

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова
Физический факультет



НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ

Секция физики

Апрель 2022 года

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
Физический факультет

НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ
Секция физики

Апрель 2022 года

Сборник тезисов докладов
Под редакцией профессора Н.Н. Сыроева

Москва
Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова
2022

Научная конференция «ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ».
Секция физики. Апрель 2022. Сборник тезисов докладов / Под ред.
Н.Н. Сысоева. — М., Физический факультет МГУ, 2022 г. 274 с.
ISBN 978-5-8279- 0221-7

Подписано в печать 14.04.2022 г.
Формат А5. Объем 20,5 п.л.
Тираж 100 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

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

- «Оптика и лазерная физика»,
- «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина»,
- «Радиофизика, физическая электроника и акустика»,
- «Физика конденсированного состояния»,
- «Биофизика»,
- «Медицинская физика»,
- «Теоретическая физика»,
- «Математическая физика»,
- «Прикладная математика и математическое моделирование»,
- «Науки о Земле»,
- «Газодинамика, термодинамика и ударные волны»,
- «Атомная, ядерная физика и физика космоса»,
- «Методика преподавания».

Подсекция:
ОПТИКА И ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

Сопредседатели
профессор В.А. Макаров, профессор П.В. Короленко,
профессор А.В. Андреев

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ КВАНТОВЫХ ФАНТОМНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТОВ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ И КРОСС-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Вед. науч. сотр. *А. В. Белинский*, физик *Р. Сингх*

Одним из источников генерации запутанных состояний является спонтанное параметрическое рассеяние (СПР) на основе нелинейной восприимчивости $\chi^{(2)}$ оптических кристаллов. В результате рождаются коррелированные фотоны, которые затем используются для решения задач квантовой информатики и/или формирования квантовых фантомных изображений. Обычно для формирования квантовых фантомных изображений используется СПР $\chi^{(2)}$ процесс [1].

Ограничения, связанные с выполнением условия фазового синхронизма при определенных углах взаимодействия световых пучков негативно влияют на эффективное рождение коррелированных фотонов в широкой угловой апертуре в случае кристалла с оптической нелинейностью $\chi^{(2)}$. Интерес к использованию встречного вырожденного по частоте процесса четырехфотонного смещения на основе нелинейности $\chi^{(3)}$ обусловлен безусловным выполнением волнового/фазового синхронизма в изотропных средах [2]. Нелинейные операторные уравнения, описывающие этот процесс, не удается решить аналитически, поэтому приходится прибегать к приближению заданного поля. В случае вырожденного по частоте встречного четырехфотонного смещения система нелинейных операторных уравнений линеаризуется, но аналитическое решение становится сингулярным при высокой эффективности взаимодействия [2]. Для ухода от сингулярности необходимо решать полную систему операторных уравнений, то есть, без использования приближения заданного поля.

Мы предлагаем еще одну возможность формирования квантовых фантомных изображений на основе коллинеарного попутного взаимодействия четырехволнового смещения $\omega_3 + \omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ [3], включая самовоздействие и кросс-взаимодействие (Рис. 1).

Система операторных уравнений в случае, когда мода накачки 3, описываемая оператором уничтожения фотона $\hat{a}_3$ на частоте ω_3 считается неистошмой, а моды 1, 2 исходно находятся в вакуумном состоянии, имеет следующий вид:

$$\frac{d\hat{a}_1}{dz} = -ik_1\hat{a}_2^+ A_3^2 - ik_2\hat{E}\hat{a}_1, \quad (1)$$

$$\frac{d\hat{a}_2}{dz} = -ik_1\hat{a}_1^+ A_3^2 - ik_2\hat{E}\hat{a}_2, \quad (2)$$

где A_3 – постоянная комплексная амплитуда неистошмой накачки моды 3, $k_{1,2}$ – коэффициенты связи нелинейных процессов самовоздействия и кросс-взаимодействия.

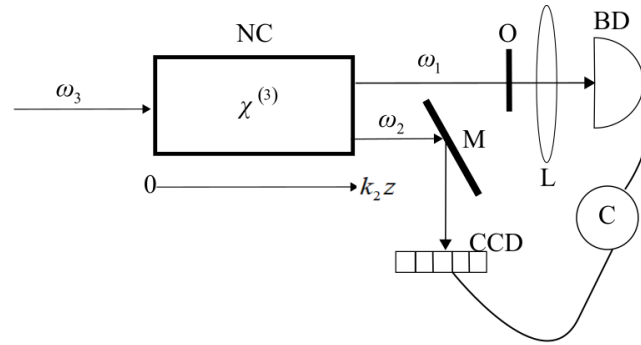


Рис.1. Схема формирования квантовых фантомных изображений: NC — нелинейный кристалл; ω_3 — частота накачки; ω_1 и ω_2 — частоты мод запутанных пар фотонов; О — прозрачный объект; М — зеркало; BD — интегрирующий детектор в объектном канале; L — оптический объектив; CCD — матрица фотодетекторов в восстанавливающем канале; С — коррелятор интенсивностей (схема совпадений).

Линейные операторные уравнения (1,2) решаются аналитически, например, с помощью преобразования Лапласа. Правильность решения можно проверить контролем выполнения коммутационных соотношений $[\hat{a}_{1,2}^+, \hat{a}_{1,2}] = 1$. Корреляционная функция мод $\hat{a}_1$ и $\hat{a}_2$ имеет следующий вид

$$g^{(2)} = \frac{\langle \hat{a}_1^+ \hat{a}_1 \hat{a}_2^+ \hat{a}_2 \rangle}{\langle \hat{a}_1^+ \hat{a}_1 \rangle \langle \hat{a}_2^+ \hat{a}_2 \rangle} = 2 + \left(1 - \frac{E^2 g_2^2}{|A_3|^4 g_1^2} \right) \text{csch}^2 \left[\left(|A_3|^4 g_1^2 - E^2 g_2^2 \right) z \right] \quad (3)$$

Среднее значение $g^{(2)}$ вычислялось в случае, когда моды $\hat{a}_1$ и $\hat{a}_2$ исходно находились в вакуумном состоянии (Рис.2).

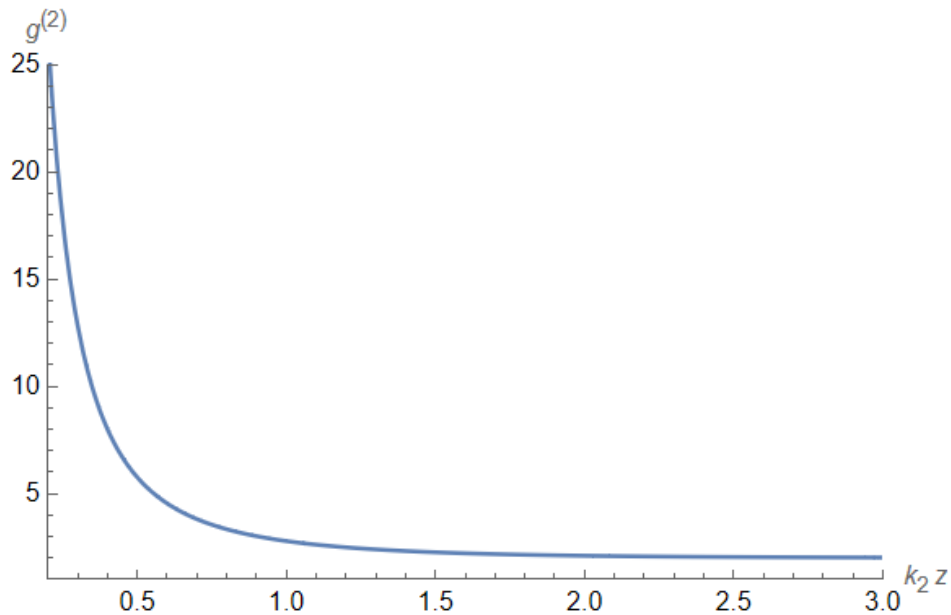


Рис.2. Коэффициент корреляции мод $\hat{a}_1$ и $\hat{a}_2$, когда они исходно находились в вакуумном состоянии, а накачка неистощимая.

Важно, что при $g^{(2)} > 1$ парных коррелированных фотонов больше, чем одиночных в каждой моде. Таким образом, предложенная схема может стать хорошим кандидатом генерации запутанных/коррелированных фотонов. Интересно, что среднее значение коэффициента корреляции не имеет сингулярности, как в случае встречного четырехфотонного смещения в приближении заданной накачки.

Литература

1. Колобов, М.И., Чиркин А.С. (ред.), Квантовое изображение, Физматлит, М., 2009.
2. Белинский А.В., Сингх Р. Встречное четырехфотонное смещение в формировании фантомных изображений. Журнал экспериментальной и теоретической физики, том 159, № 2, с. 258-261 (2021).
3. Chi, Y., Huang, J., Zhang, Z. et al. A programmable qudit-based quantum processor. Nat Commun 13, 1166 (2022). <https://doi.org/10.1038/s41467-022-28767-x>

ЭФФЕКТИВНАЯ МАССА, ПОДВИЖНОСТЬ И ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ 2ДЭГ В ТРЕХ КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GAN}$ ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ THZ-TDS СПЕКТРОСКОПИИ

Проф. Авакянц Л. П., студ. Бурмистров Е. Р.

Метод терагерцовой спектроскопии с временным разрешением (THz-TDs), основан на регистрации временной зависимости электрического поля ТГц сигнала, соответствующего отклику электронной системы в ответ на внешнее фемтосекундное возмущение [1]. Он оказался эффективным методом при исследовании систем в условиях низких (5-10К) температур и с низкой (10^{11} - 10^{13}см^{-3}) электронной плотностью, таких, например, как плазма разряда гелия (He) [2]. Таким образом, THz-TDs дополняет широко используемые методы ИК-спектроскопии, комбинационного рассеяния и расширяет исследуемый диапазон частот. Преимущества метода THz-TDs в исследовании полупроводниковых систем заключаются в том, что в ТГц диапазоне излучения заложена информация о характерных особенностях динамики 2ДЭГ. Такими характерными особенностями в случае гетероструктур $\text{InGaN}/\text{AlGaIn}/\text{GaN}$ могут быть подвижность и время релаксации импульса 2ДЭГ пикосекундной длительности в ответ на внешнее фемтосекундное возмущение; проводимость, а также кинетика 2ДЭГ в условиях действия встроенных пьезоэлектрических полей, расположенных вдоль гетерограницы.

Гетероструктуры InGaN/AlGaN/GaN обладают способностью генерировать ТГц излучение при взаимодействии с фемтосекундными лазерными импульсами. Подобные полупроводниковые структуры также соответствуют области прозрачности ТГц излучения. Следовательно, регистрируя спектры эмиссии ТГц излучения и осуществляя их обработку, можно получить представление о зонной структуре, а также о степени непараболичности энергетических подзон. В настоящей работе метод THz-TDs используется для определения времени релаксации импульса, подвижности и эффективной массы 2ДЭГ в гетероструктурах с тремя КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$, широко используемых в настоящее время в светодиодах синего и зеленого диапазона излучения.

Объектом исследования является типичная для светодиодных гетероструктур с тремя КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ в активной области слоевая структура [3]. Исследовались промышленные образцы гетероструктур InGaN/AlGaN/GaN, выращенные методом газовой фазной эпитаксии (ГФЭ). Ширина запрещенной зоны (равная $E_g = 2.6\text{эВ}$) и молярная доля индия ($x_{\text{In}} = 0.22$) определялись с помощью методики фототоковой спектроскопии.

Исследование плазмонных структур проведено с помощью спектрометра «THz-TD», сопряженного с криостатом. Сигналы во временной области были записаны через апертуру диаметром 1,5 мм при нормальном угле падения P – поляризации электрического поля ТГц импульсов. На рис.1 представлен пример записанных сигналов $E_{\text{off}}(t)$ (передается через пустой криостат) и $E_{\text{on}}(t)$ (опорный сигнал, переданный через криостат с образцом) во временной области.

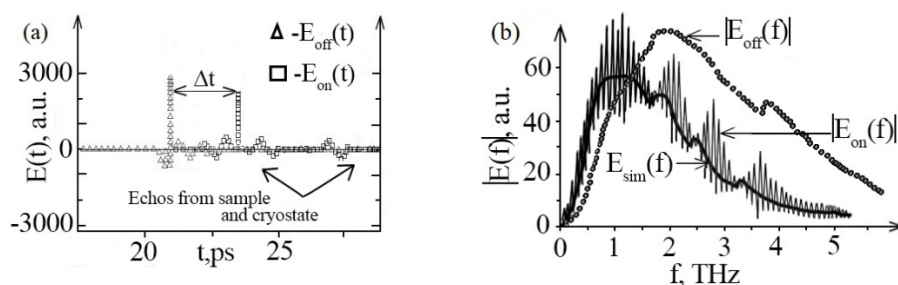


Рис.1. а) – Осциллограммы электрического поля ТГц импульсов во временной области; б) – Соответствующие частотные зависимости амплитуд БФП сигналов. Спектры получены при температуре 90К.

Как видно из рис.1. основной пик сигнала, прошедшего через криостат с образцом, сдвинут во времени на Δt относительно опорного сигнала. Уменьшение сигнала обусловлено потерями энергии в слоях гетероструктуры и частичного отражения от поверхностей слоев. Задержка импульса является результатом конечного времени перестройки электронной системы 2ДЭГ в КЯ InGaN/GaN. Величина задержки является временем релаксации импульса 2ДЭГ, которое равно $\tau = 2.3$ пс.

В целях моделирования сигнала, прошедшего через криостат с образцом, использовалось быстрое преобразование Фурье (БПФ) опорного сигнала $E_{\text{об}}(t)$:

$$E_{\text{сим}}(t) = F(0)E_{\text{об}}(0) + \sum_k F(f_k)E_{\text{об}}(f_k) \exp(2\pi i f_k t), \quad (1)$$

где $F(f)$ была найдена в [3] путем решения уравнений Максвелла как отклик среды на плоскую волну с частотой f в гидродинамической модели высокочастотных свойств 2ДЭГ; $f_k = k / \Delta t$, $k = 1, 2, \dots$ и Δt - временное окно импульсов. БПФ использовалось для получения Фурье – компонент измеряемых сигналов в частотной области: $E_{\text{об,об}}(f) = |E_{\text{об,об}}(f)| \exp(i\varphi_{\text{об,об}}(f))$, где $|E_{\text{об,об}}(f)|$, $\varphi_{\text{об,об}}(f)$ – Фурье – амплитуды и фазы опорного сигнала и сигнала, прошедшего через криостат с образцом. Для характеристики спектров пропускания определялись следующие параметры: спектральная мощность $P_i(f) = |E_{\text{об}}(f)|^2 / |E_{\text{об,об}}(f)|^2$ и фазовый сдвиг $\Phi_i(f) = \varphi_{\text{об}}(f) - \varphi_{\text{об,об}}(f)$. Соответствующие частотные зависимости для двух временных окон лазерных импульсов представлены на рис.2. Частотная зависимость Фурье – амплитуды представлена на рис.2.(b).

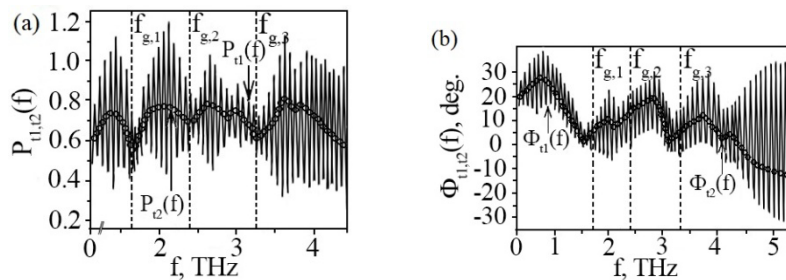


Рис.2. Частотные зависимости мощности (a) и фазы сигналов (b). Спектры получены для двух временных окон лазерных импульсов длительностью $t_1=1.5$ пс и $t_2=0.8$ пс при возбуждении образца 130 фс лазерными импульсами на длине волны 797 нм.

На рис.2. представлены модулированные полосами Фабри – Перо осцилляции функций $P_i(f)$ и $\Phi_i(f)$ в диапазоне частот от 1 ТГц до 5 ТГц. На частотной зависимости мощности излучения хорошо выражены провалы вблизи частот 2Д плазмонных резонансов. Эффект «бахромы» Фабри – Перо был подавлен путем вырезания дорожек сигнала для импульсов с $t_2=0.8$ пс перед первым «эхом» на временной зависимости (рис.1. (a)). Для анализа фазовых спектров $\Phi_i(f)$ была применена процедура разворачивания фазы. Результаты для разных временных окон показаны на рис. 2. (b). На рис.2.(a) видны первые три резонансные частоты 2Д плазмонов, обозначенные как f_{g1}, f_{g2}, f_{g3} . Видно, что фазовый сдвиг вблизи плазмонных резонансов ведет себя как точка перегиба функции, что соответствует минимумам в спектрах мощности $P_i(f)$. Для рассматриваемых плазмонных

структур резонансные частоты оценивались из закона дисперсии стробируемых 2Д плазмонов:

$$f_{g,k} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{4\pi e^2 N |q_k|}{m^* (\epsilon_s + \epsilon_d \coth(|q_k|d))}}, \quad (2)$$

где $q_k = 2\pi k / P$, $k = 1, 2, \dots$ (в данном случае $k = 2$); ϵ_s – диэлектрическая постоянная; $\epsilon_d = 8.2 + i\gamma$ – диэлектрическая проницаемость, где $\gamma = 1.8$ введен для учета радиационных потерь; m^* – эффективная масса, определяемая из (2); d – период активного слоя InGaN/GaN. Из рис.2. видно, что первые три резонансные частоты равны $f_{g,1} = 1.7$ ТГц, $f_{g,1} = 2.4$ ТГц и $f_{g,1} = 3.3$ ТГц. Подстановка f_{g1}, f_{g2} в (2) дает оценку эффективной массы 2ДЭГ ($m^* = 0.54m$), времени релаксации ($\tau \sim 10^{-12}$ с), а также подвижности $\mu = e\tau/m^* = 4 \cdot 10^3$ см²/В·с. Полученные значения хорошо согласуются с данными холловских измерений.

Литература

1. Richard B., Schasfoort M. Handbook of Surface Plasmon Resonance, 2017. P. 555.
2. Ando A., Kurose T., Reymond V., et all. // J. Appl. Phys. 2011. V. 110. N 7.
3. Бурмистров Е.Р., Авакянц Л.П. // ФТП. 2021. Т.55. № 11. С. 1059-1067.

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ РАЗЛИЧНЫХ МОДИФИКАТОРОВ НА ПРОЦЕСС КОЛЛАГЕНОЛИЗА В РАСТВОРАХ МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Асп. Петрова А.В., доц. Сергеева И.А.

Цель данной работы заключается в исследовании процесса коллагенолиза при наличии различных активаторов, ингибиторов и дубителей методом динамического рассеяния света в буферных растворах. Использование солей кальция, цинка и магния в данной работе обусловлено влиянием на активность коллагеназы, а ионы хрома являются дубителями молекул коллагена.

Эффективным спектрально-оптическим методом исследования процесса коллагенолиза в растворах является метод динамического рассеяния света (ДРС), позволяющий изучать броуновское движение макромолекул в растворах, при этом определять коэффициент трансляционной диффузии и гидродинамический радиус частиц или их комплексов.

Данный метод имеет основное преимущество: именно с помощью метода ДРС возможно в режиме реального времени отследить динамику биodeградации белка коллагена. Меняя параметры среды, такие как темпе-

ратура, добавление различных модификаторов, концентрация исследуемых объектов, показатель pH, можно моделировать процессы, максимально приближая их к физиологическим.

При развитии различных патологических изменений в структуре коллагеновых фибрилл возможно возникновение ряда серьезных заболеваний. В некоторых случаях синтез коллагена заметно увеличивается. Избыточное накопление коллагеновых волокон происходит в результате нарушений в системе синтеза/деградации белка [1]. В некоторых случаях дисбаланс приводит к замене рыхлой волокнистой соединительной ткани на плотную [2]. Во многих случаях использование инъекционной формы коллагеназы или препаратов на ее основе может помочь в деградации обструктивного коллагена [3]. Наиболее часто используется бактериальная коллагеназа, полученная из *Clostridium histolyticum* СНС (возбудитель газовой гангрены) [4].

С другой стороны, недостаточный синтез белка приводит к дефициту коллагена, в результате которого возникают патологические процессы в хрящевой ткани, в сосудистой стенке, в хрусталике (ухудшение зрения), а также в кишечнике, коже и других органах человека [5].

Для ускорения и замедления процесса расщепления белка коллагена под воздействием фермента коллагеназы используются активаторы (хлорид кальция, хлорид цинка и др.) и ингибиторы (хлорид магния, ЭДТА и др.), а также соли хрома (хлорид хрома, ацетат хрома, нитрат хрома и др.) которые являются дубителями и стабилизаторами коллагеновых фибрилл в организме [6].

При использовании солей трехвалентного хрома процесс деградации коллагена происходит менее интенсивно, поскольку дубление молекул белка приводит к образованию поперечных связей («сшивок») между молекулярными цепями белковой структуры и упрочнению ее пространственной конфигурации. Хромовое дубление придает коллагену устойчивость к воздействию ферментов.

В данной работе методом ДРС было получено, что при добавлении ионов Ca^{2+} в растворы коллагена и коллагеназы, скорость расщепления белка увеличивается в 2,4 раза, а при добавлении ионов Zn^{2+} в 1,3 раза по сравнению с чистыми растворами. В свою очередь добавление ингибиторов ЭДТА и MgCl_2 в растворы коллагена и коллагеназы приводит к снижению активности фермента и замедляет скорость биodeградации коллагена в 2,6 и 2 раза, соответственно, по сравнению с чистыми растворами.

Добавление ионов Ca^{2+} в растворы коллагена и коллагеназы, содержащих ЭДТА, полностью восстанавливает активность фермента. При одновременном добавлении ионов Mg^{2+} и Ca^{2+} в растворы коллагена и коллагеназы, скорость расщепления белка увеличивается в 1,5 раза по сравне-

нию с чистыми растворами. Следовательно, ионы Ca^{2+} частично восстанавливают активность фермента в растворах, содержащих ионы Mg^{2+} .

Обнаружено, что ионы хрома различных солей (CrCl_3 , $\text{Cr}(\text{NO}_3)_3$, $\text{Cr}(\text{CH}_3\text{CO}_2)_3$) примерно одинаково влияют на процесс коллагенолиза. При наличии ионов хрома скорость биodeградации коллагена снижается в 3,8 раза по сравнению с чистым раствором, что указывает на упрочнение структуры белка. При добавлении ионов кальция и цинка в раствор хромированного коллагена и коллагеназы, скорость реакции увеличивается в 1,5 и 1,3 раза, соответственно, и уменьшается в 2,6 и 2,9 раза, соответственно, по сравнению с чистым раствором нехромированного белка.

Литература

1. R. Bauer, J.J. Wilson, S.T.L. Philominathan, D. Davis., Structural comparison of ColH and ColG collagen-binding domains from *Clostridium histolyticum*. *J Bacteriol*, 195 (2) (2013), pp. 318-327.
2. Nanchahal J, Midwood K.S., Treatment for dupuytren's disease. United States patent US 9138458 B2, 2015.
3. Wilson J. J., Matsushita O., Okabe A., Sakon J. A bacterial collagen-binding domain with novel calcium-binding motif controls domain orientation. *The EMBO J*. Vol. 22, № 8. (2003), pp. 1743–1752.
4. Arjun S. Adhikari, Emerson Glassey and Alexander R. Dunn., Conformational dynamics accompanying the proteolytic degradation of trimeric collagen I by collagenases. *Journal of American Chemical Society* vol.134 №32 (2002), pp.13143–13144.
5. Shrutal Narendra Deshmukh, Alka M Dive, Rohit Moharil., Enigmatic insight into collagen. *J Oral Maxillofac Pathol*. 20(2) (2016), pp. 276–283.
6. Yi Zhang et al., A guide to high-efficiency chromium (III)-collagen cross-linking: Synchrotron SAXS and DSC study // *International Journal of Biological Macromolecules*, № 126 (2019), pp. 123-129.

Подсекция:
ФОТОННЫЕ И КВАНТОВЫЕ
ТЕХНОЛОГИИ.
ЦИФРОВАЯ МЕДИЦИНА

Сопредседатели
профессор Н.Н. Сысоев, член.корр. РАН, проф. А.П. Шкуринов
ст. научн. сотр. Е.А. Ширшин

КВАНТОВАЯ ОПТИЧЕСКАЯ КОГЕРЕНТНАЯ ТОМОГРАФИЯ:
ИСТОРИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Ст. науч. сотр. *Катамадзе К. Г.*, асп. *Романова А. В.*,
проф. *Кулик С. П.*

Метод квантовой оптической когерентной томографии (КОКТ) известен еще с 2001 года [1]. В его основе лежит интерференционный эффект Хонга-Оу-Манделя [2], который заключается в том, что два фотона, пришедшие одновременно на два входа симметричного светоделителя, всегда группируются в одном из выходных каналов, поэтому, если выходы светоделителя подключить к однофотонным, детекторам, то они никогда не будут регистрировать фотоны одновременно — не будут наблюдаться совпадения фотоотсчетов. Однако, если задержать один фотон относительно другого на время большее времени когерентности, то они не будут интерферировать, и совпадения будут наблюдаться. В системе КОКТ перед светоделителем в одном канале помещается управляемая задержка, а в другом — отражающий образец. При сканировании задержки и регистрации совпадений фотоотсчетов отражению от каждого слоя образца будет соответствовать свой «провал» в совпадениях. Это позволяет восстанавливать продольную структуру образца с точностью, определяемой длиной когерентности пар фотонов, которая не ограничена числовой апертурой оптической схемы. Этот метод аналогичен методу классической оптической когерентной томографии [3], при котором исследуемый образец помещается в одном из плеч интерферометра Майкельсона, а длина другого плеча сканируется. Тогда на выходе интерферометра также наблюдается интерферограмма, по которой можно восстановить продольную структуру образца, и точность также определяется длиной когерентности зондирующего излучения. Поскольку длина когерентности обратно пропорциональна ширине спектра, то для высокого разрешения необходимо использовать широкополосное зондирующее излучение. Однако в этом случае становится критическим влияние дисперсии, которое приводит к расплыванию корреляционной функции и, тем самым, ограничивает предельное разрешение.

Ключевым преимуществом КОКТ является отсутствие влияния дисперсии на двухфотонную интерференцию. Кроме того, разрешение КОКТ в два раза выше по сравнению с классическим аналогом. Но несмотря на эти преимущества, КОКТ до сих пор не используется в практических приложениях. Это связано со сложностью приготовления двухмодовых широкополосных бифотонных полей с высокой интенсивностью.

По-видимому, лучшие результаты по реализации КОКТ были показаны группой Такеучи [4] в 2016 г. Для приготовления широкополосного бифотонного поля использовался специально выращенный нелинейный кристалл танталата лития с апериодической модуляцией квадратичной нелинейности. При этом удалось добиться устойчивого по отношению к дисперсии разрешения в 0,54 мкм.

С другой стороны, в том же 2016 г нашей группой был предложен метод эффективной генерации широкополосных бифотонных полей в объемном нелинейном кристалле одномодовом режиме [5]. Метод основан на одновременной фокусировке лазера накачки и приемной моды. Из-за эффекта сноса такая фокусировка приводит к уменьшению длины перекрытия этих двух мод и, следовательно, к уширению спектра бифотонного поля. При этом за счет фокусировки спектральная эффективность сохраняется, а интегральная возрастает. Теоретически показано, что этот метод позволяет добиться предельно малой длины когерентности, сравнимой с длиной волны.

Однако, такое широкополосное одномодовое бифотонное поле нельзя применить к стандартной схеме КОКТ, поскольку она требует, чтобы два фотона изначально были в разных пространственных модах. В то же время в 2012 году исследовались корреляционные свойства пространственно-одномодовых бифотонов в интерферометре Майкельсона [6], и было показано, что в этом случае также имеет место уменьшение длины когерентности и устойчивость по отношению к дисперсии (хотя последнее утверждение не было подробно исследовано ни экспериментально ни теоретически).

Таким образом, одним из перспективных направлений развития КОКТ является сопряжение широкополосного одномодового источника бифотонного поля с измерительной схемой на основе интерферометра Майкельсона.

Другим направлением развития КОКТ является анализ совместного измерения временных и частотных корреляций бифотонного поля [7]. Этот метод позволяет получить больше информации об исследуемом образце. С другой стороны, это указывает на возможность независимого анализа для разных частотных компонент. Поэтому другим направлением развития КОКТ является ее реализация в перестраиваемом по частоте режиме.

Таким образом, развитие схем КОКТ позволит в ближайшее время существенно расширить возможности этого метода и довести его до практических применений.

Литература

1. A. F. Abouraddy, M. B. Nasr, B. E. A. Saleh, A. V Sergienko, and M. C. Teich, "Quantum optical coherence tomography with dispersion cancellation," *Phys. Rev. A* 65(5), 19 (2001).

2. C. K. C. Hong, Z. Y. Z. Ou, and L. Mandel, "Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference," *Phys. Rev. Lett.* 59(November), 2044–2046 (1987).
3. P. Wilder-Smith, L. Otis, J. Zhang, and Z. Chen, *Optical Coherence Tomography* (2015).
4. M. Okano, H. H. Lim, R. Okamoto, N. Nishizawa, S. Kurimura, and S. Takeuchi, "0.54 μm resolution two-photon interference with dispersion cancellation for quantum optical coherence tomography," *Sci. Rep.* 5(1), 18042 (2016).
5. K. G. Katamadze and S. P. Kulik, "Broadband biphotons in the single spatial mode through high pump focusing and walk-off effect," in *SPIE Proceedings*, V. F. Lukichev and K. V. Rudenko, eds. (2016), 10224, p. 102242N.
6. D. Lopez-Mago and L. Novotny, "Coherence measurements with the two-photon Michelson interferometer," *Phys. Rev. A* 86(2), 023820 (2012).
7. P. Yepiz-Graciano, A. M. A. Martínez, D. Lopez-Mago, H. Cruz-Ramirez, and A. B. U'Ren, "Spectrally resolved Hong–Ou–Mandel interferometry for quantum-optical coherence tomography," *Photonics Res.* 8(6), 1023 (2020).

ФАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ КОГЕРЕНТНАЯ МИКРОСКОПИЯ НАНОСТРУКТУР И ОДИНОЧНЫХ ЖИВЫХ КЛЕТОК

Науч. сотр. *Соболева И.В.*, студ. *Сиротин М.А.*,
науч. сотр. *Любин Е.В.*, проф. *Федянин А.А.*

Оптическая когерентная микроскопия (ОКМ) сочетает в себе достоинства оптической когерентной томографии и конфокальной микроскопии [1]. Методика ОКМ является неинвазивной, обладает высоким разрешением в продольном и в поперечных направлениях при использовании объективов с высокой числовой апертурой, а также высоким отношением сигнал-шум. В основе метода лежит получение и последующий Фурье-анализ спектров интерференции в интерферометре Майкельсона, в одно из плеч которого установлен исследуемый образец. Использование фазочувствительной ОКМ позволяет не только получать микроизображения исследуемого образца, но и отслеживать изменения оптического пути света внутри образца. Это может быть использовано для улучшения осевого разрешения ОКМ вплоть до десятков нанометров [2], а также открывает возможность использования ОКМ для дефектоскопии микро- и наноструктур [3]. В настоящей работе показаны возможности ОКМ для визуализации единичных живых клеток на примере эритроцитов, дрожжей и раковых клеток. Разработана методика полностью оптической микроэластографии одиночных клеток, основанная на сочетании ОКМ и оптического пинцета. Предложенная методика подходит для изучения

механических свойств единичных живых клеток. Показаны возможности визуализации и характеристики диэлектрических микроструктур, в том числе обладающих внутренними границами раздела сред с отличающимися показателями преломления, что делает ОКМ перспективной для дефектоскопии диэлектрических микроустройств нанопотоники.

Литература

1. W. Drexler and J. G. Fujimoto, *Optical Coherence Tomography: Technology and Applications* (Springer Science & Business Media, 2008).
3. M.A. Sirotin, M.N. Romodina, E.V. Lyubin, I.V. Soboleva, A.A. Fedyanin, *Biomed. Opt. Express* 13, 14-25 (2022).
2. K.R. Safronov, V.O. Bessonov, D.V. Akhremenkov, M.A. Sirotin, M.N. Romodina, E.V. Lyubin, I.V. Soboleva, A.A. Fedyanin, *Laser & Photonics Reviews* 2100542 (2)

ПРИМЕНЕНИЕ ТГЦ МЕТАМАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ АДГЕЗИОННЫХ СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТНО-АКТИВНЫХ ВИРУСОВ НА ПРИМЕРЕ SARS-COV-2.

Асп. Конникова М.Р., проф. Черкасова О.П. (НГТУ), студ. Дизер Е.С. (ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, МИФИ), проф. Васильевский И.С. (МИФИ), доц. Бутылин А.А., проф. Кистенев Ю.В. (ТГУ), член-корр. РАН, проф. Тучин В.В. (СГУ им. Н.Г. Чернышевского), член-корр. РАН, проф. Шкуринов А.П.

В марте 2020 года Всемирная организация здравоохранения признала инфекционное заболевание COVID-19, вызываемое коронавирусом типа SARS-CoV-2, пандемией. Взаимодействие вируса с поверхностью обусловлено в большей степени слабыми неспецифическими межмолекулярными взаимодействиями, в том числе водородными связями [1]. Времена релаксации водородных связей соответствуют терагерцевому (ТГц) диапазону [2]. Для повышения чувствительности метода ТГц спектроскопии к адгезионным свойствам молекулярных слоев, разработан ТГц метаматериал. В работе показана эффективность использования двумерных ТГц метаматериалов для исследования адгезивных свойств вирусных белков и предложена практическая методика их применения. Для сравнения изучены адгезивные свойства бычьего сывороточного альбумина (БСА), близкого по молекулярному весу к S-белку, и аминокислоты гистидина, использование которой позволило продемонстрировать эффективность предлагаемой методики исследования

специфических особенностей взаимодействия сложных молекул с поверхностями. Предложенная методика показала чувствительность ТГц метаматериалов к определению эффективности адгезии поверхностно активных вирусов на примере SARS-CoV-2.

Литература

1. E. Joonaki, A. Hassanpouryouzband, C. L. Heldt, & O. Areo, *Chem* **2020**, 6 (9), 2135.
2. O.A. Smolyanskaya, N.V. Chernomyrdin, A.A. Konovko et al., *Prog. Quantum Electron.* **2018**, 62, (1), 1-77.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ С КАНАЛОМ-НАНОПРОВОДОМ КАК ОСНОВА БИОСЕНСОРОВ ДЛЯ БИОМЕДИЦИНСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ.

Асп. Циняйкин И.И., ст. науч. сотр. Преснова Г.В.,
вед. науч. сотр. Рубцова М.Ю., мл. науч. сотр. Божьев И.В.,
доц. Шорохов В.В., вед. науч. сотр. Крупенин В.А., проф. Снигирев О.В., ст.
науч. сотр. Преснов Д.Е. (физ.ф-т МГУ, хим. ф-т МГУ, НИИЯФ МГУ)

В настоящее время повышенный интерес для биомедицинских исследований представляют высокочувствительные биосенсоры на основе полевых транзисторов с каналом-нанопроводом. Эффективность таких устройств для обнаружения различных биоаналитов в режиме реального времени с высокой точностью и специфичностью подтверждена многочисленными исследованиями [1,2,3]. Их использовали для обнаружения различных вирусов, таких как COVID-19, вирус гриппа или гепатита В, а так же биомаркеров таких заболеваний, как болезнь Альцгеймера, рак, острый инфаркт миокарда. Кроме того, они использовались для разработки секвенаторов и сенсоров нуклеиновых кислот.

Структуры изготавливались из материала кремний на изоляторе традиционными для полупроводниковой электроники литографическими методами [2]. Отклик на воздействие определялся по изменению проводимости канала транзистора при связывании анализируемых веществ с распознающими молекулами на поверхности нанопровода.

Характерная особенность предлагаемого сенсора заключалась в том, что поверхность кремниевого нанопровода была модифицирована наночастицами золота диаметром 2-4 нм. Разработанная электростатическая модель показала, что при этом существенно увеличивается эффективная сенсорная площадь (до 6 раз) и емкостная связь между

поверхностью нанопровода и детектируемым объектом. В эксперименте чувствительность достигала рекордных значений сдвига порогового напряжения 70 ± 1 мВ на единицу изменения pH.

Модификация поверхности нанопроводов антителами различной специфичности позволяла регистрировать биологически значимые маркеры, такие как простат-специфический антиген (PSA), тиреоглобулин (Tg), тиреотропный гормон (TSH) в буфере и сыворотках крови [2-3].

Работа поддержана Междисциплинарной научно-образовательной школой Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

[1] A. Zhang and C.M. Lieber, *Chem. Rev.* **2016**, 116(1), 215-257.

[2] I.I. Tsiniakin, G.V. Presnova, et al., *Moscow University Physics Bulletin* **2020**, 75(6), 645-656.

[3] G. Presnova, D. Presnov, et al., *Biosensors and Bioelectronics* **2017**, **88**, 283–289.

САМООРГАНИЗУЮЩИЕСЯ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ КОРОТКИХ ПЕПТИДОВ: УПРАВЛЕНИЕ КИНЕТИКОЙ СБОРКИ И СЕНСОРНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ

Мл. науч. сотр. *Тихонова Т.Н.*, науч. сотр. *Ровнягина Н.Р.* (ФГАОУ ВО Первый МГМУ им. И.М. Сеченова), ст. науч. сотр. *Шишин Е.А.*

Самосборка пептидов является ключевым направлением для создания перспективных multifunctional биомедицинских материалов [1,2]. В настоящее время для создания биоматериалов с желаемыми свойствами активно изучаются новые подходы к тонкой настройке макроскопических и микроскопических свойств биоподобных структур на основе пептидов. В данной работе изучалась кинетика самосборки дипептида Fmoc-дифенилаланин (Fmoc-FF) и образование из него гидрогеля в присутствии красителя тиофлавин Т (ThT). Было обнаружено, что присутствие данного красителя сильно изменяет структурные и механические свойства гидрогеля, в частности, приводит к десятикратному увеличению времени гелеобразования и образованию коротких и плотных волокон в гидрогеле. В результате этих морфологических изменений была достигнута более высокая термостойкость и десятикратное увеличение жесткости гидрогеля. Таким образом, ThT не только замедлял кинетику образования гидрогеля Fmoc-FF, но и сильно улучшал его механические свойства. В докладе будет представлено подробное описание влияния ThT на свойства гидрогелей, а

также изложены механизмы этого явления и анализ возможностей новых подходов к управлению микро- и макросвойствами пептидных гидрогелей [3]. Также будет показана возможность использования пептидного гидрогеля для создания чувствительного сенсора для контроля транспортировки и хранения лекарственных препаратов и биоматериалов.

Литература

1. С. Mao, Y. Xiang, X. Liu, Z. Cui, X. Yang, K. W. K. Yeung, H. Pan, X. Wang, P. K. Chu, S. Wu, *ACS nano* **2017**, *11*(9), 9010-9021.
2. L. Li, J. M. Scheiger, P. A. Levkin, *Adv. Mater.* **2019**, *31*(26), 1807333.
3. T.N. Tikhonova, N. N. Rovnyagina, Z.A. Arnon, B.P. Yakimov, Y.M. Efremov, .. & E.A. Shirshin, *Angew. Chem. Int. Ed.* **2021**, *60*(48), 25339-25345.

САМОРАПОРТУЮЩИЕ СИСТЕМЫ ДОСТАВКИ ЛЕКАРСТВ НА ОСНОВЕ КОМПОЗИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ И ЗОЛОТА

Науч.сотр. Гонгальский М.Б., студ. Путинцев П.П. ,
мл. науч. сотр.Первушин Н.А., мл. науч. сотр. Гончар К.А.,
мл. науч. сотр. Цурикова У.А., доц. Елисеев А.А.,
ст. науч. сотр. Осминкина Л.А.

Одной из наиболее перспективных методик оптического мониторинга живых систем сегодня является спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС). Она неинвазивна и позволяет визуализировать как классические биологические объекты, так и твердотельные, т. к. особенности спектров позволяют сделать выводы о химическом составе вещества. Однако, недостатком спонтанного КРС является малое сечение рассеяния, что снижает чувствительность метода и требует значительного времени для накопления сигнала. Кроме того, в ряде случаев невозможно выделить сигнал исследуемого органического вещества (например, цитостатика) на фоне стандартных химических веществ, составляющих основу живых клеток и тканей. Поэтому в данной работе используется эффект гигантского комбинационного рассеяния (ГКР, англ. SERS), основанный на многократной локализации света вблизи металлических наночастиц вследствие возбуждения в них поверхностных плазмонов, что приводит к усилению сигнала на 5-11 порядков.

Эффект ГКР реализован в порах кремниевых наночастиц (КНЧ), заполненных как более мелкими наночастицами золота, так и противораковым препаратом сунитинибом. Средний размер наночастиц составляет 100-200 нм, а пористость превышает 60%, что позволяет

загрузить большое количество лекарства в поры [1,2]. Такие частицы называются «саморапортующими» (англ. Self-reporting), т. к. они являются не только средством направленной доставки лекарства в раковые опухоли, но и позволяют измерить, сколько доставляемого вещества находится в них непосредственно в данный момент.

Отметим, что важной особенностью кремниевых наночастиц является их высокая биосовместимость и биodeградируемость [2]. Это позволяет избежать каких-либо негативных эффектов, вызванных непосредственно наличием наночастиц в организме. Для получения саморапортующих наночастиц была разработана новая методика осаждения наночастиц золота из раствора хлорида золота в этаноле при воздействии ультразвука в течение 20 минут.

Полученные образцы позволили доставлять наночастицы с сунитинибом непосредственно в клетки и измерять спектры КРС сунитиниба, усиленные за счет эффекта ГКР.

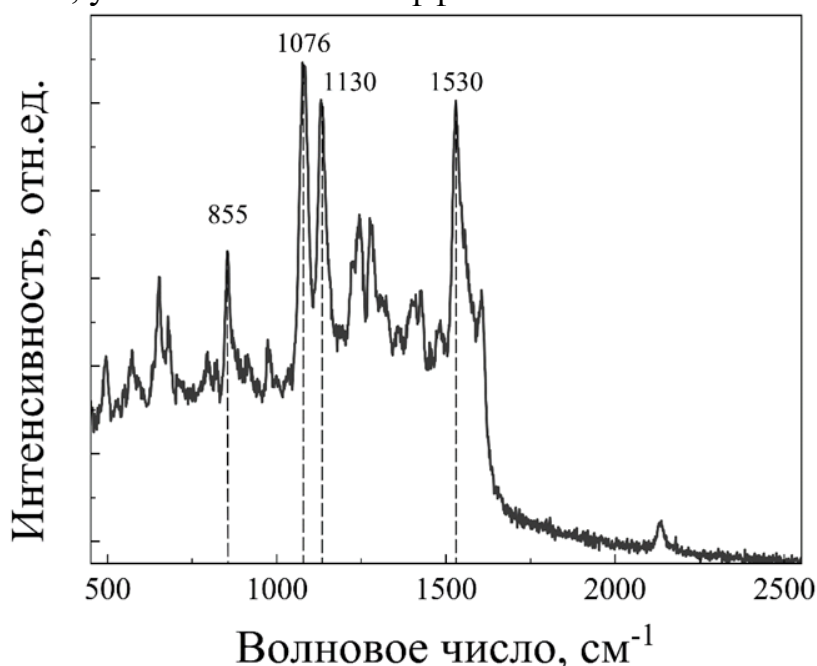


Рисунок 1. Спектр ГКР саморапортующих наночастиц кремния с золотом с загруженным в поры противораковым лекарством сунитинибом.

Типичный спектр нанокомпозитов кремний/золото с сунитинибом показан на Рис.1. Высокоинтенсивные узкие пики соответствуют КРС сунитиниба. Спектр был получен с временем накопления 1 секунды при мощности лазера 2 мВт (длина волны 633 нм), что стало возможно исключительно благодаря эффекту ГКР. В эксперименте наблюдалась неоднородность спектров, вследствие того, что усиление сигнала происходило в горячих точках (англ. hot spots) и могло достигать 10^{10} - 10^{11} , в то время, как ГКР без горячих точек позволяет усиливать только в 10^5 - 10^6 раз.

Таким образом, в работе показана возможность применения метода ГКР для мониторинга противораковых препаратов непосредственно в порах нанокompозитов, то есть продемонстрировано свойство саморапорования, а именно возможности измерения количества лекарства в частицах. Полученные результаты могут быть использованы для дальнейшей разработки противораковых средств нового поколения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-72-10131.

ТЕРМОГРАФИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ В ОБЛАСТИ ЛИЦА

Проф. Знаменская И.А., ст. преп. Коротеева Е.Ю.

Метод инфракрасной термографии используется во многих прикладных задачах. Данная работа, выполненная на кафедре молекулярных процессов и экстремальных состояний вещества показывает возможность использования данного метода для оценки различных дыхательных показателей за счет регистрируемого тепловизионной камерой нагретого углекислого газа, концентрация которого существенно повышается в выдыхаемом человеком воздухе по сравнению с концентрацией в атмосфере [1,2]. Цель работы – изучение тепловых потоков, возникающих в близлежащей области к лицу человека при его дыхании и кашле при наличии и отсутствии на лице маски. Для анализа эффективности ношения тех или иных видов масок необходима оценка дальности распространения потоков дыхания и кашля, направления распространения и скорости тепловых потоков.

Для фиксации тепловых потоков использовался тепловизор FLIR SC7000 с частотой 15 Гц; спектральный диапазон тепловизора составляет от 3,7 до 4,8 микрон; разрешение тепловизионной камеры в данном режиме составляет 640 на 512 пикселей; при съемке использовались объективы с фокусным расстоянием 25 и 50 миллиметров; время интеграции составило 1052 микросекунды. Наиболее сильная полоса поглощения углекислого газа находится в ИК области (4,13-4,43 мкм). Таким образом, струя выдыхаемого газа благодаря температурному и концентрационному контрасту является регистрируемым объектом для тепловизора. Результаты работы показали высокую эффективность медицинских масок в уменьшении расстояния и скорости распространения дыхательных потоков человека, а также их существенную роль в упрощении дистанционного определения частоты дыхания, которое может помочь идентифицировать больных людей в толпе без использования контактных методов.

Литература

1. S. Verma, M. Dhanak, & J. Frankenfield,. Phys Fluids, 32(6), 061708, 2020.
2. Koroteeva E., Shagiyanova A. Infrared-based visualization of exhalation flows while wearing protective face masks // *Physics of Fluids*. — 2022. — Vol. 34, no. 1. — P. 011705.

УПРУГИЕ СВОЙСТВА МОДЕЛИ ЧЕЛОВЕЧЕСКОЙ ГЕМАТОМЫ И ЕЕ РАЗЖИЖЕНИЕ ИМПУЛЬСНЫМ ФОКУСИРОВАННЫМ УЛЬТРАЗВУКОМ

Асп. Пономарчук Е.М., мл. науч. сотр. Росницкий П.Б.,
доц. Цысарь С.А., ст. науч. сотр. Карзова М.М., асп. Тюрина А.В., науч.
сотр. Кадрев А.В. (МНОЦ МГУ), вед. науч. сотр. Буравков С.В. (ФФМ
МГУ), профессор Трахтман П.Е. (НМИЦ ДГОИ им. Дмитрия Рогачева),
врач-трансфузиолог Старостин Н.Н. (НМИЦ ДГОИ им. Дмитрия
Рогачева), проф. Сапожников О.А., доц. Хохлова В.А.

Объемные гематомы человека представляют собой клиническую проблему, требующую либо долгосрочного консервативного лечения, либо оперативного вмешательства, сопровождающегося соответствующими рисками. В качестве альтернативы недавно был предложен способ, основанный на фокусировке мощных ультразвуковых (УЗ) импульсов извне человеческого тела в область гематомы, позволяющий неинвазивно механически ликвидировать гематому для ее последующей аспирации тонкой иглой. Такой метод получил название гистотрипсии и сейчас активно развивается также, например, для лечения опухолей и абсцессов. Известно, что отклик биоткани на УЗ воздействие зависит от ее упругих свойств, таких как сдвиговый модуль и модуль Юнга. В настоящей работе методом эластографии сдвиговой волной показано, что модуль Юнга объемных сгустков человеческой крови *in vitro* в процессе коагуляции увеличивается до значения, сохраняющегося далее неизменным в течение нескольких суток. Методами сканирующей электронной микроскопии показано, что с течением времени клетки крови претерпевают значительный эхиноцитоз, при этом ультраструктура фибриновых нитей видимым образом не изменяется. В то же время было показано, что сгустки становились более устойчивы к механическому разрушению, что коррелировало со степенью их ретракции. Таким образом, показано, что прочность гематом и их восприимчивость к разжижению методом гистотрипсии определяется не только величиной модуля Юнга. Обсуждается влияние других факторов на восприимчивость гематомы к механическому воздействию, таких как содержание жидкости в сгустке и

упрочнение фибриновой сети со временем. Работа поддержана грантами РФФИ 20-02-00210, фонда «Базис» 20-2-10-10-1 и стипендией НОШ МГУ «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

Литература

1. Maxwell A., Sapozhnikov O., Bailey M., Crum L.A., Xu Z., Fowlkes B., Cain C., Khokhlova V.A. *Acoustics Today* **2012**, 8(4), 24-37.
2. Khokhlova T.D., Monsky W.L., Haider Y.A., Maxwell A., Wang Y.-N., Matula T.J. *Ultrasound Med. Biol.* **2016**, 42(7), 1491-1498.

ЛАЗЕРНО-ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МИКРОЦИРКУЛЯЦИИ И МИКРОРЕОЛОГИИ КРОВИ В НОРМЕ И ПРИ ПАТОЛОГИИ

Ст. науч. сотр. *Луговцов А.Е.*, асп. *Ермолинский П.Б.*, вед. науч. сотр. *Гурфинкель Ю.И.* (МНОЦ), зав. отд. трансфузиологии *Калинин Н.Н.* (МНОЦ), врач-трансфузиолог *Таусон И.В.* (МНОЦ), врач-трансфузиолог *Рудницкая М.А.* (МНОЦ), зав. кардиологическим отделением *Дячук Л.И.* (МНОЦ), доц. *Приезжев А.В.*

Методы, основанные на применении диффузного упругого рассеяния света и дифрактометрии, оптического пинцета, цифровой капилляроскопии с обработкой изображений, широко используются для измерения целого ряда параметров, характеризующих микроциркуляцию (МЦ) и микрореологические (МР) свойства крови [1]. Состояние организма зависит от МЦ крови, которая зависит от МР свойств эритроцитов и тромбоцитов – их деформируемости и агрегации. Сердечно-сосудистые и метаболические заболевания, такие как артериальная гипертензия (АГ) и сахарный диабет (СД), могут приводить к нарушению МР и МЦ крови [2]. Важность мониторинга таких нарушений обуславливается необходимостью их коррекции с использованием различных лекарственных средств или с помощью процедур лекарственного плазмафереза. В докладе демонстрируются физические основы используемых лазерно-оптических методов. Представлены результаты *in vitro* измерений индексов деформируемости эритроцитов, агрегации эритроцитов и тромбоцитов, гидродинамической прочности, характерного времени образования агрегатов эритроцитов, их сил парного взаимодействия, а также *in vivo* измерений скорости капиллярного кровотока. При АГ и СД было установлено значительное усиление агрегации эритроцитов и тромбоцитов, снижение деформируемости эритроцитов и нарушение МЦ крови в капиллярах ногтевого ложа.

Показано, что изменения параметров, измеренных *in vivo* и *in vitro* разными методами хорошо согласуются между собой. Рассмотренные методы позволяют оценивать нарушения МЦ крови при АГ и СД. Выполнено при финансовой поддержке гранта РФФИ № 22-15-00120 и в рамках НОШ «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

Литература

1. А. Е. Lugovtsov, Y. I. Gurfinkel, P. B. Ermolinskiy, A. I. Maslyanitsina, L. I. Dyachuk, A. V. Priezzhev, *Biomedical optics express*, **2019** 10(8), 3974–3986.
2. А. Maslianitsyna, P. Ermolinskiy, A. Lugovtsov, A. Pigurenko, M. Sasonko, Y. Gurfinkel, Alexander Priezzhev, *Diagnostics*, **2021**, 11(1), 76.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ РЕГУЛЯРИЗАЦИИ ТИХОНОВА НА ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРОВ УСКОРИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ГЛУБИННЫМ ДОЗОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМ

Вед. инж. *Ипатов В.С.* (НИИЯФ им. Д.В.Скобельцына), мл. науч.сотр.
Студеникин Ф.Р., ст. преп. *Близнюк У.А.*,
доц. *Борщеговская П.Ю.*, ст. науч. сотрудник *Ханкин В.В.* (НИИЯФ им.
Д.В.Скобельцына), проф. *Черняев А.П.*

Ежегодный рост количества медицинских и промышленных центров, использующих ускорители электронов для решения целого ряда научно-прикладных задач, связан с их высокой необходимостью [1]. При планировании облучения на ускорителе электронов необходимо определить энергетический спектр пучка электронов с целью точного расчета распределения дозы по объему облучаемого объекта. Наиболее известными методами определения энергетических спектров ускорителей являются: моделирование источника излучения и геометрии облучения методом Монте-Карло [2], прямое измерение энергетического спектра с использованием специального дорогостоящего оборудования [3] и косвенный метод, основанный на реконструкции спектрального состава пучка по экспериментально измеренным данным [4, 5].

Для восстановления спектра $f(E)$ пучка электронов по экспериментально измеренным глубинным дозовым распределениям, необходимо решить следующую обратную задачу:

$$D(x) = \int_0^{E_{\max}} f(E) d(x, E) dE, \quad (1)$$

где $D(x)$ – экспериментальное дозовое распределение, создаваемое пучком электронов со спектром $f(E)$ в исследуемом объекте, $d(x, E)$ – рассчитанное методом Монте-Карло глубинное дозовое распределение для моноэнергетических пучков с энергией E .

Поскольку значения дозы $D(x)$ в реальном эксперименте известны лишь в конечном наборе точек x_i , то уравнение (1) решалось в матричном

виде: $D = df$. В данной работе энергетический спектр приближался равномерными прямоугольными базисными функциями с различной шириной ΔE и средним значением E_j .

Уравнение (1) является уравнением Фредгольма 1-го рода, которое известно своей плохой обусловленностью, т.е. даже малые изменения измеряемой величины $D(x)$ могут привести к большим изменениям искомой $f(E)$. Поэтому для решения (1) в дискретном матричном виде стандартный МНК, исследуемый авторами ранее в работе [5], был дополнен регуляризацией Тихонова [6]. Таким образом, задачу (1) в матричном виде можно переписать следующим образом:

$$\begin{cases} \min_f (\theta[f]) \\ \theta[f] = \left\| S^{\frac{1}{2}}(D - df) \right\|^2 + \alpha \|f\|^2 \end{cases} \quad (2)$$

где S – ковариационная матрица вектора погрешностей δD измерения D , слагаемое $\alpha \|f\|^2$ – регуляризирующий член, α – параметр регуляризации.

Целью данной работы было исследование различных способов выбора параметра регуляризации Тихонова для восстановления энергетических спектров пучков электронов по известным дозовым распределениям в алюминии.

В качестве исходных спектров f , для которых оценивалась точность восстановления, были взяты спектры ускорителя УЭЛР-10-15С для четырех различных режимов его работы с максимальными энергиями на 5 МэВ, 6.5 МэВ, 8 МэВ и 10 МэВ. Моделирование прохождения электронов в алюминии для четырех различных режимов работы ускорителя проводилось с использованием программного пакета Geant4, основанного на методе Монте-Карло. Спектр источника задавался по набору точек с помощью линейной интерполяции. Источник имел форму квадрата со стороной 12 см. Объект облучения представлял собой алюминиевый параллелепипед с размерами 2 см*2 см*3 см.

При использовании метода регуляризации Тихонова важным моментом является выбор значения параметра регуляризации α , поскольку слишком малый параметр может привести к недостаточной обусловленности системы, а выбор слишком большого значения – к решению f_{rest} , далекому от истинного значения f . В данной работе были исследованы параметры регуляризации, рассчитанные методом поправки α_n , относительной поправки $\alpha_{оп}$ [7], квазиоптимальным методом $\alpha_{квazi}$ [8] и методом невязки α_n [9]. Исследуемые методы сравнивались с «эталонным» методом, заключающийся в нахождении такого значения параметра

регуляризации $\alpha_{\text{стал}}$, при котором относительное отклонение $\frac{\|f_{\text{rest}}(\alpha) - f\|}{\|f\|}$ спектра минимально.

В работе проводилось сравнение восстановленных спектров f_{rest} с исходными f , а также для оценки степени успешности решения поставленной задачи проводилось сравнение истинных D и восстановленных D_{rest} глубинных дозовых распределений. Процедура проводилась многократно, и вычислялись средние значения относительных ошибок восстановленного спектра и дозового распределения:

$$\delta f_{\text{rest}} = \frac{\|f_{\text{rest}} - f\|}{\|f\|} \times 100\% \text{ и } \delta D_{\text{rest}} = \frac{\|D_{\text{rest}} - D\|}{\|D\|} \times 100\%, \quad (6)$$

где $\| \cdot \|$ понимается как евклидова норма, т.е. L^2 – норма для спектров и l^2 – норма для дозовых распределений, также являющихся случайными величинами. Моделирование выполнялось до тех пор, пока стандартное отклонение среднего не становилось менее 2% от самого среднего.

Значения средних ошибок восстановленного спектра δf_{rest} и дозового распределения δD_{rest} были найдены для всех режимов работы ускорителя УЭЛР-10-15С со стандартным отклонением среднего значения σ , варьирующемся в диапазоне от 1 % до 5 %, и с шагом по энергии моноэнергетических пучков ΔE , варьирующейся в диапазоне энергий от 0.1 МэВ до 0.5 МэВ.

По результатам проведенного исследования влияния различных параметров регуляризации Тихонова на точность восстановления спектров ускорителя электронов было получено, что погрешность восстановления спектров в случае выбора параметра регуляризации методом невязки α_n в среднем ниже на 10 % по сравнению с другими методами. Показано, что с увеличением σ от 1 до 5 % точность восстановления энергетических спектров в среднем уменьшается примерно на 20 % для всех методов определения параметра регуляризации относительно исходных спектров.

Показано, что восстановление спектра с увеличением максимальной энергией пучка происходит с большей погрешностью. Выбор ширины прямоугольных функций ΔE от 0.1 до 0.5 МэВ влияет на погрешность восстановленных спектров не более чем на 3 %, а на погрешность соответствующих восстановленных по ним дозовых распределений не более 1 %.

Была показана достаточная эффективность метода регуляризации Тихонова для задач синтеза спектров с заданными дозовыми распределениями. Точность реконструкции глубинных дозовых распределений по восстановленным энергетическим спектрам составляет порядка 85-95% в зависимости от максимальной энергии электронного пучка ускорителя и выбора параметра регуляризации.

Исследование выполнено при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

Литература

1. Chernyaev A.P., Varzar S.M., Borshegovskaya P.Y. et al. // Physics of Particles and Nuclei Letters. 2017. Vol 13, № 7. P. 988–990.
2. Gui L., Hui L., Ai-Dong W. et al. // Chin. Phys. Lett. 2008. V. 25, № 7. P. 2710.
3. Vega J.M., Guirado D., Vilches M. et al. // Radiother. Oncol. 2008. V. 86. P. 109–113.
4. Kozyrev A.V. et al. // Laser and Particle Beams. 2015. V. 33. P. 183–192.
5. Bliznyuk U.A., Avdyukhina V.M., Borshchegovskaya P.Yu. et al. // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2021. V. 85, № 10. P. 1108–1112.
6. Тихонов А. Н. О некорректных задачах линейной алгебры и устойчивом методе их решения // ДАН СССР. 1965. Т. 163, № 3. С. 591–594.
7. Гарт Л. Л. и Манойло М. В. // Системні дослідження та інформаційні технології. 2015. № 1. С. 99–110.
8. Леонов А. С. // Сиб. матем. журн. 1993. Т. 34, № 4. С. 117–126.
9. Морозов В. А. // Вычисл. матем. и матем. физ. 1968. Т. 8, № 2. С. 295–309.

ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДЛЯ МЕДИЦИНЫ НА КАФЕДРЕ ФУИРМ В 2022 ГОДУ.

Проф. Черняев А.П., асс. Лыкова Е.Н., ст. науч. сотр. Желтоножская М.В., проф. Розанов В.В., ст. преп. Близнюк У.А., доц. Борщеговская П.Ю.

Медицинская физика – самостоятельная наука о сложной системе, состоящей из пациентов, физических методов, а также лечебно-диагностических аппаратов и технологий. Она включает в себя целый ряд крупных направлений применения физических методов в медицине: физика дистанционной и контактной лучевой терапии, ядерная медицина, лучевая диагностика, физика неионизирующих методов диагностики и терапии, математическое моделирование в диагностике и терапии, радиационная безопасность и радиоэкология, контроль и гарантия качества диагностики и лечения. Но даже при этом медицина использует сегодня лишь малую долю знаний, накопленных в современной физике. Поэтому на кафедре физики ускорителей и радиационной медицины разрабатываются новые направления и усовершенствования действующих физико-технических методов для использования ионизирующего излучения в медицине.

Можно выделить наиболее перспективные направления, которыми занимаются на кафедре:

- на основе анализа баз экспериментальных фотоядерных данных рассчитаны сечения многочастичных фотоядерных реакций на ялегких ядрах;
- разработан новый способ получения радионуклидов ^{89}Zr и ^{177}Lu на ускорителях электронов для ядерной медицины;
- предложен, разработан и экспериментально подтвержден метод активного управления дозой, передаваемой пучками фотонов и электронов биологическим тканям, расположенным в продольном и поперечном магнитном поле;
- разработан метод калибровочной электропорации для выявления скрытых повреждений мембран красных клеток крови после воздействия различных физико–химических факторов (ионизирующее излучение, химпрепараты, заменители крови и т.п.);
- разработан режим работы медицинского протонного синхротрона для реализации протонной радиографии онкологических новообразований;
- оценена роль вторичных частиц (нейтронов, электронов и аннигиляционных фотонов) при работе линейных медицинских ускорителя и представлены рекомендации для реформирования систем планирования;
- разработан, экспериментально подтвержден и запатентован комбинированный способ стерилизации костных имплантатов, позволивший вдвое уменьшить величину дозы, необходимой для эффективной стерилизации;
- в томотерапии для тотального облучения тела и крупных опухолей развит метод наложения стыков полей;

Также необходимо отметить, что физико-технические технологии не стоят на месте и необходимо развивать особенно актуальные направления в медицинской физике, такие как: флэш-терапия, технологии искусственного интеллекта для лучевой терапии и диагностики.

При поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина»

МАГНИТОФОТОНИКА ПОЛНОСТЬЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МЕТАПОВЕРХНОСТЕЙ

Доц. Белотелов В.И.

В настоящее время большой интерес представляют диэлектрические антиферромагнетики и слабые ферромагнетики, в которых спиновая динамика происходит на субтерагерцовых частотах, что очень перспективно для создания нового поколения устройств передачи и обработки информа-

ции. В связи с этим, ключевой задачей является управления спинами в таких материалах. Новые возможности управления спинами за счет света открываются при переходе к наноструктурированным материалам. В данной работе методом ионной литографии в тонкой плёнке феррита-граната получен новый уникальный материал нанофотоники: полностью диэлектрическая фотонно-кристаллическая магнитная метаповерхность. В такой структуре обнаружен новый эффект - модуляция интенсивности света при изменении намагниченности материала [1,2]. Этот эффект полностью отсутствует в гладких магнитных пленках и кристаллах. В его основе лежит сложная картина возбуждения оптических мод метаповерхности - двумерного массива наноцилиндров феррита-граната - и влияния на их дисперсионные и поляризационные характеристики намагниченности материала. В результате в экваториальной конфигурации намагниченности (намагниченность в плоскости структуры и перпендикулярна плоскости падения света) происходит нечетная по намагниченности модуляция интенсивности, в 100 раз превосходящая модуляцию света для гладких плёнок. Важной чертой нового эффекта является то, что он наблюдается для двух основных поляризаций падающих фотонов (р и s – поляризации), а не только для одной, как в случае гладких плёнок. Это обстоятельство делает данный эффект очень важным для управления световыми потоками на субтерагерцовых частотах. С другой стороны, созданная магнитная метаповерхность позволяет локализовать свет в области порядка десятков нанометров, запуская за счет оптомагнетонных эффектов обменные стоячие спиновые волны различных порядков [3].

Литература

1. D.O. Ignatyeva, A.A. Voronov, D. Karki, M.A. Kozhaev, D.M. Krichevsky, A.I. Chernov, M. Levy, V.I. Belotelov, Nature Communications **2020**, 11, 5487.
2. S. Xia, D.O. Ignatyeva, Q. Liu, V.I. Belotelov, and L.Bi, Laser & Photonics Reviews **2022**.
3. A.I. Chernov, M.A. Kozhaev, D.O. Ignatyeva, E.N. Beginin, A.V. Sadovnikov, A.A. Voronov, D. Karki, M. Levy, V.I. Belotelov, Nano Lett. **2020**, 20(7), 5259-5266.

Подсекция:
**РАДИОФИЗИКА, ЭЛЕКТРОНИКА
И АКУСТИКА**

Сопредседатели
академик О.В. Руденко, доцент А.Ф. Королев,
доцент И.Н. Карташов

РОЛЬ СВЧ-ПОГЛОТИТЕЛЕЙ В ПЛАЗМЕННОМ РЕЛЯТИВИСТСКОМ СВЧ УСИЛИТЕЛЕ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО СИГНАЛА

Мл.науч.сотр. Диас Михайлова Д.Е., гл.науч.сотр. Стрелков П.С.

Ток релятивистского электронного пучка (РЭП) имеет значительную шумовую модуляцию. Поэтому РЭП излучает в вакууме в широкой полосе частот, $\Delta f > 3$ ГГц. В работе [1] исследовался усилитель шума РЭП. Показано, что располагая СВЧ поглотители на левом конце СВЧ усилителя, где РЭП влетает в плазму, можно добиться полного подавления обратной связи. Это доказано анализом автокорреляционных функций СВЧ сигналов. Об этом также свидетельствует отсутствие в спектре выходного излучения отдельных линий с большим уровнем энергии. В плазменном релятивистском СВЧ усилителе монохроматического сигнала на левом конце плазменного волновода находится узел ввода СВЧ мощности от внешнего источника. Для подавления обратной связи используются СВЧ поглотители, но использовать поглотители, которые были использованы в работе [1] невозможно - СВЧ мощность от внешнего источника не будет поступать в плазменный волновод.

В докладе излагаются результаты экспериментов по подавлению обратной связи при установке керамических СВЧ поглотителей в плазменном волноводе. Изучается зависимость параметров излучения релятивистского СВЧ усилителя монохроматического сигнала от плотности при разном количестве СВЧ поглотителей. Увеличение числа поглотителей приводит к более эффективному подавлению обратной связи. Получен уровень энергии шумов менее 10% в широком диапазоне значений плотности плазмы, $\Delta n_p/n_p = 0.45$. В этом диапазоне значений плотности плазмы частота усиленного сигнала совпадает с частотой входного сигнала $f_0 = 2.715$ ГГц с точностью 1 МГц, а ширина пика на частоте f_0 по полувысоте равна 4 - 5 МГц при естественной ширине входного СВЧ импульса 4 МГц. Наблюдаемые закономерности сравниваются с явлениями в вакуумных ЛБВ - нерелятивистских лампах бегущей волны (3).

Работа выполнена при поддержке КИАС РФФИ проект № 19-08-00625.

Литература

1. П. С. Стрелков, В. П. Тараканов, Д. Е. Диас Михайлова, И. Е. Иванов, Д. В. Шумейко. Плазменный релятивистский источник сверхширокополосного СВЧ излучения. Физика плазмы. 2019, том 45, № 4, с. 335–345.
2. ФП, 2019, т.45, №4, с.335-345
3. П.С. Стрелков Экспериментальная плазменная релятивистская СВЧ электроника. УФН, 2019, т 189, №5, с.494 – 517

4. Гайдук В.И., Палатов К.И., Петров Д.М. Физические основы электроники сверхвысоких частот. М.Изд-во «Советское радио», 1971.

ПОДАВЛЕНИЕ ШУМОВ В ПЛАЗМЕННОМ СВЧ УСИЛИТЕЛЕ СИГНАЛОМ БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ

Доц. *Карташов И.Н.*, проф. *Кузелев М.В.*

В рамках линейной теории, в силу принципа суперпозиции решений, все частотные компоненты (включая шум), подаваемые на вход плазменного СВЧ усилителя, распространяются и усиливаются независимо друг от друга. Каждая из усиливаемых частотных компонент на выходе из усилителя, работающего в линейном режиме, имеет амплитуду

$$E_{\omega}(z=L) = E_{\omega}(z=0) \exp \left| \operatorname{Im} k_z(\omega) L \right|, \quad (1)$$

где $k_z(\omega)$ – продольное волновое число, имеющее мнимую часть, которая и соответствует усилению каждой частотной компоненты, L – длина области взаимодействия плазменной волны и релятивистского электронного пучка. В эксперименте же наблюдается ситуация не описываемая в рамках линейной теории. А именно, при наличии значительной составляющей на некоторой частоте ω_0 (сигнал) по сравнению с другими частотными составляющими (шум), то есть $|E_{\omega=\omega_0}| \gg |E_{\omega \neq \omega_0}|$, амплитуды шумовых компонент на выходе плазменного СВЧ усилителя могут иметь значения меньше, чем имели бы в отсутствие внешнего сигнала большой амплитуды [1]. То есть имеет место подавление шума внешним сильным сигналом. Шумовые компоненты имеют малые входные амплитуды и можно считать, что в отсутствие на входе внешнего сигнала большой амплитуды их усиление описывается в рамках линейной теории согласно формуле (1). При наличии же внешнего сигнала большой амплитуды, помимо нелинейного насыщения неустойчивости на частоте сигнала ω_0 , также происходит и нелинейное взаимодействие шумовых гармоник с гармоникой внешнего сигнала, что может приводить к их подавлению.

Рассматриваются плазменные усилители СВЧ диапазона длин волн, представляющие собой волновод радиуса R , в котором расположена тонкая трубчатая плазма толщиной δ_p и средним радиусом r_p с концентрацией электронов n_p . Тонкий трубчатый электронный пучок с концентрацией частиц n_b , толщиной δ_b и средним радиусом r_b движется со скоростью u вдоль оси волновода. Вся система помещается в достаточно сильное внеш-

нее магнитное поле, замагничивающее поперечное движение, как электронов пучка, так и плазмы.

Хорошо известно дисперсионное уравнение описанной пучково-плазменной системы, получаемое в предположении бесконечно тонких пучка и плазмы с одномерным (вдоль оси Oz) движением электронов [2]. Из системы уравнений Максвелла совместно с уравнениями движения электронов пучка в приближении метода медленно меняющихся амплитуд можно получить укороченную систему нелинейных уравнений, описывающую динамику пучково-плазменной неустойчивости в волноводе для набора частотных гармоник:

$$(1 - \alpha_{ps} \hat{L}_s) \tilde{j}_{ps} = \alpha_{ps} \alpha_{bs} \theta_s \hat{L}_s \tilde{j}_{bs}, \quad \hat{L}_s = 1 - \frac{2i\gamma^2}{s} \frac{d}{d\xi}, \quad \tilde{j}_{bs} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{isy} dy_0, \quad (2)$$

$$\frac{dy}{d\xi} = \eta, \quad \frac{d\eta}{d\xi} = i \frac{\left(1 + 2 \frac{u^2}{c^2} \gamma^2 \eta\right)^{3/2}}{2} \sum_{s=1} s \left[\hat{L}_s (\tilde{j}_{ps} + \alpha_{bs} \tilde{j}_{bs}) e^{-isy} - c.c. \right], \quad (3)$$

$$y(\xi=0) = y_0, \quad \eta(\xi=0) = 0. \quad (4)$$

Здесь индекс S нумерует эквидистантные частотные гармоники, подаваемого на вход возмущения. Параметры α_{ps} , α_{bs} и θ_s – параметры, характеризующие плотность плазмы и пучка, а также коэффициент связи плазменной и пучковой волн, $\tilde{j}_{ps}$ и $\tilde{j}_{bs}$ – безразмерные амплитуды плазменной и пучковой волн, $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$, ξ – безразмерная координата, η и y – безразмерные величины, характеризующие динамику электронов.

При численном анализе будем ориентироваться на следующие параметры плазменных СВЧ усилителей, используемых в экспериментах: кинетическая энергия электронов пучка 500 кэВ, ток пучка 2 кА, $R = 4.9$ см, $r_p = 2$ см, $r_b = 1.25$ см, $\delta_p = 0.2$ см, $\delta_b = 0.5$ см.

Возьмем 10 частотных гармоник ($s=1...10$) с шагом по частоте $\Omega = 5 \times 10^9$ с⁻¹. Таким образом, в максимум пространственного усиления попадает седьмая частотная гармоника. Пусть сигнал, то есть частотная гармоника с наибольшим уровнем амплитуды на входе, соответствует именно $s=7$ и приходится на частоту $\omega_0 = 35 \times 10^9$ с⁻¹ поскольку это наиболее естественный режим работы усилителя. Другие частотные гармоники имеют на порядок меньший уровень входной амплитуды. Зависимость модуля амплитуды седьмой гармоники $j_{p\max} = |j_{p7}|$ от продольной пространственной координаты представлен на рис. 1.

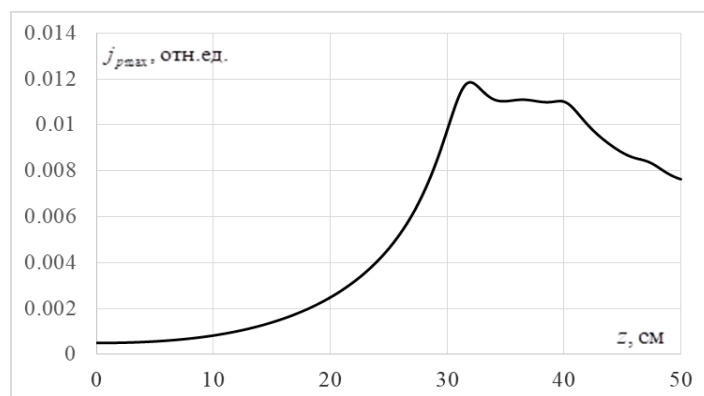


Рис. 1. Пространственная динамика амплитуды сигнала в плазменном СВЧ усилителе

При этом зависимость практически не меняется при изменении входных амплитуд других гармоник пока они остаются достаточно малыми. Напротив, динамика амплитуд других гармоник существенно определяется наличием или отсутствием входного сигнала. На рис. 2 приведены спектры при различных значениях z . Отличие между левым и правым рис. 2 состоит в уровнях амплитуд частотных гармоник на входе при $z = 0$. Слева все десять гармоник имеют одинаковые малые (шумовые) значения, а справа – входная амплитуда седьмой гармоники имеет на порядок большее значение.

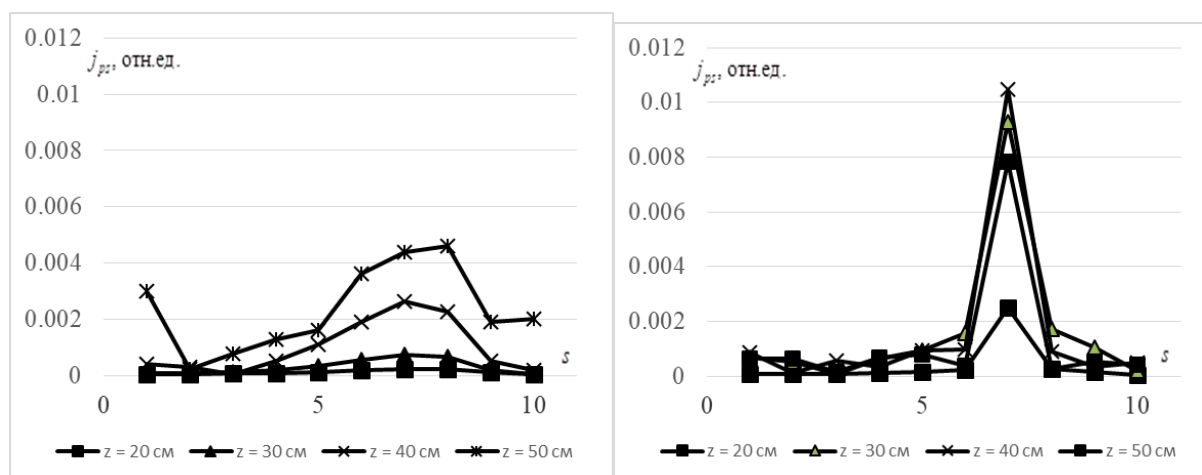


Рис. 2. Частотный спектр для различных значений продольной координаты в отсутствие внешнего сигнала (слева) и при наличии внешнего сигнала (справа)

Как видно из сравнения этих рисунков наличие входного сигнала большой амплитуды приводит к подавлению шумовых компонент в несколько раз.

Литература

1. П.С.Стрелков, В.П.Тараканов, Д.Е.Диас Михайлова, И.Е.Иванов, Д.В.Шумейко // Физика плазмы, 45 (4), 335-345 (2019)
2. М.В.Кузелев, А.А.Рухадзе, П.С.Стрелков. Плазменная релятивистская СВЧ-электроника. М.: Изд. МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2002

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ МОЩНОСТИ МИКРОВОЛНОВОГО ИМПУЛЬСА

Ст. науч. сотр. *Иванов И.Е.* (ИОФ им. А.М. Прохорова, РАН)

При анализе работы различного рода приборов, излучающих импульсы микроволнового излучения, возникает потребность определения средней мощности импульса. При регистрации такого излучения цифровыми осциллографами процесс обработки осциллограммы значительно упрощается и сводится к применению методов цифровой обработки сигналов для осциллограммы, записанной в виде массива (t_i, u_i) , содержащего N отсчётов пар "время – амплитуда" с фиксированным шагом дискретизации Δt и длительностью T . В этом случае энергию сигнала q можно представить в виде

$$q = \sum_{i=1}^N u_i^2 \Delta t = \Delta t \sum_{i=1}^N u_i^2 \quad (4)$$

и стандартное определение средней мощности имеет вид

$$\langle p \rangle = \frac{q}{T} = \frac{\Delta t}{T} \sum_{i=1}^N u_i^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i^2 \quad (5)$$

Для сложной формы сигнала временной интервал T приходится разбивать на более короткие участки, на которых амплитуда осциллограммы или график зависимости $u^2(t)$ слабо меняется. Процедура определения этих временных интервалов носит субъективный характер и для неповторяющихся по форме сигналов требует индивидуальный подход.

В настоящей работе предлагается универсальный метод определения средней мощности сигнала, который автоматически учитывает форму сигнала и определяет эффективное время и эффективную мощность с выполнением очевидного требования

$$\langle p \rangle_{eff} = \frac{q}{T_{eff}} \quad (6)$$

Для этого вводится понятие "центра тяжести" реального и эффективного импульсов и налагается условие совпадения центров тяжести этих импульсов в координатах (t_i, u_i^2) . Кроме того, производится коррекция

формул для гармонического сигнала с постоянной амплитудой, для которого должно выполняться условие

$$\langle p \rangle = \langle p \rangle_{eff} \quad (7)$$

для величин, определённых по (2) и (3). Это доказывает правомерность применения данного метода к импульсам любого спектрального состава. Таким образом, метод позволяет сравнивать мощности произвольных сигналов и их фрагментов между собой в автоматическом режиме.

Предложенная методика продемонстрирована на анализе импульсов плазменных релятивистских источников [1] с энергиями до 20 Дж для области частот 1 – 5 ГГц.

Литература

1. Стрелков П.С. // УФН, 2019, Т.189, №5, С.494, DOI:doi.org/10.3367/UFNr.2018.09.038443

ПРОТОТИПЫ ИНДУКТИВНЫХ ВЧ ИОННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ ДЛЯ НИЗКООРБИТАЛЬНЫХ ПОЛЕТОВ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Вед.инж. *Вавилин К.В.*, вед.науч.сотр. *Кралькина Е.А.*,
доц. *Двинин С.А.*, инж. *Задириев И.И.*, физик *Никонов А.М.*

Высокочастотные источники ионов (ВЧ ИИ) широко используются в наземных и космических технологиях. На земле ВЧ ИИ применяются в процессах чистки и поверхностной модификации материалов, процессах ионного стимулирования при напылении тонких пленок. В качестве рабочих газов в большинстве приложений используются аргон и кислород. В космосе ВЧ ИИ применяются для создания тяги, позволяющей управлять ориентацией космических аппаратов (КА), компенсировать потери их скорости в результате трения, изменять высоту орбиты. До недавнего времени основным рабочим газом ИИ или, точнее, электроракетных двигателей (ЭРД), являлся ксенон.

В последние годы актуальной стала организация полетов КА на низких околоземных орбитах (НОО) (180 – 200 км), открывающих широкие перспективы для развития телекоммуникаций, транспортных операций, а также широкого круга научных исследований. Основная проблема полетов на НОО состоит в высоком сопротивлении остаточной атмосферы, приводящим к быстрой потере высоты КА. Выходом из положения является оснащение КА ЭРД, способным компенсировать потери скорости. Однако расчеты показывают, что запасы топлива, необходимые для долговременной работы КА на высотах 180-200 км, неоправданно велики. В связи с

этим в мире интенсивно ведутся работы по созданию устройств забора атмосферных газов (УЗАГ), сопряженных с ЭРД. Поток газов, поступающих в ЭРД из УЗАГ, должен обеспечить создание тяги, необходимой для компенсации сопротивления остаточной атмосферы. В связи с этим появляется потребность в разработке эффективных ВЧ ИИ, работающих на газах, типичных для земной атмосферы на расстоянии от Земли 180 -200 км или их смеси с инертными газами.

Оценки показывают, что на высоте 180 -200 км основными компонентами атмосферы являются молекулярные азот и кислород, а также атомарный кислород.

В настоящей работе была поставлена задача изучить возможности оптимизации ВЧ ИИ при их работе на ксеноне, аргоне, воздухе и их смесях. В качестве модели ВЧ ИИ использовались индуктивные источники ионов диаметром 5 и 10 см. На индуктивный ВЧ разряд накладывалось внешнее магнитное поле, величина которого выбиралась из условия максимума ионного тока. Результаты экспериментов сопоставлены с расчетами.

ВРАЩЕНИЕ СКОЛЬЗЯЩЕГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА ВНЕШНИМ АКСИАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ВОЗДУШНОМ ПОТОКЕ

Проф. *Шибков В.М.*, мл. науч. сотр. *Логунов А.А.*, инж. *Корнев К.Н.*, магистр *Нестеренко Ю.К.*

Эксперименты по вращению дуги проводились с целью увеличения площади взаимодействия разряда с газовой средой. Вращаемая внешним магнитным полем дуга занимает большую часть поперечного сечения аэродинамического канала, а также в ней повышается напряженность электрического поля из-за принудительного охлаждения при вращении. Была выбрана осесимметричная геометрия электродов для обеспечения возможности вращения дуги. Центральный медный электрод диаметром 4 мм и длиной 5 см проходил вдоль оси аэродинамического канала из плексигласа длиной 28 см. Площади входного и выходного сечений 13*23 мм и 35*56 мм соответственно. Кольцевой электрод представлял собой тонкие пластинки из медного листа толщиной 0.5 мм, наклеенные на боковые стенки

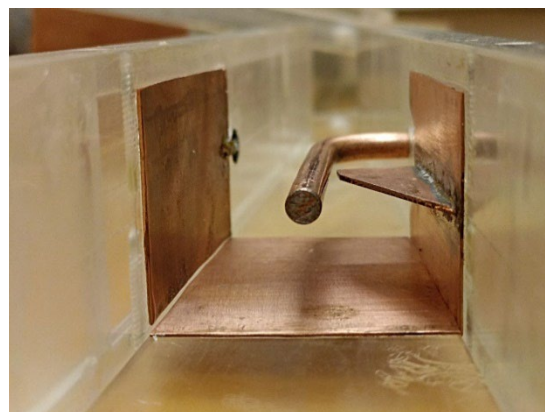


Рис. 1. Аэродинамический канал со снятой боковой стенкой.

канала. Как показали предварительные расчеты в программе ANSYS Fluent, выступающие над стенкой пластинки не оказывают существенного влияния на поток, если его скорость не превышает звуковой. При сборке канала пластинки контактируют между собой и образуют единый кольцевой прямоугольного сечения проводник. Длина кольца в осевом направлении 5 см, таким образом, осевой электрод не утоплен и не выступает относительно задней кромки кольцевого электрода. Для инициирования разряда на одну из пластин был вертикально припаян треугольник из того же медного листа. Верхний его угол подходит к осевому электроду на расстояние 0.1-0.5 мм, которого достаточно для пробоя при рабочем напряжении. По длинной стороне треугольника точка крепления разряда спускается на поверхность кольцевого электрода. Продольное магнитное поле в разрядной области создавалось с помощью надеваемых на аэродинамический канал катушек Гельмгольца. Катушки выполнены в форме квадратного тороида со стороной 150 мм с квадратным сечением $35 \times 35 \text{ мм}^2$, намотаны проводом диаметром 2 мм, содержат по 350 витков и отстоят друг от друга на 110 мм по оси канала. Пропуская по ним ток до 30 А от низковольтного источника питания, удавалось получить величину индукции продольного магнитного поля до 30 мТл.

Было проведено исследование частоты вращения дугового разряда от силы разрядного тока и от величины индукции магнитного поля при фиксированной полярности электродов. Осевой электрод служил катодом, кольцевой - анодом. Давление в ресивере воздуха фиксированное 1.8 атм, барокамера открыта и внешнее давление 1 атм. Частота измерялась по кадрам высокоскоростной видеосъемки с помощью камеры с наносекундным электронно-оптическим затвором ВИДЕОСКАН при следующих параметрах: частота 10000 кадров/с, время экспозиции 2 мкс.

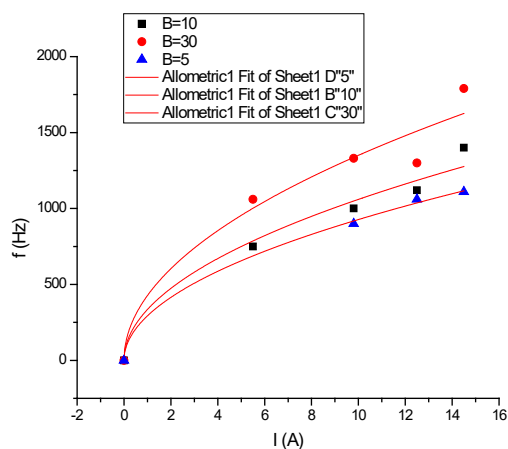


Рис. 2. Зависимости частоты вращения приосевых участков дуги от величины разрядного тока.

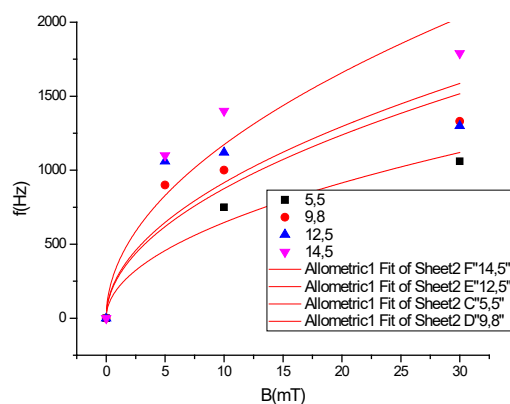


Рис. 3. Зависимости частоты вращения приосевых участков дуги от величины аксиального магнитного поля.

При условии «непроницаемости» дуги внешней газовой средой скорость установившегося движения малого участка дуги определяется из равенства действующих силы ампера $F_{amp} = I \times B$ (на единицу длины) и силы аэродинамического сопротивления $F_{drag} = \frac{\rho u^2 C s}{2}$ (на единицу длины), где ρ - плотность газа, в котором перемещается разрядный канал, в условиях эксперимента она равна $\sim 1.2 \text{ кг/м}^3$; C — безразмерный коэффициент, определяемый эмпирически как $C = 1 + 0.4(B \times 10^4)^{0.3}$; $s \sim 0.5\text{-}1 \text{ мм}$ — диаметр сечения элемента разрядного канала (считается, что элемент круглый в поперечном сечении); u — скорость элемента. В эксперименте определялась частота вращения приосевых участков разряда, близких к частоте вращения катодного пятна на осевом электроде. Полученные зависимости частоты вращения хорошо совпадают с теоретической корневой зависимостью. Из аппроксимации зависимостей функцией вида $a\sqrt{IB}$ с учетом известного радиуса осевого электрода и средней плотности потока воздуха, были получены оценки толщины разрядного канала $0,1\text{-}0,6 \text{ мм}$, что совпадает с оценками в проведенных ранее исследованиях.

Частота вращения дуги в данных условиях по порядку величины совпадает с частотой следования петель продольно-поперечного разряда. Таким образом, за время развития одной петли разряда основная длина разрядного канала совершает до 1-2 оборотов. С увеличением скорости воздушного потока до $400\text{-}600 \text{ м/с}$ частота следования петель разряда еще более увеличивается, и разряд не сможет совершить и одного полного оборота. Поэтому для изучения вращения в сверхзвуковом потоке необходимо существенное увеличение величины продольного магнитного поля, либо увеличение силы разрядного тока.

Разрядный канал не вращается как единое целое, а искривляется, принимая со временем форму спирали-эвольвенты. Более далекие от оси канала

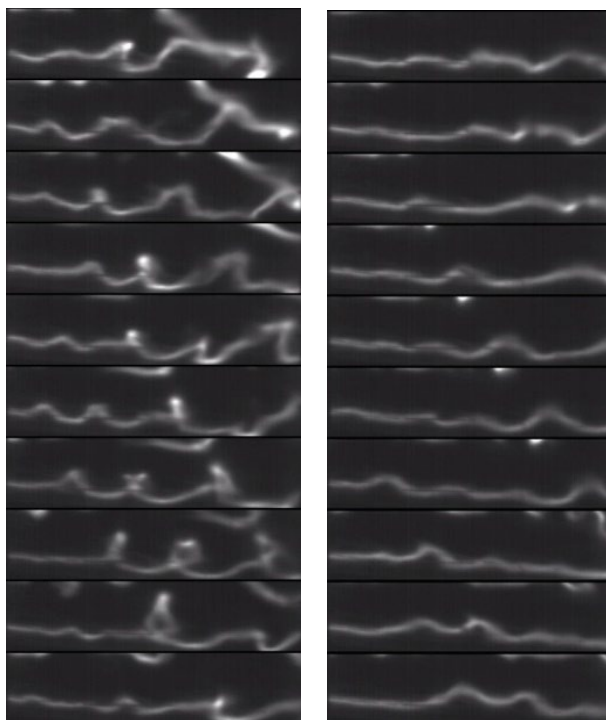


Рис. 4. Сборка последовательных кадров высокоскоростной видеосъемки. Скорость воздушного потока 80 м/с , поток направлен слева направо. Слева - при продольном магнитном поле 25 мТл , справа - поле отключено. Период следования кадров 330 мкс , экспозиция 14 мкс .

участки дуги двигаются с меньшей угловой скоростью. В отличие от катодного пятна, которое активно вращалось на осевом электроде, пятно на кольцевом аноде в основном оставалось на пластине, примыкающей к треугольнику-инициатору пробоя, только иногда происходило его перемещение на соседнюю пластину. Как было показано в работе (И. Б. Клементьева, В. А. Битюрин, Б. Н. Толкунов, И. А. Моралев, Экспериментальное исследование электрических разрядов в газовых потоках во внешнем магнитном поле. ТВТ, 2011, том 49, выпуск 6, стр. 816–825) механизм перемещения пятна на кольцевом электроде носит характер перепробоя, однако в использованной нами конфигурации повторное касание дугой кольцевого электрода затруднено малой его длиной и перепробоем со смещением пятна наблюдаются редко.

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ КВАЗИКОЛЛИНЕАРНОЙ АКУСТООПТИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ

Доц., *Манцевич С.Н.*

ВВЕДЕНИЕ

Акустооптические (АО) приборы играют важную роль в современной оптической электронике. Такие устройства применяются, например, в спектроскопии, при решении задач управления лазерным излучением, в системах генерации оптических гребенок. Акустооптические дисперсионные линии задержки (АОДЛЗ) позволяют формировать лазерные импульсы требуемой длительности и спектрального состава. Существует достаточно большое количество геометрий АО взаимодействия, обладающих различными преимуществами и недостатками, благодаря которым решаются различные задачи оптической электроники. Для создания АОДЛЗ особенно удобной оказалась квазиколлинеарная геометрия АО дифракции, сочетающая возможности достижения высоких эффективности АО взаимодействия и спектрального разрешения.

Отличительной особенностью квазиколлинеарной геометрии АО взаимодействия является коллинеарность волнового вектора падающего светового излучения и вектора групповой скорости акустической волны, возбуждаемой в АО ячейке. При использовании кристалла парателлурита, возможно достичь спектрального разрешения около 1 см^{-1} , а типичная мощность ультразвука составляет порядка 10 мВт. Такие характеристики позволяют использовать квазиколлинеарные АО ячейки в многочастотном режиме, когда в кристалле возбуждается ультразвуковая волна, содержащая набор частот, и в таком звуковом поле дифрагирует световое излучение, обладающее широким спектром.

При использовании квазиколлинеарных АО ячеек для приложений, связанных с формированием коротких лазерных импульсов, возникают следующие особенности. Во-первых, для формирования рабочего акустического пучка используется его отражение от входной оптической грани АО ячейки. Во-вторых, при использовании кристалла парателлурита, необходимость получения высокого спектрального разрешения, приводит к тому, что используются малые углы среза кристалла в плоскости $(1\bar{1}0)$ - не более 8° от оси $[110]$. Для данных направлений в кристалле TeO_2 характерны очень большие значения акустической анизотропии, которые существенно влияют на структуру акустического пучка. В-третьих, опять же для получения высокого спектрального разрешения, требуется большая длина АО взаимодействия, что приводит к тому, что длина АО ячеек может приближаться к 10 см. В таком случае, важную роль начинает играть затухание ультразвука в АО материале, однако, для парателлурита подробные измерения затухания не проводились.

Данная работа посвящена исследованию влияния структуры акустического пучка на характеристики квазиколлинеарной АО дифракции. В работе проведено моделирование структуры акустического поля с учетом отражения акустического пучка от входной оптической грани АО ячейки, действия акустической анизотропии кристалла парателлурита и наличия затухания ультразвука. Предложен метод измерения амплитуды акустического поля по длине АО ячейки.

КВАЗИКОЛЛИНЕАРНАЯ АО ДИФРАКЦИЯ

Типичная схема квазиколлинеарной АО ячейки приведена на рис.1; α - угол между направлением $[110]$ в кристалле парателлурита и волновым вектором отраженной акустической волны $\mathbf{K}$. Данный угол определяет свойства ультразвукового пучка (скорость V , угол сноса ψ , величину акустической анизотропии среды), величину АО качества и спектральное разрешение, которое также зависит и от длины взаимодействия L .

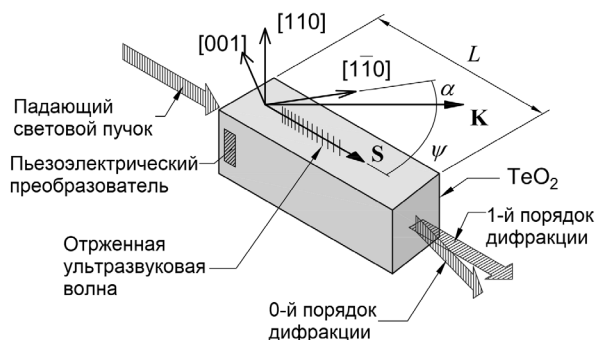


Рис.1. Схема исследованной квазиколлинеарной АО ячейки

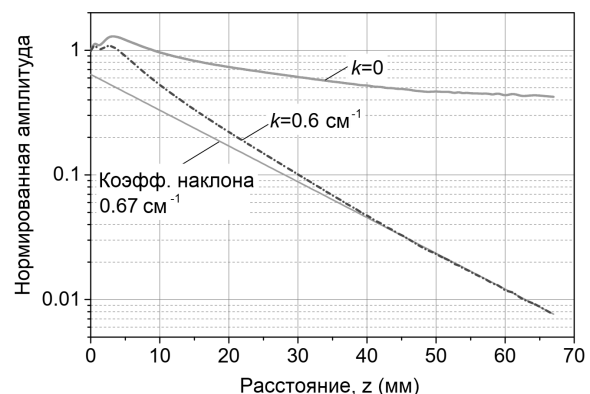


Рис. 2. Модельное распределение амплитуды вдоль оси акустического пучка

В работе был изучен случай, когда $\alpha = 1.8^\circ$, при этом $\psi = 18.1^\circ$ (падающее световое излучение направлено под углом $\approx 20^\circ$ к оси [110]), $V = 621$ м/с, $L = 67$ мм.

Влияние неоднородности акустического поля было изучено для ультразвуковых ЛЧМ импульсов с положительным и отрицательным chirпом. Для расчета пропускания АО ячейки уравнения Рамана-Ната решались для длин волн оптического излучения в диапазоне от 1035 до 1080 нм. Центральная частота ультразвука соответствует частоте f_c для $\lambda = 1053$ нм.

Результаты моделирования пропускания АО ячейки (рис.3 а, б) демонстрируют влияние затухания ультразвука в кристалле. Рассмотрено три варианта – однородное акустическое поле, неоднородное акустическое поле, возникающее при наличии акустической анизотропии и неоднородное акустическое поле с учетом затухания.

Моделирование в случае однородного акустического поля проводилось при параметре Рамана-Ната $qL = 10\pi$, при учете акустической анизотропии $qL = 15\pi$, а при дополнительном учете затухания $qL = 50\pi$. Результаты расчетов показали, что максимальная эффективность АО взаимодействия достигается только для компонент оптического спектра, дифрагирующих в хвосте акустического импульса, где амплитуда максимальна. Таким образом, при работе АО ячейки в ЛЧМ режиме, для достижения одинаковой эффективности АО взаимодействия для всех компонент спектра оптического излучения простое увеличение мощности акустического сигнала не подходит. Коррекция амплитуды должна зависеть от частоты ультразвука, а ее распределение по длине АО ячейки должно быть обратным к зависимости, изображенной на рис.2.

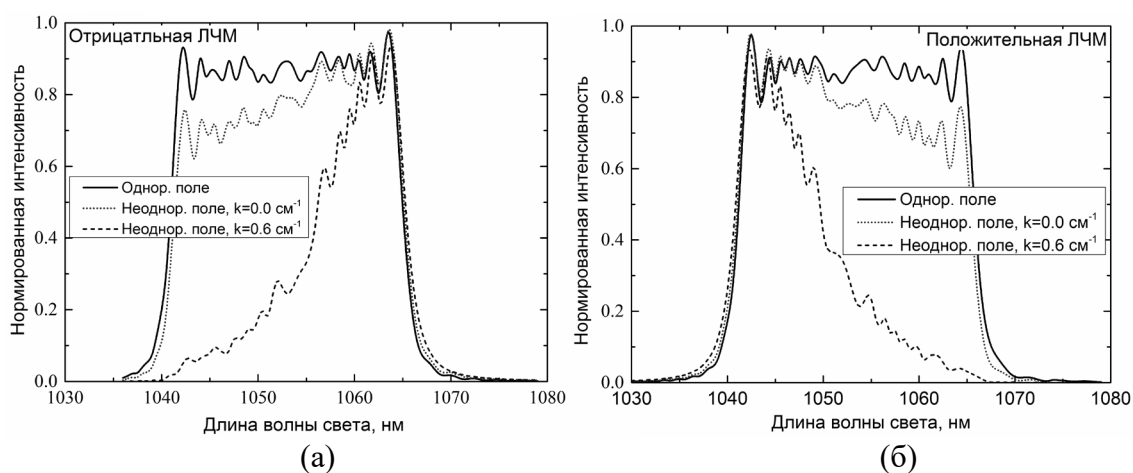


Рис.3. Моделирование пропускания АОПФ для полосы шириной 20 нм с центральной длиной волны 1053 нм: (а) – отрицательная ЛЧМ, (б) – положительная ЛЧМ

Таким образом, для корректировки влияния структуры акустического поля в АО ячейке, становится важным знать каково реальное распределение амплитуды ультразвука в АО ячейке. Для решения данного вопроса

была разработана оригинальная методика, заключающаяся в пропускании через АО ячейку коротких ультразвуковых импульсов с длительностью существенно меньшей, чем время распространения ультразвуковой волны по всей АО ячейке. При освещении АО ячейки непрерывным световым излучением интенсивность дифрагированного света, в приближении малой эффективности АО взаимодействия, пропорциональна амплитуде акустического поля в области АО взаимодействия. В свою очередь, размеры области АО взаимодействия будут ограничены длительностью импульса, а перемещение импульса по длине АО кристалла позволяет исследовать изменение амплитуды с расстоянием от пьезопреобразователя.

ЛАЗЕРНО-УЛЬТРАЗВУКОВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОРИСТЫХ УГЛЕПЛАСТИКОВ

Мл. науч. сотр. *Соколовская Ю.Г.*, ст. преп. *Подымова Н.Б.*,
проф. *Карабутов А.А.*

В настоящее время углепластики находят все более широкое применение в промышленности в качестве конструкционных материалов [1, 2]. Хорошо известно, что из-за двухкомпонентной структуры углепластиков уже на этапе изготовления в них может формироваться некоторая пористость [3]. Наличие пористости вызывает существенное снижение физико-механических характеристик композитов (упругих модулей, межслойной сдвиговой прочности, прочности на сжатие, растяжение и изгиб, усталостной долговечности) [4]. При этом участки повышенной пористости являются местами локализации процесса разрушения при эксплуатации углепластиковых конструкций, что приводит к существенному снижению сроков их службы. Таким образом, разработка новых неразрушающих методов количественной оценки пористости углепластиков и ее локального распределения является важной научной и практической задачей.

Целью настоящей работы является разработка и экспериментальная реализация лазерно-ультразвукового метода количественной оценки пористости углепластиков. Данный метод основан на возбуждении зондирующих ультразвуковых импульсов с использованием оптико-акустического эффекта [5]. Зависимость плотности материала и скорости распространения в нем продольных акустических волн от его пористости позволяет рассчитать локальную пористость в исследуемой области образца по экспериментально измеренной величине акустического импеданса этой области. В работе исследовались образцы однонаправленных углепластиков с различным объемным содержанием матрицы и наполнителя и различной средней пористостью.

Пористость исследуемого образца может быть оценена по экспериментально измеренной величине его акустического импеданса по следующей формуле [6, 7]:

$$Z_c = \rho C = \rho_0 C_0 (1 - P) \sqrt{1 - P^{2/3}}, \quad (1)$$

где ρ – фактическая плотность пористого композита, ρ_0 – расчетная плотность твердой фазы образца (без пор), C_0 и C – фазовые скорости продольных акустических волн для беспористого и пористого образцов соответственно. Данная формула справедлива для случая малой пористости ($P \leq 20\%$), когда поры являются изолированными.

Зондирующие ультразвуковые импульсы возбуждались излучением наносекундного Nd:YAG лазера в специально подобранном оптико-акустическом источнике. Акустический импеданс образца может быть определен по величинам амплитуд или первообразных ультразвуковых сигналов, отраженных от поверхности пористого углепластика:

$$Z_c = Z_s \frac{1 + R}{1 - R} = Z_s \frac{A_{ref} + AR_{ref}}{A_{ref} - AR_{ref}} = Z_s \frac{I_{\max ref} + I_{\max} R_{ref}}{I_{\max ref} - I_{\max} R_{ref}}, \quad (2)$$

где R – коэффициент отражения продольной акустической волны от границы раздела сред, Z_c , Z_s – акустические импедансы композитного образца и оптико-акустического источника соответственно.

В работе исследовались образцы углепластиков с различным объемным содержанием полимерной матрицы и углеродного наполнителя. С использованием формул (1) и (2), были рассчитаны величины локальной пористости в нескольких участках каждого из образцов. Результаты измерений для пяти образцов из двух серий с различным содержанием компонентов приведены на рис. 1. Показано, что исследованные образцы однонаправленных углепластиков имеют неравномерность распределения пористости в плоскости укладки слоев. При этом локальная пористость в некоторых участках может значительно отличаться от средней по объему, что обусловлено особенностями технологий изготовления материала. Средняя пористость исследованных образцов варьируется от 0.1% до 4.2%.

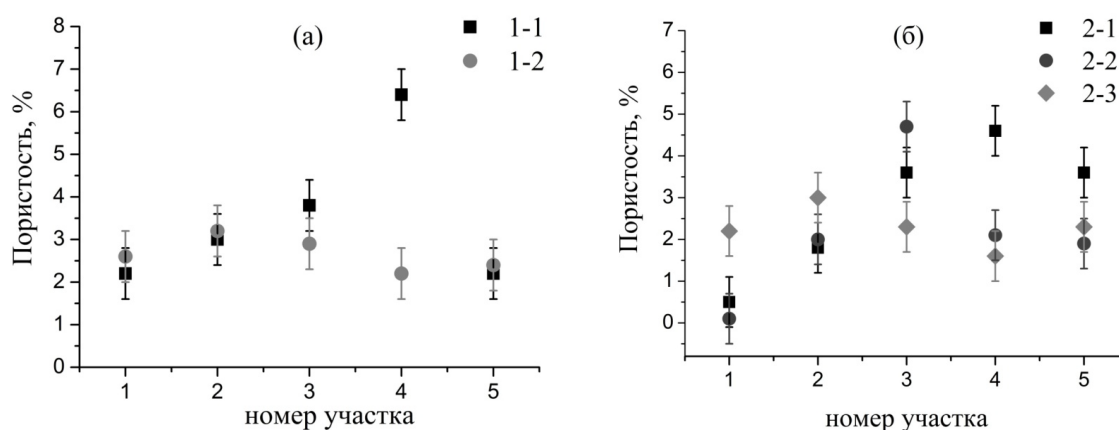


Рис. 1. Локальные значения пористости для исследованных углепластиковых образцов.

Для данных образцов было дополнительно проведено измерение дисперсии фазовой скорости продольных ультразвуковых волн с целью оценить пористость и сравнить с вышеприведенными результатами. Экспериментально полученные значения зависимости фазовой скорости от частоты для углепластиков с различной пористостью приведены на рис. 2. Исследование показало согласование результатов, полученных обоими методами. Также проведено сравнение величины средней пористости, измеренной лазерно-ультразвуковым методом, с результатами рентгеновской томографии, полученные результаты согласуются с учетом погрешностей измерения.

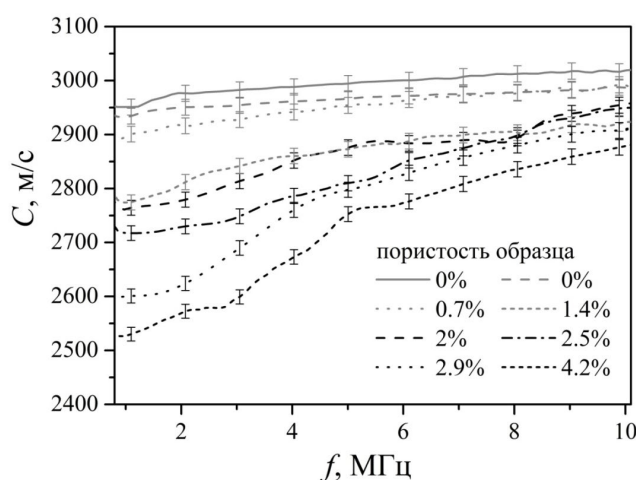


Рис. 2. Дисперсия фазовой скорости в исследованных образцах углепластиков.

Таким образом, предложенный в работе лазерно-ультразвуковой метод позволяет проводить количественную оценку пористости углепластика, основанную на измерении величины его акустического импеданса. Метод может быть использован для контроля качества получаемых композитов при модернизации технологий производства, а также для диагностики изменений структуры в процессе эксплуатации или при механических испытаниях деталей и изделий.

Литература

1. Soutis C. Fibre reinforced composites in aircraft construction // Progress in Aerospace Sciences. 2005. V.41. P. 143-151.
2. Перепелкин К.Е. Армирующие волокна и волокнистые полимерные композиты. СПб.: Научные основы и технологии, 2009. 380 с.
3. Adams R.D., Cawle P. A review of defect types and nondestructive testing techniques for composites and bonded joints // NDT Int. 1988. V. 21. № 4. P. 208-222.
4. Scott A.E., Sinclair I., Spearing S.M., Mavrogordato M.N., Hepples W. Influence of voids on damage mechanisms in carbon/epoxy composites determined via high resolution computed tomography// Compos. Sci. Technol. 2014. Vol. 90. P. 147-153.

5. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1989. 305 с.
6. Поляков В.В., Головин А.В. Упругие характеристики пористых материалов // ПМТФ. 1993. Т. 34. № 5. С. 32-35.
7. Соколовская Ю.Г., Карабутов А.А. Лазерно-ультразвуковая дефектоскопия конструкций из мультиаксиальных полимерных композиционных материалов // Конструкции из композиционных материалов. 2018. №1. С. 56-60/

КОНЦЕНТРАЦИЯ И ТЕМПЕРАТУРА ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ ПОПЕРЕЧНО-ПРОДОЛЬНОГО РАЗРЯДА В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКАХ ВОЗДУХА

Проф. *Шибков В.М.*, ф., инж. *Корнев К.Н.*, мл. науч. сотр. *Логунов А.А.*, магистр *Нестеренко Ю.К.*

Приведены результаты экспериментальных исследований параметров плазмы пульсирующего поперечно-продольного разряда, создаваемого в высокоскоростных потоках воздуха. Показано, что в условиях изучаемого разряда концентрация электронов в канальной плазме пульсирующего разряда увеличивается от 10^{15} см^{-3} до $4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ с ростом разрядного тока от 4 А до 16 А и нарастает при увеличении скорости потока при постоянном значении разрядного тока. Показано также, что температура электронов в плазме пульсирующего разряда порядка 1 эВ, а канальная плазма является сильно ионизованной средой, степень ионизации которой увеличивается от 1 % до 30 % при переходе от дозвуковых к сверхзвуковым воздушным потокам.

Литература

1. Копыл П. В., Сурконт О. С., Шибков В. М., Шибкова Л. В. Стабилизация горения жидкого углеводородного топлива с помощью программированного СВЧ-разряда в дозвуковом воздушном потоке // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 6. С. 551.
2. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. Параметры плазмы пульсирующего в сверхзвуковом потоке воздуха разряда постоянного тока // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 3, С. 314.
3. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. Влияние скорости воздушного потока на основные характеристики нестационарного пульсирующего разряда, создаваемого с помощью стационарного источника питания. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 8. С. 661.
4. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Копыл П.В., Логунов А.А. Стабилизация с помощью низкотемпературной плазмы сверхзвукового горения пропана в расширяющемся аэродинамическом канале // Теплофизика высоких температур. 2019. Т. 57. № 2. С. 183.

5. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. Степень ионизации воздуха в плазме нестационарного пульсирующего разряда в дозвуковых и сверхзвуковых потоках // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика. Астрономия. 2018. № 5. С. 43.
6. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. Температура электронов в плазме разряда постоянного тока, создаваемого в сверхзвуковом воздушном потоке // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика. Астрономия. 2017. № 3. С. 75.
7. Шибков В.М. Влияние тепловыделения на течение газа в канале переменного сечения // Теплофизика высоких температур. 2019. Т. 57. № 3. С. 353.
8. Artem'ev K. B., Kazantsev S. Yu, Kononov N. G., Kossyi I. A., Malykh N. I., Popov N. A., Tarasova N. M., Filimonova E. A., Firsov K. N. Nonequilibrium plasma accompanying the ignition of methane-oxygen mixtures. // Journal of Physics D - Applied Physics. 2013. 46. P. 055201-11. DOI: 10.1088/0022-3727/46/5/055201.
9. Шибков В.М., Корнев К.Н., Логунов А.А., Нестеренко Ю.К. Нагрев газа в условиях пульсирующего поперечно-продольного разряда в дозвуковых и сверхзвуковых воздушных потоках. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. Послано в печать.
10. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. Издание 4-е. М.: Наука, 1976. 597 с.
11. Зарин А.С., Кузовников А.А., Шибков В.М. Свободно локализованный СВЧ разряд в воздухе. М.: Нефть и газ. 1996, 204 с.
12. Шибкова Л.В., Шибков В.М. Разряд в смесях инертных газов. М.: Физматлит, 2005, 200 с.
13. Малышев В.И. Введение в экспериментальную спектроскопию. М.: Наука, 1979. 480 с.
14. Оптическая пирометрия плазмы. Сборник статей. Под редакцией Н.Н.Соболева. Москва. Иностранная литература. 1969, 428 с.
15. Методы исследования плазмы. / Под ред. В.Лохте-Хольтгревена. М.: Мир. 1971.
16. Olivero J.J., Longbothum R.L. Empirical fits to the voigt line width: a brief review. // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 1977. V. 17. No. 2. P. 233-236.
17. Шибкова Л.В., Шибков В.М., Логунов А.А., Долбня Д.С., Корнев К.Н. Параметры плазмы пульсирующего разряда, создаваемого в высокоскоростных потоках газа. // Теплофизика высоких температур. 2020. Т. 58. № 6. С. 836-843.
18. Логунов А.А., Корнев К.Н., Шибкова Л.В., Шибков В.М. Влияние межэлектродного расстояния на основные характеристики пульсирующего поперечно-продольного разряда в высокоскоростных многокомпонентных газовых потоках. // Теплофизика высоких температур. 2021. Т. 59. № 1. С. 22-30.
19. Shibkova L.V., Shibkov V.M., Logunov A.A., Andrienko A.A., Kornev K.N., Dolbnya D.S. Parameters of electron component in a pulsating discharge in a supersonic airflow. // Journal of Physics: Conference Series. 2019. 1394. 012002. doi:10.1088/1742-6596/1394/1/0120021 (8th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics).

Подсекция:

ФИЗИКА

КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

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

СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫЕ, ТРИБОЛОГИЧЕСКИЕ И ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА УГЛЕРОДНЫХ ПОКРЫТИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ МАГНЕТРОННЫМ НАПЫЛЕНИЕМ ВОЛЬФРАМА И МОЛИБДЕНА

Асп. Суляндзига Д.А., доц. Авдюхина В.М., студ. Жариков В.И.
(МГУ им. М.В. Ломоносова)

вед. науч. сотр. Хрущов М.М., ст. науч. сотр. Левин И.С. (Институт
машиноведения им. А.А. Благонравова РАН)

В современном машиностроительном производстве важнейшей задачей является повышение ресурса работы деталей и узлов трения, поскольку на преодоление трения затрачивается порядка 30% мощности. Одним из способов повышения надежности и увеличения срока службы трущихся элементов конструкций является модификация поверхностного слоя нанесением упрочняющих покрытий. Решение этой задачи неразрывно связано со структурными исследованиями, поскольку именно структурно-фазовые характеристики определяют практически все важнейшие физические и эксплуатационные свойства покрытий. Особое место среди большого числа современных методов исследования реальной структуры материалов занимают рентгеноструктурные, которые позволяют неразрушающим способом получить информацию о структуре и фазовом состоянии покрытий. Поэтому актуальной задачей физики конденсированного состояния вещества и материаловедения (как ее составной части) является создание покрытий, которые смогли бы объединить в себе такие их качества, как высокая износостойкость, низкий коэффициент трения и высокая коррозионная стойкость.

Известно, что покрытия, получаемые методами магнетронного напыления, являются перспективными материалами, способными увеличить работоспособность тяжело нагруженных трибосопряжений и снизить зависимость функциональных характеристик от внешних параметров [1-2] за счет возможности получения алмазоподобного углерода (diamond like carbon — DLC) в составе покрытия [3-4]. Именно высокое содержание атомов углерода с алмазными связями в присутствии графитоподобных связей приводит к появлению уникальных характеристик покрытий, обладающих высокими функциональными свойствами [5-6].

В работе представлены результаты комплексного исследования структурного и фазового составов, а также трибологических свойств вакуумных покрытий, полученных реактивным магнетронным распылением вольфрамовых и молибденовых мишеней.

Данные химического состава, которые необходимы для надежного определения фазового состава покрытий, были получены с помощью раст-

рового электронного микроскопа Tescan Mira с приставкой для энергодисперсионного микроанализа Oxford Instruments с толщины порядка 5 мкм усреднением данных, полученных с 10 разных участков поверхности исследованных образцов.

Образцы покрытий и материал исходных подложек в случае симметричной съемки исследовали с помощью рентгеновского дифрактометра Thermo ARL X'TRA с вертикальным гониометром и энергодисперсионным детектором Пельтье на медном $K\alpha$ -излучении. В виду того, что глубина проникновения рентгеновских лучей в образец с покрытием при используемой длине волны превышала толщину покрытий (3 мкм), что приводило к присутствию дифракционного вклада от подложки на дифрактограммах, была проведена дополнительная съемка исследованных образцов в асимметричной геометрии на рентгеновском дифрактометре Empyrean (Panalytical) с гибридным монохроматором на $Cu\ K\alpha$ – излучении под углами (1-2)°.

Полученные дифрактограммы обрабатывались с помощью компьютерных программ «Origin-8.5.1» и «Fityk-0.9»; фазовый состав определялся с помощью программ «MDI Jade 6.5»; в качестве источника референсных рентгеноструктурных данных использовалась база данных порошковой дифракции PDF-2 Международного центра дифракционных данных.

Аллотропное состояние аморфного углерода в покрытиях было изучено методом лазерной спектроскопии комбинационного рассеяния (СКР). Исследования покрытий проводили с использованием спектрометра Horiba Labram (длина волны лазерного излучения – 532 нм).

Исследование трибологических характеристик (антифрикционных и противоизносных характеристик смазочных сред) проводили на маслоиспытательной машине трения КТ-2 [7] по предусмотренной ГОСТ 23.221—84 схеме трения «вращающийся шарик — торцы трех роликов», установленных в модернизированной по этой схеме оправке. Оправку в сборе помещали в масляную чашу машины КТ-2. Торцы исследованных образцов приводили в соприкосновение с закрепленным в шпинделе машины изнашивающим шариком (контртелом являлся стандартный шарик из стали ШХ-15 или износостойкой керамики) и нагружали узел трения заданной осевой нагрузкой. Частота вращения шпинделя составляла 1 мин–1, осевая нагрузка на узел трения составляла 108 Н, продолжительность испытания — 60 мин. Такие условия испытания (высокие начальные удельные нагрузки (≈ 1.47 ГПа), относительно невысокая вязкость базового масла, низкая скорость относительного перемещения (≈ 0.37 мм/с)) обеспечивали реализацию граничного режима смазки.

В качестве исследуемых образцов использовали ролики диаметром 5 мм и длиной 8 мм, изготовленные из стали ШХ15. Их материал отличался значительной однородностью состава и структуры. На торцы роликов методом реактивного магнетронного напыления было нанесено покрытие из молибдена или вольфрама толщиной 3 мкм. В качестве газовой атмосферы напыления использовали чистый ацетилен и аргон.

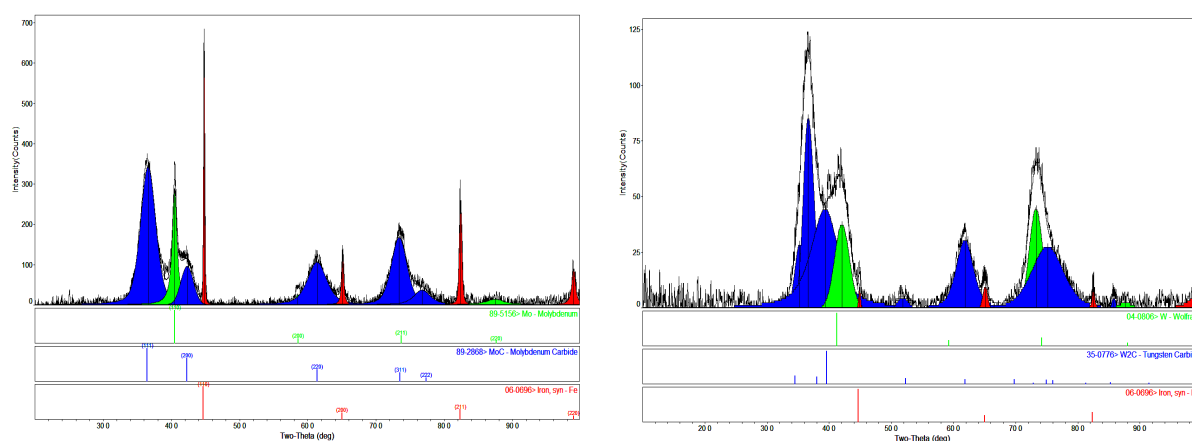


Рис.1. Дифрактограммы образцов покрытий после обработки: а) Pd-Mo; б) Pd-W.

На рис. 1 в качестве примера представлены дифрактограммы исследованных покрытий после их обработки для установления фазового состава. Во всех синтезированных покрытиях установлены фазы чистого металла и их карбиды, имеющие мелкокристаллическую структуру.

Исследования методом комбинационного рассеяния показало, что в рамановских спектрах всех покрытий присутствуют пики, которые относятся к неупорядоченной алмазоподобной структуре. Алмазоподобные включения распределены по объему покрытий неравномерно.

При трибологических испытаниях была проведена проверка влияния легирования хромом и молибденом покрытий стальных деталей (роликов) при использовании смазки (ПАО-4) и без нее. Результаты трибологического эксперимента представлены на рис. 2 в виде зависимостей коэффициента трения от числа оборотов шпинделя. Видно, что трение исследованных покрытий в присутствии инертного масла ПАО-4 приводит к существенному снижению коэффициента трения.

Стоит также заметить, что полученное магнетронным напылением покрытие с использованием молибденовой мишени имеет небольшое преимущество в коэффициенте трения при нагрузках по сравнению с вольфрамовым покрытием (рис. 2).

Коэффициент трения всех исследованных покрытий оказался существенно ниже ($f \sim 0.2$), чем у стальных подложек ($f \sim 0.5$), на которые они были нанесены.

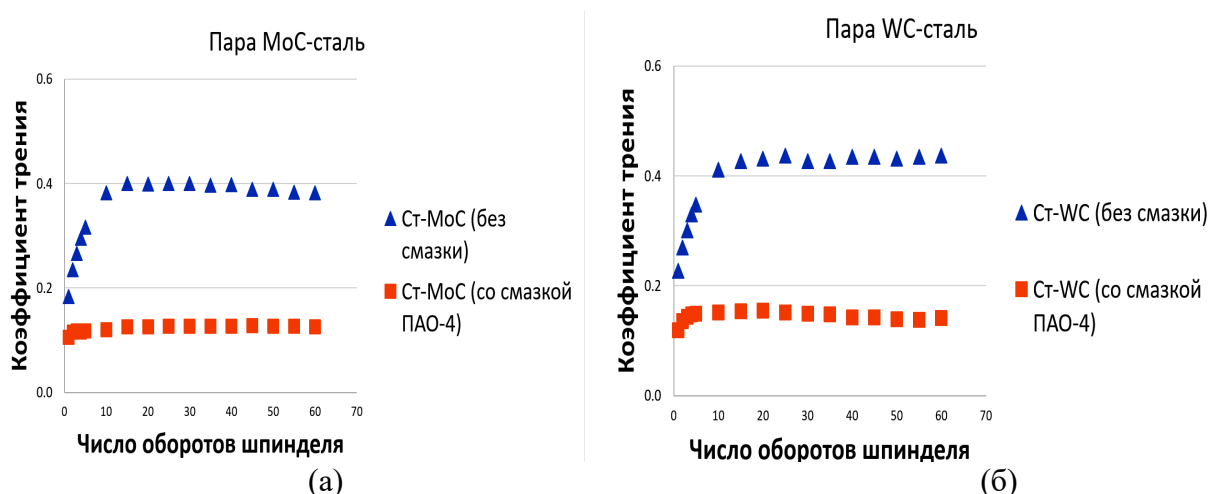


Рис. 2. Зависимость коэффициента трения от числа оборотов шпинделя в паре: а) сталь-MoC и б) сталь-WC со смазкой и без нее.

Литература.

1. Tribology of Diamond-like Carbon Films: Fundamentals and Applications / Ed. by C. Donnet, A. Erdemir. N.Y.: Springer. 2008. 675 p.
2. Gassner G., Mayrhofer P.H., Mitterer C., Kiefer J. // Surf. Coat. Technol. 2005. V. 200. P. 1147.
3. Хрущов М.М. // Современные технологии модифицирования поверхностей деталей машин / Под ред. Г.В. Москвитина. М.: Ленанд. 2013. С. 78.
4. Хрущов М.М., Атаманов М.В., Марченко Е.А., Петржик М.И., Левин И.С. // Известия РАН. Серия физическая. 2014. Т. 78. № 10. С. 1257.
5. Левин И.С., Хрущов М.М., Марченко Е.А., Авдюхина В.М. // Вестник Моск. ун-та. Сер. 3. Физика, астрономия. 2016. № 2. С. 46.
6. Левин И. С., Хрущов М.М., Авдюхина В.М., Шальнов С.А, Марченко Е.А., Петржик М.И. // Ученые записки физического факультета. 2016. Т. 3. 163503.
7. Буяновский И.А., Хрущов М.М., Самусенко В.Д., Щербаков Ю.И., Атаманов М.В., Антонова О.С. // Сборка в машиностроении, приборостроении. 2020. Т. 21. № 12. С. 558.

АНАЛИЗ СТРУКТУРНО-ФАЗОВОГО СОСТОЯНИЯ МЕМБРАННЫХ ДИФФУЗИОННЫХ ФИЛЬТРОВ НА ОСНОВЕ ПАЛЛАДИЯ

Науч. сотр. *Акимова О.В.* (МГУ им. М.В. Ломоносова)
 инж.-иссл. *Светогоров Р.Д.* (НИЦ «Курчатовский институт»)
 мл. науч. сотр. *Горбунов С.В.*, ст. науч. сотр. *Рошан Н.Р.* (ИМЕТ РАН
 им. А.А. Байкова)

Мембранные диффузионные фильтры на основе палладия востребованы в процессах сепарации водорода высокой степени чистоты, необхо-

димого для развития экологически безопасной водородной энергетики и научно-технического прогресса. В этой связи актуальны как научный, так и технологический аспекты разработки эффективных мембранных сплавов с улучшенным сочетанием показателей водородопроницаемости и стабильности структуры [1-3].

В настоящей работе представлено исследование структуры мембранных сплавов металлической системы палладий-свинец. Легирование палладия свинцом представляет интерес в свете увеличения водородопроницаемости и прочности мембранных фильтров, снижения температуры $\alpha \leftrightarrow \beta$ перехода и пластичности плотных мембран [3]. Ранее нами была установлена предрасположенность сплава Pd95Pb5 к кавитации, что, как и меньшая дисперсность субструктуры, отличает его от сплавов палладия с иттрием, индием и рутением [4].

Образцы были выполнены в виде лент толщиной 50 мкм из металлов чистотой 99.95 масс. % в области твердого раствора с содержанием свинца 5;8;12;16;20 масс.%. Этапы изготовления мембранных фильтров, как и определение их водородопроницаемости показаны в работе [3].

Проявления дилатации кристаллической решетки сплавов системы Pd-Pb (атомы свинца крупнее атомов палладия, по радиусу 1.57 Å против 1.37 Å, соответственно) инициируют локальные пластические деформации и зарождение микротрещин (рис. 1), что может существенно влиять на показатели надежности и безопасности работы мембранных фильтров и обуславливает необходимость проведения исследований их структурной и фазовой неоднородности в зависимости от количества легирующего палладий элемента.

В представленной работе методами рентгеновской дифракции с использованием синхротронного излучения источника Курчатовского научного исследовательского центра (КНИЦ) и сканирующей электронной микроскопии высокого разрешения, выполненной на растровом микроскопе Supra_MSU, получена информация о структурно-фазовом состоянии мембранных диффузионных фильтров.

Микрофотографии поверхности мембранных фильтров для концентрации свинца в 8 и 16 масс. % приведены на рис. 1 в качестве примера проведенного в работе анализа. Видны границы зерен (рис. 1(а),(б)), множественные вакансионные воронки округлой формы диаметром от 20 до 30 нм (рис. 1(в),(г)). На рис. 1(г) показан тройной стык высокоугловых границ зерен образца с 16 масс. % Pb и нанодисперсность его субструктуры.

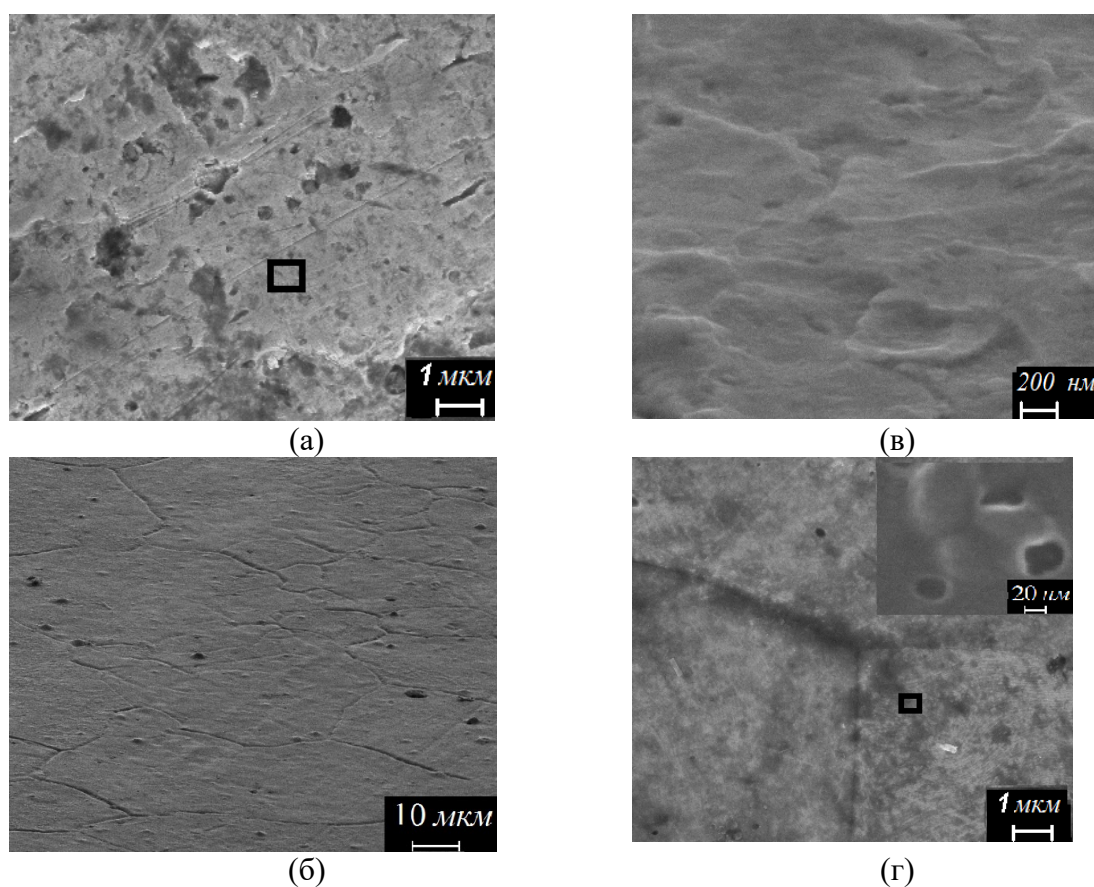


Рис. 1 Микрофотографии поверхности мембран с концентрацией свинца в 8 и 16 масс.%, полученные при ускоряющем напряжении для электронов 10 кВ. Детектор InLens расположен к поверхности образцов под углом (а); (г)-90°; (б); (в)- 30°.

Уникальное высокоточное оборудование КНИЦ позволило получение непрерывных спектров в широком угловом диапазоне 2-56°. На рис. 2 представлены дифрактограммы в диапазоне от 30 до 39°. Видно, что содержание в мембране свинца влияет на период кристаллической решетки сплавов и формирование в них различных подсистем дефектов.

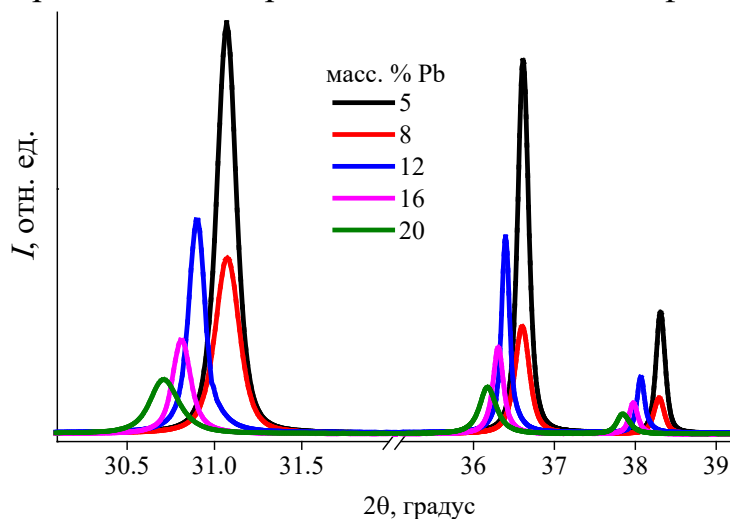


Рис. 2. Дифрактограммы, полученные с мембран в угловой области 30 - 39°.

Нами также установлено изменение параметров субструктуры металлической системы палладий-свинец в зависимости от концентрации элемента легирования палладия.

Литература

1. Burkhanov G.S, Gorina N.B., Kolchugina N.B., Roshan N.R. Palladium – Based Alloy Membranes for Separation of High Purity Hydrogen from Hydrogen – Containing Gas Mixtures // *Platinum Metals Rev.* 2011. V. 55. Is. 1. P. 3–12.
2. Al-Mufachi N.A., Rees N.V., Steinberger-Wilkens R. Hydrogen selective membranes: A review of palladium-based dense metal membranes // *Renewable and Sustainable Energy Reviews.* 2015. 47. P. 540-551.
3. Горбунов С.В., Канныкин С.В., Пенкина Т.Н., Рошан Н.Р., Чистов Е.М., Бурханов Г.С. Сплавы палладия со свинцом для очистки и выделения водорода из водородсодержащих газовых смесей. *Металлы*, 2017. № 1. С 63-69.
4. Olga V. Akimova, Roman D. Svetogorov and Semen V. Gorbunov Effect of Pb Small additives on the Phase Composition and Microstructure Pd-Based Membrane Alloys // *Key Engineering Materials.* 2022. V. 910. P. 767-772. doi:10.4028/p-j60795.

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ СИНТЕЗА НА ПРИРОДУ И СВОЙСТВА РАДИКАЛОВ В КОМПОЗИТАХ: НАНОТРУБКИ $\text{TiO}_2/\text{Cu}_x\text{O}$

Проф. Константинова Е.А., доц. Зайцев В.Б., доц. Кытин В.Г.

Нанокристаллические полупроводники на протяжении многих лет являются объектом пристального внимания мирового научного сообщества благодаря присущим им необычным свойствам [1, 2]. Среди данных материалов особое место занимает диоксид титана (TiO_2), наиболее широко применяющийся в фотокатализе для разложения органических примесей, содержащихся в воздухе и в воде, и также для преобразования углекислого газа в углеводородное топливо [3, 4]. Однако большая ширина запрещенной зоны TiO_2 не позволяет использовать излучение видимого диапазона [3, 4]. Поэтому в TiO_2 вводят различные примеси, расширяющие область его поглощения [3]. Среди морфологических разновидностей TiO_2 весьма привлекательны массивы нанотрубок диоксида титана, полученные анодным окислением непосредственно на проводящей подложке, характеризующиеся большой удельной площадью поверхности [4]. Формирование массива нанотрубок на проводящей подложке позволяет избежать как уменьшения активной площа-

ди поверхности катализатора, так и ограничения диффузии молекул через наноструктуру, в случае нанесения материала на подложку для использования в процессах фотокатализа [5]. Важную роль в фотокатализе играют спиновые центры (дефекты) вещества, поскольку являются центрами адсорбции молекул, которые под действием света становятся радикалами и участвуют в окислительно-восстановительных реакциях. Поэтому основной целью данной работы являлось исследование влияния условий формирования на основные характеристики радикалов в нанотрубках на основе TiO_2 .

Синтез исходных массивов нанотрубок TiO_2 осуществляли с помощью электрохимического окисления предварительно подготовленной Ti -фольги с использованием электролита на основе этиленгликоля, содержащего 0.3 масс. % NH_4F и 2% $\text{di-H}_2\text{O}$, при температуре 20°C . Для получения нанокристаллических трубок TiO_2 образцы подвергались термической обработке при 450°C в муфельной печи в течение 60 минут. Далее с помощью метода ионного наплавления (SILAR) на поверхность нанотрубок осаждали оксид меди Cu_xO с последующим отжигом на воздухе при температуре 300°C в течение 60 минут. Количество циклов нанесения Cu_xO варьировалось от 10 до 60. Полученные образцы представляли собой серию нанокомпозитов $\text{TiO}_2/\text{Cu}_x\text{O}$ с различным содержанием Cu_xO . Часть образцов с 30 циклами для сравнения подвергли отжигу в аргоне при температуре 300°C в течение 60 минут.

Спектры диффузного отражения света от исследованных образцов регистрировались с помощью спектрографа LS-55 Perkin Elmer. Особенности конструкции спектрографа и возможности управляющего программного обеспечения позволяют с большой точностью регистрировать указанные спектры в диапазоне 200–800 нм при различных углах падения зондирующего луча на поверхность. Для изучения радикалов использовался ЭПР-спектрометр фирмы Bruker ELEXSYS-500 (рабочая частота 9.5 ГГц, чувствительность прибора $5 \cdot 10^{10}$ спин/Гц).

Предварительно мы исследовали влияние оксида меди на спектры рассеяния света нанотрубками TiO_2 . Установлено, что поглощение в видимой области увеличивается в нанокомпозитах $\text{TiO}_2/\text{Cu}_x\text{O}$ (как подвергнутых термической обработке на воздухе, так и в аргоне) по сравнению с исходными нанотрубками TiO_2 . Полученные данные позволяют предположить, что в $\text{TiO}_2/\text{Cu}_x\text{O}$ увеличивается количество радикалов. Поэтому мы выполнили исследования полученных образцов методом ЭПР. Спектр ЭПР исходных нанотрубок TiO_2 состоит из двух сигналов: от оборванных углеродных связей ($\text{C}\cdot$), фактор Ланде $g=2.0028 \pm 0.0005$ и радикалов типа Ti^{3+} /вакансии кислорода ($g_1=1.9961 \pm 0.0005$ и $g_2=1.9697 \pm 0.0005$). Спектр ЭПР всей серии нанокомпозитов $\text{TiO}_2/\text{Cu}_x\text{O}$ представляет собой суперпозицию сигналов

ЭПР от радикалов $C\cdot$ и Ti^{3+} /вакансий кислорода, наблюдавшихся в исходных структурах, и ионов меди Cu^{2+} ($g=2.1612\pm0.0005$), что свидетельствует о наличии фазы CuO . С ростом количества циклов нанесения Cu_xO интенсивность сигнала ЭПР от Cu^{2+} увеличивается, что свидетельствует об увеличении их концентрации. В нанокompозитах TiO_2/Cu_xO также регистрируются O^{2-} радикалы ($g_1=2.026\pm0.0005$, $g_2=2.009\pm0.0005$, $g_3=2.003\pm0.0005$), их концентрация была максимальна в образцах с 30 циклами нанесения. В то же время, для TiO_2/Cu_xO с 30 циклами нанесения, отожженных в аргоне, в спектре ЭПР присутствуют все вышеперечисленные радикалы за исключением O^{2-} , что можно объяснить отсутствием «сырья» для их образования – кислородсодержащей среды.

Таким образом, наблюдается корреляция между количеством радикалов в образцах и величиной поглощения в видимой области спектра, что свидетельствует о вкладе в поглощение видимого света обнаруженных нами радикалов. Установлено, что изменение параметров синтеза приводит как к появлению новых спиновых центров, так и к вариации их концентрации. Полученные данные имеют важное значение, поскольку позволяют выбрать оптимальные условия для синтеза нанокompозитов с высокой концентрацией радикалов, обеспечивающих эффективное поглощение в видимой области спектра.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-19-00494, <https://rscf.ru/project/21-19-00494/>.

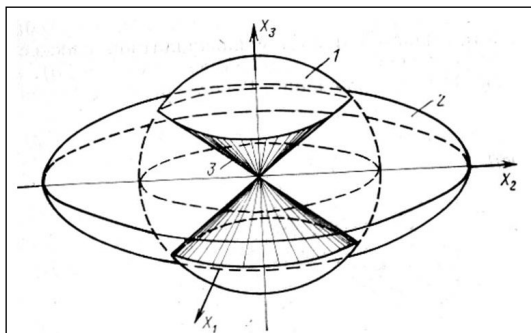
Литература

1. Chemical Physics of Nanostructured Semiconductors, eds. A. I. Kokorin, D.W. Bahnemann, VSP–Brill Acad. Publ., Utrecht, Boston, 2003.
2. А.А. Елисеев, А.В. Лукашин «Функциональные наноматериалы», М.: Физматлит, 2010.
3. Е.А. Konstantinova, А.А. Minnekhanov, G.V. Trusov, V.G. Kytin. Titania-based nanoheterostructured microspheres for prolonged visible-light-driven photocatalysis. Nanotechnology, 31 (2020) 345207.
4. I. Gavrilin, A. Dronov, R. Volkov, T. Savchuk, D. Dronova, N. Borgardt, A. Pavlikov, S. Gavrilov, D. Gromov. Differences in the local structure and composition of anodic TiO_2 nanotubes annealed in vacuum and air, Applied Surface Science. 516 (2020) 146120.
5. M. Motola, M. Čaplovičová, M. Krbal, H. Sopha, G.K. Thirunavukkarasu, M. Gregor, G. Plesch, J.M. Macak. Ti^{3+} doped anodic single-wall TiO_2 nanotubes as highly efficient photocatalyst. Electrochim. Acta. 331 (2020) 135374.

СОПРЯЖЕНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР В СПЛАВАХ С ЭФФЕКТАМИ ПАМЯТИ ФОРМЫ

Проф. Хунджуга А.Г., доц. Володин Б.А., доц. Бровкина Е.А.

При мартенситном превращении элементарные ячейки решеток аустенита и мартенсита преобразуются друг в друга путем однородной деформации, которая в применении к сфере единичного радиуса превращает её в эллипсоид деформации.



- 1 – исходная сфера в решетке аустенита.
- 2 – эллипсоид деформации.
- 3 – конус инвариантных линий.

Пересечение сферы $x^2 + y^2 + z^2 = 1$ и эллипсоида $\frac{x'^2}{(1+\varepsilon_1)^2} + \frac{y'^2}{(1+\varepsilon_1)^2} + \frac{z'^2}{(1+\varepsilon_3)^2} = 1$ определяет конус инвариантных линий, расстояния вдоль которых неизменны. Для случая равенства нулю одной из деформаций ε_i , конус инвариантных линий вырождается в плоскость, по которой и происходит сопряжение решеток аустенита и мартенсита; эту плоскость принято считать плоскостью габитуса.

Однако в общем случае инвариантные линии сосредоточены на конической поверхности, и поиск плоскости габитуса сопряжено с трудностями, порой непреодолимыми. Целью настоящей работы было нахождение плоскости габитуса посредством анализа уравнения пространственной кривой пересечения сферы и эллипсоида деформации (нахождения минимальной кривизны, координат центра кривизны, положения плоскости, касательной в точке минимальной кривизны, и наконец, сопоставления её индексов с индексами плоскости габитуса, известными из эксперимента). Решение этих задач в общем виде известно, но достаточно громоздко.

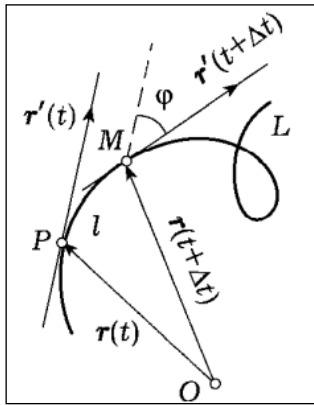
Выражая z^2 из уравнения сферы радиуса d : $z^2 = d^2 - x^2 - y^2$ и подставляя его в уравнение эллипсоида $\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1$, получаем уравнение кривой пересечения сферы и эллипсоида:

$$x^2 \left\{ \frac{1}{a^2} - \frac{1}{c^2} \right\} + y^2 \left\{ \frac{1}{b^2} - \frac{1}{c^2} \right\} = 1 - \frac{d^2}{c^2}$$

Полученную кривую можно представить в параметрическом виде $x=x(t)$, $y=y(t)$, $z=z(t)$, $t \in [0, 2\pi]$:

$$x = \sqrt{\frac{\left\{1 - \frac{d^2}{c^2}\right\}}{\frac{1}{a^2} - \frac{1}{c^2}}} \cos t, \quad y = \sqrt{\frac{\left\{1 - \frac{d^2}{c^2}\right\}}{\frac{1}{b^2} - \frac{1}{c^2}}} \sin t, \quad z = \sqrt{\frac{\left\{\frac{d^2}{a^2} - 1\right\}^2}{\left\{\frac{1}{a^2} - \frac{1}{c^2}\right\}^2} \cos^2 t - \frac{\left\{\frac{d^2}{b^2} - 1\right\}^2}{\left\{\frac{1}{b^2} - \frac{1}{c^2}\right\}^2} \sin^2 t}$$

Вектор, проведенный в точку с координатами $x(t)$, $y(t)$, $z(t)$, обозначим как $\vec{r}(t)$, тогда координаты вектора $\vec{r}'(t)$, касающегося кривой L в данной точке, являются первыми производными исходных координат $x'(t)$, $y'(t)$, $z'(t)$.



Кривизна кривой определяется следующим образом [1]:

пусть P - произвольная фиксированная точка регулярной кривой L без особых точек и M - точка этой кривой, отличная от P . Обозначим через φ угол между касательными в точках P и M , а через l - длину дуги PM . Кривизной K кривой L в точке P называется предел отношения φ/l при $l \rightarrow 0$ (т. е. при $M \rightarrow P$).

Вычисление согласно данному определению значения кривизны K для пространственной кривой пересечения эллипсоида и сферы приводит нас к следующему выражению:

$$K = \frac{1}{|\vec{r}'|^3} \sqrt{\{[x''y' - x'y'']^2 + [x''z' - x'z'']^2 + [y''z' - y'z'']^2\}},$$

$$\text{где } |\vec{r}'| = \sqrt{(x')^2 + (y')^2 + (z')^2},$$

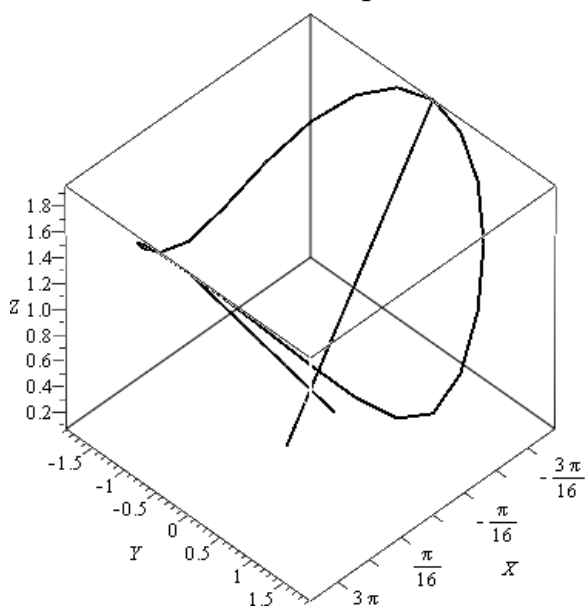
$$x' = -\alpha \sin t, \quad y' = \beta \cos t, \quad z' = \frac{1}{2} \frac{(\gamma_2 - \gamma_1) \sin 2t}{\sqrt{\gamma_1 \cos^2 t + \gamma_2 \sin^2 t}}$$

$$x'' = -\alpha \cos t, \quad y'' = -\beta \sin t, \quad z'' = \frac{\gamma_2 - \gamma_1}{2} \frac{2 \cos 2t (\gamma_1 \cos^2 t + \gamma_2 \sin^2 t) - \frac{\gamma_2 - \gamma_1}{2} \sin^2 2t}{(\gamma_1 \cos^2 t + \gamma_2 \sin^2 t)^{3/2}}$$

Решение уравнения $K'(t) = 0$ численными методами позволяет определить координаты точки с минимальной кривизной K , после чего остается найти центр и радиус кривизны кривой для данной точки (радиусом кривизны R называется величина $1/K$). Используя понятия соприкасающейся плоскости и главной нормали к кривой [1], находим выражение для главной нормали:

$$\begin{aligned}\vec{n}_r &= [\vec{r}'[\vec{r}', \vec{r}'']] = \vec{r}'(\vec{r}', \vec{r}'') - \vec{r}''(\vec{r}', \vec{r}') = \underbrace{\vec{r}'(x' \cdot x'' + y'y'' + z'z'')}_{D_1} + \underbrace{\vec{r}''(x'^2 + y'^2 + z'^2)}_{D_2} = \\ &= \vec{r}' \cdot D_1 - \vec{r}'' \cdot D_2, \\ \vec{n}_r &= \underbrace{\vec{i}(x'D_1 - x''D_2)}_{E_1} + \underbrace{\vec{j}(y'D_1 - y''D_2)}_{E_2} + \underbrace{\vec{k}(z'D_1 - z''D_2)}_{E_3} = \vec{i}E_1 + \vec{j}E_2 + \vec{k}E_3.\end{aligned}$$

Если положение главной нормали определено, то центр кривизны расположен на направлении, заданном этим вектором, и отстоит от точки минимальной кривизны на расстоянии, равном радиусу кривизны $1/K$. Плоскость, перпендикулярная главной нормали, и есть искомая плоскость, максимально приближенная к габитусной (т.к. проведена в точке минимальной кривизны кривой пересечения эллипсоида и сферы). Уравнение данной плоскости можно определить, используя координаты нормали к ней, т.е. с помощью координат радиус-вектора, равных разности координат точки минимальной кривизны и центра кривизны.



По вышеизложенному алгоритму написана компьютерная программа в среде Maple. В качестве входных данных используются значения полуосей эллипсоида деформации и радиуса сферы. На выходе имеем координаты точек минимальной кривизны на кривой пересечения эллипсоида и сферы и центра кривизны. Кроме того, программа позволяет строить график данной кривой, на которой отмечены и соединены отрезками искомые точки минимальной кривизны кривой и соответствующие им центры кривизны.

визны.

Полученные формулы были опробованы на модельных и экспериментальных данных и показали определенную корреляцию между ними.

Литература:

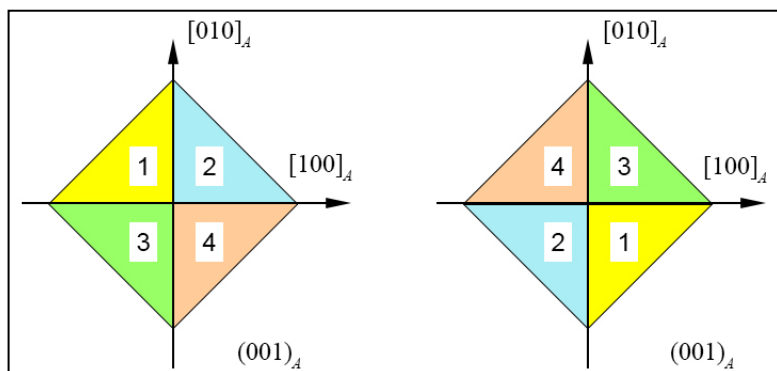
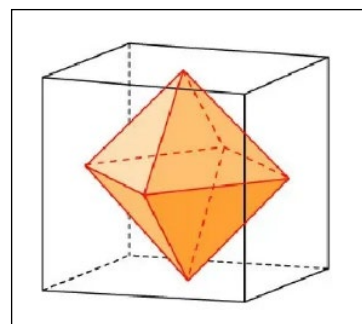
1. В.А.Ильин, Э.Г.Позняк Основы математического анализа Ч 2. Москва, 2002. 464 с.

ПЛАТОНОВЫ ТЕЛА И ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА МАРТЕНСИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ

Доц. Бровкина Е.А., проф. Хунджуга А.Г.

В сплавах с термоупругим мартенситным превращением кристаллы мартенсита, сформированные в массиве аустенита при охлаждении в отсутствие полей внешних напряжений, имеют вполне определённую внешнюю огранку и внутреннее строение. Кристаллы мартенсита объединены в самоаккомодационные комплексы (СК), состоящие из множества попарно сдвойникованных доменов - кристаллографически эквивалентных вариантов ориентационного соотношения (ОС) между решетками аустенита и мартенсита. Внешняя поверхность СК является многогранником, симметрия которого должна "вписываться" в анизотропию строения и свойств решетки аустенита - ведь причина их формирования СК связана с минимизацией полей упругих напряжений, компенсирующей деформацию формы в масштабах комплекса в целом.

Из соображений симметрии понятно, что многогранник должен обладать теми же элементами симметрии, что и кристаллическая решетка аустенита (в сплавах с эффектами памяти формы аустенит всегда кубический). Многогранник должен быть правильным, т.е. принадлежать к Платоновым или Архимедовым телам, иметь оси симметрии 2-го, 3-го и 4-го порядка.



Например, если взять усеченный куб, срезанный так, чтобы образовался октаэдр с вершинами в центре граней куба, затем рассечь этот октаэдр по плоскостям его симметрии (параллельным граням куба), то можно

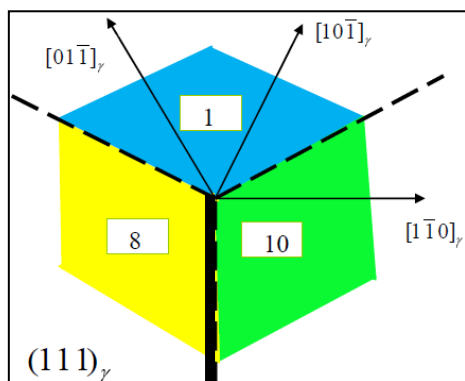
получить представление о внутреннем устройстве СК ромбоэдрического R-мартенсита в никелиде титана. В результате сечения октаэдр распадется на 8 доменов, попарно сдвойникованными по плоскостям, параллельным плоскостям аустенита типа $\{100\}$. Восьмидоменный комплекс содержит 4 варианта ОС, как видно из рисунка. На левом рисунке показано расположение доменов в верхней части октаэдрического домена, на правом - в нижней части (ниже плоскости двойникования, параллельной $(001)_A$).

Тетрагональный и орторомбический мартенсит в сплавах γ -Mn

В сплавах на основе γ -Mn антиферромагнитное упорядочение приводит к мартенситному превращению дисторсионного типа ГЦК аустенита в тетрагональный или орторомбический мартенсит. Базисные векторы тетрагонального мартенсита направлены вдоль базиса аустенита. Элементарные ячейки решеток аустенита и мартенсита преобразуются друг в друга путем однородной деформации, которая в применении к сфере единичного радиуса $x^2 + y^2 + z^2 = 1$ превращает её в эллипсоид вращения (эллипсоиду де-

формации): $\frac{x'^2}{(1+\varepsilon_1)^2} + \frac{y'^2}{(1+\varepsilon_1)^2} + \frac{z'^2}{(1+\varepsilon_3)^2} = 1$, или в каноническом виде уравнение эллипсоида для варианта A_1 : $a_{11}x^2 + a_{11}y^2 + a_{33}z^2 = 1$. Для данного ОС 24 варианта вырождаются в 3 (с коэффициентом a_{33} при x^2, y^2, z^2).

Казалось бы, СК должен содержать по одному варианту из каждой группы, но это не так. Если в качестве исходного домена взять вариант A_1 , то сдвойникованными с ним соседями могут быть домены 7 или 8 с одной стороны и домены 9 или 10, с другой. Однако переход от варианта 7 к доменам 9 или 10 осуществляется недвойнивающими операторами. То же можно сказать и о переходе от домена 8 к доменам 9 или 10. Построенный таким образом комплекс основан на компенсации деформации, но в нём не все соседствующие домены связаны операцией двойникового. Такие домены не могут расти один за счет другого при наложении напряжений, и самоаккомодация невозможна или затруднена.



В некоторых сплавах на основе γ -Mn мартенсит имеет орторомбическую структуру. При этом базисные векторы элементарной орторомбической ячейки мартенсита направлены соответственно вдоль базисных осей аустенита: $a \parallel [100]$, $b \parallel [010]$, $c \parallel [001]$ (имеется 6 кристаллографически эквивалентных

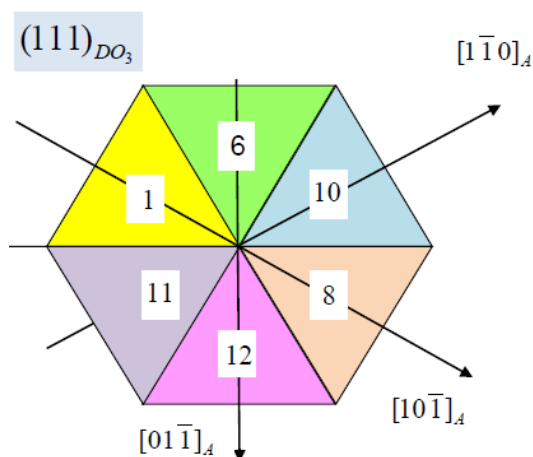
вариантов ОС). Элементарные ячейки решеток аустенита и мартенсита преобразуются друг в друга путем однородной деформации, которая переводит сферу в трехосный эллипсоид деформации:

$$\frac{x'^2}{(1+\varepsilon_1)^2} + \frac{y'^2}{(1+\varepsilon_2)^2} + \frac{z'^2}{(1+\varepsilon_3)^2} = 1$$

Построение СК орторомбического мартенсита требует трех плоскостей двойникового, например $(1\bar{1}0)$, $(10\bar{1})$ и $(01\bar{1})$, (двойникование орторомбической решетки мартенсита по этим плоскостям возможно). В результате двойникового может быть сформирован 6-ти доменный СК.

Группа операторов симметрии $\hat{S}_i$ содержит 24 оператора, но разных уравнений эллипсоидов всего 6. В результате имеется 4 группы по 6 уравнений эллипсоидов для приведенной в [1] нумерации вариантов ОС по операторам симметрии:

$$\begin{array}{ll} A_1, A_5, A_7, A_{12}, A_9, A_{11}; & A_2, A_6, A_8, A_{13}, A_{10}, A_{14}; \\ A_3, A_{21}, A_{20}, A_{15}, A_{19}, A_{16}; & A_4, A_{24}, A_{23}, A_{17}, A_{22}, A_{18}. \end{array}$$



Отметим, что если выстроить по этой схеме домены тетраэдрического мартенсита, то сформируется СК типа «шестерик» без перечисленных выше недостатка – отсутствия двойниковой связности доменов. Шестидоменный СК может быть вписан в усеченный октаэдр, кубookтаэдр и усеченный куб.

Приложение



Литература

1. Хунджуа А.Г., Птицын А.Г., Бровкина Е.А. Группы симметрии решетки аустенита и строение самоаккомодационных комплексов мартенситных кристаллов в сплавах с эффектами памяти формы. // Вестн. Моск. Унт-та. Сер. 3. Физ. Астроном. 2018. №1. С. 90-95.

МАГНИТОТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА ТЯЖЁЛЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ, СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ Fe-Rh, НАНОЧАСТИЦ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ОКСИДОВ В ОБЛАСТИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

Физик Зверев В.И.

Общепризнанным трендом развития современной науки является, во-первых, междисциплинарность исследований, а, во-вторых, что особенно касается точных наук, преимущественно прикладной характер решаемых

мых задач, что подчеркивается в стратегии научно технологического развития Российской Федерации [1]. В области физики конденсированного состояния вещества и ее подраздела – физики магнитных явлений – эти тренды проявляются наиболее ярко, так как, с одной стороны, во второй половине XX века уже был создан значительный задел в отдельных разделах науки о магнетизме, и поэтому для проведения прорывных, перспективных исследований необходимо тесное взаимодействие научных коллективов, работающих не только в области экспериментальной физики, но и суперкомпьютерных вычислений и машинного обучения (моделирование новых материалов и их свойств), прикладной химии (синтез таких материалов в виде образцов для экспериментальных исследований), комплексной характеристики материалов с использованием современных экспериментальных методик. Проведение исследований подобного уровня чрезвычайно важно для изучения свойств вновь синтезируемых и открытия новых свойств уже исследованных материалов, что, в свою очередь, расширяет области применения изучаемых объектов. В этом смысле физика магнитных явлений является в большей степени экспериментальной, прикладной наукой, тогда как чисто теоретические работы, особенно в последние десятилетия, в ней довольно редки. Развитие смежных наук (материаловедения, химии, нанотехнологии), а также появление современных высокоинформативных лабораторно-исследовательских комплексов позволяет одновременно анализировать как объемные, так и локальные магнитные свойства на одних и тех же образцах. Выбор в качестве объектов исследования различных по своим физико-химическим свойствам веществ потребовал реализации вышеназванного комплексного экспериментального подхода в ходе выполнения настоящей работы.

Действенным инструментом повышения эффективности изучения магнитных материалов является экспериментальное измерение и анализ их магнитотепловых свойств в силу фундаментальной взаимосвязи, существующей между электронной, решеточной и магнитными подсистемами материала при проявлении того или иного магнитотеплового свойства. Под термином магнитотепловые в данной работе понимаются магнитокалорический эффект (МКЭ), магнитные вклады в теплоемкость и энтропию, а также специальные параметры, введенные для характеристики нагрева магнитных наночастиц [2,3]: удельная мощность поглощения (SAR) и собственная мощность потерь (ILP). Указанные параметры объединяют в себе информацию о ключевых свойствах магнитного материала: намагниченности, теплоемкости, магнитной восприимчивости. Знание данных свойств и их зависимостей от внешних факторов позволяет полностью охарактеризовать изучаемый материал и составить максимально полное представление о возможности его практического применения.

В ряду магнитотепловых свойств отдельно необходимо отметить магнитокалорический эффект в силу его наибольшей чувствительности к

фазовым переходам в магнитных материалах, а также перспективам практического использования эффекта, связанным с построением магнитных холодильных и тепловых машин, применением в медицине, получением сверхнизких температур и др. [4–7] Важно отметить, что максимальных величин магнитотепловые свойства достигают в области магнитных фазовых переходов [8], которые и изучаются в настоящей работе в различных магнитных материалах.

В связи с этим автору представлялось логичным изучить данные явления в нескольких видах магнитных материалов, которые можно рассматривать в качестве модельных, и, соответственно, распространить полученные результаты на более широкие классы функциональных материалов. С этой точки зрения для анализа были выбраны тяжелые редкоземельные металлы (гадолиний, тербий, диспрозий, гольмий, эрбий, тулий); сплавы на основе Fe-Rh, микро- и наночастицы ферромагнитных оксидов. Важно отметить, что кроме, собственно, МКЭ, который послужил причиной обращения к изучению данных материалов, в них наблюдается целый ряд других магнитотепловых явлений.

Редкоземельные металлы в настоящее время используются во всех без исключения отраслях промышленности. По оценкам экспертов, потребность промышленности в химических соединениях на их основе сохранит тенденцию к росту на протяжении ближайших десятков лет. Вместе с тем, практическое использование высокочистых металлов редкоземельной группы требует максимально точного понимания физико-химических свойств металлов, в особенности, магнитных. Тяжелые РЗМ испытывают множество фазовых переходов между совершенно различными магнитными состояниями, критические температуры которых зачастую находятся весьма близко друг от друга и, в основном, в низкотемпературной области. Данное обстоятельство ограничивает практическое применение изученных в настоящей работе в «рабочей» области около комнатных температур.

Сплавы FeRh с соотношением атомов железа и родия около 1:1 проявляют максимальные значения МКЭ из всех известных на сегодняшний день магнитокалорических материалов. Величины изменения магнитной части энтропии и адиабатического изменения температуры втрое превышают соответствующие значения, наблюдаемые в металлическом гадолинии. Более того, эквиатомный сплав железо-родий претерпевает единственный фазовый переход первого рода АФМ-ФМ в области около комнатных температур. В этом смысле данный сплав является модельным соединением, по аналогии с модельным гадолинием, который испытывает единственный фазовый переход второго рода. Соответственно, данный материал интересен как с фундаментальной точки зрения, так как позволяет прояснить механизм магнитно-структурного фазового перехода первого рода, так и с прикладной, поскольку величина МКЭ в нем в полтора-два

раза выше соответствующих значений в других материалах, проявляющих гигантский МКЭ: $\text{Gd}_5\text{Si}_{4-x}\text{Ge}_x$ [9], $\text{La}(\text{Fe}_x\text{Si}_{1-x})$ [10], $\text{MnFeP}(\text{As}, \text{Ge})$ [11].

При этом, диапазон химических составов, магнитных полей и температур, в котором бинарные сплавы семейства железо-родий проявляют необходимые для практического применения магнитотепловые свойства, довольно узок. Кроме того, родий является одним из самых дорогих металлов в мире в настоящее время, что также существенно затрудняет его широкое использование даже в лабораторных условиях. В связи с этим актуален поиск сплавов, обладающих гигантским МКЭ, но не имеющих в своем составе родия. Таким образом, исследование характера изменений МКЭ и других магнитотепловых свойств при замещении родия более доступными материалами (в трехкомпонентных сплавах на основе Fe-Rh) также весьма актуально.

В связи с вышесказанным целесообразно предложить относительно новую область применения изучаемых магнитотепловых явлений (в отличие от ставшей классической области магнитного охлаждения и разработки магнитных тепловых машин), а именно, медицинские приложения.

В используемых на сегодняшний день методиках гипертермии (общая гипертермия, локальная гипертермия с использованием радиочастотного и микроволнового излучения, ультразвука) нагрев опухоли вызывает также и существенное повышение температуры соседних здоровых тканей. Для контроля теплового режима проводится измерение температуры с помощью датчиков, вводимых в область воздействия. Таким образом, основными недостатками используемых в настоящее время методик гипертермии являются низкая селективность воздействия, а также инвазивный метод контроля температуры [12]. Актуально провести изучение магнитных материалов в виде микро- и наночастиц с уникальными магнитотепловыми свойствами, которые могут найти применение в методе магнитожидкостной гипертермии (МЖГ).

Среди различных способов применения магнитокалорического эффекта особенный интерес представляет технология адресной доставки лекарственных средств. Процесс удаленной, неинвазивной доставки лекарств в пораженные органы или ткани человека является одной из актуальных проблем, стоящих перед наукой в настоящее время. Существующие технологии частично ограничены из-за их неспособности эффективно срабатывать в естественных условиях в отсутствие местного имплантированного источника тепла, невозможности воспроизводимого выпуска в течение нескольких тепловых циклов, медленного ответа на стимулы, их неспособности динамически регулировать дозирование препарата в соответствии с потребностями пациента. Соответственно, целесообразно разработать и изучить термодинамические характеристики магнитокалорического материала для покрытия имплантатов и носителей лекарственных средств, который позволит управлять количеством и временем высвобождения лекарственного препарата.

Таким образом, для достижения поставленных целей в работе решались следующие задачи:

Проанализировать текущее состояние исследований магнитокалорического эффекта и определить подходы к созданию новых магнитокалорических материалов для практического применения. Предложить теоретическую модель, позволяющую оценить максимально возможное значение МКЭ в ферромагнитных материалах. Построить феноменологическую универсальную кривую адиабатического изменения температуры, определяемого прямым методом. Проверить процедуру построения на всех тяжелых РЗМ и в составе экспериментальной установки по прямому определению МКЭ.

Провести теоретический анализ электронных и магнитных характеристик тяжелых редкоземельных металлов с использованием расчетов из первых принципов и основываясь на модели среднего поля. Провести экспериментальные исследования полевых и температурных зависимостей магнитотепловых свойств объемных монокристаллических образцов тяжелых редкоземельных металлов. Сравнить полученные экспериментальные результаты с данными вычислений, полученных в рамках модели среднего поля. Выявить закономерности поведения магнитотепловых характеристик и магнитного упорядочения, характерные для всего ряда тяжелых РЗМ, в том числе, в зависимости от наличия химических примесей.

Разработать теоретическую модель для описания механизма магнитно-структурного фазового перехода первого рода АФМ-ФМ в сплавах семейства железо-родий. Провести экспериментальные исследования полевых и температурных зависимостей магнитотепловых и структурных свойств объемных образцов бинарных околоэквиатомных сплавов железо-родий. Изучить влияние температурной обработки, метода изготовления и структурных дефектов образцов на воспроизводимость и величину магнитотепловых свойств в бинарных околоэквиатомных сплавах железо-родий.

Провести теоретический анализ электронных и магнитных характеристик трехкомпонентных сплавов железо-родий-палладий с использованием расчетов из первых принципов. Провести экспериментальные исследования полевых и температурных зависимостей магнитотепловых и структурных свойств объемных образцов трехкомпонентных сплавов железо-родий-палладий. Проанализировать явление сосуществования фаз в области фазового перехода первого рода АФМ-ФМ в сплавах семейства железо-родий в зависимости от наличия легирующих элементов.

Провести математическое моделирование нагрева ферромагнитных частиц всех известных составов, заявленных к применению в методе магнитожидкостной гипертермии. Экспериментально изучить магнитотепловые и структурные свойства магнитных наночастиц гадолиния, сплава железо-родий, лантан-стронциевых манганитов, цинк-марганцевые ферритов. Определить физические механизмы, ответственные за максимальный нагрев частиц для применения в методе магнитожидкостной гипертермии.

Теоретически и экспериментально изучить магнитотепловые свойства функционального покрытия на основе частиц сплава железо-родий для применения в методе адресной доставки лекарственных средств.

В результате выполнения работы были получены следующие основные результаты:

Проведен всесторонний комплексный анализ изучаемых в настоящее время в мире магнитокалорических материалов. При анализе возможности практического использования обнаружена тенденция к полному отказу от применения материалов, содержащих токсичные, дефицитные и драгоценные элементы.

Определена максимальная теоретическая величина МКЭ в материалах, испытывающих фазовый переход второго рода: 18 К/Тл. Показано, что данная величина недостижима в реально используемых на сегодняшний день магнитокалорических материалах: оценка максимального МКЭ в материалах с фазовым переходом второго рода составляет 8-9 К/Тл.

Предложена и экспериментально проверена феноменологическая процедура построения универсальной кривой для адиабатического изменения температуры для каждого из тяжелых редкоземельных металлов (от гадолиния до тулия). Установлено, что построение универсальной кривой для всего класса тяжелых РЗМ невозможно в силу различных значений критических индексов, характеризующих фазовые переходы в разных РЗМ, однако данный метод весьма эффективен для каждого конкретного металла.

Проведено комплексное теоретико-экспериментальное рассмотрение магнитотепловых свойств тяжелых редкоземельных металлов с уточнением их магнитных фазовых диаграмм. Из первых принципов рассчитаны плотности электронных состояний тяжелых РЗМ, в том числе, с учетом влияния примесных химических элементов. Выявлен ряд общих закономерностей магнитного упорядочения тяжелых РЗМ: в низких магнитных полях реализуется ферромагнитное упорядочение; при увеличении поля наблюдается устойчивое спиральное антиферромагнитное упорядочение. Деформация геликоида приводит к появлению промежуточной веерной фазы с геликоидальной структурой или структур типа спин-слип. В высоких магнитных полях объемные тяжелые лантаноиды находятся преимущественно в веерном или ферромагнитном состоянии.

Установлено, что наличие примесей химических элементов в тяжелых РЗМ приводит к понижению температур фазовых переходов и увеличению значений критических полей, тем самым затрудняя перестройку магнитной структуры. Наличие локальных спиновых дефектов (структуры типа спинового проскальзывания) и многообразие магнитных «аллотропных» модификаций тяжелых РЗМ также объясняется влиянием примесей. За счет примесей плотность электронных состояний на уровне Ферми становится ненулевой

Продemonстрирован теоретико-расчетный подход на основе модели Бина-Родбелла, который позволяет описать особенности фазового перехода первого рода в бинарных сплавах железо-родий. В данном случае подчеркивается взаимосвязь кристаллической решетки сплава и системы магнитных моментов атомов. Причиной АФМ - ФМ фазового перехода в сплавах FeRh является появление ненулевого магнитного момента на атомах родия при одновременном увеличении объема решетки на 1.0 % в сочетании с уменьшением абсолютного значения обменного интеграла J_{12} между подрешетками железа и родия.

Проведены систематические исследования серии околоэквиатомных стехиометрических составов бинарных сплавов Fe_{100-x}Rh_x с $x=50, 50.5$ и 51 : максимальное и гарантированно воспроизводимое значение МКЭ достигается в образцах состава Fe₄₉Rh₅₁ в результате магнитоупругого перехода АФМ-ФМ при 323 К. При этом наблюдается явление гистерезиса полевой зависимости магнитокалорического эффекта: конечная температура при полном цикле изменения магнитного поля не возвращается к начальному значению при переходе АФМ-ФМ, что объясняется дополнительным динамическим магнитным откликом системы в результате одновременного существования в сплаве областей АФМ и ФМ упорядочения.

Показано сильное влияние скорости охлаждения при изготовлении образцов бинарного сплава железо-родий на его магнитотепловые свойства: быстрая закалка приводит к (а) более резкому фазовому АФМ-ФМ переходу и, соответственно, более быстрому изменению намагниченности; (б) большему значению изменения магнитной части энтропии $\Delta S_M^{\text{пик}}$ и быстрому приближению величины $\Delta S_M^{\text{пик}}$ к насыщению; (в) столбобразному виду кривой изменения магнитной части энтропии $\Delta S_M(T)$ (в полях, превышающих 1 Тл); (г) большей хладоемкости сплава; и (д) большими, индуцированными магнитным полем, средними потерями, связанным с гистерезисом. Индукционная плавка является преимущественным методом изготовления сплавов семейства железо-родий, поскольку она обеспечивает лучшую однородность для получения воспроизводимых характеристик фазового перехода в любой части рассматриваемого образца благодаря перемешивающему воздействию вихревых токов на сплав, когда он находится в расплавленном состоянии.

Обнаружено, что легирование бинарных сплавов FeRh палладием приводит к тетрагонализации кристаллической решетки и уменьшению магнитного момента атома железа. Такое изменение энергетических значений спиновой подсистемы снижает энергию фононной подсистемы, которая пропорциональна температуре. Соответственно, температура фазового перехода уменьшается с увеличением концентрации легирующего элемента.

Определены основные параметры магнитных структур, существующих в сплавах железо-родий, легированных палладием. Получены температурные зависимости параметров кристаллической решетки, массовых долей АФМ и ФМ фаз, магнитного момента атомов Fe в области фазового перехода первого рода АФМ-ФМ как в процессе нагрева, так и охлаждения. В зависимости от направления изменения температуры обнаружен значительный гистерезис величины объемных долей АФМ и ФМ фаз, при этом гистерезис объема элементарной ячейки практически не наблюдается. Определены пространственный масштаб области сосуществования (менее 15 мкм) АФМ и ФМ фаз и характер пространственного распространения фазового перехода доминирующим влиянием на него поля размагничивания. Построены магнитные фазовые диаграммы сплавов железо-родий, легированных палладием, в зависимости от концентрации палладия.

Предложен теоретический подход на основе модели линейной восприимчивости к оценке возможности применения ряда составов магнитных наночастиц в методе магнитожидкостной гипертермии. С учетом результатов вычислений наиболее перспективными составами магнитных наночастиц для применения в методе магнитной гипертермии являются Gd, $\text{Fe}_{50}\text{Rh}_{50}$, $\text{La}_{0.75}\text{Sr}_{0.25}\text{MnO}_3$, $\text{Zn}_x\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_2\text{O}_4$, $x = 0.2 \div 0.9$.

Наибольшая эффективность нагрева суперпарамагнитных наночастиц состава $\text{La}_{0.75}\text{Sr}_{0.25}\text{MnO}_3$ достигается в образцах среднего размера (37 нм) в диапазоне температур $T_C > T > T_B$, то есть в магнитно разблокированном состоянии. Выбор стехиометрического состава магнитных наночастиц для применения в методе магнитожидкостной гипертермии требует, чтобы их температура блокировки и температура Кюри были близки к комнатной температуре. Обнаружено явление существования пороговой температуры нагрева (температуры блокировки) в суперпарамагнитных наночастицах, которое может обеспечить механизм естественного ограничения нагрева наночастиц в методе МЖГ.

Максимальный нагрев при соблюдении критерия Брезовича и близости критических температур к комнатной демонстрируют наночастицы Zn-замещенного феррита марганца состава $\text{Zn}_{0.2}\text{Mn}_{0.8}\text{Fe}_2\text{O}_4$. Изученный состав является наиболее перспективным для применения в методе магнитной гипертермии.

Изучены магнитотепловые свойства и разработана технология нанесения на медицинское изделие «умного покрытия» имплантата: магнитокалорический материал (на основе частиц железо-родий)-полимер. Покрытие позволяет сохранять лекарство в оболочке имплантата и высвобождать его в нужный момент времени в месте расположения имплантата путем воздействия внешним магнитным полем и обеспечить регулируемый режим высвобождения биоактивного вещества за счет изменения темпера-

туры магнитной компоненты покрытия и вызванного им изменения фазового состояния полимера, содержащего лекарство.

Литература

1. Указ Президента Российской Федерации от 01.12.2016 г. № 642, Президент России. (n.d.). <http://kremlin.ru/acts/bank/41449>.
2. R.E. Rosensweig, Heating magnetic fluid with alternating magnetic field, *J. Magn. Magn. Mater.* 252 (2002) 370–374. [https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(02\)00706-0](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(02)00706-0).
3. M. Kallumadil, M. Tada, T. Nakagawa, M. Abe, P. Southern, Q.A. Pankhurst, Suitability of commercial colloids for magnetic hyperthermia, *J. Magn. Magn. Mater.* 321 (2009) 1509–1513. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2009.02.075>.
4. A. Kitanovski, P.W. Egolf, Application of magnetic refrigeration and its assessment, *J. Magn. Magn. Mater.* 321 (2009) 777–781. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2008.11.078>.
5. A.M. Tishin, Y.I. Spichkin, *The Magnetocaloric Effect and its Applications*, IOP Publishing, Bristol, 2003.
6. K.A. Gschneidner Jr, V.K. Pecharsky, A.O. Tsokol, Recent developments in magnetocaloric materials, *Rep. Prog. Phys.* 68 (2005) 1479. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/68/6/R04>.
7. N.A. Zarkevich, V.I. Zverev, Viable Materials with a Giant Magnetocaloric Effect, *Crystals*. 10 (2020) 815. <https://doi.org/10.3390/cryst10090815>.
8. Н.В. Мушников, Магнетизм и магнитные фазовые переходы: учебное пособие, Издательство Уральского университета, 2017. <https://elar.urfu.ru/handle/10995/48961> (accessed August 9, 2021).
9. V.K. Pecharsky, Jr. Gschneidner K.A., Giant Magnetocaloric Effect in $\text{Gd}_5(\text{Si}_2\text{Ge}_2)$, *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997) 4494–4497. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.4494>.
10. S. Fujieda, A. Fujita, K. Fukamichi, Large magnetocaloric effect in $\text{La}(\text{Fe}_x\text{Si}_{1-x})_{13}$ itinerant-electron metamagnetic compounds, *Appl. Phys. Lett.* 81 (2002) 1276–1278. <https://doi.org/10.1063/1.1498148>.
11. H. Wada, Y. Tanabe, Giant magnetocaloric effect of $\text{MnAs}_{1-x}\text{Sb}_x$, *Appl. Phys. Lett.* 79 (2001) 3302–3304. <https://doi.org/10.1063/1.1419048>.
12. J. van der Zee, Heating the patient: a promising approach?, *Ann. Oncol.* 13 (2002) 1173–1184. <https://doi.org/10.1093/annonc/mdf280>.

Подсекция:
БИОФИЗИКА

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

ГОМЕОСТАЗ ЖЕЛЕЗА В СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТОЙ СИСТЕМЕ. РОЛЬ ДИНИТРОЗИЛЬНЫХ КОМПЛЕКСОВ ЖЕЛЕЗА И ФЕРРИТИНА

Проф. Рууге Э.К., асп. Грачев Д.И., асп. Медведева В.А.,
ст. науч. сотр. Иванова М.В. (ФГБУ «НМИЦК им. ак. Е.И.Чазова»
Минздрава России), с. н. с. Шумаев К.Б. (ФИЦ «Фундаментальные основы
биотехнологии» РАН)

Железо необходимо для выживания и функционирования клеток. Это переходный металл, который может изменять свою степень окисления с Fe^{2+} на Fe^{3+} и участвовать в процессах переноса электронов, что является ключом к жизненно важным функциям, а также к дисфункциям в биологических системах. В частности ионы железа участвуют в редокс-реакциях определяющих энергетический метаболизм. Вместе с тем, дисфункцию могут вызывать сверхокисленные формы железа (Fe^{4+} и Fe^{5+}). Очень важное значение имеет также способность комплексов железа связывать такие молекулы как кислород и оксид азота. Кроме того, гомеостаз железа играет первостепенную роль в сигнальных и регуляторных событиях, являющихся ответом на многообразные физиологические и физико-химические воздействия на клетки.

Динитрозильные комплексы железа (ДНКЖ) являются важной формой депонирования оксида азота [1], которые могут оказывать значимое воздействие на гомеостаз железа [2]. Как известно, ДНКЖ обладают также четко выраженной антиоксидантной и антирадикальной активностью [3,4]. В нашей работе рассмотрены современные представления о возможных последствиях патологического стресса, приводящего к нарушениям функции сердца, охарактеризованы некоторые аспекты защитного действия природных антиоксидантов.

Целью работы было изучение с помощью спектроскопии ЭПР парамагнитных форм гемоглобиновых ДНКЖ (Hb-ДНКЖ) и глутатионовых ДНКЖ (GS-ДНКЖ), а также их взаимодействия с редокс-активными свободными радикалами, образующихся при взаимодействии гидропероксида трет-бутила (t-BOOH) с гемовым железом гемоглобина. Изменение концентрации этих радикалов оценивалось по сигналам ЭПР спиновой ловушки DEPMPO (рис. 1А, 1Б, 1В). Согласно полученным данным, GS-ДНКЖ и Hb-ДНКЖ эффективно перехватывают радикалы. Аналогичные результаты были получены в модельной системе, содержащей метмиоглобин и t-BOOH [6].

Предположительно, разрушение ДНКЖ при окислительном стрессе, может быть важным элементом регуляции метаболизма как NO, так и железа. Кроме того, ДНКЖ способны предотвращать модификацию гемоглобина, перехватывая активные формы кислорода, азота и галогенов.

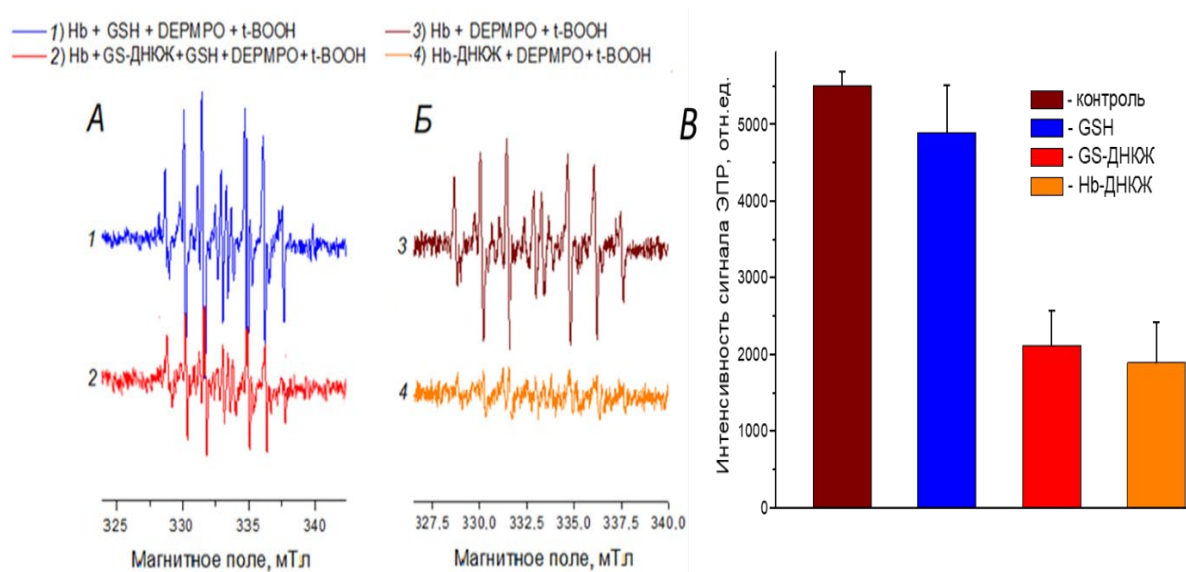


Рис. 1. Спектры ЭПР спиновых аддуктов DEPMPO. А: 1 - Контроль (гемоглобин + глутатион + DEPMPO + t-BOOH), 2 – с добавлением GS-ДНКЖ; Б: 3 - Контроль (гемоглобин + DEPMPO + t-BOOH), 4 - Hb-ДНКЖ + DEPMPO + t-BOOH; В: сравнение антиоксидантного действия GSH, GS-ДНКЖ и Hb-ДНКЖ.

Далее, мы изучали взаимодействие ДНКЖ, ферритина и супероксидных радикалов ($O_2^{\bullet-}$) в суспензии митохондрий сердца крысы и модельной супероксид-генерирующей системе ксантиноксидаза-ксантин. Характерной особенностью $O_2^{\bullet-}$ является его участие в высвобождении железа из ферритина [5]. Митохондриальные изоформы этих белков могут быть источником двухвалентного железа Fe^{2+} , необходимого для синтеза ДНКЖ. В то же время, ионы Fe^{2+} могут участвовать в реакциях Габера-Вайса и Фентона, что приводит к усилению продукции $OH^{\bullet}$ и $O_2^{\bullet-}$.

Деструкция ДНКЖ усиливалась при увеличении концентрации ферритина. В суспензии митохондрий разрушение ДНКЖ происходит медленнее, чем в ксантин-ксантиноксидазной системе (рис. 2Б). При этом ДНКЖ либо не разрушаются полностью, либо происходит частичная регенерация комплексов. Таким образом, показано, что в условиях окислительного стресса ДНКЖ могут выполнять роль антиоксиданта, а ферритин – прооксиданта, причем зависимость от $O_2^{\bullet-}$ деструкция ДНКЖ в присутствии ферритина может носить автокаталитический характер.

Следует отметить, что в клетках NO, высвобождающийся при разрушении ДНКЖ под действием АФК, может влиять на уровень ферритина. По данным Kim et al. [6] нитрозильный катион (NO^+) может стимулировать синтез ферритина в мышечных макрофагах. В зависимости от редокс условий ДНКЖ могут являться как донорами NO, так и NO^+ и влияние этих комплексов железа на уровень ферритина и свободного железа может быть неоднозначным. На основе полученных данных нами

предложена схема взаимодействия АФК, ДНКЖ и ферритина в суспензии митохондрий (Рис. 3).

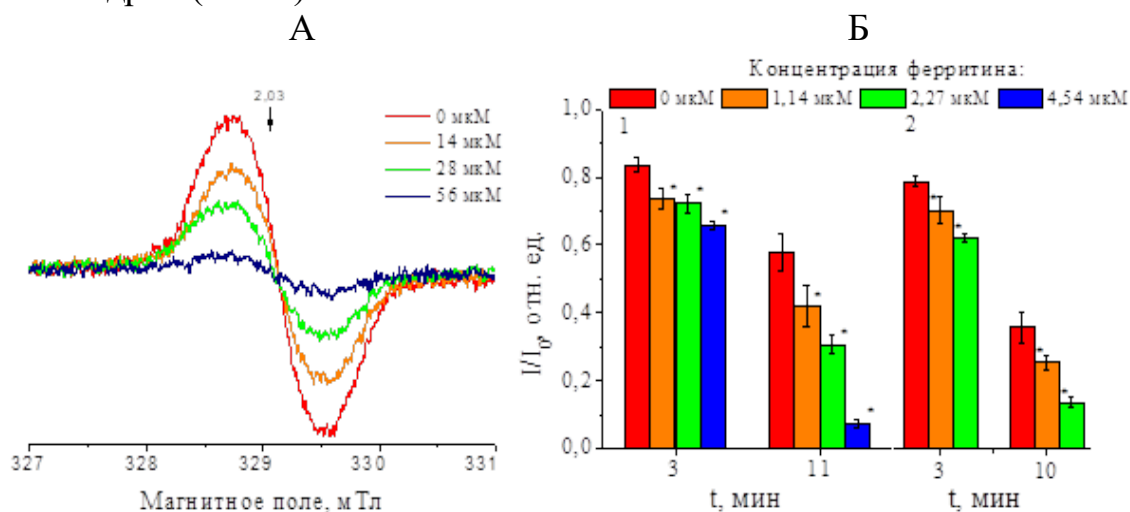


Рис. 2. (А) ЭПР-спектр 700 мкМ ДНКЖ в суспензии митохондрий в присутствии различных концентраций ферритина. Время инкубации – 5 минут. (Б) Уменьшение величины сигнала ДНКЖ (концентрация ДНКЖ – 700 мкМ) в присутствии различных концентраций ферритина в суспензии митохондрий (1) и ксантин-ксантиноксидазной системе (2).



Рис. 3 – Возможная схема реакций АФК, ДНКЖ и ферритина в присутствии митохондрий.

Литература

1. Vanin A.F. Dinitrosyl iron complexes with thiol-containing ligands as a “working form” of endogenous nitric oxide // Nitric Oxide. 2016. Vol. 54. P. 15–29.
2. Toledo J.C. et al. Nitric oxide-induced conversion of cellular chelatable iron into macromolecule-bound paramagnetic dinitrosyl iron complexes // J. Biol. Chem. 2008. Vol. 283. № 43. P. 28926–28933.
3. Шумаев К.Б. и др. Взаимодействие оксоферрилмиоглобина и динитрозильных комплексов железа // Биохимия. 2004. Т. 69. № 5. С. 699–705.
4. Shumaev K.B. et al. Dinitrosyl iron complexes. Formation and antiradical action in heart mitochondria // BioFactors. 2018. Vol. 44. № 3. P. 237–244.

5. Finazzi D., Arosio P. Biology of ferritin in mammals: an update on iron storage, oxidative damage and neurodegeneration // Arch. Toxicol. 2014. Vol. 88. № 10. P. 1787–1802.
6. Kim S., Ponka P. Nitric oxide-mediated modulation of iron regulatory proteins: implication for cellular iron homeostasis // Blood Cells, Molecules, and Diseases. 2002. Vol. 29. № 3. P. 400-410.

МУЛЬТИФАЗНАЯ ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ КРИВОЙ ДОЖИТИЯ СТАРЕЮЩИХ ЖИВОТНЫХ

Вед. электроник *Алексеев А.А.*

В изучении старения животных и человека, а также в демографических исследованиях используются кривые дожития (кривые выживания), которые показывают изменение (уменьшение) с течением времени доли оставшихся в живых животных или представителей исследуемой когорты людей. С помощью этих кривых вычисляются величины средней и максимальной продолжительности жизни, вычисляются такие демографические величины, как число умерших на 100 000 человек (d_x) и показатель смертности (q_x), а также средняя продолжительность жизни [1, 2].

Величины средней и максимальной продолжительности жизни используются для оценки действия геропротекторов (веществ, замедляющих старение) [3, 4].

Можно отметить, что известные в литературе теоретические модели Гомертца и Вейбулла [5], выведенные на основе стохастической парадигмы старения, не позволяют точно описать кривые дожития из базы [6], поскольку не предполагают многофазный характер старения, то есть наличие фазы постоянной смертности, соответствующей линейному (близкому к линейному) участку на кривой дожития, и второй фазы – нисходящего участка. В литературе известен только один случай применения полуэмперического подхода для описания кривой дожития *C. elegans* (кусочно-заданная функция) [7, стр. 221].

Нами была поставлена задача описания всего разнообразия кривых смертности для нескольких животных различных групп (насекомые, пресмыкающиеся, млекопитающие) с помощью одной модели с определением значения параметров для разных видов животных с помощью решения оптимизационной задачи подгонки теоретических кривых дожития к экспериментальным.

В работе [7] рассматривалась двухфазная модель старения, в основу же нашей численной модели было положено численная кусочно-заданная зависимость для коэффициента смертности от возраста, имеющая 4 фазы, а именно: фазу высокой смертности после рождения, фазу уменьшения смертности в при созревании, фазу постоянной смертности в среднем

возрасте, и, начиная с определённого «критического возраста», экспоненциальный рост смертности.

Модель также учитывает гетерогенность популяции по «исходному здоровью» и описывает уменьшение стресс-устойчивости (СУ) организма при воздействии случайных внешних факторов, причём скорость снижения СУ связана с явной функцией, которая взята прямо пропорциональной априорной зависимости коэффициента смертности от возраста (на основе данных по современным странам из базы смертности человеческой популяции [6]).

Вычисления производились с помощью языка программирования R, оптимизационная задача для поиска параметров модели (фиттинг) решалась с помощью функции `optim`, доверительные интервалы для параметров оценивались с помощью итеративной процедуры вариации данных (бутстреп).

Таким образом, были получены наборы коэффициентов модели, и показана эффективность многофазного подхода, были оценены «критические возраста», соответствующие началу экспоненциальной смертности для каждого биологического вида. Была выявлена близкая к линейной связь параметра «критический возраст» с максимальной продолжительностью жизни данного вида. Эти данные, по нашему мнению, помогут в дальнейшем дать теоретическое объяснение связи процесса развития (онтогенеза) с процессом старения, а также раскрыть природу известной прямой зависимости между максимальной продолжительностью жизни вида и массой взрослого организма данного вида.

Кроме того, полученное теоретическое обоснование многофазности старения даёт основания для проверки различных парадигм (стохастическая, программная, квазипрограммная) и отдельных гипотез относительно природы старения, с точки зрения их применимости для объяснения выявленной многофазности старения.

Литература

1. Лэмб М. Биология старения: пер. с англ. – Мир, 1980.
2. Гаврилов Л. А., Гаврилова Н. С. Биология продолжительности жизни. М.: Наука. 280 с. – 1991.
3. Bartke A. et al. Extending the lifespan of long-lived mice //Nature. – 2001. – Т. 414. – №. 6862. – С. 412-412.
4. Kurosu H. et al. Suppression of aging in mice by the hormone Klotho //Science. – 2005. – Т. 309. – №. 5742. – С. 1829-1833.
5. Крутько В. Н., Донцов В. И. Системные механизмы и модели старения //М.: URSS. – 2008.
6. Human Mortality Database, <https://www.mortality.org/>
7. Геронтология in Silico: становление новой дисциплины. Математические модели, анализ данных и вычислительные эксперименты: сборник науч. тр. Под ред. Марчука Г. И., Анисимова, В. Н., Романюхи А. А., Яшина А. И. // "Лаборатория знаний" – 2015.

Подсекция:
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ
ФИЗИКА

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

ТЕПЛОЕМКОСТЬ ЖИДКОСТИ

Профессор *Николаев П.Н.*

В отличие от теплоемкости твердых тел, где количественные расчеты стали возможны начиная с работ Дебая, Борна и Кармана, вычисление теплоемкости жидкостей до настоящего времени представляет проблему. Для газов также получено хорошее количественное согласие теории и эксперимента при вычислении теплоемкости [1].

Что касается жидкой фазы, то есть целый ряд особенностей, которые отличают ее от твердой и газообразной. Среди них - монотонное убывание теплоемкости с ростом температуры [2,3]. Эта особенность требует специального исследования, так как не укладывается в стандартные рамки, справедливые как для твердого тела, так и для газа.

Нельзя сказать, что такой тип зависимости теплоемкости от температуры не встречается у твердых тел. Так теплоемкость *NaCl* при высоких температурах линейно падает ниже значений, соответствующих закону Дюлонга и Пти [4]. Есть и другие более сложные исключения. Но для простых веществ такие случаи встречаются редко.

Здесь сразу же следует сказать, что при рассмотрении жидкого состояния используются два совершенно различных подхода. Один из них состоит в том, что поскольку жидкость по плотности близка к твердой фазе и, кроме того, обладает выраженным ближним порядком, то ее исследуют по аналогии с твердым телом. При этом приходится вводить дополнительные предположения для исключения дальнего порядка, которым жидкость не обладает.

Этот подход позволяет достичь значительного успеха как при описании жидкости в целом, так и при расчете ее теплоемкости [1]. При этом приходится учитывать ангармонизмы высших порядков, которые играют здесь значительную роль.

Если говорить о проблеме в целом, то жидкость рассматривается здесь в рамках теории конденсированного состояния.

Но такой подход имеет целый ряд недостатков. Главный из них - приходится переносить в область жидкого состояния те методы, которые создавались специально для описания твердого тела. Если для некоторых областей фазовой диаграммы, которая примыкает к области твердой фазы, это не критично, то для других возникают внутренние противоречия.

Особенно это становится ясно в областях, близких к окрестности критической точки. Здесь имеются особенности, которые трудно описать, основываясь не модели твердого тела даже в основном приближении.

Но есть и недостаток принципиальный. Жидкость относится к однородной фазе, где возможен непрерывный переход в газообразное состояние. Это требует проведения некоторой, хотя бы гипотетической

линии, разделяющей эти два состояния, чтобы можно было иметь представление о границах применимости используемых методов.

По указанным выше причинам, а также ряду других, в 70-х годах XX века сформировалась теория Вика-Чандлера-Андерсона. Она позволяет описывать жидкость как частный случай однородной фазы. Построение данной теории стало возможным после обнаружения фазового перехода в системе твердых сфер, а затем и в системах с неотрицательно определенными потенциалами взаимодействия.

В дальнейшем для однородной фазы были найдены весьма точные уравнения, на основе которых можно получить выражение для свободной энергии. В результате удалось найти выражение для свободной энергии целого класса систем с неотрицательно определенными потенциалами взаимодействия между частицами [5], которые служат базовыми в статистической термодинамике жидкости.

Такой подход позволил построить хорошее приближение для свободной энергии в достаточно простой форме. Но при всей его формальной простоте и подобии, восходящему к ван-дер-ваальсовскому приближению, найденное выражение содержит в себе целый ряд физических и математических результатов, которые появились в физике за последние сто пятьдесят лет.

Так эмпирические уравнения состояния, среди которых наиболее удачным в окрестности критической точки оказалось уравнение Ван Лаара, сразу налагают серьезные ограничения на вид функции, эффективно учитывающей притяжение между частицами. Здесь приходится использовать методы ускоренной сходимости рядов.

Для вычисления эффективного диаметра твердых сфер широко применяются вариационные принципы, а для вычисления функций распределения, которые входят в ряды теории возмущений, эффективно применение мостовых функций.

На первом этапе своего развития современная теория жидкостей была разработана в основном в применении к системам с двухпараметрическими потенциалами взаимодействия. В первую очередь здесь следует упомянуть потенциал Леннарда-Джонса. При построении теории возмущений для системы даже с таким потенциалом ключевым вопросом является выбор потенциала базовой системы. Используя здесь для этих целей системы твердых сфер, а в дальнейшем и системы мягких сфер не давали необходимых результатов. Первый по настоящему хороший результат для жидкости был получен при использовании базовой системы с потенциалом взаимодействия между частицами Баркера и Хендерсона [6].

Викс, Чандлер и Андерсон [7] сделали следующий шаг, предложив использовать потенциал базовой системы в виде, который позволяет уже на уровне базовой системы учитывать основные особенности жидкости - и

как однородной системы, и, в то же время, системы, обладающей ближним порядком. Это и обеспечивает хорошую сходимость рядов теории возмущений.

Дальнейшее развитие теории Вика-Чандлера-Андерсона происходило по целому ряду направлений. главным из которых состояло в уточнении выражения для потенциала взаимодействия базовой системы [8].

В настоящей работе мы используем корреляционное разложение по связным кластерам для получения уравнений состояния системы частиц при параметрах, характеризующих жидкость [5,9]. Для получения наилучшего приближения описания фазовой диаграммы, используем метод, предложенный Виксом, Чандлером и Андерсоном для описания жидкости. При этом используемая базовая модель эффективно учитывает не только влияние ближайших соседей, но и частиц на других координационных сферах.

Найденное выражение для теплоемкости хорошо описывает экспериментальные данные для жидких неона, криптона, аргона и ксенона.

Литература

1. *Baggioli M., Zaccane A.* // Phys. Rev. E. 2021. **104**. 114103.
2. *Gao H., Menzel T.P.W., Mueser M.H., Mukherji D.* // Phys. Rev. Mater. 2021. **5**. 065605.
3. *Ruscher C., Rottler J., Boott C.E., MacLachlan M.J., Mukherji D.* // Phys. Rev. Mater. 2019. **3**. 125604.
4. *Базаров И.П.* Статистическая теория кристаллического состояния. М.: изд-во Моск. ун-та, 1972.
5. *Nikolaev P.N.* // Moscow University Physics Bulletin. 2018. **73**. P. 263.
6. *Barker J.A., Henderson D.* // J. Chem. Phys. 1967. **47**. P. 4714.
7. *Weeks J.D., Chandler D., Andersen H.C.* // J. Chem. Phys. 1971. **54**. P. 5237.
8. *Westen T., Hammer M., Hafskjold B., Aasen A., Gross J., Wilhelmsen O.* // J. Chem. Phys. 2022. **156**. 104504.
9. *Николаев П.Н.* // Ученые записки физического факультета Московского университета 2021. № 4. 2141501.

ЭРМИТОВО ОБОБЩЕНИЕ ОПЕРАТОРА ХОДЖА И УРАВНЕНИЕ ДИРАКА ДЛЯ СВОБОДНОГО ФЕРМИОНА

Доцент Соловьев А.В.

С момента своего открытия в 1928 году и до настоящего времени уравнение Дирака является основным средством описания частиц со спином $\frac{1}{2}$ в релятивистской квантовой механике и квантовой теории поля. В координатном представлении для свободной частицы с массой m оно имеет вид линейного дифференциального уравнения первого порядка

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) = 0,$$

где $\gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu}$ и использована стандартная релятивистская система единиц. Если разложить волновую функцию $\psi(x)$ в 4-мерный интеграл Фурье, то уравнение Дирака превратится в чрезвычайно простое чисто алгебраическое уравнение

$$(\gamma^\mu p_\mu - m)\psi(p) = 0,$$

где p_μ представляет собой 4-импульс частицы, а $\psi(p)$ принадлежит пространству одного из неприводимых унитарных представлений группы Пуанкаре [1]. Это уравнение Дирака для свободного фермиона в импульсном представлении.

В докладе рассматриваются состояния фермиона с положительными энергиями (для отрицательных энергий все рассуждения дословно повторяются). Очень важным оказывается выбор конкретного представления матриц Дирака. Используется представление, в котором $\psi(p)$ является *биспинором*, состоящим из непунктирного 2-спинора и пунктирного 2-коспинора [2]. Показано, что в этом случае уравнение Дирака сводится к соотношению

$$\eta_{\dot{c}} = (u_\mu \sigma^\mu)_{r\dot{c}} \xi^r(u_1, u_2, u_3),$$

где u_μ — ковариантные компоненты 4-скорости фермиона, σ^μ — матрицы Паули (σ^0 — единичная матрица), а $\xi^r(u_1, u_2, u_3)$ — произвольные функции ($r, \dot{c} = 1, 2$). Это соотношение порождает трехпараметрическое семейство антилинейных автоморфизмов

$$\xi^r \rightarrow (\eta^e)^* = \varepsilon^{\dot{c}e} \omega_{r\dot{c}} \xi^r$$

пространства $\mathbb{C}^2$, снабженного одновременно двумя метрическими тензорами: симплектическим ε_{ce} и эрмитовым $\omega_{r\dot{c}} = (u_\mu \sigma^\mu)_{r\dot{c}}$ (звездочка обозначает комплексное сопряжение). Каждый такой автоморфизм является естественным эрмитовым обобщением известного из внешней алгебры оператора Ходжа [3]. Обратно: если постулировать указанное семейство антилинейных автоморфизмов, то по нему можно восстановить уравнение Дирака как тождество для волновой функции фермиона с положительными энергиями и произвольными пространственными компонентами 4-импульса.

Литература

1. Bargmann V., Wigner E.P. Group Theoretical Discussion of Relativistic Wave Equations // Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. — 1948. — V. 34. — № 5. — P. 211-223.
2. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Квантовая электродинамика. — М.: Наука, 1989.
3. Flanders H. Differential Forms with Applications to the Physical Sciences. Academic Press, New York, 1963.

РЕЛЯЦИОННАЯ КАРТИНА МИРА

Профессор *Владимиров Ю.С.*

1. В классической физике картина мира строится на трех физических категориях: а) пространство-время, б) частицы (тела), помещенные в пространство-время, в) поля переносчиков взаимодействий. Это фактически отображено во 2-м законе Ньютона $ma = F$, где три символа отображают характеристики трех категорий. Теории, строящиеся на трех категориях, отнесем к триалистической парадигме.

2. В XX веке наблюдалось стремление сократить число ключевых категорий, что привело к созданию трех дуалистических парадигм [1], основанных на объединениях пар категорий в одну новую.

1) Наиболее распространенной является **теоретико-полевая парадигма**, основанная на принципах квантовой теории поля. В ней фактически объединены в единую категорию частицы и поля переносчиков взаимодействий, а пространство-время является самостоятельной категорией.

2) Другая общепризнанная дуалистическая парадигма — **геометрическая** — строится на базе общей теории относительности и ее геометрических обобщений. В ней объединены категории полей переносчиков взаимодействий (гравитации и других) в единую категорию искривленного пространства-времени. Это отображено уравнениями Эйнштейна, где левая часть определяется кривизной пространства-времени, а в правой части стоит тензор энергии-импульса негеометризованной материи (частиц, тел).

3) В XX веке оказалась в тени третья дуалистическая парадигма — **реляционная**, строящаяся на двух категориях: частиц (тел или событий с их участием) и отношений между элементами первой категории. Идеи этой парадигмы были заложены в трудах Г. Лейбница, Э. Маха и ряда других мыслителей [2]. Так, Эйнштейн, возведший в ранг принципа Маха ряд его идей, писал: «Мах в девятнадцатом столетии был единственным, кто серьезно думал об исключении понятия пространства, которое он пытался

заменить представлениями о всей сумме расстояний между всеми материальными точками» [3]. Уже в начале XXI века Ли Смолин писал: «В картине мира Лейбница все сущее находится не в пространстве, а погружено в сеть взаимодействий (а не наоборот). (...) Я называю революцию в физике XX века реляционной» [4].

3. В XX веке имелось несколько всплесков интереса к идеям реляционной парадигмы. В духе этих идей было, во-первых, создание специальной теории относительности, во-вторых, развитие теорий прямого межчастичного взаимодействия, в-третьих, создание фейнмановского варианта квантовой механики, в-четвертых, попытки построения S-матричной формулировки квантовой механики.

4. Реляционная парадигма опирается на три основания (концепции).

1) Первой составляющей является **отказ от представлений об априорно заданном классическом пространстве-времени**. Его следует понимать как абстракцию от совокупности отношений (расстояний, интервалов) между материальными объектами. Более того, в XX веке уже неоднократно высказывалась мысль о необходимости вывода понятий классического пространства-времени из более первичных понятий и закономерностей, присущих физике микромира.

2) Второй, также непривычной для большинства современников составляющей является **использование концепции дальнего действия**, альтернативной ныне общепринятой концепции ближнего действия. При реляционном подходе теряет силу понятие поля, поскольку его невозможно определить в точках пустого пространства-времени, которого в этом подходе нет. По этому поводу Я.И. Френкель писал: «Позвольте прежде всего доказать вам, что физическим абсурдом является именно представление о ближнем действии, а физически обоснованным является представление о дальнем действии. Как нам ни трудно представить себе это дальнее действие, да еще запаздывающее, все же нам необходимо сделать соответствующее усилие для того, чтобы освободиться от тех привычек, которые сложились у нас в эпоху, когда наши познания были недостаточными» [5].

3) Третьей составляющей является **принцип Маха**. Общепринято описывать свойства физических объектов, таких как, например, массы элементарных частиц, локальными факторами: бозонами Хиггса, флуктуациями вакуума и т. д. В реляционном подходе используется принципиально иной путь – посредством учета глобальных свойств окружающего мира. Об этом писали А. Эйнштейн, Г. Вейль, А. Эддингтон, П.А.М. Дирак, Р. Фейнман, Г.В. Рязанов и другие физики. Так, Г. Вейль писал: «Сила притяжения двух частиц зависит от величины общей массы Вселенной! Эта идея является не столь уж странной, какой она кажется на первый взгляд. Э. Мах давным-давно попытался представить инерционную

массу тела как результирующую всех масс, находящихся во Вселенной. Теория гравитации Эйнштейна не удовлетворяет постулату Маха, хотя последний исторически и сыграл определенную роль в разработке этой теории» [6].

5. Ныне можно утверждать, что реляционная парадигма является альтернативой геометрической парадигме. В геометрической парадигме основной является категория априорно заданного пространства-времени, а материю, входящую в правую часть уравнений Эйнштейна, стремились вывести в виде неких особенностей (искривлений) пространства-времени, тогда как в реляционной парадигме, наоборот, ключевой является категория частиц (материальных образований), а пространство-время понимается как абстракция совокупности отношений между частицами.

6. Главной причиной недостаточного внимания к идеям реляционной парадигмы было отсутствие соответствующего им математического аппарата. Такой аппарат был создан в последней трети XX века в трудах Ю.И. Кулакова и Г.Г. Михайличенко в виде так называемой теории физических структур [7]. Математическая составляющая этой теории представляет собой универсальную теорию систем отношений на одном или на двух множествах элементов. Это направление исследований было поддержано академиком И.Е. Таммом, который писал: «В рамках теории физических структур по-новому осмысливается проблема единства мира, — у современных ученых еще силен искус решения этой проблемы в субстанциалистическом духе. Однако не исчерпал ли себя этот подход? С точки зрения теории физических структур более перспективно искать не исходную «первоматерию», а исходные «первоструктуры», — такая переформулировка проблемы единства мира представляется нам несравненно более преимущественной и в логическом, и в естественно-научном отношении» [8].

7. Однако по ряду причин математический аппарат теории систем отношений не был должным образом оценен современниками. Главными из них явились, во-первых, использование авторами в основном лишь вещественных отношений и, во-вторых, применение теории физических структур к реляционной переформулировке лишь закономерностей классической физики и геометрии. Проведенный в нашей группе анализ показал, что теория систем отношений на двух множествах элементов является необходимой для развития именно физики микромира. При этом необходимо было ее обобщить на случай комплексных отношений. Такое обобщение, в частности, оказалось созвучным S-матричной формулировке квантовой теории, где два множества элементов соответствуют начальным и конечным состояниям микросистем. Развитый таким образом математический аппарат был назван теорией бинарных систем комплексных отношений (БСКО).

8. Главными понятиями теории БСКО являются следующие.

1) Наличие двух множеств элементов и парные комплексные отношения между элементами противоположных множеств.

2) Наличие алгебраического закона связывающего отношения между s элементами первого множества и r элементами второго множества. Совокупность целых чисел (s,r) называется рангом БСКО.

3) Постулируется принцип фундаментальной симметрии, означающий выполнимость закона для любой совокупности из s элементов первого множества и r элементов второго множества. Этот принцип в совокупности с некоторыми дополнительными условиями позволяет записать систему функционально дифференциальных уравнений, из которых находятся все возможные парные отношения между элементами и виды законов БСКО.

С помощью математического аппарата БСКО рангов (r,r) развиваются идеи реляционной парадигмы в виде теории, названной **бинарной геометрофизикой (или бинарной предгеометрией)**. Эта теория строится, во-первых, на базе БСКО симметричных рангов (r,r) и, во-вторых, на основе принципа минимальности рангов, лежащих в основании реляционной картины мира.

9. Первыми следствиями развиваемой теории были следующие [9].

1) Было показано, что БСКО минимального ранга $(2,2)$ является подсистемой всех других БСКО ранга (r,r) .

2) Оказалось, что элементы БСКО следующего ранга $(3,3)$ описываются комплексными 2-компонентными спинорами. Этот факт можно считать теоретическим обоснованием спинорного характера элементарных частиц в общепринятой квантовой теории.

3) Исходя из БСКО ранга $(3,3)$ строится алгебраическая теория элементарных частиц, участвующих в электромагнитных взаимодействиях: вводятся 4-компонентные биспиноры, обосновывается структура массивных частиц из двух элементов: левой и правой и т. д.

4) Уже в работах Ю.И. Кулакова и Г.Г. Михайличенко было показано, что от теории бинарных систем отношений (на двух множествах элементов) строится переход к унарной системе отношений (на одном множестве элементов). Это осуществляется своеобразной склейкой элементов двух множеств. В итоге получаются реляционные переформулировки известных геометрий с симметриями.

5) В рамках бинарной геометрофизики строится теория водородоподобных атомов без обращения к понятиям классического пространства-времени и без использования общепринятых уравнений Шредингера или Дирака, записываемых на фоне пространства-времени.

6) Аналогичный переход к унарной геометрии от БСКО ранга $(3,3)$ приводит к 4-мерным геометриям Лобачевского и Минковского. Этот

переход соответствует построению из спиноров 4-мерных векторов. Следовательно, если положить, что в основе реляционной картины мира лежит БСКО ранга (3,3), то достигается теоретическое обоснование свойств классического пространства-времени: 4-мерности, сигнатуры $(+ - - -)$ и квадратичности мероопределения. Это принципиально важный результат. На попытки обоснования этих свойств классического пространства-времени в свое время были потрачены значительные усилия А. Эйнштейном, А. Эддингтоном и другими известными авторами.

10. Принципиально важным этапом развития реляционной теории явился переход от математического аппарата БСКО ранга (3,3) к БСКО ранга (4,4). Это оказалось необходимым для описания частиц, участвующих в сильных взаимодействиях. В рамках этой теории элементы описываются комплексными 3-компонентными спинорами, названными финслеровыми. Такое название обусловлено, во-первых, тем, что в этой теории антисимметричный тензорный инвариант является не квадратичным, как в рамках 2-компонентных спиноров, а кубичным. Во-вторых, из БСКО ранга (4,4) осуществляется переход к 9-мерной финслеровой геометрии с кубичным мероопределением.

11. Но самое главное в этом подходе, названном бинарной предгеометрией, состоит в том, что элементарные частицы формируются не парой, а тройкой элементов, что соответствует общепринятым представлениям о том, что адроны строятся из трех кварков. Более того, в обоих подходах ключевую роль играют $SU(3)$ -преобразования. В бинарной предгеометрии оказывается неудобным использование аналога 4-компонентного описания частиц в квантовой электродинамике. В данном подходе предлагается описывать частицы комплексными 3×3 -матрицами. Сформулированы условия, которым удовлетворяют три элемента, составляющие адроны.

12. В отличие от общепринятой в калибровочной хромодинамике методики описания свойств адронов через свойства составляющих их кварков, в бинарной предгеометрии предлагается описывать свойства адронов (электрические заряды, массы и спины) через алгебраические свойства 3×3 -матрицы состояния [10]. Фактически применяется метод классификации комплексных 3×3 -матриц, использованный в свое время А.З. Петровым для классификации пространств Эйнштейна. Для этого записывается характеристическое уравнение со специальными условиями на коэффициенты этого уравнения. В итоге показывается, что барионы описываются аналогом подтипа I первого типа алгебраической классификации матриц, а мезоны описываются вариантами решений, в которых два или три корня характеристического уравнения совпадают. Эти

варианты можно считать соответствующими подтипам D или Ov классификации Петрова.

13. Исходя из значений корней характеристического уравнения предлагается классификация барионов по видам: N-, сигма-, дельта- и т.д. Кроме того, на основе корней характеристического уравнения строится формула для масс барионов и производится ее сравнение с наблюдаемыми значениями известных барионов.

Аналогичным образом предлагается реляционная классификация мезонов по известным видам, строится формула для значений масс и производится ее сравнение с наблюдаемыми массами мезонов.

14. Проведенный анализ показывает, что закономерности в структуре адронов распространяются на закономерности атомных ядер элементов в таблице Менделеева.

15. Наконец, отметим, что закономерности реляционной парадигмы распространяются не только на физику микромира, но также на физику мегамира. В частности, в рамках реляционного подхода предлагается иная интерпретация космологического красного смещения, ставящая под вопрос ныне широко распространенные представления о Большом взрыве.

Литература

1. Владимиров Ю.С. Метафизика. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2009.
2. Владимиров Ю.С. Реляционная концепция Лейбница–Маха. М.: Ленанд/URSS, 2017.
3. Эйнштейн А. Относительность и проблема пространства //Собрание научных трудов. Т.2. М. Наука, 1966, с. 749.
4. Ли Смолин. Возвращение времени. М.: АСЕ, 2014.
5. Природа электрического тока. (Беседы-диспут в Ленинградском политехническом институте). М.-Л.: Издательство Всесоюзного электротехнического общества, 1930.
6. Вейль Г. Основные черты физического мира. Форма и эволюция //Вейль Г. Избранные труды. Математика. Теоретическая физика. М.: Наука, 1984, с. 345-360.
7. Кулаков Ю.И. (С дополнением Г.Г. Михайличенко). Элементы теории физических структур. Новосибирск: Изд-во Новосибирского гос. университета, 1968.
8. Кулаков Ю.И., Владимиров Ю.С., Карнаухов А.В. Введение в теорию физических структур и бинарную геометрофизику. М.: Изд-во Архимед, 1991.
9. Владимиров Ю.С. Реляционная картина мира. Книга 2. От бинарной предгеометрии микромира к геометрии и физике макромира. М.: ЛЕНАНД. 2021.
10. Владимиров Ю.С. Реляционная картина мира. Книга 3. М.: ЛЕНАНД, 2022.

СОПОСТАВЛЕНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКОГО И РЕЛЯЦИОННОГО ПОДХОДОВ К КОСМОЛОГИИ

Мл. науч. сотр. Молчанов А.Б.

Геометрический и реляционный подходы к описанию пространства-времени и физических взаимодействий по заложенным в них идеям в некотором смысле являются противоположными друг другу. Программа геометризации физики имеет своей целью представление всех наблюдаемых частиц в виде особенностей априорно заданного искривлённого пространства-времени. В реляционном подходе, напротив, требуется выводить пространство-время на основе свойств элементарных частиц, которые принимаются априорно заданными [1]. На фундаментальном уровне для квантовых частиц в рамках данного подхода не определены понятия «где» и «когда», нет различия между локальными и глобальными свойствами окружающего мира. Эти обстоятельства приводят к необходимости использования концепции дальнего действия и явным образом выражают принцип Маха.

В процессе развития современной космологии на протяжении XX – начала XXI веков чередовались этапы укрепления геометрических и возрождения реляционных идей. Следует, однако, отметить, что последние были представлены попытками введения в существующие теории принципа Маха и концепции дальнего действия, при том что пространство-время по-прежнему оставалось одним из начальных понятий. Это приводило к эклектике. Так, первая космологическая модель, в основу которой Эйнштейн заложил принцип Маха, была затем получена среди других частных решений А.А. Фридманом и в этом контексте оказалась неустойчивой, после чего была отвергнута. Гипотеза больших чисел Эддингтона и Дирака вместе с идеей эволюции фундаментальных констант также по своей сути выражает принцип Маха, однако, в настоящее время для большинства констант эволюция с космологическим временем не подтверждена. В модифицированной теории гравитации Хойла–Нарликара действие свободной частицы представляется через сумму вкладов её прямого межчастичного взаимодействия со всеми частицами окружающего мира, что уже является математической реализацией принципа Маха и дальнего действия. Вместе с тем, в рамках этой теории не удалось достичь тех целей, которые перед ней ставились (объединение гравитации, электромагнетизма, скалярного поля и принципа Маха в одной теории). В настоящее время с развитием теории систем отношений, современного математического аппарата реляционного подхода, становится возможным рассмотреть космологическую задачу, учитывая все три аспекта: 1) вторичность пространства-времени по отношению к свойствам элементарных частиц, 2) описание взаимодействий в рамках

концепции дальнего действия, 3) принцип Маха. В рамках данного формализма взаимодействия описываются через парные отношения между элементами, характеризующими свойства частиц.

В исследовании космологических эффектов ключевую роль играют свойства принимаемого наблюдателем электромагнитного излучения. При описании излучения в реляционном подходе отношения устанавливаются между парами компонент (левых или правых) заряженных частиц. Отношение имеет следующий вид:

$$u_{i\alpha} = i^1 \alpha^1 + i^2 \alpha^2,$$

где i – элемент, характеризующий излучающую частицу, а α – поглощающую. При переходе к другому набору параметров элементов $i^l, \alpha^l \rightarrow i'^l, \alpha'^l$ парное отношение преобразуется по закону

$$u'_{i\alpha} = e^{i(\varphi_i - \varphi_\alpha)} u_{i\alpha},$$

который представляет собой выражение принципа Гюйгенса или одного из правил квантования Фейнмана. Можно показать, что фазовые множители представимы в виде $e^{i\mathbf{k}_\mu \mathbf{x}^\mu}$, где k_μ – компоненты волнового вектора, а x^μ – числовые коэффициенты, обеспечивающие инвариантность фазы. Отношения между всеми излучателями и поглотителями в рассматриваемой системе могут быть выражены подобным образом через отношения между элементами, выбранными в качестве базисных.

Следует подчеркнуть, что энергию и импульс испущенного, но не поглощённого излучения при таком описании нельзя считать локализованной в пространстве-времени между актами испускания и поглощения, эти величины следует распределить по всем возможным поглотителям. Во Вселенной, как системе большого числа излучателей и поглотителей, это приведёт к тому, что наблюдатель будет воспринимать окружающие объекты обладающими дополнительной энергией и импульсом. Кроме того, если принять баланс испускаемого и поглощаемого излучения, то всё испущенное, но не поглощённое излучение будет находиться в термодинамическом равновесии с регистрирующим прибором. В рамках реляционного подхода после получения классического пространства-времени названные следствия приводят к наблюдаемому хаббловскому расширению и регистрации микроволнового фонового излучения [2][3].

Для того, чтобы получить сам закон Хаббла, следует рассматривать импульсные вклады в собственных координатах наблюдателя. Если поглотитель находится на расстоянии r от наблюдателя, то его импульс будет определяться только вкладами излучателей внутри сферы радиуса r с центром в точке наблюдения. Кроме того, суммарный импульс при однородном распределении излучателей будет направлен вдоль вектора от

точки наблюдения к наблюдаемому объекту. Это позволяет записать итоговую радиальную компоненту импульса поглотителя в виде интеграла

$$p_r = \frac{4\rho_{\text{rad}}}{c} \int_0^\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^r \frac{r'^2 \sin \theta (r - r' \sin \theta \cos \varphi)}{\sqrt{r^2 - 2rr' \sin \theta \cos \varphi + r'^2}} dr' d\theta d\varphi.$$

где ρ_{rad} – плотность энергии излучения в г/см³. После интегрирования это выражение будет пропорционально r^3 , в то время как вероятность поглощения – обратно пропорциональна r^2 . От этого выражения можно перейти к закону Хаббла для скоростей астрономических объектов, если указать плотность материи ρ и характерный размер объекта Δr , которому передаётся импульс. Без учёта тёмной материи параметр Хаббла, соответствующий измеренному по методу стандартных свеч ($H_0 = 74.03 \pm 1.42 \frac{\text{км/с}}{\text{Мпк}}$ [4]), получился при $\Delta r = 1.07 \pm 0.02$ Мпк, что сопоставимо с характерными размерами галактических скоплений.

С опорой на современные данные о зависимостях масса-светимость для звёзд и о распределениях их по массам удалось получить допустимый интервал температур фонового излучения:

$$2.17 \text{ K} < T < 6.03 \text{ K},$$

содержащий в себе современное значение температуры космического микроволнового фона 2.72548 ± 0.00057 К [5].

Таким образом, в геометрическом подходе основные космологические эффекты следуют из стандартной космологической модели Λ CDM, с необходимостью содержащей ненаблюдаемые виды материи, в то время как в реляционном – эти эффекты определяются вкладами испущенного, но не поглощённого излучения, без необходимости вводить дополнительные ненаблюдаемые субстанции.

Литература

1. Владимиров Ю.С. Реляционная картина мира. Кн. 1: Реляционная концепция геометрии и классической физики / Ю.С. Владимиров. – М.: ЛЕНАНД, 2021. – 224 с.
2. Vladimirov Yu.S., Molchanov A.B. Relational justification of the cosmological redshift // Gravitation and Cosmology, 2015, Vol. 21, No. 4, pp. 279–282.
3. Molchanov A.B. Temperature of interstellar space revisited in relational approach // Gravitation and Cosmology, 2020, Vol. 26, No. 1, pp. 70–74.
4. Riess A. et.al. Large Magellanic Cloud Cepheid Standards Provide a 1% Foundation for the Determination of the Hubble Constant and Stronger Evidence for Physics Beyond LambdaCDM. arXiv:1903.07603v2 [astro-ph.CO].
5. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. / N. Aghanim et.al. (Planck Collaboration) // arXiv:1807.06209 [astro-ph.CO].

МЕЛКОМАСШТАБНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В КАСКАДНЫХ МОДЕЛЯХ МГД-ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Доцент *Юшков Е.В.*, профессор *Соколов Д.Д.*

Процесс генерации магнитного поля, вмороженного в конвективный поток проводящей жидкости или плазмы, принято называть эффектом магнитогидродинамического динамо. В линейном режиме, при котором обратным влиянием генерируемого магнитного поля на поле скорости можно пренебречь, основные уравнения мгд-динамо получаются усреднением уравнения магнитной индукции по турбулентному гидродинамическому потоку. Так уравнение для среднего поля, первоначально угаданное Юджином Паркером, в настоящее время носит название уравнения Штеенбека-Краузе-Рэдлера и описывает такие, хорошо известные эффекты, как генерацию магнитных полей звезд, галактик, миграционные динамо-волны, одиннадцатилетний солнечный динамо-цикл и многие другие. Уравнение для вторых моментов, носящее название уравнение Казанцева или Вайнштейна-Кичатинова, описывает явление мелкомасштабной генерации, при которой гидродинамическая энергия перекачивается в магнитную, но таким образом, что среднее поле при этом не растет. Важно, что ключевым параметром в обеих моделях является корреляционное время поля скорости. И проблема здесь заключается, в том, что это корреляционное время может быть разным на разных пространственных масштабах. Тому, какое корреляционное время учитывать правильно, и посвящен настоящий доклад.

Для этого процесс динамо-генерации рассматривается с точки зрения каскадного (или оболочечного) подхода. В этом подходе система уравнений магнитогидродинамики рассматривается в спектральном пространстве на иерархической группе спектральных волновых чисел. Другими словами, спектральная пространственная область делится на оболочки, равномерно распределенные по логарифмической спектральной шкале. На каждой оболочке вводятся коллективные переменные для магнитного поля и поля скорости (в некотором смысле аналогичные Фурье-компонентам этих полей). Нелинейные слагаемые мгд-системы приводят к взаимодействию спектральных оболочек друг с другом, таким образом, что выполняются законы сохранения, характерные для 3D мгд-системы в бездиссипативном приближении. Взаимодействие спектральных оболочек каскадной модели приводит к транспорту гидродинамической и магнитной энергии и спиральности, а также установлению колмогоровского степенного спектра. При этом оказывается, что если в гидродинамически равновесный случай добавить магнитное поле, то наблюдается мелкомасштабный рост магнитной энергии, аналогичный

результату работы мелкомасштабного динамо Казанцева. Мы сравниваем характеристики данного роста при разных подходах, исследуем поведение генерации в зависимости от корреляционного времени, изучаем влияние разных спектральных областей спектра и приходим к неожиданному выводу, что на работу мелкомасштабного магнитного динамо, влияет совсем не мелкомасштабная часть гидродинамического спектра, а крупномасштабная. Таким образом, результаты работы дают ответ на то, какое конкретно корреляционное время следует выбирать при исследовании эффектов мГД-генерации в турбулентных проводящих средах.

Подсекция:
МАТЕМАТИЧЕСКАЯ
ФИЗИКА

Сопредседатели
профессор Н.Н. Нефедов, профессор А.Г. Ягола

АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ГРАНИЧНОГО УПРАВЛЕНИЯ
ДВИЖЕНИЕМ ФРОНТА ДЛЯ УРАВНЕНИЙ ТИПА БЮРГЕРСА

Доц. Волков В.Т., проф. Нефедов Н.Н.

Асимптотический анализ применен при решении некоторого класса обратных задач для нелинейного сингулярно возмущенного уравнения реакция-диффузия-адвекция с периодическими коэффициентами. В частности, рассмотрены задачи об определении граничных условий по известной информации о наблюдаемом решении прямой задачи на некотором временном интервале (периоде) для уравнения типа Бюргерса с различными типами адвективного и реактивного слагаемых.

Решения дифференциальных уравнений указанного типа могут содержать узкие пограничные и/или внутренние слои, а также движущиеся фронты. Асимптотический анализ позволяет доказать существование, исследовать устойчивость решения прямой задачи и получить асимптотическое приближение решения. Кроме того, асимптотический подход дает возможность свести исходную нелинейную сингулярно возмущенную задачу к набору более простых задач, получив достаточно точное качественное и количественное описание решения, а также установить более простые связи между входными данными и параметрами обратной задачи (коэффициенты в уравнении, граничные и начальные условия и т.п.), которые необходимо определить.

В настоящей работе получила дальнейшее развитие предложенная авторами концепция асимптотического решения обратных задач. Рассмотрена задача для нелинейного сингулярно возмущенного уравнения типа Бюргерса с модульной адвекцией и линейным периодическим источником (линейным усилением), имеющая решение вида движущегося фронта. Построено асимптотическое приближение такого решения, доказано существование решения с построенной асимптотикой и его асимптотическая устойчивость по Ляпунову.

Задача граничного управления поставлена в рамках теоремы существования решения прямой задачи и заключается в определении граничного условия, при котором фронт будет двигаться по заданному временному закону. Сформулировано понятие асимптотического решения задачи граничного управления, т.е. определения граничных условий, при которых требуемый режим движения фронта достигается с заданной точностью. Получены достаточные условия, гарантирующие реализацию требуемого периодического режима. Выделен класс задач реакция-диффузия-адвекция, для которых асимптотическое решение задачи граничного управления может быть получено в явном виде. Показано, что для рассматриваемого класса уравнений задача граничного управления сводится к алгебраическим соотношениям, связывающим с заданной

точностью наблюдаемое положение и скорость движущегося фронта с коэффициентами в уравнении и граничными условиями. Таким образом, если задан режим движения фронта на некотором временном отрезке (периоде), то вопрос об определении граничного условия, обеспечивающего реализацию требуемого режима с заданной точностью, сводится к набору простых алгебраических операций.

Аналогичный подход может быть использован также для асимптотического решения задачи о восстановлении граничного условия по известной информации о наблюдаемом решении прямой задачи на некотором временном интервале (периоде).

Работа поддержана грантом РФФ № 18-11-00042.

Литература

1. Руденко О.В. Линеаризуемое уравнение для волн в диссипативных средах с модульной, квадратичной и квадратично-кубической нелинейностью. Докл. АН. 2016; **471**, №1: 23–27.
2. Nefedov N.N. Existence and asymptotic stability of periodic solutions with an interior layer of Burgers type equation with modular advection. Math. Model. Nat. Phenom. 2019; **4**, №4: 1–14.
3. Nefedov N.N., Rudenko O.V. On front motion in a Burgers-type equation with quadratic and modular nonlinearity and nonlinear amplification. Doklady Mathematics. 2018; **97**: 99–103.
4. Волков В.Т., Нефедов Н.Н., "Асимптотическое решение коэффициентных обратных задач для уравнений типа Бюргерса", Ж. Вычисл. матем. и матем. физ., 60:6 (2020), 975-084.
5. Nefedov N.N., Volkov V.T., "Asymptotic solution of the inverse problem for restoring the modular type source in Burgers' equation with modular advection", Journal of Inverse and Ill-Posed Problems, 28:5 (2020), 633-639.

ИНТЕГРИРОВАНИЕ УРАВНЕНИЙ ГЛУБОКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

Проф. Кушнер А.Г., мат-к (ИПУ РАН) Мухина С.С., асп. Файзуллина Э.Р.

Уравнения одномерной фильтрации суспензии в пористой среде (так называемые «уравнения глубокой фильтрации», см. [1]) имеют вид

$$u_t + u_x + h(v)u = 0, \quad v_t - h(v)u = 0 \quad (1)$$

Здесь t – время, x – пространственная координата (направление возрастания соответствует направлению фильтрации), u, v – концентрации жидкой и твердой фаз соответственно, а функция $h(v)$ представляет собой коэффициент фильтрации.

Система (1) является частным случаем систем Якоби [2] и поэтому она может быть представлена парой дифференциальных форм на четырехмерном пространстве с координатами $x_1 = t, x_2 = x, u_1 = u, u_2 = v$:

$$\theta_1 = h(u_2)u_1 dx_1 \wedge dx_2 + dx_1 \wedge du_1 - dx_2 \wedge du_1,$$

$$\theta_2 = h(u_2)u_1 dx_1 \wedge dx_2 - dx_2 \wedge du_2.$$

Действительно, ограничение этих форм на график вектор-функции $(u_1(x_1, x_2), u_2(x_1, x_2))$ совпадают с левыми частями системы (1), умноженными на 2-форму $dx_1 \wedge dx_2$. Вместо этих 2-форм введем дифференциальные 2-формы Ω_1 и Ω_2 такие, чтобы выполнялись условия

$$\Omega_1 \wedge \Omega_2 = 0, \quad \Omega_1 \wedge \Omega_1 + \Omega_2 \wedge \Omega_2 = 0.$$

Для этого достаточно взять $\Omega_1 = -\theta_1 + \theta_2, \quad \Omega_2 = \theta_1 + \theta_2$. Эта пара форм порождает систему, эквивалентную системе (1). Преобразование

$$\Phi: (x_1, x_2, u_1, u_2) \rightarrow (x_1 - x_2, -x_2, u_1, u_2)$$

переводит 2-формы Ω_1 и Ω_2 в 2-формы

$$\omega = 2h(u_2)u_1 dx_1 \wedge dx_2 - dx_1 \wedge du_1 + dx_2 \wedge du_2, \\ \Omega = dx_1 \wedge du_1 + dx_2 \wedge du_2.$$

Введем переменные $q_1 = x_1, q_2 = x_2, p_1 = u_1, p_2 = u_2$, которые будем рассматривать как координаты Дарбу на кокасательном расслоении $T^*\mathbb{R}^2$. В этих обозначениях форма ω порождает симплектическое гиперболическое уравнение типа Монжа-Ампера [2]

$$u_{q_1 q_2} = h(u_{q_2})u_{q_1}, \quad (2)$$

а форма Ω – симплектическую структуру.

Одна из форм Лапласа (см. [3]) уравнения (2) нулевая, а другая имеет вид

$$\lambda = -h(p_2)h''(p_2) p_1 p_2 dq_1 \wedge dq_2 + h(p_2)h''(p_2) p_1 dq_1 \wedge du - h''(p_2) p_1 dq_1 \wedge dp_2$$

Поэтому уравнение (2) контактно эквивалентно волновому уравнению $u_{q_1 q_2} = 0$ тогда и только тогда, когда $h''(p_2) = 0$, т.е. когда функция h линейна. Напомним, что для контактной эквивалентности гиперболического уравнения Монжа-Ампера волновому уравнению необходимо и достаточно чтобы обе формы Лапласа обращались в нуль (см. [3]). Нами построено это контактное преобразование. Далее для

сокращения записи положим $h(p_2) = p_2$. Заметим однако, что в этом случае уравнение (2) и система (1) остаются нелинейными. Тогда уравнение (2) примет вид

$$u_{q_1 q_2} = u_{q_1} u_{q_2}. \quad (3)$$

Применяя построенное контактное преобразование к этому уравнению, мы приведем его к волновому уравнению, общее решение которого имеет вид

$$u = A(q_1) + B(q_2).$$

Здесь A, B – произвольные дифференцируемые функции. Применяя обратное контактное преобразования, находим общее решение уравнения (3):

$$u = -\ln(A(q_2 - q_1) + B(q_2)).$$

Отметим, что хотя уравнение (3) и является симплектическим уравнением Монжа-Ампера, оно тем не менее не может быть приведено к волновому уравнению симплектическим преобразованием, так как необходимое и достаточное условие существования такого преобразования не выполняется. Действительно, внешний дифференциал 2-формы ω не равен нулю (см. [2]).

Возвращаясь обратно по описанной цепочке преобразований, мы находим общее решение системы уравнений глубокой фильтрации для линейной функции h .

Теорема. Система уравнений глубокой фильтрации

$$u_t = -u_x - uv, \quad v_t = uv$$

имеет общее решение

$$u = \frac{A'(x-t)}{A(x-t) + B(x)}, \quad v = \frac{B'(x)}{A(x-t) + B(x)},$$

где A, B – произвольные дифференцируемые функции.

Литература

1. J. P. Herzig, D. M. Leclerc, and P. Le Goff. Flow of Suspensions through Porous Media - Application to Deep Filtration, Ind. Eng. Chem. 62(5), 8-35 (1970).
2. A.G. Kushner, V.V. Lychagin, V.N. Rubtsov. Contact geometry and nonlinear differential equations. Encyclopedia of Mathematics and Its Applications, 101, Cambridge University Press, Cambridge, 2007, xxii+496 pp.
3. A.G. Kushner. A contact linearization problem for Monge-Ampere equations and Laplace invariants. Acta Appl. Math. 101, no. 1-3, 177-189 (2008).

ДИНАМИКИ И ПОСТРОЕНИЕ ТОЧНЫХ РЕШЕНИЙ УРАВНЕНИЙ ФИЛЬТРАЦИИ И ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДЕДАХ

Проф. Кушнер А.Г., доц. (МГТУ ГА) Кушнер Е.Н., асп. Sinian Tao

Методы конечномерных динамик (см. [1,2]) позволяют выделять конечномерные подмногообразия в бесконечномерном пространстве решений эволюционных дифференциальных уравнений в частных производных. Эти подмногообразия состоят из решений обыкновенных дифференциальных уравнений и могут быть использованы для построения точных решений эволюционных уравнений даже в случае, когда уравнение не обладает достаточным запасом симметрий.

В докладе метод конечномерных динамик применяется для построения точных решений уравнений вида

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k(x) \frac{\partial u}{\partial x} \right), \quad (1)$$

описывающих процесс фильтрации в неоднородной пористой среде или процесс распространения тепла в неоднородном стержне.

Теорема 1. Уравнение (1) допускает конечномерную динамику второго порядка вида

$$k(x)y'' + k'(x)y' + \alpha y - \beta \int \frac{dx}{k(x)} - \gamma = 0, \quad (2)$$

где α, β, γ – произвольные постоянные.

Теорема 2. Уравнение (1) имеет четырехпараметрическое семейство решений вида

$$u(t, x) = \beta t \int \frac{dx}{k(x)} + \gamma t + \int \frac{\int \left(\beta \int \frac{dx}{k(x)} + \gamma \right) dx + \delta}{k(x)} dx + \mu,$$

где $\beta, \gamma, \delta, \mu$ – произвольные постоянные.

Для специальных видов функции k построены другие точные решения.

Литература

1. Kruglikov B. S., Lychagina O. V. Finite dimensional dynamics for Kolmogorov – Petrovsky – Piskunov equation // Lobachevskii Journal of Mathematics. 2005. V. 19. P. 13–28 (2005).
2. Kushner, R. Matviichuk. Finite Dimensional Dynamics of Evolutionary Equations with Maple // In book: «Differential Geometry, Differential Equations, and Mathematical Physics». P.123-149. (2021) DOI:10.1007/978-3-030-63253-3_4.

УСТОЙЧИВОСТЬ КОНТРАСТНОЙ СТРУКТУРЫ В ИНТЕГРОДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОМ УРАВНЕНИИ

Вед. науч. сотр. *Никитин А.Г.*

Изучаются условия устойчивости контрастной структуры типа ступеньки в сингулярно возмущенном нелинейном интегродифференциальном уравнении. Такое решение было рассмотрено ранее в работе [1]. Показано, что пространственная неоднородность имеет определяющее значение для устойчивости.

Литература

1. Нефедов Н.Н., Никитин А.Г. Асимптотический метод дифференциальных неравенств для сингулярно возмущенных интегродифференциальных уравнений // Дифференциальные уравнения. 2000. Т. 36, № 10, С. 1398-1404.

АЛГОРИТМЫ ПОСТРОЕНИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ СЕМЕЙСТВ СИНТЕЗИРУЮЩИХ КОНСТРУКЦИЙ В ВОЗМУЩЕННЫХ СИСТЕМАХ УПРАВЛЕНИЯ

Гл. науч. сотр. (ФИЦ ИУ РАН) *Дмитриев М.Г.*,
науч. сотр. (ФИЦ ИУ РАН) *Даник Ю.Э.*

Наличие параметров в математических моделях управляемых динамических систем делает возможным построение символьных семейств допустимых управлений и соответствующих траекторий. Приближенное аналитическое описание семейства управлений как функции некоторого параметра есть фактически представление управления в виде параметрического синтеза, что позволяет ставить дополнительные задачи рационального выбора параметра и значительно сокращать время поиска допустимых управлений.

В работах [1-4] мы, с помощью матричных аппроксимаций Паде (ПА) для матричных уравнений, строящихся как и в векторном случае по схеме в [5], построили для некоторых классов регулярно и сингулярно возмущенных нелинейных непрерывных и дискретных управляемых систем однопараметрические семейства стабилизирующих регуляторов на временной оси. При этом использовалась техника подхода *SDRE (State-Dependent Riccati equation)* на основе решения уравнения Риккати с коэффициентами, зависящими от состояния [6]. Эти параметрические семейства построены на основе как одноточечных, так и двухточечных ПА, использующие одну или две асимптотики, где коэффициенты ПА связаны с

членами асимптотических разложений решений матричных уравнений Риккати в ряды по целым и обратным степеням соответствующего малого параметра.

Здесь рассматривается следующая вспомогательная задача оптимального управления

$$\begin{aligned}\dot{x} &= A(x)x + \varepsilon B(x)u, \quad x(0) = x^0, \\ x(t) &\in X \subset R^n, \quad u \in R^r, \quad t \in [0, T], \quad \varepsilon \in (0, \infty),\end{aligned}\tag{1}$$

$$J(u) = \frac{1}{2} x^T(T) F x(T) + \frac{1}{2} \int_0^T (x^T(t) Q(x, \varepsilon) x(t) + u^T(t) R u(t)) dt,\tag{2}$$

где $X \subset R^n$ – ограниченное множество, матрицы $A(x), B(x), Q(x, \varepsilon)$ – достаточно гладкие функции по своим переменным; R, F – постоянные, положительно определенные матрицы, и $Q(x, \varepsilon)$ – положительно полуопределенная матрица при всех $x \in X, \varepsilon \in (0, \infty]$, подбираемая как и в [7].

Будем использовать упрощенную версию подхода *SDRE*, где в уравнении для матрицы коэффициентов усиления $P(x, \varepsilon)$ в контуре обратной связи вместо полной производной по t будет использоваться частная производная P по t

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -P(x, \varepsilon) A(x) - A(x)^T P(x, \varepsilon) + \varepsilon^2 P(x, \varepsilon) B(x) R^{-1} B^T(x) P(x) - Q(x),\tag{3}$$

$$P(x, \varepsilon)|_{t=T} = F.$$

Из (3) видно, что при малых или больших значениях параметра уравнение в (3) является регулярно или сингулярно возмущенным, соответственно. Используя соответствующие разложения по параметру [8] в регулярные ряды по целым степеням малого параметра ε или его обратным значениям в случае, когда ε большой параметр, находятся асимптотические приближения до второго порядка включительно. На их основе строятся системы уравнений для получения коэффициентов матричных *ПА*, используя и технику метода экстраполяции Ричардсона [9], что усиливает экстраполяционные свойства *ПА* и упрощает вывод достаточных условий для разрешимости полученных матричных уравнений для нахождения коэффициентов матричных *ПА*.

Далее по схеме *SDRE* с использованием алгоритма Калмана для построения оптимального регулятора в формально линейно-квадратичной задаче (1), (2), если считать, что все матрицы в (1), (2) постоянные, строятся *ПА*-регуляторы, которые, как устанавливается в работе, могут обеспечивать асимптотическую устойчивость положения равновесия для соответствующих нелинейных замкнутых систем в (1).

Приводятся соответствующие вычислительные алгоритмы и выполнены численные эксперименты, которые показывают, что *ПА* позволяют зачастую значительно расширить область аппроксимации точных решений, по сравнению с обычными асимптотическими приближениями, а применение сплайнов в областях изменения параметра, где *ПА* могут иметь особенности, позволяют получать качественные аппроксимации точных решений и субоптимальных регуляторов при всех значениях параметра.

Литература

1. Yu. E. Danik and M. G. Dmitriev, “The construction of stabilizing regulators sets for nonlinear control systems with the help of Padé approximations”, *Nonlinear Dynamics of Discrete and Continuous Systems*. Springer International, 2021, pp. 45-62.
2. Yu. E. Danik and M. G. Dmitriev, “Symbolic Regulator Sets for a Weakly Nonlinear Discrete Control System with a Small Step”, *Mathematics*. vol. 10. №. 3, 2022. pp. 1-14.
3. Yu. E. Danik and M. G. Dmitriev, “Construction of Parametric Regulators for Nonlinear Control Systems Based on the Padé Approximations of the Matrix Riccati Equation Solution”, *IFAC-PapersOnLine*, vol. 51, pp. 815-820, 2018.
4. Yu. E. Danik and M. G. Dmitriev, “Stabilizing regulator for nonlinear discrete weakly coupled systems based on the Padé approximation”, *Proceedings of 2019 12th International Conference "Management of Large-Scale System Development"*, MLSD 2019.
5. Бейкер Д., Грейвс-Моррис П., Рахманов И. В. Аппроксимации Паде. – Мир, 1986.
6. Heydari and S. N. Balakrishnan, “Approximate closed-form solutions to finite-horizon optimal control of nonlinear systems”, *2012 American Control Conference (ACC)*, pp. 2657-2662, 2012.
7. Дмитриев М. Г., Макаров Д. А. Гладкий нелинейный регулятор в слабо нелинейной системе управления с коэффициентами, зависящими от состояния //Труды Института системного анализа Российской академии наук. 2014. Т. 64. №. 4. С. 53-58.5.
8. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф, “Асимптотические разложения решений сингулярно возмущенных уравнений”, Наука: Москва, 1973
9. Марчук Г. И., Шайдуров В. В. Повышение точности решений разностных схем. Наука, 1979.

ДВИЖЕНИЕ ФРОНТА В ЗАДАЧЕ «РЕАКЦИЯ-АДВЕКЦИЯ-ДИФФУЗИЯ» С ПЕРИОДИЧЕСКИМИ КОЭФФИЦИЕНТАМИ

Ст. науч. сотр. Никулин Е.И.

Рассмотрим сингулярно возмущенную краевую задачу

$$\begin{aligned} Nu := \varepsilon^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \varepsilon \frac{\partial u}{\partial t} - \varepsilon A(x, t, \varepsilon) \frac{\partial u}{\partial x} - f(u, x, t, \varepsilon) &= 0, \quad x \in (-1, 1), \\ \frac{\partial u}{\partial x}(-1, t, \varepsilon) = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial x}(1, t, \varepsilon) &= 0, \end{aligned}$$

которая будет рассматриваться при $t \in \mathbb{R}$ и условии периодичности по времени

$$u(x, t, \varepsilon) = u(x, t + T, \varepsilon), \quad x \in [-1, 1], \quad t \in \mathbb{R}$$

или при $t > 0$ с начальным условием

$$u(x, 0, \varepsilon) = u_{00}(x, \varepsilon), \quad x \in [-1, 1].$$

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

В работе показано существование и асимптотическая устойчивость по Ляпунову решений с движущимся внутренним слоем (фронтом) в краевой задаче для сингулярно возмущенного параболического уравнения реакция-адвекция-диффузия с условием периодичности по времени. Кроме того, доказано существование решений указанного типа для соответствующей начально-краевой задачи и изучено их поведение при больших временах. Рассмотрены случаи выхода решения на периодические режимы с внутренним переходным слоем и с пограничным слоем. Для каждой задачи построено асимптотическое приближение решения и доказаны теоремы существования и единственности такого решения, основанные на асимптотическом методе дифференциальных неравенств.

Работа поддержана грантом РФФИ 21-71-00070.

Литература

1. Божевольнов Ю. В., Нефедов Н. Н. // Журн. вычисл. матем. и матем. физ.. 2010. **50**, №2. С.276 .
2. Бутузов В.Ф., Нефедов Н.Н., Шнайдер К.Р. //Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия . 2005. №1. С.9 .
3. Nefedov N. N., Radziunas M. , Schneider K. R. , Vasil'eva A. B. //Zh. Vychisl. Mat. Mat. Fiz. .2005 . **45** , №1. P.41 .

ИТЕРАЦИОННЫЙ МЕТОД ПОСТРОЕНИЯ РЕГУЛЯТОРА В СЛАБО НЕЛИНЕЙНОЙ ЗАДАЧЕ С ДВУМЯ ТЕМПАМИ ДВИЖЕНИЙ

Гл. н. с. *Дмитриев М.Г.*, с. н. с. *Макаров Д.А.* (ФИЦ ИУ РАН)

В литературе большое внимание уделяется проблеме нахождения законов рационального управления в форме обратной связи для нелинейных управляемых систем. Актуальной проблемой также стало решение таких задач в реальном времени с достаточной точностью. При этом достижение приемлемой точности достигается зачастую за счет повышения размерности уравнений динамики и учета так называемых быстрых движений. Математические модели динамики при этом могут описываться сингулярно возмущенными обыкновенными дифференциальными уравнениями. Исследованию сингулярно возмущенных задач оптимального управления и их приложениям посвящены многочисленные статьи (см., например, [1]-[3]). Один из приближенных подходов к решению сингулярно возмущенных задач с заданной точностью связан с построением итерационных процедур, использующих декомпозицию уравнений динамики.

Итерационные последовательные и параллельные схемы нахождения экстремалей Понтрягина для сингулярно возмущенных задач оптимального управления впервые были предложены в работах [4], [5]. Аналогичные приемы решения уравнений Риккати, возникающих в линейно квадратичных задачах оптимального управления для сингулярно возмущенных систем на конечном интервале, рассматривались в работах [4], [5], а на полуоси в [6].

В настоящей работе, используя технику подхода SDRE (см., например, обзор [7]), развивается последовательный итерационный алгоритм решения сингулярно возмущенных задач оптимального управления из [4],[5] и приводится итерационный последовательный метод построения обратной связи в задаче на конечном интервале на случай слабо нелинейных систем. Рассмотрим следующую задачу оптимального управления

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= A_1(x, \varepsilon)x + A_2(x, \varepsilon)y + B_1(x, \varepsilon)u, \quad x(0) = x^0, \quad x \in X \subset \mathbb{R}^{n_x}, \\ \varepsilon \frac{dy}{dt} &= A_3(x, \varepsilon)x + A_4(x, \varepsilon)y + B_2(x, \varepsilon)u, \quad y(0) = y^0, \quad y \in Y \subset \mathbb{R}^{n_y}, \\ J(u) &= \frac{1}{2} \int_0^{t_f} (w^T Q(x, \varepsilon)w + u^T R u) dt \rightarrow \min_u, \quad Q(x, \varepsilon) \geq 0, R > 0, \\ u &\in \mathbb{R}^r, w = \begin{bmatrix} x & y \end{bmatrix}^T \in W \subset \mathbb{R}^n, W = X \times Y, t \in [0, t_f], 0 < \varepsilon \ll 1, \end{aligned} \tag{4}$$

где x, y – соответственно медленные и быстрые координаты; X, Y – ограниченные множества; w – совокупный вектор переменных состояния; матрицы системы имеют вид $A_i(x, \varepsilon) = A_{i,0} + \varepsilon A_{i,1}(x)$, $i = \overline{1,4}$; $B_j(x, \varepsilon) = B_{j,0} + \varepsilon B_{j,1}(x)$, $j = 1,2$; u – управление; ε – малый параметр; $n = n_x + n_y$; Q и R – весовые матрицы критерия. На основе работы [8] субоптимальная обратная связь для задачи (1) принимает вид

$$u(w, t, \varepsilon) = -R^{-1}B^T(x, \varepsilon)(P(w, t, \varepsilon)w + \Pi(w, t, \varepsilon)), \quad (5)$$

где

$$\Pi(w, t, \varepsilon) = \frac{1}{2} \left[w^T \frac{\partial P(w, t, \varepsilon)}{\partial w_1} w \quad w^T \frac{\partial P(w, t, \varepsilon)}{\partial w_2} w \quad \dots \quad w^T \frac{\partial P(w, t, \varepsilon)}{\partial w_n} w \right]^T \in \mathbb{R}^n, \text{ а}$$

матрица $P(w, t, \varepsilon) \in \mathbb{R}^{n \times n}$ является решением следующей задачей Коши для матричного дифференциального уравнения типа Риккати

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dt} + PA(x, \varepsilon) + A^T(x, \varepsilon)P - PB(x, \varepsilon)R^{-1}B^T(x, \varepsilon)P + Q(x, \varepsilon) + \Omega(w, t, \varepsilon) = \\ = 0, P(w(t_f), t_f, \varepsilon) = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

в котором
$$A(x, \varepsilon) = \begin{pmatrix} A_1(x, \varepsilon) & A_2(x, \varepsilon) \\ \frac{A_3(x, \varepsilon)}{\varepsilon} & \frac{A_4(x, \varepsilon)}{\varepsilon} \end{pmatrix}, B(x, \varepsilon) = \begin{pmatrix} B_1(x, \varepsilon) \\ \frac{B_2(x, \varepsilon)}{\varepsilon} \end{pmatrix},$$

$$Q(x, \varepsilon) = \begin{pmatrix} Q_1(x, \varepsilon) & Q_2(x, \varepsilon) \\ Q_2^T(x, \varepsilon) & Q_3(x, \varepsilon) \end{pmatrix}, \quad \Omega(w, t, \varepsilon) = \frac{1}{4} \hat{P}_w^T B(x, \varepsilon) R^{-1}(x) B^T(x, \varepsilon) \hat{P}_w,$$

$$\hat{P}_w(w, t, \varepsilon) = \left[\frac{\partial P}{\partial w_1} w \quad \frac{\partial P}{\partial w_2} w \quad \dots \quad \frac{\partial P}{\partial w_n} w \right]^T, \quad Q_i(x, \varepsilon) = Q_{i,0} + \varepsilon Q_{i,1}(x), \quad i = \overline{1,3}, \quad \text{а}$$

$\frac{dP}{dt}$ – полная производная по времени от $P(w, t, \varepsilon)$. Матрица P ищется в

$$\text{виде } P(w, t, \varepsilon) = \begin{pmatrix} P_1(w, t, \varepsilon) & \varepsilon P_2(w, t, \varepsilon) \\ \varepsilon P_2^T(w, t, \varepsilon) & \varepsilon P_3(w, t, \varepsilon) \end{pmatrix}.$$

Далее решение начальной задачи (3) раскладывается в ряд по целым положительным степеням параметра ε по методу пограничных функций А.Б. Васильевой [9]. Затем с помощью решения предельной задачи и правых пограничных функций в нулевом приближении, а также с помощью приведенной в [4], [5] замены переменных, формируются сингулярно возмущенные начальные задачи для невязок блоков матрицы P .

В работе использовался вариант метода последовательных приближений, когда сначала находились «быстрые» блоки невязок для P , а затем — «медленные». При доказательстве предложенного алгоритма предполагается выполнение ряда условий, среди которых требования к ограниченности и гладкости всех матриц, управляемости и наблюдаемости некоторых матриц, например,

$$\begin{aligned} \text{Rank}[B_{2,0}, A_{4,0}B_{2,0}, \dots, A_{4,0}^{n_y-1}B_{2,0}] &= n_y, \\ \text{Rank}[C_{3,0}^T, A_{4,0}^T C_{3,0}^T, \dots, A_{4,0}^{n_y-1} C_{3,0}^T]^T &= n_y, \\ C_{3,0}^T C_{3,0} &= Q_{3,0}. \end{aligned}$$

В работе приводятся результаты численных экспериментов, демонстрирующих работоспособность и эффективность предложенного итерационного метода.

Литература

1. B. Vasil'eva, M. G. Dmitriev, "Singular perturbations in optimal control problems," J. Math. Sci., vol. 34, pp. 1579–1629, 1986.
2. P. V. Kokotovic, H. K. Khalil, and J. O'Reilly, "Singular Perturbation Methods in Control: Analysis and Design", SIAM: Philadelphia, 1999.
3. Dmitriev M.G. and Kurina G.A., "Singular perturbations in control problems", Automation and Remote Control, vol. 67(1), pp. 1-43, 2006.
4. Dmitriev M.G. and Klishevich A.M., "Iterative solution of optimal control problems with fast and slow motions", Systems&Control Letters, vol. 4(4), pp. 223-226, 1984.
5. Клишевич А.М. "Равномерные приближения в сингулярно возмущенных задачах и их применение в теории оптимального управления", диссертация . на соиск. учен. ст. к.ф.-м.н. по спец. 01.01.02. ВЦ СО АН СССР в г. Красноярске, 148 с., 1985.
6. Z. Gajic and Xu. Shen, "Parallel Algorithms for Optimal Control of Large Scale Linear Systems", London: Springer, 1993.
7. Cimen T., "State-dependent Riccati Equation (SDRE) control: A Survey", IFAC Proceedings Volumes, №. 2, pp. 3761–3775, 2008.
8. Heydari A. and Balakrishnan S.N., "Closed-Form Solution to Finite-Horizon Suboptimal Control of Nonlinear Systems" International Journal of Robust and Nonlinear Control, vol. 25, №.15, pp. 2687-2704, 2015.
9. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф. Асимптотические разложения решений сингулярно возмущенных уравнений. М.: Наука, 273 с. 1973.

АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ АВТОВОЛНЫ В СРЕДЕ С РАЗРЫВНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Доц. Левашова Н.Т., науч. сотр. Орлов А.О., студ. Чунжук Е.А.

Автоволновые уравнения широко используются в задачах биофизики для создания моделей активных сред. Зачастую активная среда может состоять из различных по своим свойствам частей, характеристики которых изменяются скачкообразно. В таком случае интерес представляет поведение автоволны на границе раздела сред, явления прохождения или записания, а также скорость в окрестности разрыва. Одним из эффективных методов изучения автоволновых уравнений является асимптотический анализ. В настоящей работе он применяется для исследования решений задач вида

$$\begin{aligned} \varepsilon \frac{\partial u}{\partial t} - \varepsilon^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} &= f(u, x, \varepsilon), \quad -1 < x < 1, t > 0; \\ \frac{\partial u}{\partial x}(\mp 1, t) &= 0, \quad u(x, 0) = u_{\text{init}}(x) \end{aligned}$$

где $u_{\text{init}}(x)$ – гладкая на отрезке $[-1, 1]$ функция, а правая часть уравнения имеет вид

$$f(u, x, \varepsilon) = \begin{cases} f^{(-)}(u, x, \varepsilon), & -1 < x < x_0, \\ f^{(+)}(u, x, \varepsilon), & x_0 \leq x < 1, \end{cases}$$

где $f^{(-)}(u, x_0, \varepsilon) \neq f^{(+)}(u, x_0, \varepsilon)$; $f^{(\mp)}(u, x, \varepsilon)$ – функции из класса не ниже C^2 .

В работе [1] представлены условия существования у такой задачи стационарного решения. В настоящей работе исследован процесс стабилизации решения вида автоволнового фронта к стационарному решению в случае выполнения условий его существования, а также получены условия прохождения автоволны через границу раздела сред в случае отсутствия такового. Авторами предложен алгоритм построения равномерного асимптотического приближения решения вида автоволнового фронта, распространяющегося в среде с разрывными характеристиками.

Исследование проводилось при поддержке Российского научного фонда: проект 18-11-00042.

Литература

1. Нефедов Н. Н., Левашова Н. Т., Орлов А. О. Асимптотическая устойчивость стационарного решения с внутренним переходным слоем задачи реакция–диффузия с разрывным реактивным слагаемым // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. — 2018. — № 6. — С. 3–10.

Подсекция:

**ПРИКЛАДНАЯ МАТЕМАТИКА
И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ**

Сопредседатели

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

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ДОЗ РАДИАЦИИ В АТМОСФЕРЕ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВЫСОТЫ

Асп. *Левашов Н.Н.*, науч. сотр. (ИКИ РАН) *Царева О.О.*, проф. *Попов В. Ю.*

Галактические космические лучи, в большей мере, состоят из протонов, которые облучают Землю со всех направлений в одинаковом количестве [1]. Вторгаясь в атмосферу Земли, протоны передают свою энергию веществу либо через обычную ионизацию, либо через образование каскадов путем неупругих соударений с ядрами воздуха. При этом к первичным потокам частиц космического излучения добавляются дополнительные потоки вторичного излучения, которые возникают из-за взаимодействия частиц космического окружения с веществом.

Мы рассматриваем численное моделирование прохождения протонов галактических космических лучей через атмосферу Земли. Для моделирования взаимодействия высокоэнергетических космических частиц с атмосферой используется пакет для разработки программ *geant4* [2]. Для параметризации атмосферы Земли при расчете прохождения протонов ГКЛ используется эмпирическая модель атмосферы *NRLMSISE-00* [3]. Рассчитаны изменения доз радиации от высоты. Показано, что дозы от первичных протонов галактических космических лучей уменьшаются при приближении к поверхности Земли, а дозы от вторичных протонов и нейтронов возрастают.

E-mail: panterny@yandex.ru

Литература

1. Е.А. Маурчев, Ю.В. Балабин, А.В. Германенко, Е.А. Михалко, Б.Б. Гвоздевский // *Труды Кольского научного центра РАН. Гелиогеофизика*. Т.10, №8, 2019.
2. Agostinelli S et al. Geant4 - A Simulation Toolkit // *Nuclear Instruments and Methods*. 2003. A 506. P. 250-303. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
3. Picone, J. & Hedin, A.E. & Drob, D. & Aikin, A. (2002). *NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparison and scientific issues*. *Journal of Geophysical Research*. 107. 10.1029/2002JA009430.

ПОСТРОЕНИЕ СИНГУЛЯРНОЙ ЧАСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОКРЕСТНОСТИ РЕБРА ЦИЛИНДРА С СЕЧЕНИЕМ ОЖИВАЛЬНОЙ ФОРМЫ

Проф. *Боголюбов А.Н.*, доц. *Могилевский И.Е.*, студ. *Шушарин М.М.*

Исследование отражения электромагнитных волн от различных объектов на открытых полигонах часто бывает затруднено, поэтому

удобнее проводить эксперименты в безэховых камерах — закрытых помещениях, где имитируются условия открытого пространства.

Погрешность измерений в безэховых камерах, помимо отражения электромагнитных волн от стен, может быть вызвана отражением от оборудования, необходимого для проведения эксперимента. Объект, исследуемый в безэховой камере, обычно устанавливается на подставку-пилон, имеющую форму наклонного цилиндра с двугрунтьником (форма, образованная пересечением двух кругов) в поперечном сечении. Такая форма выбрана для минимизации взаимодействия стенда с исследуемым объектом. Для повышения точности при измерении электромагнитного поля, дифрагированного на исследуемом объекте, необходимо исследовать поле, отражённое от подставки, на которой он расположен.

Известно, что электромагнитное поле может иметь особенность в окрестности рёбер границы [2]. Наличие сингулярности у решения в окрестности особой точки границы может ухудшить сходимость численных методов. Одним из способов повышения скорости сходимости является выделение сингулярности электромагнитного поля, поскольку если сингулярная часть поля получена теоретически, задача сводится к аппроксимации гладкой части поля.

В настоящей работе исследована особенность электромагнитного поля в окрестности ребра бесконечного цилиндра с двугрунтьником в поперечном сечении. Рассмотрены случаи диэлектрического, импедансного и идеально проводящего цилиндров. В основе исследования лежит метод выделения сингулярной части решения эллиптического уравнения вблизи конической точки границы, впервые предложенный в работах В.А. Кондратьева [1]. Для учёта кривизны боковых поверхностей цилиндра используется дробно-линейное преобразование. Решение задачи представляется в виде суммы сингулярной части и гладкой добавки, для которой делается оценка через норму соответствующего функционального пространства. Полученное в работе представление решения может быть использовано для повышения скорости сходимости численных методов.

Литература

1. В.А. Кондратьев, Краевые задачи для эллиптических уравнений в областях с коническими или угловыми точками, Труды Московского Математического Общества, т.16, 1967, с. 227-313.
2. А.Г. Свешников, И.Е. Могилевский, Избранные математические задачи теории дифракции, Физический Факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, 2012.

СРАВНЕНИЕ АЛГОРИТМОВ ПОСТРОЕНИЯ ОПТИМАЛЬНОЙ ТРАЕКТОРИИ ПЕРЕХВАТА ПОДВИЖНОЙ ЦЕЛИ МАШИНОЙ ДУБИНСА

Мл. науч. сотр. Бузиков М.Э., гл. науч. сотр. Галяев А.А. (ИПУ им. В.А. Трапезникова)

Задача наискорейшего перехвата подвижной цели машиной Дубинса возникает при планировании маршрута на плоскости для объекта управления ограниченной маневренности. Модель Дубинса предполагает, что объект управления движется с постоянной по модулю скоростью вдоль линий ограниченной кривизны [1]. Такой объект часто называют «машиной Дубинса». Реальные объекты, такие как автомобиль, колесный робот, водный транспорт, могут быть адекватно описаны с помощью модели Дубинса лишь в узком кругу сценариев. Однако, с помощью модели Дубинса для ряда сценариев можно аналитически, полностью или частично, получить необходимые для решения задач опорные траектории, вдоль которых следует держать курс реальному объекту управления. Например, синтез управления для наискорейшего перемещения машины Дубинса в заданную точку на плоскости был получен в [2], а в [3] решена аналогичная задача для сближения на заданное расстояние с точкой на плоскости. Если заданная точка движется равномерно вдоль известной прямой, то алгоритм наискорейшего перехвата можно найти в [4]. В [5] приведены аналитические уравнения для вычисления оптимального времени перехвата в случае, когда цель движется вдоль непрерывной и наперед заданной линии.

Настоящая работа посвящена описанию и сравнению алгоритмов построения оптимальных траекторий для задачи наискорейшего перехвата цели, движущейся по непрерывной и наперед заданной траектории. Приведенные в [5] аналитические уравнения для вычисления оптимального времени перехвата в большей степени важны с теоретической точки зрения. С точки зрения практики, получить численное значение, являющееся решением данных уравнений, достаточно трудно, т.к. эти уравнения являются трансцендентными, разрывными и не везде определенными. Эффективные алгоритмы перехвата разработаны только для случая равномерного движения цели по прямой [4].

Помимо непрерывности заданной траектории цели предъявим еще два требования к постановке задачи. Будем считать, что нас интересует возможен ли оптимальный перехват за время, которое не больше, чем T_0 (т.е. предполагается, что у машины Дубинса есть некоторый ресурс, обеспечивающий движение и заканчивающийся через время T_0). Пусть отображение $E(\cdot)$ задает траекторию движения цели на плоскости. Будем считать, что скорость движения цели ограничена по модулю на интервале

$[0, T_0]$ некоторой константой ν . Иными словами, $E(\cdot)$ – ν -липшицево отображение. Оказывается, что двух этих требований достаточно, чтобы сконструировать процедуру, которая за конечное количество итераций позволит ответить на вопрос о том, возможен ли оптимальный перехват за время T_0 . Эта процедура использует расстояние $\rho(t, E(t))$ от положения цели до множества достижимости машины Дубинса на плоскости.

Анализ показывает, что расстояние от положения цели до множества достижимости $\rho(t, E(t))$ в момент t может быть посчитано аналитически. Для этого нужно воспользоваться разбиением плоскости на особые зоны, представленные в [6], аналитическим описанием границы множества достижимости из [5], а также аналитическим выражением для функции индикатора принадлежности точки P множеству достижимости в заданный момент времени $\chi(t, P)$.

Утверждение 1. Если перехват цели за время $T \leq T_0$ неосуществим, то существует такое натуральное число n , что n -ый элемент последовательности $\{t_i\}$ больше, чем T_0 . Здесь $t_0 = 0$, а $t_{i+1} = t_i + \rho(t_i, E(t_i)) / (1 + \nu)$.

Утверждение 2. Если ε -перехват цели осуществим за время $T \leq T_0$, то найдется такое $n \leq (1+\nu) T_0 / \varepsilon$, что $\rho(t_n, E(t_n)) \leq \varepsilon$. Если ε -перехват неосуществим, то $t_n \geq T_0$ при любых $n \geq (1+\nu) T_0 / \varepsilon$.

Асимптотика сходимости последовательности $\{t_i\}$ к моменту перехвата T в общем случае может быть произвольно медленной.

Если дополнительно известно, что $E(T_0)$ заведомо принадлежит множеству достижимости, причем первый раз попав внутрь множества достижимости цель не покидала его, то можно применить известные алгоритмы, которые имеют как минимум первый порядок сходимости. В настоящей работе проанализировано несколько таких алгоритмов и произведено сравнение их эффективности. Один из них – это алгоритм бисекции индикатора принадлежности $\chi(\cdot, E(\cdot))$. Другой алгоритм использует идею коррекции по статическому положению. Суть процедуры состоит в следующем. На каждой n -й итерации на входе у этого алгоритма есть нижняя и верхняя границы времени перехвата, t_n и T_n , и где-то между этими границами находится оптимальное время. Рассмотрим две промежуточные величины t'_{n+1} и T'_{n+1} , которые равны временам прибытия в положение цели в моменты t_n и T_n , соответственно, т.е. это были бы оптимальными временами перехвата, если бы цель покоилась. Далее из этих двух моментов времени оставим только те, которые попадают внутрь интервала от t_n до T_n . Затем для $n+1$ итерации передвинем границы так, чтобы момент переключения индикатора оставался внутри интервала. Может так случиться, что оба штрихованных момента не попадают в интервал от t_n до T_n . В этом случае будем сужать интервал как в алгоритме бисекции индикатора принадлежности. Название «коррекция по

статическому положению» выбрано таким потому, что если цель покоится, то алгоритм сойдется за одну итерацию к искомому результату. Помимо этих двух алгоритмов в сравнении также использовались алгоритмы поиска нуля псевдорасстояния (расстояния до множества достижимости, взятое со знаком «минус» внутри множества достижимости, и со знаком «плюс» – вне этого множества).

При сравнении алгоритмов было рассмотрено несколько сценариев движения цели и подготовлено сравнение эффективностей в этих сценариях в зависимости от требуемой точности ε -сближения. Из анализа нескольких сценариев следует, что если точность нужна небольшая, то алгоритм из Утверждения 2 сходится достаточно быстро. Этот алгоритм является более универсальным, чем остальные, т.к. не требует знания того, что к моменту T_0 цель всего один раз пересекла границу множества достижимости. Если нужна хорошая точность, то метод Брента-Деккера для псевдорасстояния показывает хорошие по эффективности результаты во всех рассмотренных сценариях. Если скорость цели к моменту перехвата становится достаточно малой, то имеется быстрая сходимость алгоритма коррекции по статическому положению.

Литература

1. Bui X.-N. Accessibility region for a car that only moves forwards along optimal paths / Bui X.-N., Boissonnat J.-D. // *INRIA. RR-2181*. – 1994. – P. 19.
2. Бердышев Ю.И. Синтез оптимального управления для одной системы 3-го порядка // *Вопр. ан. нелин. сист. авт. упр.* 1973. No 12. С. 91–101.
3. Coates S., et al. Optimal Control of a Dubins Car with a Capture Set and the Homicidal Chauffeur Differential Game // *IFAC-PapersOnLine*. 2017. **50**. No. 1. P. 5091–5096.
4. Zheng Y. et al. Time-optimal guidance for intercepting moving targets by Dubins vehicles // *Automatica*. 2021. V. 128. Art. No. 109557
5. Бузилов М.Э., Галяев А.А. Перехват подвижной цели машиной Дубинса за кратчайшее время // *AuT*. 2021. No 5. С. 1–16.
6. Ding Y., Xin B., Chen J. Curvature-constrained path elongation with expected length for Dubins vehicle // *Automatica*. 2019. **108**. Art. No. 108495.

СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ С НЕЧЁТКОЙ ЛОГИКОЙ НА ОСНОВЕ БАЙЕСОВСКОЙ ТЕОРИИ ПРИНЯТИЯ РЕШЕНИЙ

Доц. Зубюк А.В., асп. Фадеев Е.П., магистр Шишкин А.П.

В работе предлагается новый подход к построению нечеткого контроллера. Предложенный подход позволяет задавать управляющие правила в манере Заде, но предлагает основанный на аппарате байесовской

теории принятия решений метод расчета выходного сигнала контроллера. Сформированный на основе управляющих правил контроллер может быть дообучен для решения конкретной задачи, оставляя его удовлетворяющим заданным правилам. Работоспособность подхода продемонстрирована на задаче управления разгоном и торможением автомобиля.

Нечеткие множества Заде

Пусть X — некоторое универсальное множество. Тогда нечеткое множество (X, μ_A) определяется функцией принадлежности μ_A , значение которой $\mu_A(x) \in [0,1]$ указывает, в какой степени элемент x из X принадлежит этому нечеткому множеству.

Нечеткие множества позволяют моделировать неполноту знания: в отличие от четких множеств, где точно известно, принадлежит элемент заданному множеству или нет, для нечетких множеств добавляются промежуточные состояния, когда для какого-то элемента можно сказать лишь, что он принадлежит множеству с какой-то степенью. На основе теории нечетких множеств была построена теория возможностей [1], в которой функция принадлежности интерпретируется как распределение возможностей.

Нечеткий контроллер Заде

В задачах управления зачастую неизвестно с необходимой детальностью, как устроена управляемая система. Тем не менее, не редки ситуации, когда эксперт может сформулировать управляющие правила в виде предложений на естественном языке. Заде предложил метод формализации правил «ЕСЛИ-ТО» на основе нечетких множеств [2]. Пусть $x \in X$ и $a \in A$ — входной и выходной сигналы контроллера. Тогда для формализации каждого правила должны быть заданы два распределения возможностей μ_{in} и μ_{out} входного и выходного сигналов контроллера x и a соответственно. Такое правило может быть интерпретировано следующим образом: если x принадлежит нечеткому множеству (X, μ_{in}) , то a принадлежит нечеткому множеству (A, μ_{out}) .

После того, как все управляющие правила выражены в виде нечетких множеств, для каждого конкретного значения входного сигнала x можно вычислить значение выходного сигнала a такого нечеткого контроллера. Несмотря на простоту, практика показала, что такой подход позволяет решать широкий спектр задач управления. Тем не менее правила пересчета выходного сигнала контроллера из входного являются чисто эвристическими, т.е. управление нечеткого контроллера не является оптимальным в каком-либо смысле.

Целью настоящей работы является предложить альтернативный подход к построению контроллера, который с одной стороны сохранит внешнюю простоту формализации правил, характерную для

предложенного Заде подхода, а с другой стороны будет теоретически обоснованным.

Система управления с нечёткой логикой на основе байесовской теории принятия решений

В качестве теоретической основы в настоящей работе выбрана теория вероятностей, а задача оптимального управления сформулирована в виде задачи байесовского принятия решений, в рамках которой входной и выходной сигналы контроллера считаются случайными величинами. Пусть ξ и a — случайные величины, соответствующие входному и выходному сигналам контроллера, тогда если известно совместное распределение $p_{\xi,a}$ этих случайных величин, то оптимальное управление $\hat{a}$ при конкретном значении входного сигнала x определяется выражением

$$\hat{a} = \operatorname{argmax}_{a \in A} p_{a|\xi}(a|x).$$

Основная идея предлагаемого подхода — восстановить совместное распределение $p_{\xi,a}$ из маргинальных распределений p_{ξ} и p_a , которые как и в подходе Заде задаются экспертом при формализации правил «ЕСЛИ-ТО», интерпретация которых теперь несколько иная: если распределение ξ — p_{ξ} , то распределение a — p_a .

Однако такой прямолинейный подход приводит к противоречию, если таких правил несколько, одна и та же случайная величина имеет несколько разных маргинальных распределений. Чтобы избежать этого, мы предлагаем 1) ввести дополнительную скрытую величину y , реализация которой $g = 1, \dots, n$ может интерпретироваться как номер правила; 2) формализовать каждое правило не в виде маргинальных распределений p_{ξ} и p_a , а в виде условных распределений $p_{\xi|y}(\cdot|g)$ и $p_{a|y}(\cdot|g)$. Таким образом -е правило принимает следующую форму: если распределение ξ — $p_{\xi|y}(\cdot|g)$, то распределение a — $p_{a|y}(\cdot|g)$, а задача сводится к поиску совместного распределения $p_{\xi,a,y}$ удовлетворяющего ограничениям

$$\begin{cases} p_{\xi|y}(x|g) = \int_A p_{\xi,a|y}(x,a,g) da, \\ p_{a|y}(a|g) = \int_X p_{\xi,a|y}(x,a,g) dx, \end{cases} \quad g = 1, \dots, n$$

Существует бесконечное количество распределений $p_{\xi,a,y}$ удовлетворяющих таким ограничениям. Найти одно из них можно, например, решив задачу МНК

$$\left\| p_{\xi|y}(x|g) - \int_A p_{\xi,a|y}(x,a,g) da \right\|^2 + \left\| p_{a|y}(a|g) - \int_X p_{\xi,a|y}(x,a,g) dx \right\|^2 \sim \min_{p_{\xi,a,y}} \quad (1)$$

При этом доступные степени свободы могут быть использованы, чтобы оптимизировать контроллер для решения конкретной задачи.

Управление и разгон автомобиля

Чтобы продемонстрировать работоспособность подхода, была поставлена задача управления разгоном и торможением автомобиля. В качестве входного сигнала контроллера была принята комбинация расстояния до остановки d и мгновенной скорости автомобиля v , а в качестве выходного сигнала — ускорение, сообщённое автомобилю двигателем или тормозами. Были сформулированы очевидные правила вида «если автомобиль далеко от остановки и едет с маленькой скоростью, то необходимо разогнаться», «если автомобиль близко к остановке и едет с большой скоростью», то необходимо тормозить» и другие. Для формализации каждого правила использовались распределения вероятностей с конечными носителями, имеющими пирамидальную форму на плоскости (d, v) входного сигнала и треугольную форму для выходного сигнала.

Испытания показали, что даже если не удаётся сформулировать полную систему правил, определяющих успешно проходящий дистанцию во всех ситуациях контроллер, можно дообучить его генетическим алгоритмом, оставаясь в пространстве распределений, удовлетворяющих ограничениям (1).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ, проект №9-29-09044.

Литература

1. L.A Zadeh, "Fuzzy sets as a basis for a theory of possibility", Fuzzy Sets and Systems, vol. 4, no. 2, pp. 3-28, 1978,
2. L. A. Zadeh, "Fuzzy logic = computing with words," in IEEE Transactions on Fuzzy Systems, vol. 4, no. 2, pp. 103-111, 1996.

ВЫДЕЛЕНИЕ СИНГУЛЯРНОЙ ЧАСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЗАДАЧАХ ДИФРАКЦИИ НА ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩИХ ТЕЛАХ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

Проф. Боголюбов А.Н., доц. Могилевский И.Е., асп. Ровенко В.В.

В настоящей работе рассматривается подход к решению ряда задач дифракции электромагнитного поля на сложных диэлектрических структурах при наличии ребер и особых точек на их границах. Такие задачи представляют как чисто математический, так и практический интерес. Так, например, волноводы сложного сечения (ВСС) находят широкое применение при конструировании различных СВЧ-устройств,

таких как антенны, фильтры, поляризаторы, мультиплексоры и др. Изучение задач, связанных с ВСС и различными особенностями рассеивающих тел, позволяет создавать устройства, превосходящие по своим параметрам их аналоги на прямоугольных и круглых волноводах [1].

Однако, наличие ребер на границах и поверхностях разрывов диэлектрической проницаемости приводит к появлению особенностей у электромагнитного поля в окрестности особой точки границы или неоднородности заполнения [1-4]. Обобщенное решение может иметь сингулярности даже при гладкой правой части уравнений [5]. В связи с этим также усложняется численное решение задач рассеяния в ВСС и на объектах с рёбрами и коническими точками [1].

Одним из способов преодоления этих проблем является выделение сингулярной электромагнитного поля в окрестности особенности на основе результатов по асимптотике решения эллиптических краевых задач, представленных в работах В.А. Кондратьева [5], а также С.А. Назарова и Б.А. Пламеневского [8].

Несмотря на то, что физические и математические постановки таких задач дифракции при наличии особенностей рассеивающего тела значительно различаются, в основе построения сингулярной части электромагнитного поля лежит общий метод выделения сингулярной части решения эллиптических краевых задач, впервые предложенный В.А. Кондратьевым [5]:

1. Для хорошей разрешимости задача рассматривается в бесконечной области, а после построения асимптотики сводится к задаче в конечной области с использованием срезающей функции.
2. Преобразование исходной постановки задачи к более удобному для исследования асимптотики виду. Это может быть сделано как с помощью перехода в другую систему координат, так и с использованием специальных функций.
3. Наложение ряда условий на функции, входящие в уравнения, в частности, на их правые части. В частности, важна их принадлежность к пространству Кондратьева с нормой специального вида.
4. Проведение специального логарифмического преобразования, а затем преобразования Фурье, для использования его свойств при построении асимптотики.
5. Переход от решения задачи в пространстве Фурье-образов на прямой к решению в полосе, что является необходимым для построения асимптотики с помощью теоремы о вычетах. Данное условие достигается наложением ограничения на построенное решение на прямой. А именно, его принадлежность пересечению пространств Кондратьева с определённым соотношением между этими пространствами.
6. Построение асимптотики и переход с помощью обратного преобразования Фурье для построения асимптотики исходной задачи в бесконечной области.

7. Использование срезающей функции для перехода из бесконечной области в конечную. Использование срезающей функции для перехода от задачи в конечной области или задачи дифракции на конечном теле к рассмотренной задаче в бесконечной области.

На основе полученного асимптотического представления электромагнитного поля в окрестности особенностей рассеивающего тела удастся существенно увеличить скорость сходимости метода конечных элементов, вводя в пространство пробных функций сингулярные функции, имеющие особенность заданного вида и точно аппроксимирующие сингулярную часть решения [9].

Литература

1. Боголюбов А. Н., Могилевский И. Е., Ровенко В. В. // Физические основы приборостроения. — 2019. — Т. 8, № 1. — С. 6–12.
2. Боголюбов А. Н., Могилевский И. Е., Ровенко В. В. // Известия РАН. Серия физическая. — 2021. — Т. 85, № 1. — С. 59–63.
3. А.Н. Боголюбов, И.Е. Могилевский, А.Г. Свешников // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2015. Т.55. № 3. С.446.
4. А.Н. Боголюбов, А.Л. Делицын, И.Е. Могилевский, А.Г. Свешников // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48. № 7. С. 787.
5. В.А. Кондратьев // Труды Московского Математического Общества. Т. 16. 1967. С. 227.
6. Боголюбов А. Н., Могилевский И. Е. // Физические основы приборостроения. — 2016. — Т. 5, № 2. — С. 72–79.
7. Делицын А.Л. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1999. Т. 39. № 2. С. 315–322.
8. Назаров С.А., Пламеневский Б.А. // «Эллиптические задачи в областях с кусочно-гладкой границей» // М.: Наука — 1991.
9. Боголюбов А. Н., Ерохин А. И., Могилевский И. Е., Светкин М. И. «Гибридный метод численного решения уравнения Пуассона в области с диэлектрическим углом» // Журнал вычислительной математики и математической физики. — 2017. — Т. 57, № 8. — С. 1321–1330.

БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩЕЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ФОРМЫ ПЛАЗМЫ В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ В СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2 НЕЙРОННОЙ СЕТЬЮ ПО ОБРАБОТАННЫМ ДАННЫМ АЛГОРИТМОМ ИДЕНТИФИКАЦИИ ИТЕРАЦИЯМИ ПИКАРА

Проф., д. т. н. *Митришкин Ю. В.*, асп. *Кружков В. И.*

Введение

В экспериментах на токамаках параметры плазмы невозможно измерить напрямую, поскольку высокотемпературная плазма может вывести диагностику из строя. Наиболее распространённый подход -

использование магнитных датчиков, измеряющих изменения магнитного поля вне плазмы, но внутри области магнитного поля, создаваемого плазмой. Форма плазмы может быть оценена по этим внешним измерениям. Данная задача называется задачей восстановления равновесия плазмы. Для ее решения используется метод итераций Пикара и метод филаментов, это вычислительно трудоемкие процедуры. Существуют их разновидности для работы в реальном времени, альтернативой может быть идентификация более быстрыми подходами [1].

Нейронные сети для восстановления параметров плазмы по внешним магнитным измерениям применялись на токамаках с 90-х годов XX века. На токамаке COMPASS (Великобритания) [2] показано преимущество нейронной сети по сравнению с линейными методами в точности при оценке геометрических параметров плазмы: вертикального и горизонтального положения, а также вытянутости. Была использована полносвязная нейронная сеть с одним скрытым слоем и функцией активации $\tanh$. Похожий подход был применен на ряде других токамаках: ASDEX-Upgrade (Германия) [3], DIII-D (США) [4], моделях ITER [5]. В данной работе проведена идентификация кода восстановления равновесия плазмы FCDI, являющегося аналогом кода EFIT [6]. Код EFIT был идентифицирован при помощи нейронных сетей в [7]. В [3-7] применены полносвязные нейронные сети с различной архитектурой.

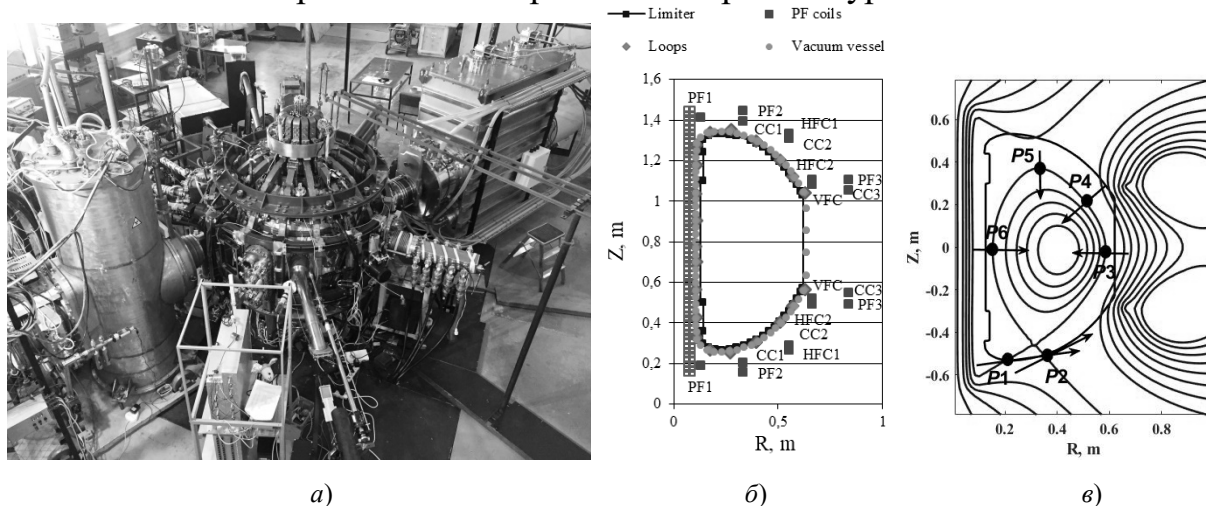


Рис 1. а) Токамак Глобус-М2, б) полоидальная система, в) линии равного уровня полоидального магнитного поля в вертикальном сечении токамака Глобус-М2 и точки $P1-P6$ для индикации управления формой плазмы.

Для токамака Глобус-М2 нейронные сети применялись для идентификации формы плазмы [6, 8]. В [6] применены различные подходы для идентификации кода FCDI, в том числе рекуррентная нейронная сеть. В [8] использована нейронная сеть для идентификации метода подвижных филаментов. Рассмотрены варианты сети с различным числом нейронов на

одном скрытом слое, а также применение dropout-слоя. Кроме того, в [8] моделирование эксперимента показывает применимость нейронной сети для оценки формы плазмы в обратной связи для управления формой плазмы, однако не рассмотрены вопросы, связанные с применением нейронных сетей в реальном времени.

Экспериментальные данные

В работе использованы экспериментальные данные со сферического токамака Глобус-М2 (рис. 1а). Это временные ряды, полученные на 51-м плазменном разряде, состоящие из токов в катушках управления (катушка вертикального и горизонтального полей, 6 катушек полоидального поля) (рис. 1б), тока плазмы, магнитных потоков на магнитных петлях [9]. По описанным выше сигналам, решая обратную задачу, с помощью кода FCDI была восстановлена форма плазмы на диверторной фазе разряда [10]. Под формой плазмы в данной работе подразумевается смещение шести точек на сепаратрисе (рис. 1в). Задача: идентифицировать код восстановления FCDI более простым алгоритмом, который будет работать за время $< 0,1$ мс на машине реального времени Spreadgoat Performance [6, 11], а затем в эксперименте токамака Глобус-М2.

Идентификация

Нейронная сеть прямого распространения представляет собой набор матриц и нелинейных функций активации, выходной сигнал, которой вычисляется по следующей формуле:

$$\begin{aligned}x_1 &= \text{activation}_1(W_1 \times \text{input} + b_1), \\x_2 &= \text{activation}_2(W_2 \times x_1 + b_2), \\&\dots \\ \text{output_nn} &= \text{activation}_n(W_n \times x_{n-1} + b_n).\end{aligned}$$

Значения элементов матриц W_i и векторов b_i вычисляются с помощью различных методов градиентного спуска, минимизируя некоторую функцию потерь от реальных значений и предсказанных сетью:

$$\min_{W_i, b_i} (\text{loss}(\text{output_nn}, \text{output})).$$

В качестве функции потерь была выбрана сумма квадратов ошибок (MSE – mean squared error):

$$MSE(x, y) = \sum_i (x_i - y_i)^2.$$

Для поиска оптимальных значений W_i , b_i , был использован градиентный спуск с адаптивной оценкой моментов (Adam).

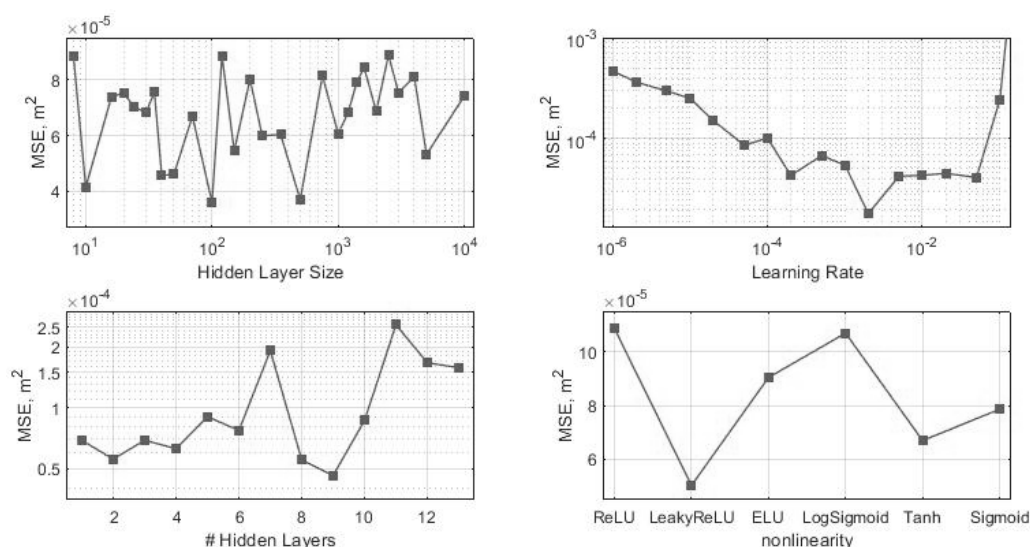


Рис 2. Влияние гиперпараметров нейронной сети на точность оценки формы плазмы.

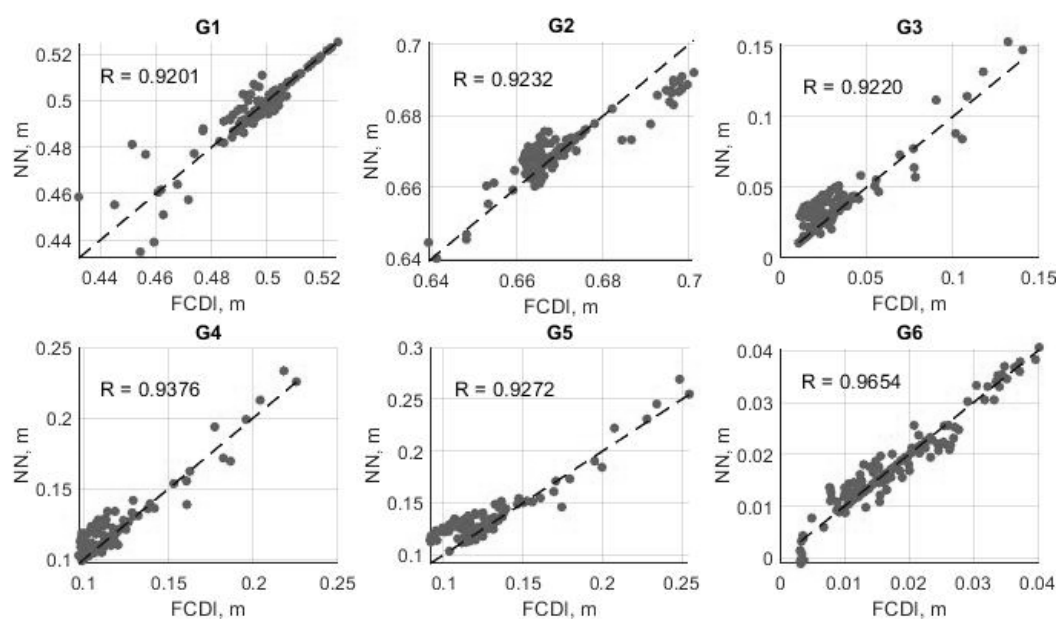


Рис 3. Результат работы 3-слойной нейронной сети со 110-ю нейронами на скрытых слоях на 5-ти тестовых сигналах. Среднеквадратич. ошибка $6,58 \times 10^{-5} m^2$

Вывод

Получена и реализована на стенде реального времени нейронная сеть для оценки формы плазмы в токамаке в реальном времени. Найдены оптимальные гиперпараметры нейронной сети. Время выполнения задачи ТЕТ (Task Execution Time) порядка 1 мкс и среднеквадратичная ошибка порядка $10^{-5} m^2$. Нейронная сеть для оценки формы плазмы может быть использована в замкнутой системе управления.

Работа поддержана грантом РФФ № 21-79-20180.

Литература

1. Митришкин Ю.В., Карцев Н.М., Кузнецов Е.А., Коростелев А.Я. Методы и системы магнитного управления плазмой в токамаках. — М.: КРАСАНД, 2020. 528 с.
2. C. M. Bishop, P. S. Haynes, M. E. U. Smith, T. N. Todd and D. L. Trotman. Real-Time Control of a Tokamak Plasma Using Neural Networks, in *Neural Computation*, vol. 7, no. 1, pp. 206-217, Jan. 1995, doi:10.1162/neco.1995.7.1.206.
3. Coccoresse, E., Morabito, C., & Martone, R. (1994). Identification of noncircular plasma equilibria using a neural network approach. *Nuclear Fusion*, 34(10), 1349–1363. doi:10.1088/0029-5515/34/10/i05
4. Lister, J. B., & Schnurrenberger, H. (1991). Fast non-linear extraction of plasma equilibrium parameters using a neural network mapping. *Nuclear Fusion*, 31(7), 1291–1300. doi:10.1088/0029-5515/31/7/005
5. Albanese, R., Coccoresse, E., Gruber, O., Martone, R., McCarthy, P., & Morabito, F. C. (1996). Identification of Plasma Equilibria in ITER from Magnetic Measurements Via Functional Parameterization and Neural Networks. *Fusion Technology*, 30(2), 219–236. doi:10.13182/fst96-a30752
6. Mitrishkin Yuri V., Korenev Pavel S., Konkov Artem E., Kruzhkov Valerii I., Ovsyannikov Nicolai E., New Identification Approach and Methods for Plasma Equilibrium Reconstruction in D-Shaped Tokamaks. *Mathematics*, MDPI (Basel, Switzerland), V. 10, No 1, pp. 1-23, 2022, doi:10.3390/math10010040
7. Joung, S., Kim, J., Kwak, S., Bak, J. G., Lee, S., Han, H., Ghim, Y. (2019). Deep neural network Grad-Shafranov solver constrained with measured magnetic signals. *Nuclear Fusion*. doi:10.1088/1741-4326/ab555f
8. Prokhorov A., Mitrishkin Yu, Korenev P., Patrov M., The plasma shape control system in the tokamak with the neural network as a plasma equilibrium reconstruction algorithm, *IFAC-PapersOnLine*, Elsevier Ltd (London), том 53, № 2, с. 857-862, 2020, doi:10.1016/j.ifacol.2020.12.843
9. Minaev V. B., Gusev V. K., Sakharov N. V. and et al., Spherical tokamak Globus-M2: design, integration, construction, *Nuclear Fusion* vol. 57, 066047, 2017.
10. Корнев П.С., Митришкин Ю.В., Патров М.И., Реконструкция равновесного распределения параметров плазмы токамака по внешним магнитным измерениям и построение линейных плазменных моделей, *Мехатроника, автоматизация, управление*, том 17, №4, стр. 254 – 265, 2016.
11. Mitrishkin, Y.V., Plasma magnetic control systems in D-shaped tokamaks and imitation digital computer platform in real time for controlling plasma current and shape, *Advances in Systems Science and Applications*, International Institute for General Systems Studies, V. 22, N. 1, P 1-15, 2022.

ПРЕДИКТИВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ СВЕТОФОРАМИ СИСТЕМЫ ПЕРЕКРЕСТКОВ НА ОСНОВЕ МАКРОСКОПИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ДОРОЖНО-ТРАНСПОРТНОЙ СЕТИ

Асп. *Матросов С.В.*, проф. *Филимонов Н.Б.*

Светофорное регулирование является одним из наиболее доступных и эффективных технических средств управления транспортными потоками. Чаще всего на практике для светофоров задается статичное расписание. Такой подход хорош своей простотой, однако в ряде ситуаций он приводит к неэффективной эксплуатации транспортной инфраструктуры. Мировой опыт показывает, что алгоритмы светофорного регулирования, адаптирующиеся к изменениям дорожной ситуации, могут обеспечить существенное увеличение пропускной способности дорожно-транспортной сети [1, 2]. При этом многие системы управления используют упрощенные модели трафика, что приводит к падению их эффективности при высокой нагрузке на транспортную сеть.

Работа посвящена разработке алгоритма светофорного регулирования, осуществляющего централизованное скоординированное управление системой перекрестков. Для решения задачи предлагается использовать алгоритм, основанный на подходе предиктивного управления, в рамках которого оптимальное управление подбирается при помощи прогнозов модели транспортной сети, способной предсказывать поведение трафика даже при большой загруженности. Управляющие воздействия задаются как расписания для светофорных контроллеров с фиксированной последовательностью фаз.

Транспортная сеть задается как направленный граф, в котором каждому ребру в соответствие ставится дорога, а вершине – перекресток. Для моделирования динамики трафика на дороге используется макроскопическая модель транспортных потоков, которая задается как система уравнений в частных производных [3]. Граничные условия для пересекающихся на перекрестке дорог задаются как задача оптимизации с ограничениями.

Для выбора оптимального расписания решается задача дискретной оптимизации. С увеличением числа светофорных контроллеров в управляемой зоне размер пространства поиска растет экспоненциально, поэтому в работе предлагается искать приближенное решение при помощи генетического алгоритма, основанного на эвристике локального поиска.

Корректность работы предложенного алгоритма светофорного регулирования подтверждена результатами компьютерного моделирования. Численные эксперименты проводились при помощи программного пакета SUMO[4].

Литература

1. Khattak Z. H., Magalotti M. J., Fontaine M. D. Operational performance evaluation of adaptive traffic control systems: A Bayesian modeling approach using real-world GPS and private sector PROBE data // *Journal of Intelligent Transportation Systems*. – 2020. – Т. 24. – №. 2. – С. 156-170.
2. Samadi S. et al. Performance evaluation of intelligent adaptive traffic control systems: A case study // *Journal of transportation technologies*. – 2012. – Т. 2. – №. 03. – С. 248.
3. Shimaofan, Michael Herty, and Benjamin Seibold. Comparative model accuracy of a data-fitted generalized aw-rascl-zhang model // *arXiv preprint arXiv:1310.8219*, 2013
4. Lopez P.A. et al., "Microscopic Traffic Simulation using SUMO," 2018 21st International Conference on Intelligent Transportation Systems (ITSC), 2018, pp. 2575-2582

НЕЙРОСЕТЕВОЙ ПОДХОД К РЕШЕНИЮ ЗАДАЧИ ПЕРЕХВАТА МАШИНОЙ ДУБИНСА ЦЕЛИ НА ЗАДАННОЙ ТРАЕКТОРИИ

Чл.-корр. РАН *Галяев А.А.*, асп. *Бузинов М.Э.*,
студ. *Насонов И.А.*, студ. *Медведев А.И.*

В 1957 г. Л. Дубинс опубликовал работу [1] о нахождении траектории кратчайшей длины с ограниченным радиусом кривизны, соединяющей две точки на плоскости с заданным направлением выхода из первой точки и заданным направлением прихода во вторую. Динамическая модель объекта управления получила название машины Дубинса. Эта модель описывает такой объект, движение которого происходит с постоянной скоростью, а управление осуществляется производной угла ориентации его скорости под воздействием ограниченного управления. Математическое описание движения объектов с динамикой машины Дубинса нашло широкое применение при решении практических, прикладных задач.

Одной из таких задач является нахождение траектории перехвата за оптимальное время машиной Дубинса цели, движущейся по заданной траектории. В работе [2] было получено аналитическое решение такой задачи, на основе которого предложен синтез траектории перехвата. В частности, были получены алгебраические уравнения для расчета оптимального времени перехвата. Текущий доклад посвящен нахождению за минимальное время траектории перехвата цели, движущейся по прямолинейной или круговой траектории, с помощью нейросетевых

методов. Для решения такой задачи были выбраны методы обучения с подкреплением.

Обучение с подкреплением — это модель машинного обучения, которая самостоятельно исследует среду. По сравнению с обучением с учителем, обучение с подкреплением не зависит от большого количества размеченных данных. Кроме того, математической основой обучения с подкреплением является Марковский процесс принятия решений. Основная сложность решения поставленной задачи методами обучения с подкреплением состояла в невозможности применения методов Q-обучения для задач с непрерывным пространством действий. Решение этой проблемы было предложено в [3] и состояло в разработке улучшенного алгоритма Deep Deterministic Policy Gradient (DDPG), а также в добавлении дополнительных нейросетей для аппроксимации функций, входящих в уравнение Беллмана. DDPG — это метод глубокого обучения с подкреплением, основанный на структуре Actor-Critic. По сравнению с Deep Q Networks (DQN) [4], алгоритм DDPG может решать проблему обучения с подкреплением с непрерывными действиями, что особенно актуально для дифференциальных игр, которые имеют непрерывные и многомерные пространства действий. Функция Actor осуществляет выбор действия, а функция Critic оценивает эффект этого действия. Так как разные реализации процессов могут очень сильно отличаться друг от друга DDPG использует идею DQN, называемую буфером воспроизведения. Буфер воспроизведения — это буфер конечного размера, в который сохраняются данные о среде в каждый момент времени. Он необходим для достижения равномерного распределения выборки переходов и дискретного контроля обучения нейронных сетей. Actor и Critic обновляются путем равномерной выборки mini-batch из буфера воспроизведения. Также использование DQN показало, что прямое копирование весов делает обучение нестабильным, поэтому DDPG использует концепцию обновлений весов целевых нейросетей вместо прямого копирования весов в целевую сеть. Поиск решения реализуется путем добавления шума, полученного от шумового процесса типа Орнштейна-Уленбека, в управление Actor.

Средствами языка Python и фреймворка TensorFlow был разработан программный модуль, результатом работы которого являются траектории и время перехвата. Полученное решение сравнивается с оптимальным аналитическим, часто с ним совпадает с точностью до погрешности. Однако существуют случаи не совпадения решений. Например, есть ситуации при которых нейросетевое решение эффективнее, чем аналитическое. Это объясняется существованием заданного радиуса перехвата — максимально допустимого расстояния между преследователем

и целью, при котором перехват можно считать совершенным, тогда как в аналитическом решении перехват определяется совпадением их координат.

Литература

1. L. E. Dubins On curves of minimal length with a constraint on average curvature and with prescribed initial and terminal positions and tangents. *American Journal of Mathematics*, 79: 497-516 (1957).
2. M. E. Buzikov, A. A. Galyaev Time-Optimal Interception of a Moving Target by a Dubins Car. *Automation and Remote Control*, 82, 745–758 (2021).
3. T. P. Lillicrap, J. J. Hunt, A. Pritzel, et al. Continuous control with deep reinforcement learning. *arXiv:1509.02971* (2015).
4. V. Mnih, K. Kavukcuoglu, D. Silver, et al. Human-level control through deep reinforcement learning. *Nature*, 518, 529–533 (2015).

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ГРАВИТАЦИОННОЙ СИСТЕМЫ МНОГИХ ТЕЛ

Вед. науч. сотр. *К.Э. Плехотников*

Аннотация. В докладе под гравитационной системой понимается множество точечных тел, взаимодействующих согласно закону притяжения Ньютона и имеющих отрицательное значение полной энергии. Обсуждается вопрос об (не)устойчивости гравитационной системы общего положения путем прямого вычислительного эксперимента. Под гравитационной системой общего положения понимается система, у которой массы, начальные позиции и скорости тел выбираются случайными из заданных диапазонов. Для проведения вычислительного эксперимента разработан новый метод численного решения обыкновенных дифференциальных уравнений на больших интервалах времени. Предложенный метод позволил, с одной стороны, обеспечить выполнение всех законов сохранения путем подходящей коррекции решений, с другой стороны, — использовать стандартные методы численного решения систем дифференциальных уравнений невысокого порядка аппроксимации. В рамках указанного метода траектория движения гравитационной системы в фазовом пространстве собирается из частей, длительность каждой из которых может быть макроскопической. Построенная траектория, вообще говоря, является разрывной, а точки стыковки отдельных кусков траектории выступают как точки ветвления. В связи с последним обстоятельством предложенный метод, отчасти, можно отнести к классу методов Монте-Карло. Общий вывод проведенной серии вычислительных экспериментов показал, что гравитационные системы общего положения с числом тел три и более, вообще говоря, неустойчивы. Отдельно рассмотрен случай динамики во времени солнечной системы. Устойчивость солнечной системы с точки зрения теории возмущений

доказана в известной теории Колмогорова-Арнольда-Мозера. С позиций вычислительного эксперимента на базе численных методов высокого порядка аппроксимации (пятнадцатого) устойчивость солнечной системы продемонстрирована на интервале в десять и более миллиардов лет. Расчеты с помощью предложенного в работе метода показали сильную зависимость периода устойчивости солнечной системы от значений параметров абсолютной и относительной точностей выбранной схемы расчета. Хотя этот отрезок и составил величину порядка десяти миллионов лет, он заметно меньше десятка миллиардов. Указанное расхождение можно, например, связать с тем, обстоятельством, что предполагаемый порог устойчивости солнечной системы достаточно мал, поэтому более грубая схема расчета приводит, в конечном счете, к развалу солнечной системы намного быстрее.

КОНЦЕПЦИЯ МНОГОРЕЖИМНОСТИ И ПРИНЦИП «ГИБКИХ» ТРАЕКТОРИЙ В ЗАДАЧАХ УПРАВЛЕНИЯ ТЕРМИНАЛЬНЫМИ МАНЕВРАМИ БПЛА САМОЛЕТНОГО ТИПА

Проф. Филимонов Н.Б., асп. Сергеев А.А.

В различных сферах человеческой деятельности все большее применение находят беспилотные летательные аппараты (БПЛА) самолетного типа, особенностью которых является автоматическое выполнение в процессе полета различного рода маневров. В докладе развивается предложенная в [1, 2] концепция многорежимного регулирования для решения задач управления типовыми терминальными маневрами БПЛА с использованием принципа «гибких» траекторий [3].

Согласно концепции многорежимного регулирования, процесс управления полетом аппарата разбивается на отдельные режимы - типовые терминальные маневры [4], такие как взлет, посадка, подъем/снижение высоты, повороты в горизонтальной плоскости, пикирование и т.д. Каждому типовому маневру соответствуют свои математическая модель, требования к качеству процесса управления и алгоритм управления. Структура многорежимного регулятора, реализующего схему ситуационного управления представлена на рис. 1. Здесь на основе сенсорной информации производится оценка текущей летной ситуации, определяется требуемый маневр, соответствующий цели управления, принимается решение о смене текущего маневра и производится выбор из банка соответствующего алгоритма управления.



Рис. 1. Структура многорежимного регулятора

Алгоритмы управления типовыми маневрами БПЛА синтезируются на основе принципа «гибких» траекторий с отказом от привязки движения аппарата к заранее запланированной «жесткой» траектории и формировании «гибкой», т.е. периодически обновляемой (корректируемой, пересчитываемой) траектории путем «размораживания начальных условий», обеспечивающей выполнение терминальной цели управления. Применение данного принципа было рассмотрено в задачах посадочного маневра БПЛА самолетного типа на динамическую и статическую посадочные площадки [5, 6].

Изложенная концепция многорежимного управления типовыми маневрами БПЛА позволяет проводить структурную перестройку процесса управления: добавление, модификация, ликвидация, объединение, расщепление, реконфигурация и т.д. Используемый принцип «гибких» траекторий позволяет учитывать изменения текущего и терминального состояний аппарата, возникающих из-за возмущений или неконтролируемых факторов.

Литература

1. Филимонов Н.Б. Системы многорежимного регулирования: концепция, принципы построения, проблемы синтеза // Известия вузов. Приборостроение. 1988. № 2. - С. 18-33.
2. Филимонов А.Б., Филимонов Н.Б. Ситуационный подход в задачах автоматизации управления техническими объектами // Мехатроника, автоматизация, управление. 2018. Т. 19, № 9. - С. 563-578.
3. Филимонов А.Б., Филимонов Н.Б. Методы «гибких» траекторий в задачах терминального управления вертикальными маневрами летательных аппаратов. В кн.: Проблемы управления сложными динамическими

- объектами авиационной и космической техники / Под ред. С.Н. Васильева. М.: Машиностроение, 2015. - С. 51-110.
4. Сергеев А.А. Концепция многорежимного регулятора в задачах управления типовыми маневрами БПЛА самолетного типа // Мехатроника, автоматика и робототехника. Санкт-Петербург: НИЦ МС, 2021. № 8. - С. 40-43.
 5. Сергеев А.А., Филимонов А.Б., Филимонов Н.Б. Управление автономной посадкой БПЛА самолетного типа на статическую и динамическую посадочные площадки по «гибким» кинематическим траекториям // Мехатроника, автоматизация, управление. 2021. **22**, № 3. - С. 154-165.
 6. Sergeev A., Filimonov A., Filimonov N. Algorithmization of Autonomous Landing of Unmanned Aerial Vehicles by «Flexible» Kinematic Trajectories // High-Performance Computing Systems and Technologies in Scientific Research, Automation of Control and Production (HPCST 2020). Communications in Computer and Information Science. 2020. **1304**. Springer, Cham. - P. 181-200.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ДИССИПАЦИЮ АТМОСФЕРЫ ВО ВРЕМЯ ИНВЕРСИИ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Науч. сотр. (ИКИ РАН) *Царева О.О.*, асп. *Леваишов Н.Н.*, проф. *Попов В.Ю.*

Магнитосфера защищает атмосферу планеты от эрозии солнечным ветром. Она препятствует таким механизмам диссипации как распыление и ионный пикап, но способствует полярным и авроральным ветрам [1]. Ранее мы исследовали изменение скорости потерь ионов в зависимости от конфигурации и напряженности геомагнитного поля и показали, что во время геомагнитной инверсии, когда дипольная составляющая поля ослабевает, магнитное экранирование по-прежнему эффективно [2]. Это справедливо для спокойных периодов солнечной активности.

Однако поскольку продолжительность геомагнитной инверсии охватывает в среднем несколько тысяч лет, на протяжении которых происходит множество экстремальных событий, мы развили наши модели с учетом влияния солнечных параметров, таких как давление солнечного ветра и EUV-излучение (источник образования ионов [3]), на атмосферные потери. Палеоданные указывают на увеличение отношений изотопов $\delta^{18}\text{O}$ и $\delta^{15}\text{N}$ с увеличением скорости инверсии в течение фанерозойского эона (рис. 1), что, согласно нашим оценкам эффективности фракционирования изотопов, также может быть связано с диссипацией атмосферы солнечным ветром.

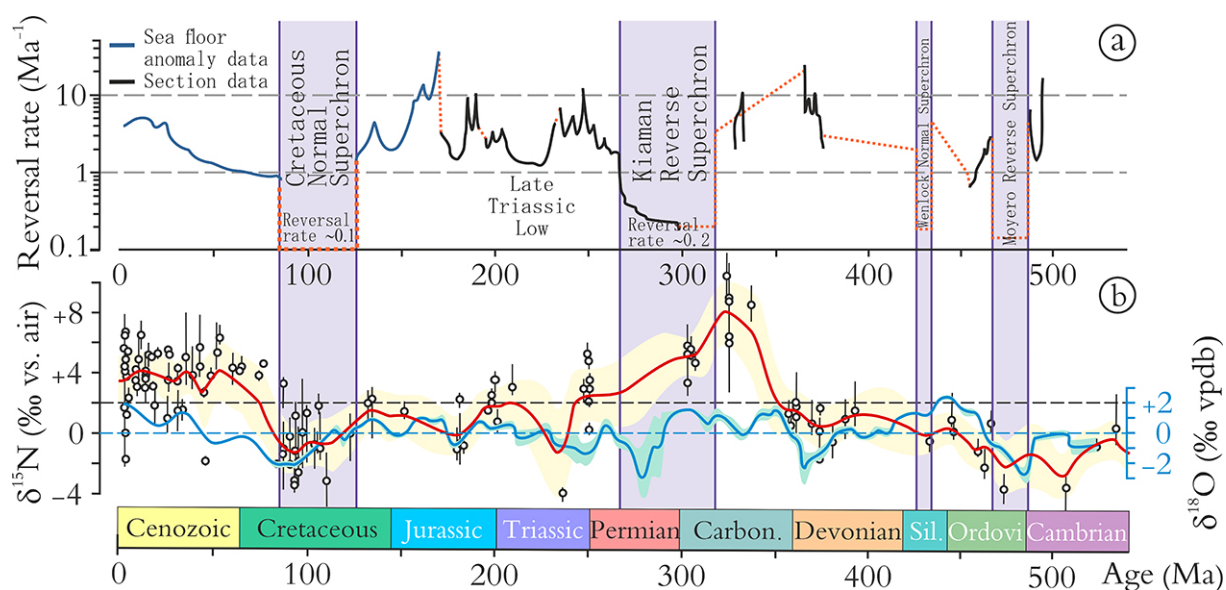


Рис. 1. (a) Скорости геомагнитных инверсий на временной шкале вплоть до начала ордовика; (b) Вековые вариации отношений изотопов азота $\delta^{15}\text{N}$ в морских отложениях (красная кривая) и кислорода $\delta^{18}\text{O}$ в окаменелостях (синяя кривая) в течение фанерозойского эона за исключением изменений, связанных с медленной радиогенной эволюцией мантии.

Литература

1. Gunell, H., Maggiolo, R., Nilsson, H., Wieser, G. S., Slapak, R., Lindkvist, J., Hamrin M., De Keyser, J. (2018). Why an intrinsic magnetic field does not protect a planet against atmospheric escape. *Astronomy and Astrophysics*, 614(L3).
2. Tsareva, O. O., Dubinin, E. M., Malova, H. V., Popov, V. Y., & Zelenyi, L. M. (2019). Atmospheric escape from the Earth during geomagnetic reversal. *Ann. Geophys.*, 63(2), PA223.
3. Tian, F., Solomon, S. C., Qian, L., Lei, J., & Roble, R. G. (2008). Hydrodynamic planetary thermosphere model: 2. coupling of an electron transport/energy deposition model. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 113(E7).

ВЛИЯНИЕ ИОНОВ КИСЛОРОДА НА СТРУКТУРУ ТОКОВЫХ СЛОЕВ В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Ст.науч.сотр. (НИИЯФ МГУ) *Малова Х.В.*, ст.науч.сотр. (НИИЯФ МГУ) *Домрин В.И.*, проф. *Попов В.Ю.*, вед.науч.сотр. (ИКИ РАН) *Григоренко Е.Е.*, науч.сотр. (Институт Макса Планка, Германия) *Кронберг Е.А.*

Токовые слои с характерной толщиной от одного до нескольких протонных гирорадиусов могут образовываться в магнитосферах Земли и

планет во время суббурь [1-2]. Они играют роль резервуаров свободной энергии, которая может спонтанно высвободиться в результате магнитного пересоединения с последующим изменением топологии магнитного поля. Разработана модель утоньшения первоначально широкого токового слоя, в котором, наряду с протонами, учитывается присутствие популяции ионов кислорода. В начальный момент времени плотность тока в токовом слое распределена согласно известной модели Харриса [3], где профили плотности тока и плазмы совпадают. В дальнейшем происходит самосогласованное сжатие токового слоя и формирование его многомасштабной структуры. Процессы формирования токового равновесия в двухкомпонентной плазме носят сложный характер, при котором происходит образование вложенной конфигурации, где токовый слой вложен внутрь намного более широкого плазменного слоя, что показано на рис. 1 а, б, с. Кроме того, на краях токового слоя заметны диамагнитные отрицательные токи, обусловленные влиянием дрейфовых токов протонов вблизи нейтральной плоскости. Носителями положительной плотности тока являются размагниченные (так называемые квазиадиабатические) частицы [4], характерная траектория которых показана на рис. 3а.

При некоторых параметрах модели обе плазменные компоненты могут поддерживать токовый слой, в некоторых пределах изменения параметров только тяжелые ионы поддерживают положительный ток в слое, в то время как протоны или являются замагниченными, или находятся в хаотическом режиме. Таким образом, при некоторых значениях параметров протоны вклада в полный ток не вносят, но могут поддерживать локальный отрицательный ток в нейтральной плоскости, как показано на рис. 2б. Присутствие ионов кислорода может приводить к формированию профилей плотности тока с характерной бифуркацией, т.е. двумя максимумами вне нейтральной плоскости, а также к сглаживанию отрицательных диамагнитных токов, которые возникают в протонном токовом слое на краях токового слоя и приводят к формированию локального минимума на профиле магнитного поля (рис. 1 а и 2 б, в). Результаты модели могут быть применены для интерпретации наблюдаемых *in situ* сложных профилей магнитного поля и плотности тока в хвостах магнитосфер Земли и планет солнечной системы [5].

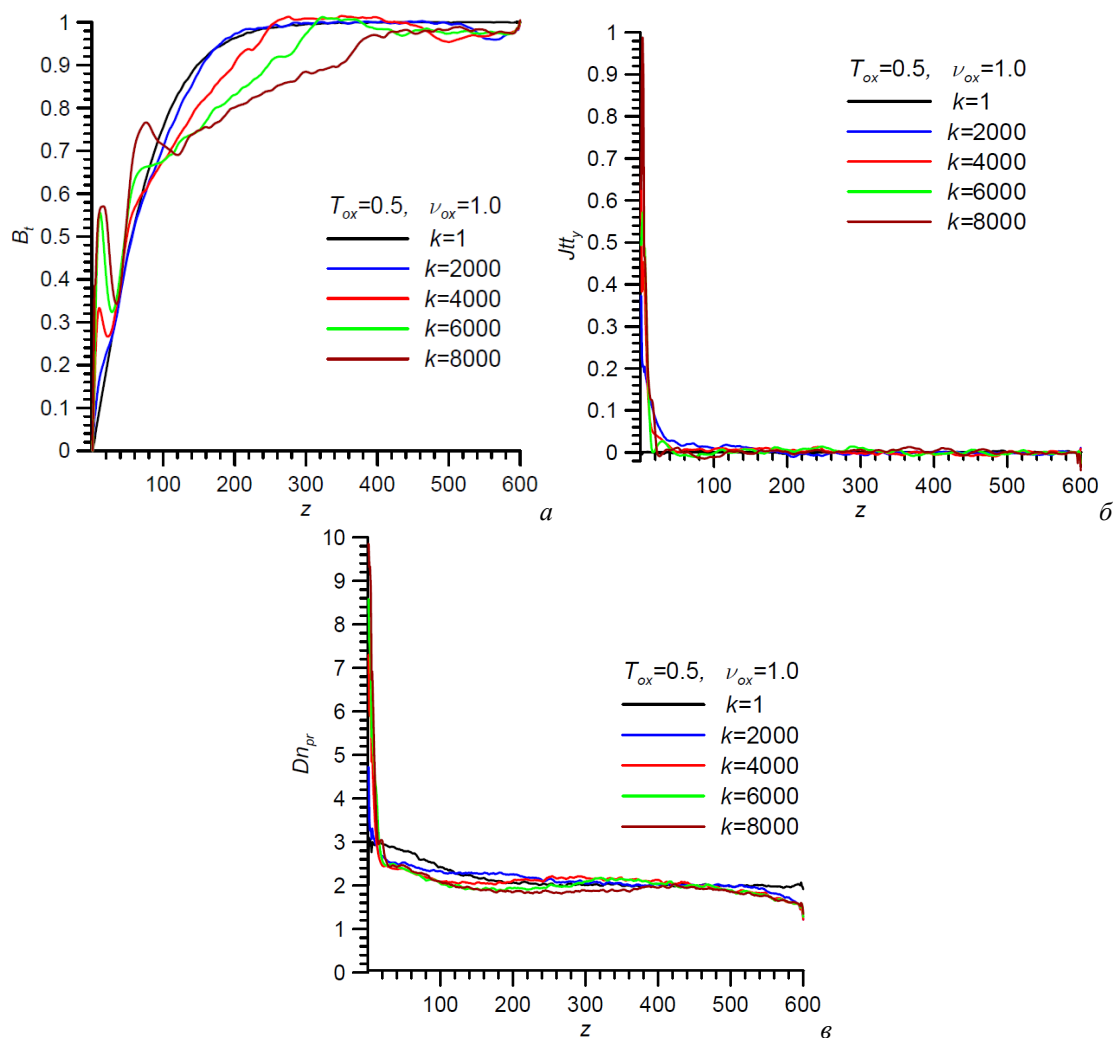


Рис. 1. Профили магнитного поля (а), плотности тока (б) и плазмы (в) токового слоя в безразмерные моменты времени $k = 1, 2000, 4000, 6000, 8000$. T_{ox} — отношение температуры ионов кислорода к протонам; ν_{ox} — отношение концентраций ионов O^+ и протонов p^+ .

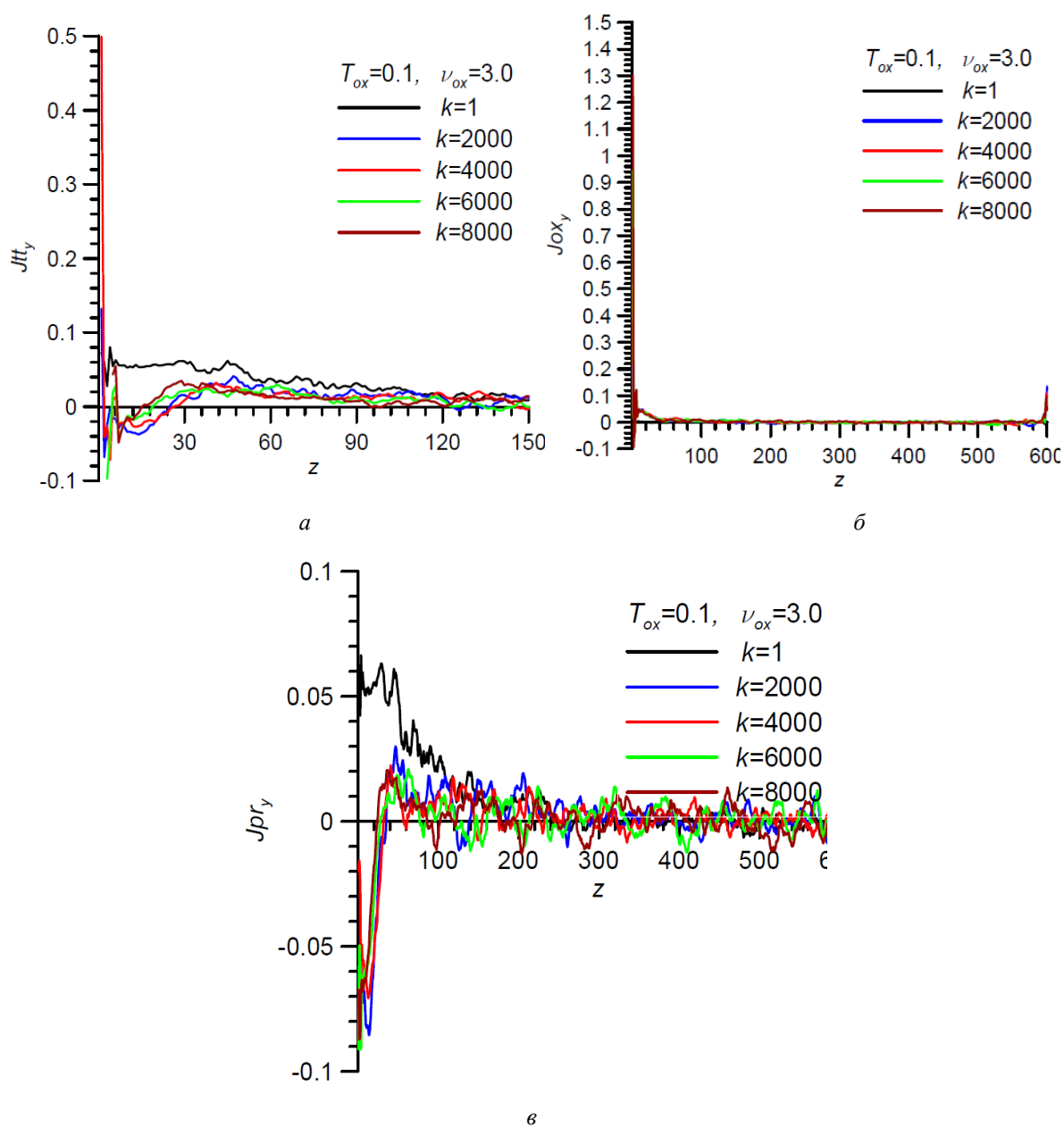


Рис. 2. Плотности тока в токовом слое в разные моменты времени k : (а) суммарная плотность тока, (б) плотность тока тяжелых ионов кислорода, (с) плотность тока протонов при $T_{ox} = 0.1$ и $\nu_{ox} = 3$.

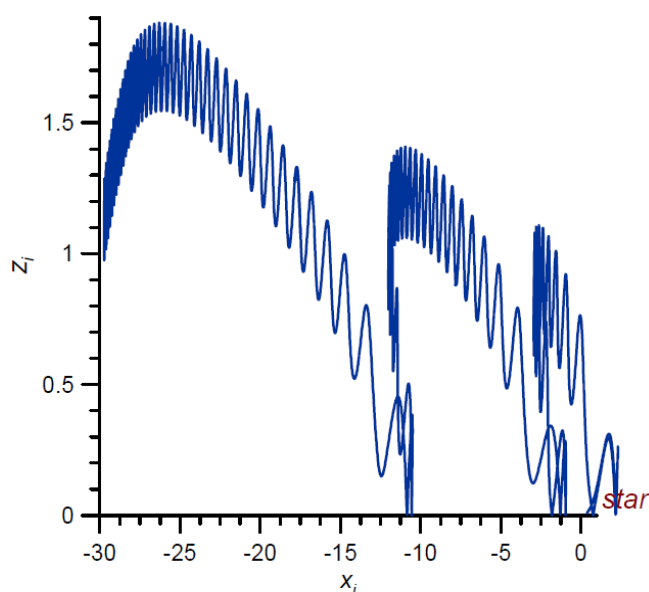


Рис. 3. Траектория квазиadiaбатического иона кислорода в токовом слое (а) и траектория квазизахваченного протона. Размагничиваясь в нейтральной плоскости, такие частицы совершают полуоборот в плоскости XY. В случае (а) частица, пересекая нейтральную плоскость $z=0$, переносит положительный ток в Y направлении, во втором (б) — отрицательный.

Работа Е.А. Кронберг выполнена при поддержке гранта Volkswagen Foundation Az 97 742. Работа Х.В. Маловой, Е.Е. Григоренко, В.Ю. Попова выполнена в рамках гранта РФФИ 20-42-04418.

Литература

1. Sergeev V. A., Mitchell D. G., Russell C. T., Williams D. J., J. Geophys. Res. 1993. V. 98. P. 17345.
2. Zelenyi L., Oka M., Malova H., Fujimoto M., Delcourt D., Baumjohann W., Sp. Sci. Rev. 2007. V. 132. P. 593.
3. Harris E. G., Nuovo Chimento. 1962. V. 23. P. 115.
4. Büchner J., Zelenyi L.M., J. Geophys. Res. 1989. V. 94. N 10. P. 11821.
5. Зелёный Л.М., Х.В. Малова, А.В. Артемьев, В.Ю. Попов, А.А. Петрукович, , Физика плазмы, 2011, том 37, № 2, С. 137.

ЧАСТИЧНОЕ РЕШЕНИЕ ПРОБЛЕМЫ ЗНАКА В КВАНТОВОМ МОНТЕ-КАРЛО

Мл.науч.сотр. *Даньшин А.А.* (НИЦ «Курчатовский институт»),
проф. *Кузаков К.А.*

Волновая функция, описывающая систему из N фермионов, обладает известным свойством антисимметрии, выражающимся в принципе Паули.

Единственно известным нам способом, когда антисимметрия учитывается в приложениях, является постулирование вида волновой функции в виде произведения или линейной комбинации произведений детерминантов Слэтера [1]. Разные варианты метода квантового Монте-Карло дают для бозонных систем точное решение в том смысле, что погрешность определяется только статистикой. Дополнительное приближение, связанное с использованием детерминантов Слэтера, вносит неконтролируемую погрешность, а также является очень неудобным для реализации методов Монте-Карло. Методы квантового Монте-Карло должны сходиться к точному решению уравнения Шредингера в случае, если позволяли бы интегрировать всю область определения волновой функции. Однако это не так по причине, что методы Монте-Карло не могут работать со знакопеременными функциями (проблема знака) [1].

Работа посвящена изучению узловых поверхностей волновой функции для фермионных систем и может рассматриваться в качестве развития идей в работе [2]. Пусть N^+ фермионов имеют значение проекции спина $+\frac{1}{2}$, а N^- имеют значение проекции спина $-\frac{1}{2}$, и $N = N^+ + N^-$.

Пронумеруем фермионы так, что для $i = \overline{1, N^+}$ они имеют спин $+\frac{1}{2}$, а для $i = \overline{N^+ + 1, N^+ + N^-}$ — $-\frac{1}{2}$, соответственно. Тогда имеется группа перестановок $G = G^+ \times G^-$ из $N^+!N^-!$ элементов, действующих на $3N$ -мерное фазовое пространство. Элемент, переставляющий i и j (причём оба индекса относятся либо к первым N^+ номерам, либо к последним N^-) вызывает перестановку координаты i -ой и j -ой частицы. Такая замена вызывает смену знака волновой функции.

Определение. Фундаментальной областью называется область $\Omega_1 \in R^{3N}$ со следующими свойствами:

$$\forall \mathbf{r} \in \Omega_1, \forall g \neq 1, g \in G : g(\mathbf{r}) \notin \Omega_1,$$

$$\forall \mathbf{r} \in R^{3N} \exists g \in G : g(\mathbf{r}) \in \overline{\Omega_1},$$

где под $\overline{\Omega_1}$ понимается замыкание области Ω_1 .

В силу свойств антисимметрии волновая функция N фермионов делит все пространство на $N^+!N^-!$ фундаментальных подобластей, в каждой из которых волновая функция знакопостоянна. Если бы было возможным однозначно определить фундаментальную область для любой электронной системы, то методы квантового Монте-Карло позволили бы решить такую задачу точно, поскольку в этой области функция знакопостоянна, а на границе ее задано условие, позволяющее однозначно найти решение. Мы предлагаем способы построения такой подобласти и,

применяя Курчатовскую версию метода квантового Монте-Карло [3], которая отличается от традиционных подходов использованием стационарной функции Грина уравнения Гельмгольца, демонстрируем соответствие полученных результатов экспериментальным данным и решению теоретических задач для некоторых простых фермионных систем. Похожие результаты были ранее получены для $1s2s\ ^3S\ He$ [4]. Мы обобщаем эти результаты и расширяем их на все фермионные системы с s -электронами. Предполагается, что такой подход может быть развит для волновой функции, описывающей любую фермионную систему.

Литература

1. W. M. C. Foulkes, L. Mitas, R. J. Needs and G. Rajagopal Quantum Monte Carlo simulations of solids // *Rev. Mod. Phys.* 73, 33-83 (2001).
2. D. M. Ceperley Fermion nodes // *J Stat Phys* 63, 1237-1267 (1991).
3. A. A. Danshin, M. I. Gurevich, V. A. Ilyin, A. A. Kovalishin and V. E. Velikhov The Extension of the Monte Carlo Method for Neutron Transfer Problems Calculating to the Problems of Quantum Mechanics // *Lobachevskii J Math* 39, 513-523 (2018).
4. Dario Bressanini and Peter J. Reynolds Unexpected Symmetry in the Nodal Structure of the He Atom // *Phys. Rev. Lett.* 95, 110201 (2005).

ДОЛГОЖИВУЩАЯ ВОЛНА БЛОХА В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ КРИСТАЛЛЕ

Проф. Боголюбов А.Н., мл.науч.сотр. Домбровская Ж.О., асп. Никитченко А.Д.

Для повышения быстродействия вычислительной техники требуется разработка элементной базы, основанной на новых физических принципах. В качестве одного из перспективных направлений в последние годы рассматривается использование интегральной фотоники.

Важнейшей характеристикой для устройств интегральной фотоники является время жизни связанного состояния. При этом требуется, чтобы оно было как можно более долгим. Связанные состояния в структурах интегральной фотоники можно создавать разными способами, используя разные физические явления. Целью работы было показать перспективность применения структур, основанных на использовании блоховских поверхностных волн (БПВ), создаваемых при прохождении излучения через фотонный кристалл [1, 2].

В [3] была зарегистрирована долгоживущая БПВ на поверхности одномерного фотонного кристалла, расположенного на границе раздела «воздух-SiO₂». Фотонный кристалл состоит из 7 пар слоев SiO₂ и Ta₂O₅

шириной 160 и 112 нм соответственно. Поверх последнего слоя Ta_2O_5 находится слой SiO_2 толщиной 260 нм.

В данной работе предложен метод количественной оценки времени жизни БПВ в описанной структуре с использованием пакета Comsol Multiphysics и найдена зависимость времени жизни БПВ от угла падения в описанной структуре. Зависимость времени жизни связанного состояния от угла падения приведена на рис. 1.

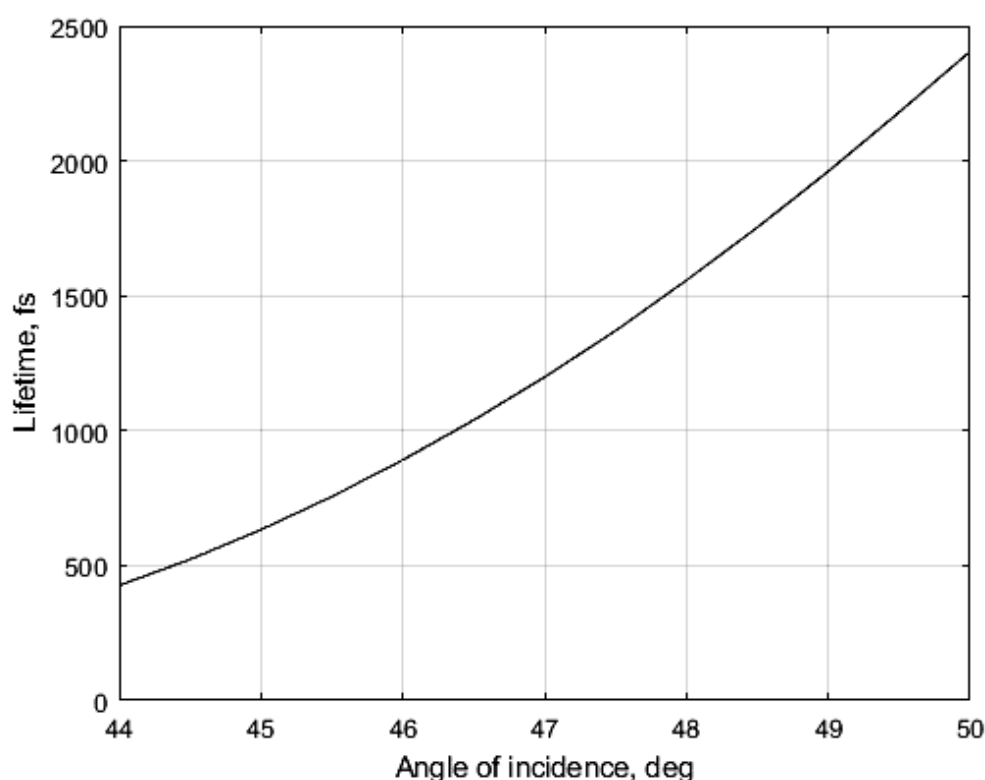


Рис. 1. Зависимость времени жизни связанного состояния от угла падения.

Такое большое время жизни показывает, что на основе подобных структур можно изготавливать перспективные устройства интегральной фотоники с хорошими характеристиками.

Литература

1. Yeh P., et al. "Optical surface waves in periodic layered media," Appl. Phys. Lett. 1978. V. 32
2. Robertson W.M., May M.S. "Surface electromagnetic wave excitation on one-dimensional photonic band-gap arrays" Appl. Phys. Lett. 1999. V. 74.
3. Popkova A.A. et al. "Ultrafast all-optical switching in the presence of Bloch surface waves" J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1461.

МОРФОЛОГИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ АНАЛИЗА ИНФРАЗВУКОВЫХ СИГНАЛОВ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Проф. Чуличков А.И., студ. Закиров М.Н., проф. Куличков С.Н.

Введение. Предложена математическая модель инфразвуковых сигналов, позволяющая отличать сигналы от импульсных источников от сигналов микробаромов, горных обвалов и др. В основу моделирования положены морфологические методы анализа изображений вейвлет-спектров сигналов. Участок спектра, соответствующий сигналу от некоторого источника, аппроксимируется кусочно-постоянным изображением, геометрическая форма областей одинаковой яркости которого определяет модель изображения спектров сигналов от разных источников. Показано, что для разных импульсных источников характерная форма этих областей сохраняется, и в то же время она существенно отличается от форм, характерных для вейвлет-спектров сигналов от других источников. Предложен морфологический метод поиска участков спектров сигналов, характерных для импульсных источников.

Вейвлет-спектры инфразвуковых сигналов. Вейвлет-преобразование применяется для анализа частотно-временных свойств сигналов, что позволяет использовать его для анализа речи, решения задач локализации участков акустических сигналов и их классификации. Вейвлет-спектры сигналов позволяют визуализировать частотно-временные особенности инфразвуковых сигналов: они представляют собой функции двух переменных, времени t , откладываемой по оси абсцисс, и частоты ω , откладываемой по оси ординат. Если значение $\xi(\omega, t)$ вейвлет-спектра отображать как яркость точки (ω, t) на ограниченной области R^2 , то изображение вейвлет-спектра сигнала от импульсного источника выйдет как яркое пятно характерной геометрической формы, не свойственной изображениям вейвлет-спектров сигналов от иных источников. Для создания формального правила узнавания сигналов импульсных источников воспользуемся методами морфологического анализа изображений, инвариантными к монотонным яркостным преобразованиям изображений вейвлет-спектров сигналов.

Морфологический подход к анализу изображений вейвлет-спектров сигналов.

Простейшим приемом моделирования формы изображений заданного источника является представление всех его изображений в виде кусочно-постоянной функции яркости $f(x) = \sum_{i=1}^n c_i(x) \chi_i(x)$, заданной на поле

зрения X , где $\chi_i(\cdot)$ есть индикатор множества A_i , $A_i A_j = \emptyset$, $\bigcup_{i=1, \dots, n} A_i = X$.

Инвариантом изменения условий регистрации считается разбиение $A_1, \dots, A_n$, а распределение яркости $f(x)$ на каждом из множеств A_i при изменении условий регистрации меняется в пределах, заданных моделью изображения. Так, для модели изображений с упорядоченными яркостями форма изображения $f(x)$ есть множество

$$V_f = \left\{ g(x) = \sum_{i=1}^n c_i \chi_i(x), x \in X_0, c_1 \leq c_1 \leq \dots \leq c_n, \gamma \in \Gamma \right\}. \quad (1)$$

Как правило, форма V_f задается таким образом, что для любого изображения $\xi(x)$ найдется изображение из V_f , наиболее близкое к $\xi(x)$; такое изображение называется проекцией $\xi(x)$ на V_f , обозначается $P_{V_f} \xi(x)$ и определяется как решение задачи

$$P_{V_f} \xi(x) = \arg \min \left\{ \int_X (g(x) - \xi(x))^2 dx \mid g(x) \in V_f \right\}. \quad (2)$$

Узнавание объекта по его изображению и выделение отличий по форме. Величина невязки $\rho(\xi) = \int_X (\xi(x) - P_{V_f} \xi(x))^2 dx$ дает представление о сходстве формы предъявленного изображения $\xi(x)$ с формой изображения f : чем меньше $\rho(\xi)$, тем выше сходство формы $\xi(x)$ с V_f . Однако если проекция $P_{V_f} \xi(x)$ вычисляется как решение задачи (2), то при $\xi(x) = \text{const}$ невязка $\rho(\xi)$ равна нулю. Тогда при использовании функционала $\rho(\xi)$ как меры сходства форм изображения $\xi(x)$ и V_f малоконтрастные изображения всегда будут давать сходство с формой любого кусочно-постоянного изображения. Поэтому в качестве меры похожести по форме используется отношение

$$t_f(\xi) = \frac{\int_X (\xi(x) - P_{V_f} \xi(x))^2 dx}{\int_X (E \xi(x) - P_{V_f} \xi(x))^2 dx}, \quad (3)$$

где $E\xi(x)$ – проекция $\xi(x)$ на множество изображений $\{f(x)=const\}$:

$$E\xi(x) = \frac{1}{S} \int_X \xi(x) dx, \quad S - \text{площадь поля зрения } X. \text{ Чем меньше значение } t_f(\xi),$$

тем больше изображение $\xi(x)$ по форме похоже на $f(x)$ и не похоже на константу. Действительно, если изображение $\xi(x)$ близко к константе, то знаменатель дроби (3) достаточно мал и сравним по величине с числителем. Если же изображение $\xi(x)$ не сложнее по форме, чем f , и отлично от константы, то дробь (3) равна нулю. Наконец, если g по форме не похожа на f и отлична от константы, то значения числителя и знаменателя имеют один и тот же порядок.

В силу того, что при вычислении проекций используется усреднение яркости предъявленного изображения, предложенный здесь метод узнавания изображений по форме оказывается устойчивым как к вариациям формы областей одинаковой яркости, так и к шумовым искажениям яркости изображений.

Воспользуемся устойчивостью методов морфологического анализа к вариациям геометрической формы областей одинаковой яркости и построим форму фрагмента изображения спектра сигнала от импульсного источника в виде (2).

Набор множеств одинаковой яркости определяет форму фрагмента изображения вейвлет-спектра импульсного сигнала, в центре фрагмента средняя яркость самая большая и постепенно спадает к краям, при этом рядом с яркой областью не наблюдается других ярких пятен. Для лучшего соответствия такой модели формы фрагмента с реальными участками изображения спектров взрыва следует задать эти множества с точностью до преобразований растяжений поля зрения. Параметры этих растяжений являются параметрами формы.

Обнаружение момента прихода инфразвукового сигнала от взрыва производится следующим образом.

1. Строится вейвлет-спектр инфразвукового сигнала как изображение, заданное на прямоугольной сетке, по горизонтали которой отложен параметр сдвига вейвлета по оси времени, по вертикали – центральная частота вейвлета, выбирается параметр $\gamma \in \Gamma$.
2. В каждый момент времени рассматривается участок вейвлет-спектра, соответствующий длительности сигнала от импульсного источника. На этом участке рассматривается фрагмент $\xi(x)$ вейвлет-спектра.
3. По заданному разбиению поля зрения изображения, задающему форму сигнала, вычисляется мера близости $t(\xi)$ рассматриваемого фрагмента сигнала $\xi(x)$ к форме спектра от взрыва по формуле (3), в которой проекция $P_V \xi(x)$ определена как решение задачи (2). Если величина $t_f(g)$ превышает заданный порог, взрыв обнаружен.

В докладе приводятся примеры, свидетельствующие об эффективности предложенного метода.

МЕТОД ОПТИЧЕСКИХ ПУТЕЙ ДЛЯ ЗАДАЧИ О НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ПЛОСКО-ПАРАЛЛЕЛЬНЫЙ РАССЕИВАТЕЛЬ

Науч. сотр. Белов А.А., мл. науч. сотр. Домбровская Ж.О.

1. Введение. Рассмотрим наклонное падение плоской электромагнитной волны частоты ω на набор из Q плоско-параллельных пластин общей толщиной a . Ось z направим перпендикулярно пластинам. Пластины могут быть как диэлектрическими, так и проводящими. Их показатель преломления может зависеть от координаты z . Обозначим координаты границ слоев через $\xi_1 \leq \xi_2 \leq \dots \leq \xi_{Q-1}$. Угол падения (то есть угол между волновым вектором падающей волны и нормалью к пластинам) равен α . Пусть объемные $J = 0$ и поверхностные $j = 0$ токи отсутствуют.

Напомним, что при наклонном падении возможны две поляризации волны. Волна называется s-поляризованной, если вектор E перпендикулярен плоскости, образованной волновыми векторами падающей и отраженной волн. Если вектор E лежит в указанной плоскости, то волна называется p-поляризованной.

Математическая постановка этой задачи включает уравнения Максвелла

$$\begin{aligned} \int_{\Gamma} H_q dl &= 4\pi c^{-1} \int_S (J_q + \sigma_q E_q) ds + c^{-1} (-i\omega) \int_S D_q ds, \quad D_q = \varepsilon_q E_q, \\ \int_{\Gamma} E_q dl &= -c^{-1} (-i\omega) \int_S B_q ds, \quad B_q = \mu_k H_q; \end{aligned} \quad (1)$$

условия сопряжения на границах раздела сред

$$\begin{aligned} e_z \times (E_q - E_{q-1}) &= 0, & e_z (D_q - D_{q-1}) &= 0, \\ e_z \times (H_q - H_{q-1}) &= 4\pi c^{-1} j_q, & e_z (B_q - B_{q-1}) &= 0; \end{aligned} \quad (2)$$

и условия излучения на границах расчетной области.

Описанная задача является двумерной. Она возникает, например, при расчетах формирования различных связанных состояний в рассеивателе (поверхностных волн Блоха, поверхностных либо таммовских плазмон-поляритонов, мод микрополостей, экситонов и др.). Традиционно для этой

задачи используют двумерные коды на основе метода конечных разностей или конечных элементов. Однако эти методы дают большую погрешность вблизи границ раздела сред и позволяют учитывать только приближенные модельные законы дисперсии среды. В результате зачастую они не могут обеспечить необходимую количественную точность.

В данной работе предлагается подход, позволяющий свести эту задачу к одномерной. Этот подход был назван **методом оптических путей**. Он сводится к интегрированию уравнений Максвелла вдоль направления распространения (лучевой траектории) падающей и преломленной волн, для которой нетрудно построить простое аналитическое представление. В задачах электродинамики такой подход ранее не применялся.

2. Метод оптических путей. В качестве пространственной координаты выберем направление распространения луча. Его нетрудно построить на основе законов отражения и преломления. В качестве неизвестных величин выберем амплитуды (не проекции) электрического и магнитного полей.

2.1. Граничные условия. Учет наклонного падения на отдельно взятую границу раздела сводится к модификации условий сопряжения (2) на границе. Для s-поляризации они имеют вид

$$E_1 = E_2, \quad H_1 \cos \alpha = H_2 \cos \beta \quad (3)$$

Здесь среда 1 расположена до границы раздела, а среда 2 — после, где, β — угол преломления. Для p-поляризации условия сопряжения записываются следующим образом:

$$H_1 = H_2, \quad E_1 \cos \alpha = E_2 \cos \beta \quad (4)$$

Если границ раздела несколько, то условия (3), (4) записываются на каждой из них.

Угол β вычисляется из закона преломления. Строго говоря, последний применим для прозрачных сред, у которых $\text{Im} n = 0$. Однако, при не слишком большом поглощении можно считать, что угол преломления определяется только $\text{Re} n = 0$, а величина $\text{Im} n$ на него практически не влияет. Расчеты модельных задач показывают, что это предположение справедливо до $\text{Im} n < 1$.

Чтобы учесть полное внутреннее отражение, введем чисто мнимое волновое число $k \rightarrow ik$, если $(n_1/n_2) \sin \alpha > 1$.

2.2. Эффективная толщина. Рассмотрим наклонное падение плоской волны на плоско-параллельную пластину (интерферометр Фабри-Перо). Как известно, разность фаз у волны, однократно прошедшей туда и

обратно через пластинку толщины h , и волны, отразившейся от наружной поверхности пластины, равна

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} 2hn \cos \beta \quad (5)$$

Чтобы обеспечить такую же разность фаз при нормальном падении на пластину, заменим ее толщину h на $h \cos \beta$. Тогда такая пластинка эффективной толщины будет давать такой же спектр отражения, что исходная пластинка при наклонном падении. При наличии нескольких пластин толщину каждой следует заменить на эффективную.

3. Численный метод. Из-за преломления на границах раздела сред амплитуды полей испытывают скачок (хотя тангенциальные и нормальные компоненты являются непрерывными). Для решения одномерных задач, полученных в рамках метода оптических путей, мы применяем предложенную недавно бикомпактную схему [...]. Ее шаблон включает только один шаг пространственной сетки, причем границы слоев выбираются в качестве узлов. В этой схеме впервые явно учтены условия сопряжения на границах раздела сред. Это обеспечивает полную консервативность схемы, в том числе в присутствии границ раздела. Бикомпактная схема позволяет проводить расчеты обобщенных решений с разрывом решения и его производной. При этом консервативность схемы обеспечивает сходимость к правильному обобщенному решению.

4. Верификация. Для верификации предложенного метода были проведены расчеты спектров отражения и прохождения ряда фотонных кристаллов. Точное решение этой задачи дают методы типа матриц рассеяния [2,3]. Приведем пример такого расчета.

Рассмотрим фотонный кристалл, состоящий из 7 пар слоев $\{\text{SiO}_2 — 130 \text{ нм}, \text{Ta}_2\text{O}_5 — 92 \text{ нм}\}$ [4]. Пусть на структуру падает плоская линейно поляризованная монохроматическая волна под углом 45 градусов.

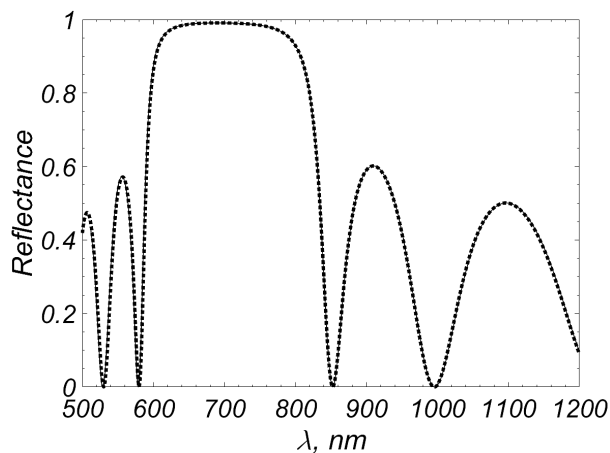


Рис. 1. Спектр отражения фотонного кристалла из работы [4], s-поляризованная волна. Сплошная линия – бикомпактная схема, пунктир – матричный метод.

Спектр отражения s-поляризованной волны, рассчитанный по методу оптических путей и бикомпактной схеме, приведен на рис. 1. Хорошо видна запрещенная зона в диапазоне длин волн 600-850 нм; в этом диапазоне для данного угла падения ФК является зеркалом. Слева и справа от запрещенной зоны видны минимумы отражения, которые соответствуют практически полному прохождению.

На этом рисунке также приведен спектр отражения, рассчитанный с помощью метода матриц рассеяния. Видно, что спектры, найденные разными методами, практически совпадают. Их расхождение не превышает 0.1%, что соответствует точности расчета по бикомпактной схеме. Это убедительно подтверждает правильность метода оптических путей. При этом разностные схемы на основе метода оптических путей применимы к существенно более широкому кругу задач, чем методы матриц рассеяния.

Литература

1. Белов А.А., Домбровская Ж.О. // ДАН. Математика, информатика, процессы управления. 492 (2020), 15-19.
2. Ruck G.T., Barrick D.E., Stewart W.D., Kirchbaum C.K. Radar Cross Section Handbook. Volumes 1 and 2. Plenum Press, New York, 1970.
3. Pascoe K.J. Reflectivity and Transmissivity through Layered Lossy Media: A User-Friendly Approach. Technical Report AFIT/EN-TR-01-07. Air Force Institute of Technology, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio, 2001.
4. B.I. Afinogenov, A.A. Popkova, V.O. Bessonov, A.A. Fedyanin. Measurements of the femtosecond relaxation dynamics of tamm plasmon-polaritons. Appl. Phys. Lett., 141:171107, 2016.

РЕДУКЦИЯ ВИДЕОДАНЫХ ПРИ ПЕРЕМЕЩЕНИЯХ ОБЪЕКТА ВДОЛЬ ОПТИЧЕСКИХ ОСЕЙ ВИДЕОДАТЧИКОВ

Мл..науч.сотр. Балакин Д.А., проф. Пытьев Ю.П.

Интеллектуальный анализ видеоданных основан на решениях задач поиска скрытых закономерностей в данных большого объема. Широко распространенным методом поиска скрытых закономерностей служат технологии искусственных нейронных сетей [1], но для их обучения требуется достаточно представительная выборка. Альтернативный подход основан на математической модели формирования данных.

В настоящем докладе извлекать информацию предлагается не из прецедентов, а на основе математической модели, связывающей искомую информацию с наблюдаемыми данными. Класс таких задач называют

задачами интерпретации данных. Нашу задачу будем решать математическими методами редукции измерения (ММРИ) [2, гл. 5, 6, 8].

В качестве иллюстрации ММРИ рассмотрим схему формирования видеоданных объекта исследования (ОБИ). Видеодатчики (их модели могут изменяться от кадра к кадру из-за изменения условий регистрации) регистрируют взаимодействовавший с ОБИ свет, их совокупность образует единый измерительный преобразователь (ИП). Обозначим f пространственное распределение интенсивностей света, падающего на видеодатчики, как элемент евклидова пространства $\mathcal{F}$, см. [2, п. 1 введения]. За один акт измерения ИП преобразует f в сигнал

$$\xi^{(i)} = A^{(i)} f + \nu^{(i)}, \quad i = 1, \dots, n, \quad (1)$$

называемый кадром, где $A^{(i)} : \mathcal{F} \rightarrow \mathcal{X}$ — оператор, моделирующий физические процессы регистрации i -го кадра ИП (далее $A^{(i)}$ обозначает моделируемый им ИП), определяющие преобразование f в сигнал $A^{(i)} f$, $\mathcal{X}$ — евклидово пространство значений результатов измерений отдельных кадров $\xi^{(i)}$ видеоданных, i — номер кадра, $\nu^{(i)}$ — шум регистрации i -го кадра, $i = 1, \dots, n$. Кадры видеоданных $\xi^{(1)}, \dots, \xi^{(n)}$ последовательно поступают на вход *вычислительного преобразователя* (ВП), на выходе ВП формируется последовательность вычисленных результатов редукции измерений.

Исследователь, задавая интересующую его характеристику ОБИ, определяет *идеальный ИП* как *оператор* $U : \mathcal{F} \rightarrow \mathcal{U}$. На вход идеального ИП U поступает тот же сигнал, что и на вход реального ИП, но на его выходе сигнал Uf равен интересующей характеристике ОБИ. В данном случае сигналом может быть распределение прозрачностей ОБИ, измеренное видеодатчиками, обладающими необходимым разрешением. ВП на основе последовательности кадров $\xi^{(1)}, \dots, \xi^{(n)}$ должен синтезировать последовательность наиболее точных оценок характеристики Uf , причем с учетом доступной дополнительной информации об ОБИ. Построение алгоритма, реализуемого ВП, образует *содержание задачи редукции как задачи нахождения операторов редукции* $R^{(i)} : \mathcal{X} \rightarrow \mathcal{U}$, для которых $R^{(i)}(\xi^{(1)T}, \dots, \xi^{(i)T})$ есть наиболее точная версия Uf [2, п. 3 введения] в смысле минимальности по f среднеквадратичной (с. к.) погрешности интерпретации. В [3] подобная задача редукции измерения решена в ситуации, когда $A^{(i)} = A$, случайные погрешности $\nu^{(i)}$ при разных i не коррелируют, их математические ожидания равны нулю, а ковариационные операторы одинаковы и равны Σ_ν . Для решения этой задачи использован собственный базис модели интерпретации измерения

[2, введение гл. 8 и §8.1]. Он использован для представления в собственном базисе модели информации о разреженности Uf (т. е. количество ненулевых компонент вектора Uf мало по сравнению с его размерностью).

В [3] предложены два способа дальнейшего понижения с. к. погрешности оценки. В первом методе оценка изображения ОБИ формируется путем выбора компонент в собственном базисе модели интерпретации измерений так, чтобы среднее значение квадрата нормы шума оценки не превышало значение, заданное априори, аналогично [2, §8.1]. Во втором методе оценка формируется выбором компонент результата линейной редукции путем проверки гипотез о равенстве компонент нулю и замены на нулевые тех ее компонент, для которых гипотеза не отвергается. Второй метод позволяет в ряде случаев получить более значительное подавление шума при меньшем искажении. Эти методы обобщены [4] на случай редукции измерений видеоданных объекта, произвольно или случайно поступательно перемещающегося в плоскости, перпендикулярной оптическим осям видеодатчиков.

В докладе рассмотрено обобщение задачи, в котором между регистрациями кадров объект произвольно перемещается вдоль оптических осей видеодатчиков, т. е. операторы $A^{(i)}$, вообще говоря, не равны при различных i , а заданы формулой

$$A^{(i)} = AF_i, \quad (2)$$

где F_i — априори неизвестный при $i \neq 1$ (предполагается, что $F_1 = I$) оператор дефокусировки i -го кадра. Перед обработкой очередного кадра предварительно оценивается степень дефокусировки. Аналогично [4] сравниваются четыре способа оценивания. В первом оценка смещения определена минимизацией различия обрабатываемого кадра $\xi^{(i)}$ и прогноза расфокусированного результата измерения объекта, соответствующего результату редукции измерений предыдущих кадров (как к замене истинного неизвестного значения интересующей характеристики). Во втором методе для уменьшения погрешности оценивания смещения, связанной с погрешностью ранее полученного результата редукции, вначале построена эмпирическая аппроксимация [5, §5.1] формы изображения объекта, формируемого системой видеодатчиков, формой мозаичного изображения, и для оценивания сдвига анализируется точность представления кадра смещенными элементами этой формы. В третьем методе для оценивания смещения минимизируется различие результата редукции только последнего измеренного кадра $R_*\xi^{(i)}$ и результата редукции предыдущих кадров. Наконец, в четвертом способе, аналогично второму, строится эмпирическая аппроксимация формы, но не

изображения объекта, а результата редукции только последнего измеренного кадра, аналогично третьему способу.

Перечисленные способы оценивания смещения допускают их использование с любым из трех указанных выше вариантов последующей редукции измеренного кадра. Поэтому в докладе рассмотрены различные сочетания методов оценивания дефокусировки и методов собственно редукции измеренного кадра.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-29-09044.

Литература

1. Sajjadi M. S. M., Vemulapalli R., Brown M. Frame-recurrent video super-resolution // Proc. IEEE Conf. on Computer Vision and Pattern Recognition (CVPR). 2018. P. 6626-6634.
2. Пытьев Ю. П. Методы математического моделирования измерительно-вычислительных систем. 3 изд. М.: Физматлит, 2012.
3. Balakin D. A., Pyt'ev Yu. P. Reduction of video data to the form typical for measurements of the research object by an ideal sensor based on the eigenbasis of the interpretation model // Pattern Recognition and Image Analysis. 2021. Vol. 31, № 4. P. 601-607.
4. Балакин Д. А., Пытьев Ю. П. Редукция измерений видеоданных произвольно перемещающегося объекта // Сборник тезисов докладов научной конференции «ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ». Секция физики. Апрель 2021. С. 206-208.
5. Пытьев Ю. П., Чуличков А. И. Методы морфологического анализа изображений. М., Физматлит, 2010.

МЕХАНИЗМЫ ДЕЙСТВИЙ ЧЕРНЫХ ДЫР

Ст. преп. *Терентьев Е.Н.*, проф. *Шугаев Ф.В.*,
lead developer *Shilin-Terentyev N.E.*, EPAM system, Moscow

У Черных Дыр (ЧД) сложная структура окружающих колец. Взаимодействие двух ЧД это механизмы взаимодействия окружающих их колец. Механизмы дополнительного раскручивания галактик, содержащих ЧД реализуются кольцами ЧД. Математический Микроскоп (ММ) позволил выявить-разрешить эти механизмы.

Основные понятия ММ

Дано: дискретное изображение $Y|_A$ и множество дискретных обратимых Диаграмм Направленностей (ДН) или Аппаратных Функций (АФ) $\{O\}$.

Мы не знаем ДН или АФ $A=[A_R, A_G, A_B]$, а множество дискретных обратимых АФ $\{O\}=\{R^{-1}\}$ есть наше представление или априорная

информация о том, как устроена неизвестная АФ A в данных дискретных измерений $Y|_A$.

Основная Задача ММ (ОЗММ): найти решение множества систем уравнений $Y|_A = \{O\} X$. Решение $Y|_A = \{O\} X$ удастся найти в условиях реализации Физического Принципа (ФП): в X выявляются отдельные изолированные объекты-точки (звезды) и достигается $\min \|R\|$ на $\{R\}$.

Решение ОЗММ состоит из двух частей: 1) - обратимая АФ $O = [O_R, O_G, O_B] \sim A$, 2) -сверх разрешённое изображение (SR) $X = RY$, $R = O^{-1}$ и реализация ФП.

ФП – основа “настройки” ММ на единственное решение X по данным $Y|_A$. В условиях модели с белым Гауссовским шумом v : $Y|_A = \{O\} X + v$, $\min \|R\|$ означает, что оценка решения $X = R Y|_A$ – имеет минимум дисперсии или максимальную точность, аналог известной теоремы Гаусса Маркова в математической статистике.

Анализ сталкивающихся галактик в рентгеновском и оптических диапазонах

Ниже мы применяем ММ к данным трех сталкивающихся галактик в рентгеновском и оптических диапазонах, взятых с Гарвардского сайта [2].

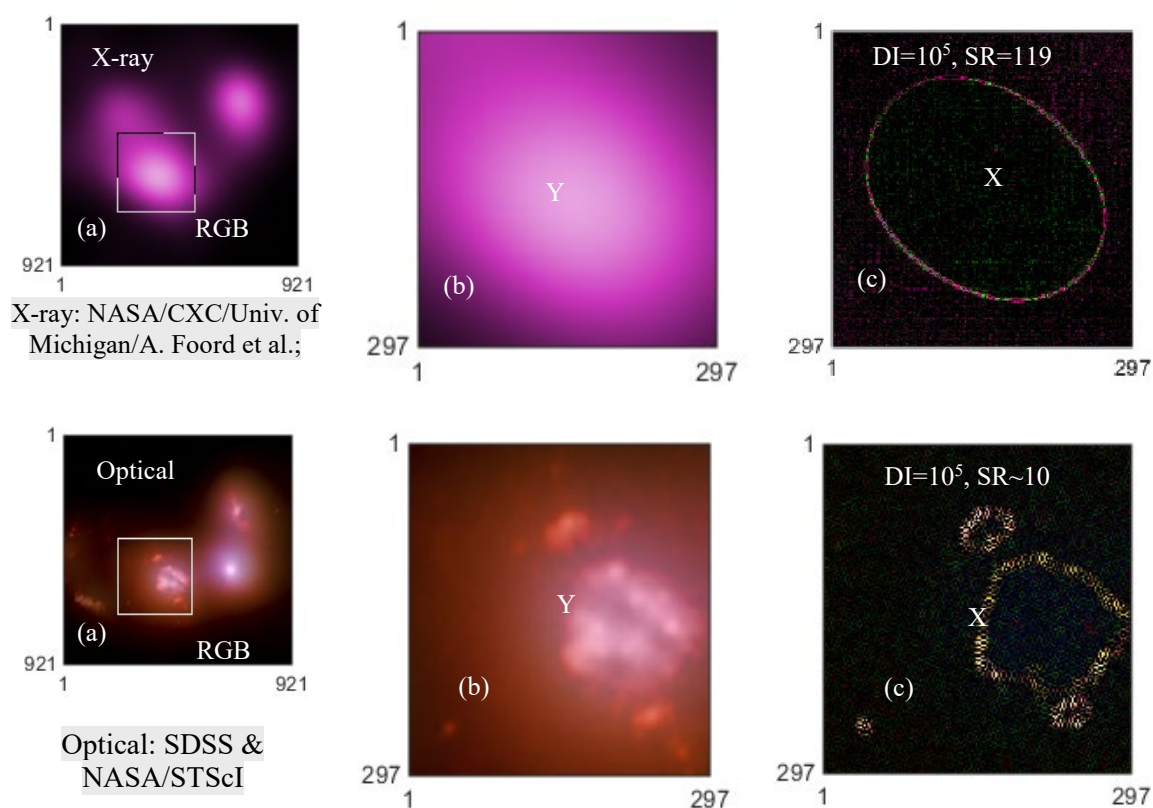


Рис. 1. Три сталкивающиеся галактики в рентгеновском и оптическом диапазонах- (a), фрагмент (b) и SR изображение (c).

Мы полагаем, что в тонких “кольцах” движутся сгустки релятивистского газа.

Изображения тех же трех сталкивающихся галактик с оптических телескопов.

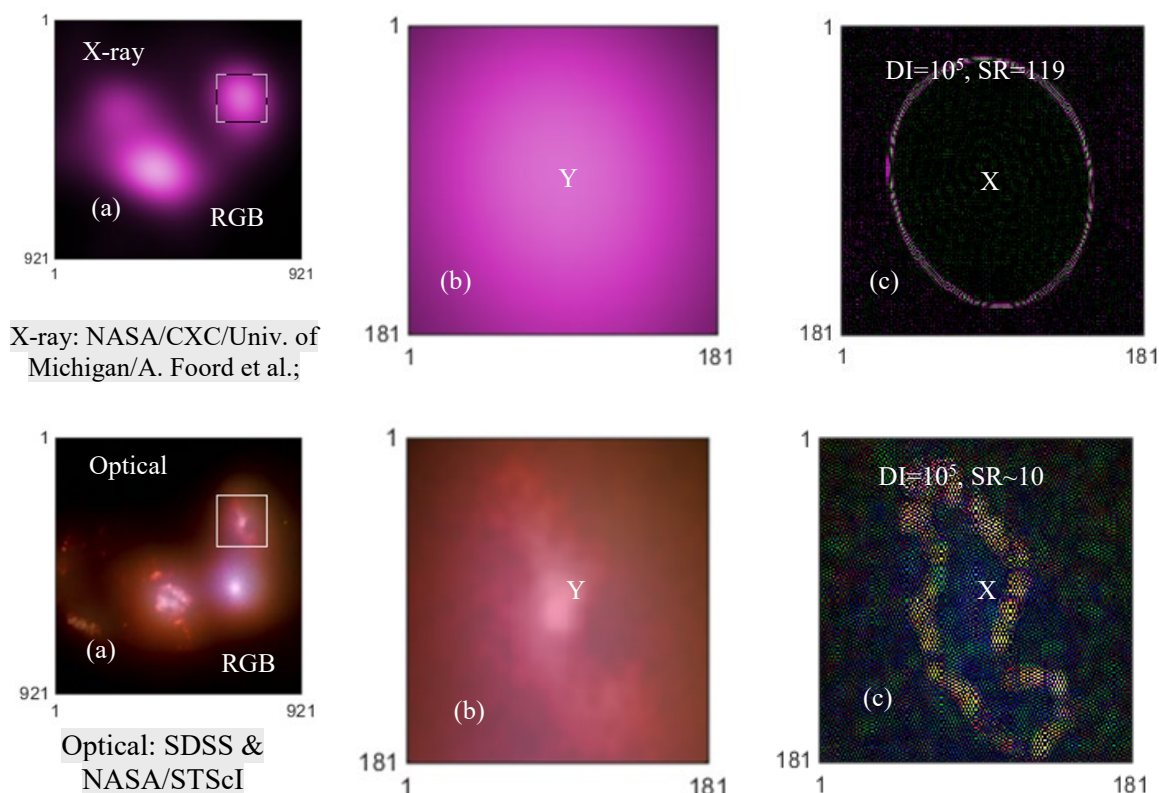


Рис. 2. Три сталкивающиеся галактики в рентгеновском и оптическом диапазонах- (a), фрагмент (b) и SR изображение (c).

По нашим данным мы наблюдаем две ЧД (в трех галактиках), о наличии которых говорят тонкие “кольца”, которые светят в рентгене только в двух галактиках.

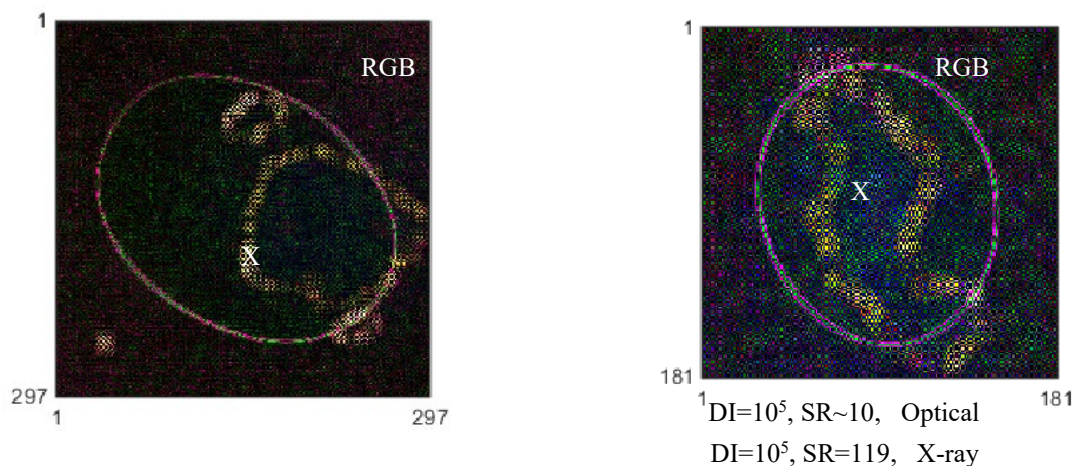


Рис. 3. SR RGB изображения с выходов ММ собраны вместе

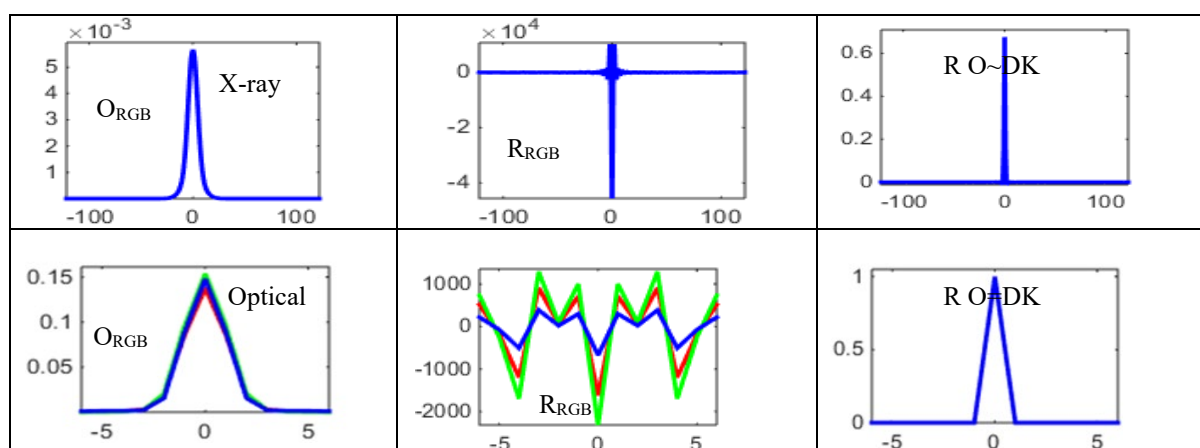


Рис. 4. Сечения АФ ММ в рентгеновском и оптическом диапазонах.

Обсуждение

В приведенных на рис. 3 примерах кольца релятивистского газа дополнительно “раскручивают” галактики. Таким образом ММ помог нам разглядеть релятивистские кольца, как механизм, осуществляющий дополнительную раскрутку галактик. Заметим, что таким образом рассуждения о темной материи становятся не нужными.

Заключение

Модификации методов ММ могут быть еще реализованы в электронной микроскопии, в новых радиолокационных технологиях, в радарх с синтезированной апертурной, КТ, МРТ томографии, телескопах и т.д. Хотелось бы применить ММ к данным обсерватории “Спектр РГ”.

Литература

1. Терентьев Е.Н. <https://orcid.org/0000-0003-1024-2575>
2. Chandra :: Photo Album :: Triple Galaxy Mergers :: January 14, 2021 (harvard.edu)

ИТОГИ ПОИСКОВ ЭКЗОПЛАНЕТ И ЦИВИЛИЗАЦИЙ 2 ТИПА

Ст. преп. *Терентьев Е.Н.*, проф. *Шугаев Ф.В.*,
lead developer *Shilin-Terentyev N.E.*, EPAM system

Мы не смогли с помощью Математического Микроскопа (ММ) [1] выявить-разрешить в созвездии Alfa Centauri A, B экзопланеты размером с Юпитер и Землю, но претенденты на экзопланеты размером с Меркурий и Луна нашлись. Мы выявили-разрешили в Proxima Centauri [2] почти квадратный объект с выступом, это совсем не похоже на экзопланету. Аналогичные проблемы возникли при анализе данных в большой короне

звезды Beta Ceti [3]. Мы предполагаем, что в этих двух случаях полученные данные логично связать с объектами Цивилизациями 2-го типа по Кардашеву Н.С. [4] или предполагать существование неизвестных форм жизни в других космических масштабах.

В докладе представляются итоги поиска объектов Цивилизаций 2-го типа.

Объекты Цивилизаций в Proxima Centauri

У нас в планах не было поиска внеземных цивилизаций, просто захотели увидеть экзопланеты Proxima Centauri b, c.

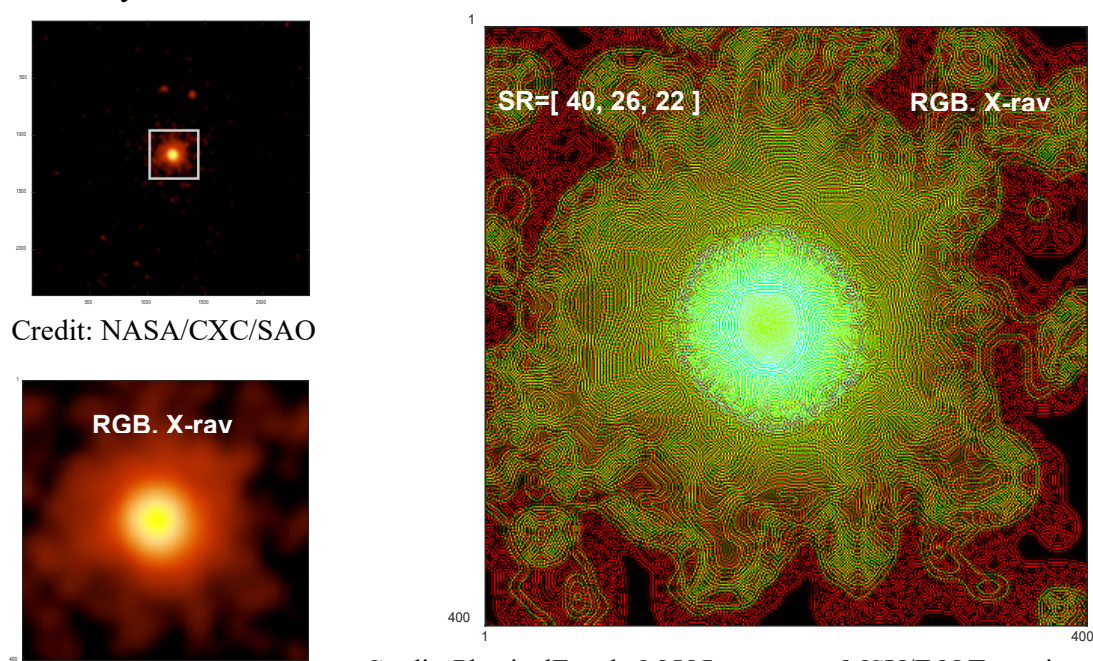


Рис. 1. Proxima Centauri – красный карлик, в короне откладываются “Яйца Дайсона”

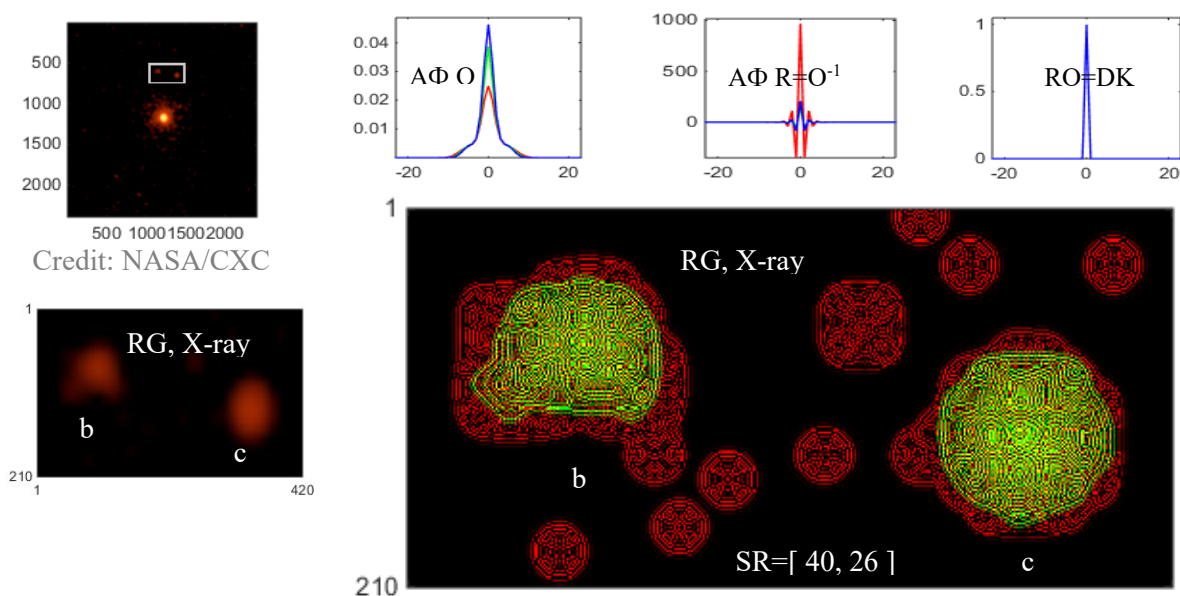
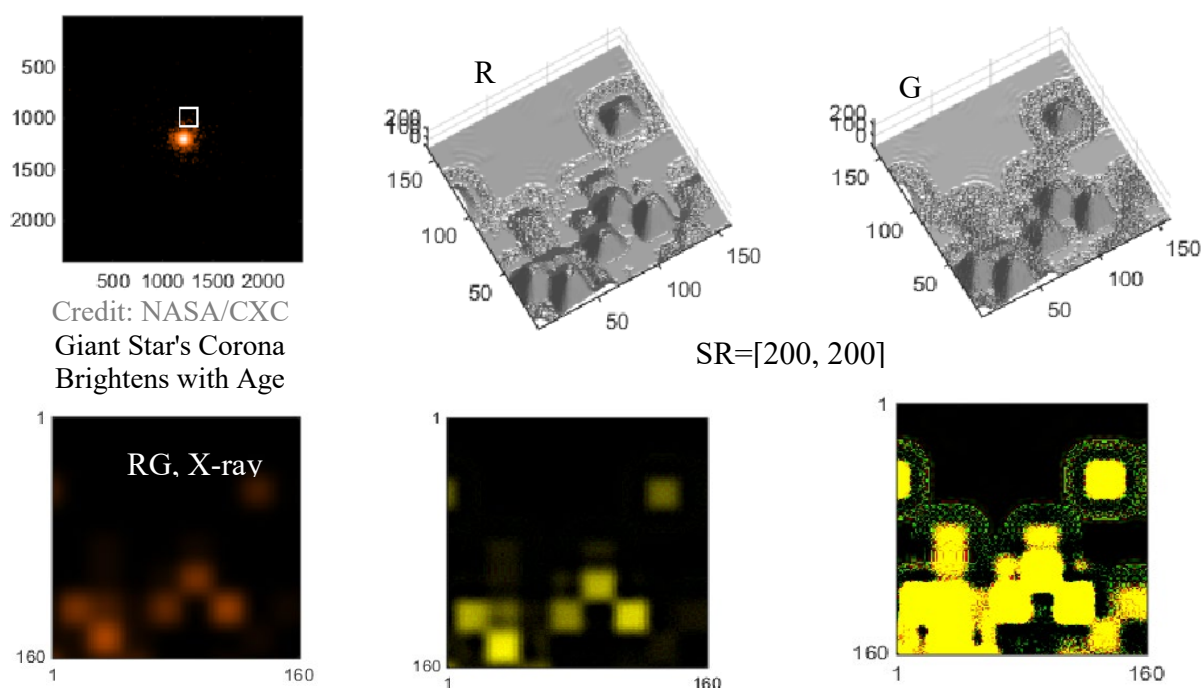


Рис. 2. Экзопланеты Proxima Centauri b, c “откладывают” Яйца Дайсона – типовые объекты

Объекты Цивилизации в короне звезды Beta Ceti



Credit: PhysicalFacultyM.V. LomonosovMSU/E.N.Terentiev et al.

Рис. 3. В короне звезды Beta Ceti размножаются “Клетки Дайсона” путем увеличения ядер и делением их пополам с последующим делением увеличенной клетки. Клетки Дайсона – типовые объекты.

Типовой объект Цивилизации в Proxima Centauri

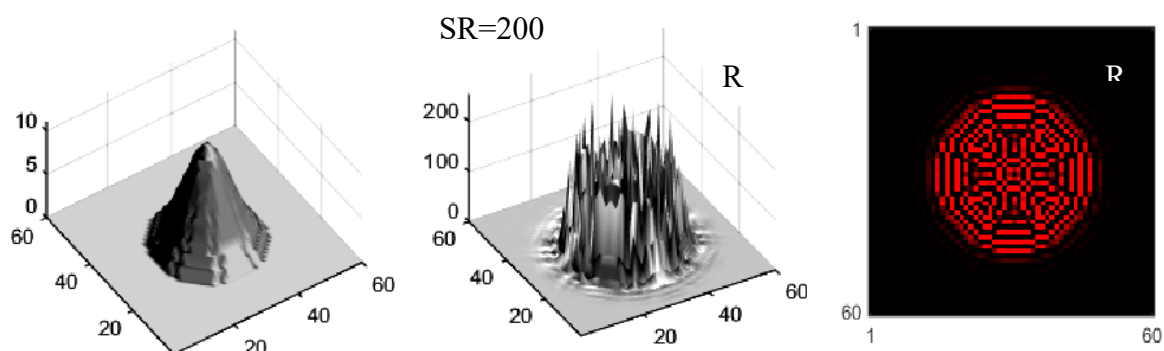


Рис. 4. Объекты “Яйца Дайсона” имеют одинаковый размер с Луну и у них изменяется внутренняя структура

Типовой объект Цивилизации в Beta Ceti

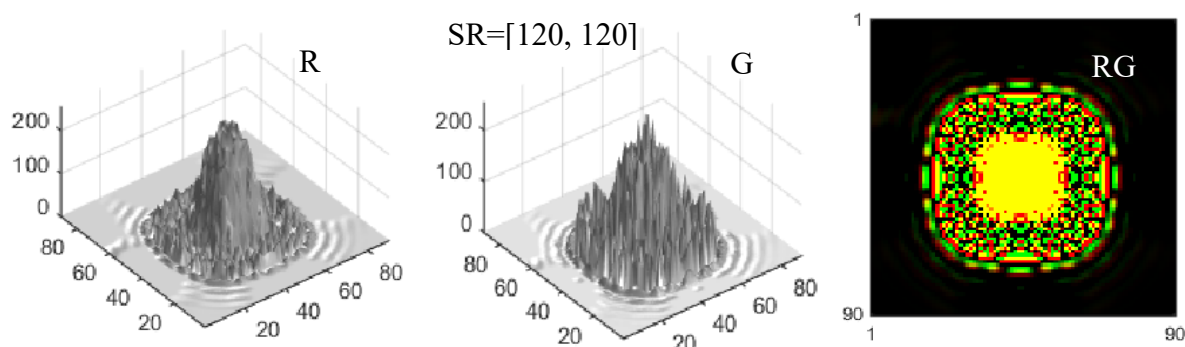


Рис. 5. Объекты имеют одинаковый размер примерно с 1.5 Юпитера с устойчивыми ядрами в своих клетках.

Обсуждение: ММ позволил впервые рассмотреть объекты предположительно Цивилизаций 2-го типа по Кардашеву Н.С. ММ работал по данным с Proxima Centauri - однобайтовой точностью и по данным с Beta Ceti — с двухбайтовой точностью. ММ реализовывал сверх разрешения SR в ситуациях с “обычным обращением” $DK=RO$ [1].

Выводы: конечно, требуется проверка, подтверждение полученных наших неожиданных итогов другими независимыми исследователями, чтобы их превратить в научные результаты.

Литература

1. Терентьев Е.Н. <https://orcid.org/0000-0003-1024-2575>
2. Photo Album :: Proxima Centauri :: 09 Nov 04 - Chandra
3. Chandra :: Photo Album :: Beta Ceti :: 30 Dec 04 (harvard.edu)
4. ru.wikipedia.org>Шкала Кардашева

СИНТЕЗ СИСТЕМЫ РОБАСТНОГО УПРАВЛЕНИЯ ПОЛОЖЕНИЕМ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ ПОСРЕДСТВОМ QFT И ЕЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НА СТЕНДЕ РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ

Проф. Митришкин Ю.В., студ. Иванова С.Л.

В современных токамаках плазму вытягивают магнитными полями по вертикали для повышения давления, что приводит к вертикальной неустойчивости плазмы. По этой причине для стабилизации вертикального положения плазмы необходимы системы управления с обратной связью. В работе решена задача разработки робастного регулятора методом количественной теории обратной связи (Quantitative Feedback Theory – QFT) [1] для управления вертикальным положением плазмы в токамаке Т-

15МД [2] посредством обмотки горизонтального управляющего поля (ОГУП). На рис. 1 показана структурная схема системы управления вертикальным положением плазмы ('s'- переменная Лапласа), где индуктивность и сопротивление ОГУП $L = 0,0042$ Гн, $R = 0,09$ Ом, коэффициент усиления и постоянная времени $K_c = \frac{1}{R} = 11,11$ Ом⁻¹, $T_c = \frac{L}{R} = 46,7$ мс. В модели плазмы использована постоянная времени $T_p = 20,8$ мс и коэффициент усиления $K_p = 1,78$ см/кА [3].

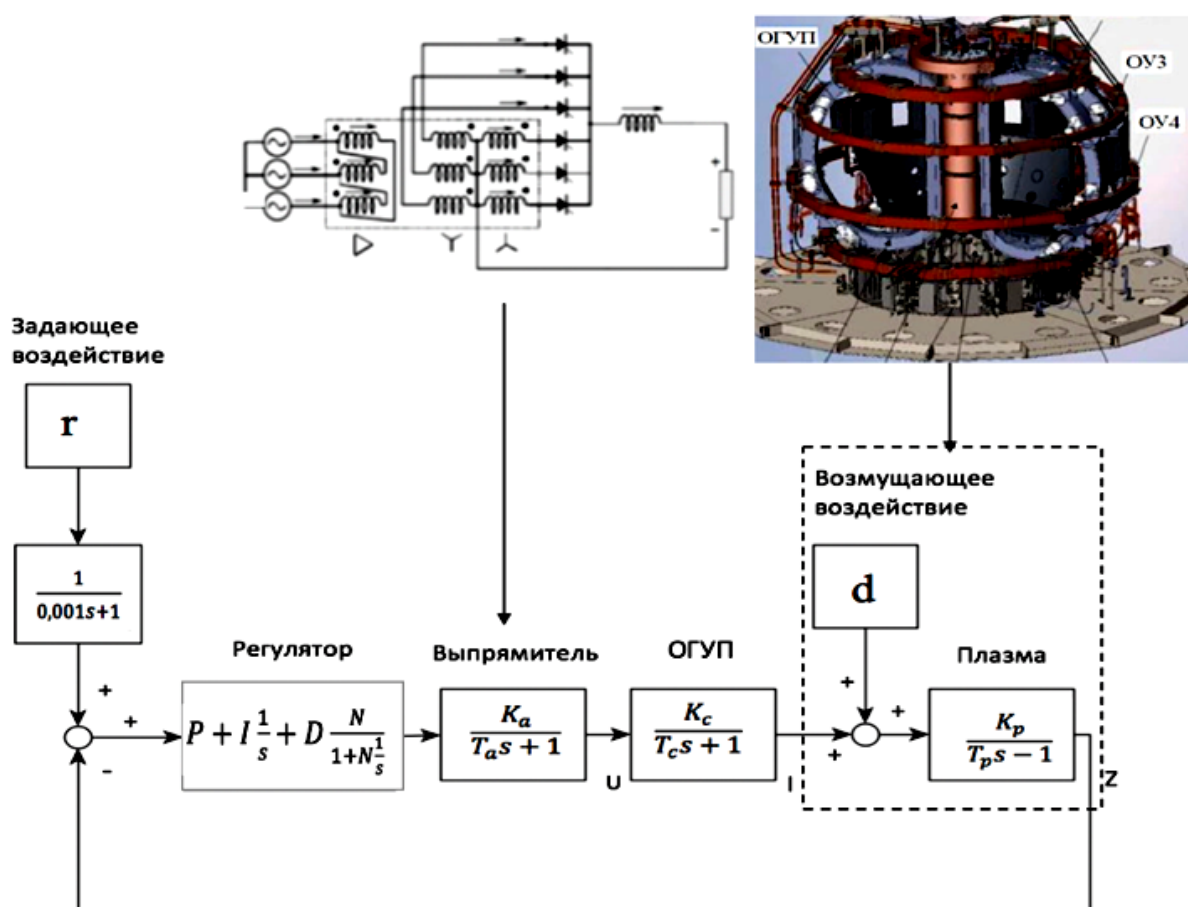
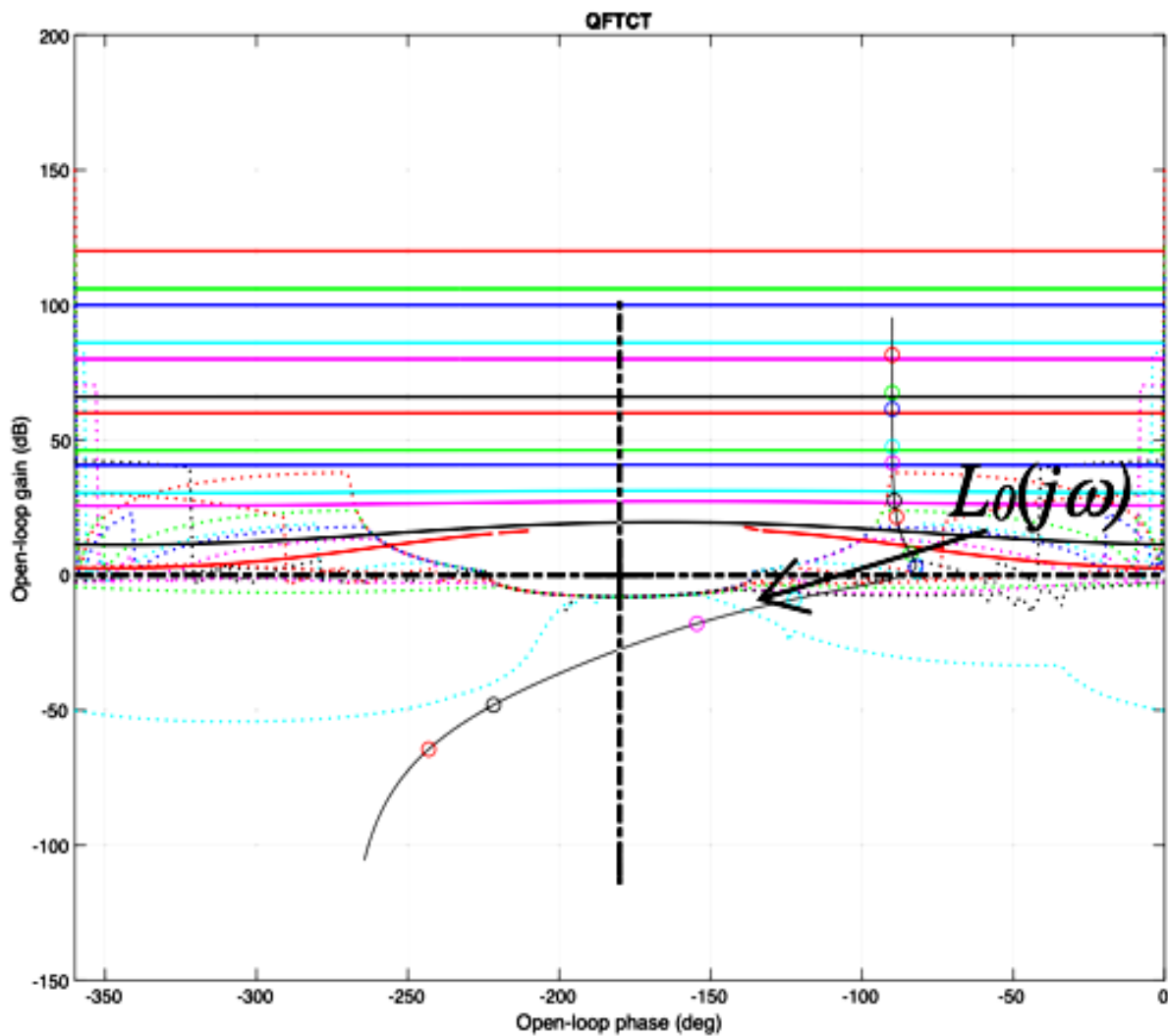
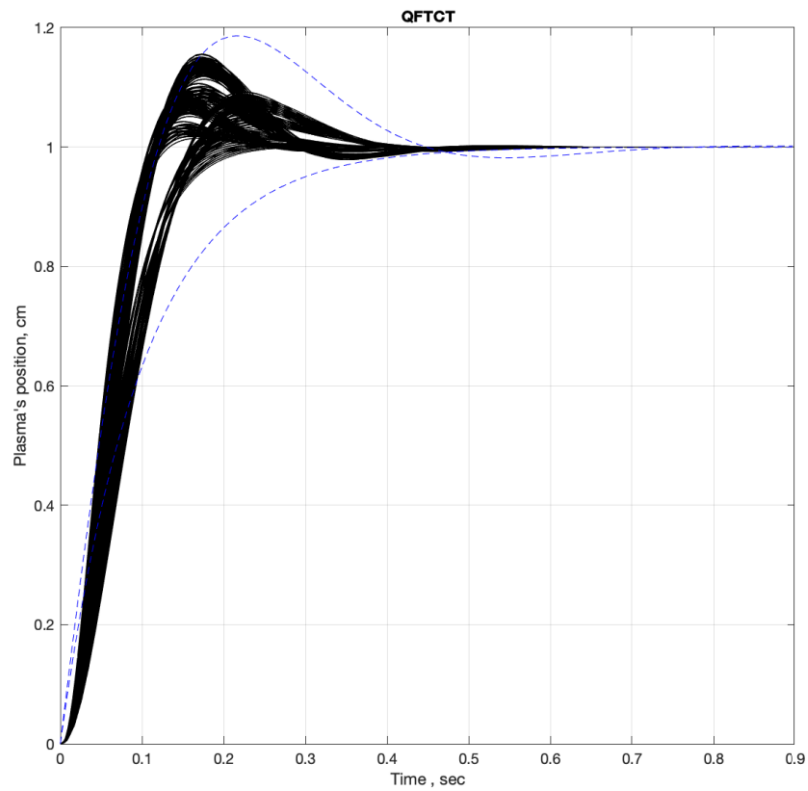


Рис. 1. Структурная схема системы управления вертикальным положением плазмы в токамаке Т15-МД.

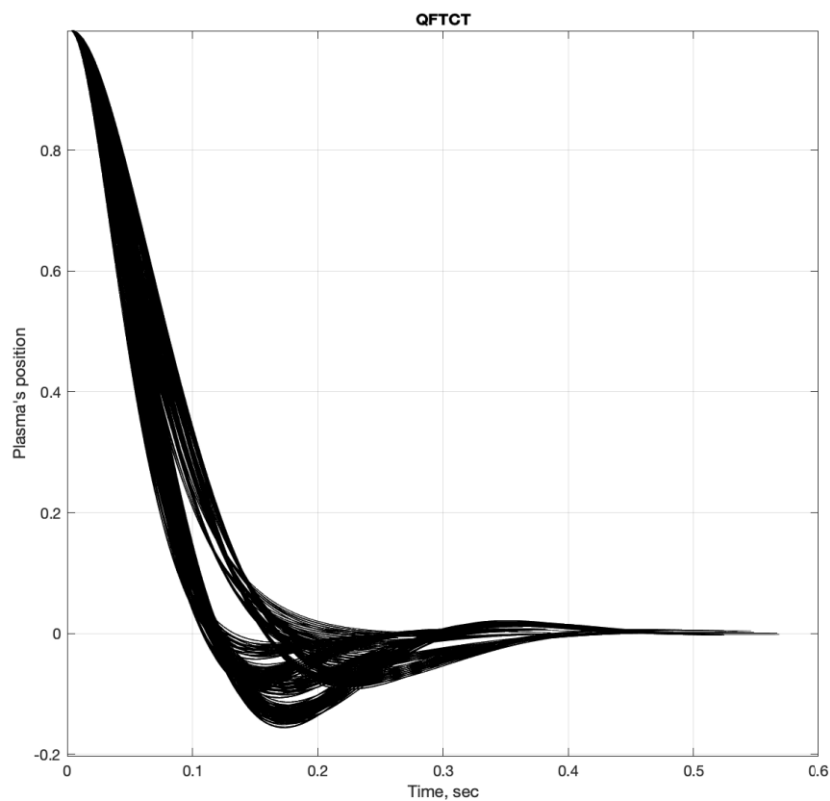
Теория QFT применяет построение характеристик, называемых QFT-границами, на диаграмме Николса: линии постоянного модуля и постоянной фазы замкнутой системы, изображенные в координатах амплитуда-фаза. Характеристики строятся для разных параметров системы, т.е. содержат всю информацию неопределенной модели, что позволяет использовать только номинальную передаточную функцию разомкнутой системы $L_0(j\omega)$ (рис. 2а). Если $L_0(j\omega)$ лежит выше границ пунктирной линии и ниже границ сплошной линии (границы с

минимальной и максимальной амплитудой для $L_0(j\omega)$ на каждой частоте), значит система с робастным регулятором удовлетворяет всем заданным ограничениям. Используя заданные границы и диаграмму Николса (рис. 2а), был синтезирован робастный ПИД-регулятор: $P = 39$, $I = 563$, $D = 1,38$, $N = 12291$. Система управления с данным регулятором не имеет статическую ошибку, время установления переходного процесса около 300 мс (рис. 2б), подавляет внешнее возмущение также за 300 мс (рис. 2в).





б



в

Рис. 2. а) Границы на диаграмме Николса и $L_0(j\omega)$ б) Переходные функции замкнутой системы для разных параметров звеньев модели объекта в) Переходные функции замкнутой системы при подаче внешнего воздействия для разных параметров звеньев модели объекта.

Полученная система управления была переведена в дискретное время с шагом дискретизации 100 мкс методом аппроксимации нулевого порядка, где пропорциональные звенья сохраняются, а интегрирующие

звенья $\frac{1}{s}$ заменяются на $\frac{\Delta t}{1-z}$, Δt – шаг дискретизации: неустойчивая модель плазмы $P = \frac{8,578e-088}{z-1,0052}$, модель многофазного тиристорного выпрямителя $R = \frac{59,7}{z-0,9702}$ и модель ОГУП $C = \frac{0,02378}{z-0,9979}$. Таким образом, дискретная передаточная функция от задающего воздействия до выходного сигнала Z имеет вид:

$$\frac{1,414e-05 z^2 - 2,828e-05 z + 1,414e-05}{z^5 - 4,963 z^4 + 9,852 z^3 - 9,778 z^2 + 4,852 z - 0,9631}$$

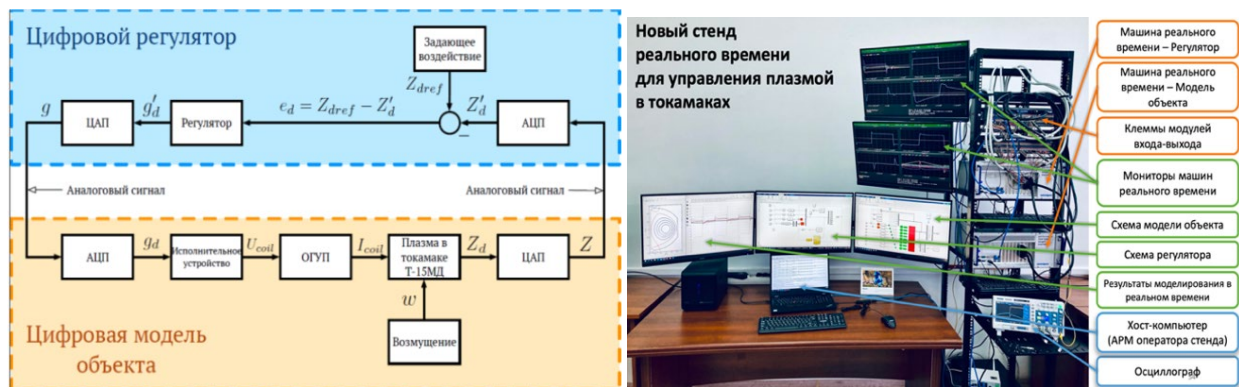


Рис. 3. а) Структурная схема системы управления вертикальным положением плазмы в токамаке Т15-МД на стенде реального времени б) Стенд реального времени для моделирования систем управления плазмой в токамаках в ИПУ РАН.

Затем данная система была протестирована на стенде реального времени Speedgoat под операционной системой SimulinkRT. Машины реального времени, выступающие в качестве регулятора и модели объекта, обеспечивают максимально быстрый переход от моделирования систем управления в MATLAB Simulink к тестированию в реальном времени с использованием аппаратного обеспечения. Связанные обратной связью цифровой регулятор и цифровая модель объекта передают друг другу аналоговые сигналы, преобразованные с помощью ЦАП и АЦП (рис. 3а). Напряжение на входе-выходе аналоговых модулей должно быть в диапазоне $\pm 10\text{В}$.

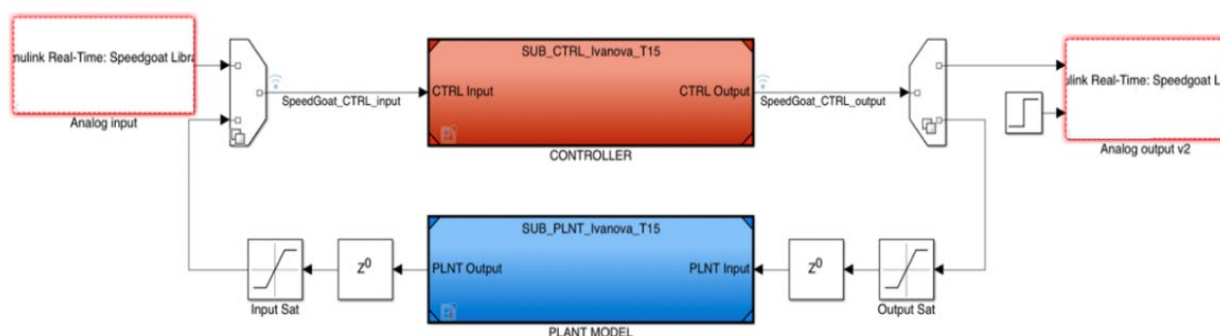


Рис. 4. Simulink-схема системы управления положением плазмы для моделирования в реальном времени на машине Speedgoat.

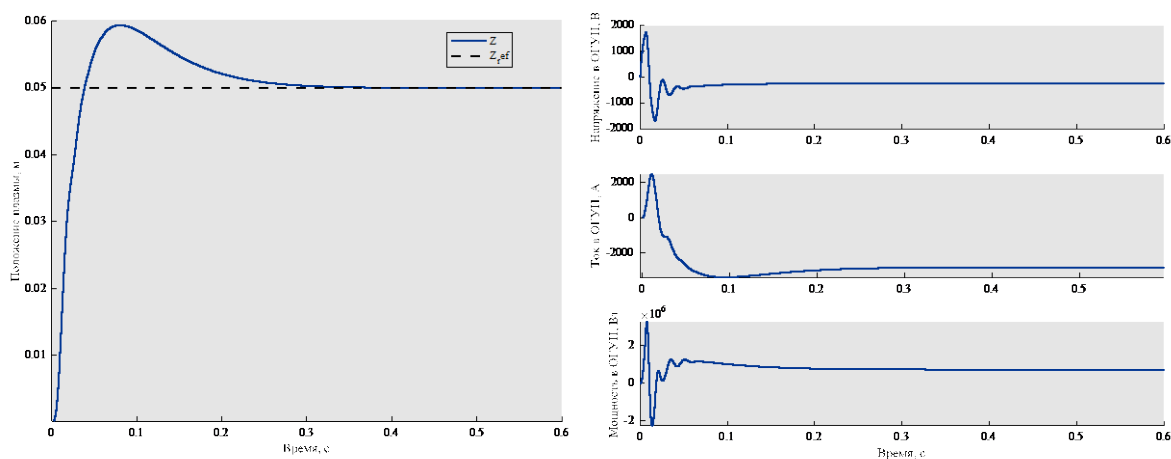


Рис. 5. а) Переходная функция при подаче на систему управления ступенчатого воздействия 5 см в режиме реального времени б) Графики изменения напряжения, тока и мощности в ОГУП при подаче ступенчатого воздействия 5 см в режиме реального времени.

Быстродействие в системах реального времени определяется временем, необходимым для расчета задания (TET – task execution time), оно складывается из двух компонентов: времени, затрачиваемого на расчет моделей составляющих токамака и алгоритмов управления, и времени, которое затрачивается на опрос модулей входа-выхода. Для полученной системы управления $TET \approx 0,146$ мкс. Для нормальной работы систем реального времени необходимо, чтобы TET был не больше, чем величина временного шага в численном решателе разностных уравнений, для нашего случая – 100 мкс. Работа системы управления в реальном времени показана на рис. 5а, б.

Работа поддержана грантом РФФ № 21-79-20180.

Литература

1. M. Garcia-Sanz. Robust Control Engineering. Practical QFT solutions. Taylor Francis Group, 2017.

2. Y.V. Mitrishkin, E.A. Pavlova, E.A. Kuznetsov, K.I. Gaydamaka. Continuous, saturation, and discontinuous tokamak plasma vertical position control systems, Fusion Engineering and Design, Elsevier, vol. 108, pp. 35-47, 2016.

ИНФОРМАЦИОННЫЕ ПРОСТРАНСТВА И ЭФФЕКТИВНОЕ НАКОПЛЕНИЕ ИНФОРМАЦИИ В ЗАДАЧЕ КАЛИБРОВКИ

Проф. Голубцов П.В.

Определяются и исследуются информационные пространства, возникающие в задаче калибровки измерительной системы. Информацию о модели измерения предлагается представлять элементом соответствующего информационного пространства, наделенного определенной алгебраической структурой. В терминах этой структуры оказывается возможным единообразно описывать последовательное «накопление» информации и «объединение» информации, полученной из разных источников. При этом многие интуитивно ожидаемые свойства самого понятия «информация» получают адекватное математическое отражение в терминах свойств информационного пространства.

Рассмотрим схему линейного измерения вектора $x \in \mathcal{D}$ вида

$$y = Ax + v,$$

где $y \in \mathcal{R}$ – результат измерения, $A: \mathcal{D} \rightarrow \mathcal{R}$ – линейный оператор и $v \in \mathcal{R}$ – случайный вектор шума с нулевым средним $Ev = 0$ и ковариационным оператором $S > 0$. Также предположим, что имеется априорная информация о векторе x , определяемая его априорным средним $Ex = x_0$ и ковариационным оператором $F > 0$.

Если линейное отображение A известно неточно, то согласно [1], оптимальная линейная оценка $\hat{x}$ вектора x может быть представлена в виде

$$\hat{x} = (A_0^*(S + J)^{-1}A_0 + F^{-1})^{-1}(A_0^*(S + J)^{-1}y + F^{-1}x_0),$$

где операторы $A_0 = EA$ и $J = E(A - A_0)\bar{F}(A - A_0)^*$ описывают информацию об операторе A . Здесь $\bar{F}: \mathcal{D} \rightarrow \mathcal{D}$ – нецентральный оператор второго момента случайного вектора x , $\bar{F} = F + x_0x_0^*$. Для простоты рассуждений мы будем отождествлять операторы с их матрицами в фиксированных ортонормированных базисах.

Точность оценки $\hat{x}$ описывается ковариационным оператором вектора $\hat{x} - x$:

$$Q = (A_0^*(S + J)^{-1}A_0 + F^{-1})^{-1}.$$

В случае, когда информация об операторе A изначально отсутствует, она может быть извлечена из результатов калибровочных измерений [2] известных сигналов φ_i :

$$\psi_i = A\varphi_i + \mu_i, \quad i = 1, \dots, k.$$

Здесь $\varphi_i \in \mathcal{D}$ – известные калибровочные сигналы, $\psi_i \in \mathcal{R}$ – наблюдаемые результаты калибровочных измерений, $\mu_i \in \mathcal{R}$ – независимые случайные векторы погрешности, имеющие то же распределение, что и вектор v , т.е. нулевое среднее $Ev = 0$ и ковариационный оператор $S > 0$.

Последовательность пар векторов $(\varphi_1, \psi_1), \dots, (\varphi_k, \psi_k)$ образует набор калибровочных данных. Пусть $\dim \mathcal{D} = m$ и $\dim \mathcal{R} = n$. Объем калибровочных данных составляет $(m + n)k$ и неограниченно растет при росте числа калибровочных измерений. Однако, оказывается, вся информация, содержащаяся в калибровочных данных, может быть представлена парой линейных отображений вида

$$G = \sum_{i=1}^k \psi_i \varphi_i^*, \quad H = \sum_{i=1}^k \varphi_i \varphi_i^*.$$

Будем говорить, что пара (G, H) представляет каноническую калибровочную информацию для набора калибровочных данных $(\varphi_1, \psi_1), \dots, (\varphi_k, \psi_k)$. Множество всех таких пар $\mathfrak{Z}$ назовем калибровочным информационным пространством. Поскольку матрицы G и H имеют фиксированные размеры $n \times m$ и $m \times m$, то каноническая калибровочная информация занимает фиксированный объем, не зависящий от количества калибровочных измерений. Более того, две такие пары (G_1, H_1) и (G_2, H_2) получены из двух наборов калибровочных данных то объединенный набор будет представляться парой $(G_1, H_1) \oplus (G_2, H_2) = (G_1 + G_2, H_1 + H_2)$. Очевидно, любой набор калибровочных данных может быть представлен такой парой, при этом отсутствие данных представляется парой $0 = (0, 0)$.

Несложно убедиться, что $(\mathfrak{I}, \oplus, \mathbf{0})$ является коммутативным моноидом со свойством сокращения, т.е., для любых $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c} \in \mathfrak{I}$:

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

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

Каноническая калибровочная информация позволяет получить информацию об операторе A :

$$A_0 = GH^{-1}, \quad J = \text{tr}(H^{-1}\bar{F}) \cdot S.$$

Отметим, что неточность информации об операторе A проявляется не только в использовании приближенного значения A_0 вместо точного A , но и в эффективном увеличении «шума» измерения: $\bar{S} = J + S = (\text{tr}(H^{-1}\bar{F}) + 1)S$ вместо S .

При достаточно общих условиях, при неограниченном накоплении калибровочной информации (т.е. при $k \rightarrow \infty$) $A_0 \rightarrow A$, $J \rightarrow \mathbf{0}$ и погрешность оценки $Q \rightarrow (A^*S^{-1}A + F^{-1})^{-1}$, а именно, к погрешности, отвечающей точно заданной модели измерения.

Для дальнейшего повышения точности оценки рассмотрим возможность многократных измерений неизвестного вектора $\mathbf{x}$:

$$y_j = A\mathbf{x} + v_j, \quad j = 1, \dots, r.$$

Оказывается, такое r -кратное измерение эквивалентно однократному измерению вида $\bar{y} = A\mathbf{x} + \bar{v}$,

где $\bar{y} = \frac{1}{r} \sum_{j=1}^r y_j$ и $\bar{v} \in \mathcal{R}$ – случайный вектор шума с ковариационным оператором $\frac{1}{r}S$.

Таким образом, при наличии k калибровочных измерений и r повторных измерений неизвестного вектора оценка и ее погрешность определяются формулами

$$Q = \left(A_0^* \bar{S}^{-1} A_0 + F^{-1} \right)^{-1}, \quad \hat{\mathbf{x}} = Q \left(A_0^* \bar{S}^{-1} \bar{y} + F^{-1} \mathbf{x}_0 \right),$$

где $\bar{S} = J + S = \left(\text{tr}(H^{-1}\bar{F}) + \frac{1}{r} \right) S$.

Предположим, что калибровочные сигналы выбираются случайным образом из некоторого распределения со вторым моментом $\tilde{F}$. Тогда $\frac{1}{k}H = \frac{1}{k}\sum_{i=1}^k \varphi_i \varphi_i^* \rightarrow \tilde{F}$ при $k \rightarrow \infty$ и при достаточно большом числе калибровочных измерений $H \approx k\tilde{F}$ и $\text{tr}(H^{-1}\bar{F}) \approx \frac{\mu}{k}$, где $\mu = \text{tr}(\tilde{F}^{-1}\bar{F})$. Заметим, что если калибровочные сигналы выбираются из того же «ансамбля», что и неизвестный вектор x , то $\tilde{F} = \bar{F}$ и $\mu = m$ – размерность оцениваемого вектора x . Таким образом, $\bar{S} \approx \left(\frac{\mu}{k} + \frac{1}{r}\right)S \rightarrow 0$ при одновременном увеличении как калибровочных, так и повторных измерений, $k, r \rightarrow \infty$. При этом, если оператор A невырожден, т.е. $\ker A = \{0\}$, то и $Q \rightarrow 0$. Иными словами, путем увеличения как калибровочных, так и повторных измерений, погрешность оценивания может быть сделана сколь угодно малой. Вклады в погрешность оценивания, определяемые неточностью калибровочной информации об A и погрешностью многократных измерений становятся сравнимыми если $\frac{\mu}{k} \approx \frac{1}{r}$ или $k \approx \mu r$.

Заметим, что в рассмотренной схеме калибровки и повторения измерений производится накопление информации из данных двух сортов: калибровочных данных $(\varphi_1, \psi_1), \dots, (\varphi_k, \psi_k)$ и данных многократных измерений $y_1, \dots, y_r$. Как было показано выше, все калибровочные данные могут быть эффективно представлены канонической калибровочной информацией (G, H) . Аналогично, поскольку из данных $y_1, \dots, y_r$ нам требуется лишь их среднее, удобно накапливать каноническую измерительную информацию в виде (r, u) , где $u = \sum_{j=1}^r y_j$. Тогда $\bar{y} = \frac{u}{r}$. Пары вида (r, u) образуют информационное пространство со свойствами аналогичными свойствам калибровочного информационного пространства. Рис. 1 демонстрирует накопление и взаимодействие канонической информации двух сортов.

Как показано в [3] построение адекватных информационных пространств позволяет эффективно распараллеливать процесс накопления информации используя модель распределенного анализа данных MapReduce [4] и организовать эффективную обработку без необходимости накопления и хранения самих исходных данных.

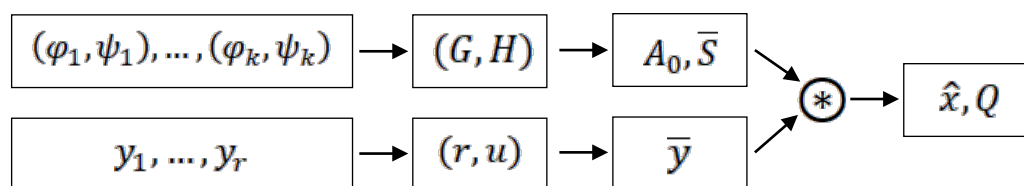


Рис. 1 Накопление и взаимодействие канонической информации двух сортов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 19-29-09044.

Литература

1. Пытьев Ю. П. Методы математического моделирования измерительно-вычислительных систем. – М.: Физматлит, 2012. – 428 с.
2. Голубцов П.В., Пытьев Ю.П., Чуличков А.И. Построение оператора редукции по тестовым измерениям. Дискретные системы обработки информации. Устинов: изд. Удмуртского государственного университета, 1986. – с. 68-71.
3. Голубцов П.В. Понятие информации в контексте задач обработки больших данных // НТИ Сер. 2. Информационные процессы и системы. – 2017. №1, – с. 31–36.
4. Dean, J., Ghemawat, S. Mapreduce: simplified data processing on large clusters // Communications of the ACM – 2008. 51, № 1, – P. 107-113.

Подсекция:
МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

Сопредседатели
академик В.Я. Панченко, профессор А.П. Черняев,
доцент А.М. Макуренков

ЛОКАЛЬНАЯ ЯМР СПЕКТРОСКОПИЯ В МУЛЬТИЯДЕРНОЙ МРТ

Проф. Пирогов Ю.А.

1. Введение.

Локальная ЯМР спектроскопия представляет собой комбинацию спектроскопических измерений с локализацией области интереса с помощью магнитно-резонансной томографии. Ситуация заключается в следующем: посредством градиентных магнитных полей фиксируется положение наблюдаемого участка исследуемого объекта и затем проводится спектроскопическое исследование молекулярной структуры данного вокселя за счет сканирования частоты зондирующего радиосигнала. Особым достоинством локальной ЯМР спектроскопии является возможность неинвазивно (в отличие от биопсии) в режиме *in vivo* установить молекулярный состав живой ткани в выделенном вокселе. Таким образом, локальная спектроскопия ЯМР позволяет дополнить морфологическую карту объекта столь же детальной картой его молекулярного содержания. Метод локальной ЯМР спектроскопии не заменяет способы биопсии с хирургическим забором образца живой ткани и последующего биохимического анализа, однако является исключительно перспективным скрининговым приемом, дающим представление о биофизической природе ткани в области интереса и определяющим пути окончательной диагностической стратегии. Это особенно важно в тех случаях, когда та или иная патология, например, опухолевое новообразование располагается в недоступных для биопсии областях живого организма, скажем, внутри головного мозга, куда биопсийная игла может добраться, лишь повредив жизненно важные нейрон-аксонные элементы. Зато локальная спектроскопия ЯМР по измеренному молекулярному спектру установит характер (злокачественная опухоль или нет) и по интенсивности ключевых спектральных линий определит даже примерный возраст опухоли. Одновременно традиционное МРТ сканирование даст точные очертания в пространстве исследуемой нормальной или патологической ткани.

2. Приборный парк мультаядерных МРТ исследований.

В настоящем сообщении мы на ряде конкретных примеров продемонстрируем, как действует метод локальной ЯМР спектроскопии и какую биомедицинскую информацию он предоставляет в процессе диагностических исследований. Такие эксперименты были предприняты в Центре магнитной томографии и спектроскопии МГУ, только что отметившем свое 25-летие, на МРТ сканерах двух типов – медицинском 0.5-Тл томографе Bruker Tomikon S50 и 7-Тл биоспектротомографе Bruker BioSpec 70/30 USR, предназначенном для изучения малых животных с поперечным раз-

мером не более 15 см, но главным образом, лабораторных мышей и крыс (рис. 1).



**Приборы Центра
магнитной томографии и
спектроскопии МГУ имени
М.В.Ломоносова**



(а) 10-Тл AV-400 (б) 14,5-Тл AV-600

(в) 0.5-Тл Tomikon S50

(г) 7-Тл BioSpec 70/30

Рис. 1. Приборный парк ЦМТС МГУ: (а) 10-Тл твердотельный ЯМР спектрометр на частоту 400 МГц; (б) 14,5-Тл спектрометр на 600 МГц; (в) 0.5-Тл МРТ медицинский сканер; (г) 7-Тл биоспектротомограф для изучения малых лабораторных животных.

Обычно в клинических исследованиях регистрируется сигнал только от ядер водорода (^1H , протонов). Благодаря их высокому содержанию в живых тканях имеется возможность эффективно визуализировать анатомические структуры преимущественно мягких тканей, что бывает затруднительным, например, при компьютерной томографии из-за их высокой прозрачности для рентгеновского излучения. Однако не все ткани имеют высокую плотность атомов водорода и формируют слабый протонный МРТ сигнал, что создает серьезные трудности в визуализации дыхательных путей, легких, желудочно-кишечного тракта и др., преодолеть которые в рамках протонной МРТ практически невозможно. Еще сложнее обстоит дело визуализации мест нахождения в организме введенных лекарственных препаратов, которые, например, как кровезаменитель Перфторан®, вообще не содержат атомов водорода. Поэтому в высокой степени актуальной стала задача разработки методов МРТ, настроенной на частоты не только протонов, но и более тяжелых ядер, получившая название мультиядерной магнитно-резонансной томографии. Цикл представленных в

настоящем сообщении работ, посвященных решению этой проблемы, был в последнее десятилетие выполнен межфакультетским коллективом Центра магнитной томографии и спектроскопии (ЦМТС) МГУ. Надо отметить, что этот Центр был создан по приказу ректора МГУ академика Садовниченко Виктора Антоновича 19 марта 1996 года как самостоятельное межфакультетское и междисциплинарное подразделение Московского университета.

Центр был оснащен самым современным исследовательским оборудованием фирмы БРУКЕР, размещенным в новых или обновленных помещениях (0.5-Тл МРТ сканер в поликлинике, а спектрометры ЯМР и 7-Тл биоспектротомограф для малых животных в лабораторном корпусе «Б»). Благодаря универсальному назначению этих приборов он стал действовать как Центр коллективного пользования (ЦКП) и комплекс уникальных научных установок (УНУ), зарегистрированных в Минобрнауки РФ под наименованием «Биоспектротомография». Это оборудование действует круглосуточно и успешно обеспечивает множество научно-исследовательских работ не только в подразделениях Московского университета, но и проводимых совместно с учеными МГУ исследований академических и отраслевых российских и международных лабораторий. Достаточно сказать, **что 3% всех статей, опубликованных учеными Московского университета за последние 10 лет, содержат научные результаты, полученные на оборудовании ЦМТС МГУ.** В 2010-ом году ЦМТС был включен в структуру факультета фундаментальной медицины в ранге межфакультетской и междисциплинарной лаборатории с сохранением ставшего всемирно известным бренда ЦМТС МГУ. Руководителем этой лаборатории, а также ЦКП и комплекса УНУ «Биоспектротомография» является академик Хохлов Алексей Ремович.

Томографической основой приборного парка ЦМТС является медицинский низкочастотный 0.5-Тл МРТ сканер Bruker Tomikon S50, на котором были выполнены главные мультитядерные исследования. Несмотря на сравнительно малое магнитное поле (0.5 Тл) этот прибор оказался совершенно уникальным не только для российского, но и для всего мирового научного сообщества. Благодаря тому, что софт этого томографа является открытым, удалось модифицировать его алгоритмы в соответствии с исследовательскими задачами. На этой основе группа сотрудников и студентов физического факультета под началом д.ф.-м.н. Анисимова Н.В. разработала серию новых МРТ методик, кардинально усовершенствовавших способы визуализации не только на ларморовой частоте протонов (21 МГц), но и еще на 9 резонансных частотах в полосе от 3 до 25 МГц – дейтерия, фтора, натрия, кислорода, бора, углерода, хлора, кремния и фосфора. Была создана соответствующая мультитядерная инфраструктура прие-

мо-передающего канала, что сделало этот томограф единственным в мире, действующим на 10 ларморовых частотах [1-3].

3. Мультиядерные МРТ изображения.

Прежде чем рассмотреть исследования, проведенные с использованием методов локальной ЯМР спектроскопии, приведем несколько выразительных примеров получения морфологических образов на тяжелых (т.е. более тяжелых, нежели протоны) ядрах [4-10].

3.1. Обнаружение мест локализации внутривенно введенного кровезаменителя Перфторан®, молекулы которого не содержат протонов и не могут визуализироваться с помощью регулярных медицинских МРТ сканеров. Поэтому до проведения наших экспериментов не были ясны ни локализация кровезаменителя в организме, ни время его выведения. Эксперименты на малых лабораторных животных, проведенные с помощью как медицинского 0.5-Тл томографа, так и 7-Тл биоспектротомографа показали, что в первый день после внутрибрюшинного или внутривенного введения Перфторана® в организм препарат циркулирует вместе с кровотоком, а на второй день концентрируется в печени и селезенке (рис. 2). Было установлено также, что в организме Перфторан® задерживается довольно долго — не менее недели, а потом выводится естественным путем, не причиняя никаких токсических воздействий. Поскольку Перфторан® является даже более эффективным, чем кровь, поглотителем кислорода и углекислого газа, он может применяться для реализации жидкостного «дыхания» посредством частичного заполнения легких насыщенным кислородом Перфтораном® — альтернативный использованию приборов ИВЛ способ искусственного дыхания больных с тяжелым коронавирусным фиброзом альвеолярной системы легких.

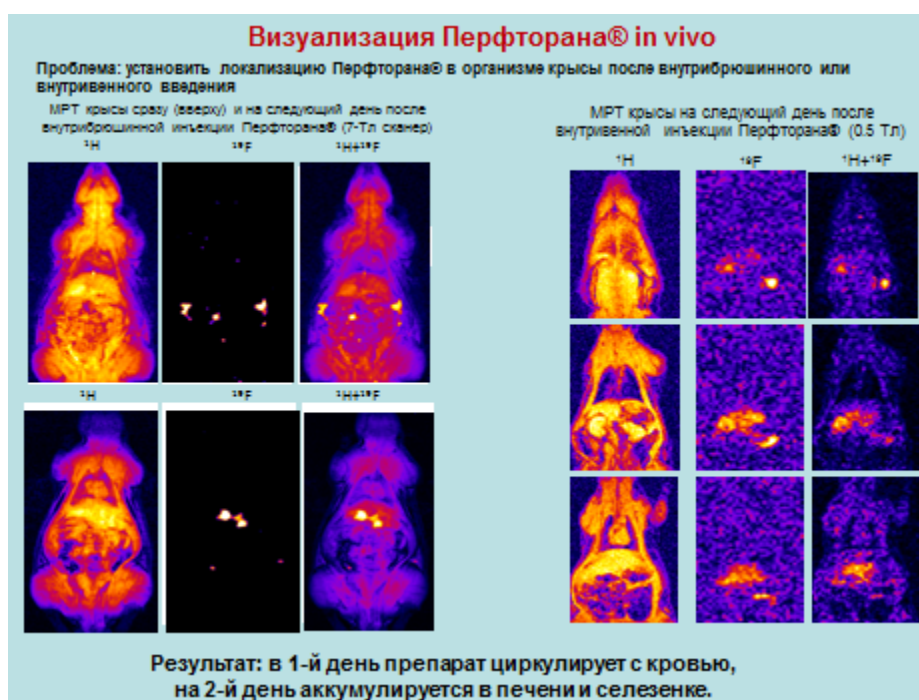


Рис. 2. Визуализация Перфторана® в организме крысы после внутрибрюшинной (левый фрагмент) или внутривенной (справа) инъекции.

3.2. Визуализация дыхательных путей и структуры легких.

Еще раз отметим, что ядро фтора-19 весьма высокочувствительно к ЯМР, но поскольку в организме фтор содержится только в костях и эмали зубов, их твердое агрегатное состояние не позволяет визуализировать фтор методом МРТ. В мягких же тканях фтор полностью отсутствует, создавая нулевой фон при сканировании на ларморовой частоте ядра фтора-19. При этом использование различных фторсодержащих соединений в качестве контрастных агентов дает возможность получать ^{19}F МРТ изображения без фонового сигнала и только от тех органов или тканей, которые накапливают введенные (например, Перфторан®) агенты. Для улучшения качества визуализации легких может применяться метод, использующий вдыхаемые инертные газы ксенона, криптона или гелия с гиперполяризованными ядрами и позволяющий на 4 порядка усиливать ЯМР сигналы. Метод эффективный, но очень сложный и дорогой в реализации. Поэтому сотрудниками ЦМТС МГУ в качестве альтернативы гиперполяризационной методике было предложено применение фторсодержащих газов, не требующих специальной подготовки перед их вдыханием. Процедура ^{19}F МРТ диагностики недорогая, простая в исполнении и дающая хорошие изображения дыхательных путей – на рис. 3 показаны ^{19}F МРТ изображения легких крысы, полученные на 7-Тл томографе.



Рис. 3. Томограммы заполненных перфторциклобутаном дыхательных путей крысы, полученные на 7-Тл биоспектротомографе [5-7].

3.3. Определение мест накопления в организме веществ, содержащих ядра натрия-23 [11,12].

Недостаток или избыток в организме натрия, в первую очередь, соли NaCl, является причиной широко распространенных социально значимых заболеваний – нарушения уровня кровяного давления (гипер- или гипотензия), диабета, почечной недостаточности, желчнокаменных патологий и др. С помощью МРТ сканера, настроенного на резонансную частоту ядер натрия-23, можно опять-таки неинвазивно определить расположение органов с нарушениями нормы по концентрации натрия в теле человека, как это показано, например, на рис. 4.

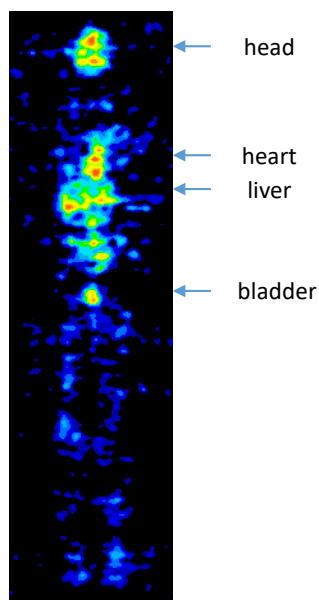


Рис. 4. ^{23}Na МРТ изображение всего тела волонтера: максимальное содержание натрия в головном мозге (head), сердце (heart), печени (liver) и в мочевом пузыре (bladder).

4. Протонные ЯМР спектры ишемических образований головного мозга.

Переходя к изложению результатов применения методов локальной ЯМР спектроскопии, вначале рассмотрим протонные спектры ЯМР на примере исследования ишемических образований головного мозга (рис. 5). Результат таких измерений демонстрируется на том же рис. 5. Показаны 4 фрагмента спектров, полученных при измерениях локализованного с помощью МРТ участка мозга, на котором формируется за счет перетяжки средней мозговой артерии ишемическое образование. На первом фрагменте изображен протонный спектр выделенного участка мозга еще в здоровом состоянии: видно, что основными в спектре являются линии холина (Cho), креатина (Cr) и N-ацетиласпартата NAA), ответственных за функции жизнедеятельности головного мозга. Формирование

ишемического очага (фрагменты 2-4 рис. 5) сопровождается угнетением отмеченных линий и резким увеличением амплитуды линий липида (Lip) и лактата (Lac), отражающих некротическое состояние мозговой ткани. Анализируя полученную информацию, отметим, что с помощью неинвазивной локальной ЯМР спектроскопии легко идентифицируется не только наличие патологической формы исследуемой ткани, но и определяется молекулярный состав и оценивается возраст патологии.



Мозг крысы (T2ВИ): на коронарном срезе. Обозначено сечение вокселя, от которого регистрировался сигнал ЯМР.

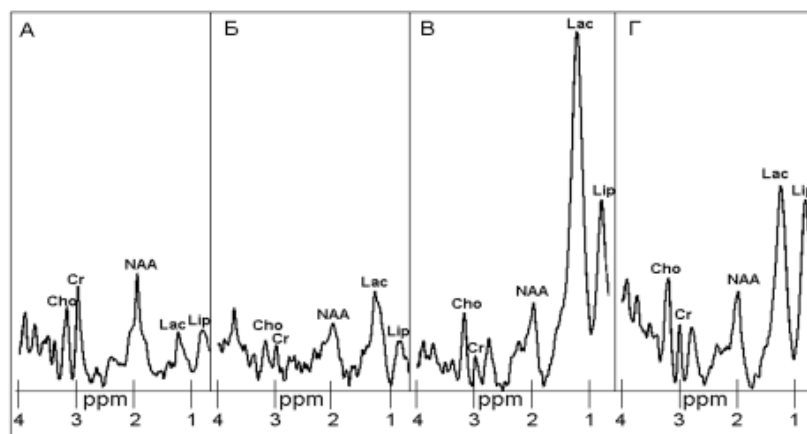


Рис. 5. Вид ишемических образований в головном мозге крысы (верхний фрагмент) и локальный ^1H спектр ЯМР на разных стадиях развития ишемии: А – здоровая ткань мозга; Б – на второй день после перетяжки средней мозговой артерии; В – на 7-й день после операции; Г – на 14-й день спустя.

5. Локальная ^3P спектроскопия опухоли головного мозга С6.

Не менее интересны результаты наблюдений с помощью локальной ЯМР спектроскопии на тяжелых ядрах, в частности, на ядрах фтора-31, определяющего молекулярную энергетику метаболических процессов в нормальных тканях и патологических. Подтверждение этому находится, например, в представленных на рис. 6 результатах локальной ^3P ЯМР спектроскопии мозга крысы, пораженного раковой опухолью глиомы С6, где видно, как модифицируются спектральные линии АТФ в процессе развития опухоли.

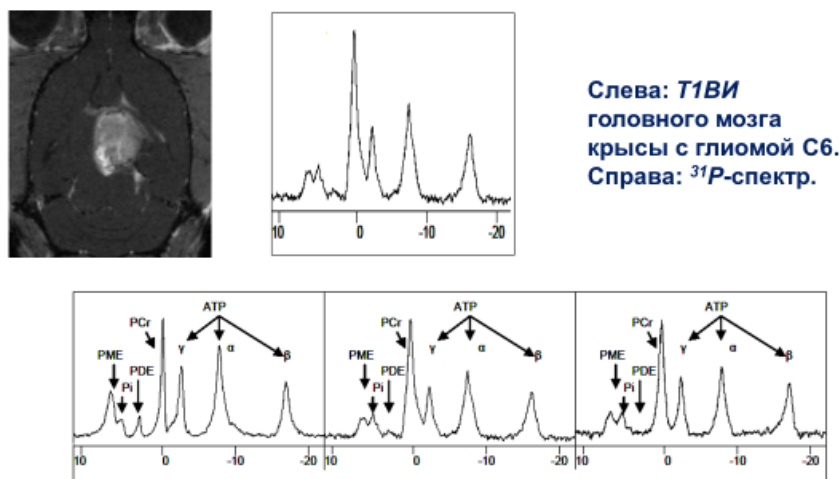


Рис. 6. Динамика спектров ^{31}P от головного мозга крысы до инокуляции глиомы C6, через 7 и 14 дней после инокуляции.

6. Локальная ^{13}C спектроскопия глиомы C6.

Метод локальной ЯМР спектроскопии позволяет также выявить реакцию организма в онкологическом статусе на воздействие диагностических и лекарственных препаратов, содержащих атомы углерода (рис. 7). Такие спектры служат своеобразным паспортным образом введенного в организм препарата, дополняя морфологическую картину организма локализацией молекулярных структур тканей и лекарственно-диагностических веществ.

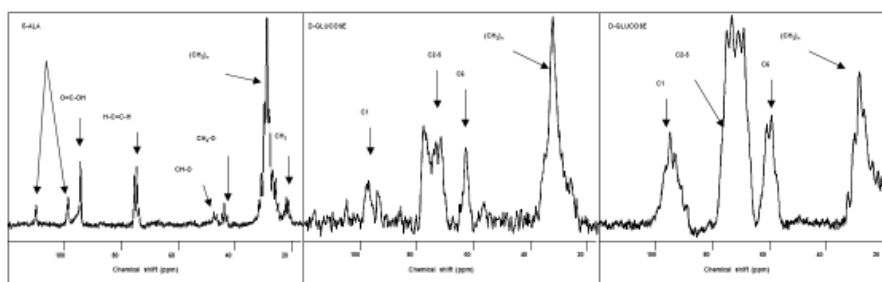


Рис. 7. Локальные спектры головы крысы, полученные на ядрах ^{13}C в составе аминоревулиновой кислоты и глюкозы, введенных в мозг, пораженный глиомой C6:

(а) – после инъекции δ -ALA (аминоревулиновая кислота),
(б) и (в) – после инъекции глюкозы, дважды обогащенной атомами ^{13}C , соответственно, при поражении мозга глиомой C6 и в норме.

7. Измерение температуры внутренних органов с помощью локальной ЯМР спектроскопии.

Знание температуры внутренних органов бывает необходимо для идентификации недоступных для контактных измерений воспалительных процессов, поддержания заданной степени нагрева патологических тканей при гипертермической терапии, определения областей недостаточного кровоснабжения и при других обстоятельствах подобного рода. Для этого можно использовать зависимость спектрального химического сдвига от температуры наблюдаемого участка ткани, которую можно получить с помощью локальной ЯМР спектроскопии. Покажем это на примере измерения температуры ишемизированных участков головного мозга лабораторного животного. Эксперимент был поставлен таким образом, что можно было реализовать как контактные (с помощью термодпары), так и бесконтактные (на основе локальной ЯМР спектроскопии) температурные измерения.

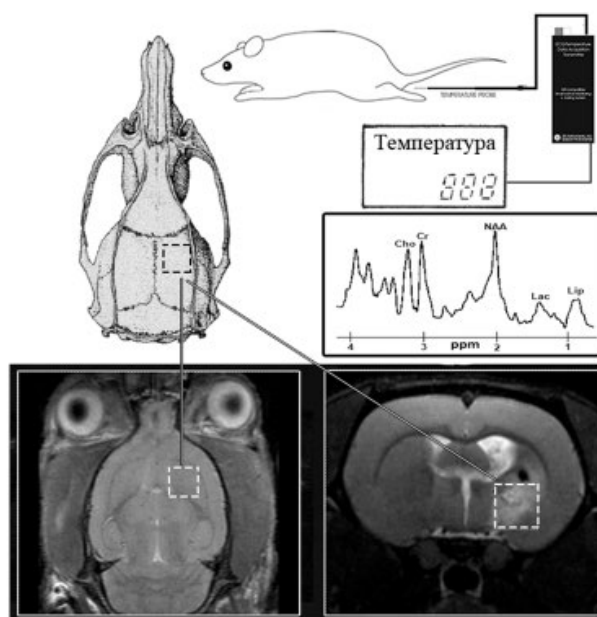


Рис. 8. Схема измерения температуры головного мозга крысы в области ишемии (выделена штриховым квадратом).

Спектральный фрагмент на рис. 8 соответствует здоровому состоянию головного мозга крысы, верхний правый фрагмент условно демонстрирует принцип контактного измерения реперной температуры с помощью ректальной термодпары. Вначале производилась градуировка температурной зависимости химического сдвига (был выбран химсдвиг между наиболее яркими спектральными линиями воды и N-ацетиласпартата), после чего по изменениям величины выбранного химсдвига определялась температура ишемического участка в процессе перехода этого участка от режима нор-

мального кровоснабжения к ишемическому (при окклюзии СМА) и затем к восстановительной реперфузии (после удаления филаментарной окклюзии СМА). На рис. 9 показано, что температура наблюдаемого вокселя при указанной процедуре может изменяться на 5°C , уменьшаясь при дефиците кровоснабжения и приходя в норму при его восстановлении.

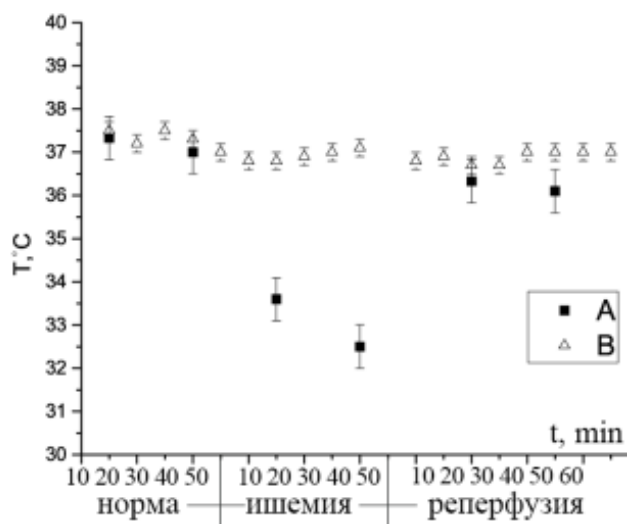


Рис. 9. График изменения температуры в зоне ишемии на протяжении эксперимента. Точки А – температура в зоне ишемии, рассчитанная по формуле, точки В – температурные показания ректального термодатчика

8. Заключение.

На приведенных примерах было показано, что мультиядерная МРТ имеет большое исследовательское и клиническое будущее. Становится очевидной необходимость создавать и использовать МРТ сканеры, настроенные на ларморовы частоты многих тяжелых ядер, представляющих биомедицински высоко значимый интерес, поскольку они входят в состав лекарственных препаратов, контрастирующих агентов, молекулярных комплексов в составе живых тканей, которые нельзя обнаружить иным, нежели мультиядерным неинвазивным способом. Особое место в мультиядерной МРТ занимает локальная ЯМР спектроскопия, которая за счет комбинации режимов томографии и спектроскопии позволяет получать данные о молекулярной структуре живой ткани и введенных в организм препаратов в любой точке пространства внутри организма. Возможность неинвазивно, без хирургического вмешательства, без забора биопсийных проб определять молекулярный состав визуализированной с помощью МРТ ткани, устанавливая в скрининговом режиме природу томографически обнаруженной патологии. Полученные и частично представленные здесь резуль-

таты были достигнуты вместе с нашими коллегами – сотрудниками и студентами ряда факультетов Московского университета имени М.В. Ломоносова (физического, химического, фундаментальной медицины, биологического и др.) на оборудовании Центра магнитной томографии и спектроскопии МГУ. Главными героями и соавторами этих мультиядерных МРТ исследований являются старшие научные сотрудники ФФМ МГУ д.ф.-м.н. Анисимов Н.В. и к.ф.-м.н. Гуляев М.В., научный сотрудник физического факультета и ФФМ МГУ к.ф.-м.н. Павлова О.С., научный сотрудник ИНЭОС РАН Гервиц Л.Л., аспирант физического факультета Волков Д.В. и аспирант МИФИ Садыхов Э.Г., а также доцент Ноттингемского университета (Великобритания) PhD Павловская Г.Э.

Представленные исследования выполнены при поддержке грантами РФФИ 19-29-10015 и РНФ 21-75-10038, а также Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

Литература

1. Protopopov AV, Gulyaev MV, Pavlova OS, Mokhova EA, Pirogov YuA. Computation of the resonance frequencies of the transmission line resonators used in MRI. *Magn Reson Imaging*. 2019; 61:167–174.
2. Gulyaev MV, Pavlova OS, Volkov DV, Sadykhov EG, Anisimov NV, Pirogov YuA. Application of copper plates for frequency tuning of surface wired and wireless MRI coils. *J Magn Reson*. 2019;309: 106626.
3. Anisimov NV, Gulyaev MV, Pavlova OS, Volkov DV, Gervits LL, Pirogov YuA. Multinuclear magnetic resonance imaging in biomedical experiments. *J Phys Conf Ser*. 2017; 886:012006.
4. Anisimov NV, Pavlova OS, Agafonnikova AG, Kosenkov AV, Fomina DV. Multinuclear Applications on 0.5T Magnetic Resonance Scanner. *Appl Magn Reson*. 2019;50:17-27.
5. Павлова ОС, Семенова ВН, Гуляев МВ, Гервиц ЛЛ, Пирогов ЮА. Визуализация дыхательной системы лабораторных животных методом МРТ на ядрах фтора. *Журнал радиоэлектроники*. 2018; 11:1-11.
6. Anisimov NV, Gulyaev MV, Volkov DV, Batova SS, Pavlova OS, Fomina DV, Pirogov YuA. Optimization of MRI parameters for the gradient echo method in fluorocarbon research. *Physics of Wave Phenomena*. 2017; 25(2); 140-146.
7. Павлова ОС, Волков ДВ, Гуляев МВ, Костромина МС, Гервиц ЛЛ, Анисимов НВ, Пирогов ЮА. Магнитно-резонансная визуализация легких на ядрах фтора-19 с применением газа перфторциклобутана. *Мед. Физика*. 2017; 75(4); 59-64.
8. Gulyaev MV, Kuznetsova AV, Silachev DN, Danilina TI, Gervits LL, Pirogov YuA. Realization of ^{19}F MRI oximetry method. *Magn Reson Mater Phys*. 2019; 32:307–315.

9. Pavlova OS, Gulyaev MV, Anisimov NV, Silachev DN, Gervits LL, Pirogov YuA. New Aspects of Biodistribution of Perfluorocarbon Emulsions in Rats: Thymus Imaging. *Appl Magn Reson*. 2020: 51; 1625–1635.
10. Pavlova OS, Anisimov NV, Gervits LL, Gulyaev MV, Semenova VN, Pirogov YuA., Panchenko VYa. 19F MRI of human lungs at 0.5 Tesla using octafluorocyclobutane. *Magn Res Med*. 2020: 84; 2117-2123.
11. Anisimov NV, Sadykhov EG, Pavlova OS, Fomina DV, Pirogov YuA. Whole body sodium 0.5 T MRI using surface coil and longtime echo. *Appl Magn Reson*. 2019: 50 (10); 1149–1161.
12. Anisimov NV, Tarasova FF, Pavlova OS, Fomina DV, Makurenkov AM, Pavlovskaya GE, Pirogov YuA. MRI coils optimized for detection of 1H and 23Na at 0.5 T. *Appl Magn Res*. 2021:52; 1-13.

КРЕМНИЕВЫЕ НАНОНИТИ ДЕКОРИРОВАННЫЕ ЗОЛОТОМ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ВИРУСА ГРИППА H1N1

Мл. науч. сотр. *Гончар К.А.*; студ. *Карташова А.Д.*;
мл. науч. сотр. *Саушкин Н.Ю.*; ст. науч. сотр. *Самсонова Ж.В.*;
доц. *Елисеев А.А.*; ст. науч. сотр. *Осминкина Л.А.*

Кремниевые нанонити (КНН), изготовленные методом металл-стимулированного химического травления (МСХТ), проявляют такие свойства, как фотолюминесценция в видимом [1] и инфракрасном [2] диапазонах спектра, причем эффективность последней возрастает по сравнению с кристаллической подложкой, низкий коэффициент отражения в видимом диапазоне спектра [3], а также имеют крайне низкий коэффициент теплопроводности ($\sim 0,1$ Вт/м·К) [4]. Недавно было показано, что пористые кремниевые нанонити можно использовать в качестве чувствительного элемента оптического сенсора на кислород [5].

В подавляющем большинстве работ в методе МСХТ в качестве катализатора химических реакций используются серебряные наночастицы, осажденные химическим способом из раствора, содержащем AgNO_3 и HF . Что касается методов осаждения золотых наночастиц и дальнейшего травления КНН, то чаще всего используются трудновоспроизводимые методы распыления Au на кремниевую подложку [6] и дорогие методы литографии [7,8]. Покрытие золотыми наночастицами, осажденных химическим способом из соли AuCl_3 , осуществлялось ранее только на уже готовые нанонити [9]. В данной работе был предложен метод осаждения золотых наночастиц химическим способом из соли AuCl_3 на исходную подложку кристаллического кремния для дальнейшего получения КНН методом МСХТ, изучены структурные и оптические свойства, полученных

КНН, а также показана возможность детектирования вируса H1N1 с помощью гигантского комбинационного рассеяния (ГКР).

В настоящей работе КНН были получены МСХТ, где в качестве катализаторов химической реакции выступали наночастицы Au. Для травления были использованы пластины монокристаллического кремния р-типа проводимости, кристаллографической ориентацией (100) и удельным сопротивлением 10-20 Ом·см.

Структурные свойства КНН исследовались с помощью сканирующей (CarlZeiss SUPRA 40 FE-SEM) и просвечивающей (ZeissLibra200FE) электронной микроскопии для контроля размеров, формы и пористости полученных образцов. На рис. 1 представлено изображение КНН, покрытых золотыми наночастицами, в сканирующем электронном микроскопе.

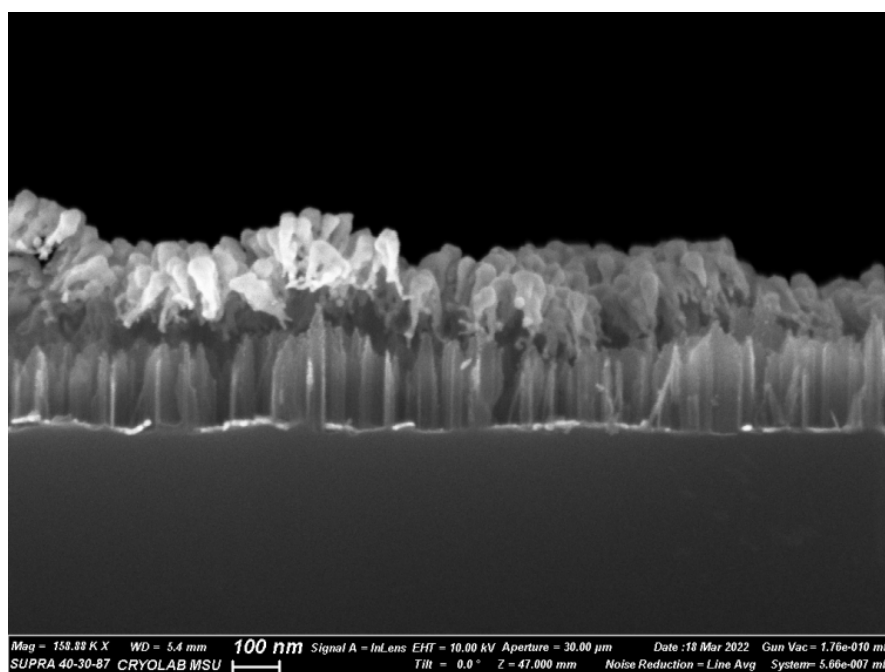


Рис. 1. Изображение КНН, покрытых золотыми наночастицами, в сканирующем электронном микроскопе.

Спектры отражения полученных образцов в ближнем и среднем ИК диапазонах измерены на ИК-спектрометре с обратным Фурье – преобразованием Bruker IFS 66v/S. Спектры полного отражения получены с помощью спектрометра PerkinElmerLambda 950, который оборудован интегрирующей сферой. Это сделано для контроля поверхности образцов, а также для получения интерференционной картины, которая, в зависимости от толщины слоя нанонитей и их морфологии, может быть в видимом, ближнем ИК или среднем ИК диапазонах спектра. По интерференционной картине рассчитан эффективный показатель

преломления и оценена пористость получившихся образцов по модели эффективной среды, которые составили 70-80%

Детектирование вируса H1N1 проводилось на конфокальной рамановской отображающей микроскопической системе фирмы SOL instruments. Для этого подложки кремниевых нанонитей инкубировались в вирусосодержащей жидкости и высушивались на воздухе. Появление новых пиков в спектре ГКР после адсорбции вирусов регистрировалось после адсорбции вирусов. Неспецифическая адсорбция вируса выражалась в появлении ГКР сигналов на частотах в районе 1000, 1284, 1400 и 1600-1800 cm^{-1} , которые можно связать с белковой структурой адсорбированных на ГКР-активные подложки вирусов [10]. (см. рис. 2.)

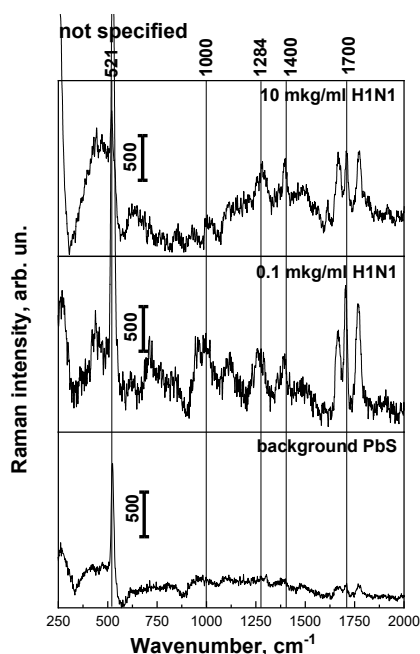


Рис. 2. ГКР спектры H1N1, адсорбированного на подложки с различными концентрациями, в качестве опорного сигнала (background) использовали спектр PBS.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (Грант №20-12-00297).

Литература

1. V.A. Sivakov, G. Bronstrup, B. Pecz, A. Berger, G.Z. Radnoczi, M. Krause, S.H. Christiansen. J. Phys. Chem. C. 114, 3798 (2010).
2. К.А. Гончар, Л.А. Головань, В.Ю. Тимошенко, В.А. Сиваков, С. Кристиансен. Известия РАН. Сер. физическая. 74, 1782 (2010).
3. L.A. Osminkina, K.A. Gonchar, V.S. Marshov, K.V. Bunkov, D.V. Petrov, L.A. Golovan, V.A. Sivakov, V.Yu. Timoshenko. Nanoscale Research Letters, 7, 524 (2012).

4. S.P. Rodichkina, L.A. Osminkina, M. Isaiev, A.V. Pavlikov, A.V. Zoteev, V.A. Georgobiani, K.A. Gonchar, A.N. Vasiliev, V.Yu. Timoshenko. Appl. Phys. B., 121 (3), 337 (2015).
5. V.A. Georgobiani, K.A. Gonchar, E.A. Zvereva, L.A. Osminkina. Phys. Stat. Sol. A, 215 (1), 1700565 (2018).
6. X. Li, P.W. Bohn. Appl. Phys. Lett., 77(16), 2572–2574 (2000).
7. F.J. Wendisch, M. Rey, N. Vogel, G.R. Bourret. Chem. Mater., 32, 21, 9425–9434 (2020).
8. S. Wang, H. Liu, J. Han. Coatings, 9, 149 (2019).
9. N. Brahiti, T. Hadjersi, H. Menari, S. Amirouche, O. El Kechai. Materials Research Bulletin, 62, 30–36 (2015).
10. H. Chen, S.-G. Park, N. Choi, J.-I. Moon, H. Dang, A. Das, S. Lee, D.-G. Kim, L. Chen, J. Choo. Biosensors and Bioelectronics, 167, 112496 (2020).

ПРОВЕРКА МЕХАНИЗМА РАСЧЕТА ДОЗЫ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО В ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ

Асп. *Овсянников А.В.*, проф. *Черняев А.П.*

Введение

Протонная лучевая терапия мини-пучками (pMBRT) – это новая область в протонной лучевой терапии, где облучение выполняется с использованием узких (≤ 1 мм) пучков, что приводит к снижению дозовой нагрузки на критические органы и нормальные ткани в 2-4 раза по сравнению с протонной терапией, которая используется сейчас. Профили мини-пучков не являются плоскими, а состоят из областей с высокой дозой (пики) и областей с низкой дозой. При использовании таких пучков излучения нормальная ткань может выдерживать дозы до 300 Гр за одну фракцию. Однако такие малые размеры поля и высокая мощность дозы могут быть созданы только синхротронными источниками.

Материалы и методы

Моделирование методом Монте-Карло GATE (набор инструментов Geant4) проводилось для создания мини-пучков, многоцелевого коллиматора и для оценки распределения дозы в мишени. Были использованы физические данные и параметры, рекомендованные GATE collaboration для протонной терапии. Потенциалы ионизации воды и воздуха принимались 75 и 85,7 эВ соответственно.

Виртуальный источник был смоделирован для уменьшения вычислительного времени. Для этой цели рассмотрены характеристики пучка на выходе из нозла, т. е. распределение энергии пучка, размер пятна и угловое распределение, которые были сохранены в файлах фазового

пространства в зависимости от энергии пучка, необходимой в изоцентре. Для генерации мини-пучка были использованы многощелевые латунные коллиматоры разной толщины (2-10 см), ширина 0,4 - 0,7 мм. За основную толщину было принято 5 см как стандарт, используемый для протонной терапии в этом диапазоне энергий.

Поскольку основными мишенями рMBRT являются опухоли головного мозга, то в качестве стартовой точки были выбраны пики Брэгга 100 МэВ. Разброс энергии составлял 1,5 МэВ и размер пятна 15 мм, что соответствует пробегу протонов, который равен 7,7 см. Расстояние от источника до фантома было принято за 100 см.

Результаты

Рекомендации GATE включают использование 75 эВ для потенциала ионизации воды, однако последний выпуск ICRU 73 рекомендует значение $I = 78 \pm 2$ эВ. Поэтому на первом этапе работы проведено моделирование с виртуальным источником для сравнения потенциалов ионизации воды со значениями 75, 78 и 80 эВ. В результате было получено, что нет существенных различий в процентной глубинной дозе (PDD) для энергии протона 100 МэВ с виртуальным источником.

Был смоделирован расширенный пик Брэгга (SOBP), его глубина была выбрана равной 2 см, а веса отдельных нетронутых пиков Брэгга были определены эмпирически, исходя из стандартного метода пассивного рассеяния, но для создания идеального гомогенного распределения требуется алгоритм оптимизации.

Распределения доз регистрировались в вокселях размером 2 мм × 100 мкм × 1 мм с использованием GATE-DoseActor. Проведена оценка кривых PDD, профилей мини-пучков и соотношения доз от пика до низких доз (PVDR). Количество смоделированных первичных частиц составляло 10^{10} , что приводило к неопределенности ниже 1% в областях, где было более 50% максимальной дозы. Также рассчитана неопределенность дозы в одном вокселе.

Выводы

В данной работе проведена разработка механизма расчета дозы для рMBRT. Очень малые размеры пучка, используемые в рMBRT, делают данную задачу сложной и подверженной ошибкам, требующей тщательной оценки с помощью моделирования по методу Монте-Карло, дозиметрии и доклинических экспериментальных измерений. Необходимы комплексные биологические эксперименты для выяснения основных механизмов рMBRT. Необходимо разработать подходящий набор дозиметрических инструментов для точного руководства доклиническими испытаниями и их интерпретацией.

Литература

1. А.А. Пряничников, А.П. Черняев В.С. Хорошков – Введение в физику и технику протонной терапии. Учеб. пособие — М.: ООП физического факультета МГУ, 2019.—104 с. с ил.— (Серия «Библиотека медицинского физика») ISBN 978-5-6042768-4-6.
2. Agostinelli S, Allison J, Amako K, et al. Geant4—a simulation toolkit. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 2003; 506: 250–303.
3. Grevillot L, Frisson T, Zahra N, Bertrand D, et al. Optimization of GEANT4 settings for proton pencil beam scanning simulations using gate. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms 2010; 268: 3295–305.
4. Prezado Y, Fois GR. Proton-minibeam radiation therapy: a proof of concept. Med Phys 2013; 40.

МОДЕЛЬНЫЕ ПОДХОДЫ К ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ РАДИАЦИОННОЙ СТЕРИЛИЗАЦИИ КОСТНЫХ ИМПЛАНТАТОВ

Студ. *Хуцистова А.О.*, проф. *Розанов В.В.*,
гл. науч. сотр. *Матвейчук И.В.* (ВИЛАР), проф. *Черняев А.П.*

Одна из актуальных задач современной биоимплантологии – обеспечение постоянно возрастающей потребности практической медицины в костнопластическом материале для проведения плановых и экстренных оперативных вмешательств, связанных с замещением костных дефектов и костной пластикой в травматологии, ортопедии, челюстно-лицевой, военно-полевой хирургии и др. [1]. В технологическом процессе изготовления костных имплантатов одним из важнейших условий является стерилизация костных фрагментов на всех этапах – от заготовки и первичной механической обработки до финальной стерилизации готового изделия. При этом значительное внимание исследователей в последние годы уделяется радиационным технологиям [2], использование которых требует учёта и минимизации дозозависимых эффектов, приводящих к ухудшению остеоиндуктивных свойств и морфо-механических характеристик имплантатов. Это диктует необходимость получения всесторонних, достоверных сведений о распределении величины поглощенной дозы в объеме костного фрагмента, подвергающегося радиационному воздействию.

Интегральная информация о суммарной величине поглощенной дозы в костном фрагменте может быть получена непосредственно в процессе радиационного воздействия на основе количественной оценки, включающей используемые параметры ускорителя, формируемого пучка ускоренных электронов. Эти сведения дополняются результатами,

полученными с использованием пленочных детекторов-дозиметров типа СО ПД(Ф)Р-5/50 (ГСО 7865-2000), а также данными последующего моделирования с применением программного комплекса GEANT4 и построением изодозных картин распределения [3]. Вместе с тем, как отмечено выше, получаемая при этом информация носит интегральный характер. В этой связи существует необходимость анализа реального распределения поглощенной дозы в объеме обрабатываемого костного фрагмента ввиду специфики нативной костной ткани [4] – наличия выраженной пространственной структурно-функциональной анизотропии. Учёт этих особенностей создаёт предпосылки для практической реализации важного условия - однородности физического воздействия и достижения максимальной эффективности процесса радиационной стерилизации.

Проведенный цикл исследований показал, что использование программного кода GEANT4 оказывается эффективным не только для уточнения величины интегральной дозы, но и при тонких расчетах итогового пространственного распределения поглощенной дозы в процессе радиационной обработки прямоугольных образцов с характеристиками компактной костной ткани на основе математических моделей. При таких расчётах существует возможность варьирования основных геометрических и энергетических параметров радиационного воздействия.

В первой серии расчётов с использованием рассматриваемых моделей проведены вычисления для случая радиационной обработки пучком ускоренных электронов. За исходные параметры процесса были приняты условия реального эксперимента, осуществленного на базе ускорителя электронов непрерывного действия УЭЛР-1-25-Т-001 с энергией 1 МэВ в НИИЯФ МГУ [3]. В качестве объекта воздействия использовали прямоугольные костные фрагменты размерами 6х8х18 мм из нативной компактной кости быка. Контроль поглощенной дозы проводили посредством оценки величины заряда на пластине, на которой размещали облучаемые образцы с дополнительным дозиметрическим контролем, выполненным с использованием пленочного детектора-дозиметра СО ПД(Ф)Р-5/50 (ГСО 7865-2000).

Для получения информации о пространственном распределении величины поглощенной дозы в облучаемом образце был использован программный комплекс GEANT4, позволяющий смоделировать геометрические и энергетические параметры процесса радиационного облучения костного фрагмента с учетом физических процессов, сопровождающих такое воздействие.

Варьирование отдельных определяющих параметров процесса, таких как толщина облучаемого образца, расстояние от источника облучения до поверхности костного фрагмента, позволило оценить роль каждого из них

и на этой основе выработать рекомендации по оптимизации параметров стерилизации с целью повышения эффективности данного процесса. В частности, было показано, что для обеспечения равномерности распределения поглощенной дозы в костном образце толщиной 4 мм оптимально облучать его пучком электронов с энергией 1 МэВ, а для образца толщиной 10 мм требуется энергия пучка 2,5 МэВ при вращении образца или его двустороннем облучении.

Другая серия расчетов выполнена для случая радиационного воздействия, осуществляемого потоком гамма-квантов. Принципиальное различие такого вида обработки заключается в высокой проникающей способности гамма-квантов, существенно превышающей аналогичную характеристику для ускоренных электронов. Расчеты подтвердили, что при таком выборе источника радиации равномерность пространственного распределения величины поглощенной дозы реализуется автоматически, что исключает необходимость вращения или двустороннего облучения образца. Однако при этом значительно возрастает время обработки для накопления поглощенной дозы, необходимой для эффективной стерилизации.

Исследование выполнено в рамках Программы развития Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

Литература

1. Матвейчук И.В., Розанов В.В. Современное состояние и перспективные инновационные направления развития способов стерилизации биоимплантатов // Альманах клинической медицины. 2019; 47 (7): 634–646.
2. Розанов В.В., Матвейчук И.В., Черняев А.П., Николаева Н.А., Саввинова Л.Н. Стратегия развития комбинированных радиационных технологий стерилизации костных имплантатов // Известия Российской академии наук. Серия физическая, 2021, том 85, № 5, с. 745-748.
3. Розанов В.В., Николаева А.А., Матвейчук И.В., Белоусов А.В., Юров Д.С., Черняев А.П. Способ снижения дозовой нагрузки в процессе радиационной стерилизации костных имплантатов // Ученые записки физического факультета Московского Университета, 2019, № 2, с. 1920303-1-1920303-5.
4. Денисов-Никольский Ю.И., Миронов С.П., Омеляненко Н.П., Матвейчук И.В. Актуальные проблемы теоретической и клинической остеоартрологии. М.: ОАО «Типография «Новости», 2005. – 336 с.
5. Хуцистова А.О., Розанов В.В., Матвейчук И.В., Черняев А.П. Моделирование распределения дозы в костном имплантате при стерилизации потоком быстрых электронов // Вестник Московского университета. Серия 3 физика, астрономия. - 2022. №1. С. 23–28.

ИССЛЕДОВАНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОГО СОСТАВА РАКОВЫХ КЛЕТОК
ИММОБИЛИЗОВАННЫХ НА ГКР-АКТИВНЫХ КОМПОЗИТНЫХ
НАНОСТРУКТУРАХ КРЕМНИЕВЫЕ НАНОНИТИ,
ДЕКОРИРОВАННЫЕ ЗОЛОТЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ

Ст.науч.сотр. *Осминкина Л.А.*, студ., *Карташова А.Д.*;
мл.науч.сотр. *Божьев И.В.*, асп. *Первушин Н.В.*, асп. *Евстратова Я.В.*,
вед.науч.сотр. *Кудрявцев А.А.*, доц. *Елисеев А.А.*

Комбинационное рассеяние с поверхностным усилением – гигантское комбинационное рассеяние (ГКР, Surface-enhanced Raman spectroscopy - SERS) представляет собой мощный метод вибрационной спектроскопии, который позволяет осуществлять высокочувствительное обнаружение молекул при очень малой концентрации вещества за счет усиления электромагнитных полей, создаваемых возбуждением локализованных поверхностных плазмонов [1]. Такие плазмоны могут возбуждаться, когда падающий свет взаимодействует с металлической шероховатой поверхностью или наночастицами. В результате значительное увеличение комбинационного рассеяния (обычно на 10^4 - 10^8) наблюдается, когда анализируемый объект находится на наноструктурированной поверхности плазмонных металлов [2]. Сейчас метод ГКР обладает высокой чувствительностью, отличной селективностью и неразрушающим характером, поэтому широко используется для быстрого обнаружения различных химических веществ, биомолекул и даже живых раковых клеток [3-5].

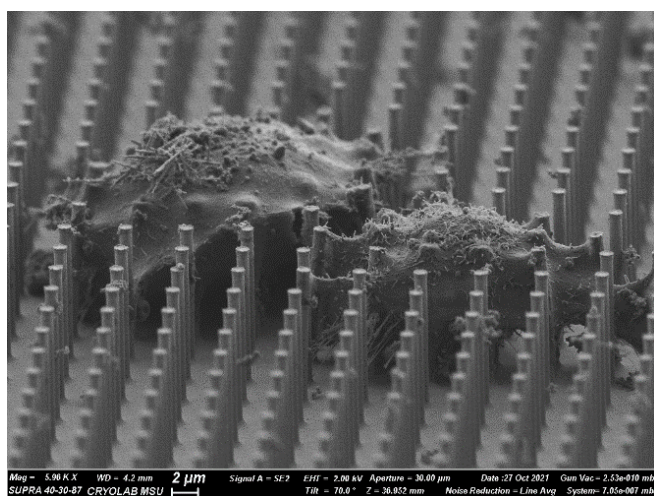
В настоящей работе кремниевые нанонити (SiNWs) были получены с помощью методики электронно-лучевой литографии. Для придания ГКР-активных свойств поверхность нанонитей декорировалась золотыми наночастицами (Au@SiNWs). Структурные свойства Au@SiNWs исследовались с помощью сканирующей (CarlZeiss SUPRA 40 FE-SEM) электронной микроскопии. Клетки рака груди человека MDA 231 инкубировали на подложках SiNWs и Au@SiNWs в течение 48 часов и затем фиксировали. Для получения фотографий клеток на люминесцентном микроскопе (возбуждение лазером 405 нм), цитоплазма клеток окрашивалась акридин оранжевым (люминесценция цитоплазмы 520 нм). Ядра окрашивались Hoechst 33341 (эмиссия люминесценции ядер 460 нм), КНН люминесцировали в красной области спектра на 630 нм. Проводился анализ спектров комбинационного рассеяния света клеток, иммобилизованных на полученных подложках с помощью спектрометра комбинационного рассеяния света (KPC) Confotec MR350.

На рис. 1 представлено изображение Au@SiNWs с инкубированными клетками MDA 231 в сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) (a) и люминесцентном конфокальном микроскопе (b).

Согласно представленным на рис. 1 изображениям видно, что клетки в достаточной степени хорошо распластываются на поверхности Au@КНН, при этом нанонити буквально протыкают их.

Были получены спектры ГКР клеток, культивируемых на Au@SiNWs и на SiNWs без декорации золотыми наночастицами. Согласно полученным данным, наблюдается колоссальное усиление сигнала КРС от ДНК, РНК, липидов и белков внутри клеток, культивируемых на подложках Au@SiNWs по сравнению с клетками на SiNWs.

А)



В)

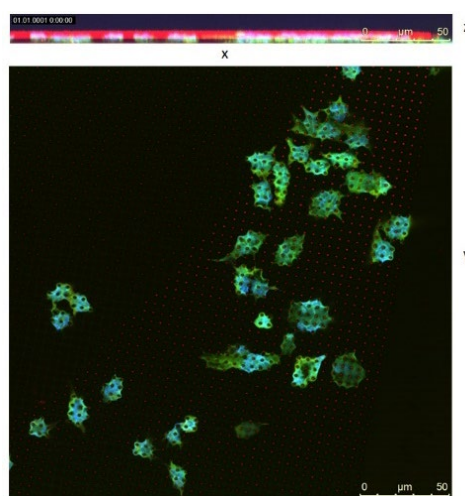


Рис. 1. СЭМ изображения (а) и фотографии конфокальной люминесцентной микроскопии (б) клеток рака груди MDA231 после их 48 ч культивации на Au@КНН.

Полученные результаты будут использованы для разработки методов экспрессной диагностики раковых клеток.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (Грант №20-12-00297).

Литература

1. B. Sharma, R.R. Frontiera, A.I. Henry, E. Ringe, R.P. van Duyne. *Materials today*, 15(1-2), p. 16 (2012).
2. P.L. Stiles, J.A. Dieringer, N.C. Shah, R.P. van Duyne. *Annu. Rev. Anal. Chem.*, 1, p. 601 (2008).
3. P.A. Mosier-Boss. *Nanomaterials*, 7(6), p. 142 (2017).
4. K. Kneipp, H. Kneipp, I. Itzkan, R.R. Dasari, M.S. Feld. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 14(18), R597 (2002).
5. D. Cialla-May, X.S. Zheng, K. Weber, J. Popp. *Chemical Society Reviews*, 46(13), p. 3945 (2017).

ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЖИМОВ РАБОТЫ МЕДИЦИНСКОГО СИНХРОТРОНА И АЛГОРИТМОВ РЕКОНСТРУКЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ ДЛЯ ПРОТОННОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ

Асп. Пряничников А.А., асп. Белихин М.А., проф. Черняев А.П.,
науч.сотр. (ФТЦ ФИАН), ст.науч.сотр. АО «Протом» Жоголев П.Б.,
мл.науч.сотр. (ФТЦ ФИАН), медфизик АО «Протом» Шемяков А.Е

Введение. Протонная терапия – одна из наиболее развивающихся форм дистанционной лучевой терапии онкологических заболеваний [1]. Выделение большей части энергии протонов и, следовательно, максимальные повреждения биологических тканей происходят в непосредственной близости от области остановки протонного пучка. Данный метод лечения обеспечивает большую степень конформности, чем другие виды дистанционной лучевой терапии. Для максимального достижения физических преимуществ протонной терапии, длина пробега протонов внутри тела пациента должна быть предсказана с миллиметровой, а лучше с субмиллиметровой точностью. В современной клинической практике планирование облучения для протонной терапии составляется с помощью рентгеновских КТ-обследований пациента до начала лечения. Применение полученных с помощью компьютерной томографии (КТ) данных для планирования лечения протонами требует программного обеспечения, использующего эмпирически выведенные функции калибровки, специфичные для каждого рентгеновского томографа. Процесс преобразования единиц Хаунсфилда, полученных при КТ сканировании, в относительные тормозные способности протонов приводит к неопределенности пробега частиц в теле пациента. Таким образом, наилучшим решением будет использование протонной визуализации [2-4], метода, в котором относительная тормозная способность протонного пучка восстанавливается напрямую. Однако, требования, которые предъявляются к установкам для протонной визуализации, не позволили полноценно внедрить этот метод в современную клиническую практику.

Для протонной визуализации необходима, во-первых, более высокая энергия протонного пучка, во-вторых, более низкие интенсивности выводимых пучком, чем те, которые используются для терапии, в-третьих, отработанные методики облучения объектов и алгоритмы восстановления протонных изображений. Однако, существующие протонные медицинские установки не удовлетворяют всем трем требованиям.

Цель работы. Целью данной работы является оптимизация режимов работы медицинского синхротрона и алгоритмов реконструкции изображений для протонной визуализации.

Материалы и методы. В качестве основной экспериментальной установки выступал синхротрон комплекса протонной терапии «Прометеус» [5-6], разработанный специалистами из ФТЦ ФИАН и АО «Протом». Данный медицинский ускоритель находится в постоянном клиническом использовании с ноября 2015 года. Основной особенностью установки является возможность выводить протонный пучок в диапазоне 30-330 МэВ. Предельная энергия выведенного пучка является достаточной для проведения процедуры протонной томографии всего тела пациента без каких-либо ограничений. На текущий момент стандартная интенсивность выводимого протонного пучка равняется 2×10^9 протонов/с.

Для выполнения требования о малой интенсивности выводимого протонного пучка не существует реализованного решения, поскольку современные медицинские ускорители протонов разрабатывались для выполнения задач быстрой доставки необходимой пациенту дозы для лечения. Использование терапевтических потоков частиц при проведении диагностики нанесет вред здоровым тканям. Кроме того, прецизионное детектирующее оборудование не может стабильно функционировать при терапевтических потоках протонов. Поэтому важной задачей при реализации протонной визуализации является получение работоспособного режима медленного многооборотного вывода протонного пучка сверхнизкой интенсивности из протонного синхротрона.

Экспериментальные протонные изображения были получены на прототипе протонного радиографического сканера компании ProtonVDA [7] и ускорителе IBA C235 в медицинском центре Северо-Восточного Университета, г. Эванстон (Иллинойс, США).

Результаты. В ходе работы проводилось моделирование радиографического облучения и экспериментальная апробации данных, была сформулирована методология выбора количества углов облучения и числа частиц, используемых для протонной визуализации. При исследовании итерационных алгоритмов реконструкции протонных изображений предложено новое условие останова. Был разработан режим работы протонного синхротрона среднего диапазона энергий с выводом пучка сверхмалой необходимой для визуализации интенсивности, предложены методы контроля пучков малой интенсивности. Сформулированы предложения по модификации комплексов протонной терапии для реализации режима протонной визуализации.

Заключение. В данной работе показаны преимущества, которые может дать реализация протонной томографии в уже существующих центрах. Разработанный режим позволит развить исследовательские возможности, которые способен предоставить синхротрон ФТЦ ФИАН и АО «Протом».

Литература

1. А.П. Черняев, Г.И. Клёнов, А.Ю. Бушманов и др. Ускорители протонов в лучевой терапии Медицинская радиология и радиационная безопасность. 2019. Т. 64, № 2. С.11–22.
- A. Allisy, A. Kelleler, R. Caswell et al., “Stopping powers and ranges for protons and alpha particles,” ICRU Report, vol. 49, 1993.
2. Пряничников А.А., Жоголев П.Б., Шемяков А.Е., Черняев А.П., Dejongh E., Dejongh F., Rykalin V., Перспективы реализации протонного томографа на комплексе «Прометеус», Медицинская физика. 2019. № 1 (81). С. 51-52.
3. S. Welsh, F. DeJongh, V. Rykalin, N. Karonis, C. Ordonez, J. Winans, G. Coutrakon, E.DeJongh, M. Pankuch. The Use of Established Methods to Quantify Proton Range Uncertainty Reduction When Using Proton Tomography. International Journal of Radiation Oncology Biology Physics 99(2): E737; 2017.
4. A.A. Pryanichnikov, V.V. Sokunov, A.E. Shemyakov, Some results of the clinical use of the proton therapy complex “Prometheus”, Physics of Particles and Nuclei Letters, 2018, Vol. 15, No. 7, pp. 981–985.
5. V.E. Balakin, A.I. Bazhan, V.A. Alexandrov, V.I. Chashurin, P.A. Lunev, A.A. Pryanichnikov, A.E. Shemyakov, M.A. Belikhin, A.I. Shestopalov Updated Status of Protom Synchrotrons for Radiation Therapy. in Proc. RuPA-C'21 2021. P. 120-123.
6. D.F. DeJongh, E.A. DeJongh, V. Rykalin, G. DeFillippo, M. Pankuch, A.W. Best, G. Coutrakon, K.L. Duffin, N.T. Karonis, C.E. Ordoñez, C. Sarosiek, R.W. Schulte, J.R. Winans, A.M. Block, C.L. Hentz, J.S. Welsh, A comparison of proton stopping power measured with proton CT and x-ray CT in fresh postmortem porcine structures. // Medical Physics. 2021. Vol. 48, №12, P. 7998-8009.

ТРАНЗИТНАЯ ДОЗИМЕТРИЯ В ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

Асп. Д.А. Товмасын, проф. А.П. Черняев

Актуальность. В лучевой терапии последние годы возросло использование более сложных методик, таких как лучевая терапия с модуляцией интенсивности (IMRT). Это затрудняет обнаружение возможных ошибок, поскольку уровни дозы и формы полей больше не являются интуитивно понятными для конкретных мест лечения, и поэтому их труднее обнаружить на опыте. Стало актуальным такое направление проверки планов как транзитная дозиметрия – определение дозы или потока падающей энергии в детекторе на основе излучения, проходящего через пациента или фантом [1]. Возможность использования транзитной дозиметрии можно рассматривать благодаря преимуществам быстрого

получения изображений, высокому разрешению, цифровому формату и возможностям измерений *in vivo* и проверки дозы в 3D [2-3].

Цель. Исследовать возможности использования транзитной дозиметрии на аппарате TomoTherapy для последующих проверок планов, а также для верификации положения пациента при лечении.

Материалы и методы. В данном исследовании транзитная дозиметрия на аппарате Tomotherapy проводится с помощью снимков мегавольтной компьютерной томографии (МВКТ), а также с помощью встроенных детекторов аппарата, представляющих собой массив из 640 ксеноновых ионизационных камер. Массив также измеряет выходной флюенс энергии в течение облучения. Для верификации планов были исследованы 10 пациентов с планами тотального облучения тела. Для каждого плана были сняты данные с детекторов, на основании которых доза была пересчитана и получена разница между расчетными и экспериментальными дозами. Для исследования укладки пациентов были исследованы как КТ пациентов при различных фракциях лечения, так и КТ фантома CIRC Phantom. Сигнал с детекторов извлекался после каждой процедуры и импортировался в созданный программный код MatLab для обработки.

Результаты. При транзитной дозиметрии планов лучевой терапии все планы показали соответствие стандартным критериям дозиметрии для фантомных измерений: максимальная разница в дозе не превышала 3%. Области, включающие высокий градиент дозы, такие как грудная клетка и живот, демонстрируют самые высокие значения разницы доз. Этот результат коррелирует с рассчитанным гамма-индексом между запланированными и синтетическими синопграммами. При транзитной дозиметрии во время лечения была найдена корреляция между гамма-индексами дозы и флюенса излучения. Для различных областей фантома коэффициент корреляции во всех случаях был больше 80%.

Выводы. Аппарат TomoTherapy дает возможность использовать встроенные детекторы для транзитной дозиметрии как в случае верификации планов лучевой терапии, так и для проверки укладки пациентов в течение лечения.

da.tovmasyan@physics.msu.ru

Литература

1. Herman MG. Clinical use of electronic portal imaging. *Semin Radiat Oncol* 2005;15:157–67.
2. Langmack KA. Portal imaging. *Br J Radiol* 2001;74:789–804.
3. Antonuk LE. Electronic portal imaging devices: a review and historical perspective of contemporary technologies and research. *Phys Med Biol* 2002;47:R31–65.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОЖИДАЕМЫХ ЭФФЕКТОВ ДЛЯ ОПТИМИЗАЦИИ СТРАТЕГИИ ИНДИВИДУАЛЬНОГО ЛЕЧЕНИЯ ПРИ ВЫСОКОТОЧНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ ФОТОННОЙ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

Доц. (НИ Томский политехнический университет) *Сухих Е.С.*,
проректор (НИ Томский политехнический университет) *Сухих Л.Г.*

Традиционно оценка качества дозиметрических планов лучевой терапии проводится по физическим критериям: степень покрытия РТВ предписанной дозой и выполнение ограничений QUANTEC на органы риска. Такие оценки часто не дают однозначных рецептов по выбору наилучших планов облучения. Например, в системе планирования Monaco существует несколько функций, которые при различной своей комбинации для «оптимизации» результатов расчёта физического покрытия опухоли предписанной дозой показывают различную степень охвата мишени. Так как алгоритм, используемый внутри каждого из подходов, не является до конца ясным, необходим независимый контроль/проверка качества полученных гистограмм доза-объём, причем не столько с точки зрения физического соответствия, сколько с точки зрения ожидаемой биологической эффективности. В мировой практике радиационной терапии для контроля качества и оптимизации все шире применяются макроскопические радиобиологические критерии: вероятность контроля опухоли (Tumor Control Probability - TCP) и вероятность осложнения нормальных тканей (Normal Tissue Complication Probability - NTCP), позволяющих количественно оценить исход радиационного лечения, и на этой основе выбрать оптимальную схему облучения пациента [1,2].

Целью работы провести математическое моделирование ожидаемых эффектов для оптимизации стратегии индивидуального лечения при высокоточных технологиях фотонной лучевой терапии.

Для этой цели реализован автоматизированный импорт данных из указанных систем планирования и, при необходимости, преобразование расчетных кумулятивных дозообъемных гистограмм cDVH в дифференциальные распределения - dDVH, необходимых для расчета TCP/NTCP. Для сравнительного анализа реализованы наиболее часто используемые модели: TCP - Niemierko, Warkentin-Stavrev, Webb-Nahum; модели NTCP - Niemierko, Kallman, Lyman-Kutcher-Burman (LKB), Kehwar-Sharma. Некоторые из указанных моделей расчета TCP включают параметры, определяющие персонализированный подход к планированию лечения: тип, стадии и объем опухоли, плотность клоногенов; параметры радиочувствительности опухоли по LQ модели (α , α/β); параметры, определяющие оксигенацию и скорость пролиферации.

Представлены результаты расчетов биологических критериев для реальных дозиметрических планов лучевой терапии рака простаты и молочной железы. Приведена структура базы данных параметров моделей. Проведена оценка вариабельности полученных результатов из-за неопределенности исходных данных.

Разработанный подход может служить в качестве эффективного вспомогательного инструмента при выборе оптимальной схемы дозиметрического планирования лучевой терапии злокачественных новообразований.

Литература

1. Allen Li X., Alber M., Deasy J.O., Ken Jee K.W., Marks L.B., Mayo C., Moiseenko V., Nahum A.E., Niemierko A., Semenenko V.A., Yorke E.D. The use and QA of biologically related models for treatment planning: short report of the TG-166 of the therapy physics committee of the AAPM. //Med Phys. 2012 March; 39(3):1386-409.
2. J. Donald Chapman, Alan E. Nahum. Radiotherapy Treatment Planning: Linear-Quadratic Radiobiology. CRC Press, Taylor & Francis Group 2016 г. – 190 p.

СТЫКОВКИ РАДИАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПРОТЯЖЕННЫХ МИШЕНЕЙ В ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

Ст. медфизик (ФГБУ «НМИЦ детской гематологии, онкологии и иммунологии имени Дмитрия Рогачева») *Логина А.А.*, медфизик (ФГБУ «НМИЦ детской гематологии, онкологии и иммунологии имени Дмитрия Рогачева») *Товмасын Д.А.*, зав. отд. лучевой терапии (ФГБУ «НМИЦ детской гематологии, онкологии и иммунологии имени Дмитрия Рогачева») *Нечеснюк А.В.*, проф. *Черняев А.П.*

Введение

В настоящее время методы ядерной физики, радиационно-физические технологии широко используются в медицине. Методы лучевой терапии основаны на подведении энергии ионизирующего излучения к патологическому очагу. Эффективность лечения определяется подведенной дозой и в то же время ограничивается вероятностью возникновения осложнений на здоровые органы и ткани.

Особенную технологическую сложность в лучевой терапии представляет собой задача облучения протяженных мишеней, в частности тотального облучения тела (ТОТ) и кранио-спинального облучения (КСО). Основная проблема при облучении протяженных мишеней связана с тем,

что размер радиационного поля стандартного медицинского линейного ускорителя в зоне изоцентра вращения пучка существенно меньше, чем линейный размер мишени. Это приводит к необходимости создания стыковок радиационных полей.

Проблема стыковки радиационных полей представляет сложность по нескольким причинам. Во-первых, необходимо точное моделирование (расчет) края радиационного поля. Во-вторых, возможность выполнения точного расчета дозы в зоне стыковки полей не гарантирует точность доставки дозы, так как даже небольшие погрешности оборудования (точность перемещения стола или точность позиционирования устройства, формирующего размер радиационного поля), приводят к существенным дозиметрическим последствиям, таким, как переоблучение или недооблучение мишени.

Цель работы

Разработать способ облучения протяженных мишеней с применением технологий модуляции интенсивности, позволяющий обеспечить равномерность дозы 80-120% в присутствии внедренных ошибок позиционирования изоцентра полей.

Материалы и методы

Для получения заданного распределения дозы использовалось несколько перекрывающихся друг с другом радиационных полей, использующим ротационную технологию с модуляцией интенсивности, реализуемую на медицинском линейном ускорителе Elekta Synergy. Расположение изоцентров полей выбиралось таким образом, чтобы их координаты отличались только в продольном-кранио-каудальном направлении, а область перекрытия (стыковки) соседних полей не содержала в своем объеме органов риска и составляла от 2 до 4 см в продольном направлении на уровне изоцентра. Использовалась одновременная оптимизация полей с энергией пучков 6 и 10 МэВ, положение коллиматора 90 градусов, ассиметричное положение шторок коллиматора выбиралось в соответствии с индивидуальной анатомией пациента таким образом, чтобы покрыть всю мишень и максимизировать свободу движения лепестков коллиматора.

Экспериментальные измерения распределения дозы в искомой плоскости области стыковок полей проводились с помощью массива детекторов MatriXX в фантоме MultiCube(IBA) -Plastic Water, имеющего массовую плотность 1.030 g/cm^3 и ткане-эквивалентный состав. При этом доза в каждом из 1024 детекторов, соответствующих положению i в строке и j в колонке массива MatriXX определялась как:

$$D_{i,j} = (M - B)_{i,j} N_D^{Co^{60}} K_{uni,i,j} K_Q K_{T,P},$$

где $M_{i,j}$ — измеренный сигнал данного детектора, $V_{i,j}$ — фоновый сигнал, $N_D^{Co^{60}} K_{uni\ i,j}$ — коэф. однородности, полученный при калибровке на источнике кобальта при референсных значениях температуры, K_Q — коэф., учитывающий энергию пучка, $K_{T,P}$ — коэф. коррекции давления и температуры окружающей среды.

Для тестирования было выбрано 10 лечебных планов облучения протяженных мишеней, которые были пересчитаны геометрии фантома из твердой воды MultiCube. Ошибки позиционирования изоцентра δY внедрялись при измерениях вдоль продольной оси ускорителя с целью симуляции погрешности позиционирования изоцентра пучка относительно мишени и составляли 1, 3 и 6 мм.

Результаты и обсуждение

Результаты измерений представленные в Табл.1., показали, что внедренная ошибки позиционирования 6 мм приводит к локальным отклонениям поглощенной дозы от заданных значений, близких к критической отметке $\pm 20\%$; при этом среднее значение дозы в области стыковки меняется не более чем на $5 \pm 0,8\%$. Ошибки позиционирования изоцентра 3 мм и 1 мм не приводит к значимым дозиметрическим последствиям с точки зрения требуемой однородности облучения.

Табл. 1 Результаты измерений дозы в области стыковки полей при искусственно внедренных ошибках позиционирования δY 1, 3 и 6 мм вдоль продольной оси ускорителя.

Изменение дозы в области стыковки полей, %	δY , mm					
	+6	+3	+1	-1	-3	-6
$\Delta D_{\max}$, %	$-1,8 \pm 1,4$	$-1,8 \pm 0,8$	$-0,9 \pm 0,2$	$3,6 \pm 0,3$	$5,4 \pm 1,4$	$11,0 \div 2,4$
$\Delta D_{\min}$, %	$-18,0 \pm 3$	$-4,7 \pm 1,5$	$-2,2 \div 0,3$	$2,1 \pm 0,6$	$5,4 \div 2,1$	$7,6 \pm 2,5$
ΔD_{mean} , %	$-3,6 \pm 2$	$-1,6 \pm 1$	$-1,1 \pm 0,4$	$1,0 \div 0,5$	$3,0 \pm 1,1$	$5,0 \pm 0,8$

Таким образом, планы, должны быть реализованы с особым вниманием к позиционированию изоцентров пучка. Производитель ускорителя Elekta гарантирует точность перемещения стола не менее ± 1 мм, следовательно, разделение изоцентров пучка путем поступательного перемещения лечебного стола, обеспечивает заданную однородность распределения дозы в зоне стыковки радиационных полей при облучении протяженных мишеней в рамках исследуемого метода.

E-mail: aloginovaa@gmail.com

Литература

1. Scandurra D., Lawford C. A dosimetry technique for measuring kilovoltage cone-beam CT dose on a linear accelerator using radiotherapy equipment. // Journal of applied clinical medical physics. 2014. V. 15. N. 4. P. 80-91.
2. Seppälä, J., Kulmala, J., Lindholm, P., & Minn, H. A method to improve target dose homogeneity of craniospinal irradiation using dynamic split field IMRT // Radiotherapy and Oncology. 2010. V. 96 N.2. P. 209–215.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНОГО ПРОТОКОЛА СКАНИРОВАНИЯ КОНУСНО-ЛУЧЕВОЙ КОМПЬЮТЕРНОЙ ТОМОГРАФИИ ДЛЯ АДАПТИВНОЙ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

Медфизик ФГБУ «НМИЦ детской гематологии, онкологии и иммунологии имени Дмитрия Рогачева» *Лисовская А.О.*,
ст. медфизик ФГБУ «НМИЦ детской гематологии, онкологии и иммунологии имени Дмитрия Рогачева» *Логинова А.А.*,
зав. отд. лучевой терапии, ФГБУ «НМИЦ детской гематологии, онкологии и иммунологии имени Дмитрия Рогачева» *Нечеснюк А.В.*,
проф. НИЯУ МИФИ *Беляев В.Н.*

С внедрением в клиническую практику новых методов визуализации, например, конусно-лучевой компьютерной томографии (КЛКТ), появляется возможность быстро и качественно проводить адаптивную лучевую терапию пациентам в случае изменения их анатомии. Актуальные изображения, полученные в ходе верификации положения пациента на лечебном столе ускорителя, используются для оконтуривания и последующего расчета дозового распределения. Однако стоит помнить, что КЛКТ включает в себе дополнительную дозовую нагрузку на пациентов, поэтому важно найти баланс между качеством получаемых КЛКТ-изображений и дозой, которую получает пациент при проведении данной процедуры [1].

Целью данной работы является определение оптимального протокола сканирования конусно-лучевой компьютерной томографии для адаптивной лучевой терапии.

Измерения абсолютной дозы проводились на периферии и в центре фантома FREEPOINT (CIRS) с помощью камеры фермеровского типа FC65-P для каждого из исследуемых протоколов сканирования конКТ. Фантом FREEPOINT высотой 20 см, шириной 30 см и длиной также 30 см использовался для имитации грудной клетки и таза большого размера, внутренний вкладыш диаметром 16 см — для малого размера и головы-шеи. С помощью двумерной матрицы детекторов I'mRT MatriXX (Iba)

измеряли профили дозы [2]. Полученные профили из относительных единиц были нормализованы до абсолютной дозы в центре профиля пучка и проинтегрированы, чтобы сформировать DLI (интеграл линии дозы), после чего вычислялся индекс дозы DLP для всех исследуемых протоколов сканирования [3].

$$DLP = \frac{1}{3}DLI_{center} + \frac{2}{3}DLI_{perif}, \quad (1)$$

где DLP — произведение доза-длина (мГр·см), DLI_{center} — интеграл линии дозы в центре, DLI_{perif} — интеграл линии дозы на периферии.

Результаты измерений показали, что наименьшую дозовую нагрузку оказывают протоколы для головы и шеи, особенно Fast Head and Neck S20 (13.28 мГр). Это можно объяснить неполной ротацией гантри (200°) и невысокими, по сравнению с другими протоколами, значениями мА и мс.

Дозовая нагрузка для пациентов от протоколов сканирования грудной клетки Chest M20 возрастает на порядок (308.95 мГр), так как увеличиваются общее количество срезов за сканирование, ток и напряжение. Максимально большую дозу пациент может получить от сканирования тазовой области протоколом Pelvis M15. Величина $DLP_{клет}$ в таком случае за одну процедуру сканирования достигает 846.93 мГр.

Для определения качества изображений было проведено сканирование фантома Catphan в конусном пучке. Для каждой серии полученных изображений были определены пространственное разрешение, низкоконтрастное разрешение и отношение контраст-шум. Для нахождения этих параметров в основном использовалась программа MIM Maestro, однако пространственное разрешение было определено в программе MuQA (IBA) с помощью теста, предлагаемого производителем, для того, чтобы полученные результаты не зависели от человеческого зрения и были объективны.

Для оценки целесообразности использования протокола при проведении адаптивной лучевой терапии был предложен индекс качества изображения, получаемого при сканировании, который учитывает такие параметры, как пространственное разрешение, низкоконтрастное разрешение и отношение контраст-шум. Он вычисляется по формуле:

$$QI_i = \begin{cases} 1, \text{если } SR_i > 0,6 \\ 0, \text{если } SR_i \leq 0,6 \end{cases} + \begin{cases} 1, \text{если } CNR_1 > \overline{CNR} \\ 0, \text{если } CNR_1 \leq \overline{CNR} \end{cases} + \begin{cases} 1, \text{если } CNR_2 > \overline{CNR} \\ 0, \text{если } CNR_2 \leq \overline{CNR} \end{cases} + \begin{cases} 1, \text{если } CNR_3 > \overline{CNR} \\ 0, \text{если } CNR_3 \leq \overline{CNR} \end{cases} + \begin{cases} 1, \text{если } LCV_i > \overline{LCV} \\ 0, \text{если } LCV_i \leq \overline{LCV} \end{cases} \quad (2)$$

где SR_i — пространственное разрешение для рассматриваемого протокола; CNR_1 — отношение контраст шум для рассматриваемого протокола, рассчитанное для вставок derlin и CTP404; CNR_2 — отношение контраст

шум для рассматриваемого протокола, рассчитанное для вставок СТР404 и acrylic; CNR3 — отношение контраст шум для рассматриваемого протокола, рассчитанное для вставок Polystyrene и LDPE **CNR** — среднее значение отношения контраст шум для всех исследуемых протоколов; LCVi (low contrast visibility) — низкоконтрастное разрешение; **LCV** — среднее значение низкоконтрастного разрешения для всех исследуемых протоколов.

В таблице 1 представлены рассчитанные индексы качества изображения для различных протоколов, отображающие результаты этой части работы.

Табл. 1. Индекс качества для исследуемых клинических протоколов

Протокол сканирования	SR, lp/mm	CNR 1	CNR 2	CNR 3	LCV	Quality index
Head and Neck S10	0,31	4,13	0,40	0,74	4,39	2
Fast Head and Neck S20	0,37	3,18	0,34	0,47	7,04	2
Head and Neck S20	0,28	5,41	0,26	1,26	2,62	1
Chest M20	0,27	20,77	0,65	2,13	1,53	3
Pelvis M15	0,27	14,69	1,02	3,05	1,06	4

В ходе проведённого исследования с помощью индексов качества и дозы был определен протокол, использование которого оптимально в случае, если планируется проведение адаптивной лучевой терапии и необходимо получить изображение с достаточно хорошим качеством для перерасчёта плана. Этим протоколом является Chest M20, он имеет наилучшее соотношение между дозовой нагрузкой на пациента и качеством получаемого изображения, а также максимальную длину сканируемой области из возможных.

Таким образом, предложенный экспериментальный метод исследования качества изображений и поглощенной дозы объектами различного размера при проведении КЛКТ позволяют определить оптимальный протокол сканирования для проведения адаптивной ЛТ.

Литература

1. Dosimetry in diagnostic radiology for paediatric patients // IAEA human health Series No. 24. – 2013. V. 159 P. 15, 43-47.
2. myQA Patients User's Guide Vol. 3 myQA Machines SW Version: 2.9 Release: 2017-002
3. Scandurra D., Lawford C. A dosimetry technique for measuring kilovoltage cone-beam CT dose on a linear accelerator using radiotherapy equipment. // Journal of applied clinical medical physics. 2014. V.15. N. 4. P. 80-91.

ИССЛЕДОВАНИЕ УТЕЧКИ ДОЗ ИЗ МНОГОЛЕПЕСТКОВОГО КОЛЛИМАТОРА НА ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ VARIAN HALCYON И VARIAN TRUEBEAM STX

Ст. преп. *Лыкова Е.Н.*, асп. *Морозова Е.П.*, проф. *Черняев А.П.*,
медфизик (ММОЦ) *Петрова А.Ф.*, ст. медфизик (ММОЦ) *Громова Н.В.*

Исследование утечки дозы является актуальной темой за счет того, что число пациентов, у которых проявились поздние лучевые реакции увеличивается с каждым годом [1].

Линейный ускоритель Varian Halcyon V1.0 (Varian Medical Systems, Пало-Альто, Калифорния, США) [2] без коллимационных шторок, недавно введен в эксплуатацию, и на данный момент набирает популярность в онкологических клиниках. Система Halcyon MLC отличается уникальной ступенчатой двухслойной конструкцией, состоящей из дистального и проксимального слоя лепестков. Первичный и вторичный коллиматоры зафиксированы, отсутствует сглаживающий фильтр [3-4].

Аналогичные исследования проводились на ускорителе Varian TrueBeam STx, который сочетает в себе возможности проведения лучевой терапии и выполнения радиохирургических операций с миллиметровой точностью. Ускоритель TrueBeam STx оснащен многолепестковым коллиматором высокого разрешения (HD120 MLC), который имеет два блока по 60 вольфрамовых лепестков [5].

Целью данной работы является экспериментальное измерение утечки дозы из многолепесткового коллиматора Varian Halcyon и HD120 MLC. Для достижения этой цели, на линейном ускорителе Varian Halcyon и Varian TrueBeam STx с энергией граничных фотонов 6 МэВ, были проведены следующие эксперименты:

1. Исследование влияния размера поля на утечку дозы. Были созданы IMRT планы облучения фантома полями разного размера в системе планирования Eclipse. Дозовый профиль измеряли матричным детектором IC Profiler SunNuclear и ионизационной камерой SNC125c. Использовался водоеквивалентный фантом Solid Water GAMMEX и водный фантом 3D Scanner SunNuclear.

2. Измерение утечки дозы при маленьком размере поля. В этом эксперименте был создан план облучения водного фантома 3D Scanner SunNuclear. Многолепестковый коллиматор позиционировался таким образом, чтобы создать прямоугольную форму пучка размером 1×2 см². Использовалась ионизационная камера типа SNC125c.

Эксперимент показал, что, несмотря на то, что во всех опытах подавалась одинаковая доза в 200 мониторных единиц, утечка дозы в коллиматоре становится больше при увеличении размера поля. Для коллиматора Varian Halcyon на расстоянии 16 см от центральной оси

наблюдаются дозы 0.003, 0.012, 0.029, 0.052, 0.092, 0.128 Гр для полей размерами 5×5, 10×10, 15×15, 20×20, 25×25 и 28×28 см² соответственно. Для коллиматора HD120 MLC на расстоянии 16 см от центральной оси наблюдаются дозы 0.014, 0.33, 0.62, 0.96 % от максимальной дозы для полей размерами 10×10, 16×16, 20×20 и 24×24 см² соответственно.

Результаты текущего исследования важны для понимания того, как влияет размер поля на утечку дозы.

Литература

1. Takam R, Bezak E, Marcu LG, Yeoh E. Out-of-field neutron and leakage photon exposures and the associated risk of second cancers in high-energy photon radiotherapy: current status. *Radiat Res.* 2011;176:508–520;
2. Varian Medical Systems. Halcyon Brochure. 2017 URL: https://www.varian.com/sites/default/files/resource_attachments/Halcyon_brochure_RAD10443B_092417.pdf. (Дата обращения: 08.06.2020).
3. Lim TŸ, Dragojević I, Hoffman D, Flores-Martinez E, Kim GY. Characterization of the Halcyon TM multi-leaf collimator system. *J Appl Clin Med Phys.* 2019; 20: 106–114;
4. NCRP, NCRP Report 170. Second Primary Cancers and Cardiovascular Disease After Radiation Therapy. Bethesda, Md: National Council on Radiation Protection and Measurements; 2011;
5. Varian TrueBeam STx Specifications: https://www.equiphos.com/wp-content/uploads/2015/06/TrueBeam_STx_Specifications_10093D_0112.pdf

МОДИФИКАЦИЯ ПУЧКА УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ РАВНОМЕРНОСТИ РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ ОБЛУЧАЕМЫХ ОБЪЕКТОВ

Мл.науч.сотр. *Студеникин Ф.Р.*, ст. препод. *Близнюк У.А.*,
проф. *Черняев А.П.*, вед. инж. (НИИЯФ) *Ипатова В.С.*,
мл.науч.сотр. *Золотов С.А.*, науч.сотр. (НИИЯФ) *Ханкин В.В.*,
мл.науч.сотр. (ФГБУ ГНЦ ФМБЦ им. А.И. Бурназяна ФМБА) *Крусанов Г.А.*

В настоящее время роль радиационных технологий стремительно возрастает как в науке, так и в различных отраслях народного хозяйства и медицине. Радиоизотопы и ускорители заряженных частиц, помимо применения в проведении фундаментальных исследований в области атомной и ядерной физики, радиобиологии и радиохимии [1-2], широко используются в медицине, промышленности и сельском хозяйстве. В настоящее время более чем в 70 странах мира действуют центры радиационной обработки продуктов питания и медицинских изделий [1]. В современных центрах радиационной обработки все чаще используют

ускорители электронов, что во многом связано с более высокой мощностью дозы, получаемой объектом, по сравнению с разрешенными радиоактивными источниками, и, как следствие, более высокой скоростью обработки продуктов питания [1].

При обработке ускоренными электронами неизбежна неоднородность облучения объектов. Критерием однородности облучения принято считать отношение минимального значения поглощенной дозы к максимальному значению поглощенной дозы в объеме объекта [3]. В то время как для большинства медицинских изделий достаточно однородности облучения порядка 50 %, для других категорий облучаемых объектов, таких как объекты трансплантологии, фармацевтические препараты, охлажденная мясная и рыбная продукция необходимо обеспечить однородность облучения не менее 80 % [4, 5, 6].

Достижение степени однородности облучения более 80 % для объектов массовой толщиной более 2 г/см² является сложной физико-технической задачей [3]. Для повышения равномерности распределения дозы по объему обрабатываемых объектов применяется варьирование энергии электронов за несколько сеансов облучения [3]. Однако, повторные облучения объекта увеличивают время радиационной обработки и повышают ее стоимость. Кроме того, для некоторых обрабатываемых объектов не рекомендуется длительное пребывание вне охлаждающих камер. В связи с этим важной и актуальной задачей является разработка метода, позволяющего повысить однородность радиационной обработки за один сеанс облучения, чему и посвящена представленная работа.

Цель работы заключалась в разработке метода модификации пучка ускоренных электронов с энергией до 10 МэВ для повышения равномерности радиационной обработки облучаемых объектов.

Объектом изучения являлись зависимости характеристик пучка электронов и параметров распределений поглощенной дозы по объему объектов от толщины и материала пластин-модификаторов при облучении пучками электронов с энергией до 10 МэВ.

В качестве предмета исследования рассматривалась возможность применения пластин-модификаторов для увеличения равномерности распределения поглощенной дозы по объёму обрабатываемых объектов на ускорителях для промышленной радиационной обработки.

Путем компьютерного моделирования, основанного на методе Монте-Карло, с использованием инструментария GEANT4 (CERN, Швейцария) [7] было проведено более 1000 численных экспериментов для сравнения параметров распределений поглощенной дозы по объёму объектов в форме параллелепипеда, цилиндра, шара и спектральных характеристик пучка электронов при дополнительном размещении

пластин-модификаторов из алюминия, меди и железа между выходом пучка и облучаемым объектом и без размещения пластин.

Экспериментальная проверка возможности применения метода повышения однородности облучения ускоренными электронами проводилась на линейном ускорителе электронов УЭЛР 10-15-С-60 (производитель НИИЯФ МГУ совместно с АО НПП «ТОРИЙ», г. Москва, Россия) [8] и линейном ускорителе электронов ИЛУ-14 (производитель ИЯФ СО РАН, г. Новосибирск, Россия) [9], используемых для промышленной радиационной обработки. Измерения распределений поглощенной дозы проводились с использованием фантома кубической формы из пищевого пластика PETG, изготовленного при помощи станка числовым программным управлением по технологии 3D-печати. Фантом состоял из 25 пластин с пазами для закрепления полимерных пленок, являющихся стандартными образцами поглощенной дозы СО ПД(Ф)Р-5/50 и СО ПД(Э)-1/10. Выбор материала обусловлен тем, что плотность и зарядовое число пластика PETG практически совпадают с составом дозиметрических полимерных пленок, что позволяет, в определенном приближении, рассматривать сборный фантом как однородный объект, в котором возможно с погрешностью не более 12% провести измерения распределений поглощенной дозы.

По результатам полученным в ходе выполнения исследования предложен метод модификации спектра пучка с применением пластин-модификаторов из алюминия толщиной от 0.5 мм до 5 мм, позволяющий увеличить значение коэффициента однородности облучения до 0.97 при радиационной обработке ускоренными электронами с энергией до 10 МэВ объектов в форме параллелепипеда толщиной до 3.125 г/см^2 с плотностью в диапазоне от 0.3 до 1.6 г/см^3 . Показана возможность применения метода при облучении объектов в форме шара и цилиндра. Экспериментально показано, что предложенный метод модификации пучка электронов применим при радиационной обработке объектов на промышленных ускорителях электронов УЭЛР 10-15-С-60 и ИЛУ-14 для увеличения равномерности облучения.

Получены аналитические зависимости параметров дозовых распределений от начальной энергии электронов, линейных размеров и плотности облучаемого объекта, толщин пластин-модификаторов, позволяющие оценить с погрешностью не более 5% равномерность радиационной обработки объектов с плотностью от 0.3 до 1.6 г/см^3 пучками ускоренных электронов с энергией от 4 МэВ до 10 МэВ.

Также получены аналитические выражения, которые позволяют провести оценку спектральных характеристик пучка электронов с погрешностью не более 10% после прохождения через алюминиевые пластины-модификаторы и характеристик распределений поглощенной

дозы с погрешностью не более 5% по глубине объектов с линейными размерами 40 см × 40 см × 80 см и плотностью от 0.3 г/см³ до 1.6 г/см³ при облучении пучками электронов с начальной энергией от 4 МэВ до 10 МэВ.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ №20-32-90237 «Аспиранты» и междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

Литература

1. А.П. Черняев // М.: КДУ, 2018.
2. А.И. Абрамов // М.: Ком Книга, 2006.
3. Vienna: International Atomic Energy Agency, 2008.
4. CAC, 2003. CODEX STAN 106-1983, Rev.1-2003. Codex Alimentarius, FAO/WHO, Rome.
5. Report of a Joint FAO/IAEA/WHO study group, 1999.
6. Chitho P. Feliciano, Zenaida M. De Guzman, Levelyn Mitos M. Tolentino, Maria Lucia C. Cobar, Gina B. Abrera. // Food Chemistry 163, p. 142–146, 2014.
7. <https://geant4.web.cern.ch>
8. V.I. Shvedunov, A.S. Alimov, A.N. Ermakov, A.N. Kamanin, V.V. Khankin, A.S. Kurilik, L.Yu Ovchinnikova, N.I. Pakhomov, N.V. Shvedunov, D.S. Yurov, I.V. Shvedunov, A.S. Simonov // Radiation Physics and Chemistry, 2019, v. 159, p. 95-100.
9. А.А. Брызгин, В.И. Безуглов, Е.Н. Кокин и др // Приборы и техника эксперимента, 2011, № 3, с. 5–21.

ВЛИЯНИЕ ДИСТОРСИИ МРТ-ИЗОБРАЖЕНИЙ НА ПЛАНИРОВАНИЕ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

Студ. *Мяэкиви И. В.*, асс. *Лыкова Е. Н.*, студ. *Стрелковская А. П.*,
ст. науч. сотр. *Анисимов Н. В.*, проф. *Черняев А. П.*, проф. *Пирогов Ю. А.*

Изображения МРТ все чаще используются в лучевой терапии для определения границ объектов, ввиду их лучшей контрастности мягких тканей по сравнению с компьютерной томографией. Однако, геометрические искажения (дисторсия) оказывают влияние на точность доставки дозы.

Настоящая работа посвящена измерению искажений МРТ-изображений и количественной оценке их влияния на доставку дозы. Искажения минимальны в центре магнита, где поле однородно, и постепенно увеличиваются с расстоянием от центра [1].

Эксперименты проводились на МР-томографе Siemens Magnetom Avanto. В ходе работы было проведено МР - сканирование фантома с известными геометрическими размерами. Получены снимки с разным смещением фантома относительно центра магнитной катушки. Отклонения изображений были найдены при сравнении изображений, сдвинутых от центра катушки, и референсного изображения, центр которого совпадает с центром магнита. Средняя дисторсия не превышала 0,5 мм, максимальное обнаруженное отклонение составило 2 мм.

Для оценки различия в доставке доз для искаженного и неискаженного изображений были использованы высококонформные планы облучения мишеней разного диаметра (10, 20, 40 мм). Для каждой мишени были рассчитаны четыре плана с различным смещением мишеней: 0; 0,5; 1; 2 мм. Различия доставки дозы оценивались по гистограммам дозы-объем. Было обнаружено, что различия в доставленной дозе более пяти процентов присутствует только в планах с мишенью малого размера (10 мм).

Поскольку искажения, связанные с МРТ являются одним из основных факторов ухудшения точности во всем процессе доставки дозы, методы обнаружения и оценки этих искажений имеют большое значение.

Литература

1. Deming Wang and David M. Doddrell: Current Medical Imaging Reviews «Geometric Distortion in Structural Magnetic Resonance Imaging», Centre for Magnetic Resonance, The University of Queensland, St. Lucia, QLD 4072, Australia.

МЕТОД ГИСТОТРИПСИИ С КИПЕНИЕМ ДЛЯ МЕХАНИЧЕСКОЙ АБЛЯЦИИ ОПУХОЛЕЙ ПРОСТАТЫ ЧЕЛОВЕКА *EX VIVO*

Мл.науч.сотр. *П.Б. Росницкий*, доц. *С.А. Цысарь*, мл.науч.сотр. *М.М. Карзова*, асп. *Е.М. Пономарчук*, асп. *А.В. Тюрина*,
вед.науч.сотр. (ФФМ) *С.В. Буравков*, зав. отд. (МНОЦ) *А.В. Кадрев*,
доц. (Ун-т шт. Вашингтон США) *Т.Д. Хохлова*,
доц. (Ун-т шт. Вашингтон США) *Д.Р. Шейд*, проф. *О.А. Сапожников*,
доц. (Ун-т шт. Вашингтон США) *А.Д. Максвелл*,
зав. отд. (НИИ пульмонологии) *А.Л. Черняев*, доц. *В.А. Хохлова*

Метод гистотрипсии с кипением (ГК) на сегодняшний день имеет большие перспективы для проведения неинвазивных операций по механической абляции локализованного рака простаты с помощью мощного сфокусированного ультразвука. Используются последователь-

ности миллисекундных импульсов для создания ударных фронтов в профиле акустического давления в фокусе, что приводит к разжижению патологической ткани. Несмотря на успешные пилотные эксперименты по ГК аутопсийной простаты человека, важной проблемой остается разработка протоколов воздействия, которые позволят добиться полной ликвидации таргетной области с учетом наличия на пути ультразвука неоднородностей ткани, связанных, например, с такими патологиями, как узловатая гиперплазия. В работе использовался излучатель с рабочей частотой 2 МГц, облучались $n = 14$ аутопсийных образцов ткани простаты человека с различными значениями модуля сдвига. Применялись протоколы облучения с длительностью импульсов 10 мс, коэффициентом заполнения 1% и количеством импульсов в диапазоне 10–40 импульсов на фокус и расстоянием 1 мм между фокусами. После облучения ультразвуком образцы подвергали гистологическому анализу для оценки разрушения клеток. Продемонстрирована различная степень разрушения ткани для различных параметров облучения. Работа выполнена при поддержке РФФ 21-72-00067 и в рамках МНОШ МГУ “Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина”.

¹⁹F МРТ T1 КАРТИРОВАНИЕ ОКТАФТОРЦИКЛОБУТАНА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ФИБРОЗА ЛЕГКИХ У КРЫС

Науч.сотр. (ФФМ) Павлова О.С., студ. Теплоухова Е.Д.,
лаб. (ФФМ) Куропаткина Т.А., ст.науч.сотр. Гуляев М.В.

Введение. Обычно для оценки функционального состояния легких используется отношение вентиляции к перфузии (V/Q) [1]. При этом оценка вентиляции и перфузии, является чрезвычайно сложной задачей в МРТ. Однако известна зависимость, монотонная, хотя и нелинейная, отношения V/Q от времени спин-решеточной релаксации (T_1) в легких [2]. Наиболее часто используемые в ¹⁹F МРТ фторированные газы имеют короткое время T_1 ($SF_6 \sim 1,5$ мс, $C_3F_8 \sim 18$ мс [3]), что делает их практически нечувствительными к небольшим изменениям V/Q . В данной работе, мы предлагаем использовать газ октафторциклобутан (ОФЦБ, C_4F_8) для T_1 -картирования в качестве эффективного маркера V/Q , поскольку он имеет наиболее длинные времена релаксации среди всех фторированных газов (~ 55 мс).

Для построения релаксационных карт в МРТ могут использоваться различные методы, однако почти все они требуют использования 90° и 180° РЧ-импульсов. В ¹⁹F МРТ ввиду невысокого сигнала от фторированных газов оказывается затруднительным проводить автоматическую калибровку РЧ-импульсов. В связи с этим было принято решение использовать метод VFA [4] для T_1 картирования легких. Однако, поскольку чувствительность ¹⁹F МРТ

исследований легких малых лабораторных животных оказывается довольно низкой, в работе использовалась специализированная для исследования легких плоская катушка, возбуждающее поле которой неоднородно в направлении перпендикулярном расположению витков. Во многих работах, посвященных T_1 картированию методом VFA, отмечается высокая погрешность таких измерений, поскольку на расчет T_1 сильно влияет неоднородность РЧ поля (B_1) [5]. Таким образом, в данной работе перед нами ставился ряд задач: 1) исследовать возможность использования газа ОФЦБ в качестве эффективного маркера оксигенации; 2) показать возможность построения T_1 карт методом VFA в сильно неоднородном РЧ поле; 3) построить ^{19}F T_1 -карты легких крысы.

Эксперимент. *In vivo* исследования проводили на лабораторных животных – половозрелых крысах-самках Wistar массой ≈ 180 -210 г. Для формирования фиброза у крыс использовали модель легочной гипертензии, индуцированной монокроталином (МСТ) [6]. В качестве контрастного вещества для ^{19}F МРТ легких использовали смесь газов (20% O_2 + 80% ОФЦБ). Эксперименты проводились на 7Тл МР-томографе Bruker BioSpec 70/30 USR. Зависимости времен релаксации T_1 и T_2 от $[\text{O}_2]$ сначала измеряли *in vitro*, а затем на вырезанных легких. T_1 картирование в однородном поле проводили методом VFA. Для коррективки неоднородности РЧ поля использовали метода двойного угла (double flip angle, DFA [7]). Расчет 3D T_1 карт проводился методом VFA из двух наборов 2D коронарных изображений легких, полученных ИП 3D UTE с разными углами $\text{FA}_{1,2}$. Для получения и обработки ЯМР спектров использовали фирменные программы Bruker – TopSpin 2.0 и Dynamic Center, соответственно. МРТ изображения, также полученные с помощью фирменных ресурсов ParaVision 5.1, подвергались дальнейшей обработке с помощью нескольких программ. Для простейшей обработки изображений и дальнейших вычислений применялся программный пакет ImageJ. Для более сложных математических преобразований, построения карт поля и построения T_1 -карт было написано несколько программ на платформе Python 3.8. Построение графиков производилось в программе Origin Pro 2021 (OriginLab).

Результаты. В работе продемонстрирована перспективность использования газа ОФЦБ для T_1 картирования и оценки оксигенации тканей легких. В экспериментах *in vitro* на фантоме с газом ОФЦБ, а также *in vivo* на легких крысы, мы показали возможность построения корректных карт T_1 методом VFA даже в сильно неоднородном РЧ поле. Поскольку в наших экспериментах мы использовали одну и ту же катушку как для возбуждения, так и регистрации сигнала, то использование метода VFA совместно с DFA также позволило нам получить фторные изображения легких крысы, на которых отражена реальная спиновая плотность фторированного газа в легких. Мы использовали этот метод для получения 3D T_1 карт и спин-взвешенных изображений крысы с фиброзом легких. В соответствие со спин-взвешенными фторными изображениями в области фиброза вентиляция легких была сильно снижена, вплоть до полной невентируемости в некоторых местах. При этом вокруг этих мест фторный сигнал наоборот оказывался аномально повышенным. Это говорит о усиленной перфузии тканей легких в этих областях, в результате чего

кислород довольно быстро уносится кровью, и происходит накопление там газа ОФЦБ.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-75-10038, а также Междисциплинарных научно-образовательных школ Московского университета «Молекулярные технологии живых систем и синтетическая биология» и «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

Литература

1. Powers K.A., Dhamoon A.S. Physiology, Pulmonary Ventilation and Perfusion // StatPearls Publishing. – 2022. Available from: <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/books/NBK539907/>
2. Adolphi N.L., Kueth D.O. Quantitative mapping of ventilation-perfusion ratios in lungs by 19F MR imaging of T1 of inert fluorinated gases // Magn Reson Med. – 2008. – Vol. 59. – №4. – P. 739-746.
3. MRI of the Lung. Editors: Kauczor, Hans-Ulrich // Springer-Verlag Berlin Heidelberg. – 2018.
4. Fram E.K., Herfkens R.J., Johnson G.A., Glover G.H., Karis J.P., Shimakawa A., Perkins T.G., Pelc N.J. Rapid calculation of T1 using variable flip angle gradient refocused imaging // Magn Reson Imaging. – 1987. – Vol. 5. – № 3, – P. 201–208.
5. Boudreau M., Tardif C.L., Stikov N., Sled J.G., Lee W., Pike G.B. B1 mapping for bias-correction in quantitative T1 imaging of the brain at 3T using standard pulse sequences / J Magn Reson Imaging. – 2017. – Vol. 46. – №6. – P. 1673-1682.
6. Molteni A., Ward W.F., Ts'ao C.H., Solliday N.H., Dunne M. Monocrotaline-induced pulmonary fibrosis in rats: amelioration by captopril and penicillamine // Proc Soc Exp Biol Med. – 1985. – Vol. 180. – №1. – P.112-120.
7. Graf H., Martirosian P., Schick F., Grieser M., Bellemann M.E. Inductively coupled rf coils for examinations of small animals and objects in standard whole-body MR scanners // Med Phys. – 2003. – Vol. 30. – №6. – P. 1241-5.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ИНТРАФРАКЦИОННОГО ДВИЖЕНИЯ НА ДОЗОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ В ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ СКАНИРУЮЩИМ ПУЧКОМ

Асп. *Белихин М.А.*, асп. *Пряничников А.А.*, проф. *Черняев А.П.*,
мл.науч.сотр. (ФИ РАН им. П.Н. Лебедева) *Шемяков А.Е.*

Протонная терапия на сегодняшний день является наиболее точной и эффективной разновидностью дистанционной лучевой терапии онкологических заболеваний. Использование протонов позволяет повысить конформность и точность облучения, обеспечить резкие дозовые градиенты, снизить радиационную нагрузку на здоровые ткани и органы

риска. Наиболее широкое распространение получила протонная терапия в режиме точечного сканирования (Spot Scanning Proton Therapy – SSPT), поскольку обеспечивает наивысшую точность облучения и не требует изготовления индивидуальных элементов пассивного рассеяния. В данном режиме облучение целевого объема производится послойно тонким пучком протонов переменной интенсивности, направление которого задается в реальном времени системой магнитных разверток. Технология SSPT уже активно применяется для локализаций головы и шеи. Однако протонная терапия может быть эффективна и в случаях локализаций грудной клетки и брюшной полости: легкие, молочная железа, предстательная железа, печень и др. Расширение области применения SSPT на перечисленные локализации затрудняется значительным влиянием интрафракционного движения внутренних органов и тканей. Интрафракционные движения [1] – это движения, происходящие непосредственно в процессе сеанса облучения. Такие движения вызваны в наибольшей степени дыханием пациента, а также сердцебиением и перистальтикой кишечника. Интрафракционные движения приводят к искажениям дозового распределения [2]. Проблема интрафракционного движения в традиционной фотонной терапии имеет ряд решений, однако их прямой перенос в протонную терапию затруднителен [3] и требует дополнительных исследований и разработок. Затруднение вызвано в наибольшей степени отличиями в принципах взаимодействия фотонного и сканирующего протонного пучков с движущейся мишенью.

Целью данной работы является экспериментальная оценка влияния интрафракционного движения на трехмерное дозовое распределение, формируемое в подвижной тканеэквивалентной мишени динамического фантома при облучении тонким сканирующим пучком протонов.

Оценка влияния интрафракционного движения на дозовое распределение производится на основе качественного анализа формы и структуры дозового поля и количественного анализа величин средней дозы и однородности дозы в пределах условного целевого объема при его движении с заданными параметрами относительно фиксированной области PTV. Моделирование подвижного целевого объема производится с помощью неантропоморфного водного динамического фантома. Фантом представляет собой емкость с водой размером $20 \times 20 \times 20$ см³ с помещенной в нее тканеэквивалентной мишенью размером $10 \times 10 \times 10$ см³, позиционирование и движение которой осуществляется по одной координате с шагом 0,01 мм и высокой повторяемостью. Модель движения мишени построена на основе ритма дыхания человека, состоящего из фаз вдоха, выдоха и паузы дыхания. Мишени фантома совместимы со стандартным дозиметрическим оборудованием: ионизационными камерами и дозиметрическими пленками ЕВТЗ. Облучение мишени

фантома производится тонким терапевтическим сканирующим пучком, полученным с помощью протонного синхротрона. Расчет планов облучения выполняется методом Монте-Карло на основе результатов конусно-лучевой томографии рабочей области фантома. По рассчитанным планам фантом многократно облучается при различных параметрах движения мишени. Доза в мишени регистрируется с помощью дозиметрических пленок, расположенных в поперечном и продольном направлениях относительно ракурса подвода пучка. По полученным пленкам осуществляется построение срезов дозовых распределений в мишени, по которым рассчитываются величины средней дозы и однородности дозы в пределах области интереса.

В ходе работы были исследованы дозовые распределения, получаемые при движении с амплитудами 2, 6, 12 и 20 мм при различных временных параметрах движения и различных ракурсах подвода пучка к мишени. Поступательное интрафракционное движение мишени вызывает существенные искажения дозовых распределений, которые проявляются в виде «горячих» и «холодных» точек. Движение с изменением плотности на пути пучка приводит к искажениям в дальних энергетических слоях РТВ. Для обоих типов движения наблюдается размывание дозового поля вдоль траектории движения. При поступательном движении однородность дозового поля в области интереса снижается с 97,4% до 83,0%, а средняя доза – с 1,85 Гр до 1,73 Гр, в диапазоне амплитуд от 0 до 20 мм. Пиковые значения дозы в «горячих» и «холодных» точках при этом достигают значений 2,5 Гр и 1,1 Гр, соответственно. Средняя доза и однородность в области интереса слабо зависят от ритма движения, однако в случае учащенного ритма наблюдалось более быстрое снижение однородности, чем в случае уреженного и нормального ритмов. Однородность дозы в ближнем энергетическом слое на 3,1% выше, чем в дальнем, что обусловлено различиями в процессе формирования дозы в пределах энергетического слоя.

Наблюдаемые эффекты приведут к снижению эффективности протонной терапии сканирующим пучком. Пассивный метод компенсации интрафракционного движения, такой как простое расширение облучаемого объема, будет неэффективен в протонной терапии сканирующим пучком, поскольку не позволит компенсировать нарушение однородности дозового поля в целевом объеме. Поэтому для лечения подвижных опухолей необходимо применять активные методы компенсации интрафракционного движения, такие как ресканнинг, гейтинг, трекинг и другие.

Литература

1. T. Kubiak, Particle therapy of moving targets – the strategies for tumour motion monitoring and moving targets irradiation, Br J Radiol, vol. 89, pp. 1-13, (2016).

2. P. Trnková et al., Clinical implementations of 4D pencil beam scanned particle therapy: Report on the 4D treatment planning workshop 2016 and 2017, *Physica Medica*, vol. 54, pp. 121-130, (2018).
3. J. Bertholet et al., Real-time intrafraction motion monitoring in external beam radiotherapy, *Phys. Med. Biol.* vol. 64, (2019).

ПОВЫШЕНИЕ ОДНОРОДНОСТИ РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ ОБЪЕКТОВ УСКОРЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Мл.науч.сотр. *Золотов С.А.*, ст.науч.сотр. (НИИЯФ) *Близнюк У.А.*,
мл.науч.сотр. *Студеникин Ф.Р.*, проф. *Черняев А.П.*

Для ряда категорий объектов радиационной обработки существуют строго определённые диапазоны доз ионизирующего излучения, выход за пределы которых либо приводит к изменению физико-химических свойств обрабатываемой продукции, либо не оказывает необходимого микробиологического эффекта. Это значит, что распределение поглощённой дозы по объёму облучаемого объекта должно быть достаточно равномерным, т.е. критерий однородности $K = \frac{D_{\min}}{D_{\max}} \rightarrow 1$. С практической точки зрения удобнее всего обрабатывать продукцию в упаковке, которая имеет как можно большую толщину. При этом при толщине $L_{\max} < 1 < L_{\text{opt}}$ максимально достижимая однородность обусловлена участком возрастания дозы и зависит от энергии пучка, где $L_{\max}$, L_{opt} – глубины с максимальной дозой и дозой, равной дозе на поверхности соответственно.

В работе предлагается метод повышения однородности, основанный на периодическом размещении в процессе обработки на пути пучка пластин-модификаторов различной толщины, что позволяет увеличить равномерность облучения без уменьшения максимальной энергии пучка. Схемы подобного рода используются в протонной лучевой терапии для формирования модифицированного пика Брэгга заданной толщины на заданной глубине [1].

Основной задачей является подбор комбинаций толщин модификаторов. С математической точки зрения задача эквивалентна подбору весовых коэффициентов, для которых осуществляется минимизация следующего функционала:

$$\sum_{j=1}^M (\sum_{i=1}^N \omega_i D_{ij} - \text{Const})^2 \rightarrow \text{Min}, \quad (1)$$

где $D_{ij} \equiv D(x_j, d_i)$ – поглощенная доза, создаваемая в точке на глубине x_j при использовании модификатора толщины d_i , ω_i – весовые

коэффициенты, которые определяют соотношение между временами облучения объекта в присутствии пластины d_i . Суммирование ведется по i от 1 до N , где N – число различных толщин модификаторов и по j от 1 до M , где M – число точек в которых определяется поглощенная доза.

Целью работы являлся расчёт комбинаций пластин, обеспечивающих максимальную однородность облучения для объекта заданной толщины.

С помощью инструментария Geant4, реализующего метод Монте-Карло, проводилось компьютерное моделирование одностороннего облучения моноэнергетическими электронами с энергией от 1 МэВ до 10 МэВ с шагом 1 МэВ водного фантома размером $155 \times 155 \times 155$ мм³. Фантом виртуально разбивался на слои толщиной 0.1 мм вдоль линии распространения пучка электронов. В моделировании накапливалась информация о поглощённой в каждом слое энергии, по которой рассчитывалась величина поглощённой дозы. Источник ионизирующего излучения представлял собой плоскость, параллельную одной из граней фантома. Первичные частицы излучались перпендикулярно плоскости источника. На пути источника располагались алюминиевые пластины-модификаторы толщиной от 0.5 мм до 5.5 мм с шагом 0.5 мм. Распределения поглощённой дозы для фантомов меньших размеров получались отбрасыванием данных на глубине большей чем размер виртуального фантома. Минимизация функционала (1) выполнялась методом неотрицательных наименьших квадратов [2], реализованным в пакете python3 `scipy.optimize`.

По итогам работы для объектов в форме параллелепипеда с массовыми толщинами до 9 см²/г были подобраны конфигурации облучения (в которые входили энергия электронов и весовые коэффициенты для получения комбинаций пластин), обеспечивающие максимальную однородность при облучении электронами с энергией до 10 МэВ.

Исследование выполнено при поддержке междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

Литература

1. В.С. Хорошков, В.М. Бреев, В.А. Золотов, В.Е. Лукьяшин, Г.Г. Шимчук. Спиральный гребенчатый фильтр. Медицинская радиология, 1987, т. 32 № 8, с. 76-80.
2. Lawson C., Hanson R.J. Solving Least Squares Problems, SIAM (1987)

Подсекция:
НАУКИ О ЗЕМЛЕ

Сопредседатели
профессор М. А. Носов, чл.-корр. И. И. Мохов,
зав. кафедрой В.Б. Смирнов

ТЕЧЕНИЕ ФЛЮИДОВ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ ПОРИСТЫХ СРЕДАХ

Доцент *Исаева А.В.*

Современные трехмерные геологические модели месторождений углеводородов могут включать в себя более миллиона ячеек сетки, т.е. такие модели содержат весьма подробную информацию о строении месторождения, в том числе информацию о пространственной неоднородности фильтрационно-емкостных свойств (ФЕС) пород. В то же время расчет течений флюидов, происходящих в породе-коллекторе в ходе разработки месторождения, проводят на моделях с укрупненной сеткой (количество активных ячеек редко превышает несколько сотен тысяч). Укрупнение сетки приходится выполнять, поскольку каждый расчет флюидодинамического процесса требует значительных вычислительных ресурсов, а проводить подобные расчеты при проектировании разработки месторождения необходимо многократно.

Принято считать, что использование укрупненных сеток искажает результаты численного моделирования флюидодинамического процесса, т.к. не позволяет детально учесть неоднородность ФЕС пород-коллекторов. Так, использование ячеек сетки с размерами более 200×200 м в горизонтальной плоскости признается нецелесообразным, поскольку «при этом существенно сглаживается геологическая неоднородность» [1].

В то же время в работе [2] отмечается, что при построении цифровой модели месторождения, наряду с неоднородностью ФЕС, следует учитывать физические свойства пластовых флюидов и способ разработки месторождения. К примеру, в [2] также утверждается, что при разбросе значений проницаемости менее трех порядков неоднородность ФЕС не оказывает существенного влияния на течение газа в пласте в случае газового месторождения, разрабатываемого в режиме истощения пластовой энергии. В то же время для месторождений высоковязких нефтей, разрабатываемых с применением закачки в пласт пара, неоднородность ФЕС сказывается на течении флюидов в пласте, даже если разброс значений проницаемости составляет всего один порядок. Подобные утверждения относительно существования критической величины разброса проницаемости для различных случаев обобщены в работе [2] в единое правило (*Flora's rule*). Главным недостатком этого правила является его чисто эмпирический характер, в связи с чем встает вопрос о его проверке и возможных модификациях.

В настоящей работе предложен способ проверки сформулированных в [2] утверждений о влиянии величины разброса проницаемости на

характер течения флюида в пористой среде с неоднородным распределением ФЕС. В качестве инструмента проверки использован вычислительный эксперимент. Для проведения серии расчетов был создан комплекс программ в системе GNU Octave, включающий три основных модуля:

- модуль генерации неоднородной среды;
- модуль расчета течения сжимаемого флюида в неоднородной пористой среде;
- модуль вариограммного анализа.

В модуле генерации неоднородной среды реализован подход стохастического моделирования, широко применяемый при создании цифровых геологических моделей месторождений [1, 2]. Стохастическое моделирование позволяет получать ансамбли реализаций моделей неоднородной среды. При этом все реализации в рамках одного ансамбля имеют заданные статистические характеристики (например, вариограмму). В общем случае такой подход позволяет учесть неопределенность параметров геологической модели месторождения, обусловленную недостатком информации о строении и свойствах месторождения [1, 2]. В настоящей работе использован наиболее простой алгоритм стохастического моделирования пространственно неоднородной среды, использующий гауссовы случайные функции.

Разработанный модуль расчета течения флюида в неоднородной пористой среде строит численные решения начально-краевой задачи, описывающей фильтрационное течение сжимаемого флюида в недеформируемой среде. Для построения численных решений использована явная схема второго порядка аппроксимации.

Модуль вариограммного анализа строит эмпирические вариограммы для полей, подгружаемых на вход модуля. Это позволяет, во-первых, верифицировать работу модуля генерации неоднородной среды (эмпирическая вариограмма должна совпасть с задаваемой при генерации среды), во-вторых, анализировать поля, получаемые на выходе модуля расчета течения флюида в неоднородной пористой среде (поля флюидного давления, скорости течения флюида и т.д.).

С помощью разработанного набора программных модулей в вычислительном эксперименте изучалось влияние разброса проницаемости на характер течения флюида в неоднородной пористой среде. В развитие утверждений, сформулированных в работе [2], показано, что кроме величины разброса проницаемости при расчете флюидодинамического процесса важную роль играет характерный геометрический размер неоднородности пористой среды.

Литература

1. Рекомендации к методике построения геологических моделей при подсчете запасов углеводородного сырья. Москва: ФБУ «ГКЗ», 2014.
2. P. Ringrose, M. Bentley. Reservoir model design. Springer, 2016.
3. A. Isaeva. Statistical characteristics of flow in heterogeneous random porous media / Geoscience meets data science workshop, Edinburgh, 2022.

ВЛИЯНИЕ ПРИСТЕНОЧНЫХ КОГЕРЕНТНЫХ СТРУКТУР НА ГИДРОЛОГИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОТОКА, ДЕФОРМАЦИЮ РАЗМЫВАЕМОЙ И СВОБОДНОЙ ГРАНИЦ

Доц. Мельникова О.Н., Ян Ханьлин (Институт водных проблем РАН)

В работе рассмотрено влияние когерентных структур, формирующихся в пристеночной области потоков жидкости, на основные гидрологические характеристики потоков воды. За последние 50 лет были предприняты значительные исследовательские усилия для понимания структурных элементов, называемых по-разному - движениями, когерентными структурами или вихрями [1]. Влияние структур очень велико в таких проблемных областях, как седиментация, эрозия, взаимодействие потока и структуры, связь структуры с профилем средней скорости течения. В [2] в серии экспериментов, показано, что в момент формирования структуры представляют собой вихревые нити, которые деформируются при взаимодействии с течением и твердыми стенками. В [3] показано, что когерентные структуры возникают выше вязкого слоя в потоках с обратным градиентом скорости. Формирование обусловлено потерей устойчивости плоскопараллельного движения при периодической деформации профиля средней скорости. Целью настоящей работы является исследование влияния пристеночных вихрей на особенности течения жидкости, размыв подстилающей и деформацию свободной поверхности.

Задача решалась экспериментально в лаборатории и в натурных условиях. Показано, что начальная форма вихревых нитей, возникающих при торможении пограничного слоя потока с обратным градиентом давления, быстро меняется. В прямом канале вихревая нить в первый момент времени вытянута вдоль поперечной координаты. Центральная часть нити вдали от стенок канала поднимается вверх под действием обобщенной силы Жуковского и смещается вдоль по течению. Концы нити остаются у дна канала и начинают сближаться под действием индуцированных вихрей. При встрече концов вихрей они начинают подниматься вверх как пара вихрей, формируя кольцевой вихрь. Кольцевой вихрь поднимается к поверхности

воды, причем диаметр большого вихря увеличивается под действием индуцированного вихря в воздухе. При выходе вихря на поверхность он разрушается, что выглядит как бурное «кипение». В [1] сделано предположение, что такое явление может быть связано с подковообразными вихрями, что подтверждено нашими данными. Форма вихря может сильно отличаться при различных граничных условиях. Если скорость перемещения центральной части вихря существенно больше скорости сближения его концов, то в потоке формируется подковообразный вихрь с длинными конечными вихрями, вытянутыми вдоль по потоку. В этом случае на дне формируются изогнутые параллельные гряды. Если скорость смещения центральной части мала, то концы вихря быстро смыкаются, кольцевой вихрь поднимается и быстро разрушается. В этом случае формируются полукруглые гряды на размываемой поверхности. Большая скорость смещения центральной части вихря соответствует большой скорости потока и числа Рейнольдса. В этом случае угловая скорость вращения вихря велика, что делает его более устойчивым к возмущениям.

Литература

1. Adrian R. J., Marusic I. Coherent structures in flow over hydraulic engineering surfaces // Journal of Hydraulic Research. 2012. № 50(5), pp. 451-464.
2. Мельникова О.Н., Показеев К.В. Подковообразные вихри у размываемых границ неоднородных потоков // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 2018. Т. 54, № 1. С. 45–53.
3. Мельникова О. Н., Ян Х. Деформация вертикального профиля скорости в процессе торможения потока с обратным градиентом давления // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. 2021. № 2. С. 49–54.

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ ВНУТРЕННИХ ВОЛН В ПРОТЯЖЕННЫХ ПО ГОРИЗОНТАЛИ ОБЛАСТЯХ

Студ. *Елистратов С.А.*; ст. науч. сотр. *Сибгатуллин И.О.* (Институт системного программирования РАН, Институт океанологии РАН),
асс. *Михайлов Е.А.*

Динамика внутренних и инерционных волн в замкнутой области обладает замечательным свойством фокусировки траектории волновых пакетов на замкнутом пути, называемом волновым аттрактором. В вязкой жидкости значительный рост амплитуд волн на волновом аттракторе приводит к образованию неустойчивостей. При этом переход к турбулентности и опи-

сание полностью турбулентного режима существенно отличаются от движения в области без волнового аттрактора. Предыдущие исследования демонстрируют ключевую роль каскада триадных резонансов в формировании развитой турбулентности, как с опрокидыванием, так и при его отсутствии [1]. В дальнейшем было выявлено, что важным фактором, влияющим на характеристики движения вязкой жидкости, является соотношение горизонтального и вертикального масштабов движения [2]. В настоящей работе были выявлены кардинальные различия течений в геометрии с разными аспектными соотношениями и проведено детальное спектральное исследование, включающее временной и пространственный Фурье-анализ. Оказалось, что при большом аспектном соотношении порядка десяти, возникновение каскада триадных резонансов сменяется супергармоническим каскадом и каскадом на полупелых частотах. При этом каскад пространственных структур также соответствует другому наклону спектра, чем для каскада триадных резонансов. Исследование зависимости времени установления режимов позволяет сделать выводы о реализуемости течений в меняющихся внешних условиях. Результаты применения методов визуализации вихревых течений в применении к волновым режимам и существенные отличия в характеристиках спектров при аспектном соотношении порядка единицы и порядка десяти говорят о необходимости исследования промежуточных режимов.

Литература

1. Brouzet C., Sibgatullin I.N., Ermanyuk E.V., Joubaud S., and Dauxois T. Scale effects in internal wave attractors. *Physical Review Fluids*, 2017, Vol. 2(11): 114803.
2. Елистратов С.А., Ватулин К.А., Сибгатуллин И.Н., Ерманык Е.В., Михайлов Е.А. Моделирование аккумуляции кинетической энергии внутренних волн в областях с большим отношением горизонтального и вертикального масштабов // Труды Института системного программирования РАН (электронный журнал). — 2020. — Т. 32, № 6. — С. 200–212

ИЗМЕНЕНИЕ ЧАСТОТ ПЕРВОЙ МОДЫ КОЛЕБАНИЙ ГЛАВНОГО ЗДАНИЯ МГУ С 2011 г. ПО НАСТОЯЩЕЕ ВРЕМЯ.

Доц. *Марченков А.Ю.*, зав. кафедрой *Смирнов В.Б.*

Одним из основных результатов мониторинговых исследований, в т.ч. в области строительства, является выявление изменений тех или иных параметров объекта, этому исследованию подвергнутого. Часто при анализе механических свойств объектов строительства, наиболее информативными являются значения частот тех или иных мод собственных колебаний. При

этом для высотных зданий наибольшей амплитудой обладают осцилляции на частоте первой моды изгибных колебаний [3].

В настоящей работе представлены результаты формализованного подхода к анализу записей колебаний высотного здания МГУ, направленного на выявление закономерностей и трендов в поведении именно первой моды этих колебаний.

Установка, её характеристики, объём материала

С конца 2010 года по настоящее время проводятся наблюдения за колебаниями высотного здания МГУ по сейсмометрической технологии. Она подразумевает, прежде всего, непрерывные наблюдения и регистрацию движений в точках установки датчиков. Расположение наблюдательных пунктов закладывалось при строительстве здания в 1953 году [1] и, при переходе на современные для того времени средства контроля, в период 1975-1980 годов. В то время было принято решение разместить датчики по оси здания на разных уровнях. Фактически, это помещения щитовых комнат, входящих в состав электроснабжения здания. На рис.1 приведены основные параметры размещения и характеристики датчиков наблюдательной установки.

Собственно датчики вибраций представлены трёхкомпонентными сейсмометрическими комплектами СМЗ-ОС и регистратором Угра, АЧХ и ФЧХ сейсмометров изображены на рис.1, частота опроса настроена на величину 100Гц, разрядность АЦП – 24 (22 эффективных). Синхронизация записей ведётся по сигналам PPS системы GPS с точностью 10 мс. Данные записываются параллельно на два сервера, по мере накопления считываются с них и архивируются на носители суперкомпьютера BlueGene МГУ. На сегодняшний день объём данных составляет более 6 Тб.

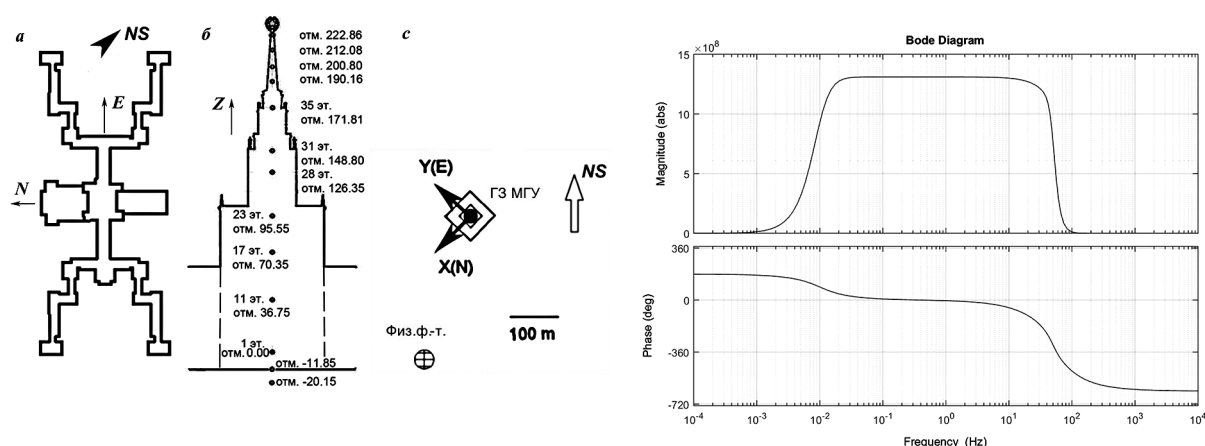


Рисунок 1 Схема расположения станций наблюдения вибраций в здании, ориентации измерительных осей и объектов, передаточная функция сейсмометра.

В обработке использовались данные со станции 23-го этажа (отметка высоты 95.55 метров, см. рис.1), как наиболее представительная для рас-

смотрения колебаний первой моды сдвиговых колебаний высотного здания МГУ, компонента $N(X)$. Для получения результатов, представленных ниже, обработаны данные с 01 марта 2011 11:35:27 до 01 октября 2021 00:01:23. Объем данных для анализа составил 338 Гб разархивированных записей, всего 264349 файлов длительностью записи час, редко менее часа.

Метод расчёта спектров, параметры оценивания

Для расчёта значения частоты первой моды изгибных колебаний высотного здания МГУ, зона А, в направлении X, от Москвы реки к Ломоносовскому проспекту или от главного входа ко входу в клубную часть, если локально, использовался следующий алгоритм. Первичные данные (записи или сейсмограммы) с частотой опроса $f_r=100$ Гц после вычитания среднего по файлу фильтровались фильтром второго порядка с полосой пропускания 0.3-0.65 Гц, затем децимировались с коэффициентом 10 для снижения частоты опроса и объёма вычислений. Ранее определенное [4] значение частоты собственных колебаний (СК) означенной моды составляет 0.46 Гц. По полученному таким образом ряду оценивался спектр последовательных окон длительностью ~ 410 секунд (2^{12} отсчётов) при помощи алгоритма периодограммы Уолша с весовым окном Ханнинга и перекрытием 20%. По нашему опыту, подобного типа спектральное оценивание, не теряя относительной точности, позволяет производить дальнейшую обработку без дополнительных преобразований. Среднее за означенный период значение спектра, а также максимальные и минимальные величины представлены на рис.2

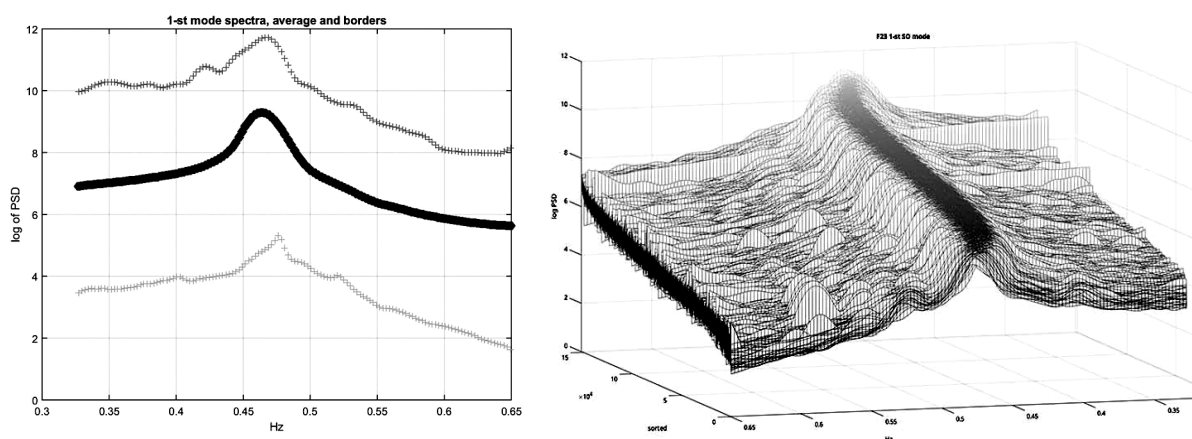


Рисунок 2 Среднее (синяя линия), максимальная и минимальная величины спектральных амплитуд для обработанных записей (слева), отсортированная по амплитуде спектрограмма (справа).

Последующая обработка заключалась в нахождении максимума спектральной амплитуды $S(t)$ в указанном выше диапазоне частот и значении частоты $F(t)$, при которой этот максимум был достигнут. Соответствующие ряды $S(t)$ и $F(t)$, а так же ряд абсолютного (UTS) времени t сохранялись для анализа. В дальнейшем под рядом $S(t)$ будет пониматься его деся-

тичный логарифм, если не указано иное. Длина рядов составила 151947 значение величин для каждого. В записи присутствуют пробелы, вызванные техническими причинами, но занимающие не более 12% периода наблюдений и, при некотором старании, вполне заполняемые записями других станций сети. На рис. 3. представлены все полученные таким образом значения частот СК и амплитуд на этих частотах.

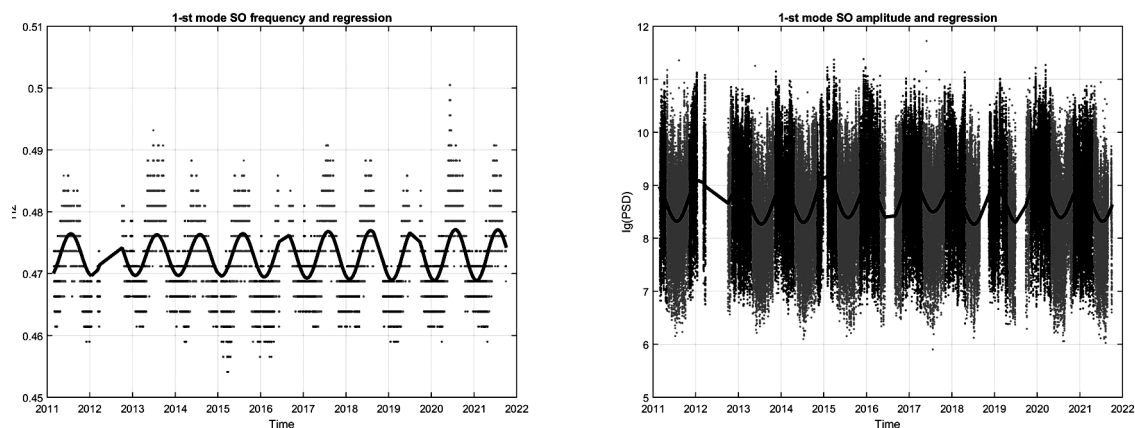


Рисунок 3 Ряды $F(t)$ слева и $S(t)$ справа (точки) с указанием абсолютного времени, разделённые по временам года (интенсивность серого), с указанием результатов регрессии (сплошная линия), /пояснения в тексте/

Очевидно, с одной стороны, что на спектрограмме на рис. 2 присутствует некая зависимость частоты от амплитуды и, с другой стороны, что в поведении графиков на рис. 3 наблюдается явный сезонный ход.

Анализ полученных рядов проводился с использованием стандартных процедур. На первом этапе это были статистические оценки. На рис. 4 показаны значения распределения частот и амплитуд и кривые их распределения, рассчитанные по Гауссу.

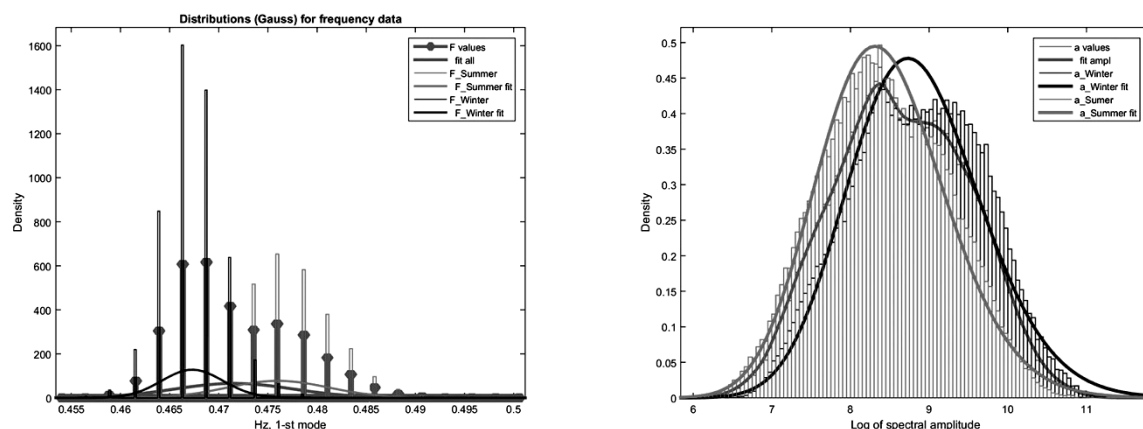


Рисунок 4 Распределение частот (слева) и амплитуд (справа) /пояснения в тексте/

В связи с тем, что оба распределения оказались с локальным минимумом вблизи среднего значения, была предпринята попытка установить периодичность в данных. Для этого ряд $F(t)$ методом регрессии был описан

функцией $F(t) = a_1 * \sin(b_1 * t + c_1) + a_2 * \sin(b_2 * t + c_2)$, в то же время, ряд $S(t)$ функцией $S(t) = a_0 + \sum_{n=1}^5 (a_n \cos n\omega t + b_n \sin n\omega t)$. На рис. 3 чёрной сплошной линией показаны значения регрессий для рядов. Основным параметром регрессии в обоих случаях стали периоды наиболее мощных гармоник, причём для частот период изменений составил 365.089 дня, для амплитуд 364.348 дня. Таким образом, периодичность изменений амплитуд и частоты 1-й моды СК составили ровно год с большой точностью. Кроме того, получившееся в результате регрессии фазовое расхождение составили полгода, т.е. гармоники следуют в противофазе. Коэффициент корреляции регрессионных рядов составил -0.9293, тогда как для самих рядов -0.3816, т.е. в любом случае изменения в рядах разнонаправлены. Один из экстремумов (минимум значений частоты) приходится на 27 февраля в 12:20. Это позволило формально разделить сезоны, условно, на «зиму» и «лето», точнее, полугодия с 28 апреля 19:00 по 29 октября 05:45. На рис. 3 значения рядов $F(t)$ и $S(t)$ разделены по сезонам (градации серого на рис. 3 и 4). Соответствующие выборки распределений в рядах (см. рис. 4) привели к тому, что для ряда $F(t)$, точнее, его сезонных частей, распределения становятся ближе к гауссовским. Для ряда $A(t)$ такой эффект распределения меньше. Отметим здесь, что амплитуда годовых изменений частоты $F_a=0.0065$ Гц, что больше шага по частоте ($\Delta f=0.0024$ Гц), являющемуся систематической погрешностью метода спектрального оценивания. Значения частоты «летом» $F_s=0.476 \pm 0.005$ и «зимой» $F_w=0.468 \pm 0.004$, рассчитанные по соответствующим распределениям, различаются на величину большую, чем даёт регрессия (F_a).

Для оценки связи амплитуды и частоты СК так же применялись вполне стандартные процедуры регрессии. Для сравнения на рис. 5 приведены значения величин в координатах F - S и их регрессии.

Наилучшим по критерию минимизации среднеквадратичных отклонений оказалась регрессия рациональной дробью

$$S(F) = (p1) / (F^3 + q1 * F^2 + q2 * F + q3).$$

Результаты

Проведённым анализом десятилетнего массива сейсмических записей на предмет уточнения наличия и характера изменений частот СК первой моды изгибных колебаний высотного здания МГУ на большом объёме экспериментального материала с применением стандартных статистических и связанных с ними процедур установлено, что

- существует устойчивая сезонность в изменении частоты СК;
- существует сезонность амплитуды колебаний на этой частоте;
- в зимний период частота ниже, чем в летний;
- наблюдается обратная корреляция в сезонных изменениях амплитуды и частоты;

– наблюдается обратная зависимость частоты от амплитуды по всему объёму данных в среднем.

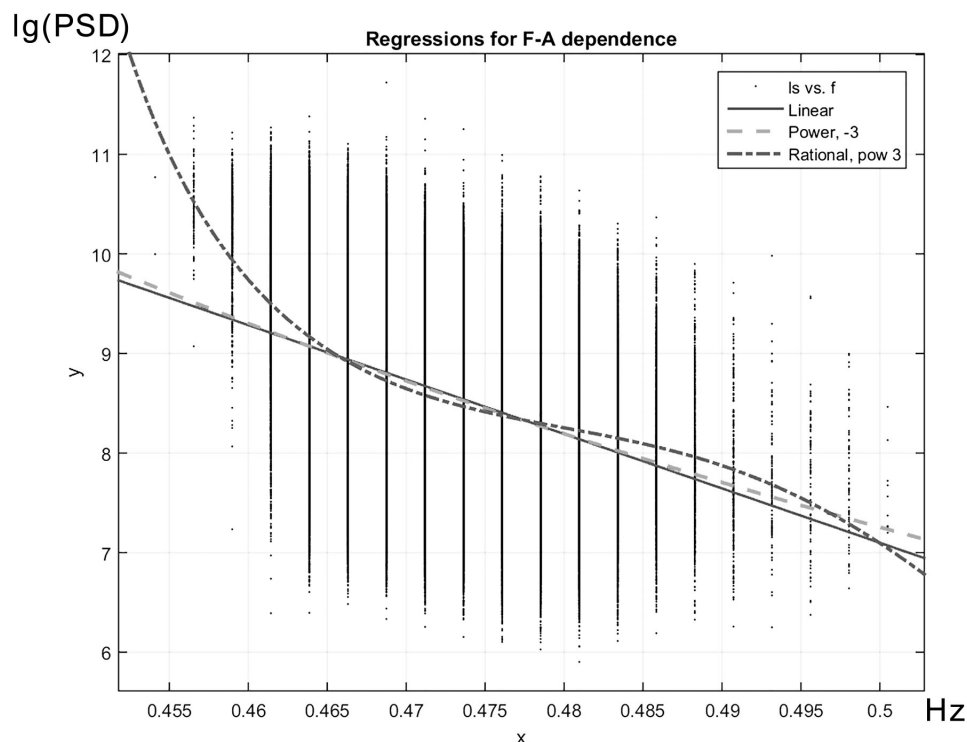


Рисунок 5 Регрессии для рядов $F(t)$ и $S(t)$. Линейная, степенная (показатель степени -3), рациональная с полиномом 3-ей степени в знаменателе.

Расчётные по распределениям (без учёта систематической погрешности):

Среднее значение частоты 1-й моды СК составляет 0.47156 ± 0.00004 Гц

Среднее значение частоты 1-й моды СК «летом» составляет 0.47609 ± 0.00003 Гц

Среднее значение частоты 1-й моды СК «зимой» составляет 0.46734 ± 0.00001 Гц

Средний логарифм спектральной амплитуды «летом» составляет величину 8.4 ± 0.7 , «зимой» 8.85 ± 0.7 , соответственно, средняя амплитуда на обсуждаемой частоте в пересчёте на длины – около 1.2 мм на частоте 0.47 Гц.

Заключение

Получены устойчивые оценки такого важного параметра сложной механической системы, как частота первой моды собственных колебаний, высотного здания МГУ на амплитудах колебаний, в среднем около 1 мм. Использование большой выборки за длительный период позволило применять стандартные статистические процедуры и, даже без более сложных вариантов анализа рядов данных, получить интересные результаты. Интерпретация этих результатов, как с физической точки зрения, так и с технической, оставляется на будущее. Хотя, например, можно предположить,

что в здании хорошая система отопления, т.к. стены, допуская зимой промерзание до какой-то глубины снаружи, не могут препятствовать терморасширению несущих металлических конструкций [2] от нагревающего воздействия системы отопления, подводящие трубы которой проходят именно в стенах. Такое положение вещей и приводит к понижению частоты СК. Так же имеет смысл исследовать нелинейность здания как механической конструкции, на что указывает связь амплитуды и частоты колебаний на первой моде.

Литература

1. Корчинский И.Л. Колебания высотных зданий, Науч. сообщ. вып. 11, ЦНИПС, М., 1953, 44 с.
2. Янковский Р.М. Высотка номер один: история, строительство, устройство и архитектура Главного здания МГУ, издание второе, исправленное. Эксмо, М., 2021, 184 с.
3. John F. Clinton, S. Case Bradford, Thomas H. Heaton, and Javier Favela, The Observed Wander of the Natural Frequencies in a Structure. Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 96, No. 1, pp. 237–257, February 2006.
4. Марченков А.Ю., Капустян Н.К., Смирнов В.Б. Опыт регистрации сейсмического воздействия на высотное здание МГУ, //Геофизические исследования, том 16, №3, 2015, с.31-42.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПРЕСНОМ ВОДОЕМЕ ОСЕНЬЮ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ АТМОСФЕРЫ

Ст. науч. сотр. Блохина Н.С.

В работе с помощью численного моделирования исследовались процессы формирования и развития осеннего термобара и сопутствующих ему течений при различных термических состояниях атмосферы.

Термобар (ТБ) представляет собой фронтальный раздел, где сходятся на поверхности водоема и опускаются ко дну водные массы с температурой, близкой к температуре максимальной плотности (в пресных водоемах $T_{\max}=4^{\circ}\text{C}$). Справа и слева от ТБ образуются конвективные вихревые структуры, охватывающие прибрежные и глубинные воды. Осенний термобар формируется у берега и по мере охлаждения водоема распространяется к его центру, препятствуя обмену энергией и веществом между прибрежными и глубинными водами. Это сказывается на динамическом, термическом и экологическом состоянии водного объекта.

При моделировании осеннего ТБ использовалась математическая модель [1]. Рассматривалось движение вязкой несжимаемой жидкости в двумерной прямоугольной области с наклонной правой границей. Реша-

лась система уравнений Навье-Стокса в приближении Буссинеска и уравнение теплопроводности с учетом аномальной зависимости плотности пресной воды от температуры в районе 4°C . Коэффициенты обмена вычислялись с помощью соотношением Колмогорова [2], где скорость диссипации турбулентной энергии находили из осредненного уравнения баланса турбулентной энергии для мелкомасштабной составляющей потока. На дне водоема и правой наклонной боковой границе задавали условия прилипания и непроницаемости для скорости и отсутствие потока тепла. На левой границе - условие симметрии для всех переменных. На верхней границе задавали (для скорости) условие свободной поверхности и тепловой поток, состоящий из явного и скрытого потоков тепла, прямой солнечной радиации, длинноволнового излучения.

Рассматривался водоём глубиной $H=10$ м и шириной $L_l=2400$ м (половина водоёма). Температура атмосферы $T_{атм}$ изменялась от 4 до -8°C . Относительная влажность воздуха задавалась $f=80\%$, а поток прямой солнечной радиации $Q_R = 25$ Вт/м². Задача решалась численно с шагом по вертикали и горизонтали 0.4 м и 32 м соответственно.

Показано, что осенний термобар зарождается, когда теплозапас в водоеме становится меньше определенной величины. Получено, что для одинаковых промежутков времени при более низких температурах атмосферы «время жизни» фронтального раздела (термобара) в водоеме уменьшается. Оценка скорости перемещения ТБ показала, наличие двух фаз в его развития. Первую, медленную фазу, сменяет быстрая, после прохождения термобаром конца наклонной прибрежной области водоема. Скорость его продвижения зависит от $T_{атм}$. В работе обнаружен эффект связанный с расхождением зоны опускания вихрей и изотермы 4°C на поверхности водоема. Получено, что при уменьшении температуры атмосферы и увеличении времени присутствия термобара в водоеме, увеличивается расхождение этих зон. Дана физическая интерпретация этому эффекту. В этой ситуации классическая трактовка термобара как зона схождения вихрей в районе изотермы 4°C [3] не правомерна.

Литература

1. Блохина Н.С., Орданович А.Е., Савельева О.С.// Вод. ресурсы. 2001. Т. 28, № 2. С. 224. ([DOI:10.1023/A:1010339919712](https://doi.org/10.1023/A:1010339919712)).
2. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика, М.: Наука, 1967. 678 с.
3. Тихомиров А.И. Термика крупных озер Л.: Наука, 1982. 232 с.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРИДОННЫХ ТЕЧЕНИЙ НА ПОЛИГОНЕ “КРЕСТОВСКИЕ ОСТРОВА» КАНДАЛАКШСКОГО ЗАЛИВА

Ст. науч. сотр. *Иванова И.Н.*, ст. науч. сотр. *Будников А.А.*,
инж. Макаров А.В. (ООО «Деко-геофизика»)

Получены значения придонных скоростей в разные фазы приливного цикла. Показана изменчивость направлений течений на разных глубинах, особенности вертикальной структура течений в проливе Великая Салма вблизи Крестовых островов при наличии сильных приливных явлений.

Введение

Характеристики течений в заливах представляют интерес для многих сфер деятельности человека, как научных, так и хозяйственных. При этом, во многих районах, в том числе и прибрежных, на локальных масштабах имеется недостаток информации о распределении и динамике скоростей движения водных масс. Ряд вопросов, связанных с влиянием придонных течений на формирование рельефа дна, состава донных отложений, развитие тех или иных донных биологических сообществ на сегодняшний день остается открытым [1]. В масштабе заливов ответы на многие вопросы дают непосредственные инструментальные измерения, позволяющие получить как непосредственное представление о характеристиках течений, так и исходные данные для численного моделирования.

Измерения проводились в проливе Великая Салма вблизи Крестовых островов: $61^{\circ} 24' 07''$ N, $31^{\circ} 14' 07''$ E с борта НИС «Студент». Пролив находится на юго-западном побережье Кандалакшского залива Белого моря. Ширина пролива составляет несколько сотен метров, длина – несколько км. Течения в проливе довольно сильные (до 1,5 – 2 м/сек); приливы и отливы значительные (перепад уровня до 2 м), чередуются каждые 6 часов. Подводный ландшафт пролива в основном представляет собой каменистое дно с большими отдельно лежащими валунами покрытыми губками разных видов. Из-за сложного рельефа дна здесь образуется несколько потоков воды с разными направлениями.

Для получения натурных данных использовались многопараметрический зонд RCM 9 LW и доплеровский профилограф скорости течений RDSP-600 производства AANDERAA INSTRUMENTS. Профилограф RDSP-600 размещался на карданном подвесе в центре специальной жесткой установочной платформы, имеющей форму перевернутой чаши, которая устанавливалась на дно с помощью судовой лебедки. Процесс установки зонда и правильность его ориентации в пространстве контролировались визуально с помощью подводного дрона Gladius Mini, оснащенного видеокамерой. На каждой станции профилограф RDSP-600 выполнял запись в течение 6 – 12 часов с интервалом от 20 минут до 1 часа и получал данные

о температуре T , электропроводности $С_k$, концентрации растворенного кислорода O_2 в придонном слое, а также вертикальный профиль скорости течения с шагом по глубине в 1 м.

При помощи зонда RCM 9 LW, установленного на жесткую раму, имеющую форму пирамиды, выполнялись кратковременные измерения придонных течений (при постановке рамы на дно на время порядка 15 минут), либо профилирование гидрологических параметров (температура T , электропроводность $С_k$, мутность Tu , концентрация растворенного кислорода O_2 .) в заранее выбранных точках (при плавном опускании зонда от поверхности до дна) [2]. При проведении измерений запись значений с датчиков ведется непрерывно, при этом полный цикл записи всех измеряемых параметров составляет 34 секунды. Положение станций на которых проводились измерения зондами RDCP-600 и RCM 9 LW отмечено на рис.1. Время измерений для зондирований RCM 9 LW выбиралось так, чтобы данные были получены по возможности в разные фазы прилива-отлива.

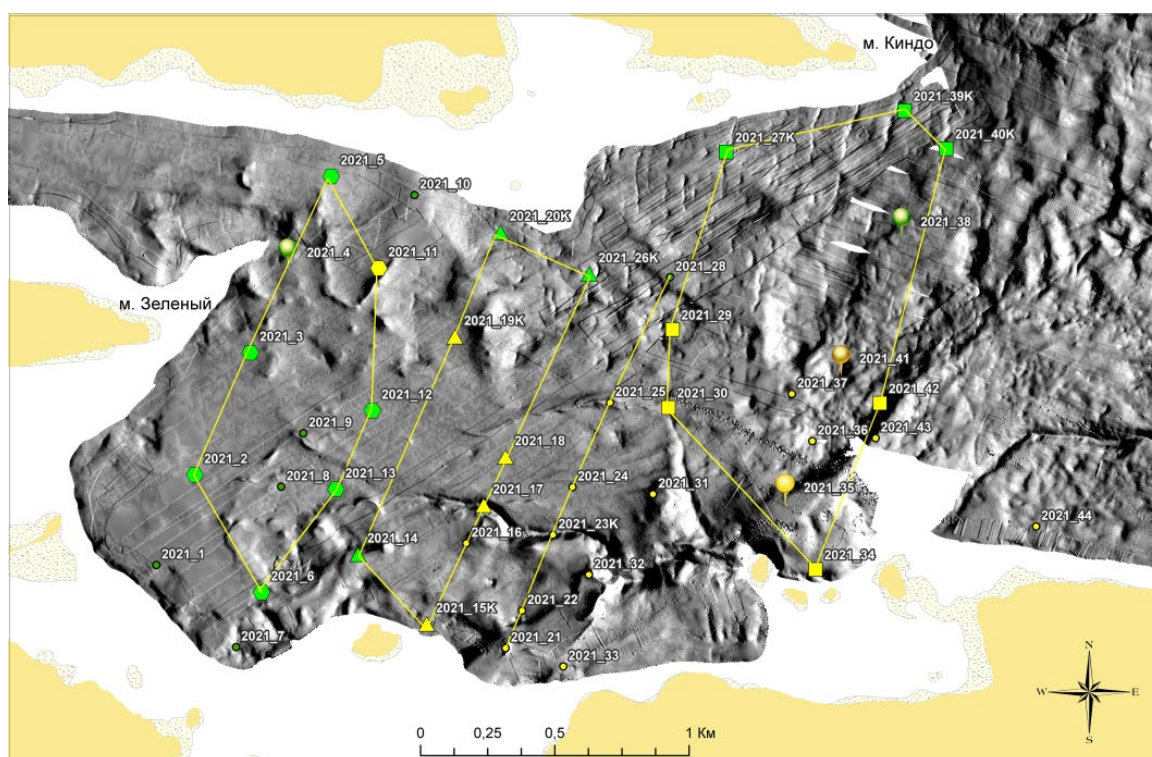


Рис.1. Полигон с батиметрией дна и обозначенными точками измерений.

В таблице 1 представлены результаты измерений придонных скоростей течений (модуль), их направлений, высоты прилива и фазы прилива в момент измерения для каждой из станций зондирований.

Таб. 1. Номера станций зондирований, измеренные средние скорости придонных течений, их направление, высота и фаза прилива в момент измерений. Через дефис указан номер измерения.

Номер точки	Vсред м/сек	Направление (градусы)	Высота прилива (м)	Направление прилива
42-1	0,11	199	0,44	отлив
42-2	0,11	252	1,08	прилив
42-3	0,05	257	2,03	прилив
42-4	0,17	303	1,12	отлив
17-1	0,15	32	0,43	отлив
17-2	0,04	165	0,79	прилив
17-3	0,02	220	1,99	прилив
17-4	0,04	319	0,78	отлив
18-1	0,12	56	0,39	отлив
18-2	0,06	282	0,95	прилив
18-3	0,06	255	2,07	прилив
18-4	0,03	51	0,69	отлив
34-1	0,06	244	0,48	отлив
34-2	0,05	238	0,89	прилив
34-3	0,05	78	1,96	прилив
34-4	0,02	182	1,28	отлив
40-1	0,03	232	0,44	прилив (начало)
40-2	0,02	104	1,29	прилив
40-3	0,02	82	2,05	прилив (максимум)
40-4	0,03	152	0,99	отлив
15-1	0,07	318	0,5	отлив
15-2	0,08	331	0,58	прилив
15-3	0,02	179	1,87	прилив
15-4	0,06	322	0,86	отлив

Из приведенной таблицы видно, что на некоторых станциях значения придонных скоростей сильно меняются в различные фазы прилива.

Данные профилографа RDCP-600 показали изменчивость распределения горизонтальных потоков с глубиной и во времени. На рисунке 2 приведен пример данных, полученных на станции №38 с 10:26 до 17:06 по местному времени 07 сентября 2021 года.

Полученные данные показывают преобладание в указанный интервал времени в данной точке преимущественных направлений в придонном течении и на 20-ти метровой глубине, направленных на северо-восток и юго-восток, соответственно. В то время, как на глубине порядка 10 метров и на поверхности направление течения изменялось. При этом модуль скорости течения у поверхности и у дна изменялся наиболее существенно.

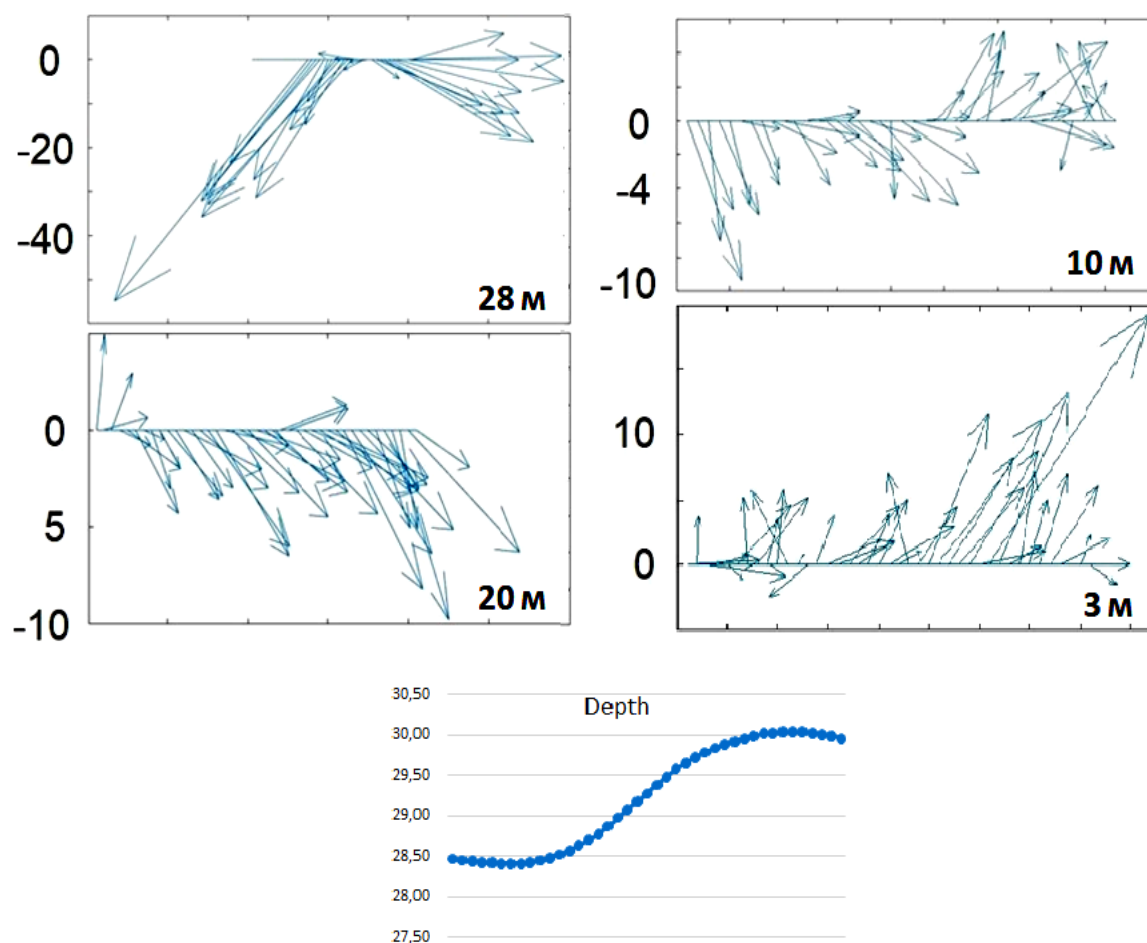


Рис.2. Изменение вектора скорости течения на горизонтах 3, 10, 20 и 28 метров от дна со временем в период с 10:26 до 17:06. Внизу показано изменение уровня поверхности над прибором за тот же интервал времени.

Заключение

Полученные данные свидетельствуют об изменчивости режима течения в заливе, подверженному, помимо прочего, приливным явлениям. Для более полного понимания структуры течений, необходимо проведение измерений по сетке станций с учетом фазы прилива в точках измерения. Полная карта течений позволит провести анализ влияния движения водных масс на рельеф дна, осадочный слой и распределение донных биологических сообществ.

Список литературы

1. Терехина Я.Е., Токарев М.Ю., Шевченко Н.В., Козупица Н.А. Происхождение подводных поднятий губы Ругозерская и пролива Великая Салма (Кандалакшский залив). //Вестник Московского университета. Серия 4: Геология, издательство Изд-во Моск. ун-та (М.), № 2, с. 51-56, 2017

2. Терехина Я.Е., Токарев М.Ю., Галаев В.Е. Геостатистический анализ гидроакустических наблюдений в проливе Великая Салма. // Геофизика, издательство М.: Ред.-изд. центр ЕАГО; (Тверь: Полипресс), № Спецвыпуск, с. 35-39, 2021

ПРИМЕР ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕТОДИКИ АНАЛИЗА ФОТОГРАФИЙ ВОЛНОВОГО ОБЛАКА НАД ГОРАМИ КРЫМА

Вед. науч. сотр. *Кожевников В. Н.*

Представляется методика визуального анализа фотографий волнового многоярусного облака. Показывается, что облако расположено в гребне орографических волн над главными хребтами гор Крыма, что пространственные характеристики облака соответствуют результатам расчетов по ранее созданной нелинейной модели обтекания гор.

Литература

1. *Кожевников В.Н.* Возмущения атмосферы при обтекании гор. Москва: "Научный Мир", 1999. 160 с.
2. *Кожевников В.Н.* Моделирование атмосферных возмущений над горами Крыма // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 4. С. 49-57.
3. *Kozhevnikov V.N.* Modeling of Atmospheric Disturbances over the Crimean Mountains // *Izvestija, Atmospheric and Oceanic Physics.* 2019.V.55. №4. P.344-351.
4. *Кожевников В.Н.* Облака как проявление волновых возмущений над горными хребтами // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2022. Т. 58. № 2. С. 138-148.
5. *Хргиан А.Х.* Атлас облаков. Ленинград: Гидрометеиздат, 1978.
6. *Гутман Л.Н.* Введение в нелинейную теорию мезометеорологических процессов. Ленинград, Гидрометеиздат, 1969. 295 с.
7. *Кожевников В.Н.* Обзор современного состояния теории мезомасштабных орографических неоднородностей поля вертикальных токов. Тр. ЦАО, вып. 98, стр. 3-40, 1970.
8. *Lin Y.-L.* Mesoscale Dynamics. Cambridge, Univercity Press, 2007, 630 p.
9. *Lyra G.* Theorie der stationaren Leewellenstromung in freien Atmosphere // *Z. angew. Math. und Mech.* 1943.H. 1. P. 1-23.

Подсекция:
ГАЗОДИНАМИКА, ТЕРМОДИНАМИКА
И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

Сопредседатели
профессор Н.Н. Сысоев, профессор И.А. Знаменская,
профессор В.М. Шибков

ЭНЕРГООБМЕН ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В ЖИДКИХ И ГАЗОПЛАЗМЕННЫХ СРЕДАХ

Ст. преп. *Коротеева Е.Ю.*

Изучение сложных нестационарных процессов в потоках жидкости и газа, в том числе в экстремальных состояниях, на сегодняшний день тесно связано с применением методов цифровой панорамной визуализации. Визуализация течений включает двумерное/ трехмерное представление результатов измерения каких-либо теплофизических или газодинамических параметров. Развитие панорамной визуализации потоков обусловлено постоянным улучшением характеристик регистрирующей аппаратуры, а также разработкой и совершенствованием алгоритмов компьютерной обработки и анализа полученных изображений и высокоскоростных анимаций. Важную роль играет визуализация данных численного моделирования, позволяющая имитировать физический эксперимент и восстанавливать полную картину течения.

В настоящей работе представлены основные результаты исследований ряда различных, прежде всего высокоскоростных, течений жидкости и газа, полученные автором самостоятельно и в составе научного коллектива лаборатории физического факультета МГУ в 2013-2021 гг. Акцент большинства проведенных исследований направлен на совместное использование и взаимодействие экспериментальной визуализации течений с численным моделированием (на основе как разработанных лично программ, так и коммерческих пакетов). Ключевой особенностью работы является рассмотрение наиболее передовых методов визуализации быстропротекающих процессов: трассерной визуализации (лазерная PIV система), теневой съемки со скоростью до 500000 кадров/с, высокоскоростной термографии. При этом характерные времена исследуемых процессов по порядку величины соизмеримы с предельным временным разрешением современной регистрирующей аппаратуры: наносекундная и микросекундная экспозиция при регистрации излучения видимого и инфракрасного диапазона, соответственно. В зависимости от характерных времен и конфигурации течения основную роль в процессе энергообмена в течениях играют различные механизмы: массообмен, кондуктивный, конвективный или радиационный теплообмен.

Все представленные исследования проведены в рамках двух основных направлений.

1) Первое направление связано с изучением нестационарных сверхзвуковых течений газа, возникающих на ударно-волновой установке с разрядной секцией, в которой реализуются сильноточные наносекундные разряды различных конфигураций. Изучение таких разрядов представляет особый интерес в области плазменной аэродинамики, одной из целей которой является создание плазменных актуаторов нового поколения

(устройств для управления высокоскоростными потоками и ударными волнами). В рамках данного направления разработаны методики прямого сравнения численной и экспериментальной визуализации, учитывающие особенности регистрации течений в эксперименте. Рассмотрены следующие течения:

- нестационарное сверхзвуковое течение газа, образующееся при импульсном истечении плоской ударной волны из канала прямоугольного сечения [1];

- нестационарное ударно-волновое течение, индуцированное импульсным поверхностным разрядом [2-3];

- нестационарное ударно-волновое течение от импульсного объемного разряда в контрагированной форме [4-6];

- течение, возникающее при движении плоской ударной волны по возмущенной импульсным разрядом области [7].

Полученные результаты сравнения экспериментальной и численной визуализации позволяют восстановить сложную структуру возникающих течения, а также вычислить параметры импульсного высокоэнергетического воздействия на газ за счет решения обратной задачи.

2) Второе направление исследований связано с разработкой новых методов количественной визуализации в гидрогазодинамике за счет высокоскоростной тепловизионной техники, получившей за последнее десятилетие стремительное развитие. В основе предложенных методов - отличный от традиционного подход к применению инфракрасной термографии в физическом эксперименте, связанный с высокочастотной регистрацией динамики изменения тепловых полей в нестационарных потоках жидкости и газа. В рамках данного направления проведен ряд различных, в том числе междисциплинарных, исследований:

- турбулентной структуры пограничного слоя воды в затопленных струйных течениях различных конфигураций (в том числе ламинарно-турбулентного перехода) [8-11];

- процесса истечения сверхзвуковой гидроабразивной струи [12];

- динамики тепловых потоков за счет дыхания и потоотделения у лица человека и ее связи с психофизиологическими реакциями [13-14], а также изменение этой динамики при наличии на лице защитной маски [15];

- динамики теплового воздействия нестационарного течения с плоской ударной волной на металлическую стенку канала ударной трубы [16].

Результатом проведенных исследований является новая количественная информация о динамических и энергетических параметрах ряда жидких и газоплазменных течений, в том числе высокоскоростных. Кроме того, разработанные в рамках обоих направлений методики и подходы могут быть успешно применены в исследованиях, связанных с цифровой визуализацией течений на основе различных оптических методов.

Литература

1. E. Yu Koroteeva, I. A. Znamenskaya, F. N. Glazyrin, and N. N. Sysoev. Numerical and experimental study of shock waves emanating from an open-ended rectangular tube // *Shock Waves* (2016) Vol. 26 (3), P. 269–277.
2. E. Koroteeva, I. Mursenkova, Yu Liao, and I. Znamenskaya. Simulating particle inertia for velocimetry measurements of a flow behind an expanding shock wave // *Physics of Fluids* (2018) Vol. 30(1). 011702 (1-6).
3. D.I. Tatarenkova, E.Y. Koroteeva, T.A. Kuli-zade et al. Pulsed discharge-induced high-speed flow near a dielectric ledge // *Experiments in Fluids* (2021) Vol. 62, no. 7. P. 151.
4. Koroteeva E., Znamenskaya I., Doroshchenko I. Experimental and numerical investigation of a flow induced by a pulsed plasma column // *Physics of Fluids* (2018) Vol. 30 (8). P. 086103.
5. Znamenskaya, E. Koroteeva, I. Doroshchenko, and N. Sysoev. Evolution and fluid dynamic effects of pulsed column-shaped plasma // *Experimental Thermal and Fluid Science* (2019) Vol. 109, P. 109868.
6. Znamenskaya I., Koroteeva E., Doroshchenko I. The effect of column-shaped discharge duration on induced high-speed flow dynamics // *Physics of Fluids* (2020) Vol. 32, no. 9, P. 096103.
7. E. Koroteeva, I. Znamenskaya, D. Orlov, and N. Sysoev. Shock wave interaction with a thermal layer produced by a plasma sheet actuator // *Journal of Physics D - Applied Physics* (2017) Vol. 50(8). 085204 (1-12).
8. Koroteeva E.Y., Znamenskaya I.A. Time-resolved thermography of impinging water jet // *Journal of Flow Visualization and Image Processing* (2013) Vol. 20, no. 1-2, P. 25–33.
9. Znamenskaya I., Koroteeva E., Shagiyanova A. Thermographic analysis of turbulent non-isothermal water boundary layer // *Journal of Flow Visualization and Image Processing* (2019) Vol. 26, no. 1. P. 49–56.
10. Коротеева Е.Ю., Знаменская И.А., Рязанов П.А. Измерения полей скорости в пограничном слое жидкости на основе высокоскоростной термографии // *Доклады Академии наук* (2020) Т. 491, С. 48–51.
11. E. Koroteeva, A. Shagiyanova, I. Znamenskaya, N. Sysoev. Time-resolved thermographic analysis of the near-wall flow of a submerged impinging water jet // *Experimental Thermal and Fluid Science* (2021) P. 110264.
12. Znamenskaya I., Koroteeva E., Shirshov Ya., Novinskaya A., Sysoev N. High speed imaging of a supersonic waterjet flow // *Quantitative InfraRed Thermography* (2017) Vol. 14 (2). P. 185-192.
13. A.M. Chernorizov, S.A. Isaychev, I.A. Znamenskaya, E.Yu Koroteeva, A.V. Khakhalin, and V. V. Shishakov. Remote detection of human emotional states by facial areas // *International Journal of Psychophysiology* (2018) Vol. 131(S).
14. Koroteeva E. Y., Bashkatov A. A. Thermal signatures of liquid droplets on a skin induced by emotional sweating // *Quantitative InfraRed Thermography Journal* (2021) P. 1–11.

15. E. Koroteeva and A. Shagiyanova. Infrared-based visualization of exhalation flows while wearing protective face masks // *Physics of Fluids* (2022) Vol. 34, no. 1. P. 011705.
16. И.А. Знаменская, А.М. Шагянова, Е.Ю. Коротеева, М.И. Муратов, П.А. Рязанов. Анализ больших массивов данных при визуализации динамических тепловых полей // *Научная визуализация* (2021) Т. 12, № 5, С. 13–24.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАНОСЕКУНДНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО СКОЛЬЗЯЩЕГО РАЗРЯДА В ПОТОКЕ С НАКЛОННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

Асп. Ляо Ю., доц. Мурсенкова И.В., доц. Иванов И.В.

Влияние электрических разрядов на высокоскоростные потоки широко обсуждается в последние десятилетия [1-4]. Плазменные актуаторы на основе разрядов разного типа показали свою способность к активному управлению потоком [1, 2]. Быстрый нагрев газа при наносекундных разрядах приводит к генерации ударных волн и развитию сложного поля течения вблизи поверхности актуатора [1-3], включая движение ударных волн, контактных поверхностей и волн разрежения от границ плазмы [2]. Интенсивность генерируемых ударных волн зависит от выделяемой в газе тепловой энергии [1-3]. Эксперименты и численное моделирование показали, что на быстрый нагрев уходит 20-60% электрической энергии разряда [1, 3]. При газодинамическом моделировании движения ударных волн область разряда можно рассматривать как локальный объем энерговыделения [2, 3]. Сравнивая расчетное движение ударных волн с экспериментальным, можно проанализировать величину подводимой энергии. Цель данной работы – провести экспериментальное исследование структуры индуцированного наносекундным поверхностным скользющим разрядом течения, взаимодействующего с косым скачком уплотнения, и численное моделирование течения после выделения импульсной поверхностной энергии, и оценить величину тепловой энергии, выделяющейся в разряде, на основе сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными.

Эксперименты были проведены на установке, состоящей из ударной трубы со специальной разрядной камерой. Внутреннее сечение канала ударной трубы представляет собой прямоугольник размером 24×48 мм². Сверхзвуковые потоки воздуха со скоростью 660-1370 м/с создавались за плоскими ударными волнами с числами Маха 2.5-5.2. Числа Маха потоков достигали 1.70. Числа Рейнольдса составляли $\sim 10^5$ при плотности 0.01-0.20

кг/м³. Толщина ламинарного пограничного слоя на стенках канала не превышала 1 мм [4]. На нижней стенке разрядной камеры располагалось небольшое препятствие – диэлектрический параллелепипед, при обтекании которого сверхзвуковым потоком размерами формировалась наклонная ударная волна.

Прямым теневым методом визуализировалось поле течения, теневые изображения регистрировались с помощью высокоскоростной камеры (частота кадров до 525000 к/с, экспозиция кадра 1 мкс). Высокоскоростная теневая регистрация поля осуществлялась на всех этапах развития течения от начала дифракции исходной плоской ударной волны на препятствии до завершения однородного спутного течения за исходной ударной волной. Формирование квазистационарного течения происходит в течение 100-200 мкс, его длительность составляет ~200-500 мкс в зависимости от параметров течения [2, 5]. Наклонная ударная волна взаимодействовала с пограничным слоем на верхней стенке разрядной камеры, приводя к образованию зоны пониженной плотности [5].

Поверхностный скользящий разряд инициировался в экспериментах при импульсном напряжении 25 кВ; ток разряда составлял ~1кА, длительность тока ~300 нс. Скользящий разряд развивался в виде локализованного канала, расположенного в области пересечения наклонной ударной волны с верхней стенкой [5]. Теневые исследования поля течения после разряда показали, что из области разрядного канала в потоке распространяется ударная волна, форма фронта которой близка к полуцилиндрической на начальной стадии движения (рис 1а). Она перемещается вниз и смещается вправо в направлении потока, быстро затухая. Движение ударной волны возмущает течение в разрядной камере. Образуется тепловой след от разрядной области, который распространяется в пограничном слое. Возмущения потока в канале сохраняются дольше 100 мкс. Через 100-150 мкс восстанавливается квазистационарная картина течения. Теневые изображения обрабатывались для получения информации о горизонтальном и вертикальном движении ударной волны, создаваемой разрядным каналом. Вертикальная координата фронта ударной волны показана на Рис. 1 в зависимости от времени после разряда.

Поскольку форма разрядного канала в экспериментах близка к прямолинейной, он может выступать как линейный источник тепла. Поэтому было проведено двумерное моделирование с локальным подводом энергии к потоку вблизи стенки (рис. 1 б). Целью моделирования было определение динамики ударной волны после импульсного подвода энергии в приповерхностный поток. Ввод энергии 0.14-0.43 Дж задавался вблизи поверхности в объем в виде прямоугольного параллелепипеда. Параллелепипед имел длину 30 мм, высоту 0.5-2.0 мм и ширину 1-3 мм (z×y×x). Варианты ввода энергии варьировались таким образом, чтобы форма фронта и динамика движения моделируемой

ударной волны соответствовали экспериментальным данным. Получены поля температуры, плотности, давления и числа Маха потока в канале с препятствием после энерговклада при числах Маха потоков 1.30-1.67 (числа Маха исходных ударных волн 2.8-5.0). Результаты расчетов показали, что движение ударной волны и теплового следа оказывает нестационарное воздействие на пограничный слой. Тепловая энергия, выделяющаяся в канале разряда, оценивается в диапазоне 0.22–0.29 Дж по результатам численного моделирования. Таким образом, наносекундный поверхностный скользящий разряд можно использовать для импульсного воздействия на ударно-волновое течение в канале.

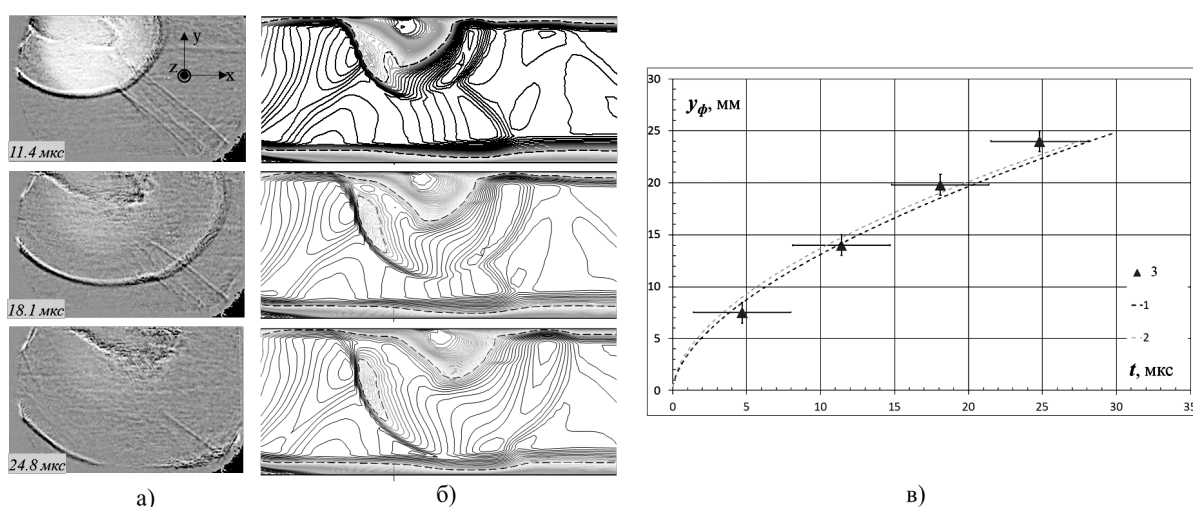


Рис 1. а) Последовательность кадров высокоскоростной теневой съемки поля течения после разряда (цифры указывают время); б) расчетные поля числа Маха после энерговклада в соответствующие моменты времени; энергия 0.29 Дж, объем энерговклада 90 мм³; время 800 нс); в) Зависимость вертикальной координаты фронта ударной волны от времени после подвода энергии: символы 3 – эксперимент; линии (1-2) – моделирование: (1) – 800 нс, 0.29 Дж, 90 мм³; (2) – 800 нс, 0.36 Дж, 90 мм³. Число Маха потока 1.30.

Литература

1. Стариковский А.Ю., Александров Н.Л. Управление газодинамическими потоками с помощью сверхбыстрого локального нагрева в сильно-неравновесной импульсной плазме Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 2. С. 126-192
2. Mursenkova I.V., Znamenskaya I.A., Lutsky A.E. Influence of shock waves from plasma actuators on transonic and supersonic airflow. J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. N 5. 105201. DOI: 10.1088/1361-6463/aaa838
3. Знаменская. И.А., Латфуллин. Д.Ф., Луцкий. А.Е., Мурсенкова. И.В. Энерговклад в пристеночный слой газа при инициировании наносекундного скользящего поверхностного разряда. Письма в ЖТФ, 2010, Т. 36, вып. 17. С. 35-41.

4. Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Мурсенкова И.В. Ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковом пограничном слое при иницировании импульсного поверхностного разряда, Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. No 15. С. 75-80.
5. Mursenkova I.V., Liao Yu., Ulanov P.Yu., Shi L. High-Speed Shadowgraphy of the Interaction of an Oblique Shock Wave in a Channel with a Surface Sliding Discharge. Scientific Visualization, 2021. V. 13, № 3. 47-57. DOI: 10.26583/sv.13.3.05
6. Глушко Г.С., Иванов И.Э., Крюков И.А. Метод расчета турбулентных сверхзвуковых течений. Матем. моделирование, 2009. Т. 21. № 12. С. 103–121

ВЛИЯНИЕ ПОДВИЖНОСТИ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ НА ВРЕМЯ ФОРМИРОВАНИЯ И РАЗМЕР КОНВЕКТИВНЫХ ВИХРЕЙ ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ ЖИДКОСТИ СВЕРХУ

Науч. сотр. *Пуштаев А.В.*, доц. *Винниченко Н.А.*, асс. *Плаксина Ю.Ю.*,
проф. *Уваров А.В.*

Естественная конвекция, возникающая при равномерном охлаждении открытой поверхности жидкости — процесс, который широко распространен в природе и технике. В задачах повышения теплоотдачи интенсификация конвективного теплопереноса имеет большое значение. В то же время, возникновение конвективного перемешивания может быть нежелательным в процессе остывания и затвердевания покрытий и расплавов. Поэтому важной задачей является определение момента начала конвекции, а также характерного размера приповерхностных вихрей.

В работе рассматривается развитие неустойчивости, возникающей при охлаждении сверху слоя жидкости с открытой поверхностью (Рис. 1а). При этом до момента $t = 0$ считается, что всюду в жидкости возмущения температуры и скорости отсутствуют. В момент $t = 0$ на поверхности задается постоянный тепловой поток q , из-за чего в горизонтальном слое возникает вертикальный меняющийся профиль температуры. Если тепловой поток имеет достаточно большую величину, то по достижении определенного критического времени, когда профиль станет достаточно крутым, малые возмущения начнут усиливаться, что в итоге приведет к образованию вблизи поверхности вихревых конвективных течений (Рис. 1б). При этом они возникают за счет двух механизмов: из-за действия выталкивающей силы (термогравитационная конвекция) и градиента поверхностного натяжения (термокапиллярная конвекция), которые в отдельности приводят к течениям с различной структурой и интенсивностью. При этом в некоторых жидкостях (вода, глицерин) на поверхности легко образуется пленка из адсорбированных примесей, способная компенсировать термокапиллярный эффект [1]. Поэтому в

настоящей работе рассматривается два граничных условия — для свободной и неподвижной поверхности.

Классический метод исследования устойчивости, основанный на анализе собственных значений, неприменим к случаю нестационарного базового течения и не учитывает неортогональность собственных мод [2]. Поэтому в данной работе развитие неустойчивости в остывающем слое жидкости исследовалось на основе немодального анализа [3]. Рассматривалась эволюция по времени малых возмущений, описываемых линеаризованной системой уравнений гидродинамики в приближении Буссинеска. За момент начала конвекции принималось достижение определенной величины усиления температурного возмущения. Горизонтальная мода, характеризуемая волновым числом k , с наибольшим усилением определяет характерный размер конвективных ячеек. Расчеты критического времени и волнового числа были проведены для широкого диапазона значений безразмерных критериев подобия (чисел Ra , Ma , Pr , Bi).

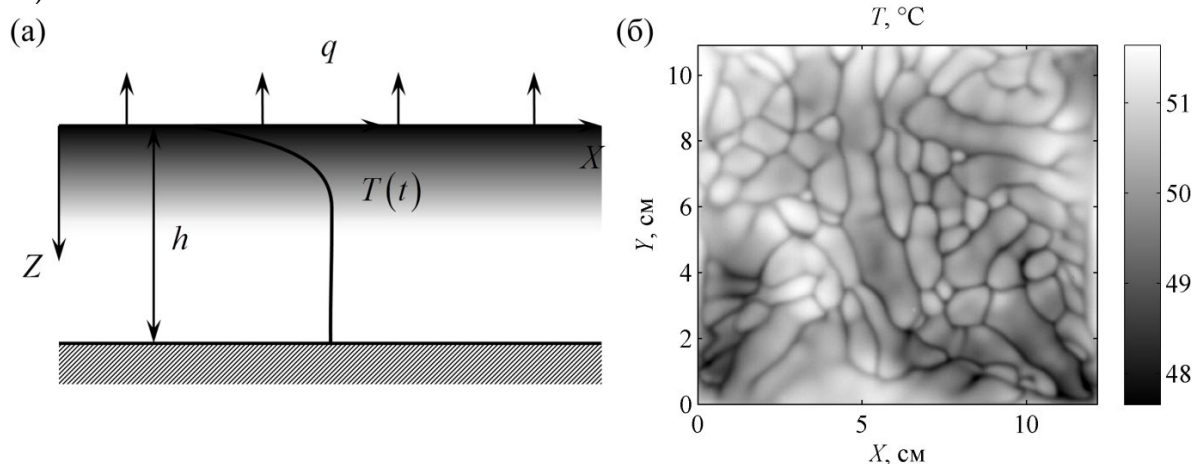


Рис. 1. (а) Схематичное изображение слоя жидкости с охлаждаемой поверхностью. (б) Поле температуры на поверхности дистиллированной воды через 15 с после начала охлаждения.

В работе также проводилось экспериментальное исследование процесса остывания дистиллированной воды. Для этого в небольшой сосуд на разную высоту заливалась подогретая до различной температуры вода и после снятия верхней крышки производилась съемка поверхности при помощи инфракрасной камеры. Получаемые поля температуры (Рис. 1б) позволяют визуально зарегистрировать момент возникновения ячейистой структуры, а затем, с помощью компьютерной обработки изображений — определить средний размер ячеек.

Полученные результаты (Рис. 2) свидетельствуют о том, что при $Ra > 10^5$ и $Ma > 10^3$ характер конвекции перестает зависеть от толщины слоя h , поскольку ячейки возникают вблизи поверхности (масштаб длины — h , времени — h^2/χ , где χ — температуропроводность). Также следует отметить, что результаты измерений соответствуют данным

расчета, где поверхность считалась неподвижной (Рис. 1а). Это подтверждает имеющиеся данные о том, что на поверхности дистиллированной воды образуется пленка, блокирующая термокапиллярный эффект.

Работа была выполнена с использованием оборудования, приобретенного за счет средств Программы развития Московского университета.

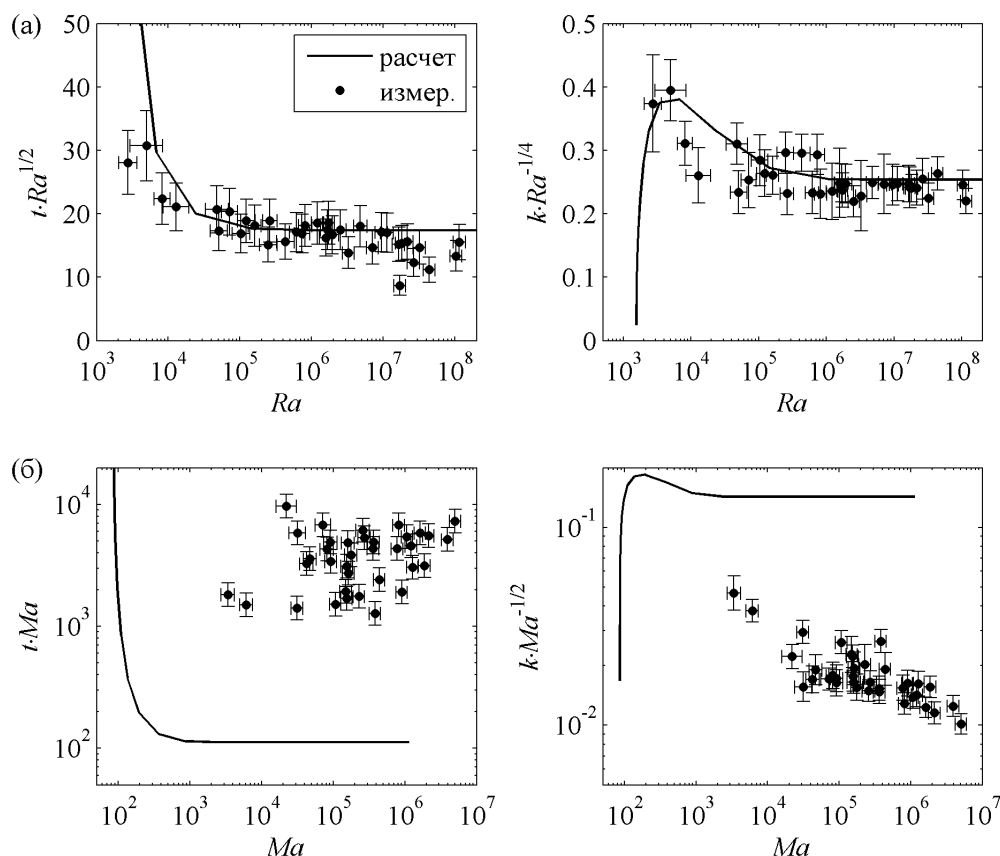


Рис. 2. Результаты измерений критического времени t и волнового числа k для дистиллированной воды и сравнение с численным расчетом для (а) термогравитационной и (б) термокапиллярной конвекции

Литература

1. Влияние малых примесей на формирование структур при конвекции Рэлея-Бенара-Марангони в плоском слое жидкости / Ю. Ю. Плаксина, А. В. Пуштаев, Н. А. Винниченко, А. В. Уваров // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. — 2018. — № 5. — С. 56–62.
2. Schmid, P. J. Nonmodal stability theory // Annu. Rev. Fluid Mech. — 2007. — Vol. 39. — P. 129–162.
3. The onset of convection in liquid with the free surface cooled from above: Influence of the surface behavior on the size and formation time of critical perturbations / A. V. Pushtaev, N. A. Vinnichenko, Y. Y. Plaksina, A. V. Uvarov // Phys. Fluids. — 2021. — Vol. 33. — P. 114105.

Подсекция:

**АТОМНАЯ, ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА
И ФИЗИКА КОСМОСА**

Сопредседатели
профессор С.И. Свертилов, доцент Е.В. Широков

ИССЛЕДОВАНИЕ ВКЛАДА НЕСТАТИСТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ С ИСПУСКАНИЕМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА МОЛИБДЕНЕ

Ст. науч. сотр. *Желтоножская М.В.*, мл. науч. сотр. *Золотов С.А.*,
мл. науч. сотр. *Ремизов П.Д.*, зав. кафедрой *Черняев А.П.*

Принято считать, что фотоядерные реакции, вызываемые фотонами с энергиями порядка нескольких десятков МэВ, происходят в две стадии: возбуждение ядра как системы и его распад по статистическим законам. Постепенно с увеличением энергии фотонов растёт вклад предравновесных процессов. Далее, при энергиях выше 100 МэВ доминирующую роль играют прямые фотоядерные реакции.

Однако в ядрах с $A > 90$ коллективная модель переоценивает выходы реакций с испусканием нейтронов и значительно недооценивает реакции с испусканием протонов. Причиной этому служит эффект изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса (ГДР). Этот механизм обозначен в работах [1, 2]. В исследовании [1] производилось облучение гафния тормозными фотонами с различными граничными энергиями (17,5 – 55 МэВ). Экспериментальные выходы реакции (γ, p) при низких граничных энергиях позволяют заключить о доминировании прямых фотоядерных реакций в области ГДР. При увеличении энергии фотонов растёт вклад статистических и предравновесных механизмов. Учёт доминирующей роли прямых реакций в низкоэнергетичной области позволяет на более высоких энергиях приблизить расчётные выходы к реальным.

При облучении тантала и вольфрама [2] статистическая модель так же даёт сильную недооценку выходов реакций с испусканием α -частиц, для которых в её рамках существенен кулоновский барьер. Наблюдаемый выход можно аналогично объяснить вкладом прямых реакций, происходящих на масштабах времени, когда барьер не успевает сформироваться.

Перечисленные эффекты делают дальнейшее изучение фотоядерных реакций с испусканием заряженных частиц важной и актуальной задачей.

В настоящем исследовании получены экспериментальные сечения фотоядерных реакций с испусканием заряженных частиц на природных изотопах молибдена для двух граничных энергий тормозного спектра: 20 и 40 МэВ. Также проведено сравнение этих величин с теоретическими, рассчитанными с помощью программного кода Talys1.95, где учитываются только статистические и предравновесные механизмы.

В экспериментах облучалась молибденовая мишень массой 1,82 г. Источником тормозного излучения 20 МэВ служил медицинский линейный ускоритель Varian Trilogy (его спектр смоделирован в работе

[3]). Спектр 40 МэВ был получен на ускорителе ЛИНАК-200 со свинцовой мишенью толщиной 3 мм и смоделирован в среде GEANT4. В качестве мониторинной использовалась реакция $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$. Спектры активированной мишени регистрировались на спектрометрах с детекторами из сверхчистого германия.

Полученные экспериментальные сечения реакций для граничной энергии 20 МэВ приведены ниже (теоретические средневзвешенные по спектру сечения представлены в скобках):

$$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91\text{m}}\text{Nb} - 28,89 (13,5) \text{ мбн}$$

$$^{94}\text{Mo}(\gamma, pn)^{92\text{m}}\text{Nb} - 2,76 (\text{реакция не происходит}) \text{ мбн}$$

$$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95\text{m}}\text{Nb} - 2,26 (0,032) \text{ мбн}$$

$$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95}\text{Nb} - 0,84 (0,039) \text{ мбн}$$

$$^{97}\text{Mo}(\gamma, p)^{96}\text{Nb} - 1,87 (0,048) \text{ мбн}$$

$$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97}\text{Nb} - 1,81 (0,064) \text{ мбн}$$

$$^{92}\text{Mo}(\gamma, \alpha)^{88}\text{Zr} - 0,10 (0,034) \text{ мбн}$$

$$^{94}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)^{89}\text{Zr} - 1,15 (\text{реакция не происходит}) \text{ мбн}$$

$$^{100}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)^{95}\text{Zr} - 0,05 (\text{реакция не происходит}) \text{ мбн}$$

Погрешности измерений не превышают 10 %, за исключением реакции $^{100}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)^{95}\text{Zr}$, где она составляет 20 %.

Можно увидеть, что в случае с реакциями вида (γ, p) экспериментальные величины действительно значительно превышают теоретические. Явно просматривается уменьшение сечения реакции при увеличении A изотопа. Наибольшее сечение реакции (γ, p) наблюдается на ядре ^{92}Mo . Среди стабильных ядер молибдена оно является самым протон-избыточным, поэтому испускание протона обладает довольно высокой вероятностью.

Для реакций с испусканием α -частицы примечательно аномально высокое сечение реакции $^{94}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)^{89}\text{Zr}$. Это можно интерпретировать в рамках оболочечной модели и механизма полупрямых реакций: α -частица испускается ядром до формирования кулоновского барьера, унося энергию около 3 МэВ и образуя ядро ^{90}Zr с магическим числом нейтронов (50). Остаточное возбуждённое ядро распадается по статистическим законам. Его энергии возбуждения достаточно для испускания нейтрона. У остаточных ядер с незавершённой оболочкой α -частица уносит большее количество энергии, и возбуждения недостаточно для вылета дополнительного нейтрона.

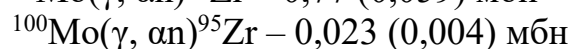
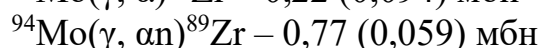
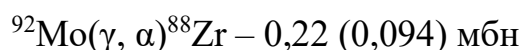
Сечения аналогичных реакций для тормозных фотонов с граничной энергией 40 МэВ составили:

$$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91\text{m}}\text{Nb} - 31,51 (15,3) \text{ мбн}$$

$$^{94}\text{Mo}(\gamma, pn)^{92\text{m}}\text{Nb} - 3,33 (0,99) \text{ мбн}$$

$$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95\text{m}}\text{Nb} - 2,89 (0,087) \text{ мбн}$$

$$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95}\text{Nb} - 2,31 (0,167) \text{ мбн}$$



Видно, что экспериментальные выходы продолжают многократно (иногда на порядки) превосходить теоретические, основанные на статистической модели, из Talys. Это можно объяснить вкладами уже рассмотренных процессов, проявляющихся в энергетической области ГДР.

Результат, наблюдаемый на изотопе ^{94}Mo , повторяется в аналогичной серии экспериментов на ^{93}Nb : при испускании α -частицы остаточное ядро имеет всё то же магическое число нейтронов (50). Полученные экспериментальные значения сечения реакции $^{93}\text{Nb}(\gamma, \alpha n)^{88}\text{Y}$ составили 1,14 мбн для 20 МэВ и 0,25 мбн для 40 МэВ.

Важно отметить, что в работе получены экспериментальные изомерные отношения $^{95\text{m,g}}\text{Nb}$ с высокой точностью, которые оказались равны 2,5 и 1,2 для граничных энергий 20 и 40 МэВ соответственно. Это важно при расчётах выходов реакций.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта N 20-315-90124.

Литература

1. Исследование активации ^{177}Lu в (γ, pxn) -реакциях / В. А. Желтоножский, М. В. Желтоножская, А. В. Саврасов и др. // Известия Российской академии наук. Серия физическая. — 2020. — Т. 84, № 8. — С. 1116–1121.
2. Studying the excitation of k-isomers of $^{180,182}\text{Hf}$ and ^{177}Lu in (γ, α) reactions / V. A. Zheltonozhsky, M. V. Zheltonozhskaya, A. V. Savrasov et al. // Physics of Particles and Nuclei Letters. — 2021. — Vol. 18, no. 3. — P. 319–322.
3. PENELOPE/PRIMO-calculated photon and electron spectra from clinical accelerators / L. Brualla, M. Rodriguez, J. Sempau, P. Andreo // Radiation Oncology. — 2019. — Vol. 14. № 1.

ДИНАМИКА НОЧНЫХ ГРАНИЦ АВРОРАЛЬНОГО ОВАЛА ВО ВРЕМЯ МАГНИТНОЙ БУРИ 27–29 МАЯ 2017 ГОДА

Студ. Иванова А.Р., зав. отд. Калегает В. В.

По данным низкоорбитального спутника *Метеор М2* исследована динамика границ аврорального овала на ночной стороне в период магнитной бури, наблюдавшейся с 27 по 29 мая 2017 года. Исследовалась зависимость положения границ во время различных фаз бури от состояния магнитосферы и межпланетной среды. Экспериментально полученные

данные о границах области высыпаний авроральных электронов сопоставлялись с данными, рассчитанными по модели, определяющей положение овала в зависимости от величины AL -индекса. Получено, что во время начальной фазы бури главным фактором, повлиявшим на дальнейшую динамику овала, стал мощный продолжительный импульс давления солнечного ветра, который в сочетании с устойчивым южным межпланетным магнитным полем (ММП) привел к сжатию магнитосферы и расширению овала. В период главной фазы и фазы восстановления бури давление солнечного ветра вернулось на спокойный уровень, и динамика границ овала была связана с изменениями Bz -компоненты межпланетного магнитного поля: поворот ММП к югу на главной фазе привел к смещению овала на более низкие широты, а постепенное уменьшение по модулю южной компоненты обусловило сдвиг овала к полюсу на фазе восстановления. Показано, что полярная граница овала непосредственно реагирует на изменения в солнечном ветре, в то время как в динамике экваториальной границы присутствуют черты, связанные с геомагнитной активностью, с развитием магнитосферных токовых систем, опосредованно контролируемым параметрами межпланетной среды, в частности, интенсивностью крупномасштабной конвекции.

Литература

4. Newell P. T., Feldstein Y. I., Galperin Y. I. et al. Morphology of nightside precipitation // *Journal of geophysical research*. 1996. V. 101. № A5. P. 10737-10748.
5. Boudouridis A., Zesta E., Lyons L. R. et al. Effect of solar wind pressure pulses on the size and strength of the auroral oval // *Journal of Geophysical Research*. 2003. V. 108. № A4, doi:10.1029/2002JA009373.
6. Лукьянова Р., Козловский А. Динамика полярной границы аврорального овала по данным спутника IMAGE // *Космические исследования*. 2013. Т. 51. № 1. С. 53-53.
7. Воробьев В. Г., Ягодкина О. И. Динамика авроральных высыпаний в периоды сильных магнитных бурь // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2007. Т. 47. № 2. С. 198–205.
8. Воробьев В. Г., Громова Л. И., Реженов Б. В. и др. Вариации положения границ плазменных вторжений и аврорального свечения в ночном секторе // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2000. Т. 40. № 3. С. 1–7.
9. Heritage G. L., Milan D. J., Large A. R. et al. Influence of survey strategy and interpolation model on DEM quality // *Geomorphology*. 2009. V. 112. № 3-4. P. 334-344.
10. Wang, C., J. Y. Wang, R. E. Lopez et al. Effects of the interplanetary magnetic field on the location of the open-closed field line boundary // *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2016. V. 121. №7. P. 6341–6352, doi:10.1002/2016JA022784.

11. Meng C. I., Makita K. Dynamic variations of the polar cap // Solar Wind Magnetosphere Coupling. 1986. T. 126. С. 605–631.
12. Holzworth R. H., Meng C. I. Mathematical representation of the auroral oval // Geophysical Research Letters. 1975. V. 2. № 9. С. 377–380.
13. Alexeev I.I., Belenkaya E.S., Kalegaev V.V. et al. Electric fields and field-aligned current generation in the magnetosphere // Journ. Geophys. Res. 1993. V. 98. № 3. P. 4041–4051.
14. Lee D. Y., Ohtani S., Lee J. H. On the poleward boundary of the nightside auroral oval under northward interplanetary magnetic field conditions // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2010. V. 115. № A8.
15. Maggiolo, R., Hamrin, M., De Keyser, J. et al. The delayed time response of geomagnetic activity to the solar wind // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2017. V. 122. № 11. P. 11–109.
16. Hardy, D. A., Burke, W. J., Gussenhoven et al. DMSP/F2 electron observations of equatorward auroral boundaries and their relationship to the solar wind velocity and the north-south component of the interplanetary magnetic field // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 1981. V. 86. № A12. P. 9961–9974.
17. Burton R. K., McPherron R. L., Russell C. T. An empirical relationship between interplanetary conditions and Dst // J. Geophys. Res. 1975. V. 80. P. 4204–4214.
18. Shue J.-H., Chao J. K., Fu H. C. et al. Magnetopause location under extreme solar wind conditions // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 17691–17700.
19. Meng C. I. Dynamic variation of the auroral oval during intense magnetic storms // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 1984. V. 89. № A1. P. 227–235.

МУЛЬТИСПУТНИКОВЫЙ НАУЧНО-ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЙ ПРОЕКТ «МОНИТОР» ПО ИЗУЧЕНИЮ РАДИАЦИОННОГО СОСТОЯНИЯ ОКОЛОЗЕМНОГО КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА

Проф. *Свертилов С.И.*, зам. директора НИИЯФ *Оседло В.И.*,
зав. отд. НИИЯФ *Калегаев В.В.*, с. н. с. НИИЯФ *Бенгин В.В.*,
доц. *Богомоллов В.В.*, н. с. НИИЯФ *Золотарев И.А.*,
зав. лаб. НИИЯФ *Июдин А.Ф.*, гл. спец. НИИЯФ *Нечаев О.Ю.*,
н. с. НИИЯФ *Петров В.Л.*, студ. *Антонюк Г.И.*, студ. *Кучеренко И.А.*,
студ. *Мутин А.А.*, студ. *Прохоров М.И.*

Проект «Монитор» направлен на развитие системы мультиспутникового мониторинга радиационного состояния околоземного космического пространства. В рамках проекта ведутся работы по подготовке к запуску на полярную орбиту нескольких наноспутников для измерения потоков ионизирующих излучений. На первом этапе проекта

предполагается постановка космического эксперимента по мониторингу радиации на двух малых спутниках типа кубсат с целью проведения научных исследований в области космической погоды, а также вовлечения школьников в космические исследования путем их участия в приёме, обработке и анализе данных измерений.

На этих спутниках в качестве полезной нагрузки должны быть установлены два взаимно дополняющих прибора нового поколения для изучения околоземной радиации. Это детектор космической радиации «ДеКоР-2», обеспечивающий мониторинг потоков электронов и гамма-квантов в диапазоне энергий 0.05-2.0 МэВ и комбинированный детектор космических излучений КОДИЗ, осуществляющий мониторинг потоков протонов и ядер с $Z > 1$ с энергиями более 30-50 МэВ/нуклон. Предполагается установить эти приборы на двух космических аппаратах типа кубсат 3U – каждый на своём спутнике. Будучи установленными на КА, выводимых в ходе одного попутного запуска, они обеспечат мониторинг измерения различных компонентов космической радиации на близких орбитах.

Прибор ДеКоР-2 является обновлённой версией прибора ДеКоР, успешно работающего на малых спутниках АмурСат, ВДНХ-80, Декарт и др. [1 - 3]. Он имеет эффективную площадь, увеличенную до 65 см², что позволит изучать не только захваченные и высыпающиеся электроны, но и космические гамма-всплески различной природы. Составной сцинтилляционный детектор из 3 мм пластического сцинтиллятора и 9 мм CsI(Tl), просматриваемых сборкой кремниевых фотоумножителей (SiPM), позволяет раздельно регистрировать гамма-излучение и электроны, что очень важно для идентификации типов возрастаний при проведении эксперимента на полярной орбите. Большая площадь детектора способствует не только улучшению чувствительности прибора, но и повышению его временного разрешения, которое определяется в первую очередь статистикой зарегистрированных событий. Данные будут накапливаться как в виде мониторинга (скорости счета в нескольких каналах), так и в виде подробной пособытийной записи. В состав прибора ДеКоР-2 включён дополнительный вычислитель, который будет использован для выборки наиболее интересных участков данных с целью передачи их на Землю в первичном виде.

Прибор КОДИЗ предназначен в первую очередь для обнаружения и исследования потоков частиц солнечных космических лучей, которые могут создавать дополнительную радиационную нагрузку на борту самолетов, пролетающих в полярных областях. В состав прибора КОДИЗ входят детекторы нескольких типов: черенковский детектор частиц с радиатором из оргстекла площадью ~11 см², два детектора нейтронов с литиевыми стёклами и полупроводниковый телескоп из двух слоёв

кремния по 300 мкм. Прибор будет регистрировать потоки протонов и ядер с $Z > 1$ с энергией больше 30 – 50 МэВ/нуклон в диапазоне от 10^1 до 10^4 частиц/см² с, потоки протонов и ядер с $Z > 1$ с энергией больше 330 МэВ/нуклон в диапазоне от 10^1 до 10^3 частиц/см² с, поток тепловых и эпитепловых нейтронов в диапазоне от 10^1 до 10^3 нейтронов/см² с. На основе показаний детекторов прибора будет определяться мощность поглощенной дозы заряженных частиц космического излучения в диапазоне от 10^{-8} до 10^{-5} Грей/с.

Важнейшей задачей проекта является образовательная составляющая [4, 5]. Образовательный компонент проекта направлен на вовлечение школьников и студентов в космические исследования. В частности, планируется создание сети приемных станций, базирующихся в школах и других образовательных учреждениях. Предполагается участие школьников и студентов в подготовке и проведении космических экспериментов, приеме и обработке научной и телеметрической информации, получаемой с помощью антенн, устанавливаемых непосредственно на территории школ, участвующих в проекте. В рамках этой работы школьники будут привлечены к созданию электронных узлов приборов, в частности, к проведению их наземной экспериментальной отработки, к получению и систематизации калибровочных данных. В ходе осуществления самого эксперимента предполагается задействовать развернутые на базе школ из различных российских городов станции приема данных. Школьники должны будут участвовать в пополнении баз данных, используемых для прогноза космической погоды, обработке и анализе данных, получаемых в ходе реализации космического эксперимента. Для этого в ряде школ будут созданы рабочие места, на которых будет организован оперативный доступ к наиболее актуальным данным, поступающим со спутников на серверы отдела космического мониторинга НИИЯФ МГУ. Сотрудники НИИЯФ МГУ и кафедры физики космоса физического факультета МГУ будут оказывать необходимую поддержку молодым участникам проекта в форме мастер-классов и консультаций, а также обучать учителей, организовывающих работу в конкретных школах.

Результаты космического эксперимента будут использоваться в учебном процессе студентов в качестве материала для лекционных и семинарских занятий, а также в практикуме по обработке и анализу данных космических экспериментов. Такой практикум в течение многих лет проводит кафедра физики космоса физфака МГУ для студентов 3-4 курсов. В 2020-2021 г. к данным со спутника «Университетский-Татьяна», традиционно используемым в студенческом практикуме, добавились данные с приборов ДеКоР, проводящих измерения радиации на кубсатах ВДНХ-80 и Норби.

Отдельно следует отметить участие студентов в подготовке описанных выше космических экспериментов, в частности, работы будущих бакалавров и магистров физического факультета МГУ, связанные с настройкой и программированием узлов прибора КОДИЗ, с оптимизацией алгоритмов выделения гамма-всплесков на фоне вариаций потоков электронов в приборе ДеКоР-2, с калибровкой детекторов. Работа над полезными нагрузками спутников проекта «Монитор» происходит в рамках междисциплинарной научно-образовательной школы «Фундаментальные и прикладные космические исследования», организованной в МГУ им. М.В. Ломоносова по инициативе ректора.

Литература

1. Богомолов В.В., Богомолов А.В., Дементьев Ю.Н. и др. Научно-образовательный космический эксперимент на спутниках Сириус-Сат-1,2. Вестн. Московского ун-та. Сер. 3. Физика, астрономия. 2020. Т.75. №6, сс.125-134.
2. Богомолов В.В., Богомолов А.В., Дементьев Ю.Н. и др. Первый опыт мониторинга космической радиации в мультиспутниковом эксперименте Московского университета в рамках проекта «Универсат-СОКРАТ». Вестн. Московского ун-та. Сер. 3. Физика, астрономия. 2020. Т.75. №6, сс.135-141.
3. Свертилов С.И., Богомолов В.В., Зайко Ю.К. и др. Группировка наноспутников Московского университета. Четвёртый Российский симпозиум по наноспутникам с международным участием RusNanoSat-2021, Самара, Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва. Россия, 28-30 июня 2021. <http://volgaspace.org/rusnanosat/>
4. Оседло В.И., Антонюк Г.И., Бенгин В.В. и др. Учебно-образовательный проект «Монитор» на основе группировки кубсатов. Четвёртый Российский симпозиум по наноспутникам с международным участием RusNanoSat-2021, Самара, Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва. Россия, 28-30 июня 2021. <http://volgaspace.org/rusnanosat/>
5. Богомолов В.В., Антонюк Г.И., Бенгин В.В. и др. Научно-образовательный проект «Монитор» на основе спутников в стандарте кубсат. Первая международная конференция по космическому образованию «Дорога в космос». Москва, Россия, ИКИ РАН, 5-8 октября 2021 г. Сборник тезисов. ФГБУН ИКИ РАН. 2021, сс.53-54. ISBN 978-5-00015-019-1. <https://roadtospace.cosmos.ru/docs/2021/RoadToSpace-AbstractBook-2021-v2.pdf>

АВТОМАТИЧЕСКИЙ ПОИСК ПЕРЕСЕЧЕНИЙ ГОЛОВНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ И МАГНИТОПАУЗЫ ПО ДАННЫМ МАГНИТОМЕТРА КА MESSENGER

Мл. науч. сотр. *Лаврухин А.С.*, студ. *Невский Д.В.*, зав. лаб. *Алексеев И.И.*

Целью данной работы является автоматическая обработка массива данных магнитометра, установленного на КА MESSENGER, совершившего более 4-х тысяч оборотов вокруг Меркурия в 2011-2015 гг. Эти данные были использованы для поиска положения головной ударной волны, магнитопаузы и токового слоя хвоста магнитосферы Меркурия. В работах [1], [2] использовался метод, согласно которому участки траектории, на которых фиксировались пересечения КА головной ударной волны и магнитопаузы определяются вручную путем визуального анализа данных магнитометра. Вход в зону головной ударной волны идентифицируется с помощью первого резкого возрастания величины модуля магнитного поля или по резкому возрастанию величины дисперсии

σ , где $\sigma_{|B|} = \sqrt{(\sigma_{B_x})^2 + (\sigma_{B_y})^2 + (\sigma_{B_z})^2}$ - стандартное отклонение компоненты магнитного поля B_i в двух последовательных точках со скважностью 1 с, выход из головной ударной волны определяется аналогично: по последнему резкому убыванию величины модуля магнитного поля или по резкому возрастанием $\sigma_{|B|}$. Пересечения магнитопаузы могут быть найдены по повороту вектора направления магнитного поля или по возрастанию $\sigma_{|B|}$. Однако, для полностью автоматического обнаружения пересечений этот метод не годится ввиду сильных флуктуаций величин, поэтому он может использоваться лишь в качестве вспомогательного метода для визуального анализа. Ручная разметка большого числа пересечений требует заметных временных затрат и не позволяет исключить субъективный фактор, не позволяет масштабировать методику на вновь поступающие данные, что особенно важно с учетом ожидаемого выхода в 2025 на орбиту Меркурия двух КА миссии BepiColombo.

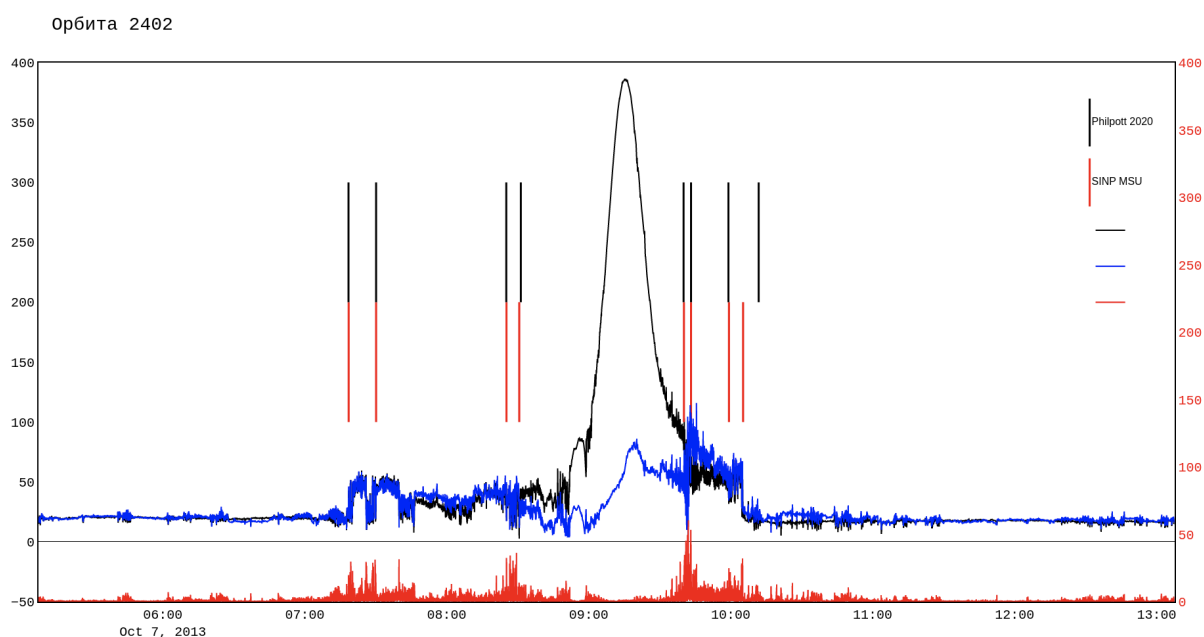
Исходный массив с данными магнитометра, хранящийся в Планетарной базе данных NASA / JPL, был преобразован для предварительной фильтрации шума и исключения ошибок в данных:

— помимо удаления сигналов калибровки рассчитана разность между измеренным полем и модельным дипольным полем, добавлен столбец с гелиоцентрическим радиусом Меркурия, который модулирует уровень возмущенности магнитного поля в окрестности Меркурия.

— набор данных разделен на файлы по номерам витков, каждый файл центрирован на перигермий.

Вход в головную ударную волну детектируется резким изменением модуля величины магнитного поля на секундных данных, после чего идет

уточнение границ на секундных данных с помощью выявления ярко выраженных флуктуаций модуля второй производной поля. Пересечения магнитопаузы сначала определяются по минутным данным, в которых число случайных флуктуаций значительно меньше. Они детектируются резким изменением знака одной или нескольких компонент поля, из которого мы вычитаем компоненты поля диполя для более точных результатов, а также возрастанием флуктуаций магнитного поля после покомпонентно вычтенного поля диполя, прекрасно наблюдаемых по второй производной компонент. Мы вычитаем магнитное поле диполя, так как, прежде чем перейти к анализу разрыва, следует исключить стационарные источники поля, а вклад диполя по величине на порядок больше, чем среднее поле в межпланетном пространстве, особенно в области перигермия. Далее идет уточнение результатов на секундных данных с целью сравнительного анализа. Важно отметить схожесть флуктуаций в области предполагаемой магнитопаузы и токового слоя хвоста, который мы выделяем отдельно для более правдоподобных результатов.



В отсутствие полных измерений плазмы, разделять области в пространстве в ночной стороне Меркурия на область лобов и область плазменного слоя можно основываясь на величине магнитного поля, его направлении и уровне флуктуациям. Для нахождения пересечения токового слоя мы сначала ищем положение магнитного экватора в ночной стороне магнитосферы, в плоскости которого находится токовый слой. Для этого мы определяем точки изменения направления магнитного поля при пересечении токового слоя от в целом направленного от Солнца в южном

лоубе хвоста к направленному к Солнцу в северном лоубе. Задавая границы области поиска точки пересечения в пространстве ($x < 0$, $|z - 0.2 R_M| < 0.3 R_M$) мы находим положение точки изменения направления магнитного поля.

Разработанный способ автоматической обработки массивов данных магнитометра на борту КА MESSENGER обеспечивает хорошие результаты, в целом совпадающие с результатами ручной обработки данных, выполненных в работе [2]. На некоторых орбитах КА MESSENGER было получено уточнение результатов ручной обработки. Мы показали, что определение головной ударной волны возможно только по данным магнитометра, без данных плазменных измерений. Преимуществом данного метода является возможность обработки в автоматическом режиме больших объёмов данных в короткие сроки. Данная задача актуальна в свете приближающегося выхода на орбиту вокруг Меркурия КА BepiColombo, запланированного на 2025 год. Данная миссия состоит из двух аппаратов, таким образом, число поступающих данных о состоянии магнитосферы Меркурия возрастёт в несколько раз.

Литература

1. Reka M. Winslow и др. “Mercury’s magnetopause and bow shock from MESSENGER Magnetometer observations”. В: Journal of Geophysical Research: Space Physics 118.5 (2013), с. 2213—2227.
2. L. C. Philpott и др. “The Shape of Mercury’s Magnetopause: The Picture From MESSENGER Magnetometer Observations and Future Prospects for BepiColombo”. В: Journal of Geophysical Research: Space Physics 125.5 (2020).

Подсекция:
МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ

Сопредседатели
профессор С.С. Кротов, доцент А.А. Якута

КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ БОЛЬЦМАНА И ПРОБЛЕМА
ОБОСНОВАНИЯ СТАТИСТИЧЕСКОЙ МЕХАНИКИ

Проф. Николаев П.Н.

В начале семидесятых годов XIX века стала актуальна проблема развития молекулярно-кинетической теории и обоснование на этой основе второго начала термодинамики. В первую очередь это касалось решения задачи перехода от обратимых законов механики к необратимому характеру тепловых процессов.

В это время Больцман переходит от попыток обоснования второго начала термодинамики, исходя в основном из особенностей механического движения, к чисто статистическому описанию. В 1872 году он получает кинетическое уравнение без учета наличия внешнего поля [1]. Больцман также вводит в рассмотрение функцию, получившую в дальнейшем название H -функции. Для нее было показано, что она приближается к некоторому минимуму, оставаясь отрицательной. При достижении этого минимума устанавливается максвелловское распределение вне зависимости от начального распределения для процесса, длившегося долго.

Больцман отмечает, что если взять H -функцию со знаком минус, то последняя ведет себя аналогично энтропии [1,2]. В этом он видит возможность обоснование второго начала термодинамики. Так первоначально появилась H -теорема.

В общем виде, то есть при учете наличия внешнего поля, уравнение Больцмана получено в 1875 году. Но уже в следующем году Лошмидт высказывает свои возражения против H -теоремы, получившие название парадокса Лошмидта. Здесь впервые были противопоставлены механическая обратимость и термодинамическая необратимость [3,4].

В 1877 году Больцман отвечает на замечания Лошмидта. Он пишет, что H -теорема не утверждает, что величина H при любых начальных условиях системы будет обязательно убывать. Просто процессы с возрастанием энтропии более вероятны, чем процессы с ее убыванием [1].

Диспут, возникший вокруг данной проблемы, привел к тому, что Больцман переходит к чисто вероятностному доказательству H -теоремы. Он пишет, что доказательство возможно только на таких основаниях, которые предполагают применение исчисления вероятностей. Это утверждение имело исключительно важные последствия как с точки зрения обоснования термодинамики так и статистической механики [3,5].

Больцман вводит представление о вероятности состояния системы. Статистические и динамические закономерности выступают у него в едином контексте. Он утверждает, что во всех случаях, где применим закон

больших чисел, есть переход от менее вероятного состояния к более вероятному.

Работы Больцмана не вызвали на первых порах положительного отклика. Для этого был целый ряд причин. Две основные из них состояли в следующем.

Во-первых, до середины восьмидесятых годов XIX века более популярным было механическое обоснование второго начала термодинамики. Во-вторых, молекулярно-кинетическая теория большинством рассматривалась как гипотеза, не имеющая под собой серьезного экспериментального основания.

Работы Больцмана по статистическому обоснованию второго начала термодинамики стали важным этапом в создании статистической механики. Название дал этой науке Гиббс [6]. Вначале Боголюбов, как было принято большинством физиков, использовал название статистическая физика, но затем чаще стал применять, следуя Гиббсу, термин статистическая механика [7].

Гиббс отмечает, что первые статистические исследования в области статистической механики провел Максвелл. Больцман в своей статье 1871 года осуществляет явное рассмотрение большого числа систем и их распределения по фазам, а также постоянства или изменений этого распределения с течением времени.

"Но, несмотря на то, что возникновение статистической механики исторически обусловлено исследованиями в области термодинамики", - пишет Гиббс, - "она, очевидно, заслуживает независимого развития как в силу изящества и простоты своих принципов, так и потому, что она приводит к новым результатам и проливает новый свет на старые истины в областях, совершенно чуждых термодинамике. Более того, независимое изучение этого раздела механики, по-видимому, дает наилучшую основу для изучения рациональной термодинамики и молекулярной механики" [6].

Для функции распределения в фазовом пространстве Гиббс выводит уравнение, которое в настоящее время принято называть уравнением Ливилля. Сам по себе переход от уравнений Гамильтона к уравнению Ливилля не приводит к статистической механике. Статистическое описание появляется на основе введения дополнительных допущений ("размытость" начальных условий и т.п.).

До работ Боголюбова кинетические уравнения устанавливались на интуитивной основе. Боголюбов писал, что проблемы кинетики никогда не рассматривались с точки зрения динамической теории. Здесь основными были методы другого типа, используемые еще Больцманом при получении своего кинетического уравнения.

При таком подходе возникает внутреннее противоречие. С одной стороны, движение молекул трактуется как некоторый случайный процесс, а с другой - эффективные сечения рассеяния рассчитываются из уравнений механики. Данное рассмотрение характерно как для классической, так и для квантовой механики. В последнем случае учитываются также требования симметрии.

Боголюбовский метод, созданный в сороковых годах XX века, основан на предположении, что за время порядка длительности соударения многочастичные функции распределения становятся функционалами одночастичных функций, которые удовлетворяют в свою очередь кинетическому уравнению.

На следующем этапе, за время порядка гидродинамического времени, одночастичная функция становится функционалом макроскопических величин, которые удовлетворяют уравнениям гидродинамики.

В последующих работах по статистической механике Боголюбовым вначале строится теория возмущений, которая основывается на малости взаимодействия подсистем, а для дальнейшего анализа используется формализм функций распределения (либо матриц плотности - для квантового случая).

При этом, в отличие от работ 40-х годов XX века, под слабым взаимодействием понимается взаимодействие подсистемы S , в качестве которой выступает малая подсистема (в частном случае - состоящая из одной частицы), и большой (макроскопической) системы Σ .

При рассмотрении общих вопросов статистической механики, в том числе ее обоснования, до настоящего времени предпринимаются попытки противопоставления метода Гиббса и метода Больцмана [8]. Сам Больцман метод Гиббса считал более общим [1].

Литература

1. Boltzmann L. Wissenschaftliche Abhandlungen. Leipzig. Bd. 1-3, 1909.
2. Brandsen S., Geng I.J., Gour G. // Phys. Rev. E. 2022. 105. 024117.
3. Базаров И.П., Геворкян Э.В., Николаев П.Н. Неравновесная термодинамика и физическая кинетика. М.: изд-во Моск. ун-та, 1989.
4. Mohammed S., Reis T. // Phys. Rev. E. 2021. 104. 045309.
5. Talkner P. // Rev. Mod. Phys. 92. 2020. 041002.
6. Гиббс Дж.В. Термодинамика. Статистическая физика. М.: Наука, 1982.
7. Боголюбов Н.Н. Избранные университетские лекции. М.: изд-во Моск. ун-та, 2009.
8. Roussel S., Cocco S., Monasson R. // Phys. Rev. E. 2021. 104. 034109.

КЛАССИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ В ШКОЛЬНОМ И УНИВЕРСИТЕТСКОМ КУРСЕ ФИЗИКИ

Доц. *Рыжиков С.Б.*, вед. науч. сотр. *Рыжикова Ю.В.*

В настоящее время при обучении физике как в средней, так и в высшей школе обучающиеся часто изучают формулировки законов, не вдаваясь в то, с помощью каких экспериментов они были получены. Например, в школе изучается закон Кулона, но мало кто задумывается как Кулон установил, что сила пропорциональна произведению зарядов до того, как сформулировал свой закон. Ведь сейчас мы измеряем заряды как раз на основании закон Кулона. Такой подход формирует неверное представление о развитии физической науки: родился великий ученый, собрал установку и открыл новый закон. Важно, чтобы будущие исследователи понимали, что многие законы открывались случайно, при попытке изучить совсем другие процессы, некоторые открывались на основе неверных представлений о природе исследуемых явлений.

Для решения этой задачи был разработан курс физики 10-11 классов, соответствующий обычному курсу [1], основным стержнем которого был разбор смены трёх научных картин мира: античной, классической и современной [2-4]. Этот курс нельзя считать историей физики, поскольку он разрабатывался не сколько в историческом, столько в логическом аспекте развития основных физических теорий и не всегда совпадает с хронологией. При этом по мере прохождения курса, школьники изучают физические законы, включая историю их открытий, а также решают основные типы задач по всем разделам школьной физики.

Разработанный курс полностью соответствует базовому уровню обучения физики и отличается только перестановкой МКТ в конец курса термодинамики.

В настоящее время разработанный план успешно реализован в 10 классе лицея «Вторая школа». Частично полученный опыт может быть использован при изучении общего курса физики в Высшей школе.

Литература

9. Ландсберг Г.С. Элементарный учебник физики. В 3 томах. М.: Физмалит, 2021.
10. Рыжиков С. Б., Рыжикова Ю. В. Энергия и движение. – М.: ОЛМА Медиа Групп, 2014. – 304 с.
11. Рыжиков С. Б., Рыжикова Ю. В. Загадки оптики. – М.: ОЛМА Медиа Групп, 2015. – 127 с.
12. Рыжиков С. Б., Рыжикова Ю. В. Загадочные и удивительные способности зрения. – М.: Дело время, 2018. – 174 с.

КОМПЬЮТЕРНОЕ ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ: ДИНАМИКА ТВЁРДОГО ТЕЛА

Доц. *Иванов В.Ю.*, ст. преп. *Иванова И.Б.*, ст. науч. сотр. *Терентьев М.А.*

Настоящий доклад посвящён дальнейшему развитию программы дистанционного обучения физике на примере классических задач механики [1]. На конференциях «Ломоносовские чтения» 2016, 2018 - 2021 мы представили основные принципы построения обучающей программы по физике на примере решения классических задач механики и пять разделов программы: кинематика материальной точки, динамика материальной точки, законы сохранения механической энергии и импульса, механические колебания и волны, а также кинематика твёрдого тела. Четыре первых раздела покрывают собой основные темы, изучаемые в школьном курсе общей физики в разделе механика. Пятый раздел программы касается уже университетского курса общей физики, также как и обсуждаемый в настоящей работе шестой раздел – динамика твёрдого тела. Этот важный раздел университетского курса механики является сложным для понимания студентами первого курса, поскольку в нем используется новая для студентов абстрактная модель, а именно - модель абсолютно твёрдого тела. Появляется также новый вид движения - так называемое плоское движение твёрдого тела, которое можно представить как совокупность вращательного движения твёрдого тела относительно некоторой оси и поступательного движения этой оси. Для описания этого вида движения наряду с уравнениями Ньютона используется так называемое основное уравнение вращательного движения твёрдого тела, в которое входят такие новые для студентов величины, как момент силы, момент импульса и момент инерции твёрдого тела относительно выбранной оси. Чтобы научиться решать соответствующие динамические задачи, студенты должны прежде всего усвоить физический смысл этих понятий.

Напомним принципы, которые положены в основу нашей обучающей программы. Основная часть программы содержит постановки задач и вопросы, требующие решения. Классическими задачами механики на наш взгляд являются следующие: **раздел 1** - Кинематика материальной точки (задача о движении тела, брошенного под углом к горизонту); **раздел 2** - Динамика материальной точки (задача о движении двух тел, связанных невесомой и нерастяжимой нитью, переброшенной через невесомый блок: машина Атвуда); **раздел 3** - Законы сохранения импульса и механической энергии (задача о взаимодействии тела и незакреплённой горки); **раздел 4** - Механические колебания и волны (задачи о колебаниях пружинного маятника и механических волнах в струне); **раздел 5** – Кинематика твёрдого тела (задачи о качении колеса по твёрдой горизонтальной поверхности без

проскальзывания и о плоском движении абсолютно твердого стержня по гладкой горизонтальной поверхности). Решая поставленные в каждом разделе задачи, студент постепенно осваивает материал и приобретает навыки решения соответствующих задач механики. Результатом работы студента в каждом разделе является полученный им при решении задачи численный ответ, который вводится в программу. Если ответ верный, то студент может переходить к следующему вопросу или более сложной задаче. Если ответ неверный, то студент ищет ошибку, в чем ему помогает компьютер, который задает наводящие вопросы или дает подсказки. Предусмотрены два вида подсказок: совет и прямое указание. Сначала даются советы. Если советы не помогают, то программа даёт прямое указание о том, как следует решать задачу, и приводит соответствующие формулы. Демонстрационный вариант обучающей программы находится на сайте дистанционного образования МГУ.

Исследуемой задачей в разделе **динамика твёрдого тела** является классическая задача о плоском движении так называемого маятника Максвелла под действием силы тяжести. Маятник Максвелла состоит из тонкого металлического стержня – оси с симметрично укрепленным на нем диском. К концам стержня прикреплены тонкие невесомые нити одинаковой длины, которые тщательно, виток к витку, наматываются на стержень. За концы нитей маятник подвешивается к штативу. После освобождения маятника он начинает движение из верхнего положения под действием силы тяжести: поступательное – вниз и вращательное – вокруг своей оси симметрии. Вращение, продолжаясь по инерции в низшей точке, когда нити уже размотаны, приводит вновь к наматыванию нитей на стержень, а, следовательно, и к подъёму маятника. Затем движение маятника вверх замедляется, он останавливается, и снова начинается движение вниз и т.д. Таким образом, цикл движения маятника Максвелла может быть подразделён на три стадии, а именно: спуск, удар, поднятие вверх. Задача о движении маятника Максвелла формулируется так:

На стержень радиуса r наглухо насажен сплошной диск радиуса R . Стержень и диск сделаны из одного материала, причем масса всего маятника равна m . Момент инерции маятника относительно его оси равен J . Расстояние, которое проходит маятник за время опускания равно h . Найти:

а). ускорение поступательного движения центра масс маятника; б). угловое ускорение маятника; в). силу натяжения одной нити; г). время опускания маятника; д). скорость опускания центра масс маятника непосредственно перед ударом; е). считая, что коэффициент восстановления скорости при ударе равен $9/10$, найти время подъема маятника; ж). кинетическую энергию маятника перед ударом; з). кинетическую энергию маятника после удара; и). изменение импульса маятника при ударе; к). импульс

силы, действующей на маятник при ударе; л). время удара; м). среднее значение силы при ударе; н). максимальное увеличение силы натяжения нитей во время удара.

Как было сказано выше, при неверном решении задачи компьютер выдаёт подсказки разной степени: от наводящих вопросов до прямого указания. Подсказок может быть несколько. Ниже приведен пример подсказок при решении задачи о нахождении времени удара.

Подсказка 1. Запишите уравнение поступательного движения центра масс маятника под действием силы тяжести и сил натяжения нитей, уравнение вращательного движения относительно оси, проходящей через центр масс маятника, и уравнение кинематической связи.

Подсказка 2. Найдите ускорение маятника при его движении вниз,

$$a = \frac{g}{1 + \frac{J}{mr^2}}.$$

которое определяется по формуле:

Подсказка 3. Найдите время опускания маятника, считая его движение равноускоренным, и скорость центра масс маятника пред ударом v_1 .

Подсказка 4. Воспользуйтесь коэффициентом восстановления скорости, данным в условии задачи, и найдите скорость центра масс маятника сразу после удара v_2 .

Подсказка 5. Определите время удара по формуле:

$$\Delta t = \frac{\pi}{\omega_{cp}} = \frac{2\pi r}{v_1 + v_2}.$$

В заключение отметим, что создаваемая авторами программа дистанционного обучения физике поможет студентам и всем желающим в практическом освоении алгоритмов решения классических задач общей физики.

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.

НЕКОТОРЫЕ БИОГРАФИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ О МЕХАНИКЕ ФИЗИЧЕСКОГО КАБИНЕТА ИМПЕРАТОРСКОГО МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА К. А. МАЗИНГЕ

Доц. Якута А. А., ст. науч. сотр. Якута Е. В.

В ряде обзорных работ по истории физического кабинета Императорского Московского университета (ИМУ) (см. сборник [1]), а также в воспоминаниях современников упоминается, что в 40-х–60-х гг. XIX в. механиком физического кабинета ИМУ являлся К. А. Мазинг. Однако, какие-либо достоверные сведения о нем в научной литературе отсутствуют, а авторы мемуаров, как правило, дают ему лишь скудные личные характеристики. Например, профессор физики ИМУ Н. А. Любимов в воспоминаниях о своих публичных лекциях 1860 г. между прочим писал, что этот университетский механик славился среди студентов тем, «что у него никогда опыты не удавались» [2, с. 356].

Целью настоящей работы является сообщение некоторых биографических сведений о К. А. Мазинге, которые удалось выяснить авторам.

Согласно Отчетам о состоянии и действиях ИМУ [3], Карл Абрамович Мазинг родился в 1803 г. Он происходил из Лифляндской губернии, был приписан к мещанскому обществу города Дерпт (ныне – г. Тарту, Эстония), исповедовал евангелическо-лютеранскую веру. На службу механиком в ИМУ он поступил в 1838(1840?) г., ему было назначено жалованье 200 руб. 05 коп. из штатной суммы университета (предусмотренной на содержание штатного персонала) и еще 142 руб. 88 коп. – из экономической суммы (т.е. из доходов ИМУ). Дополнительно университет выделил К. А. Мазингу казенную квартиру. Семьи в момент поступления на службу в ИМУ он не имел, в 1846 г. женился. Сведений о наличии у К. А. Мазинга какого-либо специального образования нам обнаружить не удалось.

В 1855 г. К. А. Мазинг решил попробовать сдать экзамен на звание домашнего учителя физики [4, лл. 1, 3–3об]. Для этого он просил ректора ИМУ истребовать свидетельство о своем увольнении из Дерптского мещанского общества по 9-й ревизии 1850 г. Из сохранившейся переписки по этому вопросу мы узнаем, что К. А. Мазинг в течение всех лет работы в ИМУ продолжал аккуратно платить подати в мещанское общество, хотя имел право не делать этого. В итоге все необходимые формальности были улажены, и К. А. Мазинг получил звание домашнего учителя.

В начале 1866 г. К. А. Мазинг с разрешения министра государственных имуществ был допущен к исправлению должности ассистента по кафедре практической механики недавно учрежденной Петровской земледельческой и лесной академии. «Исправление должности» означало, что К. А. Мазинга не могли официально назначить на эту должность и предоставить ему все проистекающие из данной должности права. Причинами

этого, очевидно, являлись его происхождение из податного сословия и отсутствие необходимого образования. В связи с данным назначением К. А. Мазинг подал ректору ИМУ прошение об увольнении его из университета и выдаче ему аттестата. Декан физико-математического факультета ИМУ профессор А. Ю. Давидов вскоре после этого обратился в Совет университета с ходатайством о награждении К. А. Мазинга за многолетнюю службу годовым окладом жалованья, которое к тому моменту составляло 400 руб. Данный факт свидетельствует о том, что профессора физико-математического факультета высоко оценивали четвертьвековую деятельность К. А. Мазинга в должности университетского механика. Совет поддержал эту просьбу и обратился с соответствующим предложением к Попечителю Московского учебного округа. Однако, судя по всему, законных оснований (а значит, и средств) для выплаты данного вознаграждения найдено не было [5, лл. 4–6, 9–9об].

В архивном деле об увольнении из ИМУ К. А. Мазинга сохранился документ, в котором можно найти перечень обязанностей, которые были возложены в 1866/67 учебном году на нового университетского механика – Т. Ф. Симонова. «1. Работа по приготовлению и исполнению опытов на лекциях физики; 2) Содержание в исправности физических инструментов Кабинета и исполнение заказов по приготовлению новых инструментов; 3) Исполнение поручений Директора Университетской Обсерватории по содержанию в исправности астрономических снарядов» [5, л. 10]. Весьма вероятно, что эти же обязанности лежали и на К. А. Мазинге в последние годы его работы в ИМУ. Отметим, что кафедрой физики и физическим кабинетом ИМУ в то время руководил профессор Н. А. Любимов, а обсерваторию ИМУ возглавлял профессор Б. Я. Швейцер.

Установленные факты из биографии К. А. Мазинга могут быть использованы при подготовке публикаций, посвященных истории развития преподавания физики в Московском университете.

Литература

13. Иван Филиппович Усагин. 1855–1919 / Кабинет истории физики физ. фак. Моск. гос. ун-та (под ред. чл.-корр. АН СССР проф. А. С. Предводителя). М.: Изд-во Моск. ун-та, 1959. 299 с.
14. Любимов Н. А. Мой вклад: Статьи, записки, чтения, заметки Н. А. Любимова, заслуженного профессора Московского университета: Т. 2. По вопросам народного просвещения. Из истории и природы. М.: Унив. тип., 1887. 828 с.
15. Отчеты о состоянии и действиях Императорского Московского университета за 1840–1841, 1841–42, 1845–1846 академических годов.
16. ЦГА Москвы. Ф. 418. Оп. 24. Д. 517.
17. ЦГА Москвы. Ф. 418. Оп. 35. Д. 76.

ДИАГРАММА МИНКОВСКОГО КАК СРЕДСТВО НАГЛЯДНОСТИ ПРИ ИЗУЧЕНИИ КИНЕМАТИКИ СТО

Ст. преп. Селиверстов А.В.

Изучение специальной теории относительности (СТО) в первом семестре курса общей физики, читаемого на физическом факультете МГУ, обычно вызывает ряд затруднений у первокурсников. Они ещё не освоили в полной мере абстрактно-теоретический метод рассуждения: доказательство, опирающееся на формулы и логические выводы, требует наглядно-образного подкрепления, но лабораторные или натурные демонстрационные эксперименты по данной теме невозможны. Поэтому понимание релятивистских эффектов и запоминание описывающих их формул часто подменяются их зазубриванием. Однако диаграмма Минковского позволяет перебросить мостик от абстрактных понятий к их наглядному символическому представлению. Как вспомогательное средство она упомянута в ряде учебных пособий, однако в полной мере её потенциал до сих пор не используется.

Описание движения в СТО построено на понятии события, задающегося одной временной ct и тремя пространственными координатами x, y, z в четырёхмерном пространстве Минковского. На диаграмме Минковского отображаются только две из них: x и ct (см. рис. 1а). Их размерности совпадают, поэтому масштабы отображения можно выбрать равными. На рис. 1а масштабные отрезки имеют длину $\Delta 0$, события A и B происходят в одно и то же время, а события A и C — в одной точке пространства. Множество событий, соответствующих нахождению движущегося тела в различных точках пространства в разное время, образует на диаграмме мировую линию.

Для рассмотрения релятивистских преобразований координат рассмотрим движение относительно лабораторной системы отсчёта (или K -системы) другой системы (или K' -системы), переносимой поступательно вдоль оси X со скоростью $V = \beta c$ так, что при $t = t' = 0$ соответствующие координатные оси совпадают.

Мировая линия начала координат K' -системы показана на рис. 1б. Новая ось, вдоль которой отсчитывается время, повернулась на угол $\alpha = \arctg \beta$. Получающаяся система координат (x, ct') является косоугольной. Для нахождения координаты в ней нужно проводить не перпендикуляр к оси, а отрезок, параллельный другой оси. Но в этой системе мировая линия света, излучённого при $t = 0$ в $x = 0$ (событие O), уже не биссектриса координатных осей! Значит, измеренные в K - и K' -системах скорости света будут различаться, что противоречит постулату СТО. Следовательно, в K' -системе ось координат x' должна тоже повернуться — причём на тот же угол α (рис. 1б).

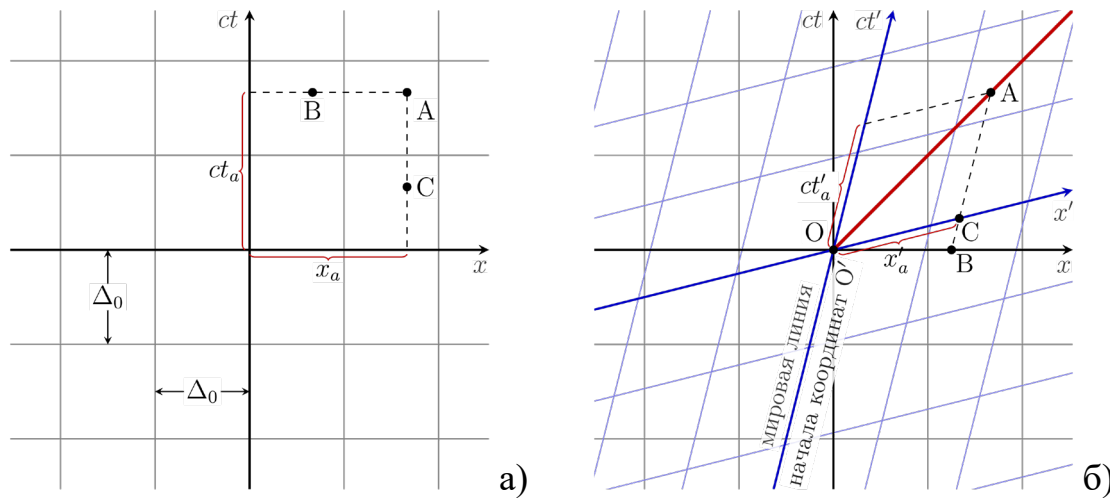


Рис. 1. Диаграмма Минковского для лабораторной (а) и движущейся (б) систем отсчёта.

Тогда координаты любой точки на мировой линии светового импульса будут связаны соотношением $x' = ct'$. Но координата и время в K' -системе станут другими: измерение их происходит непривычным образом (не поперёк «своей» оси, а параллельно «чужой»). Приведённый на рис. 1б чертёж иллюстрирует известный мысленный эксперимент со световой сферой, подробно рассмотренный в [1]. Там же на основе этого эксперимента и постулатов СТО проведён вывод преобразований Лоренца. Приведём для справки сами преобразования в симметричном виде, введя множитель $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, — прямое (1) и обратное (2):

$$ct' = \gamma(ct - \beta \cdot x), x' = \gamma(x - \beta \cdot ct), y' = y, z' = z, \quad (1)$$

$$ct = \gamma(ct' + \beta \cdot x'), x = \gamma(x' + \beta \cdot ct'), y = y', z = z'. \quad (2)$$

Но для качественного понимания сущности релятивистских эффектов знание этих формул не является необходимым. Из рис. 1б видно, что события В и С, происходящие в K' -системе в точках с одной координатой x' , в K -системе имеют разные координаты. Обратим внимание и на то, что события О и В, одновременные в K -системе, в K' -системе перестают быть такими: в ней одновременными являются события О и С.

Замедление времени можно проиллюстрировать так (рис. 2а): пусть часы, связанные с K' -системой, находятся в её начале координат. Построим их мировую линию и отметим начало измерения интервала времени А1 и конец этого интервала А2. В движущейся системе отсчёта этот интервал, к примеру, равен двум эталонным; однако измерение времени события А2 в неподвижной системе даёт больший результат.

Для измерения длины отрезка проведём мысленный эксперимент, проиллюстрированный рис. 2б. Свяжем K' -систему с движущимся отрезком и нарисуем мировые линии его концов. Пусть при $t = 0$ его левый конец совпадает с началами координат обеих систем. Тогда одновременное измерение положения его концов в K -системе — события А и В, а в K' -системе — события В и В'. Если в K' -системе отсчёта, относительно кото-

рой он покоится, его длина, например, равна двум эталонным отрезкам Δ_0 , то в К-системе она меньше.

Таким образом, с точки зрения неподвижного наблюдателя в движущейся системе отсчёта часы замедляются, а длина тел уменьшается.

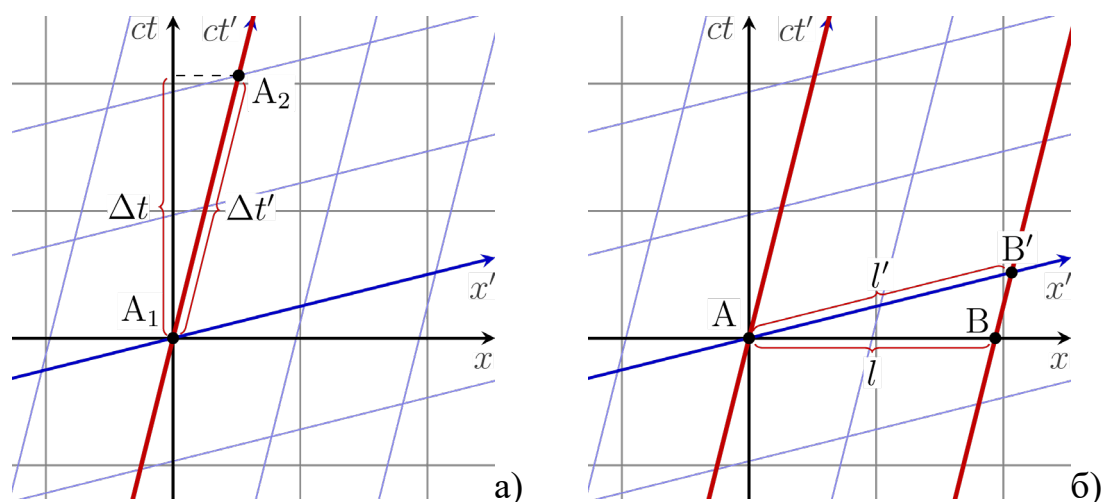


Рис. 2. К измерениям интервала времени (а) и длины отрезка (б).

Применение к приведённым выше чертежам преобразований Лоренца (1) и (2) даёт хорошо известные формулы СТО. Эти и другие случаи (например, эффект Доплера и преобразование скоростей) подробно рассмотрены в книге [2], которую можно рекомендовать для дальнейшего изучения применения диаграммы Минковского.

Литература

1. Акости В., Кован К., Грэм Б. Основы современной физики. М.: Просвещение, 1981. 495 с.
2. Либшер Д.-Э. Теория относительности с циркулем и линейкой. М.: Мир, 1980. 150 с.

ОБ ОРГАНИЗАЦИИ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ СТУДЕНТОВ В РАМКАХ КУРСА «ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКО- МАТЕМАТИЧЕСКИХ ДИСЦИПЛИН»

Ст. преп. Бушина Т.А.

Обсуждается опыт организации самостоятельной работы студентов в рамках курса «Общие вопросы преподавания физико-математических дисциплин». Рассматриваются примеры заданий, которые предлагались студентам для самостоятельной работы. Анализируются результаты выполнения заданий студентами.

Ключевые слова: педагогика высшей школы, общая физика, методика преподавания физики.

УДК: 531, 372.853, 378.046.2

RACS: 01.40.-d, 01.40.gb, 01.55.+b

Педагогика высшей школы как самостоятельная дисциплина существует уже давно [1 – 5]. В последние годы этому вопросу стали уделять все больше внимания (см., например, [6 – 10]), поскольку в соответствии с новыми государственными образовательными стандартами, в структуру учебных планов для студентов и аспирантов введены дисциплины, посвященные изучению основ педагогики высшего образования. Большинство учебных пособий, посвященных данному вопросу, направлены на изучение теоретических основ педагогики, психологии и методики преподавания в высшем учебном заведении, и ориентированы скорее на лекционную подачу материала. Иногда удается встретить такие, где предлагается вовлечь студентов в активную работу по изучаемому предмету путем выполнения заданий, например, [8 – 10]. Существующие пособия, за редким исключением (например, [9]), не касаются методики преподавания конкретного предмета или цикла предметов. Однако для выпускника магистратуры или специалитета, решившего заняться преподаванием в школе или вузе, именно эти вопросы встают особенно остро. Тому, кто преподает, хорошо известно: владеть материалом и уметь его преподавать – разные вещи, и начинающие преподавательскую деятельность бывшие (а часто – и еще продолжающие обучение) студенты сталкиваются со значительными трудностями. Как устроить опрос на уроке, семинаре или на занятии практикума? Какие основные, а какие дополнительные вопросы следует задать? Как составить самостоятельную или контрольную работу? Как понять, усвоили учащиеся материал или нет? Как правильно подсказать учащимся? Как объяснить сложный материал наиболее понятно? Это далеко не полный перечень вопросов, которые сразу же встают перед молодым преподавателем.

На физическом факультете МГУ уже несколько лет читается курс «Общие вопросы преподавания физико-математических дисциплин» для студентов 6 курса (ранее – магистрантов 2 года обучения) [11]. Поскольку курс новый, преподаватели, читающие его, ищут наиболее эффективные формы работы со студентами. Как показал опыт чтения первых же лекций по этому курсу, только лекционный формат подачи материала не подходит для студентов старших курсов физического факультета МГУ: для поддержания интереса к излагаемому материалу необходимо постоянно устанавливать «обратную связь» с аудиторией, активно вовлекать студентов в процесс изучения материала. Кроме того, поскольку данный курс должен дать не только теоретические сведения, касающиеся основ методики преподавания в средней и высшей школе, но и навыки практической работы,

то стало ясно, что необходимо организовать самостоятельную работу студентов, сочетая ее с лекциями и дискуссиями.

В качестве самостоятельной работы студентам предлагались задания двух типов. Задания первого типа были подобны тем, которые выполняли аспиранты физического факультета в рамках курса «Основы преподавания физики в вузе» [11]. В этих заданиях студентам предлагалось ответить на вопросы, касающиеся актуальных проблем преподавания, в форме небольшого эссе. Некоторые вопросы предложены в [13], однако при работе со студентами они были несколько изменены и дополнены. Приведем некоторые примеры вопросов.

1. Вы прослушали и сдали множество учебных курсов. Нарушались ли преподавателями принципы дидактики при преподавании какого-либо курса? Какие именно принципы? Как именно нарушались? Что должен был сделать преподаватель, чтобы избежать нарушения?

2. В последнее время все мы вынужденно столкнулись с необходимостью проведения занятий в дистанционном формате. Несмотря на то, что до пандемии специалисты по дистанционным образовательным технологиям утверждали, что дистанционное занятие ничуть не хуже очного, в реальности все оказалось не так просто. Напишите, какие методические находки и ошибки преподавателей Вы отметили бы по Вашему опыту посещения лекций в дистанционном формате? Что нужно было сделать преподавателям, чтобы избежать ошибок? Какие находки Вы могли бы предложить?

3. Вспомните и напишите, в каких видах дополнительной подготовки (экскурсии, практики и т.п.) Вы участвовали в процессе обучения на физическом факультете МГУ? Какие еще виды дополнительной подготовки Вы могли бы предложить для работы со студентами физического факультета?

4. Вспомните и напишите, встречались ли Вы во время Вашего обучения на физическом факультете (или в другом вузе) с балльно-рейтинговой системой оценивания учебных достижений, которая была, по вашему мнению, устроена несправедливо? Если это так, то в чем состояла несправедливость? Предложите справедливую балльно-рейтинговую систему.

5. Предложите формы организации коллективной учебной работы студентов. Использовали ли Ваши преподаватели подобные формы работы? В чем состоит польза такой формы работы со студентами?

6. Конфликты в студенческой среде. Конфликт «студент – студент», «студент – студенческая группа», конфликт «студент – преподаватель», конфликт «студенческая группа – преподаватель». Какие причины конфликтов Вам встречались в процессе Вашего обучения? Правильно ли они решались? Если нет, то как следовало правильно их решать?

7. Подумайте и напишите, соответствует ли сегодня социальный статус преподавателя тем задачам, которые на него возложены? Чем вообще определяется социальный статус? От чего он зависит?

На выполнение задания отводилась одна неделя. Текст эссе студенты должны были прислать преподавателю по электронной почте. Каждому студенту преподаватель давал краткий ответ в виде слова «зачтено» и краткого комментария к написанному. Следует отметить, что выполнение таких заданий вызвало у студентов живой интерес: несмотря на то, что требуемый объем эссе составлял одну страницу печатного текста, подавляющее большинство студентов писали больше, причем ответы их были очень содержательными.

Вопросы второго типа были направлены на накопление практического опыта преподавания предметов физико-математического цикла. Вот некоторые примеры таких заданий.

1. На лекции обсуждались типовые вопросы по физике. Сформулируйте по одному вопросу каждого типа из какого-либо спецкурса по Вашей специальности или из-какого-то математического курса (математический анализ, ТФКП, линейная алгебра и т.д.). Напишите, какие еще, по вашему мнению, типы вопросов можно использовать при работе со студентами на семинаре? в практикуме? на экзамене?

2. На лекции обсуждались вопросы, предлагаемые учащемуся для проверки усвоения какого-либо элемента знаний. Составьте по приведенному образцу набор из 4 – 5 вопросов для проверки усвоения какого-либо элемента знаний из курса общей физики, математики или спецкурса по выбору.

3. На лекции обсуждались способы составления семинарского занятия (или школьного урока) на заданную тему. Составить «цепочку» задач: набор задач, объединенных одним физическим сюжетом, упорядоченных по мере усложнения.

4. На лекции обсуждались абстрактные модели и их роль при решении физических задач. Придумайте одну задачу (с решением) из любого курса общей физики или из спецкурса по Вашему выбору, которая допускает различные решения в зависимости от выбранных абстрактных моделей.

5. На лекции обсуждались нестандартные задачи по физике и приемы работы с ними. Составьте набор из трех-пяти задач «с подвохом» («задачи – капканы») из любого раздела курса общей физики.

6. По материалу той же лекции составьте набор из трех-пяти «обратных» задач из любого курса общей физики.

7. На лекции обсуждались задачи по физике на построение графиков. Составьте задачу на построение серии графиков, объединенных одним физическим сюжетом.

Выполнение этого типа заданий вызвало у студентов определенные трудности: около 30% студентов не сдавали их вовремя (на выполнение таких заданий также отводилась неделя), а также были и такие (около 10%), работы которых были откровенно слабыми и требовали доработки. Однако, поскольку условием получения зачета по курсу являлось наличие всех выполненных работ, в конечном счете практически все студенты задания выполнили.

Нужно отметить, что подобный формат работы со студентами потребовало от преподавателя значительных усилий: необходимо было в течение всего семестра вести активную переписку со всеми студентами. Однако эти усилия были оправданы: многие студенты в переписке отмечали, что курс оказался им весьма полезен, тем более что большинство из них в то же время проходили педагогическую практику, а некоторые – преподавали в школе или вели индивидуальные занятия. По окончании курса студенты накопили оригинальный набор задач и вопросов различного типа, который можно будет дополнять в процессе работы, а также получили возможность обдумать актуальные вопросы работы преподавателя со студентами. Хочется надеяться, что с течением времени набор предлагаемых заданий будет расширяться, и курс будет по-прежнему полезен студентам.

Литература

1. Архангельский С.И. Учебный процесс в высшей школе, его закономерные основы и методы. Учебно-методическое пособие. // М.: Высшая школа. 1980.
2. Архангельский С.И. Лекции по теории обучения в высшей школе. // М.: Высшая школа, 1974.
3. Петровский А.В. Основы педагогики и психологии высшей школы. // М.: Издательство Московского Университета. 1986.
4. Самыгин С.И. Педагогика и психология высшей школы. // Ростов-на-Дону: Феникс. 1998.
5. Егоров В.В., Скибицкий Э.Г., Храпченков В.Г. Педагогика высшей школы: Учебное пособие. // Новосибирск: САФБД, 2008.
6. Шарипов В.Ф. Педагогика и психология высшей школы. // М.: Логос, 2012.
7. Андреев В.И.. Педагогика высшей школы. // Казань: Центр инновационных технологий, 2013.
8. Блинов В.Г., Виненко В.Г., Сергеев И.С. Методика преподавания в высшей школе. // М.: Юрайт. 2015.
9. Евсеева Е.Г. Педагогика высшей школы: математическое образование. // Донецк : ДонНУ, 2017.
10. Андреева Э.В., Качуровский В.И. Педагогика высшей школы. Сборник заданий (электронный ресурс). // Пермь, 2019.
11. Боков П.Ю., Якута А.А., Салецкий А.М. Лекционный курс «Общие вопросы методики преподавания физико-математических дисциплин» для

студентов магистратуры физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 20. Педагогическое образование. 2017. №2, с.72-79.

12. Слепков А.И., Бушина Т.А. О курсе для аспирантов «Основы преподавания физики в вузе». // Физическое образование в ВУЗах. 2017. Том 23, № 4, с. 18-27.
13. Слепков А.И., Бушина Т.А. Обсуждение с аспирантами особенностей преподавания и преподавателей физико-математических дисциплин в вузе. // Физическое образование в ВУЗах. 2019. Том 25, № 2, с. 3-11.

СОДЕРЖАНИЕ

ОПТИКА И ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ КВАНТОВЫХ ФАНТОМНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТОВ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ И КРОСС-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ	5
В. н. с. <i>А. В. Белинский</i> , физик <i>Р. Сингх</i>	5
ЭФФЕКТИВНАЯ МАССА, ПОДВИЖНОСТЬ И ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ 2ДЭГ В ТРЕХ КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}$ ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ THZ-TDS СПЕКТРОСКОПИИ	7
Проф. <i>Авакянц Л. П.</i> , студ. <i>Бурмистров Е. Р.</i>	7
ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ РАЗЛИЧНЫХ МОДИФИКАТОРОВ НА ПРОЦЕСС КОЛЛАГЕНОЛИЗА В РАСТВОРАХ МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА	10
Асп. <i>Петрова А.В.</i> , доц. <i>Сергеева И.А.</i>	10

ФОТОННЫЕ И КВАНТОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ. ЦИФРОВАЯ МЕДИЦИНА

КВАНТОВАЯ ОПТИЧЕСКАЯ КОГЕРЕНТНАЯ ТОМОГРАФИЯ: ИСТОРИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ	15
Ст. науч. сотр., <i>Катамадзе К. Г.</i> , асп., <i>Романова А. В.</i> , проф., <i>Кулик С. П.</i>	15
ФАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ КОГЕРЕНТНАЯ МИКРОСКОПИЯ НАНОСТРУКТУР И ОДИНОЧНЫХ ЖИВЫХ КЛЕТОК	17
Науч. сотр. <i>Соболева И.В.</i> , студ. <i>Сиротин М.А.</i> , науч. сотр. <i>Любин Е.В.</i> , проф. <i>Федянин А.А.</i>	17
ПРИМЕНЕНИЕ ТГЦ МЕТАМАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЕ АДГЕЗИОННЫХ СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТНО-АКТИВНЫХ ВИРУСОВ НА ПРИМЕРЕ SARS-COV-2.	18
Асп. <i>Конникова М.Р.</i> , проф. <i>Черкасова О.П.</i> (НГТУ), студ. <i>Дизер Е.С.</i> (ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, МИФИ), проф. <i>Васильевский И.С.</i> (МИФИ), доц. <i>Бутылин А.А.</i> , проф. <i>Кистенев Ю.В.</i> (ТГУ), член-корр. РАН, проф. <i>Тучин В.В.</i> (СГУ им. Н.Г. Чернышевского), член-корр. РАН, проф. <i>Шкуринов А.П.</i>	18
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ С КАНАЛОМ-НАНОПРОВОДОМ КАК ОСНОВА БИОСЕНСОРОВ ДЛЯ БИОМЕДИЦИНСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ.	19
Асп. <i>Циняйкин И.И.</i> , ст. науч. сотр. <i>Преснова Г.В.</i> , вед. науч. сотр. <i>Рубцова М.Ю.</i> , мл. науч. сотр. <i>Божьев И.В.</i> , доц. <i>Шорохов В.В.</i> , вед. науч. сотр. <i>Крупенин В.А.</i> , проф. <i>Снигирев О.В.</i> , ст. науч. сотр. <i>Преснов Д.Е.</i> (физ.ф-т МГУ, хим. ф-т МГУ, НИИЯФ МГУ)	19
САМООРГАНИЗУЮЩИЕСЯ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ КОРОТКИХ ПЕПТИДОВ: УПРАВЛЕНИЕ КИНЕТИКОЙ СБОРКИ И СЕНСОРНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ	20
Мл. науч. сотр., <i>Тихонова Т.Н.</i> , науч. сотр., <i>Ровнягина Н.Р.</i> (ФГАОУ ВО Первый МГМУ им. И.М. Сеченова), ст. науч. сотр., <i>Шишин Е.А.</i>	20
САМОРАПОРТУЮЩИЕ СИСТЕМЫ ДОСТАВКИ ЛЕКАРСТВ НА ОСНОВЕ КОМПОЗИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ И ЗОЛОТА	21
Науч.сотр. <i>Гонгальский М.Б.</i> , студ. <i>Путинцев П.П.</i> , мл. науч. сотр. <i>Первушин Н.А.</i> , мл. науч. сотр. <i>Гончар К.А.</i> , мл. науч. сотр. <i>Цурикова У.А.</i> , доц. <i>Елисеев А.А.</i> , ст. науч. сотр. <i>Осминкина Л.А.</i>	21
ТЕРМОГРАФИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ В ОБЛАСТИ ЛИЦА	23
Проф. <i>Знаменская И.А.</i> , ст. преп. <i>Коротеева Е.Ю.</i>	23
УПРУГИЕ СВОЙСТВА МОДЕЛИ ЧЕЛОВЕЧЕСКОЙ ГЕМАТОМЫ И ЕЕ РАЗЖИЖЕНИЕ ИМПУЛЬСНЫМ ФОКУСИРОВАННЫМ УЛЬТРАЗВУКОМ	24
Асп. <i>Пономарчук Е.М.</i> , мл. науч. сотр. <i>Росницкий П.Б.</i> , доц. <i>Цысарь С.А.</i> , ст. науч. сотр. <i>Карзова М.М.</i> , асп. <i>Тюрина А.В.</i> , науч. сотр. <i>Кадрев А.В.</i> (МНОЦ МГУ), вед. науч. сотр. <i>Буравков С.В.</i> (ФФМ МГУ), профессор <i>Трахтман П.Е.</i> (НМИЦ ДГОИ им. Дмитрия Рогачева), врач-трансфузиолог <i>Старостин Н.Н.</i> (НМИЦ ДГОИ им. Дмитрия Рогачева), проф. <i>Сапожников О.А.</i> , доц. <i>Хохлова В.А.</i>	24

ЛАЗЕРНО-ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МИКРОЦИРКУЛЯЦИИ И МИКРОРЕОЛОГИИ КРОВИ В НОРМЕ И ПРИ ПАТОЛОГИИ	25
Ст. науч. сотр., <i>Луговцов А.Е.</i> , асп. <i>Ермолинский П.Б.</i> , вед. науч. сотр., <i>Гурфинкель Ю.И.</i> (МНОЦ), зав. отд. трансфузиологии <i>Калинин Н.Н.</i> (МНОЦ), врач-трансфузиолог <i>Таусон И.В.</i> (МНОЦ), врач-трансфузиолог <i>Рудницкая М.А.</i> (МНОЦ), зав. кардиологическим отделением <i>Дячук Л.И.</i> (МНОЦ), доц. <i>Приезжев А.В.</i>	25
ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ РЕГУЛЯРИЗАЦИИ ТИХОНОВА НА ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРОВ УСКОРИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ГЛУБИННЫМ ДОЗОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМ....	26
Вед. инж. <i>Ипатова В.С.</i> (НИИЯФ им. Д.В.Скобелевца), мл. науч.сотр. <i>Студеникин Ф.Р.</i> , ст. преп. <i>Близнюк У.А.</i> , доц. <i>Борщевская П.Ю.</i> , ст. науч. сотрудник <i>Ханкин В.В.</i> (НИИЯФ им. Д.В.Скобелевца), проф. <i>Черняев А.П.</i>	26
ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДЛЯ МЕДИЦИНЫ НА КАФЕДРЕ ФУИРМ В 2022 ГОДУ	29
Проф. <i>Черняев А.П.</i> , <i>Лыкова Е.Н.</i> , <i>Желтоножская М.В.</i> , <i>Розанов В.В.</i> , ст. преп. <i>Близнюк У.А.</i> , доц. <i>Борщевская П.Ю.</i>	29

РАДИОФИЗИКА, ЭЛЕКТРОНИКА И АКУСТИКА

МАГНИТОФОТОНИКА ПОЛНОСТЬЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МЕТАПОВЕРХНОСТЕЙ.....	30
Доц. <i>Белотелов В.И.</i>	30
РОЛЬ СВЧ-ПОГЛОТИТЕЛЕЙ В ПЛАЗМЕННОМ РЕЛЯТИВИСТСКОМ СВЧ УСИЛИТЕЛЕ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО СИГНАЛА	33
Мл.науч.сотр. <i>Диас Михайлова Д.Е.</i> , гл.науч.сотр. <i>Стрелков П.С.</i>	33
ПОДАВЛЕНИЕ ШУМОВ В ПЛАЗМЕННОМ СВЧ УСИЛИТЕЛЕ СИГНАЛОМ БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ	34
Доц. <i>Карташов И.Н.</i> , проф. <i>Кузелев М.В.</i>	34
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ МОЩНОСТИ МИКРОВОЛНОВОГО ИМПУЛЬСА.....	37
Ст. науч. сотр. <i>Иванов И.Е.</i> (ИОФ им. А.М. Прохорова, РАН).....	37
ПРОТОТИПЫ ИНДУКТИВНЫХ ВЧ ИОННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ ДЛЯ НИЗКООРБИТАЛЬНЫХ ПОЛЕТОВ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ.....	38
Вед.инж. <i>Вавилин К.В.</i> , вед.науч.сотр. <i>Кралькина Е.А.</i> , доц. <i>Двинин С.А.</i> , инж. <i>Задириев И.И.</i> , физик <i>Никонов А.М.</i>	38
ВРАЩЕНИЕ СКОЛЬЗЯЩЕГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА ВНЕШНИМ АКСИАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ВОЗДУШНОМ ПОТОКЕ	39
Проф. <i>Шибков В.М.</i> , мл. науч. сотр. <i>Логунов А.А.</i> , инж. <i>Корнев К.Н.</i> , магистр <i>Нестеренко Ю.К.</i>	39
ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ КВАЗИКОЛЛИНЕАРНОЙ АКУСТООПТИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ	42
Доц., <i>Манцевич С.Н.</i>	42
ЛАЗЕРНО-УЛЬТРАЗВУКОВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОРИСТЫХ УГЛЕПЛАСТИКОВ	45
Мл. науч. сотр. <i>Соколовская Ю.Г.</i> , ст. преп. <i>Подымова Н.Б.</i> , проф. <i>Карабутов А.А.</i>	45
КОНЦЕНТРАЦИЯ И ТЕМПЕРАТУРА ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ ПОПЕРЕЧНО-ПРОДОЛЬНОГО РАЗРЯДА В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКАХ ВОЗДУХА	48
Проф. <i>Шибков В.М.</i> , ф., инж. <i>Корнев К.Н.</i> , мл. науч. сотр. <i>Логунов А.А.</i> , магистр <i>Нестеренко Ю.К.</i>	48

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫЕ, ТРИБОЛОГИЧЕСКИЕ И ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА УГЛЕРОДНЫХ ПОКРЫТИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ МАГНЕТРОННЫМ НАПЫЛЕНИЕМ ВОЛЬФРАМА И МОЛИБДЕНА	51
Асп. <i>Суляндзига Д.А.</i> , доц. <i>Авдюхина В.М.</i> , студ. <i>Жариков В.И.</i> (МГУ им. М.В. Ломоносова) в. н. с. <i>Хрущов М.М.</i> , с. н. с. <i>Левин И.С.</i> (Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН).....	51

АНАЛИЗ СТРУКТУРНО-ФАЗОВОГО СОСТОЯНИЯ МЕМБРАННЫХ ДИФфуЗИОННЫХ ФИЛЬТРОВ НА ОСНОВЕ ПАЛЛАДИЯ	54
Н. с. <i>Акимов О.В.</i> (МГУ им. М.В. Ломоносова) инж.-иссл. <i>Светогоров Р.Д.</i> (НИЦ «Курчатовский институт») м. н. с. <i>Горбунов С.В.</i> , с. н. с. <i>Рошан Н.Р.</i> (ИМЕТ РАН им. А.А. Байкова)	
ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ СИНТЕЗА НА ПРИРОДУ И СВОЙСТВА РАДИКАЛОВ В КОМПОЗИТАХ: НАНОТРУБКИ $\text{TiO}_2/\text{Cu}_2\text{O}$	57
Проф. <i>Константинова Е.А.</i> , доц. <i>Зайцев В.Б.</i> , доц. <i>Кытин В.Г.</i>	
СОПРЯЖЕНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР В СПЛАВАХ С ЭФФЕКТАМИ ПАМЯТИ ФОРМЫ	60
Проф. <i>Хунджуга А.Г.</i> , доц. <i>Володин Б.А.</i> , доц. <i>Бровкина Е.А.</i>	
ПЛАТОНОВЫ ТЕЛА И ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА МАРТЕНСИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ	63
Доц. <i>Бровкина Е.А.</i> , проф. <i>Хунджуга А.Г.</i>	
МАГНИТОТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА ТЯЖЁЛЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ, СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ Fe-Rh, НАНОЧАСТИЦ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ОКСИДОВ В ОБЛАСТИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ	65
Физик <i>Зверев В.И.</i>	

БИОФИЗИКА

ГОМЕОСТАЗ ЖЕЛЕЗА В СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТОЙ СИСТЕМЕ. РОЛЬ ДИНИТРОЗИЛЬНЫХ КОМПЛЕКСОВ ЖЕЛЕЗА И ФЕРРИТИНА	75
Проф. <i>Рууге Э.К.</i> , асп. <i>Грачев Д.И.</i> , асп. <i>Медведева В.А.</i> , с. н. с. <i>Иванова М.В.</i> (ФГБУ «НМИЦК им. ак. Е.И. Чазова» Минздрава России), с. н. с. <i>Шумаев К.Б.</i> (ФИЦ «Фундаментальные основы биотехнологии» РАН)	
МУЛЬТИФАЗНАЯ ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ КРИВОЙ ДОЖИТИЯ СТАРЕЮЩИХ ЖИВОТНЫХ	78
Вед.электроник <i>Алексеев А.А.</i>	

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

ТЕПЛОЕМКОСТЬ ЖИДКОСТИ	81
Профессор <i>Николаев П.Н.</i>	
ЭРМИТОВО ОБОБЩЕНИЕ ОПЕРАТОРА ХОДЖА И УРАВНЕНИЕ ДИРАКА ДЛЯ СВОБОДНОГО ФЕРМИОНА	84
Доцент <i>Соловьев А.В.</i>	
РЕЛЯЦИОННАЯ КАРТИНА МИРА	85
Профессор <i>Владимиров Ю.С.</i>	
СОПОСТАВЛЕНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКОГО И РЕЛЯЦИОННОГО ПОДХОДОВ К КОСМОЛОГИИ	91
Мл. науч. сотр. <i>Молчанов А.Б.</i>	
МЕЛКОМАСШТАБНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В КАСКАДНЫХ МОДЕЛЯХ МГД-ТУРБУЛЕНТНОСТИ	94
Доцент <i>Юшков Е.В.</i> , профессор <i>Соколов Д.Д.</i>	

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ГРАНИЧНОГО УПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЕМ ФРОНТА ДЛЯ УРАВНЕНИЙ ТИПА БЮРГЕРСА	97
Доц. <i>Волков В.Т.</i> , проф. <i>Нефедов Н.Н.</i>	
ИНТЕГРИРОВАНИЕ УРАВНЕНИЙ ГЛУБОКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ	98
Проф. <i>Кушнер А.Г.</i> , мат-к (ИПУ РАН) <i>Мухина С.С.</i> , асп. <i>Файзуллина Э.Р.</i>	
ДИНАМИКИ И ПОСТРОЕНИЕ ТОЧНЫХ РЕШЕНИЙ УРАВНЕНИЙ ФИЛЬТРАЦИИ И ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДЕДАХ	101
Проф. <i>Кушнер А.Г.</i> , доц. (МГТУ ГА) <i>Кушнер Е.Н.</i> , асп. <i>Sinian Tao</i>	

УСТОЙЧИВОСТЬ КОНТРАСТНОЙ СТРУКТУРЫ В ИНТЕГРОДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОМ УРАВНЕНИИ	102
Вед. науч. сотр. <i>Никитин А.Г.</i>	102
АЛГОРИТМЫ ПОСТРОЕНИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ СЕМЕЙСТВ СИНТЕЗИРУЮЩИХ КОНСТРУКЦИЙ В ВОЗМУЩЕННЫХ СИСТЕМАХ УПРАВЛЕНИЯ.....	102
Гл. н. с. (ФИЦ ИУ РАН) <i>Дмитриев М.Г.</i> , н. с. (ФИЦ ИУ РАН) <i>Даник Ю.Э.</i>	102
ДВИЖЕНИЕ ФРОНТА В ЗАДАЧЕ «РЕАКЦИЯ-АДВЕКЦИЯ-ДИФфузия» С ПЕРИОДИЧЕСКИМИ КОЭФФИЦИЕНТАМИ	105
Ст. н. с. <i>Никулин Е.И.</i>	105
ИТЕРАЦИОННЫЙ МЕТОД ПОСТРОЕНИЯ РЕГУЛЯТОРА В СЛАБО НЕЛИНЕЙНОЙ ЗАДАЧЕ С ДВУМЯ ТЕМПАМИ ДВИЖЕНИЙ.....	106
Гл. н. с. <i>Дмитриев М.Г.</i> , с. н. с. <i>Макаров Д.А.</i> (ФИЦ ИУ РАН)	106
АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ АВТОВОЛНЫ В СРЕДЕ С РАЗРЫВНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ	109
Доц. <i>Левашова Н.Т.</i> , н. с. <i>Орлов А.О.</i> , студ. <i>Чунжук Е.А.</i>	109

ПРИКЛАДНАЯ МАТЕМАТИКА И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ДОЗ РАДИАЦИИ В АТМОСФЕРЕ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВЫСОТЫ	111
Асп. <i>Левашов Н.Н.</i> , н. с. (ИКИ РАН) <i>Царева О.О.</i> , проф. <i>Попов В. Ю.</i>	111
ПОСТРОЕНИЕ СИНГУЛЯРНОЙ ЧАСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОКРЕСТНОСТИ РЕБРА ЦИЛИНДРА С СЕЧЕНИЕМ ОЖИВАЛЬНОЙ ФОРМЫ	111
Проф. <i>Боголюбов А.Н.</i> , доц. <i>Могилевский И.Е.</i> , студ. <i>Шушарин М.М.</i>	111
СРАВНЕНИЕ АЛГОРИТМОВ ПОСТРОЕНИЯ ОПТИМАЛЬНОЙ ТРАЕКТОРИИ ПЕРЕХВАТА ПОДВИЖНОЙ ЦЕЛИ МАШИНОЙ ДУБИНСА.....	113
М. н. с. <i>Бузинов М.Э.</i> , гл. н. с. <i>Галеев А.А.</i> (ИПУ им. В.А. Трапезникова)	113
СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ С НЕЧЁТКОЙ ЛОГИКОЙ НА ОСНОВЕ БАЙЕСОВСКОЙ ТЕОРИИ ПРИНЯТИЯ РЕШЕНИЙ	115
Доц. <i>Зубюк А.В.</i> , асп. <i>Фадеев Е.П.</i> , магистр. <i>Шнишкин А.П.</i>	115
ВЫДЕЛЕНИЕ СИНГУЛЯРНОЙ ЧАСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЗАДАЧАХ ДИФРАКЦИИ НА ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩИХ ТЕЛАХ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ.....	118
Проф. <i>Боголюбов А.Н.</i> , доц. <i>Могилевский И.Е.</i> , асп. <i>Ровенко В.В.</i>	118
БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩЕЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ФОРМЫ ПЛАЗМЫ В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ В СФЕРИЧЕСКОМ ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2 НЕЙРОННОЙ СЕТЬЮ ПО ОБРАБОТАННЫМ ДАННЫМ АЛГОРИТМОМ ИДЕНТИФИКАЦИИ ИТЕРАЦИЯМИ ПИКАРА	120
Проф., д. т. н. <i>Митришкин Ю. В.</i> , асп. <i>Кружков В. И.</i>	120
ПРЕДИКТИВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ СВЕТОФОРАМИ СИСТЕМЫ ПЕРЕКРЕСТКОВ НА ОСНОВЕ МАКРОСКОПИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ДОРОЖНО-ТРАНСПОРТНОЙ СЕТИ.....	125
Асп. <i>Матросов С.В.</i> , проф. <i>Филимонов Н.Б.</i>	125
НЕЙРОСЕТЕВОЙ ПОДХОД К РЕШЕНИЮ ЗАДАЧИ ПЕРЕХВАТА МАШИНОЙ ДУБИНСА ЦЕЛИ НА ЗАДАННОЙ ТРАЕКТОРИИ.....	126
Д.т.н., чл.-корр. РАН, <i>Галеев А.А.</i> , асп. <i>Бузинов М.Э.</i> , студ. <i>Насонов И.А.</i> , студ. <i>Медведев А.И.</i>	126
ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ГРАВИТАЦИОННОЙ СИСТЕМЫ МНОГИХ ТЕЛ.....	128
<i>К.Э. Плехотников</i>	128
КОНЦЕПЦИЯ МНОГОРЕЖИМНОСТИ И ПРИНЦИП «ГИБКИХ» ТРАЕКТОРИЙ В ЗАДАЧАХ УПРАВЛЕНИЯ ТЕРМИНАЛЬНЫМИ МАНЕВРАМИ БПЛА САМОЛЕТНОГО ТИПА.....	129
Проф. <i>Филимонов Н.Б.</i> , асп. <i>Сергеев А.А.</i>	129
МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ДИССИПАЦИЮ АТМОСФЕРЫ ВО ВРЕМЯ ИНВЕРСИИ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ	131
Н. с. (ИКИ РАН) <i>Царева О.О.</i> , асп. <i>Левашов Н.Н.</i> , проф. <i>Попов В.Ю.</i>	131

ВЛИЯНИЕ ИОНОВ КИСЛОРОДА НА СТРУКТУРУ ТОКОВЫХ СЛОЕВ В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ	132
С.н.с. (НИИЯФ МГУ) <i>Малова Х.В.</i> , с.н.с. (НИИЯФ МГУ) <i>Домрин В.И.</i> , проф. <i>Попов В.Ю.</i> , в.н.с. (ИКИ РАН) <i>Григоренко Е.Е.</i> , н.с. (Институт Макса Планка, Германия) <i>Кронберг Е.А.</i>	132
ЧАСТИЧНОЕ РЕШЕНИЕ ПРОБЛЕМЫ ЗНАКА В КВАНТОВОМ МОНТЕ-КАРЛО	136
М.н.с. <i>Даньшин А.А.</i> (НИЦ «Курчатовский институт»), проф. <i>Кузаков К.А.</i>	136
ДОЛГОЖИВУЩАЯ ВОЛНА БЛОХА В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ КРИСТАЛЛЕ	138
Проф. <i>Боголюбов А.Н.</i> , м.н.с. <i>Домбровская Ж.О.</i> , асп. <i>Никитченко А.Д.</i>	138
МОРФОЛОГИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ АНАЛИЗА ИНФРАЗВУКОВЫХ СИГНАЛОВ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ	140
Проф. <i>Чуличков А.И.</i> , студ. <i>Закиров М.Н.</i> , проф., <i>Куличков С.Н.</i>	140
МЕТОД ОПТИЧЕСКИХ ПУТЕЙ ДЛЯ ЗАДАЧИ О НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ПЛОСКО-ПАРАЛЛЕЛЬНЫЙ РАССЕИВАТЕЛЬ	143
Н. с. <i>Белов А.А.</i> , м. н. с. <i>Домбровская Ж.О.</i>	143
РЕДУКЦИЯ ВИДЕОДАННЫХ ПРИ ПЕРЕМЕЩЕНИЯХ ОБЪЕКТА ВДОЛЬ ОПТИЧЕСКИХ ОСЕЙ ВИДЕОДАТЧИКОВ	146
М.н.с. <i>Балакин Д.А.</i> , проф. <i>Пытьев Ю.П.</i>	146
МЕХАНИЗМЫ ДЕЙСТВИЙ ЧЕРНЫХ ДЫР	149
Ст. преп. <i>Терентьев Е.Н.</i> , проф. <i>Шугаев Ф.В.</i> , lead developer <i>Shilin-Terentyev N.E.</i> , EPAM system, Moscow	149
ИТОГИ ПОИСКОВ ЭКЗОПЛАНЕТ И ЦИВИЛИЗАЦИЙ 2 ТИПА	152
Ст. преп. <i>Терентьев Е.Н.</i> , проф. <i>Шугаев Ф.В.</i> , lead developer <i>Shilin-Terentyev N.E.</i> , EPAM system....	152
СИНТЕЗ СИСТЕМЫ РОБАСТНОГО УПРАВЛЕНИЯ ПОЛОЖЕНИЕМ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ ПОСРЕДСТВОМ QFT И ЕЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НА СТЕНДЕ РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ	155
Д.т.н., проф. <i>Митришкин Ю.В.</i> , студ. <i>Иванова С.Л.</i>	155
ИНФОРМАЦИОННЫЕ ПРОСТРАНСТВА И ЭФФЕКТИВНОЕ НАКОПЛЕНИЕ ИНФОРМАЦИИ В ЗАДАЧЕ КАЛИБРОВКИ.....	161
Проф. <i>Голубцов П.В.</i>	161

МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

ЛОКАЛЬНАЯ ЯМР СПЕКТРОСКОПИЯ В МУЛЬТИЯДЕРНОЙ МРТ	167
Проф. <i>Пирогов Ю.А.</i>	167
КРЕМНИЕВЫЕ НАНОНИТИ ДЕКОРИРОВАННЫЕ ЗОЛОТОМ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ВИРУСА ГРИППА H1N1	178
М. н. с. <i>Гончар К.А.</i> ; студ. <i>Карташова А.Д.</i> ; м. н. с. <i>Саушкин Н.Ю.</i> ; с. н. с. <i>Самсонова Ж.В.</i> ; доц. <i>Елисеев А.А.</i> ; с. н. с. <i>Осминкина Л.А.</i>	178
ПРОВЕРКА МЕХАНИЗМА РАСЧЕТА ДОЗЫ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО В ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ.....	181
Асп. <i>Овсянников А.В.</i> , проф. <i>Черняев А.П.</i>	181
МОДЕЛЬНЫЕ ПОДХОДЫ К ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ РАДИАЦИОННОЙ СТЕРИЛИЗАЦИИ КОСТНЫХ ИМПЛАНТАТОВ.....	183
Студ. <i>Хуцисова А.О.</i> , проф. <i>Розанов В.В.</i> , гл. н. с. <i>Матвейчук И.В.</i> (ВИЛАР), проф. <i>Черняев А.П.</i> ..	183
ИССЛЕДОВАНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОГО СОСТАВА РАКОВЫХ КЛЕТОК ИММОБИЛИЗОВАННЫХ НА ГКР-АКТИВНЫХ КОМПОЗИТНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ КРЕМНИЕВЫЕ НАНОНИТИ, ДЕКОРИРОВАННЫЕ ЗОЛОТЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ.....	186
С.н.с. <i>Осминкина Л.А.</i> , студ., <i>Карташова А.Д.</i> ; м.н.с. <i>Божьев И.В.</i> , асп. <i>Первушин Н.В.</i> , асп. <i>Евстратова Я.В.</i> , в.н.с. <i>Кудрявцев А.А.</i> , доц. <i>Елисеев А.А.</i>	186
ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЖИМОВ РАБОТЫ МЕДИЦИНСКОГО СИНХРОТРОНА И АЛГОРИТМОВ РЕКОНСТРУКЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ ДЛЯ ПРОТОННОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ.....	188
Асп. <i>Пряничников А.А.</i> , асп. <i>Белихин М.А.</i> , проф. <i>Черняев А.П.</i> , н.с. (ФТЦ ФИАН), с.н.с. АО «Протом» <i>Жоголев П.Б.</i> , м.н.с. (ФТЦ ФИАН), медфизик АО «Протом» <i>Шемяков А.Е.</i>	188

ТРАНЗИТНАЯ ДОЗИМЕТРИЯ В ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ.....	190
Асп. Д.А. Товмасын, проф. А.П. Черняев	190
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОЖИДАЕМЫХ ЭФФЕКТОВ ДЛЯ ОПТИМИЗАЦИИ СТРАТЕГИИ ИНДИВИДУАЛЬНОГО ЛЕЧЕНИЯ ПРИ ВЫСОКОТОЧНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ ФОТОННОЙ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ	192
Доц. (НИ Томский политехнический университет) Сухих Е.С., проректор (НИ Томский политехнический университет) Сухих Л.Г.	192
СТЫКОВКИ РАДИАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПРОТЯЖЕННЫХ МИШЕНЕЙ В ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ	193
Ст. медфизик (ФГБУ «НМИЦ детской гематологии, онкологии и иммунологии имени Дмитрия Рогачева») Логинова А.А., медфизик (ФГБУ «НМИЦ детской гематологии, онкологии и иммунологии имени Дмитрия Рогачева») Товмасын Д.А., зав. отд. лучевой терапии (ФГБУ «НМИЦ детской гематологии, онкологии и иммунологии имени Дмитрия Рогачева») Нечеснюк А.В., проф. Черняев А.П.	193
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНОГО ПРОТОКОЛА СКАНИРОВАНИЯ КОНУСНО-ЛУЧЕВОЙ КОМПЬЮТЕРНОЙ ТОМОГРАФИИ ДЛЯ АДАПТИВНОЙ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ	196
Медфизик ФГБУ «НМИЦ детской гематологии, онкологии и иммунологии имени Дмитрия Рогачева» Лисовская А.О., ст. медфизик ФГБУ «НМИЦ детской гематологии, онкологии и иммунологии имени Дмитрия Рогачева») Логинова А.А., зав. отд. лучевой терапии, ФГБУ «НМИЦ детской гематологии, онкологии и иммунологии имени Дмитрия Рогачева») Нечеснюк А.В., проф. НИЯУ МИФИ Беляев В.Н.	196
ИССЛЕДОВАНИЕ УТЕЧКИ ДОЗ ИЗ МНОГОЛЕПЕСТКОВОГО КОЛЛИМАТОРА НА ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ VARIAN HALCYON И VARIAN TRUEBEAM STX.....	199
Ст. преп. Лыкова Е.Н., асп. Морозова Е.П., проф. Черняев А.П., медфизик (ММОЦ) Петрова А.Ф., ст. медфизик (ММОЦ) Громова Н.В.	199
МОДИФИКАЦИЯ ПУЧКА УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ РАВНОМЕРНОСТИ РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ ОБЛУЧАЕМЫХ ОБЪЕКТОВ	200
М.н.с. Студеникин Ф.Р., ст. препод. Близнюк У.А., проф. Черняев А.П., вед. инж. (НИИЯФ) Ипатова В.С., м.н.с. Золотов С.А., н.с. (НИИЯФ) Ханкин В.В., м.н.с. (ФГБУ ГНЦ ФМБЦ им. А.И. Бурназяна ФМБА) Крусанов Г.А.	200
ВЛИЯНИЕ ДИСТОРСИИ МРТ-ИЗОБРАЖЕНИЙ НА ПЛАНИРОВАНИЕ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ	203
Студ. Мяэкиви И. В., асс. Лыкова Е. Н., студ. Стрелковская А. П., с. н. с. Анисимов Н. В., проф. Черняев А. П., проф. Пирогов Ю. А.	203
МЕТОД ГИСТОТРИПСИИ С КИПЕНИЕМ ДЛЯ МЕХАНИЧЕСКОЙ АБЛЯЦИИ ОПУХОЛЕЙ ПРОСТАТЫ ЧЕЛОВЕКА EX VIVO.....	204
М.н.с. П.Б. Росницкий, доц. С.А. Цысарь, м.н.с. М.М. Карзова, асп. Е.М. Пономарчук, асп. А.В. Тюрина, в.н.с. (ФФМ) С.В. Буравков, зав. отд. (МНОЦ) А.В. Кадрев, доц. (Ун-т шт. Вашингтон США) Т.Д. Хохлова, доц. (Ун-т шт. Вашингтон США) Д.Р. Шейд, проф. О.А. Сапожников, доц. (Ун-т шт. Вашингтон США) А.Д. Максвелл, зав. отд. (НИИ пульмонологии) А.Л. Черняев, доц. В.А. Хохлова .	204
¹⁹ F МРТ T1 КАРТИРОВАНИЕ ОКТАФТОРЦИКЛОБУТАНА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ФИБРОЗА ЛЕГКИХ У КРЫС	205
Н.с. (ФФМ) Павлова О.С., студ. Теплоухова Е.Д., лаб. (ФФМ) Куропаткина Т.А., с.н.с. Гуляев М.В. .	205
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ИНТРАФРАКЦИОННОГО ДВИЖЕНИЯ НА ДОЗОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ В ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ СКАНИРУЮЩИМ ПУЧКОМ	207
Асп. Белихин М.А., асп. Пряничников А.А., проф. Черняев А.П., м.н.с. (ФИ РАН им. П.Н. Лебедева) Шемяков А.Е.	207
ПОВЫШЕНИЕ ОДНОРОДНОСТИ РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ ОБЪЕКТОВ УСКОРЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ	210
М.н.с. Золотов С.А., с.н.с. (НИИЯФ) Близнюк У.А., м.н.с. Студеникин Ф.Р., проф. Черняев А.П.	210

НАУКИ О ЗЕМЛЕ

ТЕЧЕНИЕ ФЛЮИДОВ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ ПОРИСТЫХ СРЕДАХ.....	213
Доцент Исаева А.В.	213

ВЛИЯНИЕ ПРИСТЕНОЧНЫХ КОГЕРЕНТНЫХ СТРУКТУР НА ГИДРОЛОГИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОТОКА, ДЕФОРМАЦИЮ РАЗМЫВАЕМОЙ И СВОБОДНОЙ ГРАНИЦ.....	215
Д. ф.-м. н., доц. Мельникова О.Н., Ян Ханьлинь (Институт водных проблем РАН).....	215
ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ ВНУТРЕННИХ ВОЛН В ПРОТЯЖЕННЫХ ПО ГОРИЗОНТАЛИ ОБЛАСТЯХ	216
Студ. Елистратов С.А.; ст. науч. сотр. Сибгатуллин И.О. (Институт системного программирования РАН, Институт океанологии РАН), асс. Михайлов Е.А.	216
ИЗМЕНЕНИЕ ЧАСТОТ ПЕРВОЙ МОДЫ КОЛЕБАНИЙ ГЛАВНОГО ЗДАНИЯ МГУ С 2011 Г. ПО НАСТОЯЩЕЕ ВРЕМЯ.....	217
Доц. Марченков А.Ю., зав. каф. физики Земли Смирнов В.Б.	217
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПРЕСНОМ ВОДОЕМЕ ОСЕНЬЮ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ АТМОСФЕРЫ.....	223
Ст. науч. сотр. Блохина Н.С.	223
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРИДОННЫХ ТЕЧЕНИЙ НА ПОЛИГОНЕ “КРЕСТОВСКИЕ ОСТРОВА» КАНДАЛАКШСКОГО ЗАЛИВА	225
Ст. н. сотр. Иванова И.Н., Ст. н. сотр. Будников А.А., Макаров А.В. (ООО «Деко-геофизика»).....	225
ПРИМЕР ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕТОДИКИ АНАЛИЗА ФОТОГРАФИЙ ВОЛНОВОГО ОБЛАКА НАД ГОРАМИ КРЫМА	229
Вед. науч. сотр. Кожевников В. Н.	229

ГАЗОДИНАМИКА, ТЕРМОДИНАМИКА И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

ЭНЕРГООБМЕН ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В ЖИДКИХ И ГАЗОПЛАЗМЕННЫХ СРЕДАХ	231
Ст. преп. Коротеева Е.Ю.	231
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАНОