессор *Кулик С.П.*

Квантовая криптография (или квантовое распределение ключей — КРК) — как неотъемлемая часть квантовых коммуникаций — представляет собой новую технологию, которая решает центральную задачу криптографии — гарантированное, на уровне фундаментальных законов природы, таких как принцип неопределенности Гейзенберга и невозможность клонирования квантовых состояний, распределение секретных ключей между удаленными легитимными пользователями по несекретным (открытым) каналам связи.

В последние годы значительный прогресс в области квантовой космической связи был достигнут благодаря ряду экспериментам, проведенных в разных странах мира. Например, Китай, Сингапур, Канада, государства Евросоюза и ряд других стран активно участвуют в разработке и тестировании технологий, которые могут лечь в основу будущих квантовых коммуникационных сетей [1].

Китай [2] стал пионером в этой области, запустив в 2016 году первый в мире квантовый спутник "Мо-Цзы" (Micius). В рамках этого проекта были успешно проведены эксперименты по квантовой телепортации и распределению квантовых ключей между спутником и наземными станциями на расстоянии более 1200 километров. Эти достижения доказали возможность создания защищенных каналов связи на глобальном уровне. В 2020 году Китай также объявил о создании первой интегрированной сети квантовой связи, объединяющей спутниковые и наземные технологии.

Сингапур [3] активно развивает исследования в области квантовой связи, сосредоточившись на гибридных системах, сочетающих спутниковые и подводные каналы передачи данных. В 2022 году сингапурские ученые провели успешный эксперимент по передаче квантовых ключей через подводный оптоволоконный кабель, что открывает новые возможности для защиты данных в морских и океанских коммуникациях, объединив их с космическими каналами. Канада также вносит значительный вклад в развитие квантовой космической связи. В рамках проекта Quantum Encryption and Science Satellite (QEYSSat) [4] канадские исследователи планируют запуск спутника для демонстрации квантовой криптографии между космосом и Землей. Этот проект направлен на создание устойчивых к взлому каналов связи, которые могут быть использованы для защиты критически важной инфраструктуры. Евросоюз [5] поддерживает развитие квантовых технологий через программы, такие как Quantum Flagship, которая объединяет усилия ученых и инженеров из разных стран. В рамках этой инициативы проводятся эксперименты по квантовой связи с использованием спутников и наземных станций. Например, в 2021 году европейские исследователи успешно продемонстрировали передачу квантовых состояний между двумя островами на расстоянии 144 км, что стало важным шагом на пути к созданию глобальной квантовой сети.

В нашей стране на базе МГУ имени М.В.Ломоносова впервые реализуется проект по созданию космической квантовой коммуникационной системы «Земля – космос», где в качестве носителей информации используются фотонные состояния, а каналом передачи данных является «атмосферный канал» в пределах прямой видимости. При этом в случае корректного выполнения протокола КРК обеспечивается гарантированное обнаружение легитимными пользователями любых попыток несанкционированного доступа к каналу передачи информации. В разрабатываемой системе по квантовому каналу связи кодирование информации происходит на поляризационных степенях свободы фотонных состояний, приготовляемых на борту космического аппарата (КА) и передаются на приемную часть наземного терминала (НТ), основой которого является телескопическая система с апертурой главного зеркала 1000мм. Квантовые (квазиоднофотонные) состояния приготовляются путем ослабления закодированной последовательности лазерных импульсов до уровня 0.1 фотон/импульс. После преобразования в измерительной части НТ состояния

фотонов регистрируются счетными детекторами одиночных фотонов, сигналы с которых подаются на схему управляющей электроники. Блок ориентации и стабилизации положения КА должен обеспечить точность наведения не хуже 5 угловых минут для дальнейшего «захвата» НТ оптической системой источника квантовых состояний и дальнейшей коррекции установленного положения не хуже 2 угл.с/с. Между КА и управляющим ядром НТ необходимо установить дополнительный служебный канал связи для обмена информацией о базисах передачи и приема состояний фотонов, коррекции возникающих ошибок измерений и проведения процедуры усиления секретности, чтобы полностью завершить процедуру выработки ключа. Организация информационного канала будет осуществлена в оптическом частотном диапазоне с резервированием в радиодиапазоне. Квантовый и служебный классический канал связи спектрально разнесены и будут реализовываться на длинах волн 852нм и 1550нм соответственно. Получение секретного квантового ключа длиной 256 бит планируется за 1 сеанс связи (за один пролет КА над НТ). В рамках эксперимента по функционированию системы должно быть проведено не менее 15 успешных сеансов связи между НТ и КА на околоземной орбите с высотой 600 ± 100 км (с выработкой секретного квантового ключа), а частота следования импульсов излучения квантового канала связи должна быть не менее 10 МГц. После распределения секретного ключа квантовым способом между двумя НТ, расположенными в КГО МГУ г. Кисловодск и в г. Щербинка Московской области на расстоянии более 1000км, будет осуществлен обмен данными, преобразованными с помощью квантовых ключей. Постоянная и без участия оператора генерация секретных ключей при передаче каждого сообщения позволяет реализовать абсолютно стойкое, принципиальное не дешифруемое (не взламываемое) третьими лицами, шифрование в режиме "одноразового блокнота", как единственный вид шифрования со строго доказанной криптографической стойкостью.

Литература

1. Квантовые коммуникации через атмосферные (космические) каналы связи, Деев Андрей, Калинин Александр, Кулик Сергей, Миллер Александр, Полухин Иван, Интернет изнутри, 2024, № 20, с. 43-47
2. Micius quantum experiments in space, Chao-Yang Lu, Yuan Cao, Cheng-Zhi Peng, Jian-Wei Pan, Rev. Mod. Phys., 2022, Vol. 94, No. 3, 035001
3. Entanglement demonstration on board a nano-satellite, Villar A. et al., Optica, 2020. Vol. 7, № 7. P. 734
4. QEYSSat 2.0 - White Paper on Satellite-based Quantum Communication Missions in Canada, Jennewein T. et al., Canadian Journal of Physics, 2024, 1208-6045
5. Nanobob: a CubeSat mission concept for quantum communication experiments in an uplink configuration, Kerstel E. et al., EPJ Quantum Technol., 2018, Vol. 5, № 1. P. 6.

Подсекция:
РАДИОФИЗИКА, ЭЛЕКТРОНИКА
И АКУСТИКА

Сопредседатели
Профессор С.П. Вятчанин,
доцент И.Н. Карташов

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ ПО АКУСТИКЕ И ЕЕ РАСШИРЕНИЕ
НА ФИЗИКУ И АСТРОНОМИЮ

Ст. науч. сотр. *Шамаев В.Г.*, науч. сотр. *Горшков А.Б.*

Основная цель сигнальной информации – предварительное ознакомление пользователей (научных и технических работников) с текущей научной информацией в выходящих научных изданиях. Описывается разработка под названием «Сигнальная информация» (<http://akinfo.ru/>), входящая в интернет-портал «Акустика» (akdata.ru).

Задержка с выходом статьи неприятна, но с этим можно мириться, организуя конференции, семинары, тематические слушания, участники которых дают предварительную информацию о своих работах. Работах сырых, не всегда завершенных, но почти всегда это актуальный уровень. Выход тезисов докладов в печатной или электронной форме подтверждает приоритет, да и позволяет говорить о предпубликации. Не всегда публикация именно в этом виде появляется в научном журнале, бывает, что результаты и выводы сильно отличаются от представленного доклада, но это все же дает «выхлоп». В первую очередь, как представление себя и своей работы, а затем и обсуждения ее с коллегами, работающими над подобными проблемами. Но всё это не отменяет неудовлетворенность самого автора статьи в журнале: статья написана, отправлена в журнал, период ожидания, верстка прочитана, а выхода журнала надо ждать еще много месяцев. Не удовлетворяет это и подписчиков, которые справедливо считают, что такую задержку можно ликвидировать, совершенствуя технологический процесс, а не только работу службы доставки – почты страны.

Вот поэтому, как некая полумера появилась идея организации публикации содержания журналов – сигнальной информации как оперативного представления библиографии статей текущих выпусков, а позднее библиографии и вместе с резюме. Сигнальная информация преследовала изначально цель оперативного ознакомления со статьями в научных журналах, еще не вышедших, но получивших гриф «В свет».

В ВИНТИ бюллетени Сигнальной информации издавались в 1967–1980-х гг. и были прекращены в связи с изменением технологии подготовки, т.к. превратились в библиографические версии соответствующих выпусков Реферативного журнала, да и зачастую выходили после выхода РЖ.

Однако сейчас, при современном уровне развития технологий, резонно было вернуться снова к выпуску сигнальной информации. Если правильно организовать процесс издания научной литературы, то сигнальная информация вместе с научными и реферативными журналами вполне может быть составной частью предлагаемой нами триады (научный журнал,

сигнальная информация, информационно-поисковая система) – основы информационного обеспечения в научной среде [1].

Цель создания сигнальной информации по акустике

Как правило, мы сталкиваемся с поиском не только нужной информации, но зачастую информации полной, свежей, которая нужна именно сейчас. В наше время возникла возможность удовлетворить эти потребности.

В этом направлении создан проект «Акустика. Русскоязычные источники», оформленный в виде интернет-портала, второй составной частью которого является «Сигнальная информация».

Почему возник проект сигнальной информации именно по акустике (СИ) – первоначально из-за любопытства, присущего сотрудникам, занимающимся обеспечением научной информации. Ранее нам, работникам ВИНТИ, готовившим выпуск 18П «Акустика» сводного тома РЖ «Физика», а позднее и работающим уже на кафедре акустики физфака МГУ, хотелось понять, каков на самом деле объем акустической информации. Ясно, что охватить зарубежную часть мы бы не смогли, но русскоязычную можно попытаться. И это, конечно, не 4–5 журналов, а сколько? – это интересно. На первых порах получили 28 и взяли на себя смелость опубликовать в «Акустическом журнале» соответствующую статью [2]. В ней, наряду с англоязычными, приводятся названия и русскоязычных журналов, которые были отражены в 2011 году в выпуске «Акустика» сводного тома РЖ «Физика». Проведенный тогда же в 2011 г. в Отделении научной информации по проблемам физики и астрономии ВИНТИ (при содействии Акустического института им. акад. Н.Н. Андреева и кафедры акустики физического факультета МГУ) эксперимент по изменению каналов наполнения выпуска «Акустика» показал, что использование источников информации из Интернета – очень перспективное направление для наполнения базы данных. Сейчас в нашем списке несколько сотен журналов, в которых публикуются статьи по акустике. На сегодняшний день – более 900. Такое количество объясняется тем, что акустика это не только физическая наука, но и техника.

Работа над проектом "Выпуск сигнальной информации по акустике по русскоязычным источникам" была начата в 2012 г. в ВИНТИ РАН и вскоре была продолжена на кафедре акустики физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, при поддержке РФФИ. Проект, естественно, предполагал в первую очередь представление конечного продукта в Интернете, хотя и была предусмотрена возможность выхода печатного варианта. Первым делом была разработана рубрикатора.

Критерии выделения направлений в рубрикаторе были следующие:

- актуальность направления;
- степень развития данного направления в нашей стране;

- близость данного направления физической акустике (приоритет интересов МГУ и институтов РАН);
- выделение особых направлений, развитие которых представляется актуальным в ближайшем будущем.

По рубрикатору, который был составлен согласно этим критериям, была проведена рубрикация всех статей «Акустического журнала» (около 10 тыс.). Затем был проведен анализ наполнения рубрик, внесены коррективы, рубрикатор принят в работу, и сейчас по нему проводится текущая рубрикация всех новых выпусков СИ.

Учтя опыт предшественников, в нашей «Сигнальной информации», кроме библиографии, приводятся также резюме статей, т.е. реализован ее расширенный вариант. Кроме того, что важно, все статьи рубрицируются специалистами.

Таким образом, говоря формальным языком, СИ выполняет следующие функции:

- обеспечивает, по возможности, полный охват публикаций по соответствующей отрасли науки или тематической области, рассеянной во множестве источников;
- осуществляет быстрое оповещение пользователей о новых публикациях;
- облегчает отбор нужных публикаций, а также формирует понимание, необходим ли поиск полных текстов.

Полезность сигнальной информации заключается в предоставлении возможности окинуть взглядом текущее состояние акустических исследований по различным направлениям. Обеспечивается, по возможности, полный охват публикаций по соответствующей отрасли науки или тематической области, рассеянной во множестве источников. Также в рамках этой рубрикационной работы была получена таблица соответствия между нашим рубрикатом и рубрикатом по акустике ВИНТИ с целью доступа к Автоматизированному Банку данных ВИНТИ (АБнД) и возможной интеграции информации.

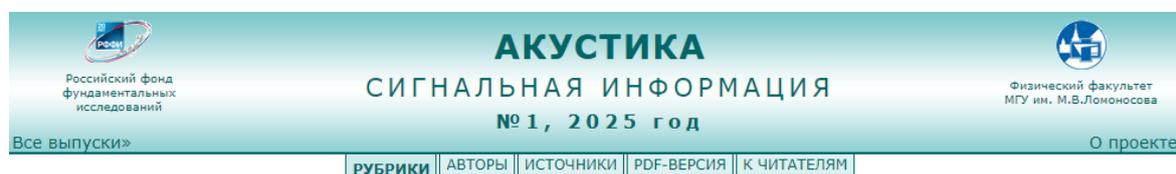
Сайт «Сигнальной информации» (СИ) открывается рубриками статей, вошедших в свежий номер (Рис. 1). На других страницах сайта размещены указатели, на которые можно перейти, нажав соответствующую плашку в верхней части начальной страницы. Авторский указатель для каждого автора включает библиографию его статей в данном номере. Указатель источников сообщает, какие из них отражены в текущем номере. Приводится также полная pdf-версия выпуска.

В результате, при выходе каждого номера возможен быстрый просмотр и отбор нужных публикаций, а также у пользователя формируется понимание о необходимости чтения полных текстов, что можно тут же выполнить интернет-поиском. Почти одновременно с выходом СИ, а в пери-

од 2013–2024 гг. вышло 72 номера, ее информация попадает в Информационно-поисковую систему «Акустика». Русскоязычные источники», содержащую на начало 2025 г. более 73 000 статей. С начала 2020-х гг. в СИ начали загружаться материалы по другим областям физики и по астрономии.

В общем, основной наш посыл заключается в необходимости облегчения доступа к русскоязычным источникам информации и наращивания их полноты в электронном виде, тем самым сохраняя их в легкодоступном информационном пространстве.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова.



[Все выпуски](#) | 2025 №1 | Рубрики

Рубрики

- 01 [КОНГРЕССЫ, КОНФЕРЕНЦИИ, СЕМИНАРЫ, СИМПОЗИУМЫ, СОВЕТЫ, СОВЕЩАНИЯ](#)
- 02 [БИБЛИОГРАФИЯ](#)
- 03 [ПЕРСОНАЛИИ](#)
- 04 [КЛАССИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЛИНЕЙНОЙ АКУСТИКИ И ТЕОРИИ ВОЛН](#)
 - 04.01 [Математическая теория распространения волн](#)
 - 04.04 [Рассеяние акустических волн](#)
 - 04.05 [Упругие волны в твердых телах](#)
 - 04.07 [Скорость и затухание акустических волн](#)
 - 04.08 [Стоячие волны, резонанс, нормальные моды](#)
 - 04.09 [Волноводы, волны в трубах и направляющих системах](#)
 - 04.11 [Излучение источников, импеданс, картины полей](#)
 - 04.12 [Численные методы, компьютерное моделирование](#)
 - 04.14 [Методы измерений и инструменты](#)
 - 04.15 [Колесания распределенных систем, вибрации, структурная акустика](#)
 - 04.16 [Волны в многофазных, пористых, резиноподобных средах, полимерах](#)
- 05 [НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИКА](#)
 - 05.02 [Теория нелинейных акустических волн](#)
 - 05.03 [Распространение интенсивных волн, пилообразные и слабые ударные волны](#)
 - 05.04 [Нелинейная акустика твердых тел](#)
 - 05.08 [Параметрические антенны, рассеяние звука на звуке](#)
 - 05.09 [Акустические течения и радиационное давление](#)

Рис. 1. Начальная страница сайта «Сигнальной информации».

Литература

1. Шамаев В.Г., Горшков А.Б. Система информационного обеспечения физико-математических наук. Русскоязычный аспект. – М.: Астрокосмосинформ, 2024 – 432 с. ISBN 978-5-9002-4255-2
2. Шамаев В.Г. Реферативный журнал «Акустика» // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 1. С. 168.

НЕЛИНЕЙНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ СПЕКТРОВ ЧЕРЕНКОВСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В КОАКСИАЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

Аспирант *Ершов А.В.*, профессор *Кузелев М.В.*

Для исследования усиления в плазменном коаксиальном волноводе с релятивистским трубчатым электронным пучком немонахроматического входного сигнала представим продольную составляющую напряженности электрического поля в волноводе в виде

$$E_z(t, z, r_b) = \frac{1}{2} \sum_{s=S_{\min}}^{S_{\max}} [E_s(z, r_b) \exp(-is\omega_0 t) + C.C.], \quad (1)$$

где ω_0 некоторая достаточно маленькая частота, а r_b радиус трубчатого пучка. Определяемая формулой $|E_s(L, r)|$ функция s , является спектром черенковской неустойчивости пучка на расстоянии L от входного сечения волновода. Формально амплитуды $E_s(z, r)$ удовлетворяют следующим уравнениям:

$$D_0(s\omega_0, \hat{k}_z; R)E_s(z, r_b) = -W_0(s\omega_0, \hat{k}_z; r_b) \frac{\delta_b r_b}{R^2} \frac{4\pi i}{\omega_s} \langle j_b(z; r_b) \rangle_s, \quad (2)$$

где δ_b - толщина пучка, R - радиус волновода,

$$\langle j_b(z; r_b) \rangle_s = en_{0b}u \frac{\omega_0}{\pi} \int_0^{2\pi/\omega_0} \exp(is\omega_0 t(z, t_0)) dt_0, \quad (3)$$

$\hat{k}_z = id/dz$ — оператор продольного волнового числа, n_{0b} — плотность электронов пучка, u — их невозмущенная скорость, а $t(z, t_0)$ определяется из уравнений движения электронов пучка. Формула (3) получена с использованием метода интегрирования по начальным данным [1]. Величины $D_0(\omega, k_z; R)$ и $W_0(\omega, k_z; r_b)$ в (2) для электродинамических систем плазменной СВЧ-электроники определены в наших работах [2,3].

При нулевой плотности электронного пучка правые части уравнений (2) равны нулю. При этом решения этих уравнений определяются формулами

$$E_s(z, r_b) = A_s \exp[ik_z(s\omega_0)z], \quad (4)$$

где $k_z(\omega)$ — решения дисперсионного уравнения $D_0(\omega, k_z; R) = 0$. Заметим, что таких решений может быть много. Они соответствуют различным поперечным модам волновода. Поэтому, с учетом поперечной многомодовости, вместо (4) следует записывать более общее выражение

$$E_s(z, r_b) = \sum_n A_{sn} \exp[ik_{zn}(s\omega_0)z], \quad (5)$$

где n — номер поперечной моды. При черенковском механизме усиления волн

$$k_{zn}(s\omega_0) \approx s\omega_0/u, \quad (6)$$

иначе усиления не будет. Тогда, вводя общую медленную амплитуду резонансных поперечных мод, запишем формулу (5) в виде

$$E_s(z, r_b) = A_s(z) \exp[is\omega_0/u z], \quad (7)$$

где $A_s(z)$ — медленные амплитуды.

Подставляя (7) в уравнения (2) и учитывая медленность амплитуд, получаем следующие уравнения:

$$\left(D_{0s} - i \frac{\partial D_{0s}}{\partial k_{zs}} \frac{d}{dz} \right) A_s(z) = - \frac{\delta_b r_b}{R^2} \frac{4\pi i}{\omega_s} W_{0s} \langle j_b(z) \rangle_s. \quad (8)$$

Здесь

$$\langle j_b(z) \rangle_s = en_{0b} u \frac{\omega_0}{\pi} \int_0^{2\pi/\omega_0} \exp[is\omega_0(t(z, t_0) - z/u)] dt_0, \quad (9)$$

$$D_{0s} = D_0(s\omega_0, s\omega_0/u; R), \quad W_{0s} = W_0(s\omega_0, s\omega_0/u; r_b), \quad \frac{\partial D_{0s}}{\partial k_{zs}} = \frac{\partial D_0}{\partial k_z} \Big|_{\omega=s\omega_0, k_z=s\omega_0/u}. \quad (10)$$

Уравнения движения электронов пучка для фазовых траекторий $t(z, t_0)$, $v(z, t_0)$ и начальные к ним условия запишем в виде

$$\begin{aligned} \frac{dt}{dz} &= \frac{1}{v}, \\ v \frac{dv}{dz} &= \frac{e}{m} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{3/2} \frac{1}{2} \sum_{s=s_{\min}}^{s_{\max}} [A_s(z) \exp[-is\omega_0(t - z/u)] + C.C.], \\ t(z) \Big|_{z=0} &= t_0, \quad v(z) \Big|_{z=0} = u. \end{aligned} \quad (11)$$

Вводя новую переменную $\tau = t - z/u$, окончательно имеем следующую систему уравнений и начальных условий:

$$\begin{aligned} \left(D_{0s} - i \frac{\partial D_{0s}}{\partial k_{zs}} \frac{d}{dz} \right) A_s &= - \frac{\delta_b r_b}{R^2} \frac{4\pi i}{\omega_s} W_{0s} j_{bs}, \\ A_s|_{z=0} &= A_{s0}, \\ j_{bs} &= en_{0b} u \frac{\omega_0}{\pi} \int_0^{2\pi/\omega_0} \exp(is\omega_0 \tau) d\tau_0, \\ \frac{d\tau}{dz} &= \frac{1}{v} - \frac{1}{u}, \\ v \frac{dv}{dz} &= \frac{e}{m} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{3/2} \frac{1}{2} \sum_{s=S_{\min}}^{S_{\max}} [A_s(z) \exp(-is\omega_0 \tau) + C.C.], \\ \tau_{z=0} &= \tau_0, \quad v|_{z=0} = u. \end{aligned} \tag{12}$$

В линейном приближении $\tau = \tau_0 + \tilde{\tau}$, $v = u + \tilde{v}$ и уравнений (12), исключая \tilde{v} , имеем следующую систему:

$$\begin{aligned} \left(D_{0s} - i \frac{\partial D_{0s}}{\partial k_{zs}} \frac{d}{dz} \right) A_s &= - \frac{\delta_b r_b}{R^2} \frac{4\pi i}{\omega_s} W_{0s} j_{bs}, \\ A_s|_{z=0} &= A_{s0}, \\ j_{bs} &= en_{0b} u \frac{\omega_0}{\pi} is\omega_0 \int_0^{2\pi/\omega_0} \tilde{\tau} \exp(is\omega_0 \tau_0) d\tau_0, \\ u^3 \frac{d^2 \tilde{\tau}}{dz^2} &= - \frac{e}{m\gamma^3} \frac{1}{2} \sum_{s=S_{\min}}^{S_{\max}} [A_s(z) \exp(-is\omega_0 \tau_0) + C.C.], \\ \tilde{\tau}|_{z=0} &= 0, \quad \frac{d\tilde{\tau}}{dz}|_{z=0} = 0. \end{aligned} \tag{13}$$

Или, домножая уравнение для $\tilde{\tau}$ на $\exp(is\omega_0 \tau_0)$ и интегрируя его по τ_0 от нуля до $2\pi/\omega_0$, получаем

$$\begin{aligned} \left(D_{0s} - i \frac{\partial D_{0s}}{\partial k_{zs}} \frac{d}{dz} \right) A_s &= \frac{\delta_b r_b}{R^2} \frac{\omega_b^2}{u^2 \gamma^3} W_{0s} j_{bs}, \\ \frac{d^2 j_{bs}}{dz^2} &= -A_s(z), \\ A_s|_{z=0} &= A_{s0}, \quad j_{bs}|_{z=0} = 0, \quad \frac{dj_{bs}}{dz}|_{z=0} = 0. \end{aligned} \tag{14}$$

Литература

1. Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Стрелков П.С. Плазменная релятивистская СВЧ-электроника. М.: ЛЕНАНД, 2018.
2. Ершов А.В., Карташов И.Н., Кузелев М.В. ЖЭТФ, 2024, том 165, вып. 6, стр. 857–869.
3. Ершов А.В., Кузелев М.В. КСФ, 2025, №3, стр. 50-59.

ПОНДЕРОМОТОРНЫЕ СИЛЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ С НЕОДНОРОДНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ

Профессор *В. Б. Лапшин*, *А. А. Скубачевский*,
академик РАН *А. С. Бугаев*

Представлены результаты исследования движения электрона в неоднородной электромагнитной волне, используя численное решение нелинейной системы уравнений, описывающих движение электрона. Предложен подход, позволяющий моделировать широкий спектр неоднородных электромагнитных волн, создаваемых суперпозицией плоских произвольно направленных по отношению друг к другу монохроматических электромагнитных волн. Изучены особенности поведения электрона в неоднородной электромагнитной волне в зависимости от начальных и граничных условий. Численно решена полная система нелинейных уравнений с переменными коэффициентами, описывающих движение электрона в неоднородном электромагнитном поле. Обнаружены и исследованы особенности траектории и спектра излучения электрона. Рассмотрено тормозное и гироманнитное излучение электрона в поле неоднородной электромагнитной волны в присутствии внешнего магнитного поля. В случае, когда внешнее магнитное поле перпендикулярно электрическому полю неоднородной электромагнитной волны, мощность гироманнитного излучения всегда превышает мощность тормозного. В случае, когда внешнее магнитное поле параллельно электрическому полю неоднородной волны, существует пороговое значение поля, при котором мощность гироманнитного излучения превышает мощность тормозного. При движении электрона в неоднородной электромагнитной волне может быть реализован эффект подавления несущей частоты в спектре излучения электрона. На основе анализа особенностей траектории движения заряженной частицы в неоднородной электромагнитной волне уточняются физические процессы, определяющие природу пондеромоторных сил. В частности, детализируется причина смены ускоренного движения частицы при прохождении через ноль амплитуды электрического поля в направлении, перпендикулярном электрическому полю, на торможение

при увеличении амплитуды электрического поля. Определено влияние инерционной массы на траекторию движения заряженной частицы в неоднородной электромагнитной волне.

**ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ
В ПЛАЗМЕННОМ СВЧ УСИЛИТЕЛЕ
С КООКСИАЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИЕЙ ПРИ НАЛИЧИИ ПОГЛОТИТЕЛЯ**
Доц. *Карташов И.Н.*, проф. *Кузелев М.В.*, студент *Туманов А.В.*

Рассмотрено развитие пучково-плазменной неустойчивости в плазменном СВЧ-усилителе с однородным по длине системы поглотителем в коаксиальной геометрии. Добавление поглотителя в систему обусловлено необходимостью подавления паразитной обратной связи. При этом наличие поглотителя приводит к изменению электродинамических свойств системы. Рассчитаны инкременты пучково-плазменной неустойчивости, определены области параметров, при которых самовозбуждение усилителя не происходит. Оценено изменение эффективности преобразования энергии электронов в энергию усиливаемой волны и влияние на нее поглотителя.

В пределе бесконечно сильного внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси плазмонаполненного волновода, волновые решения можно представить в виде суперпозиции волн E - и B -типов. Волны E -типа имеют ненулевую продольную составляющую электрического поля и могут иметь фазовую скорость меньше скорости света c . Только для этих волн возможно резонансное взаимодействие с электронным пучком и поэтому далее рассматриваются только волны E -типа. Из системы уравнений Максвелла можно получить уравнение для z -компоненты электрического вектора Герца (поляризационного потенциала) [2]

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \Psi = -4\pi j_p \delta_p \delta(r - r_p) - 4\pi j_b \delta_b \delta(r - r_b). \quad (1)$$

Из вектора Герца можно определить все компоненты электрического и магнитного полей, в частности

$$E_z = \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \Psi, \quad B_\varphi = -\frac{1}{c} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t \partial r}. \quad (2)$$

Если в области $r < R_1$ расположен поглотитель с большой диэлектрической проницаемостью $\varepsilon \gg 1$, при этом глубина проникновения поля в него мала по сравнению с пространственным периодом поля в тангенциаль-

ном направлении $c/(\omega\sqrt{|\varepsilon|}) \ll k_z^{-1} \approx u/\omega$, то при $r = R_1$ можно сформулировать приближенные импедансные граничные условия Леонтовича [1]

$$E_z(R_1) = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} B_\phi(R_1). \quad (3)$$

Ток в плазме связан с напряженностью электрического поля уравнением

$$\frac{\partial j_p}{\partial t} = \frac{\omega_p^2}{4\pi} E_z(r_p), \quad (4)$$

которое представляет собой уравнение движения электронов в приближении холодной гидродинамики [2].

Для гармонических волн в системе без поглотителя существует известное дисперсионное уравнение [2]

$$\left[\omega^2 - \omega_p^2 \frac{\chi_0^2}{k_{\perp p}^2} \right] \left[(\omega - k_z u)^2 - \omega_b^2 \gamma^{-3} \frac{\chi_0^2}{k_{\perp p}^2} \right] = \Theta \omega_p^2 \frac{\chi_0^2}{k_{\perp p}^2} \omega_b^2 \gamma^{-3} \frac{\chi_0^2}{k_{\perp p}^2}. \quad (5)$$

Его можно легко решить относительно волнового числа; таким образом, можно найти инкремент нарастания усиливаемой волны. Прямая модификация коэффициентов в этом уравнении является нетривиальной задачей, но, предполагая, что поглощение мало, мы можем определить поправки к приращениям, используя поток энергии в поглотитель

$$\delta k_{z1,4} = \frac{dP_{r1,4}(z)}{dz} = \frac{\omega R_1}{2c} \frac{\operatorname{Re} \left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \right) \left| \frac{d\Psi}{dr}(R_1) \right|^2}{\operatorname{Re} k_{z1,4} \int_{R_1}^{R_2} \left(\left| \frac{d\Psi}{dr}(r) \right|^2 - \frac{l^2}{r^2} |\Psi(r)|^2 \right) r dr}. \quad (6)$$

Наличие поглотителя приводит к уменьшению инкремента усиления и увеличению декрементов для отраженной волны от излучающего рупора. Тем самым разрывается петля обратной связи, приводящая к самовозбуждению.

Рассеивание энергии в поглотителе и отражение от выходного конца усилителя снижают эффективность до

$$\eta = \eta_0 \frac{\Delta P_{z1}}{\Delta P_{z1} + \Delta P_{r1}} (1 - |\kappa_{14}|^2) = \eta_0 \frac{|\operatorname{Im} k_{z1}| - \delta k_{z1}}{|\operatorname{Im} k_{z1}|} (1 - |\kappa_{14}|^2), \quad (7)$$

где η_0 есть эффективность в системе без поглотителя рассчитываемая согласно [3]

Литература

1. М.Б.Виноградова, О.В.Руденко, А.П.Сухоруков. Теория волн. М.: URSS, 2019.
2. М.В.Кузелев, А.А.Рухадзе, П.С.Стрелков. Плазменная релятивистская СВЧ электроника. М.: URSS, 2018.
3. И.Н.Карташов, М.В.Кузелев. Plasma Physics Reports 50 (5), 597-602 (2024).

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ КОМБИНИРОВАННОГО РАЗРЯДА В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ГАЗОВЫХ ПОТОКАХ

Инженер *Корнев К.Н.*, мл. науч. сотр. *Логунов А.А.*,
профессор *Двинин С.А.*, техник *Сурконт О.С.*,
студент *Абушаев Т.Р.*, студент *Волынец А.Л.*

Разряды в газовых потоках исследуются на протяжении последних десятилетий в рамках задач плазменной аэродинамики [1]. Необходимость определения механизмов воздействия плазмы разрядов на высокоскоростные потоки и выработка методов контроля этого воздействия обуславливает актуальность проводимых исследований. В работе экспериментально изучен комбинированный разряд (КР) в высокоскоростных воздушных и пропан-воздушных потоках. Для создания разряда используются одновременно источник постоянного тока (напряжение до 4.5 кВ и сила тока до 15 А) и магнетронный источник с частотой 2.45 ГГц, рассчитанный для работы на мощностях до 5 кВт в непрерывном режиме. Известны эксперименты со стационарным КР [2]. В отличие от них нами изучались особенности нестационарного разряда в высокоскоростных потоках. Структура КР регистрировалась с помощью высокоскоростной видеосъемки.

Показаны особенности КР, отличающие его от постоянно-токового и СВЧ разрядов. Эти особенности могут быть полезны для задач плазменно-стимулированного горения. Экспериментально получены зависимости поля в плазменном канале, квазичастоты разряда от скорости потока и силы тока. Методом оптической эмиссионной спектроскопии в видимой и ближней УФ области оценены концентрация электронов $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, характерная газовая температура $\sim 6000\text{-}9000\text{ К}$. Продемонстрированы эффекты, связанные с толщиной скин-слоя и направлением поляризации СВЧ поля относительно скорости потока. Показана возможность использования внешнего СВЧ поля для контроля параметров плазмы разряда в высокоскоростном воздушном потоке. КР позволяет воспламенять и поддержи-

вать горение дозвукового пропан-воздушного потока со скоростями 50-250 м/с. Получены и проанализированы оптические спектры разряда в воспламененном пропан-воздушном потоке.

Литература

1. Корнев К.Н. является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» и благодарит его за финансовую поддержку. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00233. Литература [1]. Adamovich I, Agarwal S, Ahedo E, Alves L L, Baalrud S, Babaeva N and von Woedtke T 2022 J. Phys. D: Appl. Phys. 55 373001 [2]. Батенин В.М., Роддатис В.К., Теплофизика высоких температур, 1980. Vol. 18, № 6. P. 1137–1143.

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В ИСТОЧНИКЕ ТРУБЧАТОЙ ПЛАЗМЫ ДЛЯ ПЛАЗМЕННОГО МАЗЕРА ЗОНДОВЫМ И МИКРОВОЛНОВЫМ МЕТОДАМИ

Мл. науч. сотр. *Пономарев А. В.*, зав. лаб. *Ульянов Д. К.*,
мл. науч. сотр. *Диас Михайлова Е.Д.*

Плазменный мазер - это мощный источник СВЧ излучения, который работает на основе черенковского взаимодействия релятивистского электронного пучка с распространяющимися в плазме медленными волнами. Наличие плазмы, как замедляющей структуры, дает возможность перестройки средней частоты излучения путем изменения концентрации плазмы. Поэтому знание параметров плазмы важно для понимания процессов, происходящих в плазменных мазерах, а также для совершенствования их работы как генераторов мощного СВЧ излучения. В данной работе представлены результаты измерений концентрации плазмы зондовым и микроволновым методами в источнике трубчатой плазмы для плазменного мазера.

Идея СВЧ метода заключается в том, что при создании плазмы низкоэнергетичным электронным пучком при достижении критической концентрации плазмы (около 10^8 см^{-3} в нашем случае) возникает плазменно-пучковый разряд, и происходит дополнительная ионизация СВЧ полями. При этом спектр СВЧ-излучения в системе с плазмой имеет резкую верхнюю границу, равную $\omega \approx \omega_p$. Измеряя верхнюю границу спектра мы определяем плазменную частоту ω_p и, по ней концентрацию плазмы n_p .

В эксперименте измерялся сигнал с ленгмюровского зонда и сигнал с СВЧ- детектора. Измеряя момент времени, при котором возникает сигнал с СВЧ детектора, и зная частоту отсечки запредельного волновода стоящего перед детектором, мы определяем концентрацию плазмы в данный момент времени в предположении ее постоянства внутри плазменной трубки. Для

оценки точности получаемых результатов были проведены измерения времени начала СВЧ-импульса и тока на зонд в этот момент времени для шести разных импульсов работы плазменного источника в одинаковых условиях. Результаты показывают, что относительный разброс времени начала СВЧ импульса составляет $\pm 3\%$, а разброс тока на зонд в этот момент времени $\pm 8\%$. Считая эти величины независимыми, мы получаем, что точность наших измерений составляет $\pm 9\%$.

Показано, что в момент включения плазменного лазера, концентрация плазмы составляла величины $(3 \pm 0.3) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ для тока разряда в источнике 5 А, $(5.5 \pm 0.6) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ для тока разряда 9 А и $(9.5 \pm 1) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ для тока разряда 20 А. Сравнение с зондовыми измерениями [1], а также с численными расчетами, сделанными с помощью кода КАРАТ, показало хорошее согласие результатов СВЧ измерений с численными расчетами, при этом погрешность измерений не превышала 15%. Зондовые измерения дают значительно большее отклонение от результатов СВЧ измерений, что связано с наличием сильного магнитного поля в плазменном источнике.

Литература

1. Пономарев А.В., Ульянов Д.К. // Физика плазмы, 2023, том 49, № 6, с. 576–581

Подсекция:
ФИЗИКА
КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

Сопредседатели
чл.-корр. РАН Д.Р. Хохлов, профессор В.А. Кульбачинский,
профессор О.В. Снигирев

ДЕКОМПЕНСАЦИЯ НАМАГНИЧЕННОСТЕЙ
В ВАН-ДЕР-ВААЛЬСОВСКОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ:
ФЛЕКСОМАГНИТНЫЙ И ЭЛЕКТРОИНДУЦИРОВАННЫЙ
ГИРОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТЫ

Профессор *Пятаков А.П.*

Недавнее обнаружение графеноподобных двумерных магнитных материалов [1] и мультиферроиков [2,3] стало знаменательным событием в области физики конденсированного состояния вещества. Такие материалы также часто называют ван-дер-ваальсовыми, поскольку молекулярные монослои взаимодействуют друг с другом межмолекулярными силами, что позволяет отделять их с поверхности объемных кристаллов методом эксфолиации, а также создавать гетероструктуры, сцепленные теми же силами ван-дер-Ваальса. За счет механической гибкости и особых электронных свойств ван-дер-ваальсовых магнетиков в них наиболее ярко может проявляться взаимосвязь электронной, механической и магнитной подсистем.

Примером тому служат молекулярные слои трийодида хрома CrI_3 — модельного ван-дер-ваальсова магнитного материала, который сочетает в себе относительно простую кристаллическую структуру с большим разнообразием магнитных состояний, определяемых как числом слоев [1], так и кривизной поверхности [4,5]. К примеру, в нанотрубке из монослоя CrI_3 при критическом радиусе 1,4 нм предсказан фазовый переход от радиальной конфигурации спинов к спиновой структуре типа «отвес», при которой магнитные моменты всех ионов хрома направлены в одну сторону [4]. В нашей работе [5] мы рассмотрели действие изгибной деформации на двойной антиферромагнитно упорядоченный слой CrI_3 (рис. 1).

Теоретико-групповой анализ и расчеты из первых принципов показывают, что при изгибе бислоя антиферромагнитного CrI_3 в нем возникает гигантский флексомагнитный эффект, вызванный декомпенсацией магнитных моментов верхнего и нижнего слоев. Разностная намагниченность пропорциональна намагниченности каждого слоя M , расстоянию между слоями d и кривизне $1/R$, а ее величина, рассчитанная методом функционала плотности [5], на два порядка превосходит величины флексомагнитного эффекта в двойных перовскитах [6]. Это усиление объясняется как увеличенным по сравнению с объемными материалами расстоянием между ионами противоположных магнитных подрешеток, находящихся в различных молекулярных слоях, так и повышенной чувствительностью обменного взаимодействия в каждом из слоев к механической деформации (рис.1).

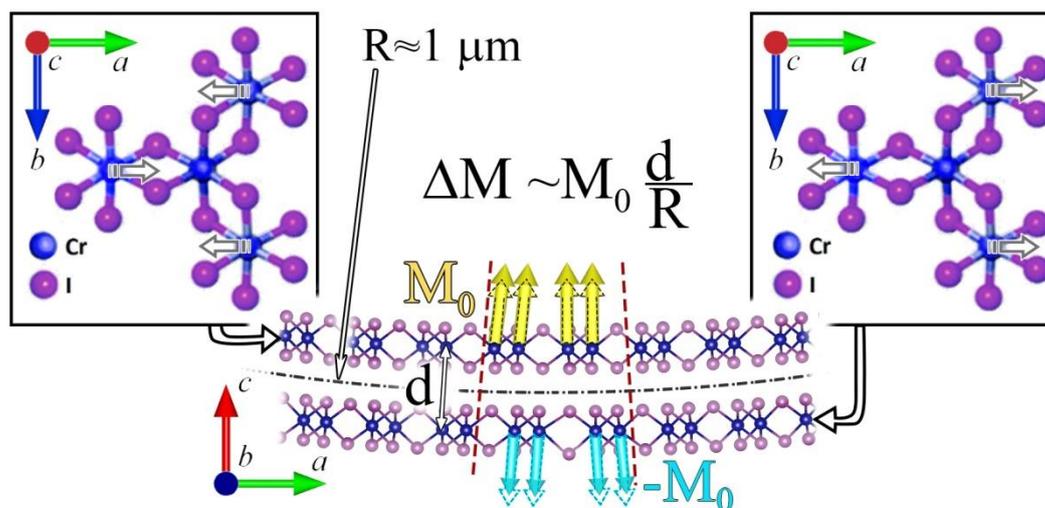


Рис. 1 Флексомагнитный эффект в двойном антиферромагнитном слое CrI_3 – разностная намагниченность ΔM , вызванная изгибом (M — намагниченность одного слоя, R — радиус кривизны, d — межслоевое расстояние). На вставках проиллюстрированы причины изменения намагниченностей в двух слоях: усиление обменного взаимодействия в сжатом верхнем слое и ослабление его за счет увеличения расстояния между магнитными ионами в растянутом нижнем слое.

Особый интерес представляют эффекты, вызванные электрическим полем, поскольку благодаря предельно малой толщине двумерных магнитных материалов, в них с помощью планарных электродов можно получать электрические поля 10^7 В/см и даже выше при напряжении порядка нескольких вольт [2]. Так, в нашей публикации [7] предсказано электрическое переключение антиферромагнитного параметра порядка за счет их взаимосвязи через ферродолинное упорядочение в электронной подсистеме.

Отдельного рассмотрения заслуживает магнитомеханический эффект Эйнштейна-де Гааза в таких материалах [8-10]. Его привлекают для объяснения явлений, вызванных фемтосекундными импульсами в двумерных антиферромагнетиках [8] и объемных материалах [9]. Интерес как в фундаментальном, так и в практическом отношении представляет электроиндуцированный магнитомеханический эффект, при котором электрическое поле, понижая симметрию антиферромагнетика, вызывает декомпенсацию магнитных подрешеток и, как следствие, появление ненулевого момента количества движения [10]. Однако перпендикулярная магнитная анизотропия, обычно наблюдаемая в ван-дер-ваальсовых магнетиках, приводит к тому, что гиромангнитное вращение возникает в плоскости слоев, что представляет трудности для экспериментального наблюдения. В работе [11] нами были рассмотрены магнитные состояния и фазовые переходы в ван-дер-ваальсовом антиферромагнетике и показана возможность наведения

намагниченности в плоскости пленки под действием электрического напряжения между слоями (поперечный магнитоэлектрический эффект).

Возникновение нескомпенсированной намагниченности в плоскости пленки, в свою очередь, за счет эффекта Эйнштейна–де-Гааза порождает механический момент, что можно использовать для возбуждения колебаний в микроэлектромеханических системах на ван-дер-ваальсовых антиферромагнетиках (рис. 2 а) [10].

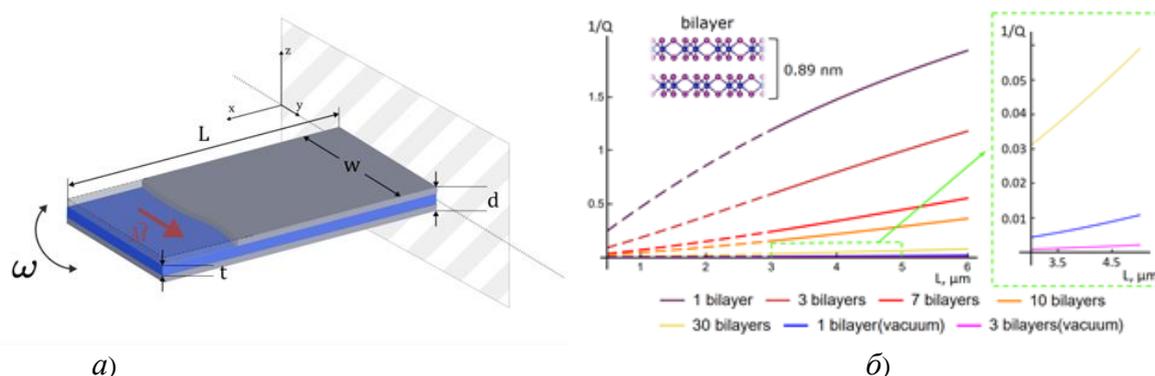


Рис. 2. Эффект Эйнштейна-де-Гааза в двумерном антиферромагнетике:

а) Рассматриваемая электро-магнитомеханическая система: кантилевер толщиной d , состоящий из антиферромагнитной пленки (показана синим) с толщиной t , зажатой между двумя графеновыми электродами (показаны серым). M – вектор магнитного момента, вызванный декомпенсацией намагниченностей магнитных подрешеток, порождает за счет магнитомеханического эффекта колебания пластины с собственной частотой ω .

б) Зависимость потерь в электро-магнитомеханической системе от длины кантилевера для различных толщин антиферромагнитного слоя (ширина кантилевера $w = 3 \mu\text{m}$) при нормальном давлении и вакууме $5 \cdot 10^{-4}$ Торр [10].

При наблюдении механических колебаний в таких микроэлектромеханических системах определяющую роль играют тепловые шумы. Теоретическое рассмотрение колебаний показывает, что добротность системы, необходимая для детектирования колебаний за счет эффекта Эйнштейна-де-Гааза над уровнем шумов достигается в пластине ван-дер-ваальсова антиферромагнетика толщиной не менее 10 бислоев в условиях среднего вакуума (Рис. 2 б), при этом их амплитуда колебаний $\sim 10^{-5}$ рад. находится в зоне чувствительности оптической системы детектирования отклонения кантилевера атомно-силового микроскопа [10].

Финансирование Исследование выполнено в рамках государственного задания Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

Литература

1. Huang B., Clark G., Navarro-Moratalla E. et al // Nature, 2017, Vol. 100, P. 25
2. Liang Sh. et al, Nature Electronics, 2023, Vol. 6, P. 199–205
3. Pyatakov A. P., Pyatakova Z. A. // JMMM. 2023. Vol. 587. P. 171255.
4. Edström A., Amoroso D., Picozzi S. et al// Phys. Rev. Lett., 2022 Vol. 128, P. 177202
5. Lei Q., Sladek J., Sladek V. et al. // Physical Review B. 2024. Vol. 109. P. 014410.
6. P. Lukashev and R. F. Sabirianov // Phys. Rev. B. 2010, Vol. 82, P. 094417
7. Liu X., Pyatakov A. P., Ren W. // Physical Review Letters. 2020. Vol. 125, P. 247601.
8. Zong, A., Zhang, Q., Zhou, F. et al. // Nature, 2023, Vol. 620, P. 988–993.
9. Basini, M., Pancaldi, M., Wehinger, B. et al. // Nature, 2024 Vol. 628, P. 534–539.
10. Koliushenkov M. A., Pyatakov A. P. // Europhysics Letters. 2024. Vol. 147. P. 36002.
11. Звездин А.К., Колюшенков М.А., Пятаков А.П., Письма в ЖЭТФ, 2025. Т. 121, с. 605 – 610.

КЛАССИФИКАЦИЯ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ С ТРЕМЯ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИМИ ПАРАМЕТРАМИ ПОРЯДКА МЕТОДАМИ ТЕОРИИ КАТАСТРОФ

Доцент *Павлов С.В.*

При построении феноменологических моделей фазовых переходов (ФП) традиционно используется разложение неравновесного термодинамического потенциала в степенной ряд по степеням параметров порядка, точнее, по степеням базисных инвариантов, с учетом степеней до $2n$ -ной степени ($n > 2$) для обеспечения глобальной минимальности модели. Такой метод корректно применим только для одного однокомпонентного параметра порядка. В случае многокомпонентных или нескольких взаимодействующих параметров порядка в моделях, построенным традиционным методом могут возникать нефизичные результаты, когда на фазовой диаграмме модели появляются безгистерезисные ФП 1-го рода или изоморфные ФП без конечной критической точки типа жидкость-пар.

Подход, основанный на применении методов теории особенностей дифференцируемых отображений, называемой в приложениях теорией катастроф, устраняет эти недостатки.

При этом исходными данными для построения моделей является только знание целого рационального базиса инвариантов (ЦРБИ) и число управляющих параметров — феноменологических коэффициентов, зави-

сящих от внешних термодинамических условий (температуры, давления, химпотенциалов примесей и др.). Строгие математические методы теории катастроф [1] с применением эквивариантных векторных полей [2], учитывающих симметрию параметров порядка, позволяет построить структурно устойчивые и глобально минимальные модели.

Одним из преимуществ построения феноменологических моделей методами теории катастроф является возможность провести их классификацию по числу управляющих параметров для данной симметрии параметров порядка. Такая классификация проведена для двух- и трехкомпонентных параметров порядка [2, 3], а также для двух взаимодействующих параметров порядка [4].

В данном докладе представлены результаты классификации моделей по числу управляющих параметров для трех однокомпонентных взаимодействующих параметров порядка (таблица 1), а также для трех параметров порядка, один из которых двухкомпонентный, а два другие – однокомпонентные (таблица 2).

Таблица 1. Феноменологические модели с тремя взаимодействующими однокомпонентными параметрами порядка ($I_1 = \xi^2, I_2 = \eta^2, I_3 = \zeta^2$)

c	Φ	m
3	$a_1 I_1 + a_2 I_2 + a_3 I_3 + \mu_2 I_1 I_2 + \mu_2 I_1 I_3 + \mu_3 I_2 I_3 + \mu_4 I_1 I_2 I_3 + I_1^2 + I_2^2 + I_3^2$	8
6	$a_1 I_1 + a_2 I_2 + a_3 I_3 + a_4 I_3^2 + a_5 I_1 I_3 + a_6 I_2 I_3 + \mu_1 I_1 I_2 + \mu_2 I_1 I_2 I_3 + \mu_3 I_1 I_3^2 + \mu_4 I_2 I_3^2 + \mu_5 I_1 I_2 I_3^2 + I_1^2 + I_2^2 + I_3^3$	12
8	$a_1 I_1 + a_2 I_2 + a_3 I_3 + a_4 I_2^2 + a_5 I_3^2 + a_6 I_1 I_2 + a_7 I_1 I_3 + a_8 I_2 I_3 + \mu_1 I_1 I_2 I_3 + \mu_2 I_1 I_2^2 + \mu_3 I_1 I_3^2 + \mu_4 I_2 I_3^2 + \mu_5 I_2^2 I_3 + \mu_6 I_1 I_2^2 I_3 + \mu_7 I_1 I_2 I_3^2 + I_1^2 + I_2^3 + I_3^3$	16

Таблица 2. Феноменологические модели с тремя взаимодействующими параметрами порядка, один из которых двухкомпонентный. ($I_1 = \eta_1^2 + \eta_2^2, I_2 = \eta_1^2 \eta_2^2, I_3 = \xi^2, I_4 = \zeta^2$).

c	Φ	m
5	$a_1 I_1 + b_1 I_3 + b_2 I_4 + c_1 I_1 I_3 + c_2 I_1 I_4 + \mu_1 I_2 + \mu_2 I_3 I_4 + \mu_3 I_2 I_3 + \mu_4 I_2 I_4 + \mu_5 I_1^2 I_3 + \mu_6 I_1^2 I_4 + \mu_7 I_1 I_3 I_4 + I_1^2 + I_3^2 + I_4^2$	13
6	$a_1 I_1 + a_2 I_2 + b_1 I_3 + b_2 I_4 + c_1 I_2 I_3 + c_2 I_2 I_4 + \mu_1 I_2^2 + \mu_2 I_3 I_4 + \mu_3 I_1 I_3 + \mu_4 I_1 I_4 + \mu_5 I_2^2 I_3 + \mu_6 I_2^2 I_4 + \mu_7 I_1 I_3 I_4 + \mu_8 I_2 I_3 I_4 + I_1^2 + I_3^2 + I_4^2$	15
6	$a_1 I_1 + b_1 I_3 + b_2 I_4 + b_3 I_3^2 + c_1 I_1 I_3 + c_2 I_1 I_4 + \mu_1 I_2 + \mu_2 I_3 I_4 + \mu_3 I_1 I_3 I_4 + \mu_4 I_2^2 + \mu_5 I_1 I_3^2 + \mu_6 I_2^2 I_3 + \mu_7 I_1^2 I_4 + \mu_8 I_1^2 I_3 + \mu_9 I_2 I_3 + \mu_{10} I_2 I_3^2 + \mu_{11} I_1 I_4 + I_1^2 + I_3^3 + I_4^2$	18

Модели с тремя взаимодействующими параметрами порядка описывают ФП в жидких кристаллах [5], в соединениях $PbZn_{1/3}Nb_{2/3}O_3$ $Pb(Zn_{1/3}Ta_{2/3})O_3$ и твердых растворах на их основе [6], а также фазовые х-Т диаграммы твердых растворов ниобата калия-натрия [7].

Феноменологические коэффициенты в моделях, построенных методами теории катастроф, разделяются на два типа: управляющие параметры, зависящие от условий на термостате (обозначены латинскими буквами a_i, b_i, c_i) и так называемые модули μ_i , которые не зависят от внешних условий и только определяют топологию фазовой диаграммы модели. Варьирование модулей может привести к нефизичным результатам. В скобках заголовков таблиц приведены базисные инварианты I_j из ЦРБИ, греческими буквами η, ξ, ζ обозначены параметры порядка.

В первых столбцах таблиц указано число управляющих параметров моделей, вторые столбцы — феноменологические модели Φ , соответствующие данному числу управляющих параметров, записанные в безразмерной математической форме, в третьих столбцах указана кратность m вырожденной критической точки, которой является точка ФП. Величина m определяет максимальное число невырожденных критических точек на фазовых диаграммах моделей, на которые распадается исходная вырожденная критическая точка в нуле при изменении управляющих параметров.

Таким образом методы теории катастроф с применением эквивариантных векторных полей позволяют не только строить структурно устойчивые модели, но и проводить их классификацию по числу управляющих параметров.

Литература

1. Арнольд В.И., Варченко А.Н., Гусейн-Заде С.М. // Особенности дифференцируемых отображений. М., МЦНМО, 2009.
2. Павлов С.В. // Методы теории катастроф в феноменологии фазовых переходов. М., Инфра-М. 2020, 176 с.
3. Павлов С.В. Классификация феноменологических моделей фазовых переходов методами теории катастроф. // Известия РАН. Серия физическая. 2019. **83**. № 9. С. 1160-1171.
4. Павлов С.В. Феноменологические модели фазовых переходов с многокомпонентными взаимодействующими параметрами порядка: построение и классификация методами теории особенностей. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2024. **79**. № 3. С. 2430501-1-7
5. Коноплев В.А., Першин В.К. Феноменологическое моделирование фазовых переходов в жидких кристаллах. // Известия Уральского государственного горного университета. 2007. №. 22. С. 8-14.
6. Кладенок Л.А. Особенности фазовых диаграмм и аномалии свойств при фазовых переходах, описываемых несколькими параметрами порядка. // Дисс. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук. Ростов-на-Дону. 2004. 173 С.
7. Ивлиев М.П., Раевский И.П., Резниченко Л.А., Раевская С.И., Сахненко В.П. Фазовые состояния и особенности диэлектрических свойств твердых растворов ниобатов натрия-калия. // ФТТ. 2003. **45**, № 10. С. 1886-1891.

ТЕРМИЧЕСКИ СТИМУЛИРОВАННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ И МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ ЧАСТИЦ ФЕРРИТА МАГНИЯ

Доцент *Киселева Т. Ю.*, мл. научн. сотр. ФТИ им. Иоффе *Лебедев Л.А.*,
профессор *Русаков В.С.*, инженер *Комлев А. С.*,
в.н.с. ФТИ им. Иоффе *Попков В. И.*

Ферритовые материалы благодаря своим магнитным, оптическим и каталитическим свойствам широко применяются в полупроводниковой технике, биомедицинских устройствах и сенсорах. В частности, шпинельные ферриты AFe_2O_4 (где A — двухвалентный металл, такой как Mg , Zn , Co) вызывают значительный интерес в последние годы благодаря своей высокой стабильности, вариативности состава и комплексу функциональных свойств. Среди них магниевый феррит ($MgFe_2O_4$) является ключевым представителем этого класса, обладающим низкой токсичностью, высокой химической устойчивостью и доступностью исходных реагентов. Его функциональные характеристики зависят от метода синтеза и параметров термообработки, определяющих размер кристаллитов, степень кристаллизации и магнитные свойства.

В данном исследовании изучена эволюция кристаллической и магнитной структуры наночастиц $MgFe_2O_4$, полученных последовательными отжигами аморфного прекурсора, синтезированного методом растворного горения. Прекурсор был приготовлен с использованием глицина ($C_2H_5NO_2$) в качестве топлива и нитратов магния ($Mg(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$) и железа ($Fe(NO_3)_3 \cdot 9H_2O$), а затем подвергнут отжигу при температурах 400–800 °С. Анализ структуры и свойств образцов проводился методами рентгеновской дифракции, ^{57}Fe мёссбауэровской спектроскопии, сканирующей электронной микроскопии, рамановской спектроскопии и вибрационной магнитометрии.

Рентгеновская дифракция выявила переход от аморфной к кристаллической структуре в интервале температур 500–600 °С, сопровождающийся при росте температур обработки увеличением среднего размера кристаллитов с 5 до 25 нм и уменьшением параметра элементарной ячейки с 8,42 до 8,38 Å. Мёссбауэровская спектроскопия зафиксировала переход из суперпарамагнитного состояния в ферри-магнитное при температурах 600–700 °С, что сопровождалось ростом величины сверхтонкого магнитного поля с 460 до 480 кЭ. Магнитные измерения показали увеличение намагниченности насыщения до 50 эму/г и рост коэрцитивной силы до 120 Э. Сканирующая электронная микроскопия подтвердила, что при повышении температуры отжига увеличивается агрегированность наночастиц $MgFe_2O_4$ до среднего размера агрегатов 75–120 нм.

Полученные результаты демонстрируют возможность точной настройки функциональных свойств $MgFe_2O_4$ за счёт варьирования темпе-

ратуры отжига прекурсора. Оптимальный баланс между суперпарамагнитной и ферромагнитной фазами позволяет адаптировать материал для различных приложений, включая сенсоры, каталитические системы и магнитные устройства.

ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ЕСТЕСТВЕННО СОСТАРЕННЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ НА ОСНОВЕ НИКЕЛИДА ТИТАНА

Профессор *Хунджуа А.Г.*, доцент *Бровкина Е.А.*,
ст.науч.сотр. *Снегирев В.В.*, доцент *Киселева Т.Ю.*,
аспирант *Джавадов Р.Р.*

Процессы естественного старения металлических сплавов многообразны по протяженности: метастабильные фазы в бронзе сохраняются с античных времен, а в дюралюминии несколько дней естественного старения приводят к выделению избыточных фаз и резким изменениям механических свойств, что и позволило дюралюминию на стать долгие годы основным материалом авиапрома.

Естественное старение обнаружено и в твердых растворах на основе никелида титана TiNi. Это соединение нашло широкое применение в современной технике и медицине (в частности, в сердечно сосудистой хирургии) ввиду реализации в нем всех разновидностей эффекта памяти формы, обусловленного мартенситными фазовыми превращениями. Изделия из никелида титана вживляются в организм на многие годы, и изменения их свойств могут привести к трагическим последствиям. Тем более важно использовать возможность исследования тех образцов, продолжительность естественного старения которых на настоящий момент превысило 40 лет, а структурные изменения в них были зафиксированы уже после 3-х лет старения [1].

Для исследования влияния естественного старения на структуру и характеристики мартенситных превращений были выбраны сплавы из трех групп:

1. $Ti_{46}Ni_{46}Cu_8, Ni_{51}Ti_{45}Si_4$,
2. $Ti_{48}Ni_{48}V_4, Ti_{46}Ni_{46}V_8$,
3. $Ti_{48}Ni_{48}Nb_4, Ti_{46}Ni_{46}Nb_8, Ti_{44}Ni_{44}Nb_{12}$.

Все сплавы исследовались после 3 видов термообработки:

1. Закаленные в твердом состоянии после кристаллизации (ЗТС);
2. Закаленные из жидкого состояния (спинингование расплава, скорость охлаждения около 10^5 K/c) (ЗЖС);
3. Естественно состаренные ЗЖС сплавы.

Сплавы $Ti_{46}Ni_{46}Cu_8, Ni_{51}Ti_{45}Si_4$. После ЗТС сплавы содержат в незначительном количестве вторую фазу, соответственно, $TiNiCu$ и Ti_3Ni_2Si .

Те же сплавы после ЗЖС – однофазны. ЗЖС и состаренные в течение 3, 6, 10, и 40 лет сплавы $Ti_{46}Ni_{46}Cu_8$, $Ni_{51}Ti_{45}Si_4$ представляли собой однофазные ОЦК β -твердые растворы на основе никелида титана с параметром решетки $a = 0.3$ нм. По данным низкотемпературной рентгеновской дифрактометрии ОЦК β -фаза остается стабильной при охлаждении до температуры жидкого азота.

Сплавы системы TiNi-Nb. В сплавах $Ti_{46}Ni_{46}Nb_8$ и $Ti_{44}Ni_{44}Nb_{12}$ охлаждение до 5 К не приводит к мартенситным превращениям, как непосредственно после спиннингования, так и после 6 лет естественного старения. Но после 40 лет старения изменения кристаллической структуры видны невооруженным глазом: интегральная ширина дифракционной линии $(110)_{B2}$ увеличилась и равна соответственно $0,338^\circ$ и $0,312^\circ$.

Сплавы системы TiNi-V. После ЗЖС обнаружено, что при охлаждении сплава $Ti_{48}Ni_{48}V_4$ имеют место 2 мартенситных превращения: $B2 \rightarrow R \rightarrow R + B19'$ с температурой $T_R = 245$ К, $M_n = 225 \pm 10$ К. В сплаве $Ti_{48}Ni_{48}V_4$ имеет место одно превращение $B2 \rightarrow R$ с температурой $T_R = 260$ К. Естественное старение сплава $Ti_{48}Ni_{48}V_4$ в течение 6 лет привело к изменению характеристик мартенситного превращения – точки переходов повысились до $T_R = 285$ К, $M_n = 240 \pm 10$ К.

В сплаве $Ti_{46}Ni_{46}V_8$ непосредственно после закалки из жидкого состояния обнаружено, что при охлаждении одно мартенситное превращение: $B2 \rightarrow R$ с температурой $T_R = 235$ К. Естественное старение сплава $Ti_{46}Ni_{46}V_8$ в течение 6 лет привело к изменению точки $T_R = 270$ К и появлению второго превращения $R \rightarrow R + B19'$ с точкой $M_n = 220$ К.

После 40 лет естественного старения сплава $Ti_{46}Ni_{46}V_8$ расслоение $B2$ -твердого раствора на два изоморфных исходному не обнаруживается. В тоже время $B2$ твердый раствор испытывает при охлаждении превращение $B2 \rightarrow R$.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В.Ломоносова

Литература

1. Хунджуа А.Г. Естественное старение сплавов на основе никелида титана // *Материаловедение*, 2000, №8, с.28-30.
2. Захарова М.И., Хунджуа А.Г., Осипов Э.К., Ковнеристый Ю.К. Влияние сверхскоростной кристаллизации на структуру сплавов Ti - Ni - Cu и Ti - Ni - Si // *Металлы*. 1984.№5. с.143 -146.
3. Хунджуа А.Г., Захарова М.И. Мартенситное превращение в сплавах никелида титана с элементами VA подгруппы // *Вестник Моск. Ун-та Сер.3. Физ. Астроном.* 1987. Т.28. №1. С.74-77.

ВЛИЯНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЗЯЛОШИНСКОГО-МОРИЯ НА МАГНИТНУЮ ДИНАМИКУ ОДНОМЕРНЫХ НАНОСТРУКТУР НА НИТРИДИЗИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ МЕДИ

Аспирант *Локтионов И.А.*, ст. преподаватель *Бажанов Д.И.*

Цепочки из магнитных атомов с лёгкой осью намагничивания обладают потенциалом применения в качестве элементов памяти за счёт бинарности устойчивых магнитных конфигураций, отличающихся направлением магнитных моментов. Эксперименты по переключению между такими конфигурациями были проведены на цепочках (одномерных наноструктурах) из атомов железа и кобальта на поверхности меди Cu(001), покрытой тонким слоем нитрида меди Cu₂N [1, 2]. Выбор такой поверхности обусловлен тем, что она, во-первых, в силу своих диэлектрических свойств позволяет “отсекать” электронную структуру подложки от адсорбата, устраняя их взаимовлияние и давая таким образом возможность исследовать электронные и магнитные свойства структур отдельно; во-вторых, эта поверхность, как было экспериментально обнаружено, может приводить к сильным релаксациям за счёт того, что атомы адсорбата внедряются в структуру монослоя нитрида меди [3], что для цепочек атомов переходных металлов приводит к их антиферромагнитному упорядочению за счёт сверхобменного взаимодействия через атом азота и усилению магнитной анизотропии. Также в работе [1] было получено, что частота переворота спинов зависит от температуры согласно закону Аррениуса. Диапазон температур при этом определялся длиной и шириной рассматриваемых цепочек.

В данной работе исследуется спиновая динамика атомных одномерных наноструктур кобальта и железа на поверхности нитридизированной меди в рамках уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ). Гамильтониан, для которого записывается это уравнение, содержит вклады взаимодействия с внешним магнитным полем \mathbf{H} , обменного взаимодействия J и магнитной анизотропии K_1, K_2 :

$$\mathcal{H} = - \sum_i \mu_s \mathbf{S}_i \mathbf{H}_i - \sum_{i,j>i} J_{ij} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j - \sum_i \left[K_2 (\mathbf{S}_i \mathbf{e}_x)^2 - K_2 (\mathbf{S}_i \mathbf{e}_y)^2 + K_1 (\mathbf{S}_i \mathbf{e}_z)^2 \right]$$

При рассмотрении магнитного состояния цепочек часто пренебрегают неколлинеарными эффектами. Однако взаимодействие Дзялошинского-Мория, отвечающее вкладу в гамильтониан

$$\mathcal{H}_{\text{DM}} = \sum_{i,j>i} \mathbf{D}_{ij} (\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j)$$

и ответственное за неколлинеарное упорядочение, может быть сравнимо по величине с параметром обменного взаимодействия J , что может вызвать сильное отклонение от коллинеарной ориентации спинов [4]. В этой связи было решено провести сравнение результатов моделирования с учётом и без учёта данного вклада. Энергетические параметры J , K_1 , K_2 и D извлекаются из расчётов методом функционала плотности в программном пакете VASP [5]. Кроме того, в рамках уравнения ЛЛГ было проведено моделирование спиновой динамики под воздействием тепловых флуктуаций [6].

В результате проведённых расчётов для цепочек было определено магнитное поле, при котором происходит переворот всех спинов, при различных обменных параметрах. Были получены плотности распределения времени переворота спинов под воздействием тепловых флуктуаций при разных температурах. Найдено, что зависимость среднего времени переворота от температуры хорошо аппроксимируется законом Аррениуса, что согласуется с экспериментальными результатами. Также для коротких цепочек (димеров) кобальта и железа при различных обменных параметрах были получены параметры взаимодействия Дзялошинского-Мория. Как показали расчёты, учёт этого взаимодействия приводит к сильному изменению средних времён переключения.

Исследование выполнено в рамках государственного заказа МГУ имени М.В. Ломоносова.

Литература

1. Loth S. et al. Bistability in atomic-scale antiferromagnets //Science. – 2012. – V. 335. – №. 6065. – P. 196-199.
2. Spinelli A. et al. Exploring the phase diagram of the two-impurity Kondo problem //Nature communications. – 2015. – V. 6. – №. 1. – P. 10046.
3. Hirjibehedin C. F. et al. Large magnetic anisotropy of a single atomic spin embedded in a surface molecular network //Science. – 2007. – V. 317. – №. 5842. – P. 1199-1203.
4. Khajetoorians A. A. et al. Tailoring the chiral magnetic interaction between two individual atoms //Nature Communications. – 2016. – V. 7. – №. 1. – P. 10620.
5. Kresse G., Furthmüller J. Efficient iterative schemes for ab initio total-energy calculations using a plane-wave basis set //Physical review B. – 1996. – V. 54. – №. 16. – P. 11169.
6. Evans R. F. L. et al. Atomistic spin model simulations of magnetic nanomaterials //Journal of Physics: Condensed Matter. – 2014. – V. 26. – №. 10. – P. 103202.

ОСОБЕННОСТИ ДЕФЕКТОВ В АНОДНОМ ОКСИДЕ АЛЮМИНИЯ,
СИНТЕЗИРОВАННОМ В ЭЛЕКТРОЛИТАХ
НА ОСНОВЕ НЕОРГАНИЧЕСКИХ И ОРГАНИЧЕСКИХ КИСЛОТ

Профессор *Константинова Е. А.*, студент *Кытина Е. В.*

Благодаря своей химической и термической инертности, тугоплавкости и доступной технологии изготовления пористый анодный оксид алюминия ($\text{por-Al}_2\text{O}_3$) нашел широкое применение в наноэлектронике и биомедицине. $\text{Por-Al}_2\text{O}_3$ характеризуется высокой степенью упорядоченности пор, которые расположены преимущественно гексагонально-периодически [1-3]. Управляя параметрами синтеза, можно варьировать размеры пор и ячеек оксида $\text{por-Al}_2\text{O}_3$ [1-3]. В настоящее время актуальным является изучение оптических свойств веществ в порах $\text{por-Al}_2\text{O}_3$ [1-4]. В перспективе это позволит разработать оптические биосенсоры для диагностики заболеваний на ранних стадиях, что в свою очередь обеспечит возможность эффективно прогнозировать, лечить и контролировать течение болезни [4]. Перед введением различных материалов (так называемых аналитов) в поры $\text{por-Al}_2\text{O}_3$ необходимо получить образцы с воспроизводимыми геометрическими характеристиками, к которым относится длина, диаметры пористых ячеек и пор, величина пористости. Морфология $\text{por-Al}_2\text{O}_3$ и химический состав его поверхности могут меняться в зависимости от состава, концентрации, температуры электролита, в котором происходит синтез, плотности тока [1-3]. Это приводит к изменению типа и концентрации точечных дефектов, которые участвуют в процессах излучательной и безизлучательной рекомбинации и, следовательно, существенно влияют на люминесцентные свойства $\text{por-Al}_2\text{O}_3$. Поэтому целью данной работы было изучение типа, основных характеристик и особенностей дефектов в $\text{por-Al}_2\text{O}_3$. Поскольку подавляющее большинство дефектов представляет собой парамагнитные центры, в качестве основного метода исследования была выбрана ЭПР-спектроскопия.

Для формирования пористого анодного оксида алюминия использовалась алюминиевая фольга (чистота 99,99%). Органические загрязнения с поверхности удаляли, погружая фольгу в ацетон и помещая в ультразвуковую ванну на 10 минут. Анодирование проводили в разбавленных растворах как неорганических (серной, селеновой), так и органических (щавелевой, ОЭДФ) кислот в гальваностатическом режиме: в 1,5 М при плотности тока 15 mA/cm^2 и при температуре 5°C . Для получения упорядоченной пористой структуры оксида алюминия использовали методику двухстадийного анодирования [1, 2]. Первую стадию проводили в течение 30 мин, после чего полученный жертвенный слой оксида селективно удаляли в течение 15 мин в водном растворе 0,4 М фосфорной кислоты и 0,2 М хромовой

кислоты при температуре 80 °С. Вторую стадию проводили при тех же технологических параметрах, что и первую, но в течение часа.

Морфологию полученных образцов изучали методом сканирующей электронной микроскопии с использованием JSM7600F (JEOL, Япония). Регистрацию спектров электронного парамагнитного резонанса проводили на ЭПР-спектрометре BRUKER ELEXSYS 500 (рабочая частота 9,5 ГГц - X-диапазон, чувствительность $5 \cdot 10^{10}$ спин/Гс). Для определения числа парамагнитных центров сигналы ЭПР от исследуемого образца интегрировались и сравнивались с интегралом спектра эталона $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, полученного при тех же условиях, что и спектры образцов.

Согласно данным электронной микроскопии пористый анодный оксид алюминия представляют собой упорядоченные массивы нанопор. Средний диаметр пор составляет 11.8 ± 3.5 нм. Столь существенные вариации размеров можно объяснить вытянутой формой некоторых образцов, вероятно, обусловленной слиянием двух «зародышевых» пор в одну при формировании $\text{por-Al}_2\text{O}_3$. Толщина пористого слоя составляет примерно 8 мкм.

По данным ЭПР-спектроскопии основным типом парамагнитных дефектов во всех образцах $\text{por-Al}_2\text{O}_3$, синтезированных в различных электролитах при температуре 5 °С, являются кислородные вакансии (так называемые F^+ центры). Их концентрация варьируется от $N_s = 10^{15} \text{ г}^{-1}$ в $\text{por-Al}_2\text{O}_3$, синтезированном в серной и селеновой кислотах, до $N_s = 10^{16} \text{ г}^{-1}$ и 10^{17} г^{-1} в образцах, синтезированных в органических кислотах, щавелевой и ОЭДФ, соответственно. Резкий рост величины N_s при переходе от неорганических кислот к органическим, вероятно, обусловлен разупорядочением поверхностного слоя. Также, в образцах, сформированных в селеновой кислоте, наблюдается парамагнитные центры с неспаренным электроном, локализованным на атоме кислорода. Поскольку образцы, полученные в серной и селеновой кислоте, практически не люминесцируют (на уровне фоновой линии), а образцы, синтезированные в щавелевой и ОЭДФ, представляют высокоинтенсивную фотолюминесценцию (ФЛ), можно предположить, что ФЛ $\text{por-Al}_2\text{O}_3$ обусловлена излучательной рекомбинацией фотовозбужденных электронов на F^+ -центрах. Дефекты, в которых неспаренный электрон принадлежит атому кислорода, являются центрами безызлучательной рекомбинации.

Полученные данные выявляют роль точечных дефектов в $\text{por-Al}_2\text{O}_3$ в процессах излучательной и безызлучательной рекомбинации и могут быть использованы при проектировании оптических биосенсоров.

ЭПР исследования выполнены на уникальном оборудовании ЦКП Физического факультета МГУ. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-19-00402, <https://rscf.ru/project/24-19-00402/>.

Литература

1. Jani A.M., Losic D., Voelcker N. H. Nanoporous anodic aluminium oxide: Advances in surface engineering and emerging applications // *Progress in Materials Science* 2013. V. 58, №5 P. 636-704. DOI: 10.1016/j.pmatsci.2013.01.002.
2. Brzózka A., Brudzisz A., D. Rajska D. et. al., Recent trends in synthesis of nanoporous anodic aluminum oxides. In *Micro and Nano Technologies, Nanostructured Anodic Metal Oxides*, Elsevier, Editor(s): Grzegorz D. Sulka, 2020, P. 35-88.
3. Eessaa A.K., El-Shamy A.M. Review on fabrication, characterization, and applications of porous anodic aluminum oxide films with tunable pore sizes for emerging technologies // *Microelectron. Eng.* 2023. V. 279, Art. No. 112061. DOI:10.1016/j.mee.2023.112061
4. Rajeev G, Prieto Simon B, Marsal LF, Voelcker NH. Advances in Nanoporous Anodic Alumina-Based Biosensors to Detect Biomarkers of Clinical Significance: A Review // *Adv Healthc Mater.* 2018. V.7, №5 P. 1700904. DOI: 10.1002/adhm.201700904.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ПРОЗРАЧНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ МЕТОДАМИ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ФОТОГРАФИИ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ

*Prabhakara K.H., A. Dolgikh, T. B. Шанаева², К.А. Звездин³,
А.К. Звездин³, С.S. Davies¹, А. Tsukamoto⁴, К. Т., Yamada¹,
В.В. Логунов⁵, А.И. Кирилюк¹, Th. Raising¹, А. В. Кумель¹*

¹ Университет св. Радбауда, Институт молекул и материалов, г. Наймеген, Нидерланды,

² МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра магнетизма.

³ Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия.

⁴ Университет Нихон, Колледж науки и технологии, Токио, Япония

⁵ Институт радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия.

Работа посвящена исследованию динамики доменных границ с помощью методов высокоскоростной фотографии на основе эффекта Фарадея в материалах с высокой магнитооптической добротностью: пленки Вi-содержащего феррита-граната и ферримагнетик GdFeCo. Исследование динамики доменных границ (ДГ) в этих материалах выполнено с помощью метода, который является комбинацией двукратной фотографии и метода накачка-зондирование [1, 2].

Было показано, что при определенном соотношении скорости движения ДГ и энергии возбуждающего импульса в пленке феррита-граната происходит торможение границы. Это явление не зависит от поляризации возбуждающего импульса и, следовательно, является тепловым. Поскольку однородный нагрев материала приводит к ускорению границы, то причи-

ной ее торможения под действием возбуждающего импульса является изменение внутренней структуры границы: формирование внутри нее магнитных вихрей.

Исследования динамики ДГ в ферромагнетике GdFeCo с помощью метода двукратной фотографии показали насыщение скорости на уровне 1,2 км/с в полях свыше 150 мТл. Для стабилизации начального положения доменной границы использовали градиентное магнитное поле, перпендикулярная компонента которого составляла 30 кЭ/см, а плоскостная компонента достигала 5 кЭ. Последняя величина стабилизировала структуру границы и препятствовала генерации внутри нее магнитных вихрей именно поэтому изменения скорости движения доменной границы под действием возбуждающего импульса в этих материалах не наблюдали.

Для исследования динамики доменных границ в пленке феррита-граната с высоким пространственным разрешением был использован метод, объединивший магнитооптическую дифракцию и метод накачка-зондирование. С помощью этого метода динамика ДГ была исследована с пространственным разрешением 6 нм и временным разрешением 100 фс [3]. Было показано, что, если динамика ДГ возбуждается фемтосекундным лазерным импульсом ближнего инфракрасного диапазона, то на полученные результаты влияет изменение оптического поглощения и магнитооптической константы Верде, вызванное импульсом накачки. В том случае, когда в роли накачки будет ультракороткий импульс магнитного поля, электрического тока или спинового тока, применение использованного метода будет лишено этих артефактов и, следовательно, более надежно.

Литература

1. Prabhakara K.H., Shapaeva T.B., Davydova M.D. et al. // Journal of Physics: Condensed Matter. 2021. 33. P. 075802. <https://doi.org/10.1088/1361-648X/abc941>
2. Prabhakara K.H., Шапаева Т.Б., Юрлов В.В. и др. // ФТТ. 2023. 65, N 2. С. 248. DOI: 10.21883/ПСС.2023.02.55407.506
3. Dolgikh A., Shapaeva T.B., Yamada K.T. et al. // Review of Scientific Instruments. 2023. 94. P. 103001. DOI: 10.1063/5.0152670

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА РЕЗИСТИВНОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ОКСИДА ГАФНИЯ НА ПОСТОЯННОМ И ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ

доцент *Мартышов М.Н.*, аспирант *Кучумов И.Д.*,
мл.науч.сотр. *Швецов Б.С.*, доцент *Ильин А.С.*, доцент *Жигунов Д.М.*

Взаимная растворимость металлов в твердом состоянии изменяется в широких пределах. Однако из III начала термодинамики следует, что рас-

творимость при низких температурах должна резко понижаться (при $T \rightarrow 0$ К концентрация растворенного элемента $c \rightarrow 0$). Это общая тенденция реализуется неоднозначно: в археологических находках метастабильные фазы сохраняются с бронзового века, а в дюралюминии несколько дней естественного старения приводят к выделению избыточных фаз и сопровождаются резкими изменениями механических свойств.

Не является исключением и сплавы на основе никелида титана. В нашей работе [1] было обнаружено изменение в характеристиках мартенситных превращений $B2 \rightarrow R$, $B2 \rightarrow B19'$ в сплавах систем Ti-Ni-V и Ti-Ni-Nb после 3-х и 6-ти лет естественного старения.

Естественное старение никелида – важный вопрос, т.к. этот материал нашел широкое применение в медицине (в частности в сердечно сосудистой хирургии) именно благодаря эффекту памяти формы. Изделия из никелида титана вживляются в организм на многие годы, и изменения в свойствах могут привести к трагическим последствиям. Тем более важно использовать возможность структурных исследований тех же образцов, продолжительность естественного старения которых на настоящий момент приближается к 50 годам.

Для определения структурного состояния можно ограничиться съемкой окрестности линии $(110)_{B2}$ с наиболее интенсивными линиями мартенситов R и $B19'$. При переходе $B2 \rightarrow R$ линия $(110)_{B2}$ уширяется и превращается в дублет, по которому можно вычислить угол α решетки ромбоэдрического мартенсита $\cos \alpha \approx \frac{d_1^2 - d_2^2}{2d_1d_2}$.

В качестве модельных для исследования влияния естественного старения на структуру и характеристики мартенситных превращений были выбраны сплавы $Ti_{48}Ni_{48}V_4$, $Ti_{46}Ni_{46}V_8$ и $Ti_{48}Ni_{48}Nb_4$, $Ti_{46}Ni_{46}Nb_8$, $Ti_{44}Ni_{44}Nb_{12}$. Закаленные после кристаллизации сплавы, содержащие 4 ат. % ванадия и ниобия, однофазны, а остальные содержат в незначительном количестве вторую фазу, идентифицировать которую не удалось. Те же сплавы после закалки из жидкого состояния (спинингование расплава, скорость охлаждения около 10^5 К/с) — однофазны.

Сплавы системы TiNi-Nb. Непосредственно после закалки из жидкого состояния методом низкотемпературной рентгеновской дифрактометрии обнаружено, что при охлаждении сплава $Ti_{48}Ni_{48}Nb_4$ имеет место обратимое с гистерезисом мартенситное превращение: $B2 \leftrightarrow B2 + B19' \leftrightarrow B19'$ с температурой $M_n = 260 \pm 10$ К. Естественное старение сплава $Ti_{48}Ni_{48}Nb_4$ в течение 6 лет практически не привело к изменению характеристик мартенситного превращения.

В сплавах $Ti_{46}Ni_{46}Nb_8$ и $Ti_{44}Ni_{44}Nb_{12}$ охлаждение вплоть до 5 К не приводит к мартенситным превращениям, как непосредственно после

спиннингования, так и после 6 лет естественного старения. Но после 45 лет старения изменения кристаллической структуры видны невооруженным глазом: интегральная ширина дифракционной линии $(110)_{B2}$ увеличилась втрое и равна соответственно $0,338^\circ$ и $0,312^\circ$.

В сплаве же $Ti_{48}Ni_{48}Nb_4$ она по-прежнему составляет $0,105^\circ$. Причина уширения линий, по-видимому, связана с диффузионными процессами – расслоением B2-твердого раствора: профили линий указывают на их дублетный характер.

Сплавы системы TiNi-V. Непосредственно после закалки из жидкого состояния обнаружено, что при охлаждении сплава $Ti_{48}Ni_{48}V_4$ имеет место обратимые мартенситные превращения: $B2 \rightarrow R \rightarrow R + B19'$ с температурой $T_R = 245$ К, $M_H = 225 \pm 10$ К. В сплаве $Ti_{48}Ni_{48}V_4$ имеет место одно превращение $B2 \rightarrow R$ с температурой $T_R = 260$ К. Естественное старение сплава $Ti_{48}Ni_{48}V_4$ в течение 6 лет привело к изменению характеристик мартенситного превращения – точки переходов повысились до $T_R = 285$ К, $M_H = 240 \pm 10$ К.

В сплаве $Ti_{48}Ni_{48}V_8$ непосредственно после закалки из жидкого состояния обнаружено, что при охлаждении сплава $Ti_{46}Ni_{46}V_8$ имеет место одно мартенситное превращения: $B2 \rightarrow R$ с температурой $T_R = 235$ К. Естественное старение сплава $Ti_{48}Ni_{48}V_8$ в течение 6 лет привело к изменению точки $T_R = 270$ К и появлению второго превращения $R \rightarrow R + B19'$ с точкой $M_H = 220$ К.

Литература

1. Хунджуа А.Г., Естественное старение сплавов на основе никелида титана // Материаловедение, 2000, №8, с.28-30.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ УСТРОЙСТВ НА НАВЕДЕННЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ В КРЕМНИИ

Доц. *Шорохов В.В.*, аспирант *Копчинский И.Д.*,
аспирант *Панкратов С.А.*, аспирант *Попов А.А.*,
студент *Латышов К.В.*, студент *Шагалов Н.А.*

С начала двухтысячных годов наблюдается усиливающееся с каждым годом соревнование между различными технологическими платформами по созданию квантовых битов (кубитов) и прототипов квантовых вычислителей. Ключевым моментом в этой гонке является поиск физических систем и материалов наиболее перспективных для высокоплотной интеграции квантовых элементов и необходимого быстрого действия. Полупроводниковые материалы и устройства на их основе находятся в авангарде

таких разработок, поскольку они полностью совместимы с современными технологиями производства сверхбольших интегральных схем.

Первоначальная концепция полупроводниковых кубитов Кейна [1] за два десятилетия развилась в несколько научных направлений [2], различающихся технологическими реализациями (электростатически индуцированные квантовые точки (КТ), КТ в двумерном газе, примесные атомы в твердотельной матрице, центры окраски) и по принципу действия (зарядовые состояния, электронные и ядерные спины, многоэлектронные синглет-триплетные состояния, возбужденные состояния). Рабочая температура таких устройств колеблется от десятков милликельвинов до комнатной температуры. В кремниевых кубитах используются индуцированные с помощью электростатических затворов КТ в канале нанопровода, изготовленного из широко используемого в промышленности материала — кремния на изоляторе (КНИ).

Цель этой работы — теоретическое моделирование прототипов полупроводниковых спиновых кубитов на наведенных КТ в кремнии для определения необходимого состава и размеров составляющих их структурных элементов и возможных пространственных конфигураций, а также диапазонов рабочих управляющих электрических потенциалов.

Теоретическое моделирование полупроводниковых спиновых кубитов на основе наведенных квантовых точек проводится в несколько этапов. Первым шагом является структурное и геометрическое моделирование спинового полупроводникового устройства. В результате первого шага определяются состав, параметры материалов, расположение и форма электродов. На следующем этапе с помощью разностной схемы [4] для уравнения Пуассона осуществляется расчет распределения электрического потенциала внутри канала нанопровода и прилегающих слоев. Используя распределение электрического потенциала и данные о зонной структуре соответствующих материалов, вычисляется распределение потенциальной энергии в заданной модельной структуре. Распределение потенциальной энергии для электронных дырок с заданной эффективной массой далее используется в решении стационарного уравнения Шредингера для определения одночастичных уровней энергии и волновых функции. Рассчитанные одночастичные волновые функции далее используются для решения уравнений Хартри-Фока-Рутана, которые позволяют определить многочастичные волновые функции, кулоновские и обменные интегралы. Последним шагом является использование неравновесной диаграммной техники Келдыша [3] для расчета дырочного транспорта и квантовой эволюции системы спиновых кубитов в кремнии через расчет временных зависимостей компонент матрицы плотности.

На рис. 1 показана структурная модель и расчет распределения электрического потенциала для системы с 4 КТ.

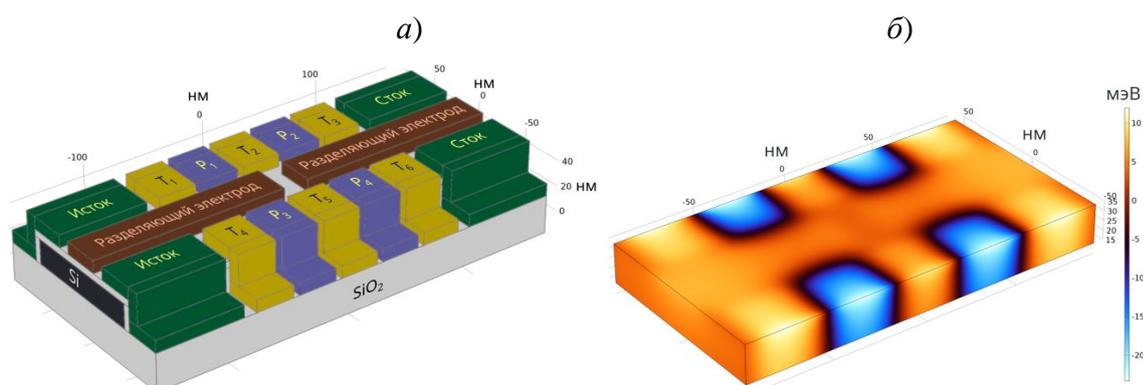


Рис. 1 а) Геометрическая модель квантового полупроводникового устройства на четырех наведенных в канале нанопровода квантовых точках. б) Распределение электрического потенциала внутри кремниевого канала нанопровода для типичных значений управляющих рабочих потенциалов $V_s=V_d=0$, $V_{T1}=V_{T2}=V_{T3}=V_{T4}=V_{T5}=V_{T6}=15$ мЭВ, $V_{P1}=V_{P2}=V_{P3}=V_{P4}=-30$ мЭВ, $V_{SP1}=V_{SP2}=10$ мЭВ.

Разработанный процесс численного моделирования полупроводниковых спиновых кубитов позволил нам выбрать оптимальную топологию системы спиновых кубитов для дальнейшей экспериментальной реализации.

Литература

1. Kane В.Е. A silicon-based nuclear spin quantum computer // Nature, 393, 133, 1998
2. Chatterjee A., Stevenson P., et al. Semiconductor qubits in practice // Nat. Rev. Phys., 3, 157, 2021
3. Арсеев П.И. О диаграммной технике для неравновесных систем: вывод, некоторые особенности и некоторые применения // УФН 185 1271–1321, 2015
4. Самарский А.А. Теория разностных схем. – М.: Наука, 1978.

Подсекция:
БИОФИЗИКА

Сопредседатели
профессор В. А. Твердислов,
профессор Л. В. Яковенко

БИОФИЗИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НАИБОЛЕЕ ЭФФЕКТИВНЫХ КОМПОНЕНТ КРИОПРОТЕКТОРНЫХ СРЕД

Иванова А.А., Симоненко Е.Ю.

В связи с активным развитием клеточных технологий стала развиваться криобиология. Данная область представляет собой не только фундаментальные исследования изменений, происходящих в растворах и клеточных структурах при низких температурах, но и несёт прикладное значение. Основной прикладной задачей является сохранение жизнеспособности клеток при длительном хранении. Криоконсервация клеток лежит в основе многих биомедицинских исследований, от рутинного хранения образцов до новых клеточных методов лечения, а также позволяет создавать криобанки для долгосрочного хранения биоматериала и является ключевой технологией вспомогательных репродуктивных технологий [1,2]. Поэтому задачами криобиологии является разработка криопротекторных сред, наиболее эффективных методов криоконсервации клеток, тканей, эмбрионов животных и человека и пр. При криоконсервации степень и скорость повреждения биологического материала определяется как образованием кристаллов льда вне и внутри клеток, сопровождающимся нарушением осмотического равновесия, избыточной дегидратацией, изменением величины рН и зарядовых характеристик мембран и др., так и скоростью охлаждения биообъекта. Для снижения негативных воздействий процесса заморозки на клетки используются криопротекторные среды. Известно, что глицерин, ДМСО, этиленгликоль не формируют кристаллических структур при понижении температуры, а остаются в аморфном стеклоподобном состоянии. При этом глицерин как наименее токсичное соединение для клеток является главным компонентом криопротекторных сред при замораживании больших объемов биологического материала. Для заморозки сперматозоидов чаще всего используется комбинация проникающих (глицерин в концентрации от 10 до 15 % по объему) и непроникающих компонентов (сахароза 0,05 М - 0,5 М, альбумин 4 мг/мл). В литературных данных нет подробного изучения процесса кристаллообразования в водных растворах глицерина низкой концентрации.

Поиск криопротектанта с хорошей способностью к образованию стеклоподобного состояния, низкой токсичностью и низкой вязкостью остается одним из приоритетных направлений исследований [3]. В настоящее время об эффективности криоконсервации биологического материала судят по изменениям жизненно важных показателей клеток (морфология, целостность мембран, целостность ДНК, подвижность или пролиферативная активность). Однако, даже в присутствии современных коммерческих

сред, клетки значительно повреждаются после процесса заморозки-разморозки [4]. Поэтому целью данной работы является изучение процесса формирования кристаллов льда в криопротекторных средах, а также определение наиболее эффективных компонент криопротекторных сред.

В работе проведено исследование термодинамических характеристик, а также рентгеноструктурный анализ криопротекторных растворов, позволяющих расширить понимание физико-химических процессов и структурных изменений криопротекторных сред и определить эффективный состав криопротекторных сред. Также исследован механизм переноса глицерина через мембраны сперматозоидов с участием аквапоринов методом математического моделирования.

На основе проведенных исследований выбраны наиболее эффективные составы криопротекторных сред и режимы заморозки, повышающие выживаемость клеток.

E-mail: Annetkurella@yandex.ru

Литература

1. Bruder S.P., Jaiswal N., Haynesworth S.E. Cell. Biochem., 1997, vol. 64, p. 278
2. Rall W.F., Fahy G.M., Nature, 1985, vol. 313, p. 573
3. Shimada K., Asahina E., 1975, Visualization of intracellular ice crystals formed in very rapidly frozen cells at – 270C.-Ibid., 12,№3, p. 209-218
4. Smith A.U., Parkes A.S., 1952, Thermal shock in a new Vibrio phage.- Proc. Soc. Exp.Biol. and Med., 81, №3, p.254-259

О МЕХАНИЗМАХ ДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА БИОЛОГИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

Доцент *Гапочка М.Г.*

В конце XIX - начале XX веков ученые всерьез задумались о влиянии солнечного излучения, излучения звезд и галактик на природные процессы [1]. Особо остро эта проблема встала после появления антропогенных источников электромагнитных полей (ЭП), мощность которых возрас- тала очень быстро. В некоторых диапазонах длин электромагнитных волн было зарегистрировано превышение над природным более, чем в 100000 раз. ВОЗ ввела понятие «электромагнитный смог», признав тем самым серьезность проблемы влияния ЭП в целом на биосферу и человека.

Большой экспериментальный материал по этой проблеме позволяет однозначно утверждать, что такое влияние существует.

Влияние ионизирующего излучения изучено достаточно хорошо, хотя важнейшая роль природного радиоактивного фона выяснена не так уж давно – в середине XX века.

Обсуждаемая проблема имеет серьезную морально-этическую сторону, так как гипотезы и теории, излагаемые учеными, могут существенно повлиять на отношение людей к электромагнитным технологиям.

В настоящее время общепризнанного механизма действия природных и антропогенных ЭП на биологические системы нет. Мы придерживаемся того мнения, что первичной мишенью воздействия ЭП являются растворы воды. В одной из наших работ [2] было показано изменение некоторых физических характеристик воды под действием микроволновых ЭП. В частности, было обнаружено изменение оптической плотности облученной бидистиллированной и дистиллированной воды на дифференциальных спектрах оптической плотности, снятых в диапазоне 190-900 нм. Нетепловое непрерывное микроволновое излучение не вызывает больших изменений оптической плотности в диапазоне 350-900 нм, а в диапазоне 190-350 нм (ближняя ультрафиолетовая область) приводит к ее существенному увеличению. Для контроля снимались дифференциальные спектры необлученной воды, изменений в которых практически не наблюдалось. Увеличение оптической плотности воды в ультрафиолетовой части спектра связано с возбуждением электронной конфигурации молекулы воды. Таким образом, полученные результаты позволяют говорить об изменениях в самой молекуле H_2O , вызванных микроволновым излучением. Данные изменения оказываются долгоживущими, так как спектры оптической плотности снимались через двое суток после облучения.

А теперь обратимся к работам, на наш взгляд, незаслуженно забытого русского биолога А.Г.Гурвича, его учеников и последователей [3, 4]. В 1923 году им экспериментально было открыто митогенетическое излучение. Оно представляет собой электромагнитное излучение ультрафиолетового диапазона (190-330 нм) чрезвычайно низкой интенсивности (несколько десятков тысяч фотонов на квадратный сантиметр/сек) и связано с комбинацией свободных радикалов. Было показано, что митогенетическое излучение является необходимым условием для запуска и поддержания процесса клеточного деления. Более того оказалось, что митогенетическое излучение ускоряет процесс клеточного деления. И, что для нас особенно важно, введение гасителя (поглотителя, гаситель – сравнительно высокомолекулярный пептид) митогенетического излучения немедленно привело к полному замиранию митозов.

В работе [5] было исследовано влияние ЭП миллиметрового диапазона нетепловой интенсивности на рост культуры зеленой микроводоросли

Scenedesmus quadricauda Breb. Развитие культуры клеток проходит несколько стадий. Стадия инокулята или лаг-фаза – подготовка клеток к делению и начало клеточного деления. Следующая стадия, лог-фаза (логарифмическая) – экспоненциальный рост клеток, культура интенсивно делится (максимальная скорость роста), переходя в стационарную фазу роста, когда число новых и погибших клеток становится одинаковым. Культура, находящаяся в стационарной фазе, является наиболее устойчивой к действию неблагоприятных факторов среды. В нашем случае действие ЭП на стадии инокулята предсказать трудно. Обычно это или отсутствие эффекта, или стимуляция роста клеточной культуры. ЭП действует не на клетки культуры водорослей, а на воду, увеличивая ее оптическую плотность в ультрафиолетовом диапазоне. Вода, приобретая свойства гасителя, поглощает собственное митогенетическое излучение культуры клеток и срывает начало процесса деления. Это приводило в зависимости от физиологического состояния культуры и внешних условий или к синхронизации и к дальнейшему более интенсивному росту культуры, или к отсутствию эффекта. Срыв митотического деления на логарифмической фазе роста (облучение на 10 день) приводило к переходу культуры к следующей стационарной фазе развития, а иногда и к гибели культуры. Облучение на 20 день при выходе культуры на стационарную фазу роста приводило только к ее гибели.

Описанный механизм, хотя и основан на экспериментах результатах, тем не менее, нуждается, на наш взгляд, в «прямой» экспериментальной проверке.

Литература

1. Чижевский А.Л. «Космический пульс жизни. Земля в объятиях Солнца. Гелиотараксия». М.: «Мысль», 1995.
2. Гапочка Л.Д., Гапочка М.Г., Королев А.Ф., Костиенко А.И., Сухоруков А.П., Тимошкин И.В. Воздействие электромагнитного излучения КВЧ и СВЧ диапазонов на жидкую воду // Вестник Моск. ун-та. Сер. Физика, астрономия. 1994. № 4. С. 71-76.
3. Гурвич А.А. Проблема митогенетического излучения как аспект молекулярной биологии. Издательство «Медицина», 1968.
4. Biophotonics and Coherent Systems in Biology by L. V. Belousov (Editor), V. L. Voeikov (Editor), V. S. Martynyuk (Editor), Springer Science + Business Media, LLC., 2007, New York.
5. Гапочка М.Г. Диссертация на соискание учёной степени доктора биологических наук «Экологические аспекты взаимодействия электромагнитных полей миллиметрового диапазона с биологическими объектами». МГУ. 2013.

БИОЛОГИЧЕСКИЕ МОЛЕКУЛЯРНЫЕ МАШИНЫ

Профессор *В.А. Твердислов*

Основным биологическим признаком земных форм жизни являются клетки, тогда как главным физическим признаком — молекулярные машины — основа формирования и функционирования всех живых систем. Это преобразующие энергию, вещество и информацию белки-ферменты, рецепторы, насосы, сократительные системы, нуклеиновые кислоты, рибосомы, мембраны и пр. «Полезная работа» машин - их биологическая функция. Молекулярная машина есть иерархическое устройство, циклически сопрягающее преобразование формы энергии, необходимое для совершения полезной работы, и череду преобразований или переключений симметрии в её регулярных структурных хиральных элементах, реализующих выделенные «механические» степени свободы и контролирующих движение системы по заданному направлению цикла. Симметричная основа фолдинга и иерархической организации молекулярных машин, а также цитоскелета как сообщества молекулярных машин — L/D-знакопеременный инвариант вложенных или последовательно связанных хиральных структур возрастающего масштаба и изменяющегося типа симметрии,

tverdislov@mail.ru

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ СОСТАВА И ИОННОЙ СИЛЫ РАСТВОРА НА КОНФОРМАЦИЮ БИОПОЛИМЕРОВ НА МАСШТАБЕ ОТДЕЛЬНЫХ МОЛЕКУЛ С ПОМОЩЬЮ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ

Вед. науч. сотр. *Дубровин Е.В.*, доцент *Сергеева И.А.*,
науч.сотр. ФГБУ ФНКЦ ФХМ им. Ю.М. Лопухина *Баринов Н.А.*,
зав. лаб. ФГБУ ФНКЦ ФХМ им. Ю.М. Лопухина *Клинов Д.В.*

Биополимеры играют важную роль во многих биологических процессах, а также используются для разработки различных биоматериалов. При этом большое значение для развития области биоматериалов имеет детальное изучение структуры и механических свойств важных биополимеров на уровне отдельных молекул. В данной работе с использованием атомно-силовой микроскопии (АСМ) и теоретических моделей охарактеризовано влияние определенных солевых растворов на конформацию и механические свойства двух биополимеров, имеющих большое биомедицинское значение: полисахарида гиалуроновой кислоты и белка тропоколлагена.

Гиалуроновая кислота является компонентом внеклеточного матрикса и биологических жидкостей организма и у млекопитающих содержится в коже, пуповине, синовиальной жидкости, стекловидном теле, а также других органах. Молекулярный вес молекулы варьирует от 10^5 до 10^7 Да, в зависимости от происхождения. Гиалуроновая кислота обладает рядом терапевтических эффектов, благодаря чему широко используется в офтальмологии, ортопедии, дерматологии и других областях медицины.

Тропоколлаген лежит в основе иерархической структуры коллагенового волокна и представляет собой правозакрученную тройную полипептидную спираль молекулярной массой ~ 300 кДа и длиной ~ 300 нм. Коллаген выполняет множество биологических функций, включая структурную, механическую и защитную. Изменения структуры и свойств молекул или фибрилл коллагена могут вызывать различные заболевания, такие как фиброз легких и печени. Коллаген также используется в качестве биоматериала для регенерации кости, заживления ран, в тканевой инженерии. При этом одним из недостатков коллагена как биоматериала является его подверженность к ферментативной биodeградации. Одним из способов повышения стабильности материалов на основе коллагена в организме является его обработка солями хрома.

АСМ является одним из немногих методов изучения биополимеров на масштабе отдельных молекул с субнанометровым пространственным разрешением. АСМ позволяет охарактеризовать морфологию отдельных молекул биополимера, проанализировать их конформацию, а также с применением известных теоретических моделей оценить их механические свойства, например, модуль Юнга. В данной работе конформация молекул тропоколлагена и гиалуроновой кислоты рассматривалась в рамках червеобразной модели, которая описывает молекулу в виде гибкого однородного цилиндрического стержня.

Анализ конформации молекул гиалуроновой кислоты при различных ионных силах раствора выявил уменьшение персистентной длины с 16 до 10 нм при увеличении концентрации раствора KCl от 0 до 100 ммоль/л, а сама зависимость имеет обратный характер. Показано, что молекулы гиалуроновой кислоты, адсорбированные из раствора $MgCl_2$, формируют более компактную конформацию, чем в растворе KCl той же ионной силы. Также обнаружено увеличение гибкости молекул тропоколлагена в растворах солей хрома (III), при этом различные соли хрома (III) оказывают одинаковое влияние на гибкость молекул белка. Кроме того, обработка растворами солей хрома приводит к агрегации коллагена. Эффекты увеличения гибкости молекул гиалуроновой кислоты и тропоколлагена были по-разному интерпретированы с учетом структуры и заряда этих биополимеров.

Подсекция:
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ
ФИЗИКА

Сопредседатели
профессор В. Ч. Жуковский, профессор Б. И. Садовников
профессор А. В. Борисов

КАЛОРИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ СИСТЕМЫ ТВЕРДЫХ СФЕР

Профессор *Николаев П.Н.*

Системы твердых сфер получила широкое применение в качестве базовой системы в широкой области изменения термодинамических параметров как при исследовании равновесных свойств, так и неравновесных [1-7]. Для этой системы хорошо известно термическое уравнение состояния [2-4]. Что касается калорических уравнений, то здесь результатов значительно меньше [1,8]. Данная работа посвящена исследованию калорических уравнений состояния как классических, так и квантовых систем твердых сфер.

Как известно, для системы системы было построено изначально кинетическое уравнение Больцмана [7], обобщенное в дальнейшем на случай систем с большей плотностью Чепменом и Энскогом [2]. Что касается равновесных свойств, то по существу модель твердых сфер лежит в основе не только в основе ван-дер-ваальсовской теории жидкости, но и современной теории жидкого состояния [5].

Непосредственное использование в современных статистических теориях системы твердых сфер как основного приближения, особенно для описания калорических свойств, является слишком грубым приближением. Здесь надо применять более реалистические модели на классе неотрицательно определенных функций. Но эти модели трудно подобрать таким образом, чтобы они одинаково хорошо подходили для произвольных процессов и веществ в различных состояниях. Поэтому разработаны общие схемы решения данной проблемы для достаточно широкого класса потенциалов [8]. Прежде чем переходить к более сложным моделям, рассмотрим подробно калорические свойства системы твердых сфер.

Весьма точные результаты, полученных для системы твердых сфер, используют как основное приближение для неотрицательно определенных потенциалов. В итоге возникает возможность получения калорических уравнений состояния с весьма высокой степенью точности.

Рассмотрим систему одинаковых твердых сфер диаметра σ , заключенных в некотором макроскопическом объеме V при температуре T . Точку пространства, соответствующую центру i -ой сферы, обозначим q_i , ее декартовы координаты соответственно q_i^α ($\alpha = 1, 2, 3$). Гамильтониан системы запишется в виде

$$H_N = \sum_{\substack{1 \leq i \leq N \\ \alpha=1,2,3}} -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial q_i^{\alpha 2}} + \sum_{1 \leq i < j \leq N} \Phi(|q_i - q_j|). \quad (1)$$

Здесь

$$\Phi(r) = \begin{cases} \infty, & r < \sigma \\ 0, & r \geq \sigma \end{cases} \quad (2)$$

— потенциал твердых сфер.

Гамильтониан системы (1) с потенциалом взаимодействия (2) позволяет вычислить свободную энергию системы

$$F = -\theta \ln Z, \quad (3)$$

где

$$Z = \text{Tr}_{1,2,\dots,N} e^{-\frac{1}{\theta} H_N} \quad (4)$$

— статистическая сумма.

В классическом пределе, когда приведенная температура $\mu = \theta/\varepsilon_0 \gg 1$, $\varepsilon_0 = \frac{h^2}{2\pi m \sigma^2} = \frac{2\pi \hbar^2}{m \sigma^2}$, свободная энергия (3) переходит в свое классическое выражение $F^{(0)}: F \rightarrow F^{(0)}$, где в статистическом пределе из (3) и (4)

$$F^{(0)} = -\theta N \ln \frac{eQ^{1/N}}{\lambda^3}, \quad (5)$$

а

$$Q = \int_V \dots \int_V \exp \left[-\frac{1}{\theta} \sum_{1 \leq i < j \leq N} \Phi(|q_i - q_j|) \right] dq_1 \dots dq_N \quad (6)$$

— конфигурационный интеграл, $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2\pi m \theta}}$ — тепловая длина волны де Бройля. Для потенциала (2) конфигурационный интеграл (6) не зависит от температуры.

В качестве калорического уравнения состояния чаще всего используется выражение для внутренней энергии, которое находится из соотношения

$$E = -\theta^2 \left(\frac{\partial F / \theta}{\partial \theta} \right)_V. \quad (7)$$

Для системы твердых сфер из (7) с учетом (3) - (6) в классическом пределе получаем, что внутренняя энергия совпадает с выражением для внутренней энергии идеального газа

$$E = \frac{3}{2} N \theta. \quad (8)$$

То есть внутренняя энергия для классической системы твердых сфер пропорциональна температуре. Кроме того, согласно (8) она не зависит от объема системы, то есть для нее выполняется закон Джоуля.

При квантово-механическом рассмотрении в общем случае обе эти закономерности не имеют места. Зависимость от температуры и объема носит достаточно сложный характер. Лишь при малых плотностях, как показывают расчеты, зависимость от температуры достаточно хорошо может

быть аппроксимирована первой поправкой квазиклассического разложения к классическому выражению.

В эксперименте измеряют теплоемкости — при постоянном объеме и при постоянном давлении. Если теплоемкость в квазиклассическом пределе при постоянном объеме для системы твердых сфер в расчете на одну частицу равна $3/2$, не зависит от температуры и плотности, то теплоемкость при постоянном давлении в том же приближении существенно ближе к экспериментальным данным.

Литература

1. Pieprzyk S., Bannerman M.N., Branka A.C., Chudak M.C., Heyes D.M. // *Phys. Chem. Chem. Phys.* 2019. **21**. P. 6886.
2. Marchioni L. Di Muro M.A., Hoyuelos M. // *Phys. Rev. E* 2023. **107**. 014134.
3. 3.Dennis R.C., Corwin E.I. // *Phys. Rev. Lett.* 2022. **128**. 018002.
4. Nikolaev P.N. // *Moscow University Physics Bulletin* 2018. **73**. P. 263.
5. Weeks J.D., Chandler D., Andersen H.C. // *J. Chem. Phys.* 1971. **54**. P. 5237.
6. Nikolaev P.N. // *Moscow University Physics Bulletin* 2017. **72**. P. 23.
7. Боголюбов Н.Н. Избранные университетские лекции. М.: изд-во Моск. ун-та, 2009.
8. Николаев П.Н. // Ученые записки физического факультета Московского университета 2021. № 4. 2141501.

КУЛОНОВСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В РЕДКИХ ЛЕПТОННЫХ И ПОЛУЛЕПТОННЫХ РАСПАДАХ НЕЙТРАЛЬНЫХ В-МЕЗОНОВ

С.И. Манухов, Н.В. Никитин

В настоящее время редкие полулептонные и сверхредкие лептонные распады В-мезонов активно изучаются на установках LHCb [1], CMS [2] и ATLAS [3] Большого адронного коллайдера и на установке Belle-II в японском ускорительном центре КЕК [4]. В частности, установки LHCb и CMS измерили парциальные ширины редких распадов $V_{s,d}^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, $V_{s,d}^0 \rightarrow h^0 1^+ 1^-$ (h^0 – нейтральный адрон). В настоящее время эти распады достаточно хорошо изучены теоретически в рамках Стандартной модели и ее расширений [5].

Однако известно существование расхождений между экспериментальными и теоретическими результатами. Прежде всего, это касается дифференциальных распределений таких распадов, как $V^0 \rightarrow K^0 \mu^+ \mu^-$ [6], а также парциальной ширины распада $V_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ [1–3]. Именно благодаря этим расхождениям, изучение редких распадов В-мезонов считается чувствительным к «новой физике». Однако перед тем, как объявлять о выходе

за пределы Стандартной Модели необходимо убедиться, что все возможные поправки к распадам в рамках СМ учтены верно.

Ключевая идея данной работы — учет кулоновского взаимодействия между заряженными лептонами в конечном состоянии при помощи изменения процедуры вторичного квантования. Обычно в квантовой теории поля используется разложение по плоским волнам. Однако плоские волны — это решения свободного волнового уравнения, то есть решения, предполагающие отсутствие взаимодействия между частицами. В тоже время, в рассматриваемых распадах B -мезонов в конечном состоянии присутствуют заряженные лептоны. Их нельзя считать свободными, потому что каждый из лептонов находится в поле другого лептона. Они взаимодействуют друг с другом кулоновским образом. Именно поэтому в работе используется модифицированная процедура вторичного квантования — разложение по точным решениям волнового уравнения с внешним потенциалом:

$$l(x) = \sum_{\lambda=\pm 1/2} \int \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \left(a_{E_p, \mathbf{p}} \Psi_{E_p, \mathbf{p}}^{(+)}(x) e^{-iE^{(+)}t} + b_{E_p, \mathbf{p}}^\dagger \Psi_{E_p, \mathbf{p}}^{(-)}(x) e^{+iE^{(-)}t} \right)$$

Этот метод хорошо известен из атомной физики и носит название картины или представления Фарри [7]. Обоснование применимости метода Фарри было выполнено на примере распада гипотетической нейтральной псевдоскалярной частицы на два заряженных скаляра $B^0(M) \rightarrow S^+(m)S^-(m)$. Необходимость проверки обусловлена тем, что метод Фарри обычно применяется для атомных систем, в которых имеется связанное состояние электрона и ядра. Априори не ясно, насколько адекватным является рассмотрение Фарри в случае системы взаимодействующих релятивистских несвязанных в конечном состоянии частиц. Для проверки метода Фарри мы проводим сравнение с другими способами учета кулоновского взаимодействия:

Нерелятивистского метода Гамова [8], Зоммерфельда [9] и Сахарова [10].

Точного релятивистского метода, основанного на построении двухчастичных релятивистских уравнений, формализм которых был развит Кратером (Crater) [11] и Сазджаном (Sazdjian) [12].

Релятивистского метода Фарри [7].

Сравнение трех методов изображено на рисунке 1. Видно, что метод Фарри дает аналогичные предсказания, что и остальные методы, практически на всем интервале допустимых значений. Только возле границы $m \rightarrow M/2$ (нерелятивистский предел) наблюдается расхождение между методами. Это сигнализирует о том, что в таких распадах метод Фарри не работает. Однако в релятивистском случае картина Фарри работает также, как и остальные подходы. Именно этот факт позволяет сделать предположение,

что картина Фарри хорошо применима к описанию распадов с участием пар заряженных лептонов.

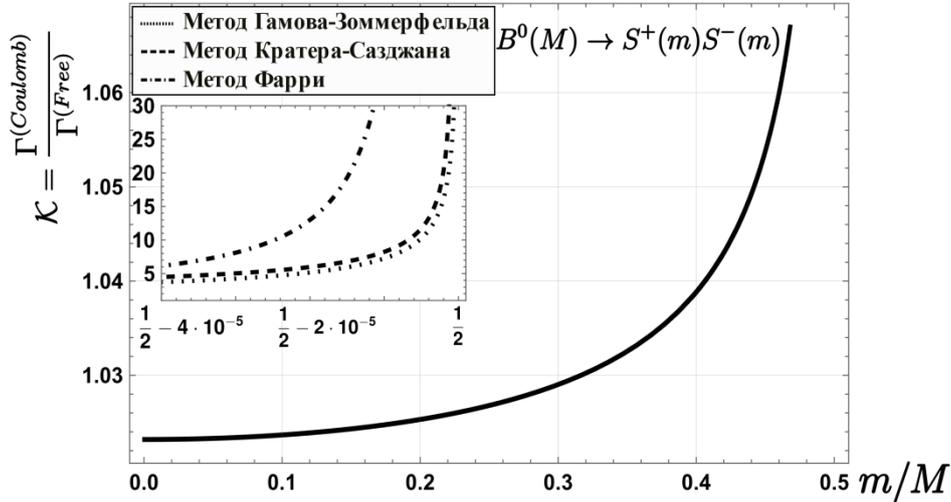


Рис. 1. График зависимости кулоновского фактора от соотношения масс m/M в распаде $B^0(M) \rightarrow S^+(m)S^-(m)$.

Применение метода Фарри к распадам В-мезонов позволило рассчитать поправки к сверхредким лептонным распадам $B_{d,s}^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$, редких полулептонных распадах с участием псевдоскалярного мезона $B_{d,s}^0 \rightarrow h^0 \ell^+ \ell^-$ (где $h^0 = \{K, \pi^0, \eta, \eta'\}$, $\ell = \{e, \mu, \tau\}$ – лептон), к полулептонным распадам с участием векторной частицы $B_{d,s}^0 \rightarrow V^0 \ell^+ \ell^-$ ($V^0 = K^*, \rho, \phi$), а также к полулептонным радиационным распадам $B_{d,s}^0 \rightarrow \gamma \ell^+ \ell^-$. Учет кулоновского взаимодействия в распаде $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ уменьшает расхождение между теорией и экспериментом более, чем вдвое (оставляя 2% отклонения на фоне 11%-й экспериментальной погрешности). В распадах с τ -лептонами поправка достигает 7%, что сравнимо с характерными погрешностями формфакторов. Последний результат дает надежду на то, что данный метод может быть полезен для будущих экспериментов по физике элементарных частиц.

Наконец, разработан универсальный рецепт, позволяющий учитывать кулоновское взаимодействие в любом распаде, в конечном (или начальном) состоянии которого есть пара заряженных лептонов:

$$\xrightarrow{\text{Coulomb}} \langle l^+ l^- | \bar{l}(x) O l(x) | 0 \rangle \frac{\left| \Gamma \left(\sqrt{\frac{1}{4} - \alpha_{em}^2} + \frac{1}{2} + i \frac{\alpha_{em}}{v} \right) \right|}{\left| \Gamma \left(2\sqrt{\frac{1}{4} - \alpha_{em}^2} + 1 \right) \right|} \exp \left(\frac{\pi \alpha_{em} \varepsilon_l}{2p_l} \right),$$

где O — оператор, представляющий из себя произвольную комбинацию γ -матриц, импульсов, а также кварковых и лептонных полей, ε_l, p_l — энергия и импульс заряженного лептона в системе покоя l^+l^- пары, $\Gamma(x)$ — гамма-функция Эйлера.

Часть результатов опубликовано в работе [13], часть предлагается впервые.

E-mail: manukhov.2000@mail.ru

Литература

1. Aaij R. [et al.]. Measurement of the $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ branching fraction and effective lifetime and search for $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decays. // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 118(19):191801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.191801
2. Tumasyan A. [et al.]. Measurement of the $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decay properties and search for the $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decay in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *Phys. Lett. B.* 2023. V. 842:137955. DOI: 10.1016/j.physletb.2023.137955
3. Aaboud M. [et al.]. Study of the rare decays of B_0 s and B_0 mesons into muon pairs using data collected during 2015 and 2016 with the ATLAS detector // *JHEP.* 2019. V. 04:098. DOI: 10.1007/JHEP04(2019)098
4. de Marino G. [et al.]. Status and prospects for rare B decays at Belle and Belle II // *PoS.* 2023. FPCP2023:8. DOI: 10.22323/1.445.0008
5. Buras A.J. Theoretical review of B physics // *Nucl. Instrum. Meth. A.* 1995. V. 368. P. 1–20. DOI: 10.1016/0168-9002(95)00869-1
6. Aaij R. [et al.]. Differential branching fractions and isospin asymmetries of $B \rightarrow K(^*)\mu^+\mu^-$ decays // *JHEP.* 2014. V. 06:133. DOI: 10.1007/JHEP06(2014)133
7. Furry W.H. On bound states and scattering in positron theory // *Phys. Rev.* 1951. V. 81. P. 115–124. DOI: 10.1103/PhysRev.81.115
8. Gamow G. Zur Quantentheorie des Atomkernes // *Zeitschrift fur Physik.* 1928. V. 51. P. 204–212. DOI: 10.1007/BF01343196
9. Sommerfeld A. *Atombau und Spektrallinien.* V. 2 — Los Angeles: F. Vieweg & Sohn, 1921.
10. Сахаров А.Д. Взаимодействие электрона и позитрона при рождении пар // *ЖЭТФ.* 1948. Т. 18. Вып. 7. С. 631–635.
11. Crater H., Alstine P.V. Two-body dirac equations // *Annals Phys.* 1983. V. 148(1). P. 57–94. DOI: 10.1016/0003-4916(83)90330-5
12. Sazdjian H. Relativistic wave equations for the dynamics of two interacting particles. // *Phys. Rev. D.* 1986. V. 33 P. 3401–3424. DOI: 10.1103/PhysRevD.33.3401
13. Манухов С. И., Никитин Н. В. Учет кулоновского взаимодействия в сверхредких лептонных распадах В-мезонов // *Физика элементарных частиц и атомного ядра.* 2025. Т. 56, № 2. — С. 845–854.

СКАЛЯРНЫЕ МИРЫ НА БРАНЕ

Профессор *Кечкин О.В.***Миры на бранах**

Миры на бране являются реализациями многомерных полевых моделей с существенно бесконечными дополнительными измерениями [1]. Реальный мир отождествляется с четырёхмерной гиперповерхностью – браной – вложенной в фундаментальное многомерие. Говорят, что те или иные поля «живут» на бране, если они сосредоточены на ней почти полностью (в смысле плотности энергии, например).

В работе рассматриваются скалярные миры на бране – четырёхмерной гиперплоскости Минковского, вложенной в пятимерное плоское пространство-время с дополнительным пространственно-подобным измерением. Лагранжиан теории

$$L = \frac{1}{2}(\partial\Phi)^2 - V \quad (1)$$

включает в себя потенциал $V = V(\Phi)$, скалярное поле $\Phi = \Phi(x^\mu, w)$ считается вещественным, x^μ ($\mu = 0, \dots, 3$) — четырёхмерные координаты, а $w = x^4$ — координата дополнительного измерения.

Простейший подход к построению мира на бране, в качестве которой берётся гиперплоскость $w = 0$, состоит в следующем. Рассматривается полевая конфигурация

$$\Phi = \Phi_0 + \phi, \quad (2)$$

в которой $\Phi_0 = \Phi_0(w)$ — «основа» браны, являющаяся точным решением для системы (1), а $\phi = \phi(x^\mu, w)$ — малое возмущение над ней. Решение Φ_0 отождествляется с солитоном с центром при $w = 0$: такое решение, как солитон, оказывается почти полностью сосредоточенным на бране [2]. Возмущение же ϕ удовлетворяет уравнению

$$\partial_\mu \partial^\mu \phi - \partial_w^2 \phi + U\phi = 0 \quad (3)$$

с $U = U(w) = V''[\Phi_0(w)]$, получающемуся из уравнения Эйлера-Лагранжа для теории (1) в линейном приближении. Решение этого уравнения можно искать методом разделения переменных согласно формуле $\phi = \sum XW$, в которой $X = X(x^\mu)$, $W = W(w)$. Функция W оказывается удовлетворяющей формальному стационарному уравнению Шрёдингера

$$\hat{H} W = \Lambda W, \quad (4)$$

где $\hat{H} = \hat{p}^2 + U$, $\hat{p} = -i\partial_w$ и Λ — постоянная разделения переменных. При этом для «живущих» на бране полей

$$W(\pm\infty) = 0. \quad (5)$$

Для нетривиальных систем, представленных далее, задача Штурма-Лиувилля (4) - (5) решается при помощи метода факторизации [3]. Наконец, функция χ удовлетворяет уравнению Клейна-Гордона

$$\partial_\mu \partial^\mu \chi + \Lambda \chi = 0, \quad (6)$$

в силу которого параметр Λ интерпретируется как квадрат массы m^2 соответствующей моды возбуждения.

В данной работе скалярный мир на бране строится для трёх конкретных систем:

- для взятого в качестве «основы» браны кинка в теории с потенциалом Хиггса (это - классическая задача);
- для системы с «перевернутым» потенциалом Хиггса и соответствующим ему солитоном;
- и для модели с солитоном гауссова типа и соответствующим ему потенциалом.

Для всех трёх случаев удаётся получить спектр масс мод возбуждения, а также явный вид этих мод.

Мир на бране 1

Как известно, у системы с потенциалом Хиггса

$$V = \frac{\lambda}{4} (\Phi^2 - v^2)^2, \quad (7)$$

где $\lambda, v = \text{const} > 0$, имеется солитонное решение в виде кинка:

$$\Phi = v \tanh\left(\frac{w}{r}\right), \quad (8)$$

где $r = \sqrt{\frac{2}{\lambda v^2}}$ — радиус кинка. В этом случае эффективный потенциал U даётся выражением

$$U = \lambda v^2 \left[3 \tanh^2\left(\frac{w}{r}\right) - 1 \right] \quad (9),$$

а решение задачи Штурма-Лиувилля (4)-(5) состоит из двух пар

$$\Lambda_1 = m_1^2 = 0, W_1 = \frac{1}{\cosh^2\left(\frac{w}{r}\right)}; \quad \Lambda_2 = m_2^2 = \frac{3\lambda v^2}{2}, W_2 = \frac{1}{\cosh\left(\frac{w}{r}\right)}. \quad (10)$$

Таким образом, на данной бране «живёт» два поколения скалярных частиц — безмассовое и массивное.

Мир на бране 2

«Перевернутый» потенциал Хиггса получается из своей стандартной формы (7) при помощи подстановки $\lambda \rightarrow -\lambda$ и сдвига на постоянную величину таким образом, чтобы после указанных преобразований выполнялось равенство $V(0) = 0$:

$$V = -\frac{\lambda}{4}(\Phi^2 - v^2)^2 + \frac{\lambda v^4}{4}. \quad (11)$$

Соответствующий солитон имеет следующий вид:

$$\Phi = \frac{\sqrt{2}v}{\cosh\left(\frac{w}{r}\right)}, \quad (12)$$

где теперь $r = \frac{1}{\sqrt{\lambda v^2}}$. Выкладки показывают, что эффективный потенциал даётся выражением

$$U = \lambda v^2 \left[6 \tanh^2\left(\frac{w}{r}\right) - 5 \right]. \quad (13)$$

Решая задачу Штурма-Лиувилля (4)-(5), получаем:

$$\Lambda_1 = m_1^2 = -3\lambda v^2, \quad W_1 = \frac{1}{\cosh^2\left(\frac{w}{r}\right)}; \quad \Lambda_2 = m_2^2 = 0, \quad W_2 = \frac{\tanh\left(\frac{w}{r}\right)}{\cosh\left(\frac{w}{r}\right)}. \quad (14)$$

Таким образом, на этой бране «живут» одно тахионное и одно безмассовое скалярное поле.

Мир на бране 3

Солитону- гауссиане

$$\Phi = v e^{-\frac{w^2}{2a^2}}, \quad (15)$$

где $a = \text{const}$, соответствует потенциал

$$V = -\frac{1}{2a^2} \Phi^2 \log\left(\frac{\Phi}{v}\right)^2. \quad (16)$$

Для эффективного потенциала получаем:

$$U = \frac{1}{a^2} \left(\frac{w^2}{a^2} - 3 \right), \quad (17)$$

и в результате гамильтониан в (4) оказывается удвоенным гамильтонианом гармонического осциллятора с точностью до сдвига на постоянную величину $-\frac{3}{a^2}$. Поэтому для квадратов масс мод возбуждения находим:

$$m_n^2 = \frac{2(n-1)}{a^2}, \quad (18)$$

где n пробегает целые неотрицательные значения. Таким образом, на данной бране «живёт» бесконечное число поколений мод возбуждений скалярного поля, содержащее тахион ($n = 0$), безмассовую моду ($n = 1$) и массивные состояния ($n \geq 2$).

В заключение отметим, что скалярные миры на бранах можно построить на основе феноменологически более интересных солитонных решений - таких, например, как солитонные решения в дилатон-аксионных системах [4]-[5].

Литература

1. В.А. Рубаков, Классические калибровочные поля. Бозонные теории, URSS, Москва, 2010.
2. Р. Раджараман, Солитоны и инстантоны в квантовой теории поля, МИР, Москва, 1985.
3. Х. Грин, Матричная квантовая механика, МИР, Москва, 1968.
4. Kechkin O.V., Chaos, Solitons and Fractals 177, p. 114239, Pergamon Press Ltd, United Kingdom, 2023.
5. Kechkin O.V., Chaos, Solitons and Fractals 177, p. 114231, Pergamon Press Ltd, United Kingdom, 2023.

ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ АЛЬФА-РАСПАДА ЯДЕР АКТИНИДОВ

Студент *Байрамов Д. Ф.*, ст.науч.сотр. *Третьякова Т. Ю.*,
вед.науч.сотр. *Шнейдман Т. М.*, ЛТФ ОИЯИ

В работе исследуется зависимость тонкой структуры α -распада четно-четных ядер актиноидов.

α -распад описывается в рамках модели двойной ядерной системы (ДЯС). Материнское ядро представляется как суперпозиция конфигураций моноядра и различных кластерных систем. Модель ДЯС успешно применялась в описании тяжелых ядер и эффектов, связанных с формированием кластерной структуры. В качестве лёгкого кластера будет использоваться α -частица, остальными вариантами кластерной системы можно пренебречь. Вероятность образования α -кластерной системы определяется так называемым спектроскопическим фактором. Расчёт спектроскопических

факторов произведён путём диагонализации коллективного гамильтониана по координате массовой асимметрии.

α -распад в рамках модели ДЯС происходит в два этапа. На начальном этапе происходит формирование двойной ядерной системы с α -частицей в качестве легкого кластера на поверхности ядра. α -частица может сформироваться в разных областях поверхности тяжелого кластера, а также в состояниях с различными квантовыми числами возбужденного состояния дочернего ядра и угловыми моментами относительного движения кластеров [1]. На втором этапе происходит туннелирование α -частицы по координате R относительного расстояния через потенциальный барьер. Таким образом вероятность α -распада будет определяться двумя факторами: спектроскопическим фактором и вероятностью туннелирования через потенциальный барьер.

Задача туннелирования α -частицы через потенциальный барьер решена используя двухпотенциальный подход [2,3]. При анализе туннелирования учтено относительное движение α -частицы и дочернего ядра.

Показано, что тонкая структура будет зависеть от деформации дочернего ядра. В первую очередь, с ростом деформации увеличивается вероятность образования α -частицы в состоянии с ненулевым угловым моментом I , квадрупольная деформация будет определять спектроскопические факторы с чётным I , а октупольная – с нечётным I . Также деформация нарушает сферическую симметрию ядро-ядерного потенциала. В результате угловой момент дочернего ядра при распаде может изменяться. Также показано, что отличные от нуля спектроскопические факторы для переходов с нечётным I требуют учёта октупольной деформации.

Разработанная модель применена для анализа ТС α -распада ядер ^{230}Th . Сравнение с экспериментальными данными позволило оценить параметры октупольной деформации ядер.

Литература

1. T.M. Shneidman, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, R.V. Jolos, S.-G. Zhou, Phys.Rev. C 92, 034302 (2015).
2. S. A. Gurvitz, Phys. Rev. A 38, 1747 (1988).
3. S. A. Gurvitz, P. B. Semmes, W. Nazarewicz, and T. Vertse, Phys. Rev. A 69, 042705 (2004).

Подсекция:
МАТЕМАТИЧЕСКАЯ
ФИЗИКА

Сопредседатели
профессор Д.Д. Соколов, ст. науч. сотр. Е.И. Никулин

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ РЕШЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТНЫХ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ ДЛЯ НЕЛИНЕЙНЫХ УРАВНЕНИЙ ТИПА РЕАКЦИЯ-ДИФФУЗИЯ-АДВЕКЦИЯ С ДАННЫМИ РАЗЛИЧНОГО ТИПА

Д.ф.-м.н., доц. *Д.В. Лукьяненко*

Задачи для нелинейных сингулярно возмущённых уравнений типа реакция-диффузия-адвекция возникают в газовой динамике, теории горения, химической кинетике, нелинейной теории волн, биофизике, медицине, экологии и других областях науки. Особенностью задач подобного типа является наличие разномасштабных процессов. Поэтому математические модели этих задач описываются нелинейными параболическими уравнениями с малым сингулярным параметром при старшей производной. В связи с этим решения таких задач могут содержать узкие движущиеся фронты, которые разделяют пространство на две части: возмущённую часть, через которую фронт реакции уже прошёл, и невозмущённую часть. Фронт реакции представляет собой область, в которой функция, описывающая какую-либо характеристику среды (температуру, плотность и т.д.), достаточно резко изменяется от значений функции, описывающей одно состояние среды (например, невозмущённую), к значению функции, описывающей другое состояние. При достаточно малых значениях сингулярного параметра ширина такого фронта будет достаточно малой по отношению к размерам всей области. Как следствие, фронт реакции можно различить экспериментально, определяя его фактическое положение при наблюдении реального физического процесса в различные моменты времени. В связи с этим в докладе будут обсуждаться особенности решения коэффициентных обратных задач для нелинейных уравнений в частных производных типа реакция-диффузия-адвекция с данными различного типа. В качестве входных данных обратной задачи будут рассмотрены 1) данные в финальный момент времени, 2) данные на границе области по пространству и, главное, 3) данные о положении фронта реакции.

Литература

1. *D. V. Lukyanenko, A. A. Borzunov, M. A. Shishlenin. Solving coefficient inverse problems for nonlinear singularly perturbed equations of the reaction-diffusion-advection type with data on the position of a reaction front // Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation, 99:105824, 2021.*
2. *D. V. Lukyanenko, R. L. Argun, A. A. Borzunov, A. V. Gorbachev, V. D. Shinkarev, M. A. Shishlenin, A. G. Yagola. On the features of numerical solution of coefficient inverse problems for nonlinear equations of the reaction-diffusion-advection type with data of various types. Differential Equations, 59(12):1734–1757, 2023.*

ЭВОЛЮЦИЯ ТРЕХМЕРНОЙ КОНТРАСТНОЙ СТРУКТУРЫ В АДВЕКТИВНОЙ СРЕДЕ С ЛОКАЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ

Проф. А.А. Быков, асп. Гань Цинчжао

1. Введение. Мы рассматриваем начально - краевую задачу для уравнения реакции – адвекции – диффузии (РАД) в ограниченной области D в трёхмерном (по пространственным координатам) пространстве. Вводим в уравнение малый параметр ε и рассматриваем семейство начально-краевых задач, зависящих от параметра ε . В отличие от обычного для сингулярно возмущённых задач подхода, мы вводим ещё один малый параметр μ , причём при $\mu = 0$ тип уравнения не меняется, т.е. по этому параметру задача не является сингулярно возмущённой:

$$\varepsilon u_t' + \varepsilon^2 \langle \vec{V}(\mu), \nabla u \rangle = \varepsilon^2 \langle \nabla, \kappa(\mu) \nabla u \rangle - f(u, \vec{r}, \mu). \quad (1)$$

Граничные условия примем второго рода: $\partial u / \partial \vec{n} = \psi_1(\vec{r})$ на поверхности ∂D , и с начальным условием $u(\vec{r}, t_0, \mu) = u_{\text{start}}(\vec{r})$. Процесс генерации описывается гладкой функцией плотности источников (ФПИ) $f(u, \vec{r}, \mu)$. Мы предполагаем, что имеются три значения концентрации $\varphi_{1,2,3}(\vec{r}, \mu)$, в которых ФПИ меняет знак, переходя через нулевое значение, причём $f_u'(\varphi_{1,3}, \vec{r}, \mu) > 0$, $f_u'(\varphi_2, \vec{r}, \mu) < 0$. Сформулируем начальные условия. Пусть G_{start} – связная область с гладкой границей Υ_{start} , для которой существует покрытие открытыми гладкими частями, $G_{\text{start}} \subset D$, расстояние от Υ_{start} до ∂D больше нуля. Рассмотрим контрастную структуру (КС), которая состоит из ровно одного пятна $G(t)$, границу которого назовем поверхностью внутреннего переходного слоя (ВПС) и обозначим $\Upsilon(t, \mu) = \{\vec{r} : u(\vec{r}, t) = \varphi_2(\vec{r}, \mu)\}$. Наша цель – установить и обосновать основные законы эволюции $\Upsilon(t)$. Так как нас интересуют прежде всего физические приложения, мы ограничимся построением приближений нулевого и первого порядков, а также обоснованием существования решения, основанном на теории дифференциальных неравенств [1].

2. Сингулярное разложение в ряд по степеням малого параметра. В основе теории сингулярных возмущений представим функции переходного слоя, а также $\Upsilon(t, \mu)$, в виде рядов по степеням малого параметра ε : $\Upsilon(t, \mu) = \Upsilon_0(t, \mu) + \varepsilon \Upsilon_1(t, \mu) + \dots$. Вводим преобразование координат $(\vec{r}) \Leftrightarrow (s, \Theta)$, $\Theta = (\theta_1, \theta_2)$, чтобы сформулировать систему полугеодезических координат для $\Upsilon(t, \mu)$. Выполним замену переменных $s = \hat{s} + \varepsilon \xi$, $\Theta = \hat{\Theta} + \Lambda$, $t = \hat{t} + \varepsilon \tau$. Вместо (1) получим систему краевых задач для вычисления разложения в ряд по степеням ε .

3. Функцию нулевого порядка u_0 найдём из краевой задачи

$$\begin{cases} (u_0)'_{\tau} = \kappa(\hat{s}, \hat{\Theta} + \Lambda, \mu)(u_0)''_{\xi\xi} - f(u_0, \hat{s}, \hat{\Theta} + \Lambda, \mu), \\ u_0(-\infty, \tau, \mu) = \varphi_1(\hat{s}, \hat{\Theta} + \Lambda, \mu), u_0(+\infty, \tau, \mu) = \varphi_3(\hat{s}, \hat{\Theta} + \Lambda, \mu). \end{cases} \quad (2)$$

Функция u_0 также зависит от \hat{t} , \hat{s} , $\hat{\Theta}$, Λ , ε как параметров. Мы рассмотрим бегущее квазиволновое решение задачи (2): $u_0(\xi, \tau, \mu) = w_0(\chi, \mu)$, где $\chi = \xi - W_0(\mu)\tau$. Из условия разрешимости задачи (2) значение W_0 найдём в явной форме [2]:

$$W_0(\bar{r}, \mu) = \left(\int_{-\infty}^{+\infty} ((w_0(\mu))'_{\chi})^2 d\chi \right)^{-1} \cdot \int_{\varphi_1}^{\varphi_3} f(w, \bar{r}, \mu) dw.$$

4. Уравнение Эйконала. Пусть векторная функция $\vec{r}_0(t, \Theta, \mu)$, $\Theta = (\theta_1, \theta_2)$, есть решение задачи Коши $d\vec{r}_0/dt = \vec{n}(\vec{r}_0) \cdot W_0(\vec{r}_0, \mu)$, $\vec{r}_0(t_0, \Theta, \mu) = \vec{r}_{\text{start}}(\Theta)$, где $\vec{r}_{\text{start}}(\Theta)$ - точка на Υ_{start} . Рассмотрим уравнение Эйконала: $|\nabla S|^2 = W_0^{-2}(\vec{r}, \mu)$. Используя для доказательства теорию Гамильтона-Якоби [3], мы покажем, что законы эволюции ВПС в нулевом порядке совпадают с законами распространения волнового фронта до момента времени, когда на поверхности нулевого порядка появится особая точка (якобиан преобразования от стартовых координат к сопутствующим обратится в нуль). Аналогично, мы решаем задачу вычисления функции первого порядка u_1 . Из этого следует, что скорость первого порядка W_1 складывается из (1) компоненты скорости адвекции $\langle \vec{V}(\hat{s}, \hat{\Theta} + \Lambda, \mu), \vec{n} \rangle$, направленной перпендикулярно поверхности ВПС, (2) скорости дрейфа средней кривизны $2\kappa(\hat{s}, \hat{\Theta} + \Lambda, \mu)\mathcal{H}$, (3) скорости дрейфа коэффициента диффузии $\kappa'_s(\hat{s}, \hat{\Theta} + \Lambda, \mu)$,

(4) скорости градиентного дрейфа \tilde{W}_1 . Результаты согласуются с [4], причём теперь мы имеем строгое обоснование.

5. Эволюция фронта КС в случае малого возмущения параметров среды. Мы изучаем эволюцию ВПС для случая наличия конечной или бесконечной области с измененными параметрами уравнения (1), причем все функции предполагаем гладкими функциями координат. Мы строим семейство задач Коши для уравнений Гамильтона-Якоби и находим решение в виде равномерно сходящегося ряда по степеням параметра μ . Задачи нулевого и первого порядка по степеням μ мы решаем аналитически (в квадратурах). В результате получаем выражение для координаты нулевого и первого порядков в виде $\vec{r}_0(\nu, \alpha, \beta)$ и $\vec{r}_1(\nu, \alpha, \beta)$, где пара (α, β) определяет точку на стартовой поверхности, ν есть лучевая переменная [3]. Аналогичное представление получаем для импульса нулевого и первого порядка.

Представим далее Эйконал также в виде функционального ряда и найдем $S_0(\nu, \alpha, \beta)$ и $S_1(\nu, \alpha, \beta)$. Находим ВПС первого порядка как решение системы нелинейных уравнений $S_0(\nu, \alpha, \beta) + \mu S_1(\nu, \alpha, \beta) = U$, $\vec{r}_0(\nu, \alpha, \beta) + \mu \vec{r}_1(\nu, \alpha, \beta) = \vec{r} = (x, y, z)$, здесь четыре уравнения с семью параметрами. Зададим теперь значение U (это параметр, определяющий многообразие ВПС $\Upsilon(t, \mu)$). Решая систему четырех уравнений с шестью параметрами, найдём выражения $x(\alpha, \beta, U)$, $y(\alpha, \beta, U)$, $z(\alpha, \beta, U)$, получив тем самым семейство ВПС в параметрической форме. Далее мы рассмотрим два типичных на практике случая.

6. Локальное возмущение параметров, определяющих скорость дрейфа ФПС за счет дисбаланса. Пусть вне некоторого шара R_0 среда однородна, т.е. (1) есть уравнение с постоянными коэффициентами, стартовая поверхность есть плоскость, расположенная вне указанного шара. Назовем «областью света» все точки (x, y, z) , расположенные на лучах (в смысле [3]), исходящих со стартовой поверхности в направлении нормали вплоть до границы указанного шара или на бесконечность. Все точки (x, y, z) , не лежащие на свету и не принадлежащие указанному шару, назовём областью тени. Мы покажем, что в области света ВПС есть семейство плоскостей, параллельных стартовой плоскости. В области тени на семействе поверхностей ВПС нулевого порядка обязательно образуется особое множество, структура которого допускает полное описание в рамках теории катастроф. Мы покажем, что при наличии осевой симметрии ВПС первого порядка асимптотически стремится к стандартной поверхности, при определенных предположениях не зависящей от профиля неоднородности.

7. Нелокальное возмущение параметров (на примере Гауссовой функции).

Пусть эквивалентная плотность среды $\rho(x, y, z) = W^{-2}(\vec{r}, \mu)$ есть Гауссова функция: $\rho(x, y, z) = \rho_0 + \mu \rho_1(x, y, z)$, $\rho_1(x, y, z) = h \cdot e^{-(x^2+y^2+z^2)/2\sigma^2}$. Выражения для нулевого и первого членов степенного ряда мы найдём аналитически, выразятся через $\operatorname{erfc}(t)$ и через интеграл от $\operatorname{erfc}(t)$. Последующие члены ряда также найдутся аналитически в виде повторных интегралов. Однако для нашей цели достаточно найти асимптотическое представление поверхности ВПС для того момента времени, когда эта поверхность удалится от начала координат на расстояние, много большее чем R_0 . Тогда для инте-

гралов типа $\operatorname{erfc}(t)$ используем асимптотические формулы. Найдём сначала выражение для координаты:

$$(x, y, z) = (x_{start}, y_{start}, z_{start} + C_1(v - \tilde{v})) + \mu \cdot (C_2 v (x_{start}, y_{start}, 0) + C_3 (0, 0, 1)) \cdot e^{-(x_{start}^2 + y_{start}^2)/2\sigma^2}$$

Далее найдём эйконал: $S = C_4(v - \tilde{v}) + C_5 \mu \cdot e^{-(x_{start}^2 + y_{start}^2)/2\sigma^2}$. Константы зависят от параметров задачи, не указываем. Исключая v , найдём ВПС в параметрической форме. В качестве параметров будут указаны $(x_{start}, y_{start}, U)$.

Пример. На практике встречаются конфигурации, в которых скорость дрейфа дисбаланса (СДД) постоянна и равна W_{00} вне некоторого шара, а внутри этого шара СДД меньше W_{00} (на рис. 1, слева, серия мгновенных снимков ВПС для трёх моментов времени, причём движение происходит в левую сторону) или больше W_{00} . (на рис. 1, справа, движение на сей раз в правую сторону).

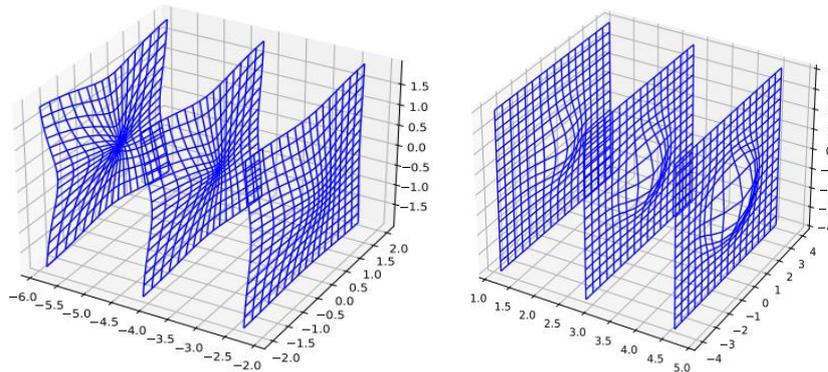


Рис. 1. Два типа эволюции КС, начальная форма - плоскость.

Литература

1. Нефедов Н.Н. Развитие методов асимптотического анализа переходных слоев в уравнениях реакции–диффузии–адвекции: теория и применение. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2021. 61, №.12. С. 2074–2094.
2. Божевольнов Ю.В., Нефедов Н.Н. Движение фронта в параболической задаче реакция – диффузия. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2010. 50, №.2. С. 276–285.
3. Вайнберг Б.Р. Асимптотические методы в уравнениях математической физики. //М., изд-во МГУ. 1982.
4. Быков А.А., Воеводин В.В., Козырева О.В., Попов В.Ю., Соколов Д.Д. Поверхностное натяжение контрастных структур. // Докл. АН СССР. 1999. 364, №.3. С. 319–322.

АЛГОРИТМ ОБУЧЕНИЯ ЗАКОНОВ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ В НЕЛИНЕЙНЫХ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ УПРАВЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ АСИМПТОТИЧЕСКИХ ПРИБЛИЖЕНИЙ

Ст. науч. сотр. ФИЦ ИУ РАН *Даник Ю.Э.*,
гл. науч. сотр. ФИЦ ИУ РАН *Дмитриев М.Г.*

В связи с активным развитием робототехники стали появляться различные теоретические дисциплины поддержки при проектировании методов управления, как например, обучение, глубокое обучение, обучение с подкреплением и т.д. В сообщении показывается, что здесь полезно при создании алгоритмов управления движущимися объектами использование результатов теории управления, связанных с построением минимизирующих последовательностей на основе асимптотического анализа [1-3]. Особенно такую технику полезно использовать для нелинейных моделей, которые при разных режимах зависят от параметра.

Также из имеющихся направлений в теории управления естественно используются результаты для построения различных процедур, связанных с техниками подкрепления. Авторами на многочисленных примерах построены минимизирующие последовательности управлений, с последовательным применением различных операций над асимптотиками [5-6].

Литература

1. Стрекаловский А. С. Минимизирующие последовательности в задаче DC оптимизации с ограничениями //Труды Института математики и механики УрО РАН. – 2023. – Т. 29. – №. 3. – С. 185-209.
2. Кротов В.Ф., Гурман В.И. Методы и задачи оптимального управления. Наука, 1973. 448 с.
3. Расина И. В., Гусева И. С. Эвристический алгоритм для одной нелинейной задачи оптимального управления //Программные системы: теория и приложения. – 2024. – Т. 15. – №. 4. – С. 43-54.
4. Danik Y., Dmitriev M. Neural Network Model for Constructing Feedback in Nonlinear Control Systems Based on Asymptotic Methods and the SDRE Approach //2024 International Russian Smart Industry Conference (SmartIndustryCon). – IEEE, 2024. – С. 845-849. DOI:10.1109/SmartIndustryCon61328.2024.10515476.
5. Danik Y., Dmitriev M. A Construction of a Sequence of Feedback Controls for Discrete Control Problems using Asymptotics // 2025 International Russian Smart Industry Conference (SmartIndustryCon), p. 1-6.

СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННАЯ ТИХОНОВСКАЯ СИСТЕМА С РАЗНОМАСШТАБНЫМИ ПОГРАНИЧНЫМИ СЛОЯМИ

Ст. науч. сотр. Орлова А. О.

Рассматривается краевая задача для сингулярно возмущенной системы быстрого и медленного уравнений реакция-диффузия-адвекция. Постановка задачи имеет вид:

$$\begin{cases} \varepsilon^4 \frac{d^2 u}{dx^2} - \varepsilon A(u, x) \frac{du}{dx} - g(u, v, x, \varepsilon) = 0, & 0 < x < 1; \\ \frac{d^2 v}{dx^2} - B(v, x) \frac{dv}{dx} - f(u, v, x, \varepsilon) = 0, \end{cases}$$

где $\varepsilon \in (0; \varepsilon_0]$ - малый параметр.

Пусть для компоненты $u(x, \varepsilon)$ задан один из следующих вариантов граничных условий:

$$\frac{du}{dx}(0, \varepsilon) = u^0, \quad \frac{du}{dx}(1, \varepsilon) = u^1 \quad \text{или} \quad u(0, \varepsilon) = u^0, \quad u(1, \varepsilon) = u^1.$$

Для компоненты $v(x, \varepsilon)$ заданы условия Дирихле $v(0, \varepsilon) = v^0, v(1, \varepsilon) = v^1$.

Краевые задачи для исследуемой системы обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) возникают в различных приложениях, в частности, при моделировании быстрых бимолекулярных реакций [1] и при изучении поляризации клеток эукариот в ответ на внешние стимулы в процессе их деления [2].

В работе методом Васильевой А. Б. построена асимптотика по малому параметру погранслойных решений для указанных видов граничных условий. Существенной особенностью рассматриваемой задачи является то, что растянутые переменные, используемые при нахождении пограничных функций на левом и правом концах отрезка, зависят от различных степеней малого параметра. Асимптотическим методом дифференциальных неравенств Нефедова Н. Н. [3] доказаны теоремы существования и асимптотической устойчивости по Ляпунову решений с построенной асимптотикой в случае квазимоноотонных источников, а также источников без требования квазимоноотонности.

Работа поддержана грантом РФФ № 23-11-00069.

Литература

1. Butuzov V. F., Nefedov N. N., Schneider K. R. Singularly perturbed problems in case of exchange of stabilities //Journal of Mathematical Sciences. – 2004. – V. 121. – №. 1. – P. 1973-2079.
2. Mori Y., Jilkine A., Edelstein-Keshet L. Asymptotic and bifurcation analysis of wave-pinning in a reaction-diffusion model for cell polarization //SIAM journal on applied mathematics. – 2011. – V. 71. – №. 4. – P. 1401-1427.

3. Нефедов Н. Н., Орлов А. О. Существование и устойчивость стационарных решений с пограничными слоями в системе быстрого и медленного уравнений реакция-диффузия-адвекция с KPZ-нелинейностями //ТМФ – 2024. – Т. 220. – №. 1. – С. 137-153.

РАЗЛИЧНЫЕ СПОСОБЫ НАХОЖДЕНИЯ СПЕКТРА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ОПЕРАТОРА, ОПИСЫВАЮЩЕГО РОСТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В АСТРОФИЗИЧЕСКОМ ДИСКЕ

Асп. Фролова М.В., доц. Михайлов Е.А., доц. Тихонов Ю.А.

Исследование магнитных полей в астрофизических объектах является одной из главных задач современной магнитной гидродинамики [1]. Генерация магнитных полей играет важную роль в формировании и эволюции таких объектов, как галактики, аккреционные диски и звёзды. Эволюцию поля описывает механизм динамо, который связан с преобразованием кинетической энергии турбулентного движения и дифференциального вращения среды в магнитную энергию.

Постановка спектральной задачи сводится, как правило, к нахождению собственных значений γ и собственных функций $B(x)$, удовлетворяющих следующему операторному уравнению:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \widehat{L}_x B,$$

где оператор \widehat{L}_x - дифференциальный оператор, который, отражает внутреннюю сложность системы. Ключевым для физического понимания задачи является именно спектр данного оператора: его расположение и значение старшего собственного значения напрямую связаны с возможностью генерации устойчивого магнитного поля. Например, если весь спектр расположен в левой полуплоскости, то структуры магнитного поля со временем разрушаются, и генерация невозможна. Если же хотя бы одно собственное значение лежит в правой полуплоскости, то происходит экспоненциальный рост магнитного поля.

Если предположить экспоненциальный рост поля, задача сводится к поиску спектра дифференциального оператора:

$$\gamma B = \widehat{L}_x B; \quad x \in V, \quad \widehat{T}B|_{x \in \Sigma} = 0,$$

где V – область пространства, связанная с исследуемым объектом, а \widehat{T} – оператор, задающий граничные условия на $\Sigma = \partial V$.

Аналитическое изучение спектра дифференциального оператора позволяет получить асимптотические оценки собственных значений. В модельных случаях таких как, например, тонкие диски с выраженной симметрией, спектральные характеристики оператора могут быть выражены в явном виде через функции Бесселя. Тогда спектр оператора определяется

решениями трансцендентных уравнений, задаваемых граничными условиями.

В случае более реалистичных моделей, которые учитывают конечную толщину аккреционного диска и присутствие вертикального переноса магнитного поля [2], дифференциальный оператор теряет важное математическое свойство самосопряжённости, значительно усложняя аналитическое решение. В этих условиях особое значение приобретает асимптотический подход. Путём применения методов теории возмущений, хорошо знакомых из квантовой механики, можно получить важные аналитические оценки собственных значений [3]. Такие оценки позволяют понять структуру спектра, определить условия, необходимые для генерации поля, и оценить темп роста магнитных структур.

Для того, чтобы верифицировать полученный нами результат, мы воспользовались численными методами. Здесь спектральная задача сводится к алгебраическим уравнениям путём дискретизации исходного дифференциального оператора. Наиболее эффективны при этом итерационные методы. Мы использовали метод обратных итераций. Тем не менее, здесь также возникают сложности. Так, появляются уравнения без диагонального преобладания, что требует использования немонотонной прогонки [4].

Результаты численного моделирования показывают хорошее соответствие с аналитическими прогнозами. Расхождения значений спектра, полученных двумя способами, не превышают 0.2%.

Литература

1. Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А., Соколов Д.Д. Магнитные поля в астрофизике. М.–Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2006.
2. Mikhailov E., Pashentseva M. Eigenvalue problem for a reduced dynamo model in thick astrophysical discs // Mathematics. — 2023. — Vol. 11, no. 14. — P. 3106.
3. Крейн С. Г. Линейные дифференциальные уравнения в банаховом пространстве. – 1967.
4. Самарский А.А. Теория разностных схем. – М.: Наука, 1978.

АСИМПТОТИКА РЕШЕНИЯ СИСТЕМЫ СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ В МОДЕЛИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛЕСНОГО ПОЖАРА

Матем. 1 катег. *Аргун Р.Л.*, науч. сотр. *Полежаева Е.В.*, доц. *Левашова Н.Т.*

В работе рассматривается модель лесного пожара, состоящая из двух уравнений: уравнения, описывающего движение фронта температуры и фронта сгоревшей биомассы. Для физически осмысленного описания по-

ведения решения были использованы уравнения с модульной нелинейностью. Как известно [1,2], уравнения с такой нелинейностью допускают решения вида движущегося фронта.

Для предложенной модели в работе проведено исследование существования решения в виде фронта с использованием методов асимптотического анализа. Асимптотический анализ дает возможность получить оценку скорости движения фронта, а также определить границы применимости модели. Были получены условия и доказана теорема существования решения вида фронта, построены асимптотическое приближение решения, а также верхнее и нижнее решения, между которыми в каждый момент времени заключено точное решение модельной задачи. Для сравнения асимптотического решения с численным был проведен ряд численных экспериментов для различных наборов модельных параметров.

В случае обобщения на двумерный случай модель можно будет использовать для симуляции движения фронта горения в реальных лесных пожарах, а также для постановки обратных задач по определению количества сгоревшей биомассы в результате прохождения фронта горения.

Исследование проводилось при поддержке Российского научного фонда: проект 23-11-00069

Литература

1. Volpert A. I., Volpert V. A. *Traveling-wave solutions of parabolic systems with discontinuous nonlinear terms. Nonlinear Analysis* 49 (2002): 113-139.
2. Нефедов Н.Н., Никулин Е.И., Орлов А.О. *Движение фронта в задаче со слабой адвекцией в случае непрерывного источника и источника модульного типа. Дифференциальные уравнения* 58, по 6 (2022),

О СУЩЕСТВОВАНИИ И АСИМПТОТИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ДВУМЕРНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ РЕШЕНИЙ С ВНУТРЕННИМ ПЕРЕХОДНЫМ СЛОЕМ В ЗАДАЧЕ С КОНЕЧНОЙ АДВЕКЦИЕЙ

Ст. науч. сотр. Никулин Е.И.

Рассмотрим сингулярно возмущенную краевую задачу с периодическим условием по времени:

$$N_\varepsilon(u) := \varepsilon \left(\Delta u - \frac{\partial u}{\partial t} \right) - (A(u, x, t), \nabla u) - B(u, x, t) = 0,$$

$$(x, t) \in D := \left\{ (x, t) \in \mathbb{R}^3 : x = (x_1, x_2) \in G := \{x \in \mathbb{R}_2 : 0 < x_1 < a\} \right\},$$

где a — заданное положительное число, $\varepsilon \in E_0 := \{\varepsilon \in \mathbb{R} : 0 < \varepsilon < \varepsilon_0 < 1\}$,

$$A(u, x, t) = (A_1(u, x, t), A_2(u, x, t)) ,$$

$$\begin{aligned}
 u(0, x_2, t, \varepsilon) &= u^{(-)}(x_2, t) \text{ для } (x_2, t, \varepsilon) \in R^2 \times E_0, \\
 u(a, x_2, t, \varepsilon) &= u^{(+)}(x_2, t) \text{ для } (x_2, t, \varepsilon) \in R^2 \times E_0, \\
 u(x_1, x_2, t, \varepsilon) &= u(x_1, x_2, t + T, \varepsilon) \text{ для } (x, t, \varepsilon) \in \bar{G} \times R \times E_0, \\
 u(x_1, x_2 + L, t, \varepsilon) &= u(x_1, x_2, t, \varepsilon) \text{ для } (x, t, \varepsilon) \in \bar{G} \times R \times E_0.
 \end{aligned}$$

Здесь $\varepsilon \in (0, \varepsilon_0]$, $\varepsilon_0 > 0$ – малый параметр.

Построена формальная асимптотика решения с внутренним слоем, которая включает в себя приближение для кривой локализации внутреннего слоя. На основе асимптотического метода дифференциальных неравенств с использованием достаточно точных нижнего и верхнего решений доказано существование периодического решения с внутренним слоем и доказана равномерная оценка для разности между этим решением и построенной асимптотикой. Доказана асимптотическая устойчивость по Ляпунову и локальная единственность этого решения.

Работа поддержана грантом РФФ 23-1100069.

Литература

1. *P. Hess*, Periodic-Parabolic Boundary Value Problems and Positivity, Pitman Resaerch Notes in Math. Series **247**, Longman Scientific&Technical, 1991.
2. *N. N. Nefedov, L. Recke, and K. R. Schneider*, Existence and Asymptotic Stability of Periodic Solutions with an Interior Layer of Reaction-Advection-Diffusion Equations, J. Math. Anal. Appl. , 2013, vol. 405, pp. 90–103.

СТАЦИОНАРНОЕ РЕШЕНИЕ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ СИСТЕМЫ РЕАКЦИЯ-ДИФФУЗИЯ С СИНГУЛЯРНЫМ ИСТОЧНИКОМ БЫСТРОЙ КОМПОНЕНТЫ НА ГРАНИЦЕ

Асп. Коцюбинский К.А., доц. Левашова Н.Т.

В работе исследуется вопрос существования и устойчивости по Ляпунову стационарного погранслоного решения задачи

$$\begin{cases}
 \varepsilon^2 \Delta u - \frac{\partial u}{\partial t} = f(u, v, x, \varepsilon) = 0, \quad \Delta v - \frac{\partial v}{\partial t} = g(u, v, x, \varepsilon) = 0, \\
 x = (x_1, x_2) \in D \subset R^2, t > 0; \\
 \frac{\partial u}{\partial n}(x, t, \varepsilon) = \frac{h(x)}{\varepsilon}, \quad v(x, t, \varepsilon) = q(x), \quad x \in \partial D, \\
 u(x, 0, \varepsilon) = u_{init}(x, \varepsilon), \quad v(x, 0, \varepsilon) = v_{init}(x, \varepsilon), \quad x \in \bar{D}.
 \end{cases} \quad (1)$$

Здесь ε - малый параметр, а функции f , g , h , q , u_{init} и v_{init} – достаточно гладкие.

Такие системы уравнений реакция-диффузия с различными по порядку величины коэффициентами диффузии возникают, например, при моделировании химических реакций с различными свойствами растворимости реагентов. Искомыми величинами являются концентрации реагирующих компонент. Система включает два уравнения для «быстрой» и

«медленной» компонент. Медленная компонента описывает реакции с преобладанием диффузионных процессов, где частицы реагентов свободно перемещаются в пространстве, взаимодействуя друг с другом. Быстрая компонента, напротив, описывает реакции с преобладанием реактивного вклада. Системы такого типа можно использовать для моделирования процессов, происходящих внутри породы в задачах нефтедобычи, например, при закачке катализатора или CO_2 в пласт.

В настоящей работе система уравнений описывает химические реакции, проходящие в ограниченном объеме. Предполагается, что на границе (или части границы) рассматриваемой области задан мощный поток быстрой компоненты, что математически отражается заданием на границе сингулярного условия Неймана.

Стационарное решение задачи имеет большой градиент в окрестности границы ∂D . Такое решение называется «решением погранслоного типа».

Потребуем выполнения следующих условий:

(A1): Пусть уравнение $f(u, v, x, 0)$ имеет решение $u = \varphi(v, x)$ такое, что $f_u(\varphi(v, x), v, x, 0) > 0$, а задача

$$\Delta v - g(\varphi(v, x), v, x, 0) = 0, \quad x \in D, \quad v(x)|_{x \in \partial D} = q(x)$$

имеет решение $v = \bar{v}(x)$.

Обозначим $\bar{u}(x) := \varphi(\bar{v}(x), x)$

(A2): Пусть уравнение $h^2(x) = 2 \int_0^s f(\bar{u}(x) + \sigma, \bar{v}(x), x, 0) d\sigma$ имеет для каждого фиксированного $x \in \partial D$ решение $s = s(x)$.

(A3): Пусть для всех $x \in \bar{D}$ выполнено неравенство

$$g_v(\bar{u}(x), \bar{v}(x), x, 0) - |\varphi_v(\bar{v}(x), x) g_u(\bar{u}(x), \bar{v}(x), x, 0)| > -\lambda_0,$$

где λ_0 – главное собственное значение задачи

$$\Delta \Psi + \lambda \Psi = 0, \quad x \in D, \quad \Psi(x) = 0, \quad x \in \partial D.$$

При выполнении условий (A1)-(A3) доказано существование стационарного погранслоного решения задачи (1), локально единственного и асимптотически устойчивого по Ляпунову.

Исследование проводилось при поддержке Российского научного фонда: проект 23-11-00069

Литература

1. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. М.: Высшая школа, 1990.
2. Pao C.V. *Nonlinear Parabolic and Elliptic Equations*. New York: Plenum Press, 1992.
3. Cárc, N. P. *On an Elliptic Boundary Value Problem Not in Divergence Form*. *Proceedings of the American Mathematical Society* 88, no. 1 (1983): 47–52. <https://doi.org/10.2307/2045108>.

ТУРБУЛЕНТНОЕ МАГНИТНОЕ ДИНАМО: МОДЕЛЬ КАЗАНЦЕВА И КАСКАДНЫЙ ПОДХОД

Доц. Юшков Е.В., асп. Абушзада И., проф. Соколов Д.Д.

Механизм трансформации кинетической энергии турбулентного плазменного потока в энергию магнитного поля, основанный на эффекте вмороженности магнитных силовых линий в сплошную среду с высокой проводимостью, описывается теорией турбулентного магнитного динамо. Эта теория несколько отличается от более известной теории динамо среднего поля, которая описывает, например, магнитное поле Земли или Солнца, так, например, для работы механизма турбулентного динамо не требуется ни дифференциального вращения, ни зеркальной асимметрии, да к тому же и среднее поле в процессе турбулентного динамо может не расти. Растет за счет такого механизма только магнитная энергия, и поэтому единственное требование необходимое для роста – это достаточно большое магнитное число Рейнольдса. Но особенности турбулентного динамо тянут за собой и существенные сложности его изучения: нулевое среднее поле и характерные масштабы генерации, много меньшие корреляционной длины поля скорости случайного потока, приводят к невозможности (во всяком случае на сегодняшний день) его наблюдательного или лабораторного исследования. Поэтому, уверенно можно говорить пока только о существовании теории, а также немногочисленных качественных численных и косвенных экспериментов, подтверждающих возможность работы такого динамо-механизма.

Классическая теория турбулентного динамо основана на идее Казанцева, заключающейся в выводе уравнения для вторых моментов магнитного поля путем усреднения уравнения магнитной индукции по случайному полю скорости. Для того, чтобы такое усреднение можно было математически точно реализовать, Казанцев предложил использовать поле скорости дельта-коррелированное во времени, что, вообще говоря, противоречит представлениям о классической колмогоровской турбулентности и инерционном интервале. С другой стороны, классическая колмогоровская турбулентность отлично численно моделируется в классе моделей, которые называются каскадными (или оболочечными). Каскадный формализм, разработанный академиком Обуховым для гидродинамических моделей, отлично подходит и для описание мгд-турбулентности. Отсюда и возникла идея попробовать промоделировать турбулентное динамо в каскадной мгд-модели, сравнив полученные результаты с классической теорией Казанцева. В докладе пойдет речь об особенностях и результатах сравнения, о роли результатов в теории динамо, и о возможных причинах неудач наблюдательной и лабораторной физики в демонстрации работы механизма турбулентного магнитного динамо в реальности. Работа и участие в конференции поддержаны грантом РФФИ номер 23-11-000 69.

ЛАКУНЫ ПОЛОСЫ ПРОПУСКАНИЯ ИМПЕДАНСНОГО ВОЛНОВОДА С ПЕРИОДИЧЕСКИМ ТЕНЗОРОМ ИМПЕДАНСА

Проф. Быков А.А.

1. Введение. В настоящей работе сформулирована и обоснована математическая модель волновода с импедансным граничным условием с периодической тензорной функцией импеданса, основанная на применении метода Галеркина. Предполагается, что поверхностный импеданс задан в виде периодической тензорной функции от координат на поверхности. Решение представляется в виде линейной комбинации координатных функций, каждая из которых точно удовлетворяет уравнениям Максвелла внутри цилиндрической области, а на границе набор координатных функций образует полную систему. Коэффициенты находятся из условия ортогональности поверхностной невязки системе проекционных функций, которые при использовании метода Галеркина совпадают с системой координатных функций. Показано, что периодическая функция импеданса порождает лакуны на дисперсионной кривой.

2. Постановка задачи. Основные модели сформулированы в работах [1]-[5]. В области $G = \{x \in (-\infty, +\infty), y \in (-b, b), z \in (-\infty, +\infty)\}$, компоненты поля представляем в виде бегущих волн: $\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y)e^{i\beta z - i\omega t}$, $\vec{H}(x, y, z, t) = \vec{H}(x, y)e^{i\beta z - i\omega t}$. Граничные условия Леонтовича **Ошибка! Источник ссылки не найден.:** $\vec{E}_{tang} = W[\vec{H}_{tang}, \vec{n}_{intrinsic}]$. В развернутой форме $E_z|_{y=0} = z_{11}(x)H_x|_{y=0}$, $E_x|_{y=0} = -z_{12}(x)H_z|_{y=0}$, $E_z|_{y=b} = -z_{21}(x)H_x|_{y=b}$, $E_x|_{y=b} = z_{22}(x)H_z|_{y=b}$. Величину импеданса z_{ij} предполагаем периодической функцией координаты x : $z_{ij}(x+a) = z_{ij}(x)$. Найдём ЭМ поле, удовлетворяющее условию Флоке: $\vec{E}(x+a, y) = e^{i\gamma a} \vec{E}(x, y)$, $\vec{H}(x+a, y) = e^{i\gamma a} \vec{H}(x, y)$.

3. Представление компонент полей. Пусть κ есть волновое число в вакууме: $\kappa^2 = \omega^2 \varepsilon \mu$, $\kappa = \frac{2\pi}{\lambda}$, $\beta^2 + \chi^2 = \kappa^2$, χ есть поперечное волновое число.

Из системы Максвелла: $H_x = \frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2} \frac{\partial E_z}{\partial y} + \frac{i\beta}{\chi^2} \frac{\partial H_z}{\partial x}$, $H_y = -\frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2} \frac{\partial E_z}{\partial x} + \frac{i\beta}{\chi^2} \frac{\partial H_z}{\partial y}$,

$E_x = \frac{i\beta}{\chi^2} \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{i\omega\mu}{\chi^2} \frac{\partial H_z}{\partial y}$, $E_y = \frac{i\beta}{\chi^2} \frac{\partial E_z}{\partial y} + \frac{i\omega\mu}{\chi^2} \frac{\partial H_z}{\partial x}$, получим уравнения второго

порядка: $\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \chi^2 E_z = 0$, $\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + \chi^2 H_z = 0$. Определим

координатные функции: $\varphi_m(x) = e^{i\gamma_m x}$, $\gamma_m = \gamma + \frac{2\pi m}{a}$, $m \in \{-\infty, +\infty\}$, бегущие

вправо и влево волны: $\psi_m^\oplus(y) = e^{i\tilde{p}_m^\oplus y}$, $\psi_m^\ominus(y) = e^{i\tilde{p}_m^\ominus y}$, где $\tilde{p}_m^\ominus = -\tilde{p}_m^\oplus$, $\tilde{p}_m^\ominus = \sqrt{\chi^2 - \gamma_m^2}$, $\tilde{p}_m^\oplus = \tilde{p}_m^\ominus$, $\text{Imag } \tilde{p}_m^\oplus > 0$. Представим решение в виде

$$E_z(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \varphi_m(x) (\psi_m^\oplus(y) e_m^\oplus + \psi_m^\ominus(y) e_m^\ominus), \quad H_z(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \varphi_m(x) (\psi_m^\oplus(y) h_m^\oplus + \psi_m^\ominus(y) h_m^\ominus).$$

4. Граничные условия на импедансной поверхности. Обозначим остаточный член граничных условий при подстановке в них Галеркинскового приближения полей: R_{ij} , $(i, j) \in \{(1,1), (1,2), (2,1), (2,2)\}$. Здесь R_{ij} есть разность левой и правой частей условий Щ-Л. Запишем только остаточный член для границы $z = b$: $R_{21} = E_z + z_{21} H_x$, $R_{22} = E_x - z_{22} H_z$.

Далее символ \otimes означает почленное перемножение векторов (в данном случае векторов-строк) без суммирования, так что в результате получается вектор той же размерности, что и оба аргумента. Пусть диагональные матрицы M , P^\oplus , P^\ominus содержат на диагонали числа $\{\mu_k\}$, $\{\tilde{p}_m^\oplus\}$, $\{\tilde{p}_m^\ominus\}$,

$$E_z(x, y) = \Phi^T(x) \Upsilon^\oplus(y) E^\oplus + \Phi^T(x) \Upsilon^\ominus(y) E^\ominus,$$

$$H_z(x, y) = \Phi^T(x) \Upsilon^\oplus(y) H^\oplus + \Phi^T(x) \Upsilon^\ominus(y) H^\ominus,$$

$$\Phi(x) = (\varphi_{-n}(x), \dots, \varphi_n(x))^T,$$

$$\Upsilon^\oplus(y) = \text{diag}(\psi_{-n}^\oplus(y), \dots, \psi_n^\oplus(y)), \quad \Upsilon^\ominus(y) = \text{diag}(\psi_{-n}^\ominus(y), \dots, \psi_n^\ominus(y)),$$

$$E^\oplus = (e_{-n}^\oplus, \dots, e_n^\oplus)^T, \quad E^\ominus = (e_{-n}^\ominus, \dots, e_n^\ominus)^T, \quad H^\oplus = (h_{-n}^\oplus, \dots, h_n^\oplus)^T, \quad H^\ominus = (h_{-n}^\ominus, \dots, h_n^\ominus)^T.$$

Обозначим производные: $\dot{\Phi}(x) = (\dot{\varphi}_{-n}(x), \dots, \dot{\varphi}_n(x))^T$, тогда

$$\begin{cases} E_x = \frac{i\beta}{\chi^2} \frac{\mathbf{D}E_z}{\mathbf{D}x} - \frac{i\omega\mu}{\chi^2} \frac{\mathbf{D}H_z}{\mathbf{D}y}, & E_y = \frac{i\beta}{\chi^2} \frac{\mathbf{D}E_z}{\mathbf{D}y} + \frac{i\omega\mu}{\chi^2} \frac{\mathbf{D}H_z}{\mathbf{D}x}, \\ H_x = \frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2} \frac{\mathbf{D}E_z}{\mathbf{D}y} + \frac{i\beta}{\chi^2} \frac{\mathbf{D}H_z}{\mathbf{D}x}, & H_y = -\frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2} \frac{\mathbf{D}E_z}{\mathbf{D}x} + \frac{i\beta}{\chi^2} \frac{\mathbf{D}H_z}{\mathbf{D}y}. \end{cases}$$

5. Выражение для невязки R_{21} в векторно-матричном представлении примет такую форму: $R_{21} = \Phi^T(x) \Upsilon_2^\oplus E^\oplus + \Phi^T(x) \Upsilon_2^\ominus E^\ominus + z_{21}(x) \frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2} (\Phi^T \dot{\Upsilon}_2^\oplus E^\oplus + \Phi^T \dot{\Upsilon}_2^\ominus E^\ominus) + z_{21}(x) \frac{i\beta}{\chi^2} (\dot{\Phi}^T \Upsilon_2^\oplus H^\oplus + \dot{\Phi}^T \Upsilon_2^\ominus H^\ominus)$, аналогичные выражения R_{22} (для границы $y = b$), R_{11} и R_{12} (для границы $y = 0$) не приводим.

6. Проекционные уравнения для вычисления коэффициентов Галеркинскового разложения запишем в виде

$$\langle \Xi^*(x) | R_{11} \rangle = 0, \quad \langle \Xi^*(x) | R_{12} \rangle = 0, \quad \langle \Xi^*(x) | R_{21} \rangle = 0, \quad \langle \Xi^*(x) | R_{22} \rangle = 0.$$

В развёрнутой форме

$$\begin{aligned}
 & [\langle \Xi^* | \Phi^T \rangle \Upsilon_2^\oplus + \frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2} \langle \Xi^* |_{z_{21}} | \Phi^T \rangle \dot{\Upsilon}_2^\oplus] E^\oplus + \\
 & + [\langle \Xi^* | \Phi^T \rangle \Upsilon_2^\ominus + \frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2} \langle \Xi^* |_{z_{21}} | \Phi^T \rangle \dot{\Upsilon}_2^\ominus] E^\ominus + \\
 & + \frac{i\beta}{\chi^2} \langle \Xi^* |_{z_{21}} | \dot{\Phi}^T \rangle \Upsilon_2^\oplus H^\oplus + \frac{i\beta}{\chi^2} \langle \Xi^* |_{z_{21}} | \dot{\Phi}^T \rangle \Upsilon_2^\ominus H^\ominus = 0,
 \end{aligned}$$

и ещё три аналогичных уравнения. Удобно записать

$$\begin{pmatrix} F_{jE}^\oplus & F_{jE}^\ominus \\ G_{jE}^\oplus & G_{jE}^\ominus \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^\oplus \\ E^\ominus \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} F_{jH}^\oplus & F_{jH}^\ominus \\ G_{jH}^\oplus & G_{jH}^\ominus \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H^\oplus \\ H^\ominus \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix},$$

где $j \in \{1, 2\}$, $j=1$ соответствует $y=0$, $j=2$ соответствует $y=b$.

7. Метод гомотопии сформулирован в применении к интересующим нас задачам в [6], [7]. Пусть взаимозависимые параметры задачи (например, тензор проводимости и Флоке-волновое число) зависят от некоторого параметра τ . При $\tau=0$ мы получим простую задачу, имеющую аналитическое решение, а при $\tau=1$ задача должна совпадать с поставленной. Введём гибридные векторы, включающие как волны, бегущие влево, так и волны, бегущие вправо, и запишем уравнения Максвелла в Галеркинском виде в матричной форме:

$$\begin{pmatrix} F_E & F_H \\ G_E & G_H \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{0} \\ \vec{0} \end{pmatrix},$$

или даже $SF = \vec{0}$. Продифференцируем равенство по параметру гомотопии τ :

$$G \frac{dF}{d\tau} = - \frac{\partial G}{\partial \tau} F - \frac{\partial G}{\partial \gamma} \frac{d\gamma}{d\tau} F.$$

Однородная система имеет нетривиальное решение F , поэтому условие разрешимости линейной неоднородной алгебраической системы, вытекающее из теоремы Фредгольма, имеет вид:

$$\frac{d\gamma}{d\tau} F^T \frac{\partial G}{\partial \gamma} F + F^T \frac{\partial G}{\partial \tau} F = 0.$$

Это и есть дифференциальное уравнение гомотопии, из которого найдем зависимость $\gamma(\tau)$.

8. Пример. Приведём пример расчёта дисперсионной кривой для случая появления лакуны полосы пропускания (без периодической модуляции чёрная кривая была бы наклонной прямой линией):

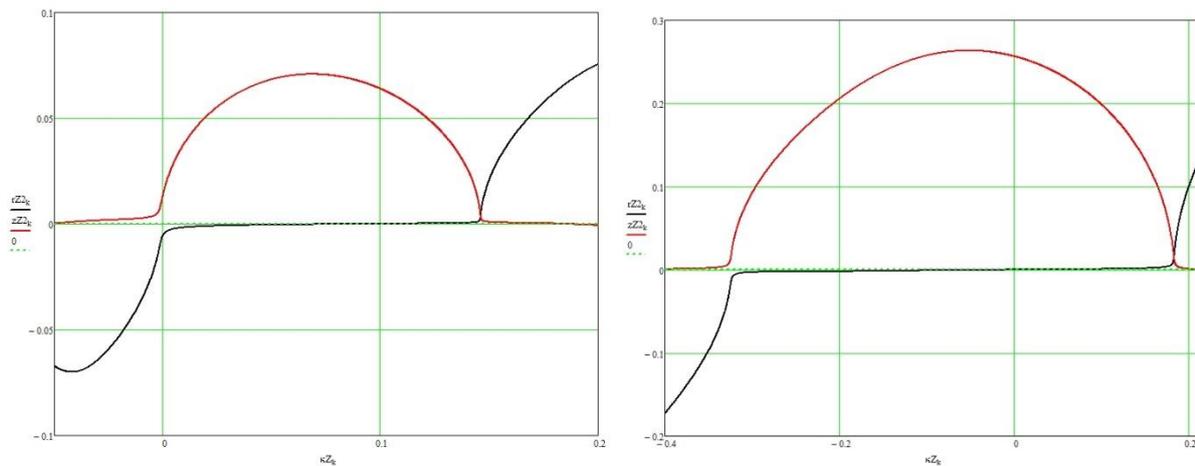


Рис. 1. Дисперсионная кривая в окрестности лакуны для большого импеданса, (а) при $\rho = 100$, $\gamma_0 = 1$, (b) при $\rho = 100$, $\gamma_0 = \frac{1}{2}$.

9. Список литературы

1. [1] Бриллюэн Л., Пароди М. // Распространение волн в периодических структурах. Москва, Изд-во иностранной литературы., 1959.
2. [2] Kogelnik H. Coupled-wave theory for thick hologram gratings. // Bell Syst. techn. J., 1969. Vol.48. N9. PP.2909-2947.
3. [3] Никольский В.В. // Электродинамика и распространение радиоволн. М., Наука, 1978.
4. [4] Senior T.V.A Solution of a class of impedance wedge problem for skew incident. // Radio Sci., 1986, T.21, № 2, P. 185-191.
5. [5] Chang H.C. Coupled mode equations for dielectric waveguides based on projection and partitioned modal amplitudes. // IEEE J. Quantum Electron., 1987. Vol.QE-23. No.11. PP.1929-1937.
6. [6] Беллман Р., Калаба Р. // Квазилинеаризация и нелинейные краевые задачи. М., Мир, 1968.
7. [7] Кастри Дж., Калаба Р. Методы погружения в прикладной математике. М., Мир, 1976.

Подсекция:

**ПРИКЛАДНАЯ МАТЕМАТИКА
И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ**

Сопредседатели

член-корр. РАН А.А. Галяев, профессор А. Н. Боголюбов,
профессор А. И. Чуличков

КВАНТОВЫЙ АЛГОРИТМ РАСЧЕТА ПОТЕНЦИАЛОВ МЕЖМОЛЕКУЛЯРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Ст. преп. Минаев Д.В.

В отличие от классических компьютеров, квантовые компьютеры позволяют достичь экспоненциального ускорения при решении определенных практически значимых задач [1]. Управляемые квантовые системы предоставляют уникальные возможности для решения задач в квантовой химии и физике многих частиц, которые трудноразрешимы для классических компьютеров из-за высоких требований к вычислительным ресурсам.

Важным элементом всего метода молекулярной динамики является выбор потенциала взаимодействия частиц [2]. Можно выделить два основных подхода - “первопринципный” подход и метод подбора потенциалов.

“Первопринципный” подход основывается на явном решении уравнения Шредингера. Такое решение оказывается возможным лишь с использованием упрощающих приближений.

Подбор потенциала происходит в два этапа:

Выбор аналитической формы потенциала,

Подбор параметров функций, составляющих выбранный потенциал.

Исторически первые модели межатомного взаимодействия были разработаны на основе парных потенциалов, когда взаимодействие двух частиц зависит только от их взаимного расположения и не зависит от положения каких-либо других частиц.

Энергия системы в приближении парных потенциалов может быть записана следующим образом:

$$U(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N) = \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^N \varphi(r_{ij})$$

где $\varphi(r_{ij})$ - потенциал взаимодействия i -го и j -го атомов, находящихся на расстоянии r_{ij}

Один из первых парных потенциалов был предложен еще в “доквантовое” время Леннардом-Джонсом первоначально для исследования термодинамических свойств инертных газов. Он описывает взаимодействие Ван-дер-Ваальса нейтральных атомов. Общей формой этого потенциала является

$$\varphi(r) = 4\varepsilon \left[\left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 \right]$$

Наиболее успешным для потенциала L-J оказалось моделирование термодинамических свойств инертного газа аргона.

В 1982 году Ричард Фейнман отметил, что моделирование квантовых систем на классических компьютерах требует огромных вычислительных ресурсов, что делает задачу неразрешимой. Данный факт привёл Фейнмана к мысли о том, что квантовые компьютеры могут использовать законы квантовой механики для ускорения вычислений и решать уравнения Шрёдингера экспоненциально быстрее классических компьютеров. Доказано, что квантовый компьютер способен эффективно решать нестационарное уравнение Шредингера при использовании алгоритма Залки–Визнера [3, 4], одного из основных методов моделирования квантовых систем с применением квантовых вычислений.

Работа алгоритма Залки–Визнера начинается с учета влияния оператора потенциальной энергии в координатном представлении. Затем, посредством преобразования Фурье, производится переход в импульсное представление, где учитывается оператор кинетической энергии. После этого происходит возврат в исходное координатное представление посредством обратного преобразования Фурье. Таким образом, оператор унитарной эволюции в координатном пространстве на малом интервале времени Δt имеет вид:

$$U_{\Delta t} = QFT \cdot \exp\left(-i \frac{p^2}{2m\hbar} \Delta t\right) IQFT \exp\left(-i \frac{V(x)}{\hbar} \Delta t\right)$$

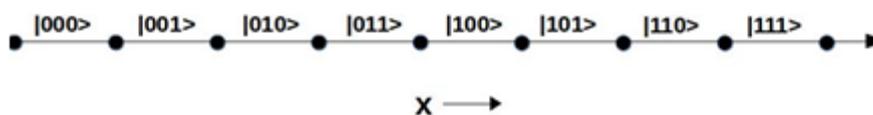
Представление эволюции в таком виде является хорошим приближением при достаточно малых Δt в силу формулы Троттера.

В качестве модельной задачи была рассмотрена и решена задача о частице в потенциале Пешль–Теллера. Он интересен тем, что уравнение Шрёдингера для потенциала Пешль–Теллера имеет точное аналитическое решение [5], что делает его удобным для проверки численных методов. Потенциал Пешль–Теллера используется для моделирования потенциальной энергии электростатического поля двухатомной молекулы [6] и имеет вид: $V(x) = -\frac{\hbar^2}{2ma^2} \frac{\lambda(\lambda-1)}{ch^2(x/a)}$, где λ - безразмерный параметр, а параметры a - величина, характеризующая глубину потенциальной ямы и ее пространственный масштаб.

Для квантовой симуляции потенциала, рассмотрим двоичное представление волновой функции на одномерной решетке для схемы с числом кубитов $n = 3$ (формальное обобщение на многомерный случай производится непосредственно). Тогда у нас будет $2^n=8$ базисных состояний системы. Тогда волновая функция имеет вид

$$|\Psi(x, t)\rangle = \sum_{k=0}^{2^n-1} \Psi(x_k, t) |k\rangle,$$

где $|k\rangle$ описывает положение частицы, соответствующей двоичному числу k :



Разработанная схема показала хорошее соответствие известному аналитическому решению.

Данный подход был реализован и для задачи с потенциалом Леннарда-Джонса. По аналогии рассматривается двумерная сетка, где по одной оси отложена координата первой частицы, по другой – второй. Работа алгоритма также была основана на идеи Залки-Визнера.

Полученные результаты показали хорошее соответствие представленным результатам в работе [7].

Таким образом, квантовые алгоритмы, использующие идеи метода Залки-Визнера с использованием формулы Троттера позволяют получить весьма интересные и важные с практической точки зрения результаты, которые могут быть использованы для моделирования потенциалов межмолекулярных взаимодействий.

Литература

1. Preskill, J. (2018). Quantum computing 40 years later. arXiv:2106.10522v3
2. McArdle, S., Endo, S., Aspuru-Guzik, A., Benjamin, S., Yuan, X. (2020). Quantum computational chemistry. arXiv:1808.10402v3
3. C. Zalka, Fortschr. Phys. 46, 877 (1998); arXiv:quant-ph/9603026.
4. S. Wiesner, arXiv:quant-ph/9603028 (1996).
5. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Квантовая механика. Нерелятивистская теория, Наука, М. (1974), 752с.
6. Jia, C.-S., Zhang, L.-H., Peng, X.-L. (2017). Improved Pöschl-Teller potential energy model for diatomic molecules. International Journal of Quantum Chemistry, 117(14), e25383. doi:10.1002/qua.25383.
7. Prabhat and Bikash K. Behera, Simulation of Lennard-Jones Potential on a Quantum Computer arXiv:2101.10202v1 22 Jan 2021

АСИМПТОТИКА РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ОБ УСТАНОВИВШИХСЯ КОЛЕБАНИЯХ УПРУГОГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА

Доц. *Кравцов А.В.*

В трёхмерном пространстве введём декартову систему координат x, y, z и будем считать, что упругая среда занимает полупространство $z \leq 0$. Малые относительные перемещения в упругой среде описываются системой уравнений Ламэ

$$(\lambda + \mu) \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{u} + \mu \Delta \mathbf{u} = \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где \mathbf{u} – вектор перемещений, λ , μ и ρ – соответственно параметры Ламэ и плотность упругой среды. Пусть к свободной поверхности S упругой среды приложена нагрузка \mathbf{np} где \mathbf{n} – вектор внешней нормали к S , p – заданная функция координат точки поверхности и времени t . На поверхности S вектор \mathbf{u} удовлетворяет условиям

$$2\mu \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial n} + \lambda \mathbf{n} \operatorname{div} \mathbf{u} + \mu [\mathbf{n}, \operatorname{rot} \mathbf{u}] = \mathbf{np}.$$

Пусть величина нагрузки имеет вид $p = p_0 f(r) \cos \omega t$, где $f(r)$ – заданная непрерывная функция переменной $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, p_0, ω – заданные постоянные. Введём цилиндрическую систему координат r, θ, z обычным способом. Учитывая осевую симметрию величины нагрузки, компоненты $u_r(r, z, t)$, $u_z(r, z, t)$ вектора $\mathbf{u} = \{u_r, 0, u_z\}$ представим в виде

$$u_r = \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial r \partial z}, \quad u_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{1}{b^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}, \quad b = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}.$$

Потребуем, чтобы функции $\varphi(r, z, t)$, $\psi(r, z, t)$ удовлетворяли волновым уравнениям

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = a^2 \Delta \varphi, \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = b^2 \Delta \psi, \quad a = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}.$$

Тогда система (1) будет удовлетворяться тождественно. Рассматривая периодические движения упругой среды, положим

$$\varphi(r, z, t) = \operatorname{Re}\{\Phi(r, z)e^{i\omega t}\}, \quad \psi(r, z, t) = \operatorname{Re}\{\Psi(r, z)e^{i\omega t}\}.$$

Для комплексных амплитуд Φ , Ψ получим задачу, где переменные уже безразмерные и за ними сохранены прежние обозначения

$$\Delta \Phi + \gamma^2 \Phi = 0, \quad \Delta \Psi + \Psi = 0, \quad r > 0, \quad z < 0, \quad \gamma = \frac{b}{a}, \quad (2)$$

$$\left(2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r \partial z} + 2 \frac{\partial^3 \Psi}{\partial r \partial z^2} + \frac{\partial \Psi}{\partial r}\right) \Big|_{z=0} = 0, \quad r > 0, \quad (3)$$

$$\left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \frac{\partial^3 \Psi}{\partial z^3} + \frac{\partial \Psi}{\partial z} - \frac{\lambda \gamma^2}{2\mu} \Phi\right) \Big|_{z=0} = \frac{p_0}{2\mu} f(r), \quad r > 0, \quad \Phi, \Psi \rightarrow 0, \\ \sqrt{r^2 + z^2} \rightarrow +\infty.$$

Потребуем, чтобы при $\sqrt{r^2 + z^2} \rightarrow +\infty$ функции $\Phi(r, z)e^{i\omega t}$, $\Psi(r, z)e^{i\omega t}$ описывали уходящие на бесконечность волны. Далее считаем, что функция $f(r)$ имеет вид

$$f(r) = \frac{l^3}{(r^2 + l^2)^{3/2}}, \quad l > 0.$$

Заметим, что в [1] рассматривались установившиеся колебания упругого полупространства в случае предельного значения коэффициента Пуассона $\nu = 1/2$, что означало отсутствие волн сдвига в упругой среде.

Доказано существование классического решения в виде несобственного интеграла по кривой на комплексной плоскости и получены асимптотические формулы для решения при больших значениях полярного радиуса r . В [2] на основе интегральных преобразований Фурье – Бесселя и Лапласа получено формальное решение задачи о неустановившихся колебаниях упругого полупространства в случае предельного значения коэффициента Пуассона. Приведены асимптотические оценки решения при $r \gg 1$. В [3] доказано существование классического решения задачи, рассмотренной в [2].

Следуя [4], решение задачи (2), (3) представим в виде

$$\Phi(r, z) = \int_L J_0(kr) \hat{\Phi}(k, z) k dk, \quad \Psi(r, z) = \int_L J_0(kr) \hat{\Psi}(k, z) k dk, \quad r > 0, \quad z \leq 0,$$

$$\hat{\Phi}(k, z) = A \frac{2k^2 - 1}{R(k)} e^{z\sqrt{k^2 - \gamma^2} - \kappa l}, \quad \hat{\Psi}(k, z) = -2A \frac{\sqrt{k^2 - \gamma^2}}{R(k)} e^{z\sqrt{k^2 - 1} - \kappa l},$$

$$R(k) = (2k^2 - 1)^2 - 4k^2 \sqrt{(k^2 - \gamma^2)(k^2 - 1)}, \quad A = \frac{p_0 l^2}{\mu},$$

где $J_0(kr)$ – функция Бесселя нулевого порядка, радикалы определены на всей комплексной плоскости $\kappa = x + iy$ с разрезом вдоль отрезка $[-1, 1]$ и положительны при $\kappa = x > 1$, L – кривая, проходящая по верхнему берегу разреза вдоль отрезка $[0, 1]$ и лучу $[1, +\infty)$ с обходом точек $\kappa = \gamma$, $\kappa = 1$, $\kappa = x_R$ по полуокружностям достаточно малого радиуса в верхней полуплоскости ($\gamma < 1$, $x_R > 1$). Здесь x_R – единственный действительный нуль, причём первого порядка, функции $R(k)$ в правой полуплоскости.

В настоящей работе методами математического анализа и теории функций комплексной переменной получены асимптотические формулы для комплексных амплитуд, справедливые при $r \gg 1$ и любом фиксированном $z \leq 0$:

$$\Phi(r, z) = \frac{f_1(x_R)}{\sqrt{r}} e^{z\sqrt{x_R^2 - \gamma^2} - x_R l} e^{i(\pi/4 - x_R r)} + O\left(\frac{1}{r^{5/4}}\right),$$

$$\Psi(r, z) = -\frac{f_2(x_R)}{\sqrt{r}} e^{z\sqrt{x_R^2 - 1} - x_R l} e^{i(\pi/4 - x_R r)} + O\left(\frac{1}{r^{5/4}}\right),$$

$$f_1(x_R) = A \frac{2x_R^2 - 1}{R'(x_R)} \sqrt{\frac{x_R}{2\pi}}, \quad f_2(x_R) = A \frac{\sqrt{x_R^2 - \gamma^2}}{R'(x_R)} \sqrt{\frac{2x_R}{\pi}}.$$

Литература

1. *Ильясов Х.Х., Кравцов А.В., Кузнецов С.В., Секерж-Зенькович С.Я.* Аналитическое решение задачи Лэмба в случае предельного значения коэффициента Пуассона // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2019. Т. 59, № 4, С. 597 – 610.

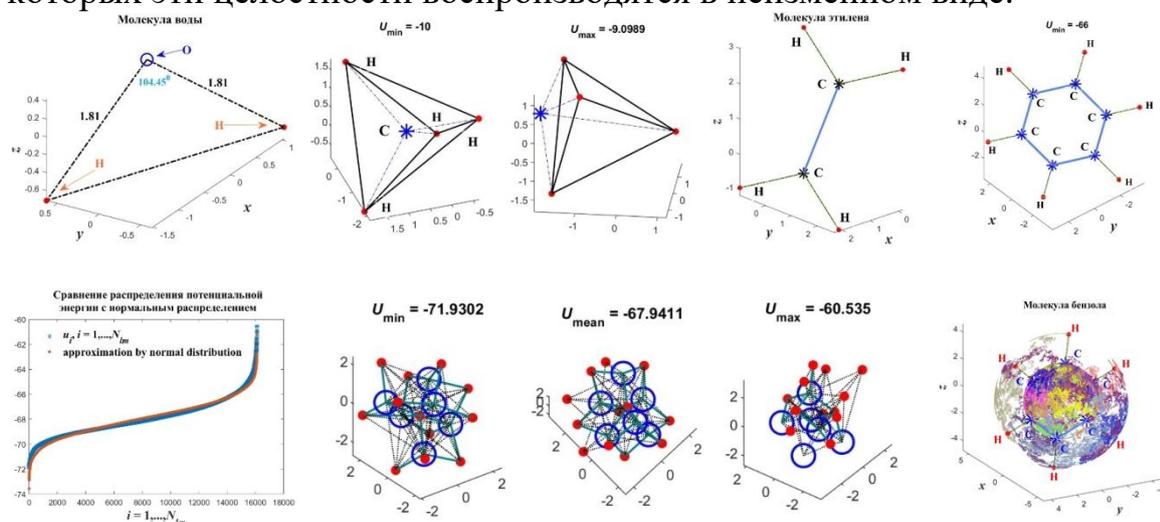
2. *Ильясов Х.Х., Кравцов А.В., Кравцов Ал.В., Кузнецов С.В.* Интегральное представление решения нестационарной задачи Лэмба в случае предельного значения коэффициента Пуассона // *Ж. вычисл. матем. и матем. физ.* 2022. Т. 62. № 3. С. 478 – 487.
3. *Кравцов А.В.* Существование решения начально – краевой задачи Лэмба в случае предельного значения коэффициента Пуассона // *Ж. вычисл. матем. и матем. физ.* 2023. Т. 63, № 10, С. 1648 – 1659.
4. *Ильясов Х.Х., Кравцов А.В., Кузнецов С.В., Секерж-Зенькович С.Я.* Внешняя пространственная задача Лэмба. Распределенная по поверхности гармоническая нагрузка // *Изв. РАН. Механика твердого тела.* 2016. № 1. С. 50 – 56.

О МНОЖЕСТВЕ ЛОКАЛЬНО РАВНОВЕСНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ МУЛЬТИАТОМНОГО КЛАСТЕРА

Вед. научн. сотр. *К.Э. Плехотников*

В докладе обсуждается вопрос о множестве (единственности) локально равновесных конфигураций потенциальной энергии мультиатомного кластера. Молекулярная система, состоящая из множества, вообще говоря, разных атомов, именуется мультиатомным кластером. Предлагается формализм построения всей линейки многочастичных потенциалов для описания произвольной молекулярной системы. Вводятся и обсуждаются понятия “матрицы формы” или “морфы” для каждого из многочастичных потенциалов. Определяется алгоритм построения функции потенциальной энергии мультиатомного кластера так, чтобы можно было бы говорить о построении вполне определенной конфигурации атомов кластера, как о единственно возможной. Данный алгоритм рассматривается как способ решения проблемы выбора конфигурации атомов кластера в качестве локально равновесной. Подробно изучаются множества локально равновесных конфигураций бинарного и многочастичного потенциалов. Рассмотрено также множество локально равновесных конфигураций линейной комбинации бинарного и многочастичного потенциалов. Показано, что в последнем случае множество локально равновесных конфигураций определяется главным образом бинарным потенциалом. Общие построения и выводы иллюстрируются на примерах воспроизводства в качестве локально равновесных стандартных конфигураций молекул воды, метана, этилена и бензола. Строятся подходящие потенциалы, имеющие указанные конфигурации в качестве глобальных минимумов. На примерах описания кластеров воды, бензола и углерода исследуется вопрос о причинах появления множества локально равновесных конфигураций. Обсуждается алгоритм построения сложной, композитной матрицы формы для кластеров, состоящих из множества одинаковых молекул. Использование понятия “матрицы формы” позволяет естественным образом учесть в молекулярной системе

всевозможные целостные субъединицы, а также описать пределы, в рамках которых эти целостности воспроизводятся в неизменном виде.



Литература

1. *Plokhotnikov K.E.* On the Set of Solutions to the Schrödinger Equation as Illustrated with the Description of Water Clusters// *Physics of Wave Phenomena*, 2023, Vol.31, No.3, pp. 151–159; DOI: 10.3103/S1541308X23030081; <https://rdcu.be/dfQoU>
2. Плохотников К.Э. Определение матрицы формы мультиатомного кластера// *Математическое моделирование*, 2024, т.36, №6, с.153–169; DOI: <https://doi.org/10.20948/mm-2024-06-10>

ТРУДНОСТИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В КВАЗАРАХ

Ст. преп. *Терентьев Е.Н.*, проф. *Шугаев Ф.В.*,

Мы предлагаем изображения, полученные с рентгеновского телескопа Chandra в схемах с Гравитационным Линзированием (GL) [и, дополнительно специальным микро-линзированием (ML)] для наблюдения квазаров на расстоянии свыше 10 млрд. св. лет [1,2] передавать на вход Микроскопа с Искусственным Интеллектом Физик (МАИР) [4-12].

МАИР позволяет дополнительно реализовать на выходе повышение сверх разрешения SR примерно в 100-200, (если повезет с точностью-двухбайтовый tiff, то и в 2000) раз и вживую продемонстрировать изображения Гравитационных Волн (ГВ). Мы исходим из линейной модели регистрации телескопом Chandra изображений $Y|A=\{O\} X$, в которой Аппаратная Функция (АФ) А, Функция Рассеяния Точки (PSF) А или Диаграмма Направленности А нам неизвестны. В фигурных скобках $\{O\}$ - априорная информация – о том, как устроена АФ А. МАИР реализует следующий Физический Принцип Настройки (РРТ): если в изображении $O-1 Y|A$, О из

{O} мы видим мелкие (с один пиксел), то AF O=A, X= O-1 Y|A, и МАИР свою задачу Y|A={O} X решил корректно [4-5].

Гравитационное Линзирование Крест Эйнштейна и применение МАИР

Гравитационное Линзирование позволило нам наблюдать 4 квазара вместо одного. Астрономы научились точно измерять скорости вращения вещества в аккреционном диске и как следствие делать более точными результаты астрономических измерений в пределах аккреционного диска так называемым методом микро-линзирования (ML) [2].

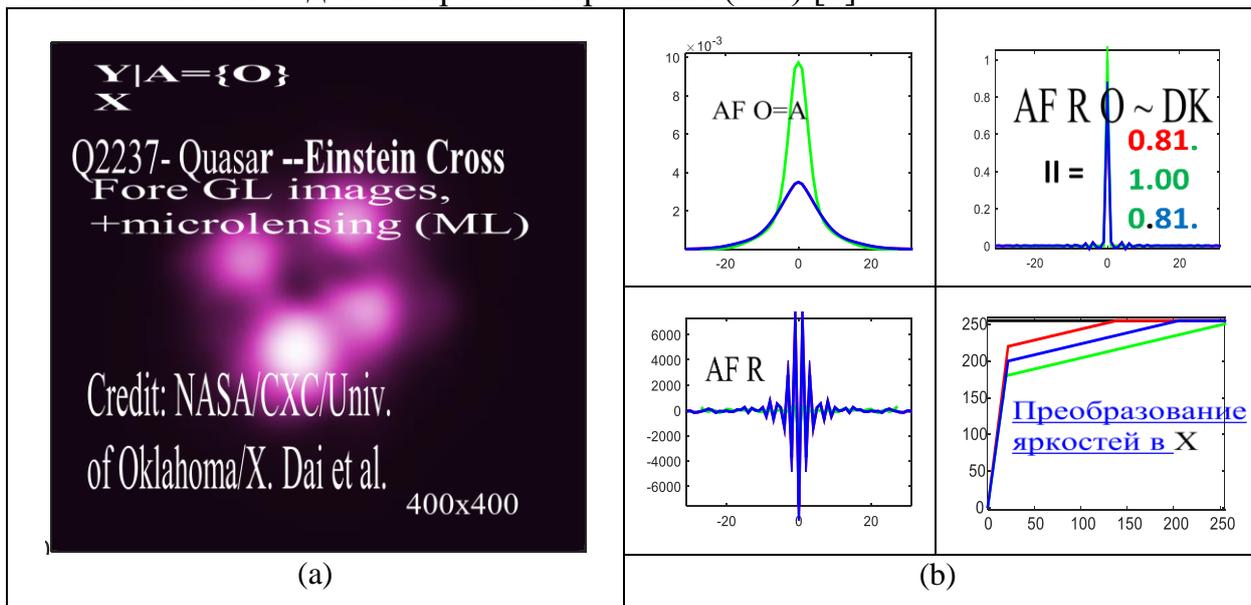


Рис. 1. (a) -Y|A – изображение на выходе Chandra, (b) – основные функции МАИР.

Структуры ГВ в Кресте квазаров Эйнштейна

Искусственный Интеллект: реализация Физических Принципов Настройки (PPT) AF A МАИР так, чтобы были “видны мелкие детали” – почти как в Театральном Бинокле.

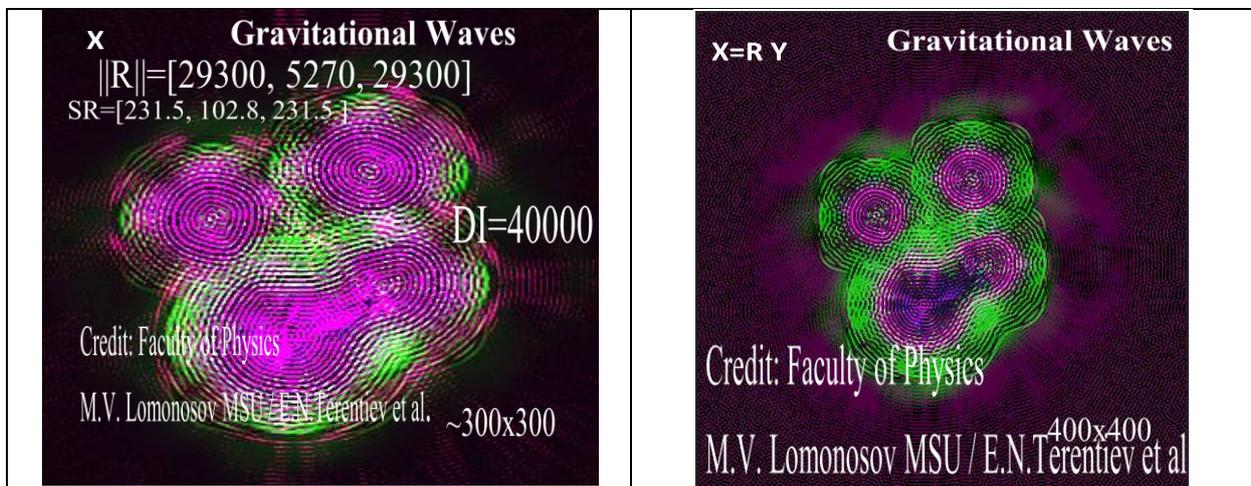


Рис. 2. X=R Y, Y – изображения на входе МАИР, а X – на выходе МАИР.

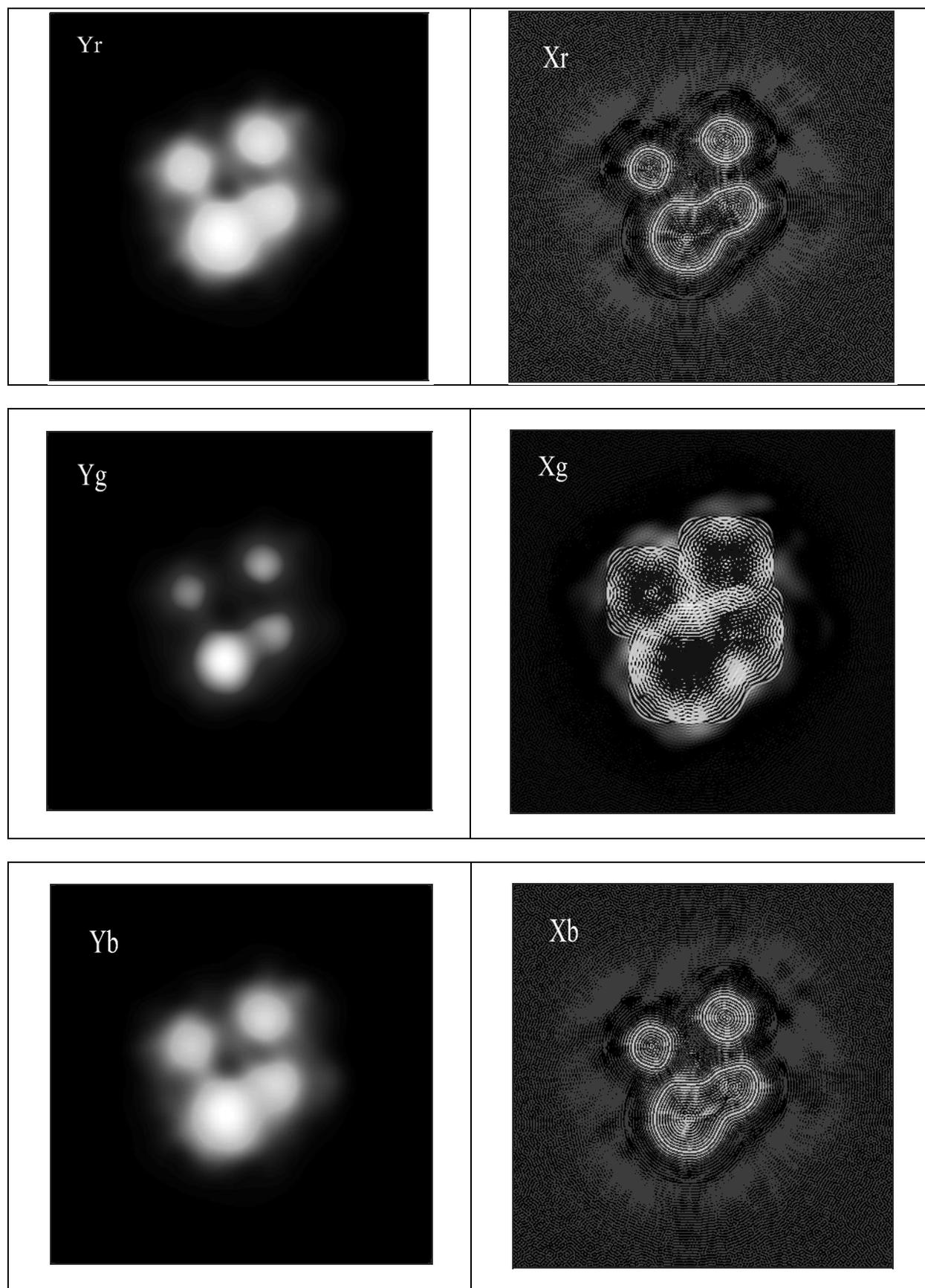


Рис. 3. $Y=[Y_r, Y_g, Y_b]$ – изображение на входе, а $X=[X_r, X_g, X_b]$ на выходе МАИР.

В Театральном Бинокле – один параметр, а в МАИР – 13. Человеческий глаз не различает детали-градации изображений в “темном и ярком”. Поэтому в МАИР реализуется специальное преобразование (см. Рис. 1 (в)) яркостей в X (для цветных байтовых изображений) чтобы видеть ГВ в “Темном и Ярком”, а это еще 9 параметров настройки для Искусственного Интеллекта.

Трудности интерпретации ГВ

На Рис. 3 в X_g и X_b изображениях мы наблюдаем другой тип ГВ за аккреционными дисками типа “Темные Волны на Темном Фоне”.

Выводы: конечно, требуется проверка, подтверждение полученных наших итогов другими исследователями, чтобы их превратить в научные результаты. Сделать это будет практически невозможно: наш Искусственный Интеллект Физик в МАИР прекрасный Математик: владеет методами решения обратных задач по сути с точностью мантиссы в защищенных схемах вычислений. Постараемся патентами защитить наш ИИ Физик.

Благодарности: авторам работы [2] Xinyu Dai, Shaun Steele, Eduardo Guerras, Christopher Morgan и Bin Chen за метод микро-линзирования.

Литература

1. В.Р. Abbott,... V.B. Braginsky, I.A. Bilenko, V.P. Mitrofanov, S.P. Vyatchanin et al. Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Merger. Physical Review Letters, 116, 061102 (2016), DOI:10.1103/PhysRevLett.116.061102
2. Dai, X. et al. 2019, AJ, 879, 35, [arXiv:1901.06007](https://arxiv.org/abs/1901.06007)
3. <https://chandra.si.edu/photo/2010/sdss/>
4. Терентьев Е.Н. <https://orcid.org/0000-0003-1024-2575>
5. Evgeni Nikolaevich Terentiev, Fedor Vasilievich Shugaev, Nikolay Evgenievich Shilin-Terentyev. (2022) The Analysis of Action Mechanisms of Black Holes. Journal of Applied Mathematics and Computation, 6(4), 499-507. DOI: 10.26855/jamc.2022.12.012

МИКРОСКОП С ИСКУССТВЕННЫМ ИНТЕЛЛЕКТОМ: ВЗАИМНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СТАЛКИВАЮЩИХСЯ ЗВЕЗД И СТРУКТУРА НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

Ст. преп. *Терентьев Е.Н.*, проф. *Шугаев Ф.В.*

Метод Микроскоп с Искусственным Интеллектом Физик (МАИР) выявил тонкие детали взаимного поглощения сталкивающихся звезд, механизмы столкновения звездных ветров, вызывающих диффузионные рент-

геновские излучения, наблюдаемым между звездами Квинтуплета в центре нашей галактики. Метод МАIP еще позволил выявить внутреннюю структуру изолированной нейтронной звезды.

МАIP

Метод МАIP является стандартом AIP.org (Амер Институт Физики). Принципы настройки МАIP по обусловленности DI, постановку задачи по выбору AF A из {O} по минимуму реакции на шум $\min\|R\|$ и величине достигаемого сверх разрешения SR можно найти в работах [4].

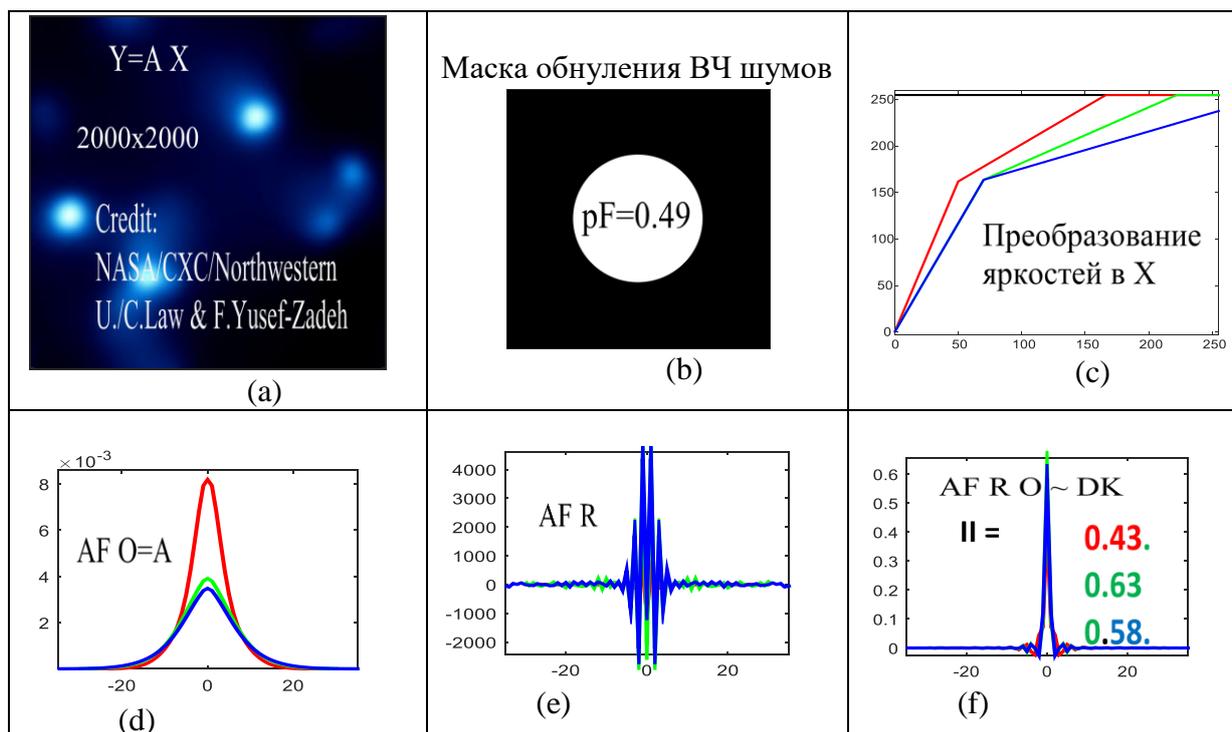


Рис.1 (a) -Y – изображение Квинтуплета звезд на входе МАIP [1], (b) – маска обнуления ВЧ шумов, (c) – преобразование яркостей в X, (d-f) – сечения AF МАIP [4].

Взаимное поглощение молодых звезд

Первое обнаружение рентгеновских лучей от звезд в скоплении Квинтуплет. Более массивные звезды, быстрее теряют газ со своей поверхности в результате высокоскоростного звездного ветра. Яркие точечные концентрации газа вызваны столкновениями высокоскоростных ветров в массивных звездах, имеющих близко вращающихся партнеров. Эта физическая интерпретация подтверждается детализированным изображением X ниже на Рис. 2.

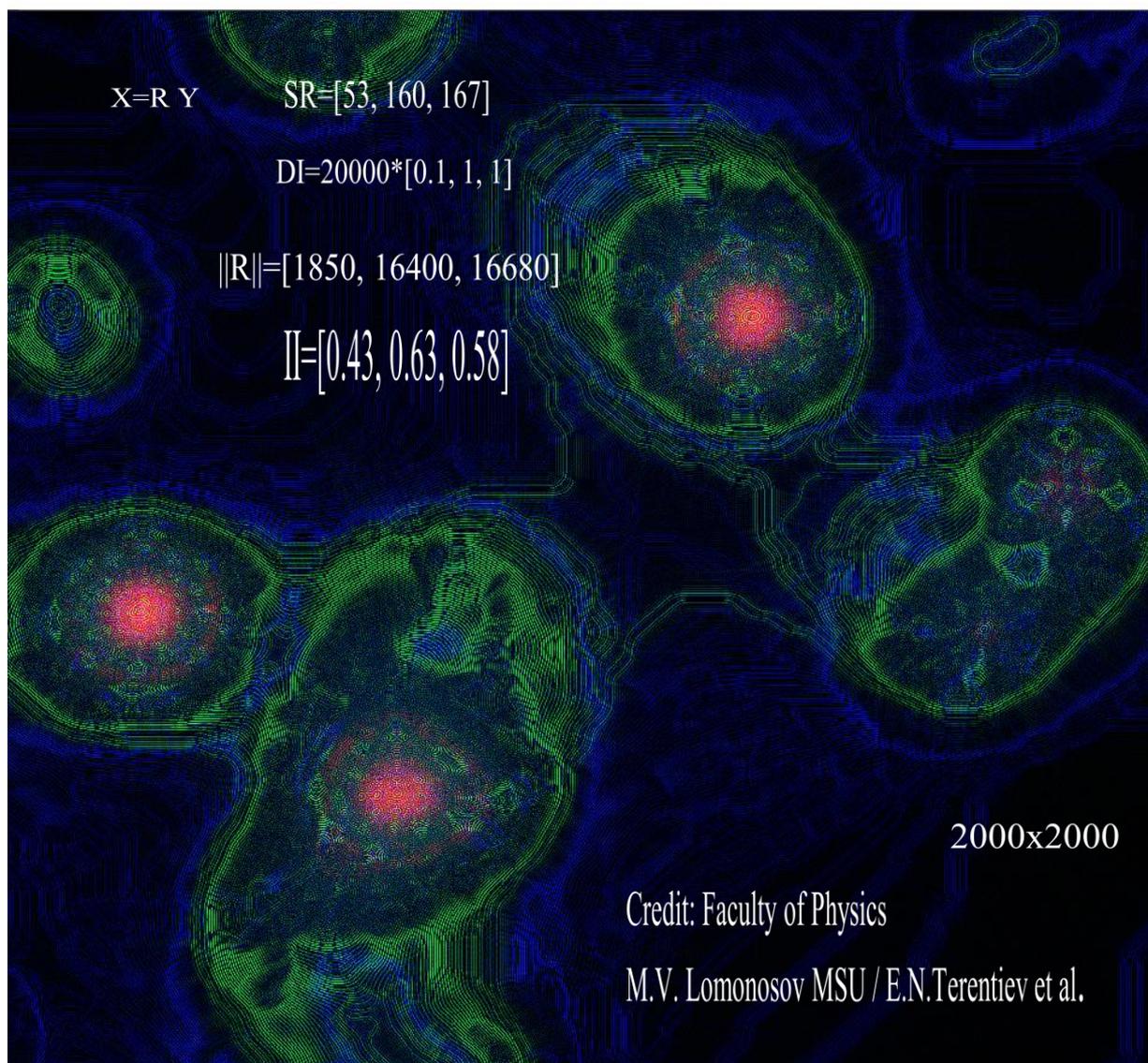


Рис. 2. X=R Y – изображение на выходе МАИР.

Структура нейтронной звезды

В НЗ реализуется широкий спектр суперэкстремальных состояний вещества [3].

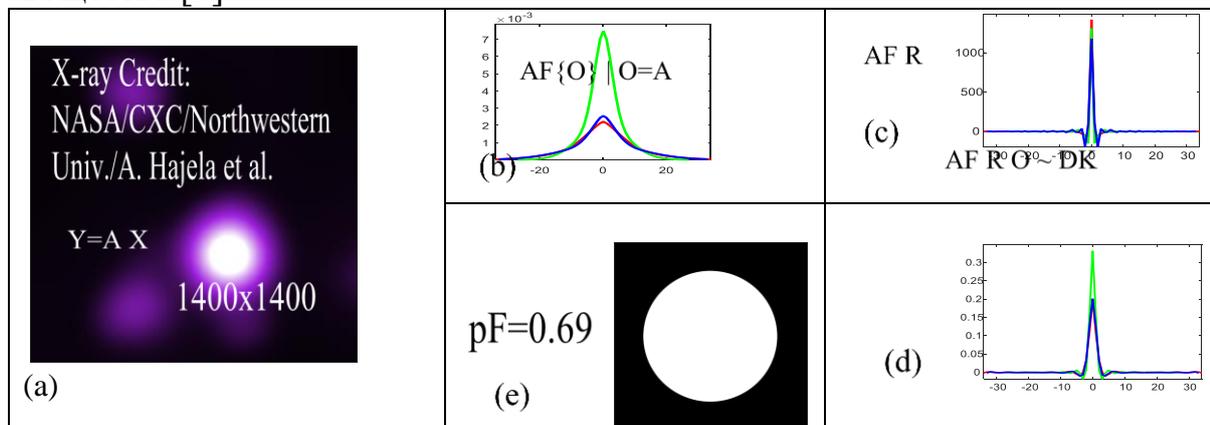


Рис. 3. (a) -Y=A X – изображение НЗ на входе МАИР, (b-d) AF МАИР, (e) – маска обнуления ВЧ шума с параметром pF=0.69.

Ниже представлены два изображения изолированной НЗ с выхода МАИР.

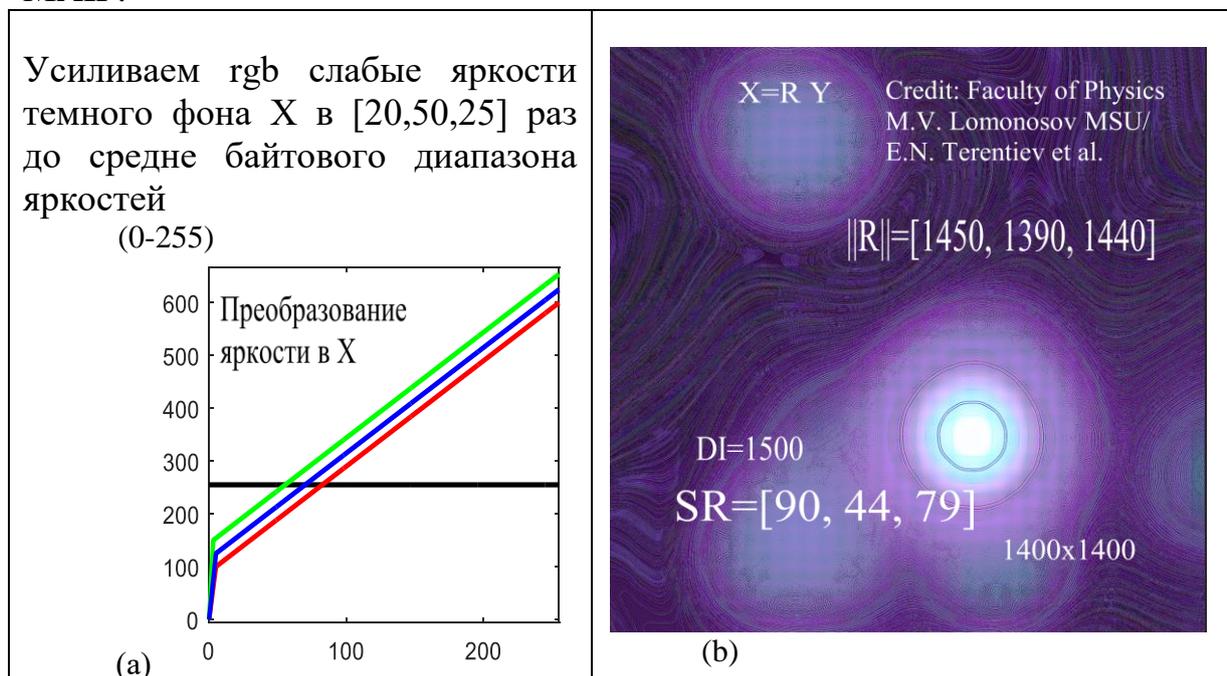


Рис. 4. (a) – преобразование яркостей в X, (b) -X=R Y – изображение НЗ на выходе ММ.

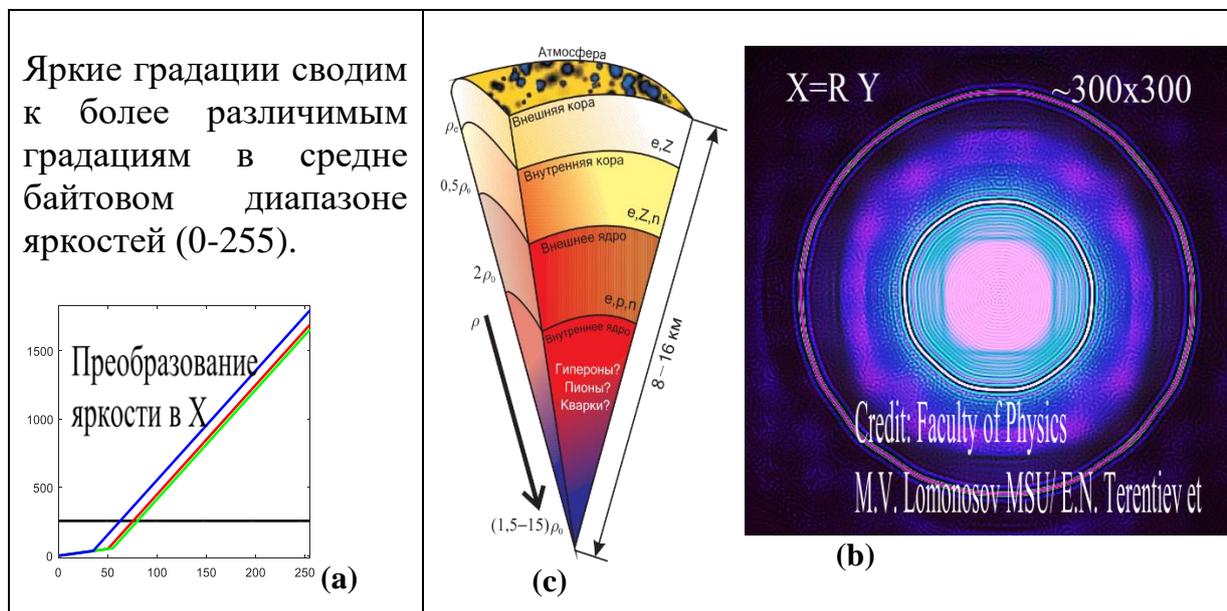


Рис. 5. (a) – преобразование яркостей, (b) -X=R Y – изображение НЗ на выходе МАИР, (c) – структуры НЗ по Фортову В.Е.

Структура НЗ, в нашей работе представляется впервые. «Возможно, ядро нейтронной звезды состоит из нуклонно-гиперонного вещества пионного конденсата, кварк-глюонной плазмы или каких-либо иных экзотических состояний» – Фортов В.Е. [3].

Литература

1. <https://chandra.harvard.edu/photo/2004/quint/>
2. <https://chandra.harvard.edu/photo/2022/gw170817/>
3. Экстремальные состояния вещества / Фортов В. Е. - Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2009. - 304 с. - ISBN 978-5-9221-1104-1
4. Терентьев Е.Н. <https://orcid.org/0000-0003-1024-2575>

ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В КВАЗАРАХ И ПРИ ВЗРЫВЕ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Ст. преп. *Терентьев Е.Н.*, проф. *Шугаев Ф.В.*,

Гравитационные Детекторы LIGO/Virgo зафиксировали Гравитационные Волны (ГВ) от систем Черных Дыр (ВН) и Нейтронных Звезд (НЗ) [1]. В работе демонстрируются итоги анализа данных ВН и НЗ с рентгеновского телескопа Chandra на нашем Микроскопе с Искусственным Интеллектом Физик (МАИР). Наблюдаемые особенности-артефакты в сверх-разрешенных изображениях на выходе МАИР мы связываем с ГВ, которые были одновременно зафиксированы и на Гравитационных Детекторах (GD) на Земле.

Микроскоп с Искусственным Интеллектом Физик

Задача МАИР: Дано: дискретное изображение $Y|A$ и множество дискретных обратимых Аппаратных Функций (АФ) $\{O\}$. Требуется найти решение множества систем линейных алгебраических уравнений типа свертки $Y|A = \{O\} X$. Заметим, что мы не знаем АФ A , а параметрическое множество дискретных обратимых АФ $\{O\}$ есть наше представление о том, как устроена неизвестная дискретная АФ A в данных дискретных измерений $Y|A$.

Решение $Y|A = \{O\} X$ удастся найти в следующем Физическом Фундаментальном Предположении (PFA): в X есть отдельные изолированные объекты-точки (звезды) или DK символы. Понятно, что если DK один в X , то $Y|A = A DK = A$.

Решением задачи МАИР является пара: обратимая АФ $O \sim A$ и сверх-разрешённое изображение $X = R Y$, $R = O^{-1}$, если в результирующем сверх-разрешённом изображении X детектируем отдельные объекты-точки согласно PFA.

Описание принципов настройки МАИР по обусловленности $DI = 1/\min|MTF(A)|$, постановку задачи по выбору АФ A из множества АФ $\{O\}$ по минимуму реакции на шум $\min\|R\| \sim DI$ и величине достигаемого сверх разрешения SR можно найти в наших работах [4].

Основные функции МАИР

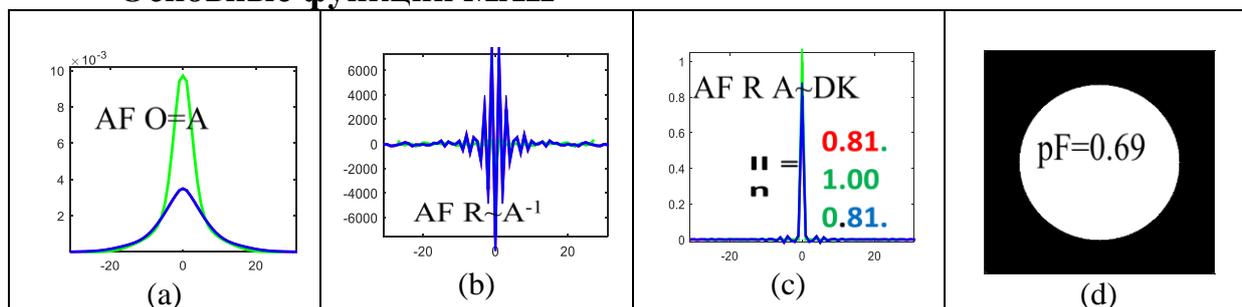


Рис. 1. (a-c) сечения AF МАИР, (d) – маска обнуления ВЧ шума с $pF=0.69$.

Квazar: ЧД поглощает вещество из окружающего аккреционного диска

Ниже на Рис. 2(a,b) представлено два изображения квазара he1104, полученного после GL с помощью Чандры. Заметим, что GL изображения квазара he1104 [2] были дополнительно улучшены методом микролинзирования, в котором учтена информация о скорости вращения аккреционного диска и самой ВН, представленного в работе [4].

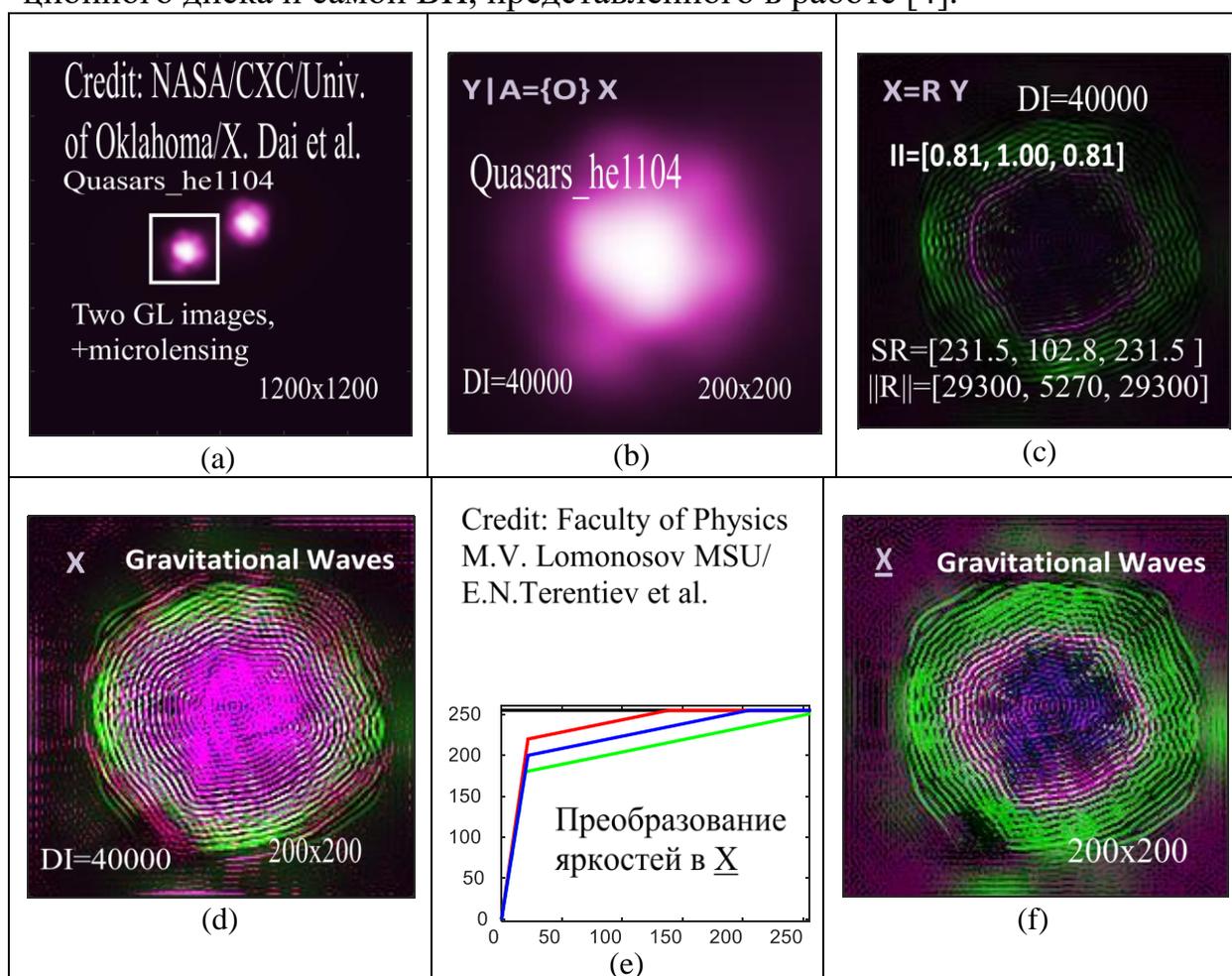


Рис. 2(a-b) Изображения квазара he1104, полученного после GL с помощью Chandra, SR изображения (c, d, f) – с выхода МАИР.

Это улучшение позволило нам с помощью МАIP (+ еще учет AF A Chandra, см. Рис. 1(a)) выявить особенности- артефакты GW в квазарах.

На выходе МАIP ГВ квазара

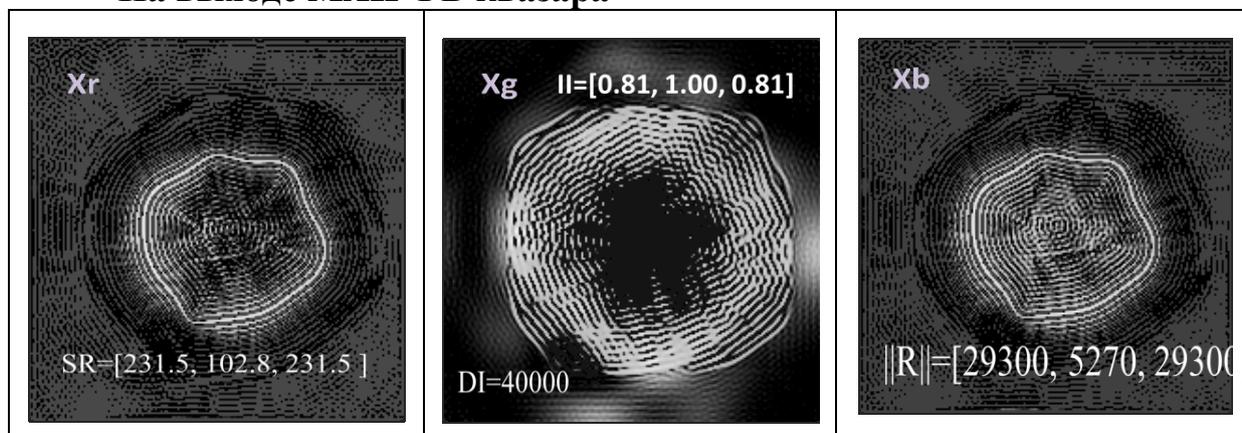


Рис. 3. $Y=[Y_r, Y_g, Y_b]$ – изображение с телескопа Чандра + микро-линзирование, $X=[X_r, X_g, X_b]$ – SR изображение с выхода МАIP.

ГВ при взрыве двух НЗ

При взрыве НЗ: внутри розовых ГВ увеличилось количество замкнутых линий Горизонта Событий двух НЗ или ГВ

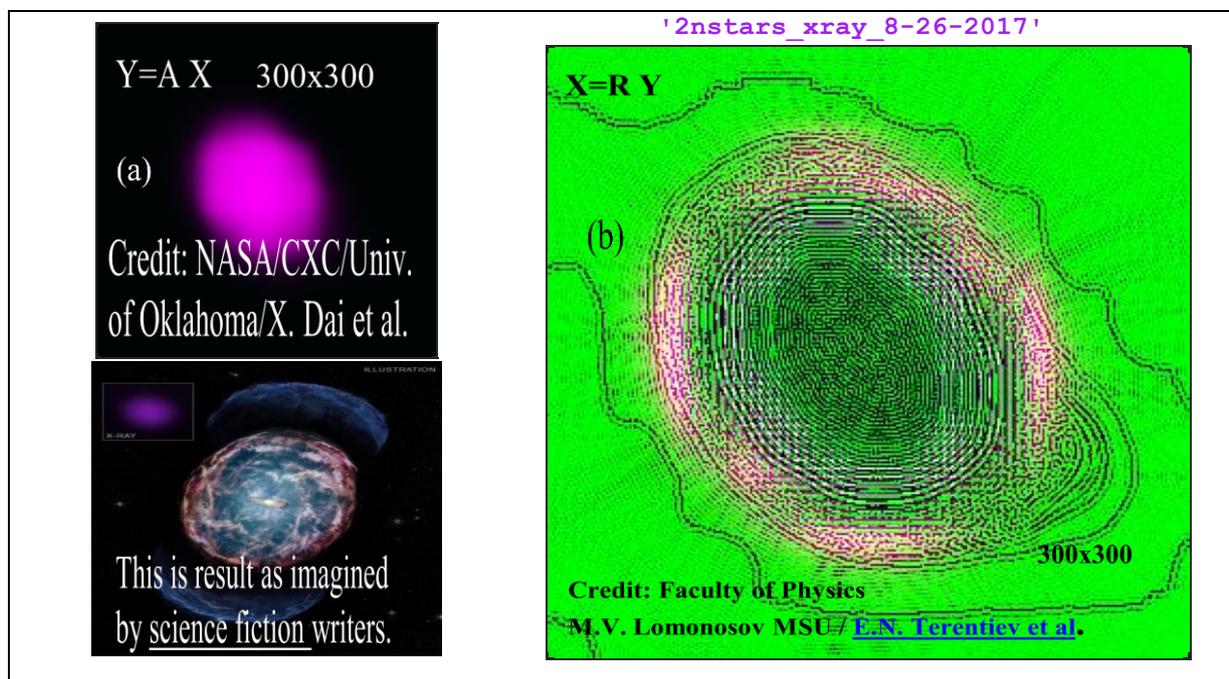


Рис. 4. (a) – взрыв двух НЗ вовне в представлении фантастов (с) и с выхода МАIP с Преобразованием яркости в X–(b).

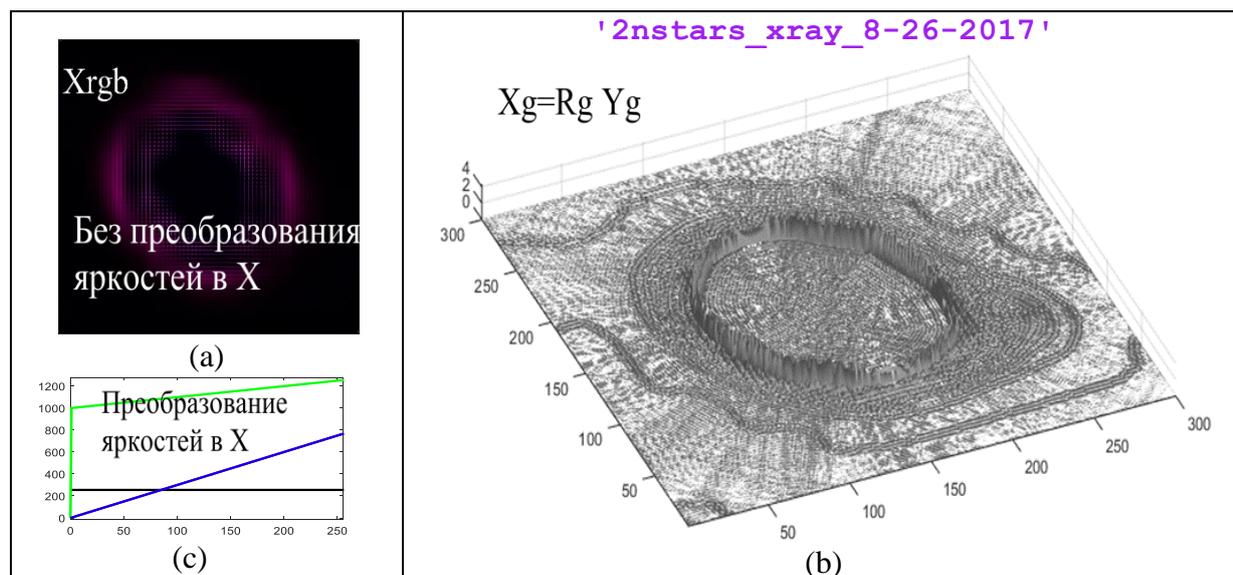


Рис. 5. (a) – без Преобразования яркостей в X, (b) – X SR изображение с выхода МАIP, (c) – Преобразование яркостей в X.

Литература

1. В.Р. Abbott,... V.V. Braginsky, I.A. Bilenko, V.P. Mitrofanov, S.P. Vyatchanin et al. Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Merger. Physical Review Letters, 116, 061102 (2016), DOI:10.1103/PhysRevLett.116.061102
2. Dai, X. et al. 2019, AJ, 879, 35, arXiv:1901.06007
3. <https://chandra.si.edu/photo/2010/sdss/>
4. Терентьев Е.Н. <https://orcid.org/0000-0003-1024-2575>

ИЗМЕРИТЕЛЬНО-ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ С ЭЛЕМЕНТАМИ ИСКУССТВЕННОГО ИНТЕЛЛЕКТА

Ст. преп. Терентьев Е.Н., студ. Балабан Е.Д., студ. Романов Д.Р., студ. Янковская А.Д.

Стандарты по высокоточному оцениванию параметров объектов нужны дистанционных исследованиях при анализе космических изображений и в литографическом оборудовании для производства памяти и процессоров. Для этого в Мат. Обеспечении Измерительно Вычислительных Систем (МО ИВС) предлагаем использовать методы Градиентной Морфологии (ГМ) и методы Микроскопа с Искусственным Интеллектом Физик (МАIP).

Введение

Для специализированных ИВС в литографическом оборудовании для производства процессоров и памяти должны быть стандарты по, например, точности оценивания параметров объектов в изображениях. Пока мы можем утверждать, что методами Градиентной Морфологии (ГМ) такие па-

раметры как положение и размеры, например, Интегрального Транзистора мы можем оценить в 5-10 раз более точно, чем методами обычной морфологии. В настоящее время в конструировании оптических ИВС современных литографов имеет место простая тенденция: “Чем меньше длины волны излучения, тем более мелкие объекты мы видим, измеряем”. В подходах этой тенденции не учитывается тот факт, что излучение имеет волновую природу и надо математически компенсировать (термины): Диаграмму Направленности (AP), Функцию Рассеяния Точки (PSF) или Аппаратную Функцию (AF) ИВС. Замети, что литографы с Рентгеновским ИВС уже существуют за рубежом. В России работы по рентгеновскому литографу продолжаются в Нижнем Новгороде. Рентгеновские ИВС очень дорогие и сейчас тенденция направлена даже на использование синхротронного излучения в литографии. На физическом факультете МГУ создан метод по компенсации AF искажений ИВС, который мы назвали Микроскоп с Искусственным Интеллектом Физик (МАИР). Метод МАИР апробирован на данных в Астрономии и на данных с Электронных и Атомно-Силовых микроскопов. Величины получаемых сверх разрешений SR в зависимости от точности исходных данных для МАИР находятся в пределах от 30-50 до 200-2000.

Базисы Фурье, КМТО

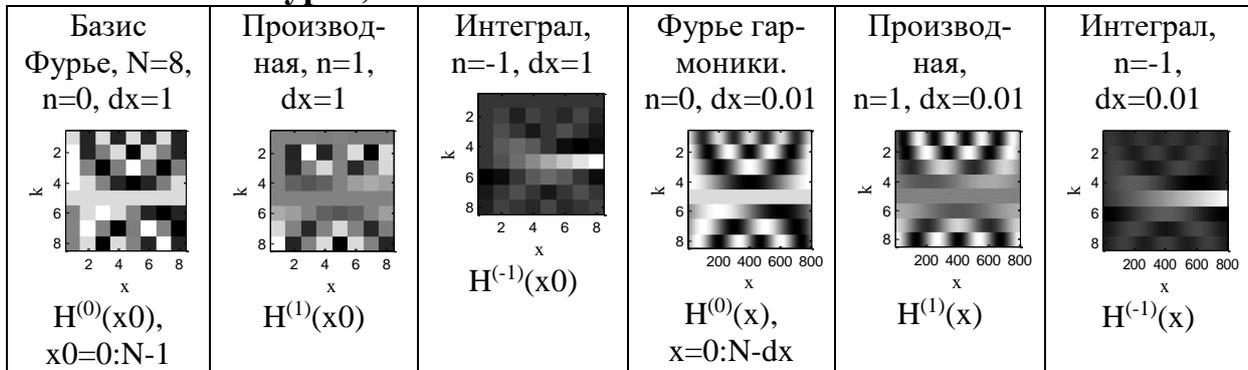


Рис. 1. Пример базиса Фурье с операциями дифференцирования и интегрирования в дискретном $dx=1$ и с интерполяцией – в “непрерывном” $dx=0.01$ случаях

1D КМТО [1]: Дано: строка отсчетов $D=f(x_0)$ и две матрицы $H^{(0)}(x_0)$ и $H^{(n)}(x)$, **тогда** при $n=0$ “непрерывная” функция $f^{(n)}(x)=(H^{(0)}(x_0)*D) \cdot H^{(n)}(x)$ проходит через точки отсчетов $D=f(x_0)$.

Точность операций в теории поля в КМТО

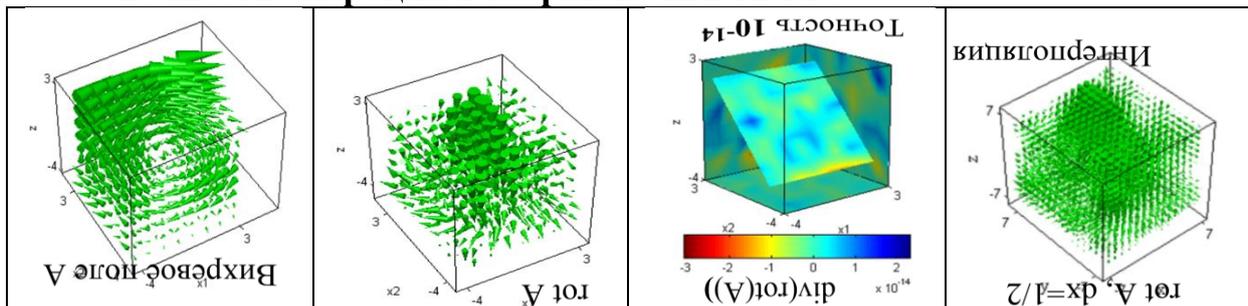


Рис. 2. Числовые операции теории поля реализуются с точностью мантиссы

Использование КМТО позволяет при моделировании сложных явлений, процессов обходиться без использования конечномерных разностных схем. Техника КМТО использовалась и в аналитических расчетах [2, 3].

Методы ГМ для точной оценки параметров объектов в изображениях

В основе методов ГМ лежит КМТО [1], которая позволяет вычислять частные производные от массивов чисел, в частности вычислять градиентное поле $V=grad P$ от изображения P – светлое кольцо на темном фоне, см. Рис. 1 слева.

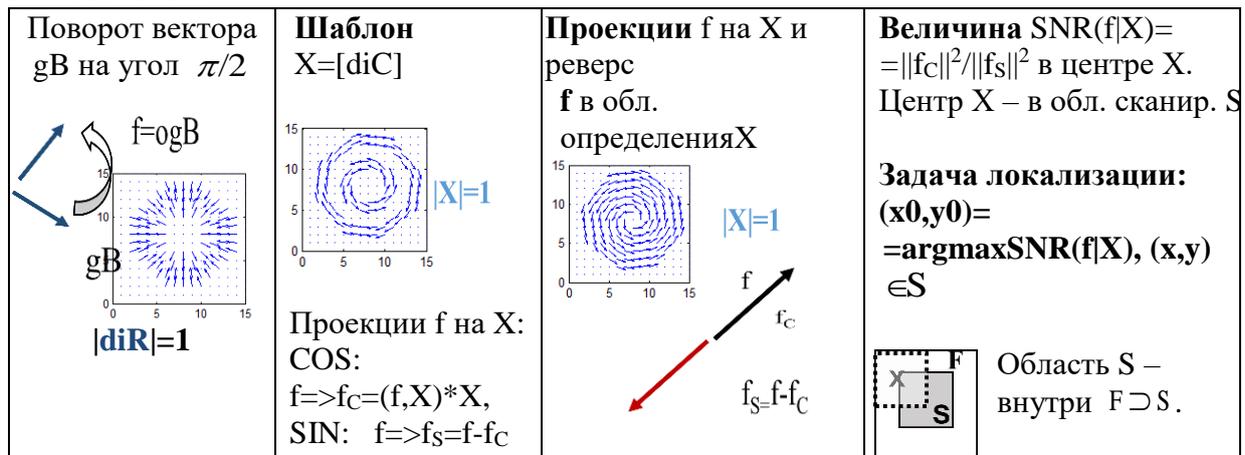


Рис. 3. Операции над векторными полями, шаблоны, проекции, функция SNR и постановка задачи локализации (шаблона X) объекта.

Точная локализация пожаров с дымовыми шлейфами

В нашей работе делаются первые попытки по автоматизации задач, связанных с космическим мониторингом явлений на Земле на примере задачи локализации пожаров с дымовыми шлейфами с точностью до нескольких пикселей. $SNR(f|X) = \frac{\sum f_C^2}{\sum f_S^2}$.

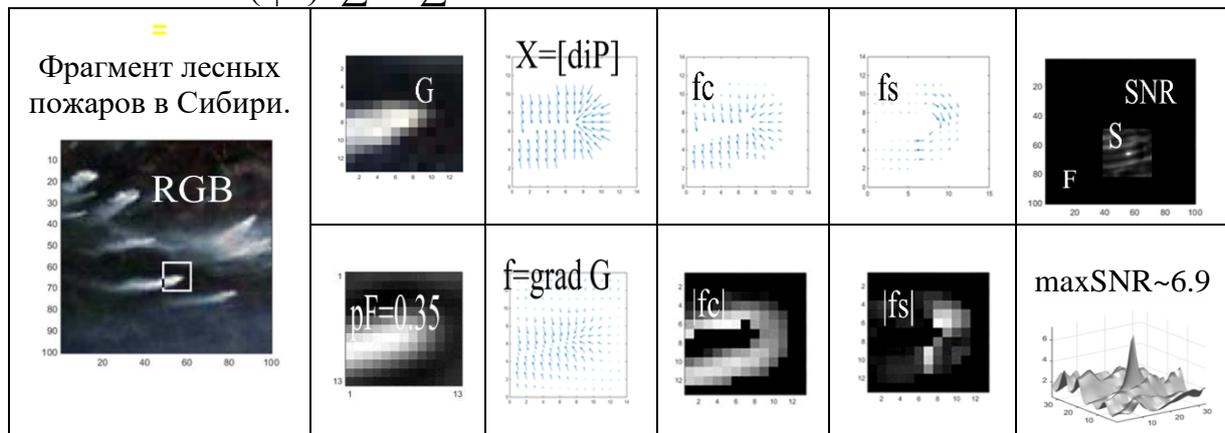


Рис. 4. Пример реализации общей схемы градиентной морфологии при точной локализации пожаров с Сибири с дымовыми шлейфами.

МАПР Сверх Разрешает ГВ при взрыве двух НЗ

При взрыве НЗ: внутри розовых ГВ увеличилось количество замкнутых линий Горизонта Событий двух НЗ или ГВ.

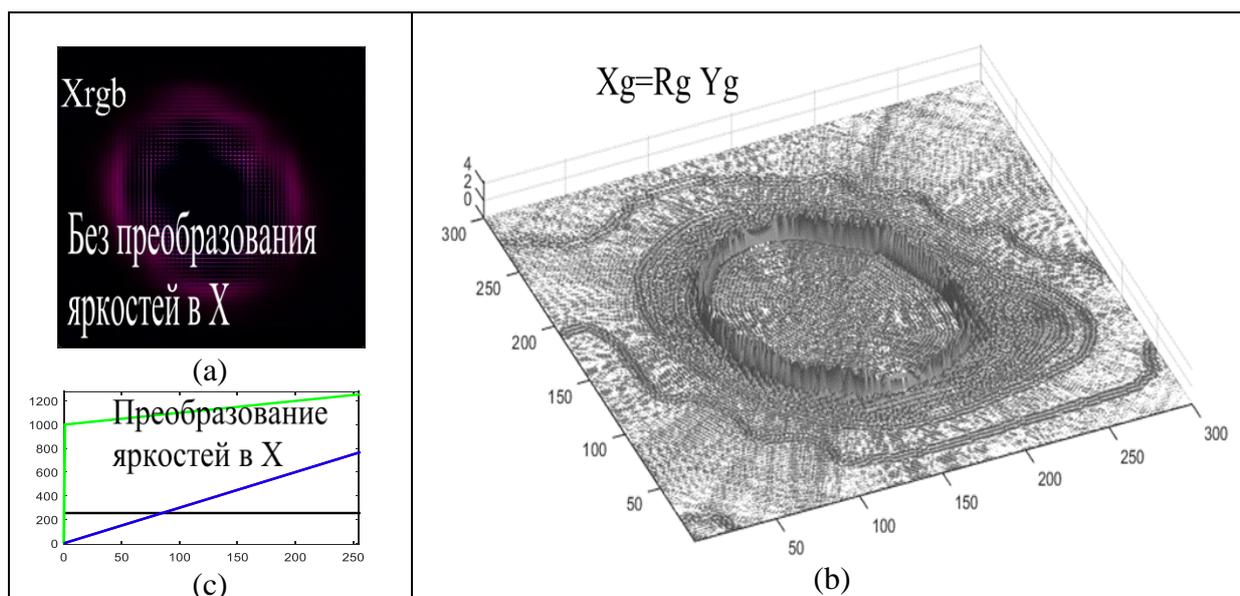
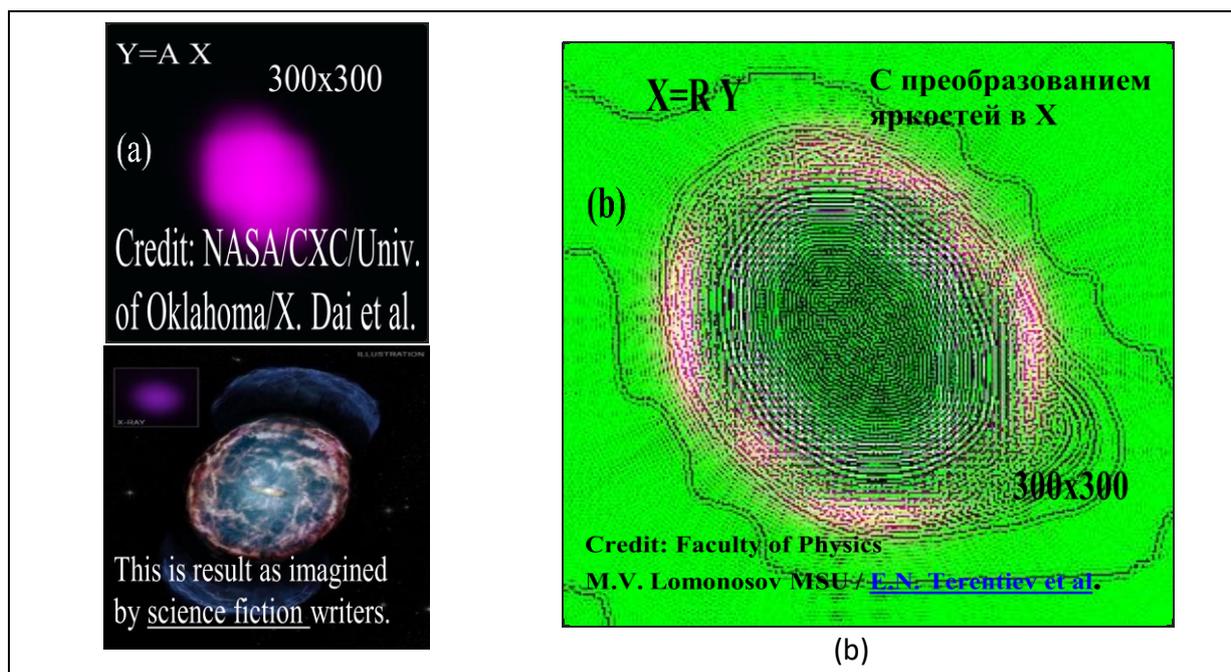


Рис. 5. (a) – взрыв двух НЗ вовне в представлении фантастов, (b) – X SR изображение с выхода МАIP: (c) – преобразование яркостей в X.

Искусственный Интеллект Физик в МАIP, чтобы не потерять очень слабые ГВ в Рентгеновском поддиапазоне “g” в интервале (0-0.25) реализовал усиление сигнала в ~ 4000 раз, см. Преобразование яркостей на Рис. 5 (c). Представление поверхностью - понятнее.

Литература

1. Терентьев Е.Н. <https://orcid.org/0000-0003-1024-2575>
2. Terentiev, E. N., ... , Proc. SPIE 6215, 86-97(2006).
3. Shugaev, F. V., ..., Proc. SPIE 6747, (2007).

ПОДАВЛЕНИЕ РАССЕЯНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ВОЛН МАСКИРУЮЩИМИ ОБОЛОЧКАМИ ИЗ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

Проф. *Боголюбов А.Н.*, асп. *Никитченко А.Д.*

Маскирующая оболочка представляет собой устройство, которое делает объект «невидимым» для внешнего электромагнитного излучения в заданном диапазоне частот. Объект считается скрытым, если он не поглощает и не переизлучает энергию.

Существует множество методов создания маскирующих оболочек [1-3]. В данной работе рассматривается цилиндр с относительной диэлектрической проницаемостью больше 1, покрытый диэлектрической оболочкой, у которой относительная диэлектрическая проницаемость меньше 1. Диаметр оболочки подбирается так, чтобы рассеяние от объекта и оболочки взаимно компенсировались благодаря индуцированным дипольным моментам противоположного знака, что делает объект практически невидимым для внешнего наблюдателя. Этот метод маскировки основан на использовании материалов с диэлектрической проницаемостью меньше единицы. Поскольку такие материалы крайне экзотичны и в природе встречаются редко, для их создания применяются метаматериалы.

Метаматериалы характеризуются наличием микроструктуры, размер которой значительно меньше длины волны излучения. Это делает прямое численное моделирование, учитывающее структуру метаматериала и все его локальные элементы, крайне сложным и ресурсоемким. Поэтому использование теорий электромагнитного усреднения становится особенно актуальным.

В работе предложен двухэтапный подход к синтезу маскирующей оболочки. На первом этапе определяются параметры маскирующего слоя (толщина и относительная диэлектрическая проницаемость), чтобы минимизировать рассеянную энергию. На втором этапе подбираются параметры ячейки маскирующего слоя (радиус металлической вставки) для достижения эффективной диэлектрической проницаемости, максимально близкой к значению, полученному на первом этапе [4]. Показано, что такой подход позволяет снизить рассеянную энергию на 90-95%. Обсуждаются преимущества и недостатки такого подхода к маскировке. Полученная конфигурация была проверена с помощью прямых расчетов.

Литература

1. J.B. Pendry, D. Schurig, and D.R. Smith, *Science* 312, 1780-2 (2006).
2. D.Schurig, J.J. Mock, J.B. Justice, S.A. Cummer, J.B. Pendry J B, A.F. Starr, and D.R. Smith, *Science* 314, 977-80 (2006).
3. W. Cai, U.K. Chettiar, A.V. Kildiev, and V.M. Shalaev, *Nat. Photon.* 1, 224-227 (2007).

4. Silveirinha, M.G. Metamaterial homogenization approach with application to the characterization of microstructured composites with negative parameters // *Phys. Rev. B*. 2007. Vol. 75. Iss. 11. P. 115104. DOI: 10.1103/PhysRevB.75.115104

**ПРИБЛИЖЁННЫЕ ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ
ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОКРЕСТНОСТИ РЕБРА
ЦИЛИНДРА ВЫСОКОЙ ПРОВОДИМОСТИ**

Асп. Шушарин М.М., доц. Могилевский И.Е., проф. Боголюбов А.Н.

Нередко приближение идеальной проводимости оказывается недостаточно точным при постановке задач дифракции. В таких случаях приходится учитывать поле во внутренней области проводника, что значительно усложняет вычисления. В случаях, когда проводимость объекта достаточно велика на его границе можно вместо условий сопряжения поставить условия Щукина-Леонтовича, также называемые импедансными граничными условиями. Результаты работ Щукина и Леонтовича были развиты в диссертации О.И.Паныча [1], где кривизна поверхности границы раздела сред учитывается в старших порядках малости импедансных условий. Также О.И.Паныч формулирует условия применимости условий Щукина-Леонтовича, в число которых входит требование малости скин-слоя по сравнению с радиусом кривизны границы. Очевидно, что это условие нарушается, если на границе проводника с диэлектриком присутствует ребро.

В данной работе получены приближённые граничные условия для задачи дифракции на проводящем цилиндре, на границе которого присутствует ребро. Если магнитная проницаемость не меняется при переходе через границу, то для случая вертикальной поляризации (компонента вектора магнитного поля, параллельная цилиндру равна нулю) показано [2], что электромагнитное поле не имеет особенности в окрестности ребра. Это позволяет модифицировать метод, впервые представленный в диссертации О.И.Паныча, для данного случая. Метод заключается в представлении решения с помощью поверхностных потенциалов, чтобы свести краевую задачу к интегро-дифференциальному уравнению на границе раздела сред. Рассматривая асимптотику этого уравнения при стремлении проводимости к бесконечности, можно получить приближённые граничные условия.

Литература

1. Паныч О.И. О приближённых краевых условиях в задачах дифракции // Дис. канд. ф.-м. наук, физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, кафедра математики, Москва, 1951
2. Боголюбов А. Н., Могилевский И. Е., Шушарин М. М. Сингулярная часть электромагнитного поля в задачах дифракции на телах с рёбрами для различных типов граничных условий // *Журнал Вычислительной Математики и Математической Физики*, 2024, том 64, № 11, с. 2101–2113

АНАЛИЗ БОЛЬШИХ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ С ПРОПУСКАМИ В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ: АВТОКОВАРИАЦИЯ, ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР, ПРОГНОЗИРОВАНИЕ И ЗАПОЛНЕНИЕ ПРОПУСКОВ

Проф. Голубцов П.В., студ. Семёнова С.Э., студ. Степанова Ю.В.,
студ. Чайкин Р.А., проф. Чуличков А.И., доц. Шапкина Н.Е.

Введение. Рассматривается метод построения эмпирической автоковариации (АКВ) и энергетического спектра для временного ряда с пропусками непосредственно в процессе поступления данных. Предложенный подход использует идеи накопления информации в условиях больших данных: по мере поступления данных обновляется специального вида каноническая информация, а актуальная оценка АКВ вычисляется из нее в режиме реального времени. При этом отпадает необходимость хранить старые данные. В качестве основного приложения оценки АКВ рассматриваются построение энергетического спектра, а также проблемы прогнозирования и заполнения пропусков.

Оценка автоковариации для ряда с пропусками. В качестве оценки $\hat{\gamma}_k$ первых K значений АКВ γ_k для временного ряда длины N обычно используют выражение [1]

$$\hat{\gamma}_k = \frac{1}{N} \sum_{t=1}^{N-k} (z_t - \mu)(z_{t+k} - \mu), \quad k = 0, 1, \dots, K-1$$

где μ – среднее, а $K-1$ – максимальное значение задержки автоковариации. Поскольку эта формула не применима к рядам с пропусками, модифицируем ее:

$$\hat{\gamma}_k = \frac{N_0 - k}{N_0} \frac{1}{N_k} \sum_{i=1}^{N_k} (z_{t_i} - \mu)(z_{t_i - k} - \mu), \quad k = 0, 1, \dots, K-1.$$

Здесь t_i пробегает по значениям, для которых присутствуют данные как в момент t_i , так и в $t_i - k$, а количество валидных пар с задержкой k обозначено N_k . В случае сильно разреженного ряда N_k может быть значительно меньше, чем количество валидных значений N_0 . Благодаря множителю $\frac{N_0 - k}{N_0}$, в случае непрерывного ряда последняя формула дает такой же результат, что и исходная.

Накопление информации для построения оценки автоковариации для больших рядов в реальном времени. Обозначим T_k сумму всех произведений присутствующих в ряде пар величин с расстоянием между ними, равным k :

$$T_k = \sum_{i=1}^{N_k} (z_{t_i} - \mu)(z_{t_i - k} - \mu), \quad k = 0, 1, \dots, K-1.$$

Тогда формула для вычисления автоковариации примет вид

$$\hat{\gamma}_k = \frac{N_0 - k}{N_0} \frac{T_k}{N_k}, \quad k = 0, 1, \dots, K-1.$$

Заметим, что все k коэффициентов АКВ полностью выражаются через $2k$ величины N_k и T_k , содержащие всю информацию, достаточную для построения оценки АКВ для этого ряда. В соответствии с [2], назовем N_k и T_k , $k = 0, 1, \dots, K-1$ канонической информацией для оценки АКВ.

По мере поступления новых значений ряда каноническая информация естественным образом обновляется. А именно, пусть в момент t поступило значение z_t . Тогда для всех $k = 0, 1, \dots, K$ если присутствует z_{t-k} то N_k увеличивается на 1, а к T_k прибавляется $(z_{t-k} - \mu)(z_t - \mu)$. Если в момент t значение пропущено, никакое обновление этих величин не производится. На каждом таком шаге достаточно иметь доступ лишь к последним K значениям ряда и отпадает необходимость хранить все более старые значения, а сама каноническая информация занимает фиксированный объем, не зависящий от объема представляемого ею ряда. По мере необходимости, на основании накопленной на данный момент канонической информации можно построить актуальную оценку автоковариации.

Совместное построение оценок автоковариации и энергетического спектра. Как отмечается в [1], оценка АКВ, построенная по непрерывному ряду, обладает высокой степенью гладкости и положительно определена. Однако, для ряда с пропусками она теряет оба эти свойства, рис.1 (слева). Потеря положительной определенности, в частности, приводит к тому, что алгоритмы оценивания, опирающиеся на положительную определенность, перестают работать корректно.

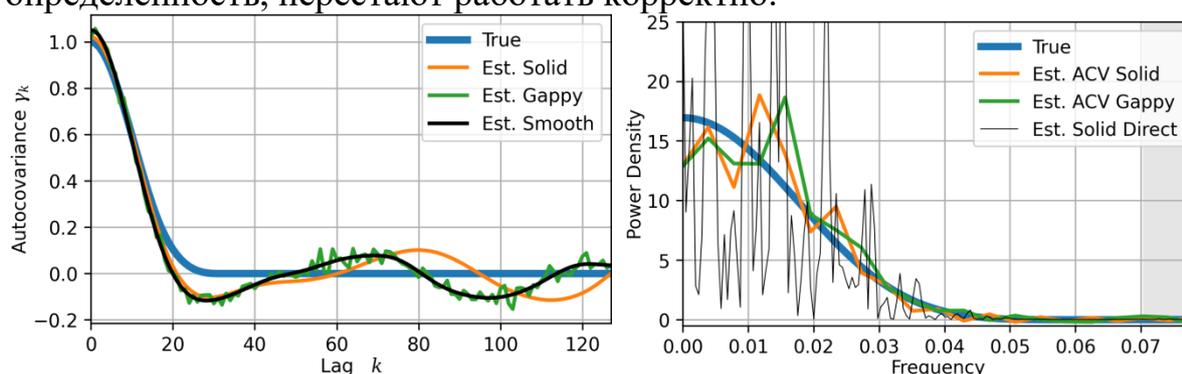


Рис. 1. Слева: оценки автоковариации для сплошного ряда, ряда с вероятностью пропуска 0.5 и сглаженная. Справа: оценки энергетического спектра, построенные для всего ряда, для укороченной АКВ этого же ряда и для АКВ ряда с пропусками.

Для устранения этой проблемы была использована связь АКВ и энергетического спектра через дискретное преобразование Фурье [1,3]. А именно, на основании оценки АКВ строится энергетический спектр, из него убираются «нефизичные» отрицательные компоненты и, посредством обратного преобразования Фурье, получается скорректированная положи-

тельно определенная оценка АКВ. Более того, если в спектре убрать высокочастотные компоненты, то получится еще и сглаженная оценка АКВ.

С другой стороны, как отмечается в [3], энергетический спектр, построенный по одной реализации случайного процесса, оказывается чрезмерно зашумленным и непригодным к непосредственной интерпретации, рис 1 (справа). Поэтому обычно используют разбиение большого ряда на блоки и усреднение полученных спектров. Однако, такая процедура вносит «неравенство» между различными частями ряда [3]. Кроме того, для потоков данных она становится неестественной, а при наличии пропусков – невозможной. Естественный способ обойти обе эти проблемы состоит в том, чтобы строить энергетический спектр по укороченной части АКВ, построенной по всему ряду, согласно описанному выше алгоритму. Таким образом, проблемы построения АКВ и энергетического спектра взаимно дополняют друг друга.

Применение автоковариации для заполнения пропусков и прогнозирования. Рассмотрим возможность применения АКВ для заполнения пропусков и построения прогноза. Пусть X – вектор известных значений на данном фрагменте ряда, а Y вектор пропущенных значений, рис. 2. На основании оценки АКВ строится ковариационная матрица V всего фрагмента, из которой извлекаются ковариационные матрицы V_X и V_Y случайных векторов X и Y , а также матрица ковариаций этих векторов, C_{XY} . Согласно [4] оптимальная линейная оценка \hat{Y} и ковариационная матрица погрешности Q имеют вид $\hat{Y} = \mu + C_{YX}V_X^{-1}(X - \mu)$, $Q = V_Y - C_{XY}^T V_X^{-1} C_{XY}$.

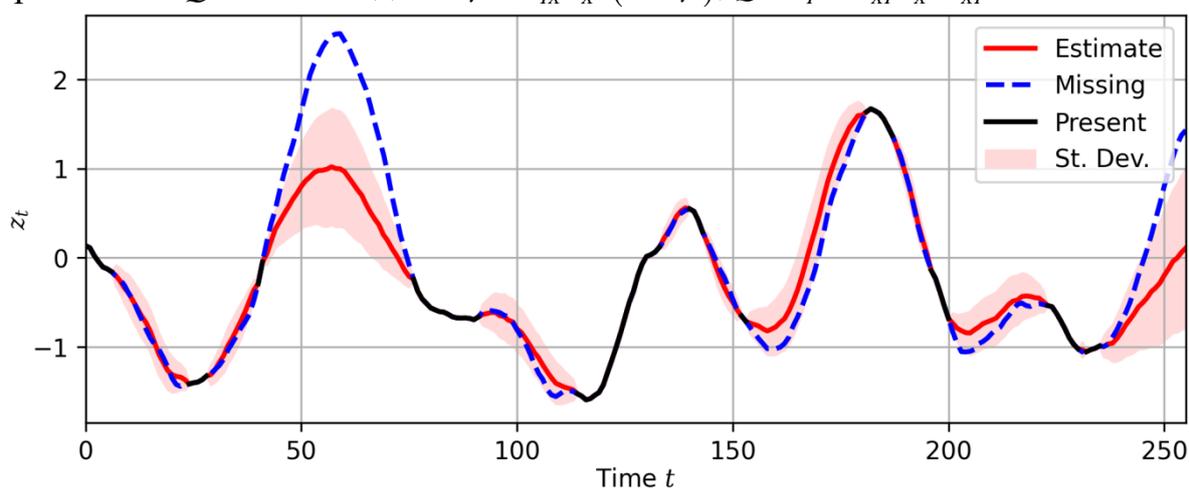


Рис. 2. Пример заполнения пропусков и построения прогноза для фрагмента временного ряда, в котором присутствует 80 значений из 256. Розовым цветом обозначена ожидаемая погрешность оценки, полученная из матрицы Q . В контрольном фрагменте. Использована оценка АКВ, для ряда, со средней длиной как непрерывных участков, так и пробелов равной 10.

Заметим, что для корректной работы такого подхода требуется положительная определенность ковариационной матрицы V , обеспечиваемая положительной коррекцией оценки АКВ.

Заключение. Как показано в работе, процедура построения АКВ в реальном времени может быть реализована даже для потоков данных с пропусками. Важную роль в этом играет накопление канонической информации, что, в частности, позволяет избавиться от необходимости хранить объемные исходные данные. Полученная оценка АКВ позволяет построить удобную для интерпретации оценку энергетического спектра даже при наличии пропусков. В свою очередь, поскольку для разрывного ряда оценка АКВ теряет гладкость и положительную определенность, переход к энергетическому спектру позволяет реализовать ее естественную коррекцию. Наконец, показано, что скорректированная оценка АКВ может быть использована для заполнения пропусков и прогнозирования.

Литература

1. G. M. Jenkins, and D. G. Watts, (1968). Spectral Analysis and Its Applications, Holden-Day, San Francisco, CA.
2. P. V. Golubtsov, The Concept of Information in Big Data Processing. Autom. Doc. Math. Linguist. 52, 38–43 (2018). <https://doi.org/10.3103/S000510551801003X>
3. N. Damaschke, V. Kühn, and H. Nobach, Bias-free estimation of the covariance function and the power spectral density from data with missing samples including extended data gaps. EURASIP J. Adv. Signal Process. 2024, 17 (2024). <https://doi.org/10.1186/s13634-024-01108-4>
4. Ю. П. Пытьев, Методы математического моделирования измерительно-вычислительных систем. – Москва, Физматлит, 2012.

ТРАНСФОРМАЦИЯ АЛГОРИТМОВ ЛИНЕЙНОЙ РЕГРЕССИИ В КОНТЕКСТЕ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ И ПОТОКОВЫХ БОЛЬШИХ ДАННЫХ

Проф. Голубцов П.В.

Введение. В современных задачах анализа больших данных часто возникает необходимость в трансформации существующих алгоритмов, чтобы они обрабатывали отдельные фрагменты данных независимо и параллельно, извлекая из них некоторую промежуточную компактную «информацию»; при поступлении новых данных, накопленная информация обновлялась; а результат анализа вычислялся на основе текущей накопленной информации.

В этой работе мы рассмотрим проблему эффективного накопления информации в задаче линейной регрессии ориентированное на проблематику больших данных. Этот анализ приведет к определенной алгебраической структуре — информационному пространству. Богатые алгебраиче-

ские свойства информационного пространства позволяют унифицировать анализ данных и повысить его эффективность.

Постановка задачи линейной регрессии. Рассмотрим регрессионную модель [1] вида

$$y_i = f_a(x_i) + \varepsilon_i, \quad i = 1, \dots, n,$$

где $x_i \in \mathcal{X}$ – элемент множества возможных входных данных, y_i – выходное переменное, ε_i – случайная ошибка, $f_a(x)$ – функция, определяемая вектором параметров $a = (a_1 \dots a_m)^\top$. Ошибки ε_i предполагаются независимыми и одинаково распределенными с нулевым средним и дисперсией σ^2 , а функция f_a зависит от a линейно:

$$f_a(x) = a_1 f_1(x) + \dots + a_m f_m(x) = \langle F(x), a \rangle,$$

где $F(x) = (f_1(x) \dots f_m(x))^\top$ – вектор-функция, определяющая класс функций регрессии.

Исходный набор данных представляется последовательностью $((x_1, y_1), \dots, (x_n, y_n))$. Задача регрессии состоит в нахождении функции из этого класса, такой, что

$$H(a) = \sum_{i=1}^n (y_i - f_a(x_i))^2 \sim \min_a.$$

Это выражение можно преобразовать к виду

$$H(a) = \langle Ta, a \rangle + 2\langle v, a \rangle + s,$$

где T – симметричная m -мерная матрица, v – m -мерный вектор, а s – число:

$$T = \sum_{i=1}^n F(x_i) F(x_i)^\top, \quad v = \sum_{i=1}^n F(x_i) y_i, \quad s = \sum_{i=1}^n y_i^2.$$

Заметим, что поскольку функционал $H(a)$ полностью определяется тройкой (T, v, s) , то эта тройка содержит всю информацию из исходных данных $((x_1, y_1), \dots, (x_n, y_n))$, необходимую для построения оценки параметров \hat{a} и регрессионной функции $\hat{f}(x) = \langle F(x), \hat{a} \rangle$.

Построение оптимальной регрессионной модели. Функционал $H(a)$ достигает минимума на решениях уравнения $Ta = v$. Несложно показать, что это уравнение совместно, а если матрица T обратима, имеет единственное решение $\hat{a} = T^{-1}v$. Тогда функция регрессии имеет вид

$$\hat{f}(x) = \langle F(x), T^{-1}v \rangle.$$

Несложно проверить, что \hat{a} – несмещенная оценка параметров a и, следовательно $\hat{f}(x)$ также несмещенная оценка для $f(x)$. При этом ее среднеквадратичная погрешность равна

$$Q(x) = E(\hat{f}(x) - f(x))^2 = \sigma^2 \langle F(x), T^{-1}F(x) \rangle.$$

Таким образом, для построения функции регрессии $\hat{f}(x)$ и характеристики ее точности достаточно из всего набора данных выделить T и v . Однако, если дисперсия шума σ^2 неизвестна, то, основываясь на исходных данных можно получить ее несмещенную оценку [1]:

$$\sigma^2 = \frac{H(\hat{a})}{n-m} = \frac{1}{n-m} \sum_{i=1}^n (y_i - \hat{f}(x_i))^2.$$

Трансформация алгоритма и каноническая информация. Чтобы непосредственно воспользоваться этим выражением, необходимо сначала, проанализировав весь набор данных, построить \hat{f} , а потом снова пройти по данным для вычисления $H(\hat{a})$. Чтобы избежать такой «двухпроходной» процедуры, преобразуем выражение для $H(\hat{a})$ к виду $H(\hat{a}) = s - \langle v, T^{-1}v \rangle$. Отсюда получаем, что для эффективного построения $\hat{f}(x)$ и ее погрешности $\hat{Q}(x)$ можно разбить процедуру обработки на две фазы, рис. 1: сначала за один проход выделить из всего набора данных *каноническую* информацию [2] вида (T, v, s, n) , а потом на ее основе получить результат

$$\hat{f}(x) = \langle F(x), T^{-1}v \rangle, \quad \hat{Q}(x) = \frac{s - \langle v, T^{-1}v \rangle}{n-m} \langle F(x), T^{-1}F(x) \rangle.$$

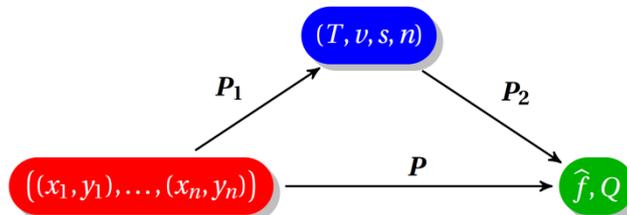


Рис 1. Разбиение обработки на две фазы: выделение канонической информации и получение на ее основе результата.

Заметим, что в силу аддитивной структуры компонент канонической информации, при наличии нескольких наборов данных, вместо их объединения, можно выделить *каноническую* информацию из каждого набора данных, а результаты сложить. Такой подход идеально вписывается в модель распределенных вычислений MapReduce, рис. 2.

В случае потоков больших данных такая форма накопления информации допускает ее обновление в реальном времени. А именно, при поступлении очередной пары (x, y) каноническая информация преобразуется по закону

$$(x, y) \otimes (T, v, s, n) = (T + F(x)F(x)^T, v + F(x)y, s + y^2, n + 1).$$

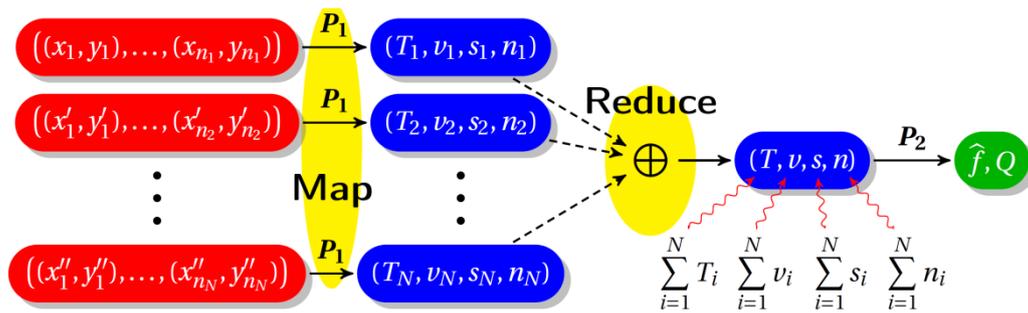


Рис. 2. Распределенное построение регрессии в модели MapReduce.

Информационное пространство. Очевидно, любой набор данных может быть представлен такой четверкой, при этом отсутствие данных представляется элементом $\mathbf{0}=(0,0,0,0)$. При этом, на множестве \mathcal{I} таких четверок вида (T, v, s, n) имеется операции сложения \oplus , что приводит к *информационному пространству* $(\mathcal{I}, \oplus, \mathbf{0})$, [3], которое является коммутативным моноидом со свойством сокращения, т.е., для любых $a, b, c \in \mathcal{I}$:

$$a \oplus b = b \oplus a, (a \oplus b) \oplus c = a \oplus (b \oplus c), a \oplus \mathbf{0} = a, a \oplus b = a \oplus c \Rightarrow b = c,$$

но не имеет обратимых элементов отличных от $\mathbf{0}$, т.е. не существует «отрицательной» информации. Наличие сократимости позволяет «вычестть» некоторую часть информации если обнаружится ее недостоверность.

Статистический анализ регрессионной модели. Для статистического анализа регрессионной модели требуется вычисление статистик специального вида. Например, часто проверяется гипотеза о статистической значимости параметров регрессионной модели и строятся их доверительные интервалы [1]. Оказывается, каноническая информация вида (T, v, s, n) содержит все необходимое для вычисления соответствующих статистик и не требует дополнительного анализа исходных данных. А именно, доверительный интервал с уровнем значимости α для коэффициента a_j дается выражением

$$\hat{a}_j \pm t_{1-\frac{\alpha}{2}}(n-m) \sqrt{\frac{s - \langle v, T^{-1}v \rangle}{n-m}} (T^{-1})_{jj},$$

где $t_{\beta}(k)$ – квантиль уровня β распределения Стьюдента с k степенями свободы. При этом коэффициент a_j полагается статистически значимым [1] если доверительный интервал не содержит ноль.

Заключение. На примере классической задачи линейной регрессии мы рассмотрели возможность гибкого и эффективного накопления информации в распределенных системах обработки данных в реальном времени. Ключевую роль в этом подходе играет построение подходящего для данной задачи информационного пространства.

Литература

1. В. Б. Горяинов и др. Математическая статистика. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана. 2001.
2. P. V. Golubtsov, The Concept of Information in Big Data Processing. Autom. Doc. Math. Linguist. 52, 38–43 (2018). <https://doi.org/10.3103/S000510551801003X>
3. П. В. Голубцов, Оптимизация распределенной обработки больших данных: Алгебраические основы и понятие информации // Ученые записки физического факультета Московского Университета, 2023. №5, С.2350101-1–2350101-7. <http://uzmu.phys.msu.ru/abstract/2023/5/2350101/>

**ЗАДАЧА СИНТЕЗА ПОГЛОЩАЮЩЕГО МАТЕРИАЛА
ДЛЯ ПОКРЫТИЯ КРАЁВ ЗЕРКАЛЬНОГО КОЛЛИМАТОРА
СО СКРУТЛЁННЫМИ КРАЯМИ**

Вед. програм. *Хлебников Ф.Б.*, проф. *Боголюбов А.Н.* доц. *Шапкина Н.Е.*

Эксперименты на компактных полигонах, в рамках которых измеряются характеристики электромагнитного поля, рассеянного на исследуемых объектах, не теряют своей актуальности на протяжении многих лет. Требования к точности подобных измерений в современном мире только растут, причём использование более чувствительных измерительных приборов не всегда способно улучшить результаты исследования, если само электромагнитное поле, которым облучают исследуемое тело, оказывается возмущённым и неоднородным.

За формирование поля внутри компактного полигона отвечает не только излучатель, но и коллиматор, который преобразует сферическую волну от небольшой антенны в поле, близкое по своим свойствам к полю плоской волны. Самым распространённым типом коллиматоров, применяющимся внутри больших компактных полигонов, остаётся однозеркальный параболический коллиматор, схожий по принципу действия с обычной параболической антенной. Область пространства, в которой отражённое от такого зеркала поле наиболее близко к полю плоской волны, называется рабочей зоной и находится обычно на двойном фокусном расстоянии от него [1].

В этих условиях на равномерность поля в рабочей зоне серьёзно влияет целый ряд факторов, из которых следует выделить дифракцию электромагнитного поля на краях зеркала коллиматора, а также всевозможные переотражения электромагнитных волн от стенок компактного полигона. Существенно снизить влияние краевых эффектов на кромке коллиматора позволяют модификации краёв зеркала. Зазубренные кромки коллиматоров, используемые наиболее часто на практике, как правило, согласно ис-

следованиям, уступают скруглённым краям, позволяющим получить в рабочей зоне более гладкое поле [2]. В то же время лучи, отражённые от скруглённых краёв такого коллиматора, окажутся направлены в точности на стенки компактного полигона, а после переотражения от них могут попасть в рабочую зону, исказив распределение электромагнитного поля в ней.

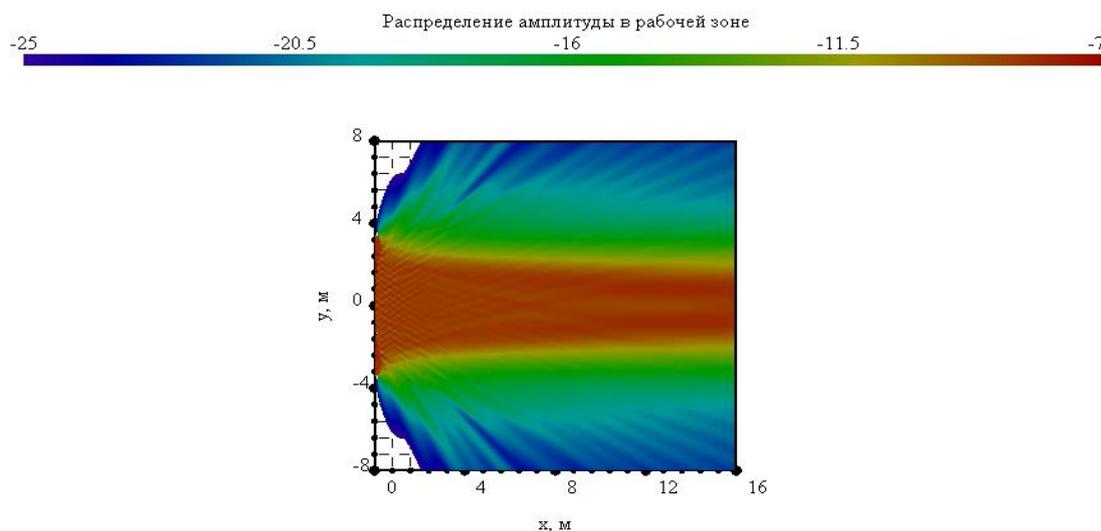


Рис. 1. Пример амплитуды поля, отражённого от коллиматора со скруглёнными краями.

На рисунке 1 приведён пример распределения амплитуды поля, отражённого от коллиматора со скруглёнными краями, имеющего фокусное расстояние 6 м., на котором хорошо видны боковые лучи, направленные в стороны от рабочей зоны. Несмотря на то, что коллиматор размещён внутри безэховой камеры, радиопоглощающий материал, покрывающий её стенки, не способен полностью подавить эти эффекты, особенно при больших углах падения.

Для дальнейшего улучшения качества поля в рабочей зоне, в настоящей работе предлагается рассмотреть возможность покрытия радиопоглощающим материалом непосредственно самих краёв зеркала. Предполагается, что такой подход может привести к уменьшению интенсивности боковых лучей, пусть и ценой снижения эффективности скруглений на краях коллиматора. Рассмотрено протяжённое зеркало с переменным импедансом, центральная часть которого состоит из материала с высокой проводимостью, близкого по своим свойствам к реальному металлу (алюминию), а импеданс скруглённых краёв зеркала предполагается найти при помощи решения обратной задачи синтеза.

Задача синтеза импеданса краёв ставится следующим образом: рассматривается двухпараметрический функционал, равный взвешенной сумме подсчитанных численно среднеквадратичного отклонения поля в рабочей зоне от среднего значения и интенсивности поля в той области, где должны находиться стенки безэховой камеры. В качестве параметров этого

функционала используются действительная и мнимая часть искомого импеданса. Таким образом, уменьшение значения этого функционала соответствует снижению интенсивности боковых лучей, но при этом не приводит к значительному росту неоднородности амплитуды поля в рабочей зоне.

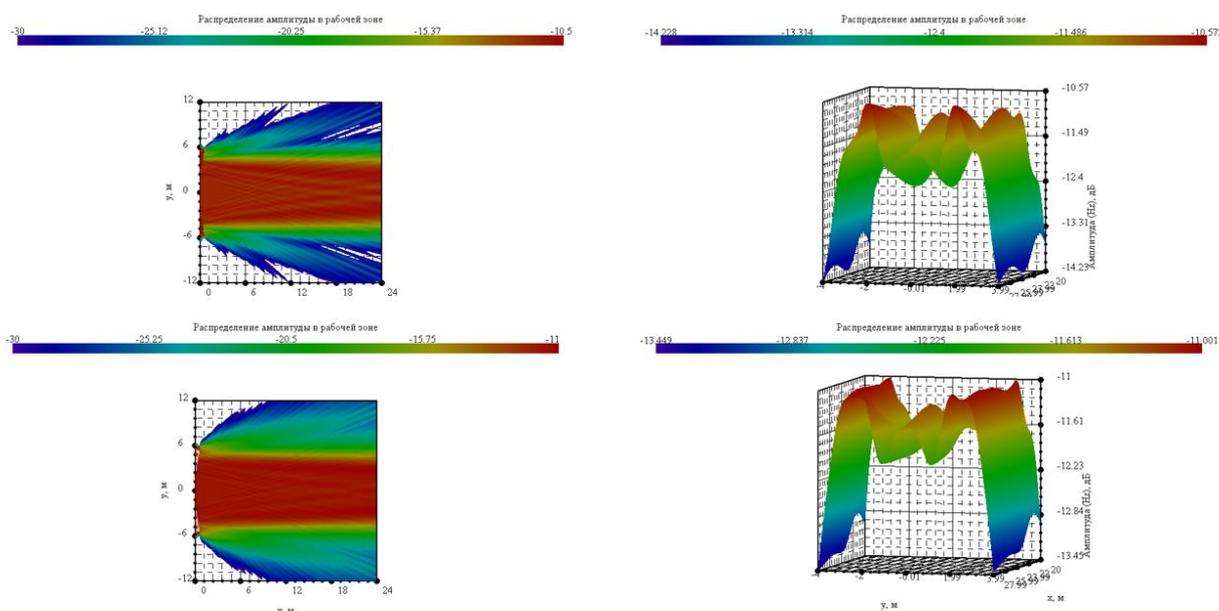


Рис. 2. Амплитуда поля, отражённого от коллиматора с краями, покрытыми материалами с различными значениями импеданса.

Поставленная задача была решена численно при помощи вычислительного комплекса, созданного на кафедре математики. Для вычисления рассеянного поля был применён метод интегральных уравнений [3], а непосредственно минимизация функционала была проведена при помощи хорошо известного метода Нелдера-Мида [4]. Примеры распределения поля, отражённого от коллиматоров с импедансными краями, представлены на рисунке 2, как в рабочей зоне, так и в более широкой области. Хорошо видно влияние импедансных покрытий на интенсивность боковых лучей.

Как и предполагалось, покрытие краёв зеркала радиопоглощающим материалом без изменения его геометрических параметров может существенно повлиять на распределение поля в рабочей зоне: подавляя боковые лучи, этот материал одновременно снижает и эффективность самих скруглений. Как следствие, выбор наилучшего покрытия для скруглённых краёв становится комплексной задачей, влияние на которую оказывает не только форма коллиматора, но и размеры безэховой камеры, свойства радиопоглощающего материала на его стенках, а также требования к гладкости поля в рабочей зоне, предъявляемые к компактному полигону.

Литература

1. Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С. // Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов. М.: Наука, 2007.
2. Gupta I. J., Ericksen K. P., Burnside W. D. A method to design blended rolled edges for compact range reflectors //Antennas and Propagation, IEEE Transactions on. – 1990. – Т. 38. – №. 6. – С. 853-861.
3. Оптимизация формы зеркального коллиматора со скругленными краями / А. Н. Боголюбов, Н. А. Боголюбов, Д. А. Коняев и др. // Физические основы приборостроения. — 2019. — Т. 8, № 3. — С. 19–27.
4. Nelder J. A., Mead R. A simplex method for function minimization //The computer journal. 1965. Т. 7. №. 4. С. 308-313.

Подсекция:
МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

Председатель

профессор А.П. Черняев

Модераторы секции

Близнюк У.А., Борщegovская П.Ю., Желтоножская М.В.,
Студеникин Ф.Р., Лыкова Е.Н.

ВЛИЯНИЕ НЕУЧТЕННЫХ ДОЗ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРОВЕДЕНИЯ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

Мл. науч. сотр. *Щербаков А.А.*, студ. *Храмов И.В.*, студ. *Жаринов И.Ф.*, студ. *Зеленова С.А.*, студ. *Рябова Е.А.*, ассистент *Ф.Р. Студеникин*, доцент *Лыкова Е.Н.*, профессор *Черняев А.П.*

Лучевая терапия широко применяется для лечения различных видов онкологических заболеваний. Однако на этапе планирования облучения не учитывается ряд факторов, что может привести к дополнительной дозовой нагрузке на пациента.

При работе медицинских ускорителей электронов на энергиях выше 8 МэВ возникают потоки вторичных нейтронов. Вклад в дозу от вторичных нейтронов не оценивается и не учитывается в современных системах планирования. Для его оценки используется компьютерная модель головки медицинского линейного ускорителя, верифицированная на основе распределения глубинной дозы в воде. В результате моделирования методом Монте-Карло получены спектры вторичных нейтронов и оценен их вклад в поглощенную и эквивалентную дозы.

Вторичные нейтроны также могут образовываться на конструктивных элементах протонных ускорителей и даже в теле пациента при проведении протонной и адронной терапии. Проведено моделирование и получена оценка дополнительной дозовой нагрузки от нейтронов, рождающихся на модуляторном колесе протонного ускорителя. Кроме того, для оценки рисков персонала и сопровождающих рассчитаны параметры нейтронного излучения, генерируемого в водном фантоме при облучении пучками протонов.

Еще одним неучтенным фактором являются искажения МР-изображений. Они могут привести к несоответствию лучевого лечения запланированному плану. В результате экспериментов на аппаратах МРТ с индукцией магнитного поля 0,5 Тл и 1,5 Тл оценены искажения изображений самодельных фантомов. На основе полученных изображений построен план лучевого лечения и проведено его сравнение с аналогичным планом на основе КТ-изображений, а также оценена неучтенная доза.

Литература

1. Chernyaev A., Belikhin M., Lykova E., Shcherbakov A. GEANT4 Simulation of Photoneutron Spectrum from Medical Linear Accelerator. *Quantum Beam Sci.* 2023, 7, 27. <https://doi.org/10.3390/qubs7030027>
2. Лыкова Е.Н., Щербаков А.А., Стрелковская А.П. и др. Экспериментальная оценка дисторсии изображений магнитно-резонансной томографии для планирования лучевой терапии. ВМУ. Серия 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 2024, 79(4), 2440703.

3. Черняев А.П., Лыкова Е.Н., Щербаков А.А. Вклад вторичных частиц в формирование поглощенной дозы в процессе лучевой терапии. *Российские нанотехнологии*. 2023, 18(4), 540–546. <https://doi.org/10.56304/S1992722323040052>

КИНЕТИКА ПРЕВРАЩЕНИЙ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ В БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ ПРИ РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКЕ

Мл. науч. сотр. *Ипатова В.С.*, зав. лаб. *Близнюк У.А.*, доц. *Борщеговская П.Ю.*, проф. *Козлова Е.К.*, зав. отд., проф. *Черняев А.П.*, науч. сотр. *Болотник Т.А.*, ст. науч. сотр. *Браун А.В.*, вед. науч. сотр. *Родин И.А.*, аспирант *Опруненко А.Ю.*, студент *Торопыгина М.И.*

Радиационная обработка в пищевой и сельскохозяйственной промышленности представляет собой эффективный метод решения широкого круга задач, начиная от подавления патогенной микрофлоры и заканчивая продлением сроков хранения продукции [1]. При воздействии ионизирующего излучения на биологические объекты происходит разрушение как целевых мишеней – ингибирование различных микроорганизмов, в том числе патогенов, так и повреждение не целевых мишеней – биомакромолекул, таких как жиры, белки, углеводы, витамины, ферменты и др. [2]. Такое воздействие может вызывать значительные изменения в клеточных функциях, приводя к биологическим повреждениям, в частности, к изменению органолептических свойств продукта – вкуса, цвета, текстуры и запаха [3]. Окисление биомакромолекул также приводит к образованию различных высокомолекулярных и низкомолекулярных соединений, которые способны инициировать дальнейшее распространение окислительного повреждения в объеме обрабатываемого материала, что может иметь как положительные, так и отрицательные последствия в зависимости от целей обработки [4,5].

Целью данного исследования было изучение радиационно-индуцированных превращений молекул в биообъектах после воздействия низкоэнергетическими ускоренными электронами и тормозными рентгеновскими фотонами. Исследование направлено на углубление понимания молекулярных механизмов, протекающих в биологических объектах при радиационной обработке, и разработке критериев определения эффективных диапазонов доз для каждой категории продукции.

Для достижения поставленных целей был выполнен комплекс исследований, направленных на изучение влияния ионизирующего излучения с различными физическими параметрами на модельные системы, включающие как низкомолекулярные, так и высокомолекулярные соединения. В качестве модельных объектов исследования были выбраны: стандартные

растворы летучих органических соединений (ЛОС) – спирт гексанол-1; белковые молекулы – бычий сывороточный альбумин (БСА) и фермент каталаза; омега-3 жирная кислота в растворах рыбьего жира и полисахарид – картофельный крахмал.

Растворы с модельными соединениями, помещали по 0.5 мл в микроцентрифужные пробирки типа Эппендорф и облучали на ускорителе электронов непрерывного действия УЭЛР-1-25-Т-001 (НИИЯФ МГУ, Россия) с максимальной энергией 1 МэВ, и на рентгеновском аппарате РАП-100-10 с рентгеновской трубкой 1-БПВ23-100 с молибденовым анодом и выходным бериллиевым окном. Дозы облучения варьировали от 250 Гр до 10 000 Гр, мощность дозы варьировали от 1 Гр/с до 10 Гр/с в зависимости от объекта и типа источника. Оценка поглощенной дозы проводилась с использованием дозиметрического раствора Фрикке и радиохромных пленок СО ПД(Э)-1/10. Распределение поглощенной дозы по объему проводилось с использованием компьютерного моделирования на Geant4.

Для анализа изменений в структуре белков и жирных кислот использовался метод высокоэффективной жидкостной хроматографии с масс-спектрометрией (ВЭЖХ-МС/МС). Этот подход позволил установить зависимость сохранения нативной структуры белка БСА и стабильности ненасыщенных жирных кислот Омега-3 от физических параметров радиационной обработки. Каталитическая активность фермента каталазы и структурные изменения гранул крахмала оценивались с использованием спектрофотометрического метода на спектрофотометре УФ-3000. Было установлено, как изменяется функциональная активность каталазы и структура крахмала в зависимости от дозы и типа ионизирующего излучения. Кроме того, методом газовой хроматографии с масс-спектрометрией (ГХ-МС) были идентифицированы летучие органические соединения, образующиеся в результате радиационного воздействия на различные низкомолекулярные и высокомолекулярные соединения. Эти соединения могут служить маркерами радиационного воздействия на конкретные биомакромолекулы.

Установлено, что биомакромолекулы имеют различную радиочувствительность к воздействию ионизирующего излучения, которая зависит от ряда факторов, включая начальную концентрацию молекул в биообъекте, тип излучения, доза и мощность дозы. Помимо этого, повреждение данных биомолекул приводит к различному профилю летучих органических соединений и их радиационно-химическому выходу. Полученные данные могут иметь решающее значение при планировании радиационной обработки пищевой и сельскохозяйственной продукции. Зависимости концентраций низкомолекулярных и высокомолекулярных соединений в модельных и биологических системах от дозы облучения для различных физических параметров ионизирующего излучения могут быть положены в основу разработки биодозиметров радиационной обработки продуктов питания.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФ в рамках научного проекта №22-63-00075.

Литература

1. Ehlermann D.A.E. Wholesomeness of irradiated food // *Radiat Phys Chem.* 2016. 129. P. 24–29. DOI 10.1016/j.radphyschem.2016.08.014
2. Kozlova E., Bliznyuk U., Chernyaev A. et al. Optimization Function for Determining Optimal Dose Range for Beef and Seed Potato Irradiation // *Foods.* 2024. 13, № 23. P. 3729. DOI 10.3390/foods13233729
3. Indiarito R., Irawan A.N., Subroto E. Meat Irradiation: A Comprehensive Review of Its Impact on Food Quality and Safety // *Foods.* 2023, Vol. 12(9), p. 1845
4. Bleicher J., Ebner E.E., Bak K.H. Formation and Analysis of Volatile and Odor Compounds in Meat—A Review // *Molecules.* 2022, Vol. 27(19), p. 6703
5. Bliznyuk U., Borshchegovskaya P., Chernyaev A. et al. Hemoglobin derivatives in beef irradiated with accelerated electrons // *Molecules.* 2023. Vol. 28(15), p. 5773.

СРАВНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ПРЕДПОСЕВНОЙ ОБРАБОТКИ ПШЕНИЦЫ

Программист 1 категории *Зубрицкая Я.В.*, зав. лаб. *Близнюк У.А.*, зав.отд., проф. *Черняев А.П.*, доц. *Борщеговская П.Ю.*, ст.науч.сотр. *Юров Д.С.*, зам. руководителя по научной работе *Малюга А.А.* (СФНУЦА РАН), вед.науч.сотр. *Чуликова Н.С.* (СФНУЦА РАН)

В число важных проблем агрономического сектора входят борьба с неблагоприятными последствиями изменения климата, потерей плодородия почв и разнообразия видов и распространением вредителей сельскохозяйственных культур. В использовании агрономических методов повышения урожайности и защиты растений важную роль помимо эффективности играет также то, какое влияние они оказывают на окружающую среду. Применение физических методов, таких как радиационная обработка, позволяет снизить химическую нагрузку на растения и почву и подготовить семена к прорастанию.

В представленном исследовании семена пшеницы прошли облучение двумя типами ионизирующего излучения: низкоэнергетическими ускоренными электронами с максимальной энергией 1 МэВ на линейном ускорителе электронов непрерывного действия УЭЛР-1-25-Т-001 (НИИЯФ МГУ, Россия) и рентгеновским излучением с максимальной энергией фотонов 80 эВ на аппарате 1BPV23-100 с рентгеновской трубкой RAD-100 и молибде-

новым анодом (ФМЦ им. Бурназяна, Москва). Дозы облучения составили 5, 10, 15, 20, 25 и 30 Гр.

Двухлетний полевой эксперимент показал, что обработка рентгеновским излучением в дозах 5-15 Гр в оба года исследования позволяла увеличить количество стеблей у растений. Следовательно, возросли биомасса надземной части растений и количество полученного урожая. Прирост урожая составил 37-48 % в первый год исследования и 9-33 % – во второй год. Помимо этого, на второй год исследования при облучении в дозе 25 Гр урожайность культуры составила 123 % от контрольных значений.

В случае применения ускоренных электронов в первый год исследования облучение в дозах 5-15 и 30 Гр было более благоприятно для роста растений, увеличивая показатель урожайности на 22-38%. На второй год обработка в дозах 5 и 15 Гр заметно снизила урожайность растений, а облучение в дозах 10 и 30 Гр увеличила её на 25 и 17 %, соответственно.

Фитопатогенный анализ показал заражение растений корневой гнилью и септориозом. Несмотря на первоначальное снижение случаев заражения на ранних стадиях, радиационной обработке не удалось предотвратить распространение корневой гнили среди растений в более поздние стадии их роста. Тем не менее, на второй год исследования было отмечено снижение поражения колосьев пшеницы септориозом вплоть до полного его искоренения при облучении семян в дозах 20 и 25 Гр. Более того, у растений, чьи семена были обработаны ускоренными электронами в дозе 25 Гр также не наблюдалось септориоза листьев.

Полученные результаты говорят об эффективности предпосевной радиационной обработки как способа повышения продуктивности пшеницы и частично метода защиты растений. При этом следует учитывать, что рост и заболеваемость растений зависят от множества факторов, включая погодные условия и состояние почвы. Создание синтеза физических и химических методов потенциально является способом повышения качества и количества продукции агрономического сектора при меньшей нагрузке на окружающую среду.

ИЗУЧЕНИЕ ДЕЙСТВИЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДЕГРАДАЦИЮ АНТИБИОТИКОВ В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ

Асп. *Опруненко А.Ю.*, зав. лаб. *Близнюк У.А.*,
мл. науч.сотр. *Ипатова В.С.*, асп. *Никитченко А.Д.*,
ст. науч.сотр. *Браун А.В.*, мл.науч.сотр. *Болотник Т.А.*, ст.науч.сотр.
Глориезов И.П., ст.науч.сотр. *Ананьева И.А.*, профессор *Родин И.А.*

Сегодня в мире производится, потребляется и используется большое количество антибиотиков для лечения многих заболеваний, однако это

привело к их широкому распространению в окружающей среде. Остатки антибиотиков, выбрасываемые в сточные воды, могут способствовать развитию резистентных к лекарственным препаратам бактерий, что представляет серьезную угрозу для здоровья человека. Антибиотики плохо поддаются биodeградации, поэтому разработка методов очистки от них различных матриц представляется актуальной задачей. Целью данной работы является изучение влияния облучения электронным пучком на тетрациклин, доксициклин, ампициллин, амоксициллин, бензилпенициллин, стрептомицин и хлорамфеникол в водных растворах и выявление путей деградации этих антибиотиков. Для определения содержания антибиотиков и идентификации их продуктов деградации был применен метод жидкостной хроматографии в сочетании с масс-спектрометрией. Было установлено, что с ростом дозы облучения относительное содержание антибиотиков в растворе экспоненциально уменьшалось. Установлены количественные показатели скорости деградации антибиотиков. Максимум приходится на амоксициллин, минимум – на хлорамфеникол. При этом с ростом дозы от 0 до 1 кГр увеличивается содержание большинства продуктов деградации, а с ростом дозы до 3 или 7 кГр (для разных антибиотиков эти значения отличаются) они сами также начинают деградировать. Практически 100%-ное удаление из растворов было достигнуто под воздействием дозы 7 кГр в случае бензилпенициллина и стрептомицина, другие антибиотики также были близки к этому показателю. На основании данных, полученных с помощью масс-спектров высокого разрешения (а именно точные массы и брутто-формулы), можно сделать выводы о структурах продуктов деградации антибиотиков. Для получения представления о механизмах реакций и путях превращения антибиотиков в продукты их деградации был использован метод функционала плотности (МФП).

С помощью системы Thermo Scientific Orbitrap Fusion Lumos с масс-спектрометром высокого разрешения удалось идентифицировать структуры найденных продуктов деградации в растворах после облучения. Например, для стрептомицина были найдены: $C_{13}H_{20}O_7N$ (m/z 302.1233); $C_{12}H_{20}O_7N$ (m/z 290.1232) и $C_{12}H_{18}O_7N$ (m/z 288.1077).

Исследование финансировано Российским научным фондом, грант 22-63-00075.

E-mail: *oprunenko_anastasiya@mail.ru*

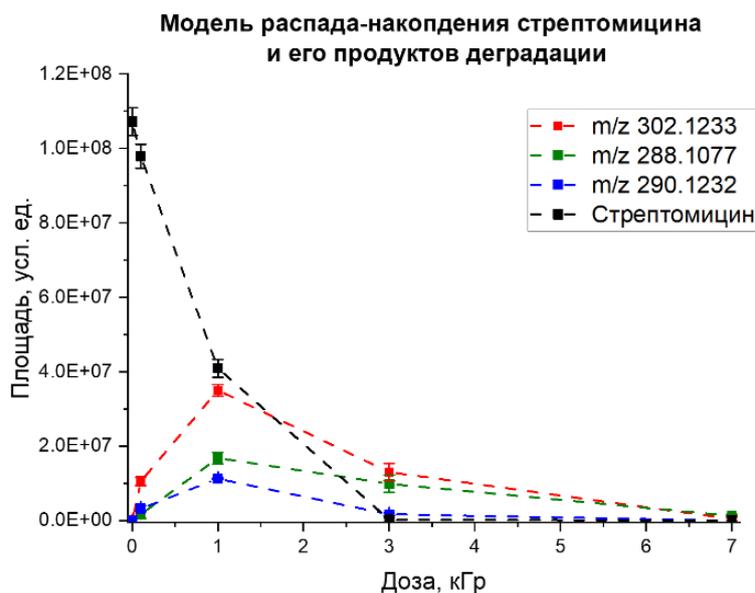


Рис. 1. Зависимости площадей пиков стрептомицина (черная линия) и продуктов его деградации-ионов со значениями m/z 302.1233, 288.1077 и 290.1232 (красная, зеленая и синяя линии) от дозы облучения.

ПРИМЕНЕНИЕ РО ФИЛЬТРАЦИИ ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ КОМПЬЮТЕРНОЙ ТОМОГРАФИИ

*М. Д. Сиомаш, О. С. Карчанов, С. А. Золотов, Л. О. Степанченко,
Ф. Р. Студеникин, А. А. Логинова, А. П. Черняев*

В клинической компьютерной томографии при облучении пациентов с металлическими имплантатами возникают артефакты [1-3], то есть дефекты изображения, которые заслоняют некоторые участки снимка и ухудшают общее качество изображения. Артефакты представляют серьезную проблему, если полученный снимок используется для дозиметрического планирования лучевой терапии. В настоящее время врачам приходится вручную оконтуривать артефакты на каждом слое изображения.

Существует идея создания программного обеспечения, которое бы автоматически удаляло артефакты с КТ снимков. Такая программа сократила бы время подготовки плана облучения а также избавила бы медицинских физиков от части рутинных задач. Для разработки подобного программного обеспечения требуется детальное исследование природы артефактов и построение математической модели, которая предсказывает их появление и описывает их характер.

Некоторые артефакты возникают на этапе облучения из-за физики процесса, другие являются особенностью метода восстановления изображения из сырых данных детекторов. Однако метод восстановления изображения а также выбор параметров метода влияют на форму и качество любых видов артефактов.

Целью данного исследования является сравнение методов реконструкции компьютерной томографии и их влияние на генерацию металлических артефактов. В работе были проанализированы следующие методы: метод ро-фильтрации, метод фильтрованных обратных проекций и итерационный метод ART [4-5]. Проводилось сравнение для разных значений параметров методов и для разных апподизирующих функций а также сравнение с результатами эксперимента.

В результате можно отметить, что различные методы приводят к генерации артефактов разной формы (рис. 1). Из этого в частности следует, что форма реальных артефактов будет зависит от того, какой метод восстановления используется на конкретном томографе.



Рис. 1. Артефакты, сгенерированные разными методами

E-mail: okarchanov@gmail.com

Литература

1. F Edward Boas & Dominik Fleischmann. CT artifacts: Causes and reduction techniques // *Imaging in Medicine*, April 2012.
2. Justin Solomon, Peijei Lyu and Daniele Marin, Ehsan Samei. Noise and spatial resolution properties of a commercially available deeplearning-based CT reconstruction algorithm. // *Medical Physics*, July 2020
3. Mark Selles, Jochen A.C., Mario Maas, Martijn F.,Boomsma, Ruud H., H. Wellenberg, Advances in metal artifact reduction in CT images: A review of

- traditional and novel metal artifact reduction techniques // European Journal of Radiology 170 (2024) 111276
4. С. А. Терещенко. Методы вычислительной томографии. // М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. - 320 с. - ISBN 5-9221-0551-5.
 5. T. Buzug. Computed Tomography. // © 2008 Springer-Verlag Berlin Heidelberg, ISBN 978-3-540-39407-5

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПУЧКА ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ELEKTA SYNERGY, ОСНАЩЕННОГО МНОГОЛЕПЕСТКОВЫМ КОЛЛИМАТОРОМ AGILITY, В ПРОГРАММНОМ ПАКЕТЕ TOPAS MC

Медицинский физик *Жаркова А.П.*, зав. отд. лучевой терапии *Нечеснюк А.В.*, зав. каф. физики ускорителей и радиационной медицины проф. *Черняев А.П.*, руководитель службы медицинской физики и радиационного контроля отделения лучевой терапии *Логина А.А.*

Введение

Моделирование Монте-Карло (МК) считается наиболее точным методом расчета дозы в лучевой терапии. Однако многие системы планирования лечения, использующие алгоритмы расчета дозы на основе метода МК, имеют ограничения в точности из-за необходимости оптимизации времени вычислений за счет приближений и упрощений физических аспектов кода МК [1].

Так, в системе планирования Monaco 5.11 (Elekta) частицы при попадании в тело пациента отслеживаются с помощью метода XVMS Monte Carlo. В отличие от обобщенных кодов МК модель XVMS применима только для диапазонов энергий от 1 до 25 МэВ и для материалов с низким Z в диапазоне плотности 0-3 г/см³. Энергия, при которой фотоны больше не отслеживаются и, как предполагается, отдают всю свою энергию, равна 50 кэВ. Соответствующий порог энергий для электронов – 500 кэВ. Такие отсечки энергий ограничивают отслеживание вторичных частиц, что может повлиять на точность расчета дозы в средах с высоким Z и на границе сред с большой разницей в плотностях [2].

Таким образом, МК можно использовать для точных расчетов распределения дозы в гетерогенных тканях пациента и материалах с высоким Z (например, в имплантированных пациенту металлоконструкциях). Исследования подтверждают полезность проверки расчета дозы систем планирования с помощью обобщенных кодов МК [3-5]. В настоящем исследовании был смоделирован пучок линейного ускорителя Elekta Synergy, оснащен-

ного многолепестковым коллиматором (МЛК) Agility, в программном пакете TOPAS MC.

Материалы и методы

МЛК Agility (Elekta) имеет 80 пар лепестков (всего 160 лепестков) из вольфрамового сплава (95 % вольфрам, 3.75 % никель, 1.25 % железа) с плотностью 18 г/см^3 , ширина проекции которых в изоцентре составляет 5 мм. Максимальный размер поля облучения МЛК Agility составляет $40 \times 40 \text{ см}^2$ в изоцентре. Толщина лепестка составляет 90 мм, а кончик лепестка имеет радиус кривизны 170 мм со смещением центра по высоте для оптимизации полутени во всем диапазоне размеров поля и смещений лепестков от центра. Кроме того, чтобы уменьшить дозу утечки между лепестками, они фокусируются со смещением на 3.25 мм от источника. Также Agility оснащен диафрагмами толщиной 77 мм, формирующими поле в перпендикулярном МЛК направлении [3, 6, 7].

Для расчетов МК использовался Tool for Particle Simulation Monte Carlo (TOPAS MC), основанный на программном пакете GEANT4 MC. С использованием доступной информации об МЛК Agility в TOPAS MC была воссоздана геометрия лепестков коллиматора и диафрагм. Информация о частицах, формирующихся в головке ускорителя и пересекающих плоскость перед МЛК и диафрагмами, была получена из файла фазового пространства «ELEKTA_PRECISE_6mv_part1.IEAphsp для энергии 6 МВ, доступного на сайте Секции ядерных данных МАГАТЭ [8]. Для корректного моделирования транспорта фотонов и электронов необходимых нам энергий использовался список физики «g4em-standard_opt4». Полученная модель была использована для формирования квадратных полей 5×5 , 10×10 и $20 \times 20 \text{ см}^2$ и проверена путем сравнения смоделированных факторов радиационного выхода (на глубине 10 см и при $\text{SSD} = 90 \text{ см}$), глубинных дозовых распределений и профилей пучков вдоль двух осей (X и Y) на глубине 1.5, 5, 10 и 20 см в воде с данными измерений. В качестве критерия оценки был выбран гамма-индекс 3% по дозе и 2 мм по расстоянию [9].

Измерения дозиметрических характеристик медицинского линейного ускорителя электронов Elekta Synergy проводили с помощью сканирующего водного фантома Blue Phantom (Iba Dosimetry) и ионизационных камер CC01 и CC13 (Iba Dosimetry).

Результаты

Сравнение рассчитанных в TOPAS MC глубинных дозовых распределений с измерениями показал, что не менее 99.0, 98.0 и 97.5 % удовлетво-

ряют гамма-критерию 3 %, 2 мм для полей 5x5, 10x10 и 20x20 см² соответственно. В табл. 1 представлены значения гамма-индекса при критериях 3 %, 2 мм для профилей пучков вдоль двух осей (X и Y) на глубине 1.5, 5, 10 и 20 см в воде. Сравнение выходных факторов, представленное в табл. 2 показало совпадение рассчитанных в TOPAS MC и измеренных данных в пределах 1%.

Заключение

Полученная модель показала хорошее совпадение с данными измерений, при этом качество модели может быть улучшено более тонким варьированием геометрических и физических параметров МЛК и диафрагмы. Моделирование в TOPAS MC может быть использовано в качестве независимой системы расчета дозы для сравнения данных в стандартной геометрии облучения с данными из системы планирования.

Таблица 1 – Сравнение рассчитанных в TOPAS MC профилей пучков с измерениями (значения гамма-индекса при критериях 3 %, 2 мм)

Размер поля, см ²	Глубина измерения профиля пучка, см							
	1.5		5		10		20	
	X	Y	X	Y	X	Y	X	Y
5×5	95.3	92.0	95.3	92.3	95.3	91.8	95.3	90.3
10×10	96.3	95.1	97.3	95.0	97.3	95.5	98.0	95.1
20×20	96.0	93.8	96.3	93.2	96.6	94.4	96.3	94.7

Таблица 2 – Сравнение рассчитанных в TOPAS MC выходных факторов с измерениями

Размер поля, см ²	Измерения	TOPAS	Δ, %
5×5	0.907	0.903	0.4
10×10	1.000	1.000	0
20×20	1.095	1.106	1.0

Литература

1. Almatani T., Hugtenburg R. P., Smakovs A. A Monte Carlo model of an agility head for a 10-MV photon beam //Journal of Taibah University for Science. – 2022. – Т. 16. – №. 1. – С. 300-307.
2. Monaco: Monaco Dose Calculation Technical Reference. – 2019.
3. Onizuka R., Araki F., Ohno T. Monte Carlo dose verification of VMAT treatment plans using Elekta Agility 160-leaf MLC //Physica Medica. – 2018. – Т. 51. – С. 22-31.

4. Bush K., Townson R., Zavgorodni S. Monte Carlo simulation of RapidArc radiotherapy delivery //Physics in Medicine & Biology. – 2008. – Т. 53. – №. 19. – С. N359.
5. Teke T. et al. Monte Carlo based, patient-specific RapidArc QA using Linac log files //Medical physics. – 2010. – Т. 37. – №. 1. – С. 116-123.
6. Gholampourkashi S. et al. Monte Carlo and analytic modeling of an Elekta Infinity linac with Agility MLC: investigating the significance of accurate model parameters for small radiation fields //Journal of applied clinical medical physics. – 2019. – Т. 20. – №. 1. – С. 55-67.
7. Agility and Integrity R3.0 – Instruction for Use – Clinical Mode.
8. International Atomic Energy Agency. Nuclear Data Service: официальный сайт. – URL: <https://www-nds.iaea.org/phsp/photon1/>.
9. Low D. A. et al. A technique for the quantitative evaluation of dose distributions //Medical physics. – 1998. – Т. 25. – №. 5. – С. 656-661.

ВВОД В ЭКСПЛУАТАЦИЮ И ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ СИСТЕМЫ ТРАНЗИТНОЙ ДОЗИМЕТРИИ НА ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ ТУННЕЛЬНОГО ТИПА

Ст. медицинский физик *Громова Н.В.*,
медицинский физик *Филиппов Ю.С.* (ММОЦ)

Для контроля точности доставки дозы классические методы инвиво дозиметрии не получили широкого распространения из-за своей специфичности и трудозатратности. Транзитная дозиметрия является альтернативой данному методу и активно применяется в клиниках¹. Преимущество такой дозиметрии в том, что она не требует наличия дополнительного оборудования и не усложняет сеанс лечения, а использует флюенс пучка, который измеряет электронное порталное устройство, которым оснащено большинство линейных ускорителей.

Ввод в эксплуатацию и измерения проводились на линейных ускорителях туннельного типа. Были проанализированы 3414 изображений полей, которые были получены в результате проведенных 1107 фракций лечения пациентов (50 пациентов, 3 локализации).

Для анализа изображений использовалось специальное программное обеспечение, которое сравнивало по гамма анализу изображение, полученное во время сеанса лечения с рассчитанным изображением.

Для первого анализа была применена метрика 3мм, 3%, глобальная нормировка с порогом 10%. Потом были применены другие метрики с учетом локализации облучения пациентов, которые были приведены в иссле-

довании Bossuyt 2020². Для области молочной железы - 7%, 6мм, локальная нормировка с порогом 20%; для области головы и шеи - 3мм, 3%, глобальная нормировка с порогом 20%; для области малого таза - 5мм, 5%, глобальная нормировка с порогом 20%.

Для области молочной железы сходимость составила $94,25 \pm 4,043$ % для метрики 3%, 3мм, порог 10%, и $97,48 \pm 4,154$ % для метрики 7%, 6мм, порог 20%. Для области головы и шеи – $96,01 \pm 4,123$ % для метрики 3%, 3мм, порог 10%, и $95,07 \pm 5,034$ % для метрики 3%, 3мм, порог 20%. Для области малого таза – $98,25 \pm 3,889$ % для метрики 3%, 3мм, порог 10%, и $99,81 \pm 0,811$ % для метрики 5%, 5мм, порог 20%.

Дополнительно были проанализированы снимки пациентов, полученные перед сеансом лечения. Была выявлена зависимость сходимости полей от изменений анатомии пациента и укладки пациентов.

Данное исследование показало, что транзитная дозиметрия хорошо реагирует на изменение анатомии пациента во время лечения. Метрики для анализа необходимо подбирать с учетом локализации и требует увеличения выборки по пациентам и дальнейшего исследования.

Литература

1. Dogan N, Mijnheer BJ, Padgett K, et al. AAPM Task Group Report 307: Use of EPIDs for Patient-specific IMRT and VMAT QA. *Med Phys.* 2023;50: e865–e903.
2. Bossuyt E, Weytjens R, Nevens D, De Vos S, Verellen D. Evaluation of automated pre-treatment and transit in-vivo dosimetry in radiotherapy using empirically determined parameters. *Phys Imaging Radiat Oncol.* 2020;16:113-129.

РОЛЬ МОДЕЛЬНЫХ ПОДХОДОВ В РАЗВИТИИ КОМБИНИРОВАННЫХ РАДИАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ СТЕРИЛИЗАЦИИ БИООБЪЕКТОВ

Аспирант *Хуцистова А. О.*, науч. сотр. *Николаева Н. А.*,
профессор *Розанов В. В.*, гл. науч. сотр. *ФГБНУ ВИЛАР Матвейчук*,
зав. кафедрой *Черняев А. П.*, руководитель лаб. *СВФУ Степанов С.П.*
мл. науч. сотр. *СВФУ Аммосов Д.А.*

Стерилизация биообъектов, включая медицинские изделия, фармацевтические препараты и биоматериалы, является критически важным процессом, обеспечивающим безопасность их применения. Традиционные методы (термическая, химическая обработка) обладают рядом ограничений, таких как деградация термочувствительных материалов и остаточная токсичность. В этой связи радиационные технологии, основанные на исполь-

зовании γ -излучения, электронных пучков и тормозного излучения, приобретают особую значимость благодаря их высокой эффективности, проникающей способности и экологической безопасности [1, 2].

В то же время по результатам исследований выявлено, что, несмотря на то, что величина поглощенной дозы, принятая МАГАТЭ, составляет 25 кГр, структурная деградация и снижение функций костной ткани начинаются уже с 15 кГр. То есть хотя основной целью использования излучения является уничтожение вредных микроорганизмов на костных имплантатах, существует риск чрезмерного воздействия излучения, приводящего к повреждению окружающих тканей [3].

Решение данной проблемы привело к разработке комбинированных методик стерилизаций, которые предполагают двухэтапное воздействие на материал. При этом на втором этапе используется ионизирующее излучение, которое дополняется воздействием другой технологии физико-химической природы с достижением положительного синергетического эффекта.

Однако для достижения максимальной эффективности стерилизации при минимальном повреждении биообъектов требуется оптимизация параметров процесса. В этом контексте ключевую роль играют модельные подходы, включая компьютерное моделирование, которые позволяют прогнозировать результаты стерилизации, минимизировать экспериментальные затраты и ускорять внедрение новых технологий [1].

Современные вычислительные методы, такие как метод Монте-Карло, используемый в компьютерной среде GEANT4, на основе которого происходит моделирование взаимодействия частиц с веществом, расчет пространственного распределения дозы, позволяют сократить количество дорогостоящих экспериментов и оптимизировать параметры стерилизации [4].

В данном исследовании с применением программного комплекса GEANT4 проведено компьютерное моделирование процессов комбинированной лучевой стерилизации костных имплантатов. Моделирование выполнялось с использованием реальных экспериментальных параметров, полученных при облучении образцов на электронном ускорителе в НИИЯФ МГУ им. М.В. Ломоносова [5].

В ходе работы проведен сравнительный анализ различных видов ионизирующего излучения (гамма-кванты, ускоренные электроны и рентгеновские лучи) с вариацией ключевых параметров: энергии излучения и гео-

метрических характеристик облучаемой системы. Полученные данные позволили:

1. Рассчитать пространственные распределения поглощенных доз для различных режимов облучения;
2. Разработать практические рекомендации по оптимизации режимов стерилизации костных трансплантатов;
3. Выявить перспективность дальнейшего исследования воздействия излучения для данного типа биообъектов.

Реализация предложенных рекомендаций обеспечивает более равномерное распределение поглощенной дозы в объеме имплантата, что существенно повышает эффективность стерилизационной обработки. Полученные результаты указывают на особую перспективность рентгеновского излучения, которое может стать оптимальным выбором для стерилизации костных имплантатов в клинической практике.

Исследование выполнено при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

Литература

1. Розанов, В.В. Современное состояние и перспективные инновационные направления развития способов стерилизации биоимплантатов / В.В. Розанов, И.В. Матвейчук // Альманах клинической медицины. – 2019. – 47. – № 7. – С. 634–646. doi: 10.18786/2072-05052019-47-063.
2. Singh, R. Radiation sterilization of tissue allografts: A review / R. Singh, D. Singh, A. Singh // World J. Radiol. – 2016. – Vol. 8. – № 4. – P. 355-369.
3. Шангина, О.Р. Влияние радиационной стерилизации на структуру и свойства биоматериалов / О.Р. Шангина, Р.Т. Нигматуллин // Морфология. – 2006. – Т. 129. – № 3. – С. 44-47.
4. Розанов, В.В. Модельный анализ распределения дозы в костном имплантате в процессе радиационной стерилизации / В.В. Розанов, А.О. Хуцистова, И.В. Матвейчук, А.П. Черняев // Известия РАН. Серия физическая. – 2022. – Т. 86. – № 8. – С. 1099–1103.
5. Розанов, В.В. Сочетание радиационного и озонового воздействия в процессе стерилизации костных имплантатов / В.В. Розанов, А.А. Николаева, А.В. Белоусов, Д.С. Юров, А.П. Черняев, И.В. Матвейчук // Медицинская физика. – 2019. – №4.

ПЛАНИРОВАНИЕ ПРОМЫШЛЕННОЙ РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ
ТЕРМОУСАДОЧНЫХ ИЗДЕЛИЙ

Мл. научн. сотр. *Золотов С. А.*, зав. лаб. *Близнюк У. А.*,
асс. *Студеникин Ф. С.*, тех. директор ООО «Акцентр» *Гусев А. В.*,
зав. кафедрой *Черняев А.П.*

Радиационная обработка — это метод модификации материалов с помощью ионизирующего излучения (электроны, тормозное излучение и гамма-кванты), широко применяемый в промышленности для улучшения механических и термических свойств полимеров [1]. Облучение термоусадочных изделий (трубок, муфт, пленок и т.д.) приводит к радиационной сшивке полимерных цепей по всему объему продукции, что придает им способность к обратимой деформации при нагреве [2]. Оптимальная доза облучения для таких материалов лежит в области 10–500 кГр [3], при этом для обеспечения стабильности свойств продукции критически важна высокая однородность дозового распределения $K = \frac{D_{min}}{D_{max}}$ не менее 70% (D_{min} , D_{max} — минимальная и максимальная дозы в объеме объекта соответственно).

Современные методы дозиметрического планирования требуют трудоемких ручных расчетов и экспериментальных измерений, что увеличивает время подготовки обработки и ее стоимость, так как требуется дополнительные образцы продукции для проверки режима обработки. В ходе данной работы было разработано специализированное ПО «Туя», автоматизирующего процесс дозиметрического планирования радиационной обработки термоусадочных изделий. По входным параметрам обработки: геометрические размеры, массе и схеме укладки изделий, система рассчитывает дозовое распределение по объему объектов и оценивает однородность обработки.

Разработка была проверена экспериментально в центре промышленной радиационной обработки «Акцентр». Объемное дозовое распределение, рассчитанное с помощью «Туи», было сравнено с дозами, измеренными в контрольных точках радиохромными пленками ВНИИФТРИ СО-ПД(Ф) 5/50, при облучении термоусадочных трубок $35 \times 3.5 \times 1340$ мм³ в бруске 4×4 в дозе 75–80 кГр. Однородность дозы при одностороннем облучении, рассчитанная «Туей» в пределах погрешности совпала с экспериментально измеренной: $K_{\text{Туя}} = 0.70 \pm 0.01$ и $K_{\text{эксп}} = 0.60 \pm 0.15$ соответственно.

Литература

1. A.G. Chmielewski, M. Haji-Saeid, and S. Ahmed, “Progress in radiation processing of polymers,” *Nucl Instrum Methods Phys Res B*, vol. 236, no. 1–4, pp. 44–54, Jul. 2005, doi: 10.1016/j.nimb.2005.03.247.
2. S. T. Mhaske, S. U. Mestry, and D. A. Patil, “Cross-linking of polymers by various radiations: Mechanisms and parameters,” in *Radiation Technologies and Applications in Materials Science*, Boca Raton: CRC Press, 2022, pp. 1–28. doi: 10.1201/9781003321910-1.
3. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, *Dosimetry for Radiation Processing*, IAEA-TECDOC-1156, IAEA, Vienna (2000)

Подсекция:
НАУКИ О ЗЕМЛЕ

Сопредседатели
профессор М. А. Носов, академик РАН И. И. Мохов,
профессор В.Б. Смирнов

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ВОЛНОВЫХ АТТРАКТОРОВ ПРИ НАЛИЧИИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Мл. науч. сотр. *Елистратов С.А.* (ИО им. П.П. Ширшова),
ст. науч. сотр. *Сибгатуллин И.Н.* (ИО им. П.П. Ширшова)
доцент *Михайлов Е.А.*,
мл. науч. сотр. *Бут И.И.* (ИПМ им. М.В. Келдыша)

Волновой аттрактор, как явление самофокусировки пучков внутренних волн, характеризуется значительным ростом амплитуды волновых колебаний и, как следствие, ранним образованием неустойчивости, которая делает визуальное наблюдение аттрактора невозможным [1]. В реальных системах это выражается в том, что накачка энергии от приливных сил затрудняет обнаружение волновых аттракторов [2].

При численном моделировании традиционно используется визуализация с помощью срезов вертикальной компоненты скорости; однако последние исследования волновых аттракторов в нетривиальных геометриях [3,4], равно как и аттракторы в классической геометрии в режимах с зарождающейся неустойчивостью [1], требуют поиска новых методов их визуализации.

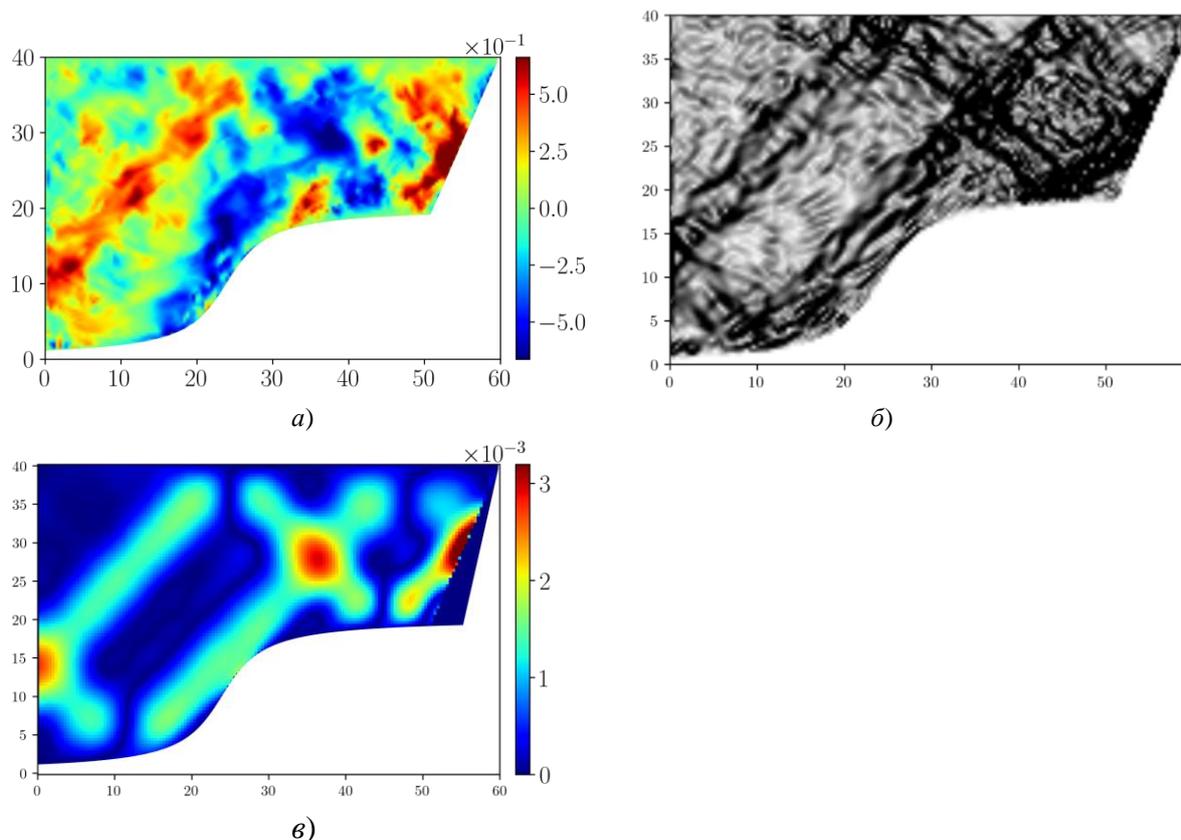


Рис. 1. Визуализация волнового аттрактора в геометрии с подводным плато [4]: *а)* срез вертикальной компоненты скорости, *б)* модифицированный Шлирен-метод на основе градиента давления и *в)* метод с использованием POD-разложения.

В качестве решения проблемы предлагаются два метода: модифицированный цифровой Шлирен-метод, использующий градиент давления, и гибридный подход, сочетающий преобразование Гильберта и пространственное POD-преобразование с осреднением по времени. Показывается, что первый метод значительно расширяет возможности визуализации аттракторов в слаботурбулентных режимах, а второй позволяет выделять структуру аттрактора даже в случае сильно развитой неустойчивости.

Литература

1. С.А. Елистратов et al. Моделирование аккумуляции кинетической энергии внутренних волн в областях с большим отношением горизонтального и вертикального масштабов. Труды Института системного программирования РАН. 2020;32(6):200-212.
2. H. Scolan, E. Ermanyuk, and T. Dauxois. Nonlinear Fate of Internal Wave Attractors. *Physical Review Letters*, 110(23):234501, June 2013.
3. S. Elistratov, I. But. A viscous effect of wave attractor in geometry with underwater peak. *Intell. Mar. Technol. Syst.* 2, 15 (2024). <https://doi.org/10.1007/s44295-024-00030-7>
4. S.A. Elistratov, I.I. But. Wave attractor in basin with underwater step: from discrete to continuous energy spectrum. *Indian J Phys* (2025)

ИЗМЕНЧИВОСТЬ КУПОЛА ТЕМПЕРАТУРЫ ГЛУБИННОЙ ВОДЫ МОРЯ УЭДДЕЛЛА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЦИКЛОНИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ

*Багатинская В.В., Багатинский В.А., Дианский Н.А.,
Морозов Е.Г. (ИО им. П.П. Ширшова)*

Глубинные воды моря Уэдделла представляют собой важный элемент в составе глубинных и донных вод Южного океана, которые формируют абиссальный слой в большей части Мирового океана. Эти глубинные воды моря Уэдделла формируются в результате смешения плотных шельфовых вод с различными вариантами теплых глубинных вод на шельфах и склонах западной и юго-западной частей моря [1-3]. Исследования показывают, что в море Уэдделла существует множество типов глубинных вод, что отражает разнообразие процессов, приводящих к их образованию. Под глубинной водой моря Уэдделла находится более плотная донная вода, которая также формируется в результате схожих процессов, но содержит более высокую долю плотных шельфовых вод [4]. Чтобы выйти из моря Уэдделла, донные воды должны смешаться с глубинными водами. Наиболее прямым путем для течения глубинных вод на север является море Скоша [5]. Глубинные воды проникают в море Скоша через глубокие провалы в Южном хребте Скоша, такие как Оркнейский пролив глубиной 3600 метров [6;

7] или через провалы в южной части Сандвичевых островов [8; 9]. Исследователи [10] утверждают, что изменчивость выноса глубинных вод моря Уэдделла в море Скоша связана с изменениями интенсивности круговорота вод в море Уэдделла. Эти изменения могут контролироваться интенсивностью воздействия циклонического ветра на поверхность океана [11].

Была изучена динамика положения купола глубинных вод в море Уэдделла с помощью модели общей циркуляции океана INMOM (Institute of Numerical Mathematics Ocean Model) на основе данных EN4 по температуре и солёности для среднемесячных условий февраля и августа за среднеклиматический период с 1993 по 2012 гг. в зависимости от напряжения трения ветра, рассчитанного по данным JRA55-do. Купол располагается в районе с координатами 60° - 67° S. Диапазон потенциальных температур в слое глубинных вод моря Уэдделла составляет от 0.02° до 0.2° градуса Цельсия. В среднем за августовский период с 1993 по 2012 гг. наблюдался купол изотерм и изопикн в западной части моря Уэдделла, который был вызван как усилением термохалинной циркуляции, так и дрейфовой циркуляции вод в море Уэдделла, за февральский период наоборот. Под воздействием сезонных изменений циклонической активности изотермы периодически поднимаются и опускаются. Глубинная вода моря Уэдделла вытекает в основном через Оркнейский проход. В зависимости от того, поднимаются или опускаются изопикны и изотермы в районе этого прохода, в море Скоша поступают более тёплые или более холодные антарктические донные воды.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ № 22-17-00267-П.

bagatinskayavv@my.msu.ru

Литература

1. Foster, Theodore D and Eddy C Carmack (1976). "Frontal zone mixing and Antarctic Bottom Water formation in the southern Weddell Sea". In: Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts. Vol. 23. 4. Elsevier, pp. 301–317.
2. Gill, A. E. 1973: Circulation and bottom water formation in the Weddell Sea. Deep Sea Res. 20, 111-140.
3. Foldvik, A., Gammelsrød, T., Tørresen, T., 1985. Hydrographic observations from the Weddell Sea during the Norwegian Antarctic Research Expedition 1976/77. Polar Res. 3, 177–193. <https://doi.org/10.3402/polar.v3i2.6951>
4. Meredith, M. P., R. A. Locarnini, K. A. Van Scoy, A. J. Watson, K. J. Heywood, and B. A. King (2000), On the sources of Weddell Gyre Antarctic Bottom Water, J. Geophys. Res., 105, 1093–1104, doi:10.1029/1999JC900263.
5. Locarnini, R. A., T. Whitworth, and W. D. Nowlin, 1993: The importance of the Scotia Sea on the outflow of Weddell Sea Deep Water. J. Mar. Res., 51, 135–153
6. Gordon, Arnold L.; Visbeck, Martin; Huber, Bruce (May 2001). "Export of Weddell Sea Deep and Bottom Water". Journal of Geophysical Research. 106

- (C5): 9005–9017. Bibcode:2001JGR...106.9005G.
doi:10.1029/2000JC000281.
7. Naveira Garabato, A. C., E. L. McDonagh, D. P. Stevens, K. J. Heywood, and R. J. Sanders, 2002b: On the export of Antarctic Bottom Water from the Weddell Sea. *Deep-Sea Res. II*, 49, 4715–4742.
 8. Meredith, M. P., et al. (2001), Deep and Bottom waters of the eastern Scotia Sea: Rapid changes in properties and circulation, *J. Phys. Oceanogr.*, 31, 2157–2168, doi:10.1175/1520-0485(2001)031<2157:DABWIT>2.0.CO;2.
 9. Naveira Garabato, A. C., et al. (2002a), Modification and pathways of Southern Ocean Deep Waters in the Scotia Sea, *Deep Sea Res., Part I*, 49, 681–705, doi:10.1016/S0967-0637(01)00071-1.
 10. Meredith, M. P., Garabato, A. C. N., Gordon, A. L., & Johnson, G. C. (2008). Evolution of the Deep and Bottom Waters of the Scotia Sea, Southern Ocean, during 1995–2005*. *Journal of Climate*, 21(13), 3327–3343. doi:10.1175/2007jcli2238.1
 11. Cheon, W. G., Cho, C.-B., Gordon, A. L., Kim, Y. H., & Park, Y.-G. (2018). The Role of Oscillating Southern Hemisphere Westerly Winds: Southern Ocean Coastal and Open-Ocean Polynyas. *Journal of Climate*, 31(3), 1053–1073. doi:10.1175/jcli-d-17-0237.1

ГЕОСТРОФИЧЕСКАЯ И ВЕТРОВАЯ СОСТАВЛЯЮЩИЕ АНТАРКТИЧЕСКОГО ЦИРКУМПОЛЯРНОГО ТЕЧЕНИЯ

*Багатинская В.В., Дианский Н.А., Багатинский В.А.,
Гусев А.В., Морозов Е.Г. (ИО им. П.П. Ширшова)*

Многоструйная структура АЦТ была впервые описана в работах [1, 2]. В статье [3] были выделены три основные струи: северная — течение мыса Горн, центральная — стрежень АЦТ и южная — течение из моря Беллингаузена. Однако в работах [4, 5] предлагается более детальное описание структуры АЦТ, включая девять и двенадцать струй соответственно. АЦТ тесно связано с меридиональной термохалинной стратификацией вод Южного океана, которая формируется под воздействием длительных ветров и потоков тепла и пресной воды. Кроме того, оно находится под влиянием рельефа дна и береговой линии. Структура АЦТ довольно сложна, и для более глубокого понимания общей циркуляции необходимо детально изучить относительный вклад дрейфового и геострофического компонентов скорости.

В исследовании, проведенном с использованием модели общей циркуляции океана INMOM (Institute of Numerical Mathematics Ocean Model), были проанализированы вклады геострофических и дрейфовых факторов в формирование средней климатической структуры Антарктического циркумполярного течения (АЦТ). Целью исследования было разделение

геострофического и ветрового (дрейфового) компонентов АЦТ. Моделирование проводилось как для летних (февраль), так и для зимних (август) условий в период с 1993 по 2012 годы. Результаты показали, что, несмотря на сильные ветры над Южным океаном, геострофический фактор циркуляции обычно значительно преобладает над дрейфовым. Тем не менее, вклад дрейфовой составляющей в увеличение приповерхностной зональной скорости может достигать 15-20% от геострофической скорости. Ветер способствует снижению средней динамической топографии (СДТ) от открытого океана до побережья Антарктиды. Влияние ветра на формирование баротропной функции (объемного переноса) тока более заметно, чем на СДТ. Геострофический перенос в АЦТ почти одинаков зимой и летом. Из-за влияния ветра – общий перенос АЦТ вокруг Антарктиды увеличивается в среднем на 10-15 Св ($1 \text{ Св} = 10^6 \text{ м}^3/\text{с}$) летом и на 15-20 Св зимой. Трехструйная структура АЦТ была подтверждена с помощью численного моделирования методом «диагноз-адаптация» по данным EN4. Исследование показало, что трехструйная структура АЦТ имеет геострофическую природу.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ № 22-17-00267-П.
nikolay.diansky@gmail.com

Литература

1. Burkov V.A. (1994) Antarctic jets. *Oceanology* 34:169–177.
2. Orsi A. H., Whitworth Th. III, Nowlin W.D. Jr. (1995) On the meridional extent and fronts of the Antarctic Circumpolar Current. *Deep-Sea Res* 42(5):641–673.
3. Антипов Н.Н., Данилов А.И., Клепиков А.В. Исследования Южного океана по научным программам ААНИИ: от программы «ПОЛЭКС-ЮГ» до ФЦП «МИРОВОЙ ОКЕАН» // Проблемы Арктики и Антарктики. 2014. № 1 (99). С. 65-85.
4. Sokolov S., Rintoul S.R. Multiple Jets of the Antarctic Circumpolar Current South of Australia // *J. Phys. Oceanogr.* 2007. V. 37. № 5. P. 1394–1412.
5. Tarakanov R.Y., Gritsenko A.M. (2018) Jets of the Antarctic Circumpolar Current in the Drake Passage based on hydrographic section data. *Oceanology* 58(4):503–516

ОЦЕНКА АМПЛИТУДЫ СЕЙШ, ВЫЗЫВАЕМЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯМИ В ВОДОЕМАХ СУШИ, ПО ДАННЫМ СЕТИ IRIS

Аспирант *Валеева Д. Н.*, заведующий кафедрой *Носов М.А.*

В работе [1] нами был предложен метод оценки амплитуды сейшевых колебаний в малых замкнутых водоемах суши, которые формируются в результате удаленных землетрясений. Метод предполагает, что для оценки амплитуды водоем может быть описан двумя параметрами: горизонтальной протя-

женностью L и максимальным периодом собственных колебаний T_0 . В качестве входных данных используются горизонтальные компоненты сейсмических колебаний грунта. В основе метода лежит точное аналитическое решение 1D задачи (канал) в рамках линейной теории длинных волн. Учет горизонтальных компонент сейсмического сигнала (N и E) проводился путем проекции обеих компонент сейсмического ускорения на направление оси канала, которое варьируется по азимутальному углу в диапазоне от 0° до 180° . Итогом работы метода для заданной сейсмической записи (N и E) служит зависимость амплитуды сейшевых колебаний, нормированной на размер водоема L , от периода T_0 . Эту зависимость, отражающую отклик водоема на землетрясение, в дальнейшем будем именовать «резонансная кривая».

Целью настоящей работы было исследование изменчивости резонансных кривых, получаемых для набора сильных землетрясений по записям сейсмических сигналов сетью IRIS. Рассматривались следующие сильные сейсмические события 21-го века: Су-матра-2004, Тохоку-2011, Охотское море-2013, Фиджи-2018, Аляска-2021.

В силу того, что применяемый нами метод основан на длинноволновом приближении, сейсмический сигнал нуждается в фильтрации для удаления высокочастотных компонент, которые могут создавать в водоеме волны, не описываемые применяемой моделью. Было установлено, что используемой нами частоте отсечки фильтра 0.25 Гц для мелкофокусных землетрясений в ближней зоне (до 20° – 30°) фильтрация заметно снижает пиковые ускорения, что делает метод неприменимым. Примечательно, что для глубокофокусных землетрясений (Охотское море-2013, Фиджи-2018) эта зона заметно расширяется — вплоть до 90° .

Установлено, что в дальней зоне, где наш метод применим, для мелкофокусных сильных землетрясений резонансные кривые характеризуются едиными для большинства станций выраженными пиками. Для глубокофокусных землетрясений резонансная кривая относительно равномерно спадает с увеличением периода собственных колебаний водоема.

Показано, что абсолютный максимум резонансной кривой A_{\max} имеет естественную тенденцию к уменьшению при увеличении эпицентрального расстояния. Но величина A_{\max}/a_{\max} (где a_{\max} — амплитуда сейсмического ускорения) имеет тенденцию к росту с увеличением эпицентрального расстояния при заметной (в несколько раз) изменчивости этой величины от станции к станции.

Литература

1. Валеева Д.Н., Носов М.А. Оценка амплитуды сейш, возбуждаемых удаленными землетрясениями в малых водоемах суши // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2025. №2 (в печати).

ОЦЕНКА СКОРОСТИ ИСПАРЕНИЯ С ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ В УСКОРЯЮЩЕМСЯ, РАВНОМЕРНОМ И ЗАМЕДЛЯЮЩЕМСЯ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

Доц. *И. Н. Иванова*, ст. науч. сотр. *О. Н. Мельникова*

Испарение с поверхности океана имеет определяющее значение для влагооборота и переноса тепла системы океан атмосфера. Интенсивность испарения определяется рядом факторов, одним из которых является наличие ветровых волн. Существенную роль для интенсивности испарения играет высота и крутизна поверхностных волн [1]. Максимальная интенсивность испарения достигается на мелководьях, где крутизна волн растет в шторм быстрее. [2]. В данной работе экспериментально определяется скорость испарения с плоской и с взволнованной поверхности воды, в замедляющемся в направлении движения воздушном потоке и в потоке с однородным продольным профилем скорости.

Эксперименты проводились в лабораторном ветро-волновом канале. Для определения усредненного в поперечном сечении поля скорости воздушного потока использовался анемометр RGK AM 30, с помощью метеостанции NGY 301A с выносным датчиком проводились измерения усредненных по времени значений температуры воды, воздуха и относительной влажности воздуха в лаборатории.

Скорость испарения E можно описать выражением:

$$E = cp(1 - q) \quad (1)$$

где p — давление насыщенного пара при температуре водной поверхности, q — относительная влажность воздуха в лаборатории в долях единицы, а произведение cp — парциальное давление воздушной смеси при температуре и относительной влажности в помещении. Эмпирический коэффициент c — учитывает влияние скорости обдува u на скорость испарения E . Обзор и анализ существующих эмпирических формул для скорости испарения при обдуве поверхности воды воздухом можно найти в [3], [4]. Примером предложенных зависимостей для расчета скорости испарения и коэффициента c при обдуве плоской поверхности воды в диапазоне значений скорости воздуха $u < 3$ м/с можно найти в [3]:

$$c = a + bu, \quad a = 0.000116, \quad b = 0.000126 \quad (2)$$

Здесь u — усредненное по поперечному сечению значение скорости обдува, коэффициенты a и b даны для расчетов в системе Си. В данной работе экспериментальное исследование влияния капиллярно-гравитационных ветровых волн в зоне генерации на испарение с водной поверхности проведено при условии $p(1 - q) > 0$. Скорость испарения

жидкости определяется объемом или массой жидкости, испарившейся с единичной площадки поверхности воды в единицу времени

$$E = \frac{m}{ST} = \rho \frac{V}{ST} = \rho \frac{h}{T} \quad (3)$$

где m — масса испарившейся жидкости плотности ρ с площади S за время T . Если температура воды слабо меняется в течение эксперимента, а площадь поверхности воды в канале постоянна, то скорость испарения будет определяться толщиной слоя воды h , испарившегося за время T . Скорость испарения в экспериментах определялась по изменению уровня поверхности воды, который фиксировался один раз в час. Такое изменение уровня определяло толщину h слоя воды, испарившейся с единичной поверхности за час. Порядок величины h за час составлял десятые доли миллиметра. В эксперименте определялась скорость испарения E для заданной скорости воздушного потока u . С учетом (1–3) параметр c определялся, как отношение скорости испарения к перепаду парциального давления в пограничном слое воздушного потока:

$$c = \frac{E}{p(1-q)} = \frac{\rho h}{Tp(1-q)} \quad (4)$$

В проведенных экспериментах определялась скорость испарения с поверхности воды в открытом канале и в канале с наклонной крышей. Скорость под наклонной крышей не меняется вдоль x , что достигается подбором угла наклона крыши. Скорость ветра в открытом канале убывает на всем протяжении канала кроме входного участка, где скорость растет вдоль x . Скорость ветра под крышей ниже скорости в открытом канале на том же участке. Для создания однородного продольного профиля формировался сужающийся поток, в котором скорость воздуха должна возрастать. Наклон крыши подбирался таким образом, чтобы увеличение скорости в сужающемся потоке воздуха компенсировалось расходом энергии на трение о стенки канала и водную поверхность. За границей крыши скорость ветра убывает вдоль x . В зоне торможения воздушного потока в канале с крышей и в открытом канале формируются цепочки вихрей [5].

Полученные экспериментальные данные позволили сравнить зависимость $c(u)$ с рядом эмпирических формул и экспериментальными данными других авторов, полученными для плоской поверхности воды при условии $u < 3$ м/с [3; 4]. Для всех исследований были получены близкие к линейным зависимости $c(u)$, как и в формулах (1–2).

Во второй серии экспериментов скорость ветра превышала критическое значение, при котором на поверхности воды возникают ветровые волны $u > 3$ м/с [5]. Если скорость ветра превышает фазовую скорость волны, то при обтекании переднего склона волны воздушный поток расширяется и

тормозится. Происходит периодический процесс формирования цепочки вихрей, которые под действием силы Жуковского вылетают вверх, захватывая воду с поверхности раздела. При вылете вихрей происходит деформация переднего склона волны, крутизна склона быстро растет. С ростом крутизны переднего склона волны растет градиент скорости вдоль склона, а период вылета вихрей и расстояние между вихрями уменьшается. Максимальное число вылетов вихрей в единицу времени достигается, когда крутизна основной волны составляет $ak = 0.31$. При скорости ветра выше критической испарение резко возрастает, что может быть обусловлено увеличением числа вылетающих вихрей.

ВЫВОДЫ

1. Проведено сравнение скорости испарения воды при фиксированных условиях в прямом канале для однородного, ускоряющегося и тормозящегося в направлении движения потока воздуха. В замедляющемся потоке воздуха интенсивность испарения возрастает за счет формирования и вылета из пограничного слоя воздуха цилиндрических вихрей, которые захватывают воду и выносят ее в поток воздуха, увеличивая коэффициент испарения в полтора-два раза. Количество вылетов вихрей в единицу времени пропорционально скорости воздушного потока и продольному градиенту скорости.
2. При генерации ветровых волн возникает дополнительное увеличение скорости испарения. Это может быть связано с периодическим формированием и вылетом цилиндрических вихрей с переднего склона ветровой волны в зоне расширения сечения ветрового потока, где скорость потока снижается вдоль склона волны. Вихри захватывают и уносят воду. С увеличением скорости ветра растет длина волны и крутизна переднего склона. В результате увеличивается количество вихрей, что ведет к увеличению скорости испарения.

Литература

1. Панин Г.Н., Насонов А.Е., Фокен Т. // Изв. РАН. Сер. физика атмосферы и океана. 42. № 3. С. 367. (2006). (Panin, G.N., Nasonov, A.E. & Foken, T. // *Izv. Atmos. Ocean. Phys.* 42. P. 337). (2006)). DOI: 10.1134/S0001433806030078
2. Сапрыкина Я. В., Кузнецов С. Ю., Дивинский Б. В. // *Океанология*. 57. № 3. С. 425. (2017). DOI: 10.7868/S0030157417020186
3. Shah M. M. // *ASHRAE Transactions*. 120. Part 2. SE-14-001. (2014)
4. Tang R., Etzion Y. // *Building Environment*. 39. N 1. P. 77. (2004)
5. Мельникова О. Н. // *Вестн. Моск. Ун-та. Сер. 3: Физ., Астрон.* 79. № 6. С. 2460901. (2024). (Melnikova O. N. // *Mosc. Univ. Phys. Bull.* 79. N 6 (2024). DOI: 10.55959/MSU0579-9392.79.2460901)

РОЛЬ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ И СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ
В ФОРМИРОВАНИИ ИОННОГО СОСТАВА ЭКЗОСФЕРЫ ЗЕМЛИПрофессор *Лапшин В.Б.*,зав. отд. ФБГУ ИПГ им. академика Е.К. Федорова *Иванов М.И.*

Представлен анализ данных измерений ионного состава верхней атмосферы на высотах 810–830 км. в период 2009–2018 гг., полученных масс-спектрометрами “РИМС”, установленных на космических аппаратах “Метеор-М No 1, No 2” Используя данные измерений ионного состава верхней атмосферы на высотах 810–830 км с 1 января 2016 г. по 1 января 2017 г. Выявлен сезонный ход концентрации ионов кислорода, связанный с положением Солнца. В областях магнитных аномалий наблюдается для южного полюса увеличение концентрации O^+ , а для Северного — уменьшение. Наиболее сильное увеличение концентрации ионов наблюдается в области Бразильской магнитной аномалии. Отмечаются небольшие увеличения концентрации O^+ , которые можно отнести к Северо-Американской магнитной аномалии в районе йеллоустонского национального парка.

Выполнено сопоставление пространственно-временной изменчивости концентрации O^+ с солнечной активностью (числа Вольфа) в период инверсии магнитного поля Солнца. Обнаружено, что инверсия магнитного поля произошла в период максимума 24 солнечного цикла и сопровождалась значительным увеличением концентрации O

Предложен сценарий пополнения экзосферы Земли атомарным водородом космического происхождения. Наблюдаемое постоянство общего содержания водорода в экзосфере свидетельствует о том, что скорости пополнения водорода за счёт высыпаний из радиационных поясов и диссипации в космическое пространство совпадают по порядку величины. Основным источником водорода в экзосфере являются протоны солнечных и галактических космических лучей и солнечного ветра, захваченные радиационными поясами Земли. Основной областью пополнения экзосферы водородом являются область Южно-Атлантической магнитной аномалии и частично полярные зоны.

ВЛИЯНИЕ ЭКОНОМИЧЕСКИХ ЦИКЛОВ И ЕСТЕСТВЕННОЙ
ИЗМЕНЧИВОСТИ КЛИМАТА НА ФАЗОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ
МЕЖДУ ИЗМЕНЕНИЯМИ ГЛОБАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ
И СОДЕРЖАНИЯ УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА В АТМОСФЕРЕ

Мурышев К.Е., Елисеев А.В., Мохов И.И., Климович Г.П.

С климатической моделью ИФА РАН-МГУ поставлены численные эксперименты по воспроизведению климата 2020-3000 гг. при комбинированном внешнем воздействии на Земную систему, включающем в себя 1) антропогенные эмиссии CO_2 в атмосферу (E) и 2) знакопеременный поток энергии в поверхностный слой океана и деятельный слой суши, соответствующий естественной изменчивости климата (F).

Эмиссии CO_2 (E) задавались в соответствие со сценарием SSP1-1.9, продолженным до 3000 г. и дополненным синусоидальными вариациями с амплитудами $\{0.1, 0.5, 1.0\}$ ГтС/год и периодом 50 лет, соответствующим среднему значению периода экономических циклов Кондратьева.

Поток энергии (F) задавался в виде синусоидальной функции с периодом 60 лет, характерным для естественной изменчивости климата, и амплитудами $F_A = 0.7, 1.4, 3.4, 6.8$ Вт/м².

Исследовались фазовые соотношения между изменениями глобальной температуры (T) и содержания в CO_2 атмосфере (q) в скользящем окне шириной 50 лет.

Получено, что изменения T могут как отставать по фазе от изменений q , так и опережать их, в зависимости от положения скользящего окна на оси времени. Так, на протяжении третьего тысячелетия фазовая задержка между изменениями T и q может несколько раз менять знак.

Этот эффект возникает при определенном соотношении между амплитудами E и F , таком что они вносят сопоставимый друг с другом вклад в изменение T . Указанный эффект может быть объяснен на основании аналитических решений, полученных при рассмотрении системы линейных уравнений, в упрощенном виде описывающих динамику Земной системы.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что по фазовым соотношениям между коррелируемыми переменными, вообще говоря, нельзя судить о характере причинно-следственной связи между ними без привлечения физических представлений о природе их взаимодействия.

ВЫСОКОЕ ГЕОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ В РЕГИОНЕ КРАСНОГО МОРЯ 2.5–3 ТЫСЯЧИ ЛЕТ НАЗАД

Профессор *В. И. Максимочкин*, мл.н.с. *А. Н. Целебровский*

Срединный подводный хребет Красного моря является самым молодым рифтом океанического типа. Базальты рифтовой зоны Красного моря обладают высокими значениями естественной остаточной намагниченности (NRM) в 45 раз превышающими, например, базальты Срединно-Атлантического хребта (САХ) [Курочкина, 2007], параметр Кенигсбергера ($Q_n = NRM/kH$) для них в 5–10 раз выше и достигает 500. Одной из причин высоких значений NRM и Q_n базальтов Красного моря может быть большая величина геомагнитного поля во время их образования.

Для выяснения причин высоких значений естественных магнитных характеристик, а также решения задачи эволюции красноморского рифта были проведены определения палеонапряженности на образцах базальтов голоценового возраста с осевой части рифта [Богданов, 1983] из 13 сайтов, (Рис. 1). Всего было исследовано более 80 образцов базальтов.

Результаты. NRM базальтов колебалась в пределах 20–100 А/м, магнитная восприимчивость $k = 2.0\text{--}27.8 \cdot 10^{-3}$ ед. СИ. Наблюдался значительный разброс естественных характеристик по образцам как внутри сайта, так и по образцам, принадлежащим разным сайтам. Выявлена высокая корреляция между параметром Q_n и коэрцитивной силой (H_c) (Рисунок 2а), что свидетельствует о том, что NRM исследованных образцов в значительной степени зависит от магнитной жесткости ферромагнитных зёрен и, следовательно, размеров зерен. Температура Кюри титаномагнетита базальтов, определенная по зависимостям $k(T)$ и намагниченности $I(T)$ в поле 0.24 Тл, колеблется в пределах 200–320 °С. Магнитная структура титаномагнетитовых зёрен согласно критерию Дея [Day, 1977], соответствует одnodоменному (ОД) и псевдоодnodоменному (ПОД) состоянию (Рис. 2б).

Для получения надежных данных о палеонапряженности по намагниченности горных пород необходимо прежде всего оценить сохранность первичной термоостаточной намагниченности (TRM) и палеомагнитную информативность NRM . Причиной потери палеомагнитной информативности NRM океанических базальтов является однофазное окисление титаномагнетита – носителя остаточной намагниченности. Было установлено, что титаномагнетит большинства образцов базальтов имеет стехиометрический состав и не претерпел значительных минералогических изменений со времени своего образования. Об этом свидетельствует довольно близ-

кие значения температуры Кюри T_c , определенной по $k(T)$ по кривой нагрева в среде аргона и кривой охлаждения (Рисунок 3а). На образцах базальтов из сайта 66/4 были обнаружены признаки однофазного окисления титаномагнетита. После нагрева образцов в среде аргона до 600 °С T_c уменьшалась с 430 °С до 300 °С. Низкое значение $Q_n = 73$ при довольно высокой коэрцитивной силе $H_c = 40$ мТл для образцов из этого сайта (Рис. 2б, точка, которая лежит значительно ниже кривой линейной аппроксимации) свидетельствует о том, что первичная *TRM* базальта с сайта 66/4 частично разрушилась, *NRM* этих базальтов обладает низкой палеоинформативностью.

Палеонапряженность геомагнитного поля определялась методом Телье в модификации Коэ [Сое, 1978]. Этот метод предполагает нагревы образцов до температур близких к T_c . Выявлено, что нагревы в воздухе приводят к окислению титаномагнетита базальтов и изменению палеомагнитной записи. Зависимости $k(T)$ и $I(T)$ показывают, что титаномагнетит большей части исследованных образцов базальтов при нагревах на воздухе термостабилен только до $T = 300-340$ °С (Рис. 3б), при нагревах в аргоне — до 600 °С (Рис. 3а).

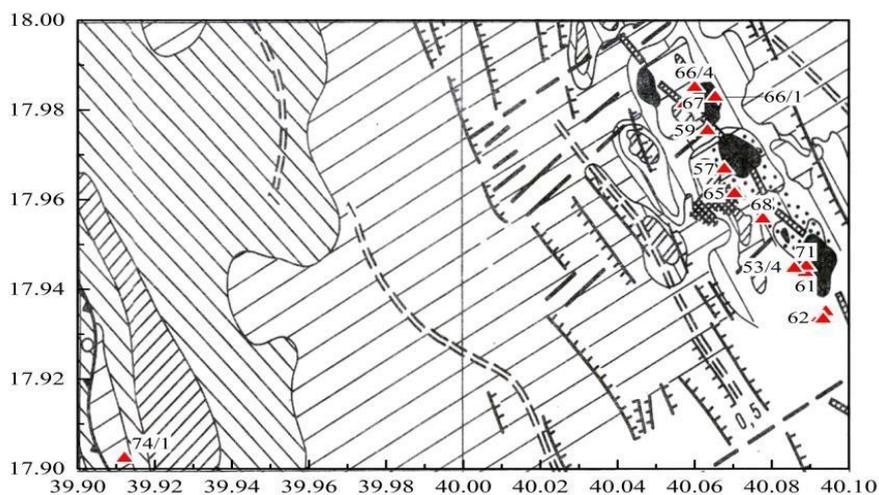


Рис. 1. Места отбора исследованных образцов базальтов [Богданов, 1983], цифрами обозначены – номера сайтов

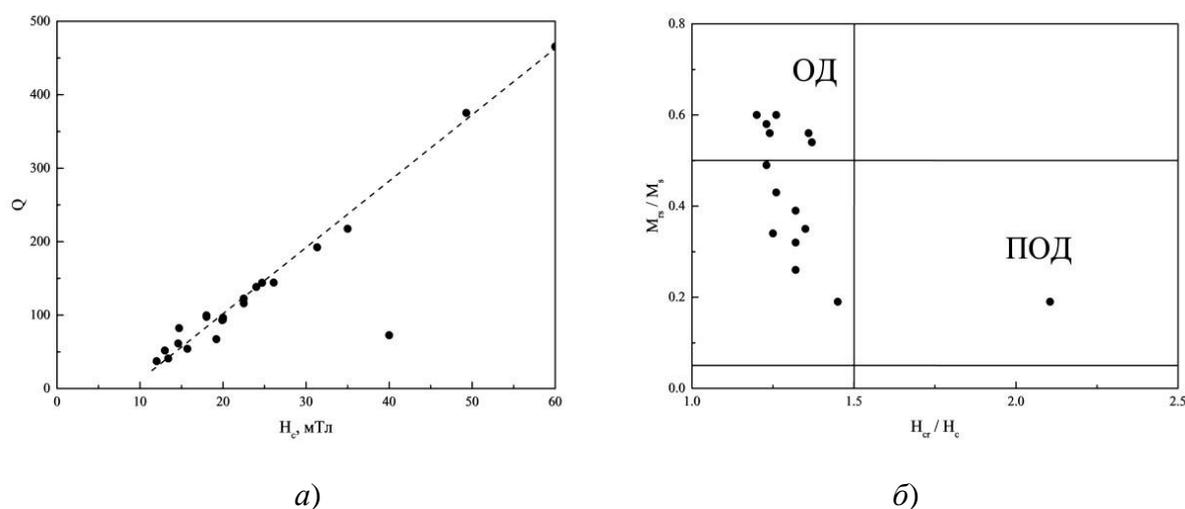


Рис. 2. Соотношение между параметром Кёнигсбергера и коэрцитивной силой (а) и гистерезисные параметры на диаграмме Дея исследованных образцов пиллоубазальтов Красного моря (б).

Установлено, что для расчета H_{dp} по результатам Телье-экспериментов при нагревах в воздухе можно использовать только 50-60% NRM с низкими блокирующими температурами. Нагревы в среде аргона позволяют предотвратить окисление, в этом случае для расчета палеонапряженности удается использовать 80-90% NRM (Рис. 4)

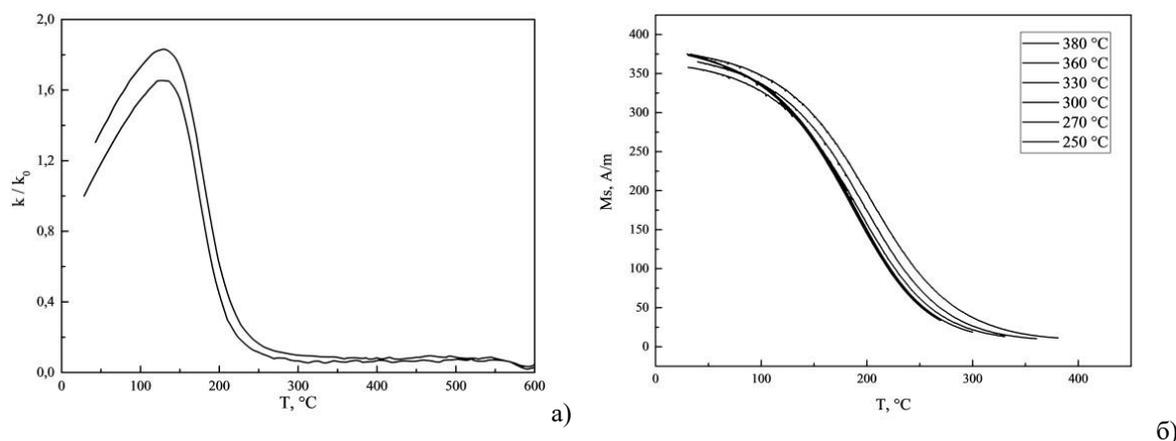


Рис. 3. Термомагнитный анализ: (а) температурная зависимость восприимчивости в аргоне, (б)- циклические нагревы в поле 0.24 Тл в воздухе.

Выявлено, что результаты определения H_{dp} по данным Телье-экспериментов при нагревах в воздухе и аргоне отличаются не более, чем на 10%, однако качество определения H_{dp} при нагреве в аргоне получилось в 1.5-2 раза лучше, чем при нагреве в воздухе. Вследствие этого большая часть нагревов в Телье-экспериментах проводилась в аргоне. Из 20 опре-

делений в 19-ти получены результаты, удовлетворяющие современным критериям качества. Результат $H_{op} = 17.7 \pm 2.0$ А/м, полученный на образце с сайта 67, был забракован, так как имел низкий коэффициент качества $q = 1$. На остальных образцах были получены величины палеонапряженности в пределах от $H_{op} = 23.5 \pm 0.1$ А/м до 61.3 ± 1.4 А/м с коэффициентом качества $q = 14 \div 55$.

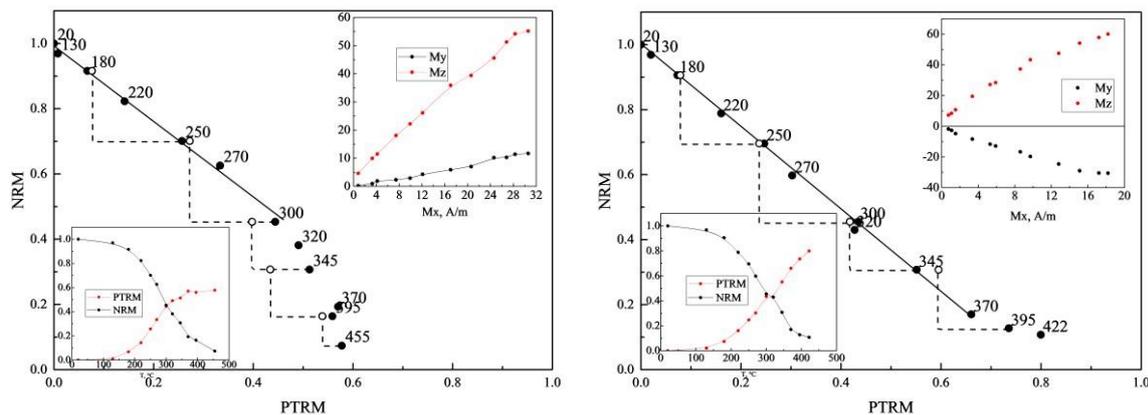


Рис. 4. Пример диаграмм Арай-Нагата и Зийдервельда в Телье-экспериментах (полые кружки – данные check-point).

На образцах из сайта 66/4, находящегося в северной части полигона (Рис. 1), получились довольно низкие значения палеонапряженности $H_{op} = 23.5 \pm 0.1$ А/м при высоком коэффициенте качества $q = 51$. Однако, этот результат нельзя считать достаточно надежным, так как на этом базальте были обнаружены признаки однофазного окисления титаномагнетита.

На образцах с сайтов 72/2 и 57 получены при высоком коэффициенте качества $q = 26$ и 36 очень высокие значения палеонапряженности (61.3–74 А/м). Это более чем в два раза выше, чем современное магнитное поле в районе отбора по модели IGRF13.

Большая часть определений лежит в интервале 39.8–53.8 А/м (Рис. 5).

Среднее значение палеонапряженности, полученное по образцам 59, 61, 62, 66/1, 68, 70, 71, 72/8 равно $H_{op\text{ ср}} = 48.2$ А/м, что в 1.5 раза выше, чем величина магнитного поля в исследованном районе по модели IGRF13. Виртуальный дипольный магнитный момент Земли $VADM = 13.8 \cdot 10^{22}$ А/м, рассчитанный по определенной нами палеонапряженности, в 1.7 раза выше, чем современный дипольный магнитный момент Земли $VDM = 7.69 \cdot 10^{22}$ А/м.

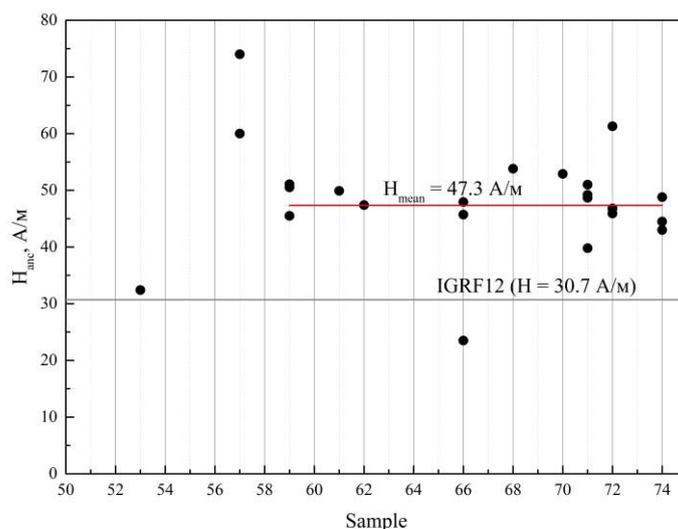


Рис. 5. Палеонапряженность геомагнитного поля, полученная по образцам базальтов Красного моря. (линией показано современное значение геомагнитного поля в исследованном районе).

Определений палеонапряженности геомагнитного поля по базальтам Красного моря в литературе нами найдено не было. Однако, высокую интенсивность геомагнитного поля в голоцене подтверждают археомагнитные данные [Shaar et al., 2022], полученные на 132 образцах в области $30\text{--}35^\circ$ С. Ш. и $35\text{--}40^\circ$ В. Д по исторически датированным событиям 1175–730 лет до н. э. Величина палеонапряженности, полученная в этой работе, варьировалась от 64 ± 3 до 90 ± 3 мкТл (51 ± 2 до 71.7 ± 3 А/м). Учитывая эти данные и высокие значения палеонапряженности, полученные нами по базальтам Красного моря, отобранным вблизи оси хребта, можно утверждать, что они образовались в интервале (2600–3100) лет назад во время так называемой Левантийской магнитной аномалии. Учитывая то, что большинство исследованных нами образцов было отобрано с базальтового ложа голоценового возраста не прикрытого осадками, можно сделать вывод, что последний период активности раскрытия Красного моря был именно в это время.

Литература

1. Ю.А. Богданов, Е.В. Жулева, Л.П. Зоненшайн и др. Атлас подводных фотографий Красноморского рифта. М.: Наука, 1983, с. 12-27.
2. Курочкина Е.С. Сравнительный анализ магнитных свойств базальтов Красного моря и других рифтовых зон. // Вестник Московского университета. Сер Физика.
3. *Астрономия*. 2007, №5, с.303-307.

4. Coe R.S., Gromme C.S., and Mankinen E.A. Geomagnetic paleointensities from radiocarbon-dated lava flows on Hawaii and the question of the Pacific nondipole low, *J. Geophys. Res.*, 1978, vol. 83, no. B4, pp. 1740-1756.
5. R. Day, M. Fuller, V.A. Schmidt Hysteresis properties of titanomagnetites: Grain-size and compositional dependence, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, Volume 13, Issue 4, 1977, Pages 260-267
6. Shaar R., Gallet Y., Vaknin Y., Gonen L., Martin M. A. S., Adams M. J., & Finkelstein, I. (2022). Archaeomagnetism in the Levant and Mesopotamia reveals the largest changes in the geomagnetic field. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 127, e2022JB024962. <https://doi.org/10.1029/2022JB024962>.

ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ РАЗРУШЕНИЯ
ПРИ ПОВЕРХНОСТНОЙ И ОБЪЕМНОЙ ФЛЮИДНОЙ ИНИЦИАЦИИ
(ПО ДАННЫМ ЛАБОРАТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ)

асс. Потанина М. Г., зав. кафедрой Смирнов В. Б.

Лабораторное моделирование флюидной инициации сейсмичности позволило проверить гипотезу о флюидной инициации сейсмических роёв [1,2] и изучить особенности развития процесса разрушения. Было реализовано два типа воздействия: поверхностное (локальное внесение флюида) и объемное (пропускание электрического тока через насыщенные образцы). Физический механизм флюидной инициации разрушения основан на концепции снижения эффективного напряжения в породах при проникновении жидкости. Цель работы — выявить различия в динамике разрушения, оценить изменения акустической эмиссии и наклона графика повторяемости (b-value).

При поверхностном воздействии флюид (вода) вносился двумя способами:

- свободное внесение на нагруженные бетонные образцы [3]: вода сначала однократно заливалась в резервуар без дна, расположенный на верхней грани образца, а затем процедуру повторили трижды для изучения кумулятивного эффекта.
- инъекция флюида под давлением в нагруженные образцы из материалов горных пород [4].

Объемное воздействие изучалось на образцах гранита и песчаника, полностью насыщенных водой, методом пропускания электрического тока. Нагрев образцов происходил за счет джоулева тепла, выделяемого при

прохождении тока, что позволяло исследовать влияние объемного изменения свойств флюида на разрушение породы.

Эксперименты выявили принципиальные различия в динамике разрушения при поверхностном и объемном воздействии, а также зависимость задержек акустической эмиссии от режима и степени насыщения образцов флюидом.

При поверхностном внесении флюида наблюдалась выраженная задержка между началом воздействия и пиком акустической эмиссии, но разная, при разном типе воздействия: свободном и силовом и разном состоянии образца.

При первичном свободном внесении флюида в сухие образцы, задержка составляла 2–3 часа, что объяснялось медленной капиллярной диффузией в сухой среде под действием только силы тяжести. При повторном внесении свободного флюида в уже частично насыщенную среду, время задержки увеличивалось, так как за счет дополнительного флюида продолжался процесс промокания образца в новые сухие области.

Инъекция флюида под давлением в сухие образцы вызывала задержку акустической эмиссии, намного меньшую, чем при свободном внесении. Она составила порядка 30–40 секунд, что согласуется с моделью поршневого вытеснения. В обоих случаях внесения флюида - свободного, под действием силы тяжести, или силового, под давлением, - работает один и тот же механизм - механизм поршневого вытеснения, заполнения порового пространства флюидом, только сила поршня разная: сила тяжести или переданное давление. Задержка отклика акустической эмиссии обратно пропорциональна силе поршня: чем сила больше, тем задержка меньше.

В случае инъекции флюида под давлением в уже частично насыщенные образцы задержки отклика акустической эмиссии минимальны, и составили до 5–10 секунд, что можно объяснить принципиально другим механизмом - механизмом пьезопроводности, передачи давления через жидкую фазу. По расчетам, если образец полностью насыщен, то задержка должна быть минимальна, а для частично насыщенных образцов работают два механизма одновременно. Величина задержки обратно пропорциональна степени насыщенности образца: чем более насыщен образец, тем задержка меньше.

При объемном воздействии, напротив, разрушение происходило мгновенно — пик акустической эмиссии регистрировался сразу после повышения температуры образца, вызванной подачей тока.

Индикатором процесса разрушения стал наклон графика повторяемости (b -value). При поверхностном воздействии его значение снижалось на 10–20% в моменты пиковой активности, указывая на увеличение доли крупных событий за счет слияния микротрещин, что соответствовало модели лавинно-неустойчивого трещинообразования (ЛНТ). При объемном воздействии наклон b -value значимо не изменялся, что свидетельствовало об одновременной активации трещин всех размеров. Нагрев флюида за счет джоулева тепла вызывал резкое увеличение порового давления, приводящее к хаотичному разрушению без развития лавинного процесса. Это свидетельствует о принципиально разных механизмах: при поверхностном внесении флюид постепенно снижает прочность контактов между зернами, запуская цепную реакцию роста трещин, тогда при объемном — разрушение происходит скачкообразно за счет резкого роста порового давления.

Проведенные эксперименты подтвердили, что поверхностное флюидное воздействие является ключевым триггером сейсмических роев, моделируя процессы, наблюдаемые в природных условиях. Задержка акустической эмиссии и снижение b -value отражают этапность разрушения, когда микротрещины сливаются в макроразрывы, что соответствует модели ЛНТ. В то же время объемное воздействие, несмотря на высокие нагрузки, не вызывает лавинных процессов, так как трещины формируются мгновенно и хаотично, вопрос о реализации подобного процесса в природных условиях остается открытым. Эти результаты имеют практическое значение для понимания природы и механизмов в сейсмических роях и изучения наведенной сейсмичности. Однако прямое применение лабораторных данных к природным условиям ограничено сложностью учета неоднородности геологических сред, диффузии флюидов и сопутствующих физико-химических процессов, необходим комплексный подход, сочетающий лабораторное моделирование, анализ каталогов землетрясений и численные расчеты.

Литература

1. Смирнов В.Б., Пономарев А.В. Физика переходных режимов сейсмичности. М.: РАН – 2020. 412 с
2. Потанина М.П., Смирнов В.Б., Бернар П. Развитие роевой активности в Коринфском рифте в 2000–2005 гг. // Физика Земли. 2011 № 7. С. 54–66.
3. Потанина М.Г., Смирнов В.Б., Пономарев А., Бернар П., Любушин А., Шозиёев Ш. Особенности акустической эмиссии при флюидной инициации разрушения по данным лабораторного моделирования // Физика Земли. 2015. № 2. С. 126–138.

4. Смирнов В.Б., Пономарев А.В., Исаева А.В., Бондаренко Н.Б., Патонин А.В., Казначеев П.А., Строганова С.М., Потанина М.Г., Chadha R.K., Арога К. Флюидная инициация разрушения в сухих и водонасыщенных горных породах // Физика Земли. 2020. No 6. С. 86–105.

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ПАРАМЕТРОВ СЕЙСМИЧЕСКОГО РЕЖИМА

Аспирант *Петрушов А. А.*, профессор *Смирнов В. Б.*

Сейсмический режим - совокупность землетрясений, рассматриваемая во времени, пространстве и по энергетическим характеристикам. Для количественного описания сейсмического режима прибегают к использованию ряда параметров, которые с разных позиций характеризуют процессы подготовки и последствия землетрясений [1, 2]. Параметры сейсмического режима, как правило, рассчитываются по данным сейсмических каталогов, содержащих информацию о каждом зарегистрированном землетрясении на охватываемой ими территории. К такого рода параметрам относятся наклон графика повторяемости (b-value), функция RTL, коэффициент трещинноватости среды (также известный как КСР), q-value, концентрация очагов и ряд других индикаторов. Для практически значимых задач (поиск аномалий, задачи прогноза) строятся пространственно-временные карты параметров сейсмического режима, на которых проводится поиск особенностей, приуроченных к крупным событиям [1, 3, 4, 5]. При этом у соответствующих этим параметрам алгоритмов расчета имеется вариативность в виде набора настоечных коэффициентов и различных методов получения оценок. Выбор конкретного набора значений коэффициентов может существенным образом влиять на расчетные результаты, которые отражают не только физическую природу подготовки очагов землетрясений, но и алгоритмические особенности.

В настоящей работе представлена разработанная методика оценки устойчивости параметров сейсмического режима относительно настроек расчетных алгоритмов. Проведена пилотная оценка степени влияния настроек алгоритмов на расчетные результаты для параметров RTL и b-value. Исследование проведено с использованием данных каталогов землетрясений Калифорнии и Камчатки. В качестве переменных алгоритмических настроек для параметра RTL выбран пространственный размер рас-

четного окна, пороговая магнитуда фильтрации каталога, эмпирические коэффициенты r_0 и t_0 . Для наклона графика повторяемости варьировались значения размера пространственного расчетного окна и пороговой магнитуды фильтрации каталога. Проведено ранжирование настроек алгоритмов по степени значимости, выявление областей устойчивости и неустойчивости расчетных результатов. Характерное поведение демонстрирует зависимость устойчивости значений RTL от эмпирических параметров r_0 и t_0 : в области малых значений эмпирических коэффициентов их вариации приводят к значительным изменениям расчетных результатов. При этом начиная с некоторых пороговых значений r_0' и t_0' результаты меняются пренебрежимо мало. Предложенная методика является универсальной и может быть применена для оценки устойчивости произвольного сейсмического параметра.

Литература

1. Петрушов А.А., Смирнов В.Б., Михайлов В.О., Фомина С.А. Особенности проявления аномалий сейсмического режима перед сильными землетрясениями Калифорнии // Физика Земли. 2024. № 5 с. 113 – 128.
2. Соболев Г.А. Применение алгоритма RTL для анализа стадий подготовки сильных землетрясений Калифорнии // Физика Земли. 2003. № 2 с. 3 – 13.
3. Соболев Г.А. Концепция предсказуемости землетрясений на основе динамики сейсмичности при триггерном воздействии. М.: ИФЗ РАН. 2011. 56 с.
4. Соболев Г.А. Методология, результаты и проблемы прогноза землетрясений // Вестник РАН. 2015. Т. 85, № 3. С. 203–208.
5. Ommi S., Smirnov V.B. Seismicity patterns before the 2021 Fin (Iran) doublet earthquakes using the region-time-length and time-to-failure methods / Earthquake Science, 2024, vol.37, N4, pp. 324-336

Подсекция:
ГАЗОДИНАМИКА, ТЕРМОДИНАМИКА
И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

Сопредседатели
профессор Н.Н. Сысоев, профессор И.А. Знаменская

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С СЕТОЧНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ

Л.С. Штеменко, О. И. Докукина, Ф.В. Шугаев

Абстракт. Когда ударная волна распространяется через сеточную турбулентность, то возникает новый эффект, а именно, избыточное давление. Иными словами, давление за распространяющейся волной превышает приблизительно на 10% соответствующую величину в ламинарном течении при прочих равных условиях. Этот факт установлен экспериментально [1-3]. Сеточная турбулентность в максимальной степени близка к однородной изотропной турбулентности. Весьма вероятно, что механизм данного эффекта вызван нагревом газа за ударной волной. Как известно, в турбулентном потоке возникают акустические неоднородности. За ударной волной амплитуда этих неоднородностей возрастает. Могут возникнуть слабые ударные волны. Как следствие, растёт энергия диссипации. Ниже предлагается модель процесса, основанная на изменении завихренности за фронтом ударной волны в турбулентном потоке. Модель позволяет найти значение избыточного давления как функцию интенсивности ударной волны.

Распространение ударной волны в турбулентном потоке представляет интерес как с чисто научной точки зрения, так и для практических приложений. Сеточная турбулентность в максимальной степени близка по свойствам к однородной изотропной турбулентности. Некоторое время назад был обнаружен новый эффект: избыточное давление за отражённой ударной волной в турбулентном потоке. Давление за отражённой ударной волной оказалось на 10% выше, чем соответствующая величина в ламинарном потоке при прочих равных условиях [1-4]. Вероятный механизм этого эффекта связан с нагревом газа за ударной волной. Как известно, в турбулентном потоке возникают акустические неоднородности. Ударная волна усиливает эти неоднородности. Далее мы опишем эксперименты и дадим модель процесса. Наши эксперименты выполнены в ударной трубе поперечного сечения $40 \times 60 \text{ mm}^2$ [1,4]. Турбулентность создавалась с помощью сетки. Перфорированная пластинка имела 150 отверстий 3 mm в диаметре. В потоке за сеткой возникали вихревые кольца. Расстояние между пластинкой и рабочей секцией составляло 700 mm. Ударная волна отражалась от пластинки в конце ударной трубы. После этого происходило взаимодействие между отражённой волной и турбулентным потоком. Число Маха падающей волны было равно $M_1 = 1.9 - 3.9$, число Маха отражённой волны было равно $M_2 = 1.4 - 2.4$. Начальное давление в рабочей секции было: 1.-8.17 kPa. Воздух и аргон использовались как рабочие газы. Ниже мы рассмотрим ударные волны в аргоне. Числа Маха таковы: $M_1 = 3.07, M_2 = 1.72$. Сеточная турбулентность может быть смодулирована с помощью ансамбля вихревых колец. Наш анализ для простоты ограничен одним вихревым

кольцом. Анализ основан на нестационарных уравнениях Навье-Стокса. Используются разложения в ряд по малому параметру [6,7]. Завихрённость и скорость газа являются малыми параметрами. Давление есть малая величина второго порядка малости. Координата x_3 направлена вдоль оси трубы. Координаты x_1, x_2 лежат на плоскости нормальной к оси трубы. Скорость относительно невозмущённого газа такова

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{4\pi} \int_{R^n} \boldsymbol{\omega}(\mathbf{r} + \mathbf{r}_1, t) \times \mathbf{n}_1 dr_1 \sin \theta_1 d\theta_1 d\varphi_1, \mathbf{n}_1 = \{\sin \theta_1 \cos \varphi_1, \sin \theta_1 \sin \varphi_1, \cos \theta_1\},$$

$\boldsymbol{\omega}$ есть безразмерная завихрённость. Уравнение для завихрённости параболическое:

$$\frac{\partial \omega_i}{\partial t} = \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 \omega_i}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (1)$$

Re есть число Рейнольдса. Мы имеем [8] из (1) для вихревого кольца

$$\boldsymbol{\omega}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{8\pi^{1.5}} \left(\frac{\text{Re}}{t} \right)^{1.5} \int_{R^n} \boldsymbol{\omega}(\boldsymbol{\xi}, 0) \exp\left[-\frac{\text{Re}}{4t} |\mathbf{r} - \boldsymbol{\xi}|^2\right] d\boldsymbol{\xi}, \quad (2)$$

$f = r_0 u_1 \sin u_2 + R_c, d\boldsymbol{\xi} = r_0 u_1 f du_1 du_2 du_3, \xi_1 = f \cos u_3, \xi_2 = f \sin u_3, \xi_3 = r_0 u_1 \cos u_2, 0 \leq u_1 \leq 1, 0 \leq u_2 \leq \pi, 0 \leq u_3 \leq 2\pi,$ где r_0 и R_c — начальные размеры вихревого кольца: r_0 — радиус поперечного сечения, R_c — радиус вихревого кольца. Начальные условия таковы: $\omega_1 = -\omega_0 \sin u_3, \omega_2 = \omega_0 \cos u_3, \omega_3 = 0$ внутри начального тороида и равны нулю во всём остальном пространстве. Рассмотрим взаимодействие ударной волны и вихревого кольца.

Мы имеем [9]

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \omega_{10} + \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon} \frac{\partial G}{\partial l_2} + \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \left(\frac{\partial v_3}{\partial x_2} + \frac{\partial v_2}{\partial x_3} \right) + \frac{1-\varepsilon}{\rho_1 G} \left(\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial p_1}{\partial x_2} - G^2 \frac{\partial \rho_1}{\partial x_2} \right), \\ \omega_2 &= \omega_{20} + \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon} \frac{\partial G}{\partial l_1} - \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \left(\frac{\partial v_3}{\partial x_1} + \frac{\partial v_1}{\partial x_3} \right) - \frac{1-\varepsilon}{\rho_1 G} \left(\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial p_1}{\partial x_1} - G^2 \frac{\partial \rho_1}{\partial x_1} \right), \end{aligned} \quad (3)$$

$\omega_3 = 0, \varepsilon = \frac{\rho_1}{\rho_2}$. Здесь $p_1, \rho_1, v_1, v_2, v_3, \omega_{10}, \omega_{20}$ — это давление, плотность, скорость и компоненты завихрённости перед волной, $\rho_2, \omega_1, \omega_2, \omega_3$ — это плотность и компоненты завихрённости за волной, G — скорость волны, l_1, l_2 — дуги кривых при пересечении фронта ударной волны с плоскостями

x_1x_3 и x_2x_3 , соответственно. Производные давления и плотности — это малые второго порядка и их можно опустить. Кроме того, мы считаем волну плоской. В результате имеем

$$\begin{aligned}\omega_1 &= \omega_{10} + k \left(\frac{\partial v_3}{\partial x_2} + \frac{\partial v_2}{\partial x_3} \right), \\ \omega_2 &= \omega_{20} - k \left(\frac{\partial v_3}{\partial x_1} + \frac{\partial v_1}{\partial x_3} \right), \quad k = \frac{2(M^2 - 1)}{(\gamma - 1)M^2 + 2}, \\ \omega_3 &= 0.\end{aligned}\tag{4}$$

Здесь M — число Маха волны. Таким образом завихрённость возрастает после взаимодействия с ударной волной. Мы нашли зависимость завихрённости от интенсивности ударной волны. Избыточное давление может возникнуть благодаря диссипации завихрённости.

shugaev@phys.msu.ru

Литература

1. Shugaev, F.V., Shtemenko, L.S., Terentiev, E.N., Dokukina, O.I. Influence of a propagating shock wave on grid turbulence. In: Fluxes and structures in fluids, Physics of geospheres-2009. Moscow, 2009, pp. 332-352.
2. A. Sasoh, T. Harasaki, T. Kitamura, D. Takagi, S. Ito, A. Matsuda, K. Nagata, Y. Sakai. Statistical behavior of post-shock overpressure past grid turbulence. Shock Waves, 24, pp. 489-500, 2014.
3. K. Inokuma, T. Watanabe, K. Nagata, A. Sasoh, and Y. Sakai. Finite response time of shock wave modulation by turbulence. Phys. Fluids, 29, 051701, 2017.
4. O. I. Dokukina, E.N. Terentiev, L.S. Shtemenko, and F.V. Shugaev. Density and pressure fluctuations in a turbulent flow of air and argon and their interaction with a shock wave. Moscow University Physics Bulletin, v.74, N3, pp. 256-261, 2019.
5. A. Honkan, J. Andreopoulos. Rapid compression of grid-generated turbulence by a moving shock. Phys. Fluids A, v.4, pp. 2562-2572, 1992.
6. F.V. Shugaev, D. Y. Cherkasov, and O. A. Solenaya. Acoustic radiation by 3D vortex rings in air. Aerospace 2015. 2, 627-636, doi:10.3390/aerosp.
7. D.Y. Cherkasov and F.V. Shugaev. The evolution of acoustic radiation by an ensemble of vortex rings in air. Moscow University Physics Bulletin, v.73, N2, pp.173-178, 2018.
8. Morton, T.S. The velocity field within a ring with a large elliptic cross-section.
9. J. Fluid Mech. 503, pp.247-271, 2004.
10. Shugaev, F.V., Shtemenko, L.S. Propagation and Reflection of Shock Waves. World Scientific Publishing: Singapore, N.J., London, Hong Kong, 1998.

ДИНАМИКА РАЗРЫВОВ И ВОЗМУЩЕНИЙ В КАНАЛЕ УДАРНОЙ ТРУБЫ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ДАННЫХ ВИЗУАЛИЗАЦИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ

Профессор *Знаменская И.А.*, вед. инж. *Дорощенко И.А.*

Проведено исследование высокоскоростного течения в ударной трубе прямоугольного сечения (установка УТРО-3, физический факультет МГУ), в том числе с препятствием в потоке. С помощью методов компьютерного зрения и глубокого обучения проводился анализ визуализации течений, полученный с помощью высокоскоростной теневой съемки со скоростями до 150 000 кадров/с.

Методы компьютерного зрения начинают все чаще применяться для распознавания структур течений. Классические методы обнаружения границ, контуров, такие как метод Канни, доказали свою эффективность в распознавании газодинамических разрывов [1]. Однако, классические методы компьютерного зрения часто требуют ручной настройки и чувствительны к шумам. В связи с этим в последние годы для визуализации потоков начали активно использоваться методы глубокого обучения, что значительно повысило точность и уровень автоматизации. Свёрточные нейронные сети успешно применялись для сегментации структур течений и их классификации, демонстрируя высокую эффективность при распознавании структур потоков в экспериментальных и численных данных [2]. Предыдущие исследования также подтвердили результативность подходов на основе машинного обучения для автоматического обнаружения структур течений. Так, методы машинного обучения применялись [3] для обработки теневых изображений, показав, что нейросети способны отслеживать и классифицировать такие объекты как ударные волны, контактные поверхности различных конфигураций, частицы-трассеры в потоке.

В настоящей работе были обучены модели глубокого обучения на основе архитектуры YOLOv11 для детекции, трекинга и сегментации объектов в сверхзвуковом потоке: ударных волн и непрозрачных частиц. Был написан программный код для расчета $x-t$ диаграмм движения распознанных структур (Рис. 1), а также для расчета расстояния от затупленного тела с заданными координатами до головной ударной волны.

С помощью модели сегментации автоматически анализировалось изменение кривизны головной ударной волны со временем. Зависимость кривизны от времени для различных чисел Маха представлена на рис. 2, слева. Пример обнаруженного участка головной ударной волны и расчёт её кривизны при числе Маха падающей ударной волны $M = 3.8$ показан на рис. 2, справа.

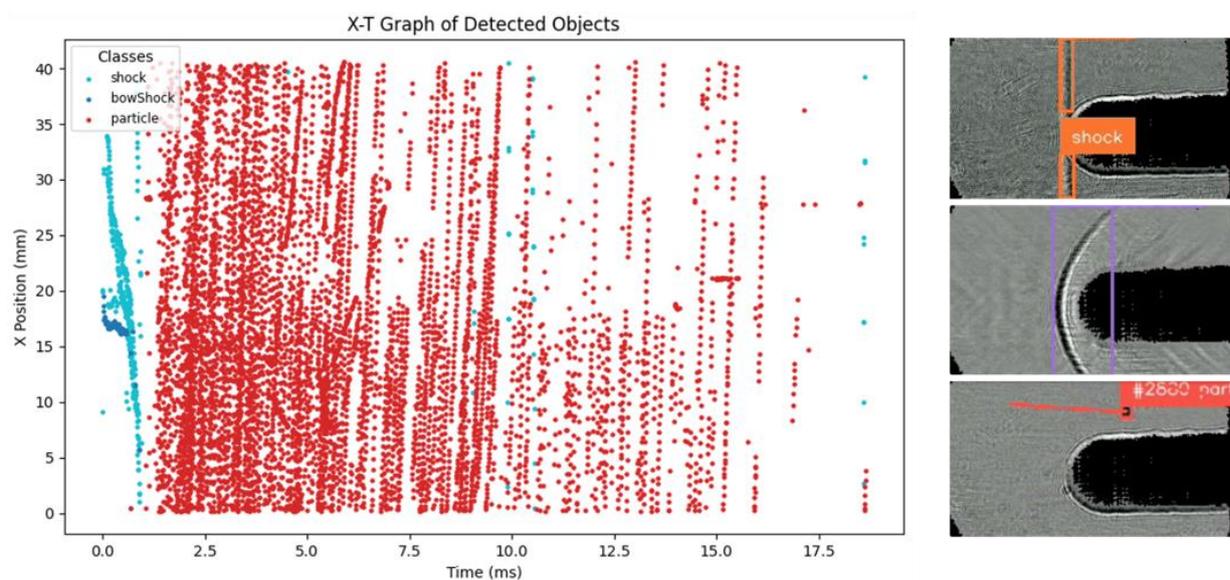


Рис. 1. Автоматически построенная X-T диаграмма движения ударных волн, частиц-трассеров и головной ударной волны в канале ударной трубы за время 1 мс - 18 мс. Число Маха ударной волны $M = 3.5$. (слева). Примеры теневых кадров с обнаруженными объектами (справа).

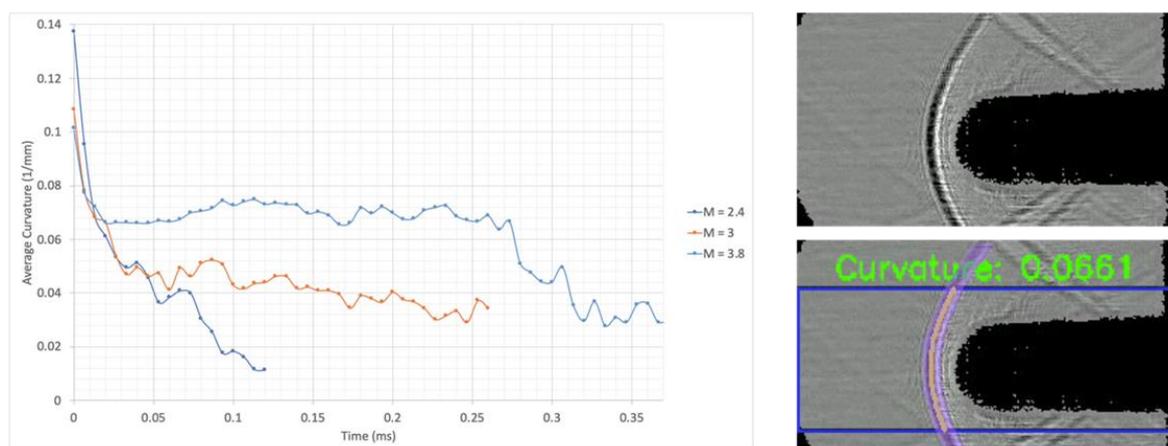


Рис. 2. Зависимость кривизны головной ударной волны от времени для различных чисел Маха (слева). Пример обнаруженного участка головной ударной волны и расчёта её кривизны при числе Маха падающей ударной волны $M = 3.8$ (справа).

Течение в ударной трубе содержит различные стадии, в том числе переход от ламинарного к турбулентному. С помощью методов компьютерного зрения были визуализированы и проанализированы полосчатые структуры, возникающие в пограничном слое за ударной волной. Переход от ламинарного к турбулентному пограничному слою исследовался с использованием методов обнаружения границ, преобразования Фурье, вейвлет-анализа, классификации на основе нейросетей, а также с помощью расчета фрактальной размерности. Эти методы обеспечили автоматизиро-

ванный подход к идентификации стадий течения и изучению их пространственно-временных характеристик. На рис. 3 приведен пример расчета фрактальной размерности турбулентного течения в канале ударной трубы по теневому кадру методом подсчета ячеек. Полученное значение составило $D = 1.59 \pm 0.01$, что соответствует результатам в литературе ($D \sim 1.5 - 2.0$ для турбулентных течений [4]). В частности, для течения в ударной трубе с числом Маха ударной волны $M = 2.5$ были автоматически измерены длительности каждой стадии течения: $\sim 0-100$ мкс – ламинарный поток; $\sim 100-450$ мкс – ламинарно-турбулентный переход, развитие турбулентных пограничных слоев; после $\sim 450-500$ мкс – развитие турбулентности по всему объему канала ударной трубы.

Таким образом, комбинация традиционных методов экспериментальной гидродинамики с передовыми технологиями компьютерного зрения продемонстрировала высокую результативность при изучении высокоскоростных потоков на примере течения в ударной трубе. Применение этих методов позволяет проводить продвинутый анализ течений как в академических исследованиях, так и для практических, инженерных задач.

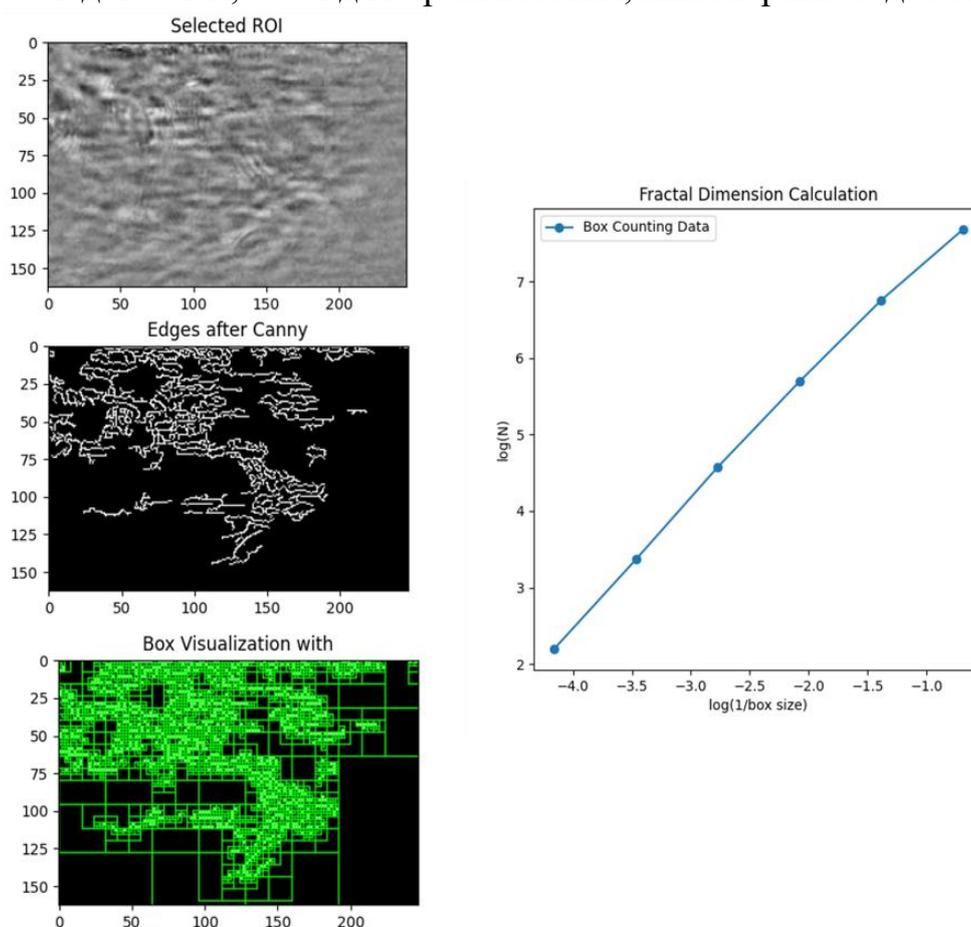


Рис. 3. Пример расчета фрактальной размерности турбулентного течения в канале ударной трубы по теневому кадру методом подсчета ячеек.

Исследование выполнено при поддержке гранта «Физическая газодинамика и релаксационные процессы» (госбюджет, раздел 0110) № 122052000078-7.

Литература

1. Fujimoto, T. R., Kawasaki, T., and Kitamura, K. Canny-Edge-Detection/Rankine-Hugoniot-Conditions Unified Shock Sensor for Inviscid and Viscous Flows. *Journal of Computational Physics*, vol. 396, pp. 264–279, 2019.
2. Liu, C., Jiang, R., Wei, D., Yang, C., Li, Y., Wang, F., and Yuan, X. Deep Learning Approaches in Flow Visualization. *Advances in Aerodynamics*, vol. 4, no. 1, p. 17, 2022.
3. Znamenskaya, I. A., and Doroshchenko, I. A. Edge Detection and Machine Learning for Automatic Flow Structure Detection on Shadowgraph Images. *Journal of Flow Visualization and Image Processing*, vol. 28, no. 4, pp. 1–26, 2021.
4. D’Orazio, M.N., Peterson, C. & Hargather, M.J. Characterization of the fractal dimension of helium plumes in laminar to turbulent transition. *Exp Fluids* 66, 70 (2025). <https://doi.org/10.1007/s00348-025-04001-4>

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДЕТЕКТОРА В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ, ИОНИЗИРОВАННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

Ст. науч. сотр. *М.А. Котов*, вед. науч. сотр. *П.В. Козлов*,
зав. лаб. *В.Ю. Левашов*, вед. науч. сотр. *Г.Я. Герасимов*

Изучение процессов, протекающих вблизи поверхности спускаемого космического аппарата при его движении в атмосфере Земли и других планет Солнечной системы, представляет особую актуальную задачу для развития ракетно-космической отрасли [1, 2]. Для наземного моделирования условий, реализуемых при обтекании космического аппарата потоком ударно нагретого газа, используются установки различного типа, включая ударные трубы. Применение ударных труб позволяет достичь больших значений энтальпий набегающего газового потока, однако характерное время процессов, протекающих в газовой среде, ограничивается несколькими десятками микросекунд. Измерение тепловых потоков в таких условиях может проводиться специальными термоэлектрическими детекторами (ТД), вырабатывающими термоЭДС в результате тепловой нагрузки. Большинство из них имеют чувствительные элементы из электропроводящих материалов, показания которых могут быть подвержены влиянию заряженных частиц, возникающих в ударно нагретом газе в результате ионизационных процессов.

Следует отметить, что в условиях, когда степень ионизации газа является малой, использование ТД для измерения тепловых потоков дает достаточно корректные результаты. В частично ионизированных газах дан-

ные, получаемые с помощью определенных типов ТД, могут трактоваться не совсем однозначно. Об этом говорят эксперименты по регистрации теплового потока за отраженной ударной волной в ксеноне со значительной степенью ионизации, в которых наблюдались некоторые особенности сигналов, свидетельствующие о влиянии заряженных частиц [4]. Данная работа посвящена анализу результатов, полученных с помощью ТД в частично ионизированном воздухе, описанию влияния заряженных частиц на его показания и рассмотрению возможности его применения для регистрации ионизационных процессов перед и за фронтом сильной ударной волны (УВ).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 23-19-00096.

Литература

1. Я. Б. Зельдович, Ю.П. Райзер Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений (М.: Изд. Физматлит, 2008)
2. С.Т. Суржиков Компьютерная аэрофизика спускаемых космических аппаратов. Двухмерные модели (М.: ИПМех РАН, 2018)
3. М.А. Kotov, A.N. Shemyakin, N.G. Solovyov, M.Yu. Yakimov, V.N. Glebov, G.A. Dubrova, A.M. Maljutin, P.A. Popov, S.A. Poniaev, T.A. Lapushkina, N.A. Monakhov, V.A. Sakharov, J. Phys.: Conf. Ser. **2103** (2021)

МИЛЛИСЕКУНДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В УДАРНОЙ ТРУБЕ: РЕЗУЛЬТАТЫ ЦИФРОВОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ И ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ

Профессор *Знаменская И.А.*, ст. н. с. *Кули-Заде Т.А.*,
профессор *Сысоев Н.Н.*

Ударные трубы – основной инструмент экспериментальных исследований нестационарных процессов, связанных с отражениями и взаимодействиями ударных и взрывных волн, исследованиями кинетических процессов в различных газах, детонационными процессами. Круг задач, решаемых на ударных трубах определяется конструкцией, размерами, диапазоном задаваемых параметров течений, а также – диагностической аппаратурой, методами измерений и визуализации течений, используемых на стенде.

Принцип действия простой однодиафрагменной ударной трубы основан на формировании ударной волны в канале камеры низкого давления после разрыва диафрагмы, разделяющей газы высокого и низкого давления (толкающий и рабочий газы). В результате разрыва диафрагмы возникают также волна разрежения, движущаяся в противоположную от ударной волны сторону и контактная поверхность, отделяющая толкаемый газ от толкающего. На стенде УТРО-3 (Ударная Труба-Рзряд - Оптика) камера низкого

давления представляет собой прямоугольный канал сечением $24 \times 48 \text{ мм}^2$, длиной более 3 м, заканчивающийся гасящим баком. Скорость ударной волны в канале измеряется пьезодатчиками, числа Маха M достигают значений 5,6. Сразу за фронтом ударной волны возникает высокоскоростной поток, параметры которого на некотором участке канала определяются соотношениями Ренкина–Гюгонио. Затем в зону наблюдения – рабочую камеру - приходят контактная поверхность (толкающий газ - гелий) и волна разрежения, отразившаяся от торца камеры высокого давления.

Оптическая (панорамная) диагностика реализуется через кварцевые окна ($17 \times 15 \text{ мм}$), обеспечивающие доступ в спектральном диапазоне 200 – 2800 нм. Традиционно ударные трубы такого класса использовались для исследований области равномерного потока (200-600 мкс).

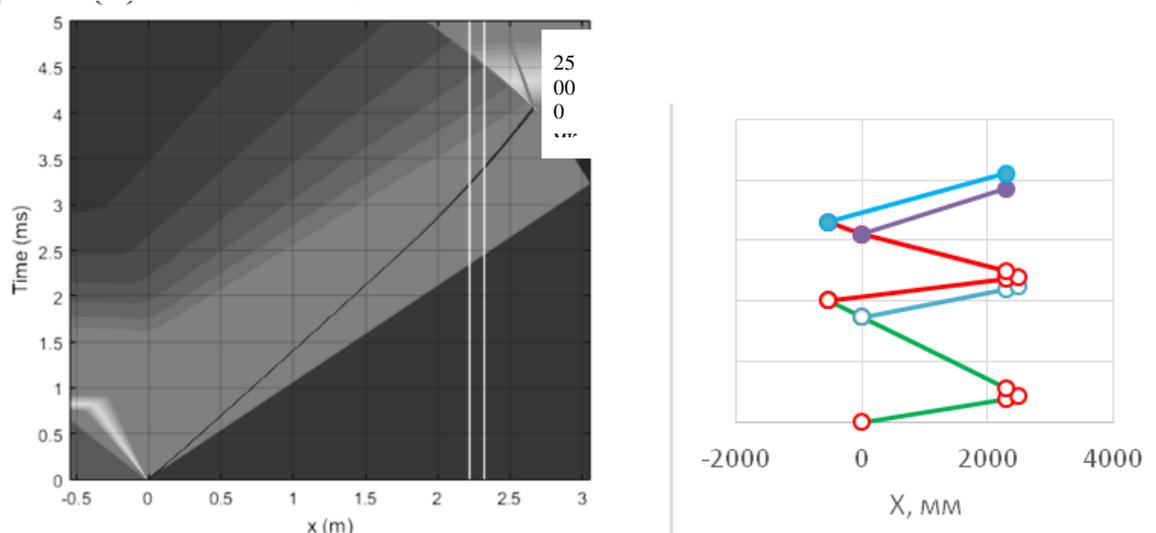


Рис. 1. X-T диаграммы движения ударных волн в канале ударной трубы за 1 мс и за 25 мс.

Для визуализации динамики возмущений и разрывов на стенде УТРО-3 традиционно используется теневой метод, основанный на рефракции светового луча на неоднородностях плотности. Ранее съемка велась с однократной подсветкой лазерным излучением (1 эксперимент – 1 кадр). В 60-е -80-е годы использовались пленочные барабанные камеры.

Для визуализации тепловых полей ударно-нагретых участков канала используется тепловизионная техника. Тепловые процессы в канале реализуются с миллисекундными характерными временами. Для полного анализа газодинамических процессов соответствующих этим временам впервые была использована высокоскоростная цифровая камера, обладающих коротким временем экспозиции и высокой частотой теневой регистрации быстропротекающих процессов, что позволило исследовать процессы на стенде УТРО-3 на протяжении всего времени существования потока.

Время течения в канале ударной трубы может достигать 30-40 мс. При наличии в камере низкого давления фланца, перекрывающего часть канала, зарегистрировано движение отраженных от концов канала вторичных слабых ударных волн. На рисунке 2 приведены пары теневых снимков движения ударной волны полученных с интервалами 6 мкс: *а), б)* - 10,2 мс; *в), г)* - 10,6 мс после прихода первой ударной волны с числом Маха 3.5. Полная остановка потока в канале при этом реализуется после 30-40 мс.

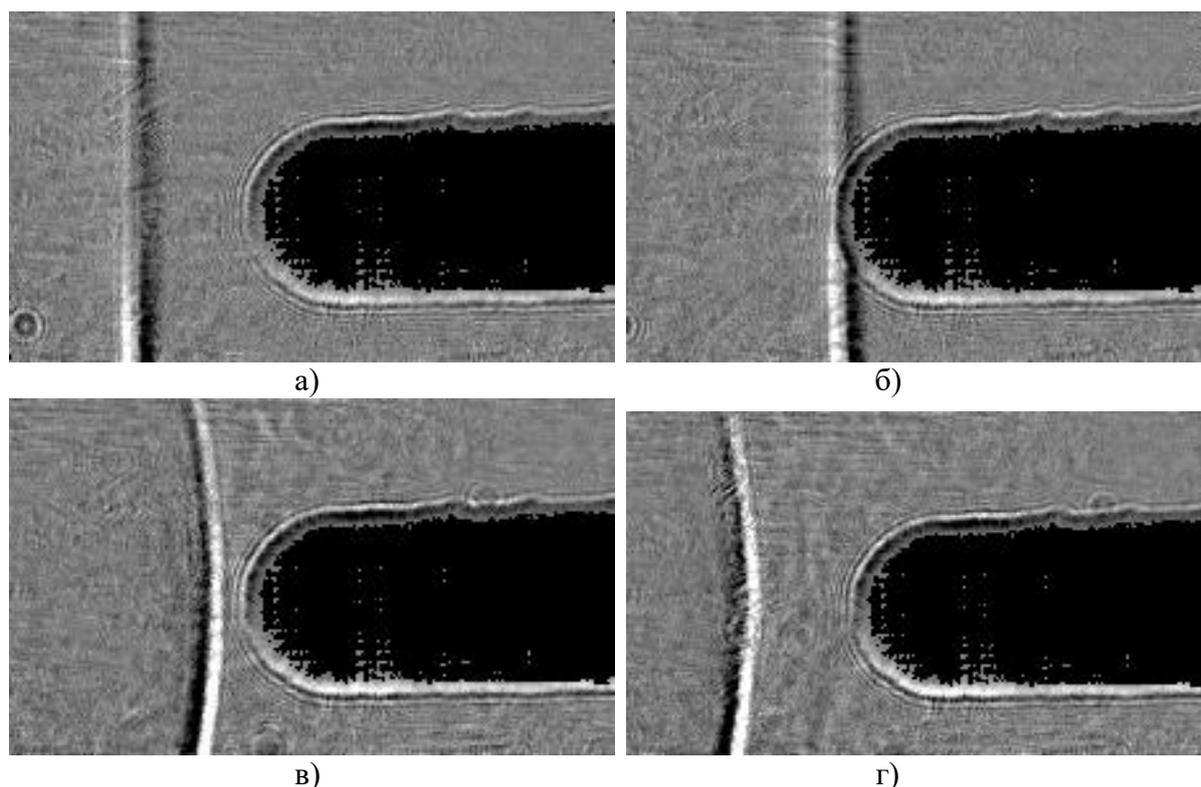


Рис. 2. Теневые снимки движения вторичных ударных волн в канале ударной трубы: *а), б)* – к модели; *в), г)* - от модели.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФ № 23-19-00096.

Литература

1. Soloukhin, R.I., Shock Waves and Detonations in Gases, Mono Books, Baltimore, 1966.
2. Н. А. Фомин // Инж-физ. журнал. 2010. V. 183. No. 1058.
3. И.А. Знаменская, М.И. Муратов. Письма ЖТФ, 49 (16), 42 (2023).

ПРИМЕНЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИ-ИНФОРМИРОВАННОЙ НЕЙРОСЕТИ ДЛЯ АНАЛИЗА ТУРБУЛЕНТНОЙ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ СТРУИ НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЙ ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ

Мл. науч. сотр. *Ю.К. Руденко*, доцент *Винниченко Н.А.*,
доцент *Плаксина Ю.Ю.*, профессор *Уваров А.В.*

В задачах гидродинамики распространены методы ассимиляции данных, позволяющие на основе измерений отдельных физических величин получить более полное описание течения и восстановить другие величины. Однако часто на практике проведение измерений сопровождается сложностями экспериментальной установки и значительными погрешностями. Данные проблемы особенно актуальны при изучении турбулентных течений, для описания которых необходима оценка турбулентной вязкости и турбулентной теплопроводности, непосредственно измерить которые невозможно. Для расчета кинетической энергии k и диссипации энергии ε часто проводятся измерения скорости с помощью методов цифровой трассерной визуализации (PIV) или лагранжева слежения за частицами. В работе [1] были получены оценки для турбулентной вязкости, рассчитанной из экспериментальных полей скорости, и показано сравнение этих результатов и полученных данных из численного расчета с применением различных моделей турбулентности. Погрешность поля турбулентной вязкости составила 60%, качественно отличается пространственное распределение величины. Это связано с тем, что различные модели турбулентности верифицированы для определенных течений, а коэффициенты в них подбираются эмпирически. Экспериментальные измерения k и ε сопровождаются погрешностями, которые дают еще больший общий вклад в погрешность турбулентной вязкости μ_t ($\mu_t \sim k^2/\varepsilon$). Для восстановления турбулентных величин может также использоваться беззасевный метод измерения скорости [2], который включает обработку шпирен-изображений с помощью кросскорреляционного алгоритма или методами оптического потока. В работе [3] предложен способ восстановления данных с подстановкой экспериментально измеренных полей температуры в систему уравнений гидродинамики для восстановления течения квазистационарной осесимметричной турбулентной струи горячего воздуха. Из-за шума экспериментальных данных поля температуры приходится предварительно фильтровать, а в уравнении энергии использовать регуляризирующий член, что ухудшает универсальность подхода. Для аналогичного течения в работе [4] был предложен метод восстановления с помощью физически-информированной нейросети (PINN), которая во время обучения одновременно минимизирует невязки от уравнений гидродинамики и отклонения от экспериментально измеренных величин. PINN позволяет использовать экспериментальные данные без предварительной фильтрации и восстанавливать поля течений с неплохой точностью. Впервые такой подход с ис-

пользованием PINN был предложен в работе [5] и за последние несколько лет стал достаточно популярным для решения прямых и обратных задач гидродинамики. В данной работе получены результаты восстановления течений свободной и импактной струй горячего воздуха. Показано хорошее совпадение полей скорости, температуры и давления с численным моделированием с применением модели $k-\varepsilon$, а отклонения в полях турбулентной вязкости и теплопроводности оказываются сравнимы с отклонениями в полях, рассчитанных с использованием разных моделей турбулентности. При этом предложенный метод ассимиляции данных не требует наличия высокоскоростных камер и проведения экспериментов с засевом частиц, а позволяет восстановить остальные параметры течения по усредненному полю температуры и измерениям скорости в некоторых точках.

Работа частично поддержана Российским научным фондом (грант 23-19-00591). Ю.К. Руденко также выражает благодарность Фонду развития теоретической физики и математики «Базис» за личную финансовую поддержку (грант 22-2-2-5-1).

Литература

1. Lai C.C, Socolofsky S.A. Budgets of turbulent kinetic energy, Reynolds stresses, and dissipation in a turbulent round jet discharged into a stagnant ambient // *Environ. Fluid Mech.* 2019. Vol. 19. P. 349-377.
2. Settles G. S., Liberzon A. Schlieren and BOS velocimetry of a round turbulent helium jet in air // *Opt. Lasers Eng.* 2022. Vol. 156. 107104.
3. Rudenko Y.K., Vinnichenko N.A., Pushtaev A.V., Plaksina Y.Y., Uvarov A.V. Reconstruction of turbulent flow from temperature field measured using background oriented schlieren // *Int. J. Thermofluids.* 2024. Vol. 23. 100744.
4. Rudenko Yu.K., Vinnichenko N.A., Plaksina Yu.Yu., Uvarova I.F., Ganichev A.A., Uvarov A.V. Complete characterization of axisymmetric turbulent jet using Background Oriented Schlieren and Physics-Informed Neural Network // *Heat Transfer Res.* 2025. Vol. 56. № 5. P. 17–35.

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ АКТИВНОГО И РЕАКТИВНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ВНЕШНЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНОГО НАНОСЕКУНДНОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

Аспирант *Е.А. Ермаков*, доцент *И.Э. Иванов*

Одной из важнейших задач в физике газового разряда является исследование характеристик плазменного канала на различных временных этапах его развития. При этом сегодня изучение наносекундного импульсного разряда проводится не только в рамках лабораторного эксперимента, но и с помощью вычислительного. Оба подхода позволяют получить как осциллограммы тока и напряжения в рассматриваемой цепи, так и распределе-

ния компонент плазмы, газодинамических характеристик и электрического поля.

В данной работе численно исследуется влияние на наносекундный импульсный контрагированный разряд таких характеристик, как балластное сопротивление внешней цепи, емкость конденсатора и индуктивность соединительных проводов. Вычислительный алгоритм основан на диффузионно-дрейфовой модели для двухкомпонентной плазмы, а также на системе уравнений Эйлера для идеального газа. Решение уравнений производится на численной сетке следующим образом: 1) для эллиптического уравнения Пуассона – итерационный метод Гаусса-Зейделя с верхней релаксацией ($1.92 \leq \omega \leq 1.98$) [1]; 2) для гиперболических уравнений в диффузионно-дрейфовой модели и системе уравнений Эйлера – метод Годунова 2го порядка точности [2,3,8]; 3) метод HLL (Harten, Lax, van Leer) для расчета газодинамических течений с разрывами [2]. В качестве рабочего газа выступает молекулярный азот, а также его двухкомпонентная плазма (параметры плазмы представлены в [4]). В начальный момент времени во всех приводимых вычислениях рассматривается затравочное пятно квазинейтральной плазмы азота вблизи катода (подобно работе [5]).

Исследование проводится для четырех различных конфигураций электрических схем (рис. 1). Первые три эксперимента проводятся при атмосферном давлении $p = 760$ Торр, последний – при пониженном давлении $p = 150$ Торр (приблизенно к лабораторному эксперименту в работе [6]).

В первом эксперименте источником тока выступает батарея с постоянным значением ЭДС $\mathcal{E} = 25$ кВ. При этом отмечается неограниченный рост величины тока в контуре [7]. Данное наблюдение связано с постепенным расширением плазменного канала, которое приводит к уменьшению сопротивления и увеличению проводимости в цепи.

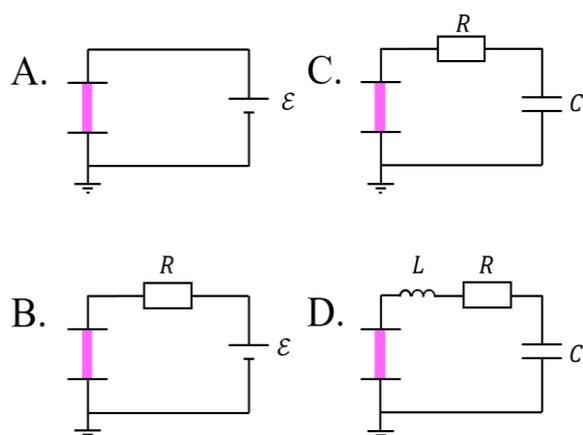


Рис. 1. Электрические схемы, соответствующие четырем экспериментам (цветом выделен газоразрядный промежуток).

Для выхода на стационарный режим, при котором диаметр плазменного канала перестает увеличиваться (либо же делает это медленно), в контур добавляется балластное сопротивление – этот случай соответствует второму эксперименту. Приводятся 3 расчета (для $R = 0.5$ кОм; 1.5 кОм;

3 кОм), которые показывают, что с увеличением сопротивления ток быстрее выходит на стационарный режим (рис.2а). Стоит отметить порядок величины силы тока: в первом расчетном случае он достигает значения около 6 кА, в то время как в случае с сопротивлением – порядка единиц.

В последних двух случаях рассматриваются контуры, в которых источником тока выступает заряженный конденсатор. В третьем эксперименте (рис. 2б) варьируется величина сопротивления аналогично второму расчету, при этом емкость конденсатора остается неизменной ($C = 0.1$ нФ). В ходе разрядки ток достигает пикового значения в промежутке 60 – 80 нс, после чего наступает релаксация, сопровождаемая энерговыделением в плазменный канал. К моменту 500 – 600 нс наблюдается слабый рост тока. Данное наблюдение связано с повышением проводимости плазменного канала (подвижность электронов и ионов увеличивается, т.к. понижается плотность газа).

Четвертая схема дополнительно содержит катушку индуктивности, моделирующую суммарную индуктивность проводов. По оценкам лабораторных экспериментов [6] эта величина составляет порядка 0.5 мкГн. Исследование проводится при пониженном давлении 150 Торр, при этом балластное сопротивление берется равным $R = 1$ Ом, что позволяет принимать во внимание только сопротивление плазменного канала. Приводятся три осциллограммы тока (для $C = 0.1$ нФ; 0.5 нФ и 2 нФ – рис. 2в). В каждом вычислительном эксперименте наблюдаются затухающие колебания, причем ток совершает только одно полное колебание.

Во всех расчетных случаях за счет импульсного энерговыклада внутри плазменного канала наблюдается повышение температуры и давления относительно фонового значения (аналогично, например, в [8]). К моменту окончания тепловыделения (за счет протекания тока) границы рассматриваемой области имеют четкие очертания, что приводит, как результат, в дальнейшем к распаду разрыва газодинамических характеристик с образованием цилиндрической ударной волны, цилиндрической волны разрежения и контактной поверхности (рис. 3).

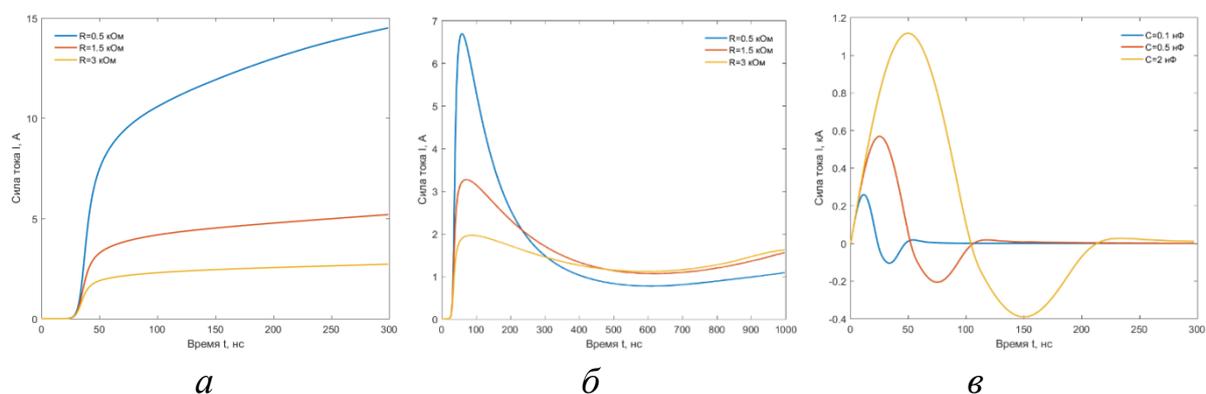


Рис. 2. Осциллограммы тока: а) случай В, б) случай С, в) случай D.

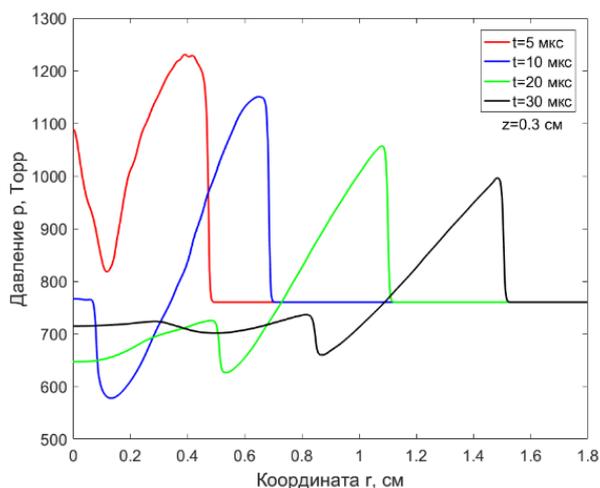


Рис. 3. Радиальный профиль для давления (сечение $z = 0.3$ см)

Литература

1. А.А. Самарский, Е.С. Николаев. Методы решения сеточных уравнений. Наука. 1978. 592 с.
2. E. F. Toro. Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics. A Practical Introduction. Third Edition. Springer. 2009. p. 724
3. С. К. Годунов. Разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений гидродинамики. Матем. сб. 1959. том 47(89), номер 3, 271–306
4. С. Т. Суржиков. Численное моделирование двухмерной структуры тлеющего разряда с учетом нагрева нейтрального газа. ТВТ. 2005. том 43, выпуск 6, 828–844
5. Kulikovskiy, A. A. The structure of streamers in N₂. II. Two-dimensional simulation. Journal of Physics D: Applied Physics. 1994. 27(12), 2564–2569.
6. Znamenskaya I., E. Koroteeva, I. Doroshchenko, N. Sysoev. Evolution and fluid dynamic effects of pulsed column-shaped plasma. Experimental Thermal and Fluid Science. 109 (2019) 109868
7. В.А. Пархоменко, И.Э. Иванов. Материалы XXIII Международной конференции по ВМСППС, 2023, том 1, с.406-408
8. Tholin F., Bourdon A. Simulation of the hydrodynamic expansion following a nanosecond pulsed spark discharge in air at atmospheric pressure. J. Phys. D: Appl. Phys., 2013. Vol. 46, 365205.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНОСТИ В ОКРЕСТНОСТИ РЕГУЛЯРНОГО ОТРАЖЕНИЯ КОСЫХ СКАЧКОВ УПЛОТНЕНИЯ

Ст. науч. сотр. *Тимохин М.Ю.*, ст. науч. сотр. *Шоев Г.В.*,
ст. науч. сотр. *Бондарь Е.А.*

В данной работе исследовали существенно неравновесное течение одноатомного газа около области отражения двух симметричных косых скачков уплотнения. Для численных расчётов применяли как континуаль-

ные, так и кинетические методы. В частности, в качестве континуальных инструментов использовались классические уравнения Навье–Стокса–Фурье и регуляризованная тринадцатимоментная система Грэда (R13). Кинетический подход был представлен методом прямого статистического моделирования Монте-Карло (ПСМ), а также обобщением полуаналитического метода Мотт-Смита для описываемого двумерного течения. Использование столь широкого набора методов позволило анализировать задачу и на уровне макроскопических параметров, и в плане эволюции неравновесной функции распределения молекул.

Течение вдоль плоскости симметрии при регулярном отражении представляет собой переход между двумя равновесными режимами. На первый взгляд оно сходно со структурой плоской ударной волны в одномерном случае. Поэтому первоначально осуществлялось как количественное, так и качественное сравнение этой структуры с классической задачей о структуре плоской ударной волны. Хотя наблюдаются внешние подобия, сравнительный анализ выявил и важные отличия. Во-первых, в рассматриваемой задаче существует «след», который протягивается дальше по потоку из окрестности регулярного отражения и не встречается в плоской ударной волне. Во-вторых, при регулярном отражении на плоскости симметрии формируется минимум скорости – эффект, отсутствующий в одномерной постановке. Наконец, наиболее примечательной особенностью становится поведение профилей направленных температур: если в сильной плоской ударной волне немонотонность проявляет продольная компонента температуры, то при регулярном отражении аналогичная немонотонность наблюдается уже в поперечной температуре [1].

Кроме того, течение вдоль плоскости симметрии в задаче регулярного отражения было проанализировано с использованием уравнений сохранения массы, импульса и энергии. На базе численных решений был оценен вклад различных процессов в изменение плотности, скорости и энергии «жидкой частицы» вдоль плоскости симметрии при сравнении его с соответствующими результатами в одномерной плоской ударной волне. Было показано, что двумерные эффекты в случае регулярного отражения играют значительную роль. В частности, в уравнениях сохранения массы и внутренней энергии источники, характерные исключительно для двумерной задачи, оказались сильнее одномерных членов, тогда как в уравнениях сохранения импульса и кинетической энергии они сравнимы с одномерными. Важным фактором становится сжатие и теплоперенос в направлении, перпендикулярном плоскости симметрии. При этом у некоторых одномерных членов в уравнениях импульса и энергии, связанных с работой диагональных компонентов вязкого напряжения, проявляются качественные различия между задачами плоской волны и регулярного отражения [1].

Аналитическое решение Тамма–Мотт–Смита для структуры плоской ударной волны (сумма двух максвеллианов) даёт качественное описание трансформации неравновесной функции распределения между двумя равновесными состояниями и служит объяснением бимодальности этой функции внутри волны. Поскольку при регулярном отражении двух косых скачков уплотнения переход происходит уже между четырьмя равновесными состояниями, в работе была предложена аппроксимация Мотт–Смита, перенесённая на двумерный случай. Это позволило получить количественное и качественное описание модальности трёхмерной скоростной функции распределения [2].

Дополнительно было проанализировано столкновение двух одинаковых плоских ударных волн с точки зрения континуальной и кинетической моделей. Особое внимание уделялось временной структуре «следа» в точке отражения, не учитываемой невязкой теорией даже для больших времен. Проверялась гипотеза, что формирование этой структуры сходно с «следом» за точкой отражения при стационарном режиме регулярного отражения косых ударных волн. Для этого провели две серии расчётов стационарного отражения скачков уплотнения при фиксированных значениях числа Маха по нормали ($M_n=4$ и $M_n=8$), варьируя число Маха набегающего потока и соответствующий угол падающей волны. Показано, что нестационарная задача столкновения волн с числами Маха 4 и 8 может рассматриваться как предельный случай данных серий, когда число Маха набегающего потока стремится к бесконечности, а угол падающей волны — к нулю.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 22-71-10045.

Литература

1. Bondar Y.A., Shoev G.V., Timokhin M.Y. Regular reflection of shock waves in steady flows: viscous and non-equilibrium effects // *Journal of Fluid Mechanics*. 2024. V. 984. P. A10.
2. Timokhin M.Y., Kudryavtsev A.N., Bondar Y.A. The Mott-Smith solution to the regular shock reflection problem // *Journal of Fluid Mechanics*. 2022. V. 950. P. A14.

Подсекция:
МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ

Сопредседатели
доцент А.А. Якута,
ст. преподаватель А.В. Селиверстов

УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ СИСТЕМ С МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКИМИ ПОТЕНЦИАЛАМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ВАН-ДЕР-ВААЛЬСОВСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Профессор *Николаев П.Н.*

Современные возможности вычислительной техники позволяют рассматривать системы с многопараметрическими потенциалами взаимодействия между частицами. На этой основе строится термодинамика таких систем [1–3]. Для обычных случаев, то есть при определении уравнений состояния однородных фаз, задача, как правило, является выполнимой [4–6].

Но если рассматривается случай локализации фазового перехода, в том числе расположения тройных точек и т.п., задача становится не тривиальной. Для нахождения ее решения, хотя бы в основном приближении, требуется оценить поведение термодинамических функций [7–9]. Для этой цели можно использовать ряд приближений, среди которых приближение ван-дер-ваальса, пожалуй, является одним из наиболее эффективных [6].

Само приближение Ван-дер-Ваальса сводится к следующему. Вначале потенциальная энергия взаимодействия делится на две части, которые соответствуют притяжению и отталкиванию. Данная процедура не является однозначной. Существует целый ряд способов такого разбиения — Мак-Кюри и Каца, Баркера и Хендерсона, Вика, Чандлера, Андерсона и др. [10].

Та часть потенциала, которая соответствует отталкиванию, рассматривается как базовая, а притяжение определяется таким образом, чтобы сумма обеих частей давала исходный потенциал взаимодействия.

Первые уравнения состояния появились давно — в эпоху формирования физики как науки, реальное их широкое использование началось с уравнения Ван-дер-Ваальса [6,11]. Предложенное как трехпараметрическое уравнение в 1873 году [12], оно достаточно быстро превратилось в двухпараметрическое после введения представления об универсальной газовой постоянной [4].

Дополненное правилом Максвелла, предложенного почти одновременно Максвеллом и Клаузиусом [12–14], данное уравнение позволяло определять кривые фазового равновесия, то есть строить фазовые диаграммы.

В дальнейшем в приближении Ван-дер-Ваальса мы предполагаем, что термодинамические потенциалы, а значит и уравнения состояния, могут быть аппроксимированы суммой двух слагаемых, соответствующих притяжению и отталкиванию. Это значительно упрощает вычисления по сравнению, например, с термодинамической теорией возмущений.

Нетривиальные потенциалы взаимодействия, например, потенциал Леннард-Джонса, содержат не менее двух параметров, которые находятся из условия согласия теоретических результатов с экспериментом.

Потенциал Леннард-Джонса лучше всего описывает инертные газы, где такого приближения для потенциала взаимодействия в основном достаточно. Для этого случая удовлетворительное согласие дает и двухпараметрическое уравнение Ван-дер-Ваальса, если в качестве базовой системы использовать систему твердых сфер. При этом один параметр характеризует отталкивающую часть потенциала, а другой — притягивающую.

Более сложные потенциалы взаимодействия содержат большее число параметров. Так у потенциала Ми, частным случаем которого является потенциал Леннард-Джонса, их четыре. Из них только один параметр характеризует притяжение и еще один — отталкивание. Оставшиеся два относятся одновременно к притягивающей и отталкивающей части потенциала.

В результате возникает проблема при построении уравнения состояния в ван-дер-ваальсовском приближении. Она заключается во введении двух дополнительных параметров, которые, вообще говоря, должны одновременно входить в обе части уравнения состояния, ответственные за притяжение и отталкивание.

Очевидное решение этой проблемы состоит в разделении потенциала Ми на две части по методу Мак-Кюри и Каца. В этом случае два дополнительных параметра при использовании приближения Ван-дер-Ваальса будут характеризовать и отталкивание, и притяжение.

С начала 40-х годов XX века в статистической физике начинают широко использоваться для построения уравнений состояния функции распределения. Последние находятся как решение систем интегродифференциальных уравнений [9].

Для тех же целей используются и различные варианты теории возмущений [15]. Возникает представление о базовой системе. В результате уравнение состояния для жидкости принимает более общий вид

$$p = p_{rs}(T,V) - p_1(T,V), \quad (1)$$

где $p_{rs}(T,V)$ — давление базовой системы, $p_1(T,V)$ — член, учитывающий наличие притяжения в системе.

Таким образом, уравнение (1) сохранило все основные особенности уравнения Ван-дер-Ваальса. Структура же двух этих членов зависит от целого ряда факторов. При использовании многопараметрических потенциалов она, естественно, определяется используемыми параметрами.

Главное достоинство выражения (1) — его простота. Она дает возможность провести первичный анализ фазовой диаграммы любой используемой на практике системы, что существенно облегчает дальнейшие расчеты.

Литература

1. Perco J.R., Xantheas S.S. // J. Chem. Phys. 2025. 162. 034113.

2. Marchioni L. Di Muro M.A., Hoyuelos M. // Phys. Rev. E 2023. 107. 014134.
3. Базаров И.П., Геворкян Э.В., Николаев П.Н. Задачи по термодинамике и статистической физике. М., URSS, 2024.
4. Вукалович М.П., Новиков И.И. Уравнение состояния реальных газов. М.-Л., 1948.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Часть 1. 5-е изд. М., ФИЗМАТЛИТ, 2002.
6. Уравнения состояния газов и жидкостей. М., Наука, 1975.
7. Николаев П.Н. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ., астрон. 2025. 2510103.
8. Мейсон Э., Сперлинг Т. Вириальное уравнение состояния. М., Мир, 1972.
9. Kroxton C.A. Liquid state physics. Cfmbridge, 2009.
10. Николаев П.Н. // Ученые записки физического факультета Московского университета 2019. № 3. 1931101.
11. Van der Waals J.D. Over de Continuïteit van den Gas – en Vloeïstofoestand. Leiden, 1873.
12. Столетов А.Г. Избранные сочинения. М.-Л., ГИТТЛ, 1950.
13. Maxwell J.C. // Nature 1875. 11. P. 357.
14. Clausius R.J. // Ann. Phys. 1880. 9. S. 337.
15. Зеленер Б.В., Норман Г.Э., Филинов В.С. Теория возмущений и псевдопотенциал в статистической термодинамике. М., 1981.

ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКАЯ РАБОТА СО ШКОЛЬНИКАМИ ПО ИЗУЧЕНИЮ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ КОЛЕЦ РАВНОГО НАКЛОНА

Доцент *Митин И.В.*, доцент *Рыжиков С.Б.*,
вед. науч. сотр. *Рыжикова Ю.В.*

Явление интерференции изучается обычно в 11 классе средней школы. Однако при желании школьники могут освоить волновую оптику ещё в 8-м классе при изучении геометрической оптики [1, 2]. Разумеется, речь идёт о дополнительных занятиях во внеурочное время. Проектно-исследовательские работы по волновой оптике были выполнены со школьниками 8–9 классов в Вечерней физической школе «Факториал» при физическом факультете МГУ.

Схема эксперимента представлена на рис.1. Использовали *He-Ne* лазер с длиной волны 632,8 нм и линзу от очков +1,5 Дптр без просветляющего покрытия, экран с отверстием. Луч от лазера может быть направлен как на выпуклую, так и на вогнутую поверхность линзы (рис. 1). Полученные интерференционные картины фотографировали, затем измеряли размеры колец на фотографиях. Радиусы кривизны линз измеряли сферометром. Ос-

новную погрешность в результаты эксперимента вносила неточность измерения радиусов кривизны линз.

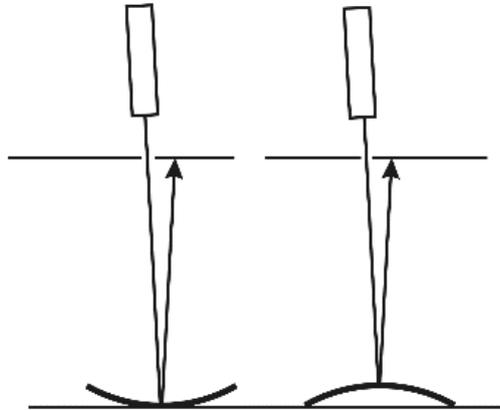


Рис. 1. Схема эксперимента

Кольца равного наклона получаются в результате интерференции двух точечных источников S_1 и S_2 , образующихся при отражениях лазерного луча от передней и задней поверхностей линзы (рис. 2).

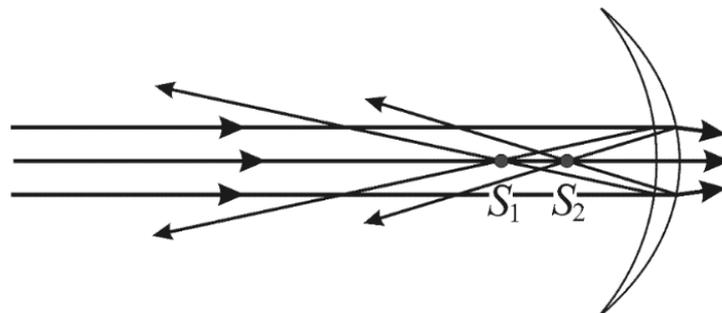


Рис. 2. Два точечных когерентных источника света

Расстояние l между точечными источниками S_1 и S_2 , вычисляли в приближении тонкой линзы по формуле:

$$l = |S_1 S_2| = \frac{nR_1}{2} \left| \frac{R_1 - R_2}{nR_1 - nR_2 + R_2} \right|,$$

где R_1 и R_2 — радиусы кривизны передней и задней поверхностей линз, соответственно, n — показатель преломления стекла.

Получаемая на удалённом экране интерференционная картина может быть описана как интерференционные кольца равного наклона. Разность квадратов радиусов двух соседних интерференционных колец равна:

$$r_{k+1}^2 - r_k^2 = \frac{2h^2 \lambda}{l},$$

где h — расстояние от экрана до точечных источников ($h \gg l$).

Результаты экспериментов

Параметры установки указаны в таблице №1, результаты измерения на рис. 3.

Таблица №1. Параметры установки

Радиусы кривизны, мм		$S_1 S_2$, мм	h , мм	λ , нм	$r_2^2 - r_1^2$, мм ²
R_1	R_2				
91 ± 9	123 ± 12	29 ± 4	1050 ± 5	632,8	48 ± 6

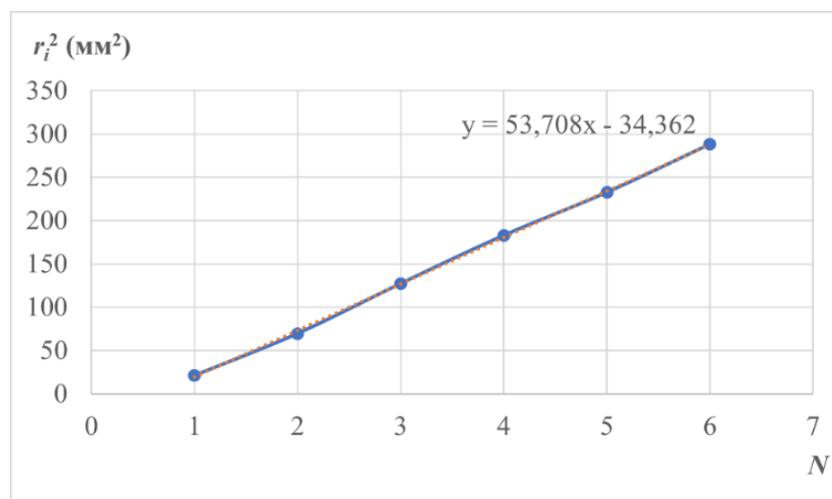


Рис. 3. Зависимость квадрата радиуса колец от их номера

Видно, что зависимость квадрата радиуса колец от их номера является практически прямой линией, как и предсказывает теория. Измеренные значения разности квадратов радиусов колец 54 ± 3 мм² хорошо согласуются с теоретическими расчётами

Заключение

Проведённое исследование показало, что школьники 8–9 классов прекрасно осваивают как теорию расчёта интерференции в линзах, так и проведение эксперимента. Подобный эксперимент может быть использован в качестве задачи общего физического практикума.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ им. М. В. Ломоносова.

sbr@physics.msu.ru

Литература

1. Рыжиков С.Б., Рыжикова Ю.В. Простой эксперимент, демонстрирующий интерференционные кольца равного наклона // Материалы II Международной научно-методической конференции «Физико-

математическое и технологическое образование: проблемы и перспективы развития.» Ч.1. – М.: МПГУ, 2016. – С. 221-224.

2. Рыжиков С.Б. Исследовательские работы одаренных школьников по волновой оптике – первый шаг к знакомству с нанотехнологиями // Наука и школа. – 2013. – № 2. – С. 104–108.

КОМПЬЮТЕРНОЕ ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ: ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ МОМЕНТА ИМПУЛЬСА

Доцент *В. Ю. Иванов*, ст. преподаватель *И. Б. Иванова*,
ст. научный сотрудник *М. А. Терентьев*

Настоящий доклад посвящён разработке очередного раздела программы дистанционного обучения физике на примере классических задач механики [1, 2]. Речь идёт о разделе, касающемся изучения закона сохранения момента импульса. На предыдущих конференциях «Ломоносовские чтения» в 2018 – 2024 годах были представлены основные принципы построения обучающей программы по физике на примере решения классических задач механики. Были анонсированы восемь разделов программы: кинематика материальной точки, динамика материальной точки, законы сохранения механической энергии и импульса, механические колебания и волны, кинематика твёрдого тела, динамика твёрдого тела, гидростатика и гидродинамика, неинерциальные системы отсчёта. Обсуждаемый в настоящей работе девятый раздел программы — закон сохранения момента импульса – относится к университетскому курсу общей физики. Этот важный раздел механики является сложным для понимания студентами первого курса. В нём речь идёт о новом для студентов понятии: момент импульса. Вообще, с понятием момент импульса студенты знакомятся в разделе динамика твёрдого тела, во время изучения основного уравнения вращательного движения. Возможность сохранения момента импульса следует непосредственно из этого уравнения. Для системы тел, способной вращаться вокруг некоторой неподвижной оси, закон сохранения момента импульса формулируется так: момент импульса системы тел относительно некоторой оси остаётся неизменным, если сумма моментов внешних сил относительно этой оси равна нулю. Следует заметить, что существует также понятие момента импульса относительно точки, который будет оставаться неизменным, если сумма моментов внешних сил относительно этой точки равна нулю. И в первом, и во втором случае система тел называется замкнутой относительно моментов внешних сил. Таким образом, коротко: момент импульса замкнутой системы тел остаётся неизменным.

Мы выбрали в качестве базовых задач задачи, в которых речь идёт о сохранении момента импульса относительно оси. Следует помнить, что в

этом случае момент импульса системы тел равен произведению момента инерции на угловую скорость вращения системы тел относительно данной оси. Таким образом, при равенстве нулю момента внешних сил относительно заданной оси указанное произведение будет оставаться неизменным. Примерами проявления действия данного закона могут служить опыты со скамьёй Жуковского, изменение скорости вращения фигуриста вокруг своей оси и скорости движения планет вокруг Солнца, а также обмен угловыми скоростями при соударениях двух вращающихся вокруг одной и той же оси тел. Формулировки выбранных для нашей обучающей программы задач будут даны ниже.

Напомним, что основная часть обучающей программы содержит постановки задач и вопросы, требующие решения. В программе рассмотрены следующие классические задачи механики: **раздел 1** — задача о движении тела, брошенного под углом к горизонту; **раздел 2** — задача о движении двух тел, связанных невесомой и нерастяжимой нитью, переброшенной через невесомый блок; **раздел 3** — задача о взаимодействии тела и незакреплённой горки; **раздел 4** — задачи о колебаниях пружинного маятника и о механических волнах в струне; **раздел 5** — задачи о качении колеса по твёрдой горизонтальной поверхности без проскальзывания и о плоском движении абсолютно твёрдого стержня по гладкой горизонтальной поверхности; **раздел 6** — задача о движении маятника Максвелла под действием силы тяжести; **раздел 7** — задачи о гидростатическом давлении жидкости на стенку сосуда и о течении идеальной жидкости по трубе переменного сечения; **раздел 8** — задачи об отклонении падающего тела к востоку в северном полушарии и о колебаниях математического маятника в ускоренно движущемся вагоне.

Результатом работы студента в каждом разделе является полученный им при решении задачи численный ответ, который надо ввести в компьютер. Если ответ неверный, то компьютер даёт подсказки по решению задачи. Сначала компьютер даёт советы по решению. Если они не помогают, то даётся прямое указание о том, как следует решать задачу, и приводятся соответствующие формулы. Демонстрационный вариант обучающей программы находится на сайте дистанционного образования МГУ.

Исследуемыми задачами в разделе **закон сохранения момента импульса** являются следующие: 1) Задача о движении человека по краю однородного горизонтального диска, который может свободно вращаться вокруг неподвижной вертикальной оси, проходящей через его центр; 2) Задача о тонком стержне, подвешенном за один конец, и шарике на нити, который подвешен к той же горизонтальной оси, что и стержень, абсолютно упруго соударяющихся друг с другом. Задачи формулируются так:

- Человек массы m стоит на краю горизонтального однородного диска массы M и радиуса R , который может свободно вращаться вокруг непо-

движной вертикальной оси, проходящей через его центр. В некоторый момент человек начал двигаться по краю диска, совершил перемещение на угол α относительно диска и остановился. Найти угол φ , на который повернулся диск.

- Тонкий стержень массы m и длины L подвешен за один конец и может вращаться без трения вокруг горизонтальной оси. К той же оси подвешен на нити длины l шарик такой же массы m . Шарик отклоняют на некоторый угол и отпускают. При какой длине нити шарик после удара о стержень остановится? Удар считать абсолютно упругим.

Как было сказано выше, при неверном решении задачи компьютер выдаёт подсказки разной степени: от наводящих вопросов до прямого указания. Подсказок может быть несколько. Ниже показано, какими могут быть подсказки при решении задачи человеку, идущем по краю вращающегося диска (задача №1)

Подсказка 1. Система тел «человек + диск» замкнутая по отношению к моментам внешних сил относительно неподвижной вертикальной оси, проходящей через центр диска.

Подсказка 2. Момент импульса системы тел «человек + диск» относительно неподвижной вертикальной оси, проходящей через центр диска, остаётся неизменным при движении человека по краю диска. До начала движения он был равен нулю.

Подсказка 3. При движении человека с угловой скоростью ω относительно оси диска диск будет вращаться в противоположную сторону с угловой скоростью Ω .

Подсказка 4. Момент импульса тела относительно оси равен произведению момента инерции тела относительно этой оси на угловую скорость вращения.

Подсказка 5. Угловая скорость вращения тела относительно оси определяется как производная по времени от угла поворота тела вокруг данной оси.

В заключение отметим, что создаваемая авторами программа дистанционного обучения физике поможет студентам и всем желающим в практическом освоении алгоритмов решения классических задач механики.

Литература

1. Иванов В. Ю., Иванова И. Б., Терентьев М. А. Компьютерное обучение физике: кинематика и динамика материальной точки, законы сохранения импульса и механической энергии. Учёные записки физического факультета Московского Университета. № 3, с. 1931103, 2019.
2. Иванов В. Ю., Иванова И. Б., Терентьев М. А. Компьютерное обучение физике: механические колебания и волны, кинематика и динамика твёрдого тела. Учёные записки физического факультета Московского Университета. № 5, с. 2250601, 2022.

ОСОБЕННОСТИ ПРЕПОДАВАНИЯ
УНИВЕРСИТЕТСКОГО ОБЩЕГО КУРСА
МОЛЕКУЛЯРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕРМОДИНАМИКИ

Асс. Жданова Н.Г., асс. Старокуров Ю.В., профессор Кокшаров Ю.А.

Разделы курса общей физики «Механика», «Молекулярная физика и термодинамика» («Мфит»), «Электричество и магнетизм», «Оптика» студенты физического факультета МГУ имени М. В. Ломоносова изучают в течение первых 4-х семестров. Поскольку подробное изучение теоретической физики предусмотрено в дальнейшем, в курсах общей физики целесообразно сделать упор на экспериментальных аспектах физических явлений. Академик Л. А. Арцимович писал [1]: «в течение первых двух лет обучения студент физического факультета должен изучить на лекциях, семинарах и в лабораториях экспериментальные основы физики макроскопических объектов, не вдаваясь глубоко в теоретические построения». Поэтому на лекциях по общей физике студенты знакомятся с демонстрационными экспериментами, наглядно иллюстрирующими изучаемые физические явления. На семинарах студенты проверяют свою способность использовать полученные знания, решая модельные задачи. На занятиях общего физического практикума студенты самостоятельно проводят физические эксперименты, непосредственно наблюдают и исследуют физические явления и процессы [2].

В программе лекций и семинаров каждого раздела курса общей физики предусмотрено несколько тематических блоков, последовательность которых определяется, в основном, принципом «от простого к сложному». Например, раздел «Механика» традиционно начинается с рассмотрения законов движения материальной точки. Второй блок расширяет представления о движении материальной точки: рассматриваются неинерциальные системы отсчёта и движение с субсветовыми скоростями. Третий блок посвящён механике твёрдого тела. Завершается раздел «Механика» изучением основ механики упругих тел и сплошных сред, а также механических колебаний и волн [3]. Практикум по общей физике имеет особенность: часто студентам требуется самостоятельно изучить материал, который ещё не разбирался на лекциях и семинарах.

Особенностью раздела «Мфит» является необходимость использовать два внешне альтернативных, однако тесно взаимосвязанных подхода к изучению молекулярных систем: термодинамического и статистического. Это требует внимательно отнестись к выбору последовательности изложения учебного материала, которая должна быть логичной, и следовать, по возможности, принципам «от простого к сложному» и «от эксперимента к теории». Кроме того, она должна учитывать реальную готовность студентов к усвоению учебного материала. Примеры вариативности в последова-

тельности изложению тем раздела «МФиТ» отражены в учебной отечественной и зарубежной литературе [4].

Программы по разделу «МФиТ» на физическом факультете МГУ, принятые в разные годы, во многом отражают постепенное развитие этой области знаний. Первая программа по физике (1826 г.) рассматривала тепловые явления, в основном в рамках термодинамического подхода. Элементы молекулярно-кинетической теории появляются только в программе, принятой в 1894 году. Программа 1977 года предлагала представить студентам в начале курса статистический подход, использующий элементы математической статистики и достаточно абстрактные модели (система магнитных спинов $\frac{1}{2}$, двухуровневая система и др.), а уже затем — более феноменологический подход в рамках термодинамики. Такой подход был оправдан достаточно высоким уровнем подготовки по физике и математике первокурсников в позднесоветское и первое постсоветское время.

В весеннем семестре 2025 года план изучения раздела претерпел изменения. Статистическое описание термодинамических явлений предполагает предварительное знание студентами самих явлений и их особенностей. В современной школе задачи по физике формулируются в виде готовой модели идеализированных систем [5]. При этом школьнику остается неясным как выбор модели, так и связь задач с реальными явлениями. Более правильной для формирования физического мировоззрения является формулировка задач, отсылающая ученика к реальным явлениям, модель которых он должен выбрать самостоятельно [6]. В этом случае решение задач является полезным инструментом изучения физических явлений. В результате упрощения школьной программы по физике и сокращения натурального эксперимента на уроках в школе у многих первокурсников отсутствует ясное представление о тех тепловых явлениях или процессах, к которым мы пытаемся применить статистический подход.

В 2024/2025 учебном году порядок изложения материала в курсе «МФиТ» изменён: сначала излагаются термодинамические представления о тепловых явлениях, а затем для этих явлений строятся статистические модели. Основное изменение свелось к перестановке двух блоков программы 1977 года при сохранении основного содержания курса. Начавшийся процесс практической реализации новой программы даёт возможность увидеть некоторые возникающие «шероховатости» взаимного согласования отдельных тем курса.

Для иллюстрации связности курса общей физики в целом в первый блок текущей программы введён новый семинар по термо-механическим явлениям. Изучение законов теплового расширения «перекидывает мостик» между текущим и предыдущим разделом общей физики, позволяет феноменологически ввести понятие температуры и описать способы её измерения. Изменение последовательности тематических блоков в курсе

«МфиТ» вынуждает выстраивать новые логические связи внутри раздела. В статистическом блоке требуется иной подход к уже изученным в школе и первом блоке понятий, явлений и законов (основное уравнение МКТ, закон Дальтона, теплоёмкость, энтропия). Так как первый термодинамический блок (блок 1 текущей программы) отделён от другого (блок 4 текущей программы) рассмотрением статистического подхода, то в начале блока 4 полезно предусмотреть повторение уже изученных принципов термодинамики.

Работа по составлению новой программы курса общей физики «МФиТ», а также апробации первого блока этой программы позволяет сделать следующий основной вывод. При изменении последовательности изложения тематических блоков курса возникает задача «тонкой настройки» логических связей между отдельными вопросами курса, а также проблема более точного согласования лекционных и семинарских занятий. Существует и психологическая проблема «перестройки» преподавателей, долгое время работавших по старой программе. Тем не менее, адаптация курсов общей физики к реальному уровню подготовки студентов при условии сохранения целостности курса, может оправдать себя, так как позволит сделать процесс обучения более продуктивным, а освоение курса — успешным.

Литература

1. «Академик Лев Андреевич Арцимович (воспоминания, статьи, документы)». — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009.
2. П. С. Булкин, И. И. Попова. «Общий физический практикум. Молекулярная физика». Под ред. А. Н. Матвеева и Д. Ф. Киселева. М.: Изд-во МГУ, 1988.
3. Т. А. Бушина, М. А. Комарова, Е. А. Никанорова, и др. «Механика. Разработка семинарских занятий». М.: Физический факультет МГУ, 2014.; В. А. Алешкевич, Л. Г. Деденко, В. А. Караваев «Механика». М.: ФИЗМАТЛИТ, 2011; Т. А. Бушина, Е. А. Никанорова, В. С. Русаков и др. «Механика. Методика решения задач». М.: Физический факультет МГУ, 2017.
4. А. Н. Матвеев «Молекулярная физика». М.: Высшая школа, 1981.; S.J. Blundell, K. M. Blundell Concepts in thermal physics. OUP Oxford, 2010; Д. В. Сивухин Общий курс физики: Термодинамика и молекулярная физика. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005.
5. М. Ю. Демидова, В. А. Грибов, А. И. Гиголо «ЕГЭ Физика Механика, молекулярная физика 450 задач с отв. и решениями». Экзамен, 2025.
6. И. И. Воробьев, П. И. Зубков, Г. А. Кутузова и др., «Задачи по физике». Под ред. О. Я. Савченко. Новосибирск: Новосибирский государственный университет, 1999.

АДАПТАЦИЯ ПРИНЦИПОВ РАЗРАБОТКИ УЧЕБНЫХ МАТЕРИАЛОВ В МИКРООБУЧЕНИИ К ПОСТРОЕНИЮ СЕМИНАРСКИХ ЗАНЯТИЙ ПО КУРСУ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

Асс. Жданова Н. Г.

В настоящее время образование является неотъемлемой частью жизни людей и зачастую не ограничивается школой и ВУЗом. Существует понятие корпоративного образования, которое включает в себя вопросы развития сотрудников организаций как в профессиональном (корпоративное обучение), так и в личностном (корпоративное воспитание) плане. В основе корпоративного образования лежит человекоцентричный подход – понимание сотрудников компании как основного ресурса организации, который позволяет ей развиваться. Корпоративное образование достаточно быстро реагирует на изменения в обществе, в технологиях и инструментах, адаптируется к этим изменениям и направлено на достижение надёжного и, по возможности, быстрого результата. Обучение сотрудников в организации является практикоориентированным и проектируется на основе анализа особенностей обучающихся и уровня их подготовки. [1] Апробация новых образовательных методик происходит на достаточно большой группе обучающихся и подтверждает их работоспособность в рамках обучения взрослых. Для эффективного использования в академическом образовании эти методики необходимо адаптировать.

Одним из инструментов, используемых при обучении сотрудников, является микрообучение. В рамках такого подхода проектируются обучающие материалы, знакомство с которыми не требует от сотрудников выделение большого количества времени и позволяет учиться «между делом». Для освоения единичного обучающего материала требуется чаще всего не более 6-10 минут. Подобная методика реализуется чаще всего в рамках образовательных приложений на смартфонах и является ответом на появление сотрудников с так называемым клиповым мышлением. [2]

В основе проектирования занятий лежит разработанная в 1970-х годах в канадской провинции Британская Колумбия методика WOPPPS. Название методики является аббревиатурой и состоит из букв, обозначающих этапы мини-уроков (до 10 минут): (1) **Bridge-in** (связь нового материала с уже имеющимся опытом, описание смысла обучающегося материала в контексте выгоды для обучающегося), (2) **Objective** (цель, основной предполагаемый образовательный результат), (3) **Pre-Test** (оценка имеющихся знаний, на основании которой выбирается материал для следующего этапа), (4) **Participatory Learning** (обучение на практике с активным участием обучающихся), (5) **Post-Test** (проверка достижения обозначенного на втором этапе результата, обсуждение проделанной работы), (6) **Summary** (подведение итогов). Данная методика разрабатывалась для тех преподавателей,

которые являлись экспертами в своей области знаний, но при этом не являлись профессиональными педагогами. В рекомендациях авторов методики ВОРППSS предлагается схема занятий длительностью 50 минут, также состоящая из шести этапов. [3]

Семинары по общей физике проходят в формате очных занятий длительностью 2 академических часа для группы из 20–30 студентов. Одной из целей семинаров является применение и углубление знаний, полученных на лекции, т.е. освоение методов и способов решения физических задач [4]. Помимо непосредственного решения задач в рамках семинаров требуется проверить готовность студентов к изучению темы семинара, освежить теоретические сведения, необходимые для решения задач, а также провести текущий контроль усвоения знаний. Таким образом, методика построения семинаров должна учитывать особенности группы студентов, а также иметь практическую направленность, следовательно, описанная выше методика ВОРППS может быть не только применена к построению учебных материалов в рамках микрообучения, но и адаптирована для целей фундаментального образования.

Анализ литературы показывает, что данная методика в нашей стране только начинает использоваться. Например, её успешно применяют при обучении русскому языку как иностранному [5], а также в рамках дополнительного профессионального образования сотрудников МВД [6]. В Казахстане методика ВОРППS уже входит в программу курсов повышения квалификации педагогов [7]. Автором данной работы методика ВОРППS была успешно применена для построения занятий для школьников и студентов. Для школьников 8 класса в 2024 году по данной методике был спроектирован ряд лекций по механике, центральным элементом которых являлись демонстрационные эксперименты. Для студентов первого курса физического факультета в 2024/2025 учебном году были спроектированы семинары по общей физике в рамках первых двух разделов: механики и молекулярной физики.

Адаптация рассматриваемой методики к разработке семинаров по общей физике заключалась в построении каркаса занятия в рамках шести этапов, четвёртый из которых (Participatory Learning) представлял из себя от трёх до шести кратковременных блоков, построенных также по ВОРППS. В процессе проектирования занятия закладывалась вариативность изложения материала: часть блоков выступали в роли «запасных» на случай, если студенты продемонстрируют хорошее знание и понимание материала или же, наоборот, если для освоения материала потребуется рассмотрение дополнительных примеров. Проектирование блоков производилось «от практики к теории»: сначала подбирались задачи, а затем в структуру занятия добавлялись необходимые теоретические сведения в минимальном объёме.

Описанная в работе адаптация методики ВОРППС применима к проектированию занятий для обучающихся, входной уровень подготовки которых не до конца известен. Проектирование занятий по рассмотренной схеме позволяет не отделять теоретические сведения от их непосредственного применения и уделять основное внимание практике обучающихся, необходимой для успешного освоения материала. Несмотря на то, что занятие состоит из отдельных обособленных блоков, его целостность обеспечивается логическими связками в начале и в конце каждого блока. Построение занятий по такой схеме повышает интерактивность занятия и вовлечённость обучающихся. Рассмотренную в настоящей работе методику проектирования занятий предлагается внести в курс «Общие вопросы преподавания физико-математических дисциплин» в качестве простой схемы для построения уроков или семинаров, поскольку она оптимальна для начинающих преподавателей, не имеющих специального педагогического образования.

Литература

1. Певзнер М. Н., Петряков П. А., Грауманн О. «Корпоративная педагогика» – 2020.
2. Видео «Микрообучение: чему учиться за чашкой кофе», выступление О. Жирош, <https://sberuniversity.ru/edutech-club/events/41061/> (дата обращения 20.03.2025)
3. Pattison P., Day R. «Instruction skills workshop (ISW) handbook for participants» //Vancouver: The Instructional Skills Workshop International Advisory Committee. – 2006.
4. Якута А. А. «Состав, цели и задачи учебной дисциплины: основы методики подготовки и проведения лекций, семинарских занятий и практикумов» //М.: МГУ. – 2017.
5. Мокрищева В. С. «Глаголы движения как компонент содержания обучения русскому языку китайских студентов (A1, A2, B1)». Диссертация на соискание ученой степени кандидата педагогических наук, Белгород, 2024.
6. Якупов Ф. А. «Технология ВОРППС как средство повышения качества дополнительного профессионального образования сотрудников органов внутренних дел». VI международный научно-исследовательский конкурс МЦНС «Наука и просвещение». – 2020. – С. 303–306.
7. Учебно-методические материалы для слушателя курсов повышения квалификации педагогов организаций технического и профессионального, послесреднего образования Республики Казахстан по программе «Педагог системы технического и профессионального, послесреднего образования: совершенствование трудовых функций», <https://polytech.kz/wp-content/uploads/2022/09/UCHEBNO-METODICHESKIE-MATERIALY-DLYA-SLUSHATELYA.pdf> (дата обращения 20.03.2025)

ИНЖЕНЕРНЫЕ ЗАДАЧИ В КУРСЕ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

Асс. Старокуров Ю.В.

Изучение физики — это не только освоение теоретических концепций, но и развитие практических навыков, которые можно применить в реальной жизни.[1] Прикладные инженерно-технические задачи играют ключевую роль в этом процессе, так как они помогают студентам и учащимся лучше понять физические принципы и их применение. Эти задачи играют важную роль в формировании знаний, умений и навыков, необходимых для успешной научной деятельности физика-исследователя. [2]

Во-первых, инженерные задачи помогают развивать критическое мышление и аналитические способности. Исследователь должен уметь анализировать сложные системы, выявлять ключевые параметры и предсказывать поведение объектов, то есть формулировать гипотезы, проводить эксперименты и интерпретировать их результаты. [3]

Во-вторых, работа с инженерными задачами способствует развитию навыков проектирования и моделирования. Физики-исследователи регулярно сталкиваются с необходимостью изготовления новых устройств или экспериментальных установок. [4-7] Знания, полученные при решении инженерных задач, позволяют им разрабатывать эффективные и инновационные решения, что особенно важно в таких областях, как нанотехнологии, материаловедение и квантовая оптика.

В-третьих, инженерные задачи помогают развивать междисциплинарные навыки. Физика тесно связана с другими науками, такими как химия, биология и информатика. Решая инженерные задачи, исследователи учатся интегрировать знания из различных областей, что позволяет им подходить к проблемам с разных сторон и находить более комплексные решения.

Наконец, инженерные задачи могут быть источником вдохновения и мотивации. Они показывают, как физика может быть использована для решения реальных проблем, таких как разработка новых технологий, улучшение экологической ситуации или создание инновационных решений в области медицины. Это помогает студентам увидеть значимость изучаемого материала и его влияние на мир вокруг них.

Иллюстрация связности разбираемого материала первого курса с практическими задачами, возникающими как в быту, так и в реальном производстве, может быть представлена через ряд примеров, которые демонстрируют, как теоретические знания и инженерные задачи могут применяться в повседневной жизни и на производстве.

Университетский курс общей физики начинается с механики. [4, 6] При этом прикладное применение зачастую не иллюстрируется и не обсуждается, предполагая, что это уже сделано в рамках школьной физики и не

требует подробных обсуждений, обсуждаются исключительно идеализированные механизмы. [8, 9]

Для прикладных применений задачи с простыми механизмами являются наилучшим для иллюстрации связности физики с реальной практикой. Наклонные плоскости, блоки рычаги и их комбинации используются в быту и на производстве для транспортировки тяжелых объектов, делая процесс более безопасным и удобным. Например, система блоков (полиспаст) позволяет распределить вес и уменьшить усилие, необходимое для подъема предметов. Это особенно полезно при работе с тяжелыми грузами, такими как мебель или строительные материалы. В промышленности полиспасты используются в подъемных системах, таких как краны и лифты. [11,12, 13]

Статические задачи на определение нагрузок и деформаций в упругих системах являются важной частью механики материалов и конструкций. Эти задачи помогают понять, как материалы реагируют на внешние нагрузки, и позволяют оценить их прочность и устойчивость. Знания о механике помогают инженерам создавать безопасные и эффективные конструкции, выдерживающие большие нагрузки при минимальном количестве используемых материалов. При сборке мебели или ремонте в квартире знания механики, позволяют понять, как распределяются нагрузки и как правильно использовать крепежные элементы. [8, 9, 3]

При обсуждении гидростатики полезно разобрать принципы работы и устройство гидравлических машин, а также условия плавания тел и элементы теории корабельной устойчивости. [3, 12]

Задачи на термоупругие свойства материалов могут варьироваться от простых расчетов изменения длины до более сложных задач, связанных с изменением форм и размеров многослойных конструкций в различных условиях эксплуатации. [11, 12, 13]

В термодинамике рассмотрение явлений переноса имеет прямую практическую значимость. Изучение явления вязкости дает возможность обсудить технические аспекты транспортировки продуктов нефтепереработки в трубах и воздушные потоки в широких полостях систем вентиляции. Анализ теплопроводности позволяет сделать множество прикладных оценок: определить распределение температур по толщине материалов, оценить тепловые потери через конструкции, такие как стены, крыши, окна и т.д., что позволяет принять оптимальное решение при выборе утеплителей для дома. [5, 7, 10–13]

Как видно из приведенных примеров, инженерные задачи играют ключевую роль в подготовке физиков-исследователей: развивают необходимые навыки, формируют междисциплинарное мышление и вдохновляют на решение реальных проблем. Включение таких задач в курс общей физики заметно усиливает практическую составляющую курса и демонстрирует

связь разбираемых теоретических положений с существующими инженерно-техническими решениями.

Литература

1. Прохоров А. М. Физика // Физическая энциклопедия / Гл. ред. А. М. Прохоров. — М.: Большая Российская энциклопедия, 1998. — Т. 5. — С. 310–320. — 760 с.
2. Федосьев В.И. Десять лекций по сопротивлению материалов. — М.: Наука, 1975 г.
3. Л.И. Седов Механика сплошной среды. Том 1. — М.: Наука, 1970 г., 492 стр.
4. В.А. Алешкевич, Л.Г. Деденко, В.А. Караваев «Механика». М.: Физматлит, 2011;
5. А.Н. Матвеев «Молекулярная физика». М.: Высшая школа, 1981.
6. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Учеб. пособие: Для вузов. В 5 т. Т. I. Механика. — 4-е изд., стереот. — М.: Физматлит; 2005
7. Сивухин Д. В. Общий курс физики: Учеб. пособие: Для вузов. В 5 т. Т. II. Термодинамика и молекулярная физика. — 5-е изд., испр. — М.: Физматлит, 2005.
8. Т.А. Бушина, М.А. Комарова, Е.А. Никанорова, и др. «Механика. Разработка се-минарских занятий». М.: Физический факультет МГУ, 2014.;
9. Т.А. Бушина, Е.А. Никанорова, В.С. Русаков и др. «Механика. Методика решения задач». М.: Физический факультет МГУ, 2017.
10. Миронова Г.А., Брандт Н.Н., Васильева О.Н., Салецкий А.М.. Молекулярная физика и термодинамика. Разработка семинарских занятий (Университетский курс общей физики) / Уч. пособие – М.: Физический факультет МГУ, 2014.
11. Савельев И.В. Сборник вопросов и задач по общей физике. Учебное пособие. — М.: Наука, глвная редакция физико-математической литературы, 1982. — 272 с
12. Чертов А.Г., Воробьев А.А. Задачник по физике: Учеб. пособие для втузов. — 7-е изд., перераб. и доп. — М: Издательство Физико-математической литературы, 2001. — 640 с.
13. Иродов И.Е. Задачи по общей физике. – СПб.: Издательство «Лань», 2018. – 420 с.

ЭВОЛЮЦИЯ СОДЕРЖАНИЯ РАЗДЕЛА «МЕХАНИКА» КУРСА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ, ПРЕПОДАВАВШЕГОСЯ В МОСКОВСКОМ УНИВЕРСИТЕТЕ

Доцент *Якута А. А.*

В настоящее время изучение курса физики на всех уровнях образования, как правило, начинается с рассмотрения механических явлений, зна-

комство с которыми вносит существенный вклад в формирование у обучающихся физической картины окружающего мира и знакомит их с базовыми методологическими принципами и важнейшими подходами, применяющимися при построении физики как научной дисциплины. В связи с этим представляет значительный интерес анализ происходившей в течение длительного исторического периода эволюции содержания раздела «Механика» курса опытной (общей) физики. Такое исследование можно осуществить на примере учебного курса физики, в течение почти 270 лет преподающегося в одном из старейших высших учебных заведений нашей страны — в Московском университете.

В течение продолжительного времени (до третьей четверти XIX в.) механику в Императорском Московском университете (ИМУ) излагали преимущественно как отдел курса прикладной математики. Однако элементы механики традиционно содержались и в курсе опытной физики, которую в 1757 г. в ИМУ начал преподавать Д. И. Франкози. Программа читавшегося им курса не сохранилась, но в списке приборов, которые в тот период использовали для показа на лекциях физических опытов, присутствуют приспособления для демонстрации механических явлений [1, с. 158–160].

Сведения о содержании раздела «Механика», преподававшегося в Московском университете в различные периоды в составе курса опытной (общей) физики, можно почерпнуть из применявшихся в разные годы учебников, либо из официально утверждавшихся учебных программ (см. о них в [2]). Так, в 1761–1791 г., когда физику в ИМУ преподавал И. А. Рост, на лекциях рассматривались лишь равномерное и неравномерное движение, статика и гидростатика, законы И. Ньютона; объяснялись устройство и принципы действия простых механизмов, гидростатических и гидравлических машин; определенное внимание уделялось описанию влияния на их работу сил трения. Преподававший физику в 1791–1812 гг. П. И. Страхов пополнил предметное содержание раздела газовыми законами.

И. А. Двигубский в 1826 г. составил первую официальную учебную программу ИМУ по физике, в которой содержались и некоторые подразделы механики. При изучении физики рассматривались различные виды механического движения и взаимодействий между телами (в том числе тяготение и капиллярные явления), свойства твердых тел, законы гидро- и аэростатики, основные свойства газов. Впервые в курс была введена акустика; при этом в нем отсутствовали теория простых механизмов (и вообще статика), а также динамика. Следующая программа была составлена в 1849 г. М. Ф. Спасским. По своей структуре она в целом повторяла программу И. А. Двигубского, в нее лишь была вновь включена статика твердых тел. Программы М. Ф. Спасского при чтении лекций в 1859–1882 гг. в целом придерживался и Н. А. Любимов.

Качественное изменение программы произошло в 1883 г., когда курс опытной физики начал читать А. Г. Столетов. Именно благодаря ему раздел «Механика» стал полноценной и неотъемлемой частью курса опытной

(а впоследствии — общей) физики. В него были включены кинематика поступательного движения материальной точки и вращения твердого тела, динамика прямолинейного и криволинейного движения, учение о тяготении, статика, теория маятников (математического и физического), закон сохранения механической энергии (в том числе понятия кинетической и потенциальной энергии), гидростатика и основы гидродинамики, газовые законы, капиллярные явления, сжимаемость и вязкость жидкостей, законы акустики (включая основные закономерности поведения упругих волн). В 1893–1917 гг. этой программы при чтении лекций придерживались Н. А. Умов (который ее усовершенствовал), П. Н. Лебедев и Б. В. Станкевич. Затем она легла в основу программы курса, составленной в 1922 г. предположительно К. П. Яковлевым. Ее до 1930 г. придерживались и другие профессора, преподававшие физику в МГУ. Однако глубина рассмотрения всех подразделов программы в 1920-х гг. была заметно снижена, что объясняется падением общего уровня подготовленности тогдашних студентов первого курса физико-математического факультета МГУ.

Очередную крупную реформу программы преподавания курса общей физики в 1931 г. осуществил С. И. Вавилов, что нашло отражение в структуре новаторского учебника «Механика» С. Э. Хайкина, изданного в 1940 г. Обновленная программа включала следующие подразделы: 1) кинематика материальной точки; 2) преобразования Галилея; 3) законы И. Ньютона; 4) силы и деформации; 5) движения под действием силы тяжести; 6) равновесие материальной точки; 7) силы трения; 8) закон сохранения импульса; 9) закон сохранения момента импульса; 10) работа и энергия; 11) неинерциальные системы отсчета; 12) механика твердого тела; 13) всемирное тяготение; 14) механика упругих тел; 15) гидро- и аэростатика; 16) гидро- и аэродинамика; 17) колебания систем с одной степенью свободы; 18) колебания систем со многими степенями свободы; 19) волны; 20) акустика; 21) механика специальной теории относительности [3]. Подразделы 9), 11), 12), 14), 18) и 21) впервые были включены С. И. Вавиловым в курс общей физики, преподававшийся в Московском университете. В 1944 г. данной программе государством был придан официальный статус [4]; однако из нее был исключен подраздел 21), что было связано с активно шедшими в тот период идеологическими спорами, касавшимися вопросов методологии физики [5]. В дальнейшем эта программа с незначительными коррективами переутверждалась в 1948 г., в 1949 г. и в 1960 г.

Следующее заметное обновление программы, переработанной под руководством А. Н. Матвеева, было осуществлено в 1975 г. [6]. В нее вновь был включен подраздел, посвященный основным вопросам специальной теории относительности, добавлено рассмотрение движения заряженных частиц в электромагнитных полях, а также расширено (иногда значительно) большинство уже содержавшихся в программе подразделов. Эта программа изучения механики с небольшими корректировками реализуется на

физическом факультете МГУ имени М. В. Ломоносова до настоящего времени.

Проведенное исследование показало, что содержание раздела «Механика» курса общей физики, преподававшегося в Московском университете, на протяжении его истории эволюционировало неравномерно. Наиболее существенные приращения предметное содержание данного раздела получало в 1826 г. (И. А. Двигубский), в 1883 г. (А. Г. Столетов), в 1931 г. (С. И. Вавилов) и в 1975 г. (А. Н. Матвеев). Программу раздела трансформировали профессора физики Московского университета в целях обеспечения ее соответствия текущему состоянию науки и техники, а также в связи с развитием новых подходов к методике преподавания физики как учебного предмета. Современное содержание программы раздела «Механика» курса общей физики, преподающегося в Московском университете, примерно соответствует варианту 1975 г., что делает правомерным рассмотрение вопроса о возможной необходимости ее очередной актуализации.

Литература

1. Пенчко Н. А. Физический кабинет в XVIII веке // Иван Филиппович Усагин. 1855–1919: сб. статей. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1959. – С. 151–211.
2. Якута А. А. Становление и развитие базового физического образования в Московском университете (вторая половина XVIII – первая половина XX вв.): монография / под науч. ред. чл.-корр. РАО М. В. Богуславского. – М.: МЦНМО, 2024. – 480 с.
3. Якута А. А. Лекции и учебник С. Э. Хайкина как источник современного содержания курса физической механики в Московском университете [электронный ресурс] // Письма в Эмиссия.Оффлайн (The Emissia.Offline Letters): электронный научный журнал. – 2021. – № 8. – ART 2976. URL: <http://emissia.org/offline/2021/2976.htm> (дата обращения: 18.03.2025)
4. Программа по общей физике: для физико-математических факультетов государственных университетов и педагогических институтов / Всесоюзный комитет по делам высшей школы при СНК СССР; ред. проф. С. Э. Хайкин. – М.: Советская наука, 1944. – 5 с.
5. Якута А. А., Илюшин А. С., Илюшин Я. А., Кудрявцев В. В. Семен Эммануилович Хайкин: педагог и ученый (в 2-х частях). М.: МЦНМО, 2021. – 848 с.
6. Программа курса «Общая физика» для государственных университетов: специальность 2016 – физика / Сост. А. Н. Матвеев и др.; Министерство высшего и среднего специального образования СССР. – М.: Изд-во Московского ун-та, 1977. – 23 с.

ДИДАКТИЧЕСКАЯ ЦЕЛЕСООБРАЗНОСТЬ ПРЕЗЕНТАЦИЙ
НА АУДИТОРНЫХ ЗАНЯТИЯХ ПО ОБЩЕЙ ФИЗИКЕ

Ст. преподаватель *Селиверстов А.В.*

Дистанционные технологии буквально ворвались в массовое высшее образование несколько лет назад, когда большинство ведущих лекции и семинары преподавателей *volens volens* были вынуждены использовать их в учебном процессе. Одни стали горячими сторонниками таких средств обучения и продолжили их тотальное использование после окончания «дистанта», другие — непримиримыми противниками и вернулись к традиционному изложению материала на меловой доске. Нередко то, что является безусловным преимуществом для сторонников одной из точек зрения, адепты другой относят к очевидным недостаткам. Техническое средство, вызывающее столь полярные оценки, явно заслуживает пристального анализа своих возможностей и необходимости его использования.

Ограничимся рассмотрением использования презентаций на лекциях и семинарах по общей физике. Под **презентацией** будем понимать слайд-презентацию — интерактивный способ визуального представления текстовой (в т.ч. гипертекстовой), графической (фото, рисунки, диаграммы) и символической (формулы) информации средствами современных информационных технологий (электронная доска, мультимедийный проектор и т.п.). В первую очередь подразумевается отображение статичной информации, однако возможно также использование небольших вспомогательных видео- и анимационных фрагментов, основанных на фотореалистичных или рисованных изображениях соответственно. Таким образом, основным элементом презентации является **слайд** со статичной информацией. Эта информация может появляться на слайде как сразу в полном объеме, так и постепенно (по **кадрам**). Для чего могут быть использованы перечисленные возможности?

Ответим на этот вопрос, анализируя их соответствие основным категориям **дидактики** — педагогической дисциплины, являющейся теорией обучения, изучающей его общие приёмы и методы и обосновывающей его содержание, методики и организационные формы. Можно выделить следующие общие дидактические принципы [1]:

- научность содержания обучения;
- наглядность представления учебного материала;
- доступность изложения и посильность познавательных затруднений;
- связь теоретических знаний с их практическим применением;
- систематичность и последовательность образовательного процесса;
- познавательная активность и сознательность учащихся;
- прочность усвоения знаний.

Эти принципы проявляются даже в аспектах, напрямую не связанных с образованием. Так, например, известные рекомендации [2] о контрастности цвета текста и фона слайда, рубленых начертаниях и минимальных размерах шрифтов, которыми написан текст, напрямую следуют из применения принципа доступности к психофизиологии зрительного восприятия:

текст должен быть легко распознаваемым и визуально комфортным, особенно если предполагается, что чтение будет происходить в течение длительного времени. Комфортность является немаловажным условием: символы можно сделать более читаемыми, как на аварийных табло, однако при длительной работе зрение будет уставать быстрее.

Перечисленные выше принципы могут вступать в противоречие друг с другом. Например, научность теоретического содержания может мешать посильности понимания этого высоконаучного содержания, и преподаватель оказывается перед выбором: какой из принципов приоритетнее в читаемом курсе. Но большинство элементов содержания обычно соответствует сразу нескольким из них. Приведём пример: принцип научности требует не только сообщения слушателям достоверной информации о фактах, явлениях и законах, но и формирования теоретической системы знаний, а также умений использования языка и метода изучаемой дисциплины. Как реализовать: при решении задачи по общей физике и получения её ответа в общем виде можно привести не только формулу, но и график, построенный не от руки на доске, а с помощью вычислительной системы. Это позволяет качественно проанализировать и спрогнозировать поведение изучаемой системы в широких пределах (*научность, практичность*), представив информацию графически (*наглядность*), на основе самостоятельной работы студентов (*активность, посильность*), проведя аналогии с другими материалами курса (*систематичность, прочность*).

Основной дидактический принцип, реализуемый презентацией, — наглядность. Она позволяет связать абстрактное и конкретное в изложении материала, используя наблюдения, рассуждения и практические действия: такая связь может быть как дедуктивной, от абстрактного к конкретному, так и индуктивной (от конкретного к абстрактному). Также наглядность представления может усилить систематичность и последовательность изложения, визуально (графически) отображая взаимосвязи между различными понятиями. В целом использование презентаций на занятиях может повысить качество обучения. Кроме того, в эпоху цифровизации их отсутствие, несмотря на возможность показа (наличие в аудиториях мультимедийных проекторов или интерактивных досок) оказывает на студентов демотивирующее влияние.

Обобщая более чем пятилетний опыт использования презентаций в педагогической практике, можно сформулировать ряд рекомендаций. Опуская широко известные вещи про цвета и размеры элементов слайда, заострим внимание на менее очевидных вещах, специфичных для учебной презентации. Один из обязательных её элементов — выполняемые в аудитории фронтальные задания. Тексты их условий (возможно, с иллюстрацией) должны показываться студентам отдельным слайдом. Ответ к заданию тоже желателен, но он не должен быть виден сразу.

Формат презентации позволяет использовать графику, но для учебной презентации предпочтителен строгий стиль, без лишних неинформативных

картинок и бессмысленных украшательств. Но фото изучаемых явлений или приборов, а в дополнение их технический рисунок для выделения основных визуальных элементов желательны, так как помогают студентам более конкретно познакомиться с предметом изучения. К тому же диаграммы или инфографика часто и воспринимаются слушателями быстрее, чем блок текста.

Большим преимуществом является возможность вставки видеозаписи опыта или анимации результата моделирования. Мультимедийные устройства воспроизведения презентации (проектор или доска) дают возможность подключать не только визуальные, но и аудиальные средства наглядности, что может быть востребовано при изучении свойств волн.

Последовательность в появлении элементов слайда позволяет задействовать как произвольные, так и непроизвольные механизмы внимания. Например, появление нового фрагмента текста переносит фокус визуального восприятия в область изменения изображения, что ускоряет «считывание» новой информации и её обработку (расшифровку символьной информации и т.п.). При дроблении слайда с большим объёмом текста на кадры объём вновь появляющейся информации должен быть небольшим, а интервал между обновлениями слайда достаточным для понимания и конспектирования. Именно высокая скорость подачи информации преподавателем является краеугольным камнем для критиков использования презентаций на учебных занятиях. Лектор должен найти баланс между демонстрацией слайда и письмом на доске — и возможное решение заключается в использовании гибридного способа: при переходе от объяснений к вычислениям преподаватель начинает писать на обычной меловой или маркерной доске.

Учёт этих замечаний позволяет обогатить образовательный процесс мощным средством преподавания — учебной презентацией.

Литература

1. Ситаров В.А. Дидактика / Под ред. В.А.Сластёнина – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Издательский центр «Академия», 2008. – 416 с.
2. Как научиться делать красивые презентации: 17 советов от экспертов // Skillbox Media – URL: <https://skillbox.ru/media/management/kak-nauchitsya-delat-krasivye-prezentatsii-17-sovetov-ot-ekspertov/> (дата обращения: 20.03.2025 г).

Подсекция:
СИНХРОТРОННЫЕ И НЕЙТРОННЫЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ

Сопредседатели
профессор А.П. Орешко,
доцент И.А. Каменских

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ВЛИЯНИЯ ШЕРОХОВАТОСТЕЙ НА ФОРМИРОВАНИЕ ФАЗОВОГО КОНТРАСТА В ПУЧКЕ ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНОГО СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Профессор *Бушуев В.А.*

В последние годы в связи с появлением и модернизацией высоко когерентных источников синхротронного излучения (СИ) 4-го поколения значительно повышаются требования к качеству элементов рентгеновской оптики (окна, зеркала, фильтры, преломляющие линзы) для сохранения когерентности СИ при проведении экспериментов по анализу фазоконтрастных изображений и результатов томографии (см., например, [1], где впервые было продемонстрировано влияние степени полировки поверхностей бериллиевых окон на их фазоконтрастные (ФК) изображения).

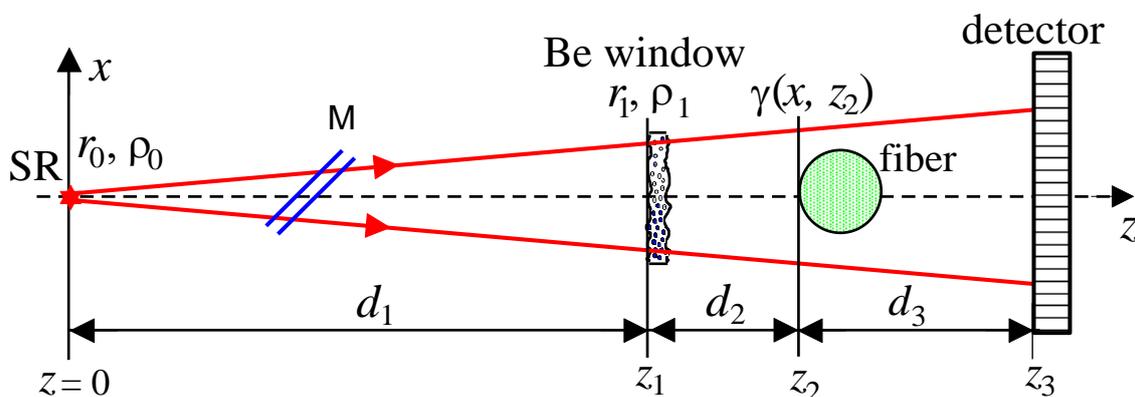


Рис. 1. Схема регистрации влияния степени пространственной когерентности СИ по данным интенсивности фазоконтрастного изображения нити в плоскости детектора.

В настоящей работе, в рамках статистической волновой оптики, рассмотрена задача о влиянии шероховатостей поверхности на когерентные характеристики частично когерентного синхротронного излучения с энергией 10-20 кэВ, прошедшего через слабо поглощающую плоскопараллельную пластинку (модель выходного окна источника СИ, рис. 1). С использованием формализма, предложенного ранее в работах [2, 3], получены аналитические выражения для пространственного профиля прошедшей интенсивности и функции пространственной когерентности (ФПК) в зависимости от размера и длины пространственной когерентности излучения источника, от среднеквадратичных высот и длин продольной корреляции поверхностных шероховатостей. Расчетным путем показано влияние этих параметров на интенсивность ФК изображений однородных пластиковых нитей с радиусами 10-100 мкм, полученных в предложенной в [4] схеме in-line голографии на расстояниях 1-3 м от нитей до линейного координатного детектора.

Задача о нахождении амплитуд полей $A(x, z_j)$ в плоскостях $z = z_{1,2,3}$ (см. рис. 1) решается путем последовательного использования интегрального соотношения

$$A(x, z_j) = \int_{-\infty}^{\infty} A_0(\xi, z_{j-1}) G(x - \xi, d_j) d\xi, \text{ где } G(x - \xi, d_j) = \frac{1}{\sqrt{i\lambda d_j}} e^{i\pi(x-\xi)^2/\lambda d_j}. \quad (1)$$

Здесь $G(x - \xi, z_j)$ — функция Грина (пропагатор). В случае гауссового источника СИ с гауссовой статистикой случайная амплитуда поля в плоскости $z = 0$ и ФПК имеют вид

$$A_0(\xi) = a(\xi) e^{-(\xi^2/2r_0^2)(1-i\alpha_0)}, \quad \gamma_0(\xi, \xi') = \langle a(\xi) a^*(\xi') \rangle = e^{-(\xi-\xi')^2/\rho_0^2}, \quad (2)$$

где r_0 — размер источника, ρ_0 — длина пространственно когерентности. Интенсивность ФК-изображения в плоскости детектора $z = z_3$ определяется соотношением

$$I(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\xi, \xi'; z_2) e^{i\varphi(\xi) - i\varphi(\xi')} G(x - \xi, d_3) G^*(x - \xi', d_3) d\xi d\xi', \quad (3)$$

где $\varphi(\xi) = (4\pi\delta/\lambda)(R^2 - \xi^2)^{1/2}$ — фаза волны, прошедшей через нить, δ и R — декремент преломления и радиус нити. Коррелятор поля $\Gamma(\xi, \xi', z_2)$ в плоскости нити определяется ФПК СИ $\Gamma(\xi, \xi', z_1) = \langle A(\xi, z_1) A^*(\xi', z_1) \rangle$ в плоскости $z = z_1$ и корреляционной функцией $\Gamma_W(\xi, \xi') = \langle \exp[i\{\psi(\xi) - \psi(\xi')\}] \rangle$ коэффициента прохождения через шероховатые поверхности на выходном окне синхротрона:

$$\Gamma(x, x'; z_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\xi, \xi', z_1) \Gamma_W(\xi, \xi') G(x - \xi, d_2) G^*(x' - \xi', d_2) d\xi d\xi'. \quad (4)$$

Здесь $\psi(\xi) = (4\pi\delta_W/\lambda)h(\xi)$ — фаза, δ_W — декремент показателя преломления выходного окна СИ, $h(\xi)$ — случайный профиль высот шероховатостей. Корреляционную функцию $\Gamma_W(\xi, \xi')$ в (4) в случае достаточно малых шероховатостей можно представить в виде

$$\Gamma_W(\xi, \xi') \approx e^{-W[1-\gamma_W(\xi-\xi')]} \approx e^{-W} + W\gamma_W(\xi-\xi'), \quad (5)$$

где $W = 2(2\pi\sigma\delta_W/\lambda)^2$ — фактор Дебая-Валлера, $\sigma^2 = \langle h(\xi)^2 \rangle$, корреляционная функция высот шероховатостей $\gamma_W(\xi-\xi') = \langle h(\xi)h(\xi') \rangle / \sigma^2 = \exp[-(\xi-\xi')^2/L_c^2]$, L_c — корреляционная длина шероховатостей поверхностей выходного окна. Первое слагаемое в (5) описывает уменьшение интенсивности высоко когерентного пучка СИ с угловой шириной $\Delta\theta = [(\lambda/2\pi r_0)^2 + (\lambda/\pi\rho_0)^2]^{1/2}$, второе слагаемое описывает диффузное рассеяние на шероховатостях с шириной $\Delta\theta_{ds} \approx \lambda/\pi L_c$.

Следует отметить, что размер пучка и ДПК увеличиваются с увеличением расстояния одинаковым образом:

$r(z) = r_1 M$, $\rho(z) = \rho_1 M$, $L(z) = \rho_1 L_c M / \sqrt{\rho_1^2 + L_c^2}$, где
 $M(z) = [(1 + \alpha_1 D)^2 + D^2 + 2D(F + S)]^{1/2}$ и $D = \lambda z / 2\pi r_1^2$, $F = \lambda z / \pi \rho_1^2$, $S = \lambda z / \pi L_c^2$ —
 волновые параметры. Эмиттанс источника СИ $\varepsilon = r_0 \Delta\theta$ связан простым
 соотношением со степенью когерентности η : $\varepsilon = \lambda / 2\pi\eta$, где
 $\eta = q / (q^2 + 4)^{1/2}$, $q = \rho_0 / r_0$ [5].

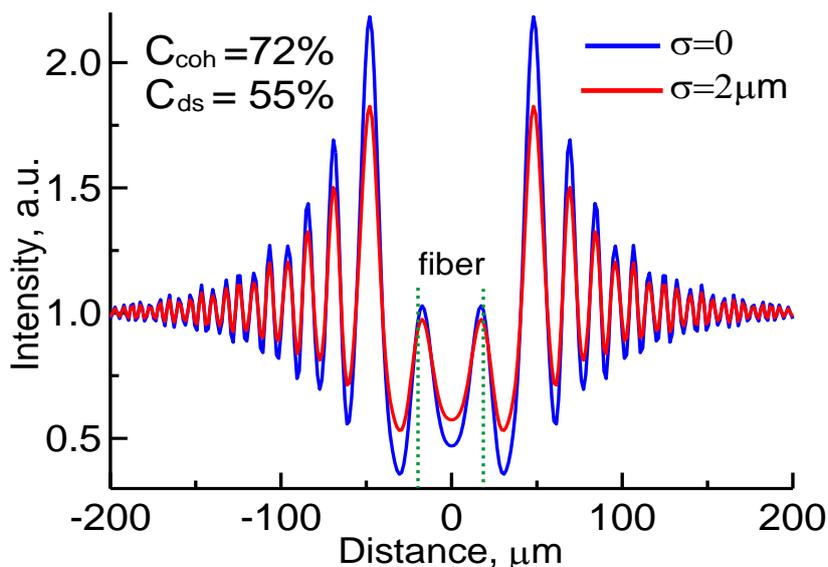


Рис. 2. Нормированные ФК-изображения при отсутствии ($\sigma=0$) и при наличии ($\sigma=2\mu\text{m}$) шероховатостей. Параметры: $r_0=20\mu\text{m}$, $\rho_0=50\mu\text{m}$ ($\eta=0.78$, $\varepsilon=31\text{pm}$), $R=20\mu\text{m}$, $\sigma=2\mu\text{m}$, $L_c=5\mu\text{m}$; $d_1=40\text{m}$, $d_2=10\text{m}$, $d_3=5\text{m}$, $r_2=218\mu\text{m}$, $\rho_2=543\mu\text{m}$; $L_{c1}=10\mu\text{m}$; $C=(I_{\text{max}}-I_{\text{min}})/(I_{\text{max}}+I_{\text{min}})$.

Показано, что влияние шероховатостей заключается в сглаживании интерференционных максимумов на ФК-изображениях и является наиболее существенным в случае достаточно мягкого излучения с энергией $E \leq 10 \text{ keV}$ и для высот шероховатостей σ на уровне $0.3\text{--}2 \mu\text{m}$ и выше. Также кратко обсуждается влияние на фазовый контраст хаотически распределенных объемных неоднородностей.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова

Литература

1. A. Snigirev, I. Snigireva, V.G. Kohn et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 370, 634 (1996).
2. В.А. Бушуев // Известия РАН. Сер. физ. 73, 56 (2009).
3. В.А. Бушуев // Известия РАН. Сер. физ. 74, 47 (2010).
4. A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn et al. // Rev. Sci. Instrum. 66, 5486 (1995).
5. I.A. Vartanyants, A. Singer // New J. Phys. 12, 035004 (2010).

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТИ СПЛАВОВ (Tb,Dy,Gd)CO₂ ПОСЛЕ ПРОЦЕДУРЫ БЫСТРОЙ ЗАКАЛКИ С ПРИМЕНЕНИЕМ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКТОМЕТРИИ И АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ

Аспирант *Алероев А.А.*, науч. сотр. *Каминская Т.П.*, вед. науч. сотр. *Терёшина И.С.*, зав. кафедрой *Карпенков А.Ю.* (Тверской государственной университет)

Данная работа посвящена исследованию кристаллической структуры и свойств поверхности многокомпонентных магнитострикционных сплавов Tb-Dy-Gd-Co, подвергнутых процедуре быстрой закалки из расплава. Быстрая закалка (БЗ) используется для формирования наноструктурированного состояния, и, как правило, приводит к повышению функциональных характеристик данных сплавов [1-3].

Объектами исследования в данной работе являлись сплавы (Tb,Dy,Gd)Co₂ со структурой фаз Лавеса с различным содержанием редкоземельных элементов, таких как гадолиний, тербий и диспрозий. Их температуры Кюри (T_C) варьировались в зависимости от состава (от 200 до 300 K), так же, как и величина магнитострикции при $T = T_C$ [4, 5]. В отличие от крупных литых образцов (достаточно хрупких) быстрая кристаллизация расплава на медном водоохлаждающем вращающемся барабане позволила получить образцы в виде лент толщиной порядка 30 μm .

Рентгенофазовый анализ порошковых образцов был выполнен при комнатной температуре на дифрактометре ДРОН-7.0 с применением $\text{CuK}\alpha$ -излучения. Для определения параметров элементарной ячейки использовался метод Ритвельда. АСМ-исследования проводились также проводились при комнатной температуре с использованием сканирующего зондового микроскопа SMENA-A (платформа "Solver", NT-MDT, РФ) в различных модах (контактной и полуконтактной). Обработка полученных АСМ-изображений осуществлялась с использованием программного обеспечения NOVA.

Все исследуемые образцы (Tb,Dy,Gd)Co₂ имели кубическую структуру типа MgCu₂. Несмотря на то, что образцы подвергались процедуре быстрой закалке, экспериментальные рентгеновские спектры не показали наличие плато на малых углах съемки и уширения дифракционных пиков, которые бы свидетельствовали о присутствии аморфной фазы. В результате обработки рентгеновских спектров были получены значения параметров кристаллической решетки. Анализ полученных значений показал, что изменение структурного состояния сплавов не оказало значительного влияния на величину параметров. Наличие посторонних фаз в образцах обнаружено не было. АСМ-исследования с использованием фазового контраста также не выявили посторонних фаз на поверхности исследуемых образцов.

Измерения с помощью АСМ проводились прежде всего на приготовленном непосредственно перед измерениями сколе, а также на стороне

(контактной), которая находилась в непосредственном контакте с барабаном и на противоположной стороне, обозначенной как свободная. Установлено, что поперечное сечение лент исследуемых образцов представлено структурными элементами не только разного размера, но и разной формы (в основном сферической или овальной). При этом самые крупные структурные элементы могли достигать размеров 5 мкм и могли состоять из более мелких элементов размером до 50 нм.

На контактной поверхности обоих образцов наблюдалось большое количество трещин, ориентированные в одном направлении. Размеры ширины и глубины трещин варьировались в широких пределах: от нескольких микрометров до сотен нанометров.

Для контактной и свободной поверхностей наноструктурированных многокомпонентных сплавов (Tb,Dy,Gd)Co₂ проведено сравнительное исследование их топографии, межзеренных границ, сформировавшихся дефектов, трещин, морфологии нанозерен и кластеров в приповерхностных слоях. Установлено, что вариация состава приводит к вполне определенным особенностям топографии их поверхности, возникающим после процедуры быстрой закалки и связанным с размером и формой формирующихся зерен (структурных элементов, определяемых с помощью АСМ).

Сравнение свойств сплавов (Tb,Dy,Gd)Co₂ до и после процедуры быстрой закалки подтверждает увеличение магнитоэлектрических деформаций в области температуры Кюри в наноструктурированных сплавах.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова.

Литература

1. L. Shultz. In: Science and technology of nanostructured magnetic materials. Eds G.C. Hadjipanayis, G.A. Prinz. NATO ASI Ser.: Springer. 259, 583 (1990).
2. S. Khmelevsky, P. Mohn. J. Phys. Condens. Matter 12, 9453 (2000).
3. E. Gratz, A.S. Markosyan. J. Phys. Condens. Matter 13, 385 (2001).
4. I.S. Tereshina, V.B. Chzhan, E.A. Tereshina, S. Khmelevskiy et. al. IEEE Trans. Mag. 120, 01390 (2016).
5. G.A. Politova, I.S. Tereshina, J. Cwik. Journal of Alloys and Compounds 843, 155887 (2020).

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В РЕНТГЕНОВСКОЙ РЕЗОНАНСНОЙ ДИФРАКЦИИ

Профессор *Овчинникова Е.Н.*, заведующий кафедрой *Орешко А.П.*

В настоящей работе будут рассмотрены несколько примеров существования и практического использования интерференции разных каналов рассеяния синхротронного излучения с длинами волн вблизи краев поглощения атомов в кристаллических функциональных материалах.

Обсуждаются экспериментальные условия и теоретические подходы, обеспечивающие возможность разделения вкладов в интенсивность дифракционных брэгговских отражений от разных видов рассеяния, приводятся конкретные примеры исследований и анализируется роль интерференции. Показано, что получаемые результаты дают уникальную информацию о различных видах упорядочения (структурных, зарядовых, магнитных и др.) на атомном уровне и их динамическом поведении при внешних воздействиях.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова.

ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА НА МИКРОСТРУКТУРУ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА Mn-ЗАМЕЩЕННЫХ НАНОЧАСТИЦ ФЕРРИТА КОБАЛЬТА

Науч. сотр. *Петровская Г. А.*, гл. науч. сотр. *Новакова А. А.*,
вед. программист *Панфилов С. И.*, науч. сотр. БФУ им. И. Канта
Омельянчик А. С., доцент БФУ им. И. Канта *Родионова В. В.*,
студент БФУ им. И. Канта *Сальников В.Д.*

Наноструктуры являются важной частью современных технологий, их применение охватывает области от хранения данных до биомедицины. Магнитные наночастицы, состоящие из ферритов-шпинелей, вызывают особый интерес из-за разнообразия их физико-химических свойств. Обращает на себя внимание феррит состава $Mn_xCo_{1-x}Fe_2O_4$ ввиду близости ионных радиусов и схожести электронной структуры атомов металлов, входящих в его состав. Одной из областей применения подобных наночастиц является замена постоянных магнитов на основе редкоземельных металлов.

Наночастицы $Mn_xCo_{1-x}Fe_2O_4$, исследованные в данной работе, были получены золь-гель методом с последующим прокаливанием при высоких температурах. Содержание Mn варьировалось от $x = 0.15$ до 0.45 . Образцы отжигались при температурах от 350 до 700 °С.

Полученные образцы были исследованы магнитными методами, методом рентгеновской дифракции (определение параметров решетки и размеров наночастиц) и методом мессбауэровской спектроскопии (определение катионного распределения и количественный фазовый анализ).

Было установлено, что на магнитные свойства образцов существенно влияют степень замещения кобальта марганцем, а также режимы отжига. Подобное влияние объяснено перераспределением ионов металлов в подрешетках структуры феррита. При увеличении содержания Mn обнаружено, что при отжиге в структуре образуется гематит, содержание которого повышается с увеличением концентрации Mn. Объяснение этого факта требует дополнительных исследований.

ОСОБЕННОСТИ РАДИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ ДИФРАКЦИОННЫХ КОЛЕЦ НА КАРТАХ GISAXS ДЛЯ СЛУЧАЯ ОДНОРОДНО РАСПРЕДЕЛЕННЫХ В МАТРИЦЕ КЛАСТЕРОВ

Ст. преподаватель *Баулин Р.А.*, гл. науч. сотр. *Андреева М.А.*

Анализ радиальных сечений малоуглового рентгеновского рассеяния в скользящей геометрии (GISAXS) выявил существенные особенности связанные с эффектами преломления излучения в среде. Дифракционное кольцо рассеяния (Рис. 1) от ансамбля частиц с одинаковым по всем направлениям средним меж-частичным расстоянием не является идеальной окружностью [1]. Для углов радиальных сечений Ω , приближающихся к поверхности, максимум дифракционной интенсивности резко смещается к большим углам (Рис. 2). Здесь возникает эффект пересечения брэгговского угла и критического угла полного внешнего отражения. При этом за счет эффекта полного внешнего отражения происходит «обрезание» переднего фронта и соответственно настоящего максимума брэгговского профиля. Поэтому получающийся максимум интенсивности смещается к большим углам.

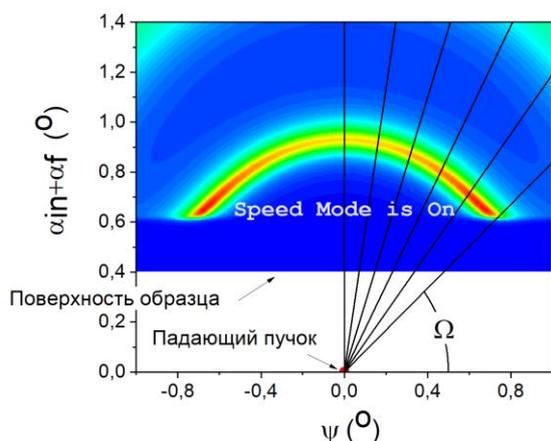


Рис. 1

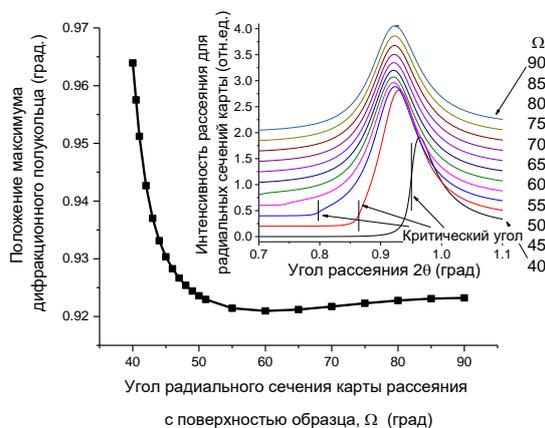


Рис. 2

Выявленные особенности карт малоуглового рассеяния важны для обработки экспериментальных данных [2] и обнаружения особенностей распределения частиц в матрице.

Литература

1. Юракова О. Ю., Баулин Р. А., Андреева М. А. // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика. Астрономия. — 2025. — Т. 80, № 1. — С. 2510502.
2. R. A. Baulin, I. M. Pripechenkov, E. A. Ganshina, et al., in Book of Abstracts of Samarkand International Symposium on Magnetism SIMS-2023 (2023), p. 98.

СОДЕРЖАНИЕ

Подсекция «Оптика и лазерная физика»

ПОДАВЛЕНИЕ РАСПАДА ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ МЕТОДОМ ЧИРПИРОВАНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ Науч. сотр. <i>Новиков В.Б.</i>	4
ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОРФИРАЗИНОВЫХ И ФТАЛОЦИАНИНОВЫХ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРАХ Асп. <i>А.Р. Крот*</i> , доц. <i>И.А. Сергеева</i>	7
ФОТОПРОВОДЯЩИЕ ТЕРАГЕРЦЕВЫЕ АНТЕННЫ НА ОСНОВЕ Lt-GaN Профессор <i>Авакянц Л.П.</i> , асп. <i>Бурмистров Е.Р.</i>	8
ВАРИАЦИОННЫЕ КВАНТОВЫЕ АЛГОРИТМЫ КАК ПЕРСПЕКТИВНЫЙ МЕТОД УНИВЕРСАЛЬНОГО КРИПТОАНАЛИЗА <i>Моисеевский А. Д.</i> ^{1,2} <i>Манько С. Д.</i> ¹	10

Подсекция "Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина"

ЗОНДИРОВАНИЕ ГАЗОВ МЕТОДОМ НЕЛИНЕЙНОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ Студ. ЮУГУ <i>Сабанин А. С.</i> , вед. науч. сотр. ИИМнИ <i>Кривицкий Л.А.</i> , профессор <i>Кулик С.П.</i> , ст. науч.сотр. ЮУГУ <i>Патерова А.В.</i>	13
ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ КРЕМНИЕВЫЕ НАНОМАТЕРИАЛЫ ДЛЯ БИМЕДИЦИНСКОЙ ДИАГНОСТИКИ И ТЕРАПИИ Вед. науч. сотр. <i>Осминкина Л.А.</i> , вед. науч. сотр. <i>Кудрявцев А.А.</i> (ИТЭБ РАН); доцент <i>Тюрин-Кузьмин П.А.</i> (ФФМ).....	15
УПРАВЛЕНИЕ СОСТОЯНИЯМИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО КУДИТА ПРИ ПОМОЩИ МИКРОВОЛНОВЫХ ФОТОНОВ: ПРОБЛЕМЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ РЕАЛИЗАЦИИ Мл. науч. сотр. <i>Пащенко А.В.</i> , мл. науч. сотр. <i>Соловых И.А.</i> , профессор <i>Кленов Н.В.</i> , профессор <i>Тихонова О.В.</i>	18
УПРАВЛЕНИЕ СОСТОЯНИЯМИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО КУДИТА ПРИ ПОМОЩИ МИКРОВОЛНОВЫХ ФОТОНОВ: ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ Мл. науч. сотр. <i>Соловых И.А.</i> , мл. науч. сотр. <i>Пащенко А.В.</i> , профессор <i>Кленов Н.В.</i> , профессор <i>Тихонова О.В.</i>	19
КВАНТОВЫЕ КОММУНИКАЦИИ В СИСТЕМЕ «ЗЕМЛЯ-КОСМОС» Ст. науч. сотр. <i>Калинкин А.А.</i> , студент <i>Чупахин Д.Р.</i> , аспирант <i>Третьяков В.В.</i> , зам. директора ГАИШ МГУ <i>Белинский А.А.</i> , зам. директора НИИЯФ МГУ <i>Оседло В.И.</i> , профессор <i>Кулик С.П.</i>	21

Подсекция "Радиофизика, электроника и акустика"

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ ПО АКУСТИКЕ И ЕЕ РАСШИРЕНИЕ НА ФИЗИКУ И АСТРОНОМИЮ Ст. науч. сотр. <i>Шамаев В.Г.</i> , науч. сотр. <i>Горшков А.Б.</i>	25
НЕЛИНЕЙНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ СПЕКТРОВ ЧЕРЕНКОВСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В КОАКСИАЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ Аспирант <i>Ериов А.В.</i> , профессор <i>Кузелев М.В.</i>	29

ПОНДЕРОМОТОРНЫЕ СИЛЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ С НЕОДНОРОДНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ Профессор <i>В. Б. Лапшин, А. А. Скубачевский</i> , академик РАН <i>А. С. Бугаев</i>	32
ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ПЛАЗМЕННОМ СВЧ УСИЛИТЕЛЕ С КОАКСИАЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИЕЙ ПРИ НАЛИЧИИ ПОГЛОТИТЕЛЯ Доц. <i>Карташов И.Н.</i> , проф. <i>Кузелев М.В.</i> , студент <i>Туманов А.В.</i>	33
О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ КОМБИНИРОВАННОГО РАЗРЯДА В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ГАЗОВЫХ ПОТОКАХ Инженер <i>Корнев К.Н.</i> , мл. науч. сотр. <i>Логунов А.А.</i> , профессор <i>Двинин С.А.</i> , техник <i>Сурконт О.С.</i> , студент <i>Абушаев Т.Р.</i> , студент <i>Вольнец А.Л.</i>	35
ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В ИСТОЧНИКЕ ТРУБЧАТОЙ ПЛАЗМЫ ДЛЯ ПЛАЗМЕННОГО МАЗЕРА ЗОНДОВЫМ И МИКРОВОЛНОВЫМ МЕТОДАМИ Мл. науч. сотр. <i>Пономарев А. В.</i> , зав. лаб. <i>Ульянов Д. К.</i> , мл. науч. сотр. <i>Диас Михайлова Е.Д.</i>	36
Подсекция "Физика конденсированного состояния"	
ДЕКОМПЕНСАЦИЯ НАМАГНИЧЕННОСТЕЙ В ВАН-ДЕР-ВААЛЬСОВСКОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ: ФЛЕКСОМАГНИТНЫЙ И ЭЛЕКТРОИНДУЦИРОВАННЫЙ ГИРОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТЫ Профессор <i>Пятаков А.П.</i>	39
КЛАССИФИКАЦИЯ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ С ТРЕМЯ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИМИ ПАРАМЕТРАМИ ПОРЯДКА МЕТОДАМИ ТЕОРИИ КАТАСТРОФ Доцент <i>Павлов С.В.</i>	42
ТЕРМИЧЕСКИ СТИМУЛИРОВАННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ И МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ ЧАСТИЦ ФЕРРИТА МАГНИЯ Доцент <i>Киселева Т. Ю.</i> , мл. научн. сотр. ФТИ им. Иоффе <i>Лебедев Л.А.</i> , профессор <i>Русаков В.С.</i> , инженер <i>Комлев А. С.</i> , в.н.с. ФТИ им. Иоффе <i>Попков В. И.</i>	45
ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ЕСТЕСТВЕННО СОСТАРЕННЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ НА ОСНОВЕ НИКЕЛИДА ТИТАНА Профессор <i>Хунджуа А.Г.</i> , доцент <i>Бровкина Е.А.</i> , ст.науч.сотр. <i>Снегирев В.В.</i> , доцент <i>Киселева Т.Ю.</i> , аспирант <i>Джавадов Р.Р.</i>	46
ВЛИЯНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЗЯЛОШИНСКОГО-МОРЯ НА МАГНИТНУЮ ДИНАМИКУ ОДНОМЕРНЫХ НАНОСТРУКТУР НА НИТРИДИЗИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ МЕДИ Аспирант <i>Локтионов И.А.</i> , ст. преподаватель <i>Бажанов Д.И.</i>	48
ОСОБЕННОСТИ ДЕФЕКТОВ В АНОДНОМ ОКСИДЕ АЛЮМИНИЯ, СИНТЕЗИРОВАННОМ В ЭЛЕКТРОЛИТАХ НА ОСНОВЕ НЕОРГАНИЧЕСКИХ И ОРГАНИЧЕСКИХ КИСЛОТ Профессор <i>Константинова Е. А.</i> , студент <i>Кытина Е. В.</i>	50
ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ПРОЗРАЧНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ МЕТОДАМИ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ФОТОГРАФИИ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ <i>Prabhakara K.H., A. Dolgikh, T. B. Шапаева, К.А. Звездин , А.К. Звездин , С.S. Davies , А. Tsukamoto , К. Т., Yamada , В.В. Логунов , А.И. Кирилюк , Th. Raising , А. В. Кимель</i>	52
ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА РЕЗИСТИВНОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ОКСИДА ГАФНИЯ НА ПОСТОЯННОМ И ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ доцент <i>Мартышов М.Н.</i> , аспирант <i>Кучумов И.Д.</i> , мл.науч.сотр. <i>Швецов Б.С.</i> , доцент <i>Ильин А.С.</i> , доцент <i>Жигунов Д.М.</i>	53

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ УСТРОЙСТВ НА НАВЕДЕННЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ В КРЕМНИИ Доц. <i>Шорохов В.В.</i> , аспирант <i>Копчинский И.Д.</i> , аспирант <i>Панкратов С.А.</i> , аспирант <i>Попов А.А.</i> , студент <i>Латышов К.В.</i> , студент <i>Шагалов Н.А.</i>	55
Подсекция "Биофизика "	
БИОФИЗИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НАИБОЛЕЕ ЭФФЕКТИВНЫХ КОМПОНЕНТ КРИОПРОТЕКТОРНЫХ СРЕД <i>Иванова А.А.</i> , <i>Симоненко Е.Ю.</i>	59
О МЕХАНИЗМАХ ДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА БИОЛОГИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ Доцент <i>Гапочка М.Г.</i>	60
БИОЛОГИЧЕСКИЕ МОЛЕКУЛЯРНЫЕ МАШИНЫ Профессор <i>В.А. Твердислов</i>	63
ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ СОСТАВА И ИОННОЙ СИЛЫ РАСТВОРА НА КОНФОРМАЦИЮ БИОПОЛИМЕРОВ НА МАСШТАБЕ ОТДЕЛЬНЫХ МОЛЕКУЛ С ПОМОЩЬЮ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ Вед. науч. сотр. <i>Дубровин Е.В.</i> , доцент <i>Сергеева И.А.</i> , науч.сотр. ФГБУ ФНКЦ ФХМ им. Ю.М. <i>Лопухина Баринов Н.А.</i> , зав. лаб. ФГБУ ФНКЦ ФХМ им. Ю.М. <i>Лопухина Клинов Д.В.</i>	63
Подсекция "Теоретическая физика "	
КАЛОРИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ СИСТЕМЫ ТВЕРДЫХ СФЕР Профессор <i>Николаев П.Н.</i>	66
КУЛОНОВСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В РЕДКИХ ЛЕПТОННЫХ И ПОЛУЛЕПТОННЫХ РАСПАДАХ НЕЙТРАЛЬНЫХ В-МЕЗОНОВ <i>С.И. Манухов, Н.В. Никитин</i>	68
СКАЛЯРНЫЕ МИРЫ НА БРАНЕ Профессор <i>Кечкин О.В.</i>	72
ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ АЛЬФА-РАСПАДА ЯДЕР АКТИНИДОВ Студент <i>Байрамов Д. Ф.</i> , ст.науч.сотр. <i>Третьякова Т. Ю.</i> , вед.науч.сотр. <i>Шнейдман Т. М.</i> , ЛТФ ОИЯИ	75
Подсекция "Математическая физика "	
ОБ ОСОБЕННОСТЯХ РЕШЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТНЫХ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ ДЛЯ НЕЛИНЕЙНЫХ УРАВНЕНИЙ ТИПА РЕАКЦИЯ-ДИФфуЗИЯ-АДВЕКЦИЯ С ДАННЫМИ РАЗЛИЧНОГО ТИПА Д.ф.-м.н., доц. <i>Д.В. Лукьяненко</i>	78
ЭВОЛЮЦИЯ ТРЕХМЕРНОЙ КОНТРАСТНОЙ СТРУКТУРЫ В АДВЕКТИВНОЙ СРЕДЕ С ЛОКАЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ Проф. <i>А.А. Быков</i> , асп. <i>Гань Цинчжао</i>	79

АЛГОРИТМ ОБУЧЕНИЯ ЗАКОНОВ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ В НЕЛИНЕЙНЫХ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ УПРАВЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ АСИМПТОТИЧЕСКИХ ПРИБЛИЖЕНИЙ Ст. науч. сотр. ФИЦ ИУ РАН <i>Даник Ю.Э.</i> , гл. науч. сотр. ФИЦ ИУ РАН <i>Дмитриев М.Г.</i>	83
СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННАЯ ТИХОНОВСКАЯ СИСТЕМА С РАЗНОМАСШТАБНЫМИ ПОГРАНИЧНЫМИ СЛОЯМИ Ст. науч. сотр. <i>Орлова А. О.</i>	84
РАЗЛИЧНЫЕ СПОСОБЫ НАХОЖДЕНИЯ СПЕКТРА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ОПЕРАТОРА, ОПИСЫВАЮЩЕГО РОСТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В АСТРОФИЗИЧЕСКОМ ДИСКЕ Асп. <i>Фролова М.В.</i> , доц. <i>Михайлов Е.А.</i> , доц. <i>Тихонов Ю.А.</i>	85
АСИМПТОТИКА РЕШЕНИЯ СИСТЕМЫ СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ В МОДЕЛИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛЕСНОГО ПОЖАРА Матем. 1 катег. <i>Аргун Р.Л.</i> , науч. сотр. <i>Полежаева Е.В.</i> , доц. <i>Левашова Н.Т.</i>	86
О СУЩЕСТВОВАНИИ И АСИМПТОТИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ДВУМЕРНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ РЕШЕНИЙ С ВНУТРЕННИМ ПЕРЕХОДНЫМ СЛОЕМ В ЗАДАЧЕ С КОНЕЧНОЙ АДВЕКЦИЕЙ Ст. науч. сотр. <i>Никулин Е.И.</i>	87
СТАЦИОНАРНОЕ РЕШЕНИЕ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ СИСТЕМЫ РЕАКЦИЯ-ДИФфуЗИЯ С СИНГУЛЯРНЫМ ИСТОЧНИКОМ БЫСТРОЙ КОМПОНЕНТЫ НА ГРАНИЦЕ Асп. <i>Коцюбинский К.А.</i> , доц. <i>Левашова Н.Т.</i>	88
ТУРБУЛЕНТНОЕ МАГНИТНОЕ ДИНАМО: МОДЕЛЬ КАЗАНЦЕВА И КАСКАДНЫЙ ПОДХОД Доц., <i>Юшков, Е.В.</i> , асп. <i>Абуизада, И.</i> , проф. <i>Соколов, Д.Д.</i>	90
ЛАКУНЫ ПОЛОСЫ ПРОПУСКАНИЯ ИМПЕДАНСНОГО ВОЛНОВОДА С ПЕРИОДИЧЕСКИМ ТЕНЗОРОМ ИМПЕДАНСА Проф. <i>Быков А.А.</i>	91
Подсекция "Прикладная математика и математическое моделирование"	
КВАНТОВЫЙ АЛГОРИТМ РАСЧЕТА ПОТЕНЦИАЛОВ МЕЖМОЛЕКУЛЯРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ Ст. преп. <i>Минаев Д.В.</i>	96
АСИМПТОТИКА РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ОБ УСТАНОВИВШИХСЯ КОЛЕБАНИЯХ УПРУГОГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА Доц. <i>Кравцов А.В.</i>	98
О МНОЖЕСТВЕ ЛОКАЛЬНО РАВНОВЕСНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ МУЛЬТИАТОМНОГО КЛАСТЕРА Вед. научн. сотр. <i>К.Э. Плехотников</i>	101
ТРУДНОСТИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В КВАЗАРАХ Ст. преп. <i>Терентьев Е.Н.</i> , проф. <i>Шугаев Ф.В.</i>	102
МИКРОСКОП С ИСКУССТВЕННЫМ ИНТЕЛЛЕКТОМ: ВЗАИМНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СТАЛКИВАЮЩИХСЯ ЗВЕЗД И СТРУКТУРА НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ Ст. преп. <i>Терентьев Е.Н.</i> , проф. <i>Шугаев Ф.В.</i>	105
ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В КВАЗАРАХ И ПРИ ВЗРЫВЕ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД Ст. преп. <i>Терентьев Е.Н.</i> , проф. <i>Шугаев Ф.В.</i>	109

ИЗМЕРИТЕЛЬНО-ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ С ЭЛЕМЕНТАМИ ИСКУССТВЕННОГО ИНТЕЛЛЕКТА Ст. преп. Терентьев Е.Н., студ. Балабан Е.Д., студ. Романов Д.Р., студ. Янковская А.Д.	112
ПОДАВЛЕНИЕ РАССЕЯНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ВОЛН МАСКИРУЮЩИМИ ОБОЛОЧКАМИ ИЗ МЕТАМАТЕРИАЛОВ Проф. Боголюбов А.Н., асп. Никитченко А.Д.	116
ПРИБЛИЖЁННЫЕ ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОКРЕСТНОСТИ РЕБРА ЦИЛИНДРА ВЫСОКОЙ ПРОВОДИМОСТИ Асп. Шушарин М.М., доц. Могилевский И.Е., проф. Боголюбов А.Н.	117
АНАЛИЗ БОЛЬШИХ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ С ПРОПУСКАМИ В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ: АВТОКОВАРИАЦИЯ, ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР, ПРОГНОЗИРОВАНИЕ И ЗАПОЛНЕНИЕ ПРОПУСКОВ Проф. Голубцов П.В., студ. Семёнова С.Э., студ. Степанова Ю.В., студ. Чайкин Р.А., проф. Чуличков А.И., доц. Шапкина Н.Е.	118
ТРАНСФОРМАЦИЯ АЛГОРИТМОВ ЛИНЕЙНОЙ РЕГРЕССИИ В КОНТЕКСТЕ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ И ПОТОКОВЫХ БОЛЬШИХ ДАННЫХ Проф. Голубцов П.В.	121
ЗАДАЧА СИНТЕЗА ПОГЛОЩАЮЩЕГО МАТЕРИАЛА ДЛЯ ПОКРЫТИЯ КРАЁВ ЗЕРКАЛЬНОГО КОЛЛИМАТОРА СО СКРУГЛЁННЫМИ КРАЯМИ Вед. програм. Хлебников Ф.Б., проф. Боголюбов А.Н. доц. Шапкина Н.Е.	125
Подсекция "Медицинская физика "	
ВЛИЯНИЕ НЕУЧТЕННЫХ ДОЗ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРОВЕДЕНИЯ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ Мл. науч. сотр. Щербаков А.А., студ. Храмов И.В., студ. Жаринов И.Ф., студ. Зеленова С.А., студ. Рябова Е.А., ассистент Ф.Р. Студеникин, доцент Лыкова Е.Н., профессор Черняев А.П.	130
КИНЕТИКА ПРЕВРАЩЕНИЙ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ В БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ ПРИ РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКЕ Мл. науч. сотр. Ипатов В.С., зав. лаб. Близнюк У.А., доц. Борщеговская П.Ю., проф. Козлова Е.К., зав. отд., проф. Черняев А.П., науч. сотр. Болотник Т.А., ст. науч. сотр. Браун А.В., вед. науч. сотр. Родин И.А., аспирант Опруненко А.Ю., студент Торопыгина М.И.	131
СРАВНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ПРЕДПОСЕВНОЙ ОБРАБОТКИ ПШЕНИЦЫ Программист 1 категории Зубрицкая Я.В., зав. лаб. Близнюк У.А., зав.отд., проф. Черняев А.П., доц. Борщеговская П.Ю., ст.науч.сотр. Юров Д.С., зам. руководителя по научной работе Малога А.А. (СФНУЦА РАН), вед.науч.сотр. Чуликова Н.С. (СФНУЦА РАН).....	133
ИЗУЧЕНИЕ ДЕЙСТВИЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДЕГРАДАЦИЮ АНТИБИОТИКОВ В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ Асп. Опруненко А.Ю., зав. лаб. Близнюк У.А., мл. науч.сотр. Ипатов В.С., асп. Никитченко А.Д., ст. науч.сотр. Браун А.В., мл.науч.сотр. Болотник Т.А., ст.науч.сотр. Глориозов И.П., ст.науч.сотр. Ананьева И.А., профессор Родин И.А.	134
ПРИМЕНЕНИЕ РО ФИЛЬТРАЦИИ ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ КОМПЬЮТЕРНОЙ ТОМОГРАФИИ М. Д. Сиомаш, О. С. Карчанов, С. А. Золотов, Л. О. Степанченк, Ф. Р. Студеникин, А. А. Логинова, А. П. Черняев.....	136

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПУЧКА ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТА SYNERGY, ОСНАЩЕННОГО МНОГОЛЕПЕСТКОВЫМ КОЛЛИМАТОРОМ AGILITY, В ПРОГРАММНОМ ПАКЕТЕ TOPAS MC. Медицинский физик <i>Жаркова А.П.</i> , зав. отд. лучевой терапии <i>Нечеснюк А.В.</i> , зав. каф. физики ускорителей и радиационной медицины проф. <i>Черняев А.П.</i> , руководитель службы медицинской физики и радиационного контроля отделения лучевой терапии <i>Логинова А.А.</i>	138
ВВОД В ЭКСПЛУАТАЦИЮ И ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ СИСТЕМЫ ТРАНЗИТНОЙ ДОЗИМЕТРИИ НА ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ ТУННЕЛЬНОГО ТИПА Ст. медицинский физик <i>Громова Н.В.</i> , медицинский физик <i>Филиппов Ю.С.</i> (ММОЦ).....	141
РОЛЬ МОДЕЛЬНЫХ ПОДХОДОВ В РАЗВИТИИ КОМБИНИРОВАННЫХ РАДИАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ СТЕРИЛИЗАЦИИ БИООБЪЕКТОВ Аспирант <i>Хуцистова А. О.</i> , науч. сотр. <i>Николаева Н. А.</i> , профессор <i>Розанов В. В.</i> , гл. науч. сотр. ФГБНУ ВИЛАР <i>Матвейчук</i> , зав. кафедрой <i>Черняев А. П.</i> , руководитель лаб. СВФУ <i>Степанов С.П.</i> мл. науч. сотр. СВФУ <i>Аммосов Д.А.</i>	142
ПЛАНИРОВАНИЕ ПРОМЫШЛЕННОЙ РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ ТЕРМОУСАДОЧНЫХ ИЗДЕЛИЙ Мл. научн. сотр. <i>Золотов С. А.</i> , зав. лаб. <i>Близнюк У. А.</i> , асс. <i>Студеникин Ф. С.</i> , тех. директор ООО «Акцентр» <i>Гусев А. В.</i> , зав. кафедрой <i>Черняев А.П.</i>	145
Подсекция "Науки о Земле"	
ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ВОЛНОВЫХ АТТРАКТОРОВ ПРИ НАЛИЧИИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ Мл. науч. сотр. <i>Елистратов С.А.</i> (ИО им. П.П. Ширшова), ст. науч. сотр. <i>Сибгатуллин И.Н.</i> (ИО им. П.П. Ширшова) доцент <i>Михайлов Е.А.</i> , мл. науч. сотр. <i>Бут И.И.</i> (ИПМ им. М.В. Келдыша).....	148
ИЗМЕНЧИВОСТЬ КУПОЛА ТЕМПЕРАТУРЫ ГЛУБИННОЙ ВОДЫ МОРЯ УЭДДЕЛЛА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЦИКЛОНИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ <i>Багатинская В.В., Багатинский В.А., Дианский Н.А., Морозов Е.Г.</i> (ИО им. П.П. Ширшова)	149
ГЕОСТРОФИЧЕСКАЯ И ВЕТРОВАЯ СОСТАВЛЯЮЩИЕ АНТАРКТИЧЕСКОГО ЦИРКУМПОЛЯРНОГО ТЕЧЕНИЯ <i>Багатинская В.В., Дианский Н.А., Багатинский В.А., Гусев А.В., Морозов Е.Г.</i> (ИО им. П.П. Ширшова)	151
ОЦЕНКА АМПЛИТУДЫ СЕЙШ, ВЫЗЫВАЕМЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯМИ В ВОДОЕМАХ СУШИ, ПО ДАННЫМ СЕТИ IRIS Аспирант <i>Валева Д. Н.</i> , заведующий кафедрой <i>Носов М.А.</i>	152
ОЦЕНКА СКОРОСТИ ИСПАРЕНИЯ С ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ В УСКОРЯЮЩЕМСЯ, РАВНОМЕРНОМ И ЗАМЕДЛЯЮЩЕМСЯ ПОТОКЕ ВОЗДУХА Доц. <i>И. Н. Иванова</i> , ст. науч. сотр. <i>О. Н. Мельникова</i>	154
РОЛЬ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ И СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В ФОРМИРОВАНИИ ИОННОГО СОСТАВА ЭКЗОСФЕРЫ ЗЕМЛИ Профессор <i>Латишин В.Б.</i> , зав. отд. ФБГУ ИПГ им. академика Е.К. Федорова <i>Иванов М.И.</i>	157
ВЛИЯНИЕ ЭКОНОМИЧЕСКИХ ЦИКЛОВ И ЕСТЕСТВЕННОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ КЛИМАТА НА ФАЗОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ИЗМЕНЕНИЯМИ ГЛОБАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И СОДЕРЖАНИЯ УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА В АТМОСФЕРЕ <i>Мурьшиев К.Е., Елисеев А.В., Мохов И.И., Климович Г.П.</i>	158
ВЫСОКОЕ ГЕОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ В РЕГИОНЕ КРАСНОГО МОРЯ 2.5–3 ТЫСЯЧИ ЛЕТ НАЗАД Профессор <i>В. И. Максимочкин</i> , мл.н.с. <i>А. Н. Целебровский</i>	159

ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ РАЗРУШЕНИЯ ПРИ ПОВЕРХНОСТНОЙ И ОБЪЕМНОЙ ФЛЮИДНОЙ ИНИЦИАЦИИ (ПО ДАННЫМ ЛАБОРАТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ) асс. Потанина М. Г., зав. кафедрой Смирнов В. Б.	164
ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ПАРАМЕТРОВ СЕЙСМИЧЕСКОГО РЕЖИМА Аспирант Петрушов А. А., профессор Смирнов В. Б.	167
Подсекция "Газодинамика, термодинамика и ударные волны"	
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С СЕТОЧНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ Л.С. Штеменко, О. И. Докукина, Ф.В. Шугаев	170
ДИНАМИКА РАЗРЫВОВ И ВОЗМУЩЕНИЙ В КАНАЛЕ УДАРНОЙ ТРУБЫ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ДАННЫХ ВИЗУАЛИЗАЦИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ Профессор Знаменская И.А., вед. инж. Дорощенко И.А.	173
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДЕТЕКТОРА В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ, ИОНИЗИРОВАННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ Ст. науч. сотр. М.А. Котов, вед. науч. сотр. П.В. Козлов, зав. лаб. В.Ю. Левашов, вед. науч. сотр. Г.Я. Герасимов	176
МИЛЛИСЕКУНДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В УДАРНОЙ ТРУБЕ: РЕЗУЛЬТАТЫ ЦИФРОВОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ И ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ Профессор Знаменская И.А., ст. н. с. Кули-Заде Т.А., профессор Сысоев Н.Н.	177
ПРИМЕНЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИ-ИНФОРМИРОВАННОЙ НЕЙРОСЕТИ ДЛЯ АНАЛИЗА ТУРБУЛЕНТНОЙ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ СТРУИ НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЙ ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ Мл. науч. сотр. Ю.К. Руденко, доцент Винниченко Н.А., доцент Плаксина Ю.Ю., профессор Уваров А.В.	180
ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ АКТИВНОГО И РЕАКТИВНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ВНЕШНЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНОГО НАНОСЕКУНДНОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА Аспирант Е.А. Ермаков, доцент И.Э. Иванов	181
ИССЛЕДОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНОСТИ В ОКРЕСТНОСТИ РЕГУЛЯРНОГО ОТРАЖЕНИЯ КОСЫХ СКАЧКОВ УПЛОТНЕНИЯ Ст. науч. сотр. Тимохин М.Ю.), ст. науч. сотр. Шоев Г.В., ст. науч. сотр. Бондарь Е.А.	184
Подсекция "Методика преподавания"	
УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ СИСТЕМ С МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКИМИ ПОТЕНЦИАЛАМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ВАН-ДЕР-ВААЛЬСОВСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ Профессор Николаев П.Н.	188
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКАЯ РАБОТА СО ШКОЛЬНИКАМИ ПО ИЗУЧЕНИЮ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ КОЛЕЦ РАВНОГО НАКЛОНА Доцент Митин И.В., доцент Рыжиков С.Б., вед. науч. сотр. Рыжикова Ю.В.	190
КОМПЬЮТЕРНОЕ ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ: ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ МОМЕНТА ИМПУЛЬСА Доцент В. Ю. Иванов, ст. преподаватель И. Б. Иванова, ст. научный сотрудник М. А. Терентьев	193
ОСОБЕННОСТИ ПРЕПОДАВАНИЯ УНИВЕРСИТЕТСКОГО ОБЩЕГО КУРСА МОЛЕКУЛЯРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕРМОДИНАМИКИ Асс. Жданова Н.Г., асс. Старокуров Ю.В., профессор Кокишаров Ю.А.	196

АДАПТАЦИЯ ПРИНЦИПОВ РАЗРАБОТКИ УЧЕБНЫХ МАТЕРИАЛОВ В МИКРООБУЧЕНИИ К ПОСТРОЕНИЮ СЕМИНАРСКИХ ЗАНЯТИЙ ПО КУРСУ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ Асс. <i>Жданова Н. Г.</i>	199
ИНЖЕНЕРНЫЕ ЗАДАЧИ В КУРСЕ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ Асс. <i>Старокуров Ю.В.</i>	202
ЭВОЛЮЦИЯ СОДЕРЖАНИЯ РАЗДЕЛА «МЕХАНИКА» КУРСА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ, ПРЕПОДАВАВШЕГОСЯ В МОСКОВСКОМ УНИВЕРСИТЕТЕ Доцент <i>Якута А. А.</i>	204
ДИДАКТИЧЕСКАЯ ЦЕЛЕСООБРАЗНОСТЬ ПРЕЗЕНТАЦИЙ НА АУДИТОРНЫХ ЗАНЯТИЯХ ПО ОБЩЕЙ ФИЗИКЕ Ст. преподаватель <i>Селиверстов А.В.</i>	208
Подсекция "Синхротронные и нейтронные исследования"	
СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ВЛИЯНИЯ ШЕРОХОВАТОСТЕЙ НА ФОРМИРОВАНИЕ ФАЗОВОГО КОНТРАСТА В ПУЧКЕ ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНОГО СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Профессор <i>Бушуев В.А.</i>	212
ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТИ СПЛАВОВ (Tb,Dy,Gd)Co ₂ ПОСЛЕ ПРОЦЕДУРЫ БЫСТРОЙ ЗАКАЛКИ С ПРИМЕНЕНИЕМ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКТОМЕТРИИ И АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ Аспирант <i>Алероев А.А.</i> , науч. сотр. <i>Каминская Т.П.</i> , вед. науч. сотр. <i>Терёшина И.С.</i> , зав. кафедрой <i>Карпенков А.Ю.</i> (Тверской государственный университет)	215
ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В РЕНТГЕНОВСКОЙ РЕЗОНАНСНОЙ ДИФРАКЦИИ Профессор <i>Овчинникова Е.Н.</i> , заведующий кафедрой <i>Орешко А.П.</i>	216
ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА НА МИКРОСТРУКТУРУ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА Mn-ЗАМЕЩЕННЫХ НАНОЧАСТИЦ ФЕРРИТА КОБАЛЬТА Науч. сотр. <i>Петровская Г. А.</i> , гл. науч. сотр. <i>Новакова А. А.</i> , вед. программист <i>Панфилов С. И.</i> , науч. сотр. БФУ им. И. Канта <i>Омельяничик А. С.</i> , доцент БФУ им. И. Канта <i>Родионова В. В.</i> , студент БФУ им. И. Канта <i>Сальников В.Д.</i>	217
ОСОБЕННОСТИ РАДИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ ДИФРАКЦИОННЫХ КОЛЕЦ НА КАРТАХ GISAXS ДЛЯ СЛУЧАЯ ОДНОРОДНО РАСПРЕДЕЛЕННЫХ В МАТРИЦЕ КЛАСТЕРОВ Ст. преподаватель <i>Баулин Р.А.</i> , гл. науч. сотр. <i>Андреева М.А.</i>	218

**НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ
Секция физики
2025 г.**

Сборник тезисов докладов

Подписано в печать 14.04.2025 г.
Формат А5. Объем 14,5 п.л. Тираж 25 экз.

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д.1, стр.2

Отпечатано в Отделе оперативной печати
Физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова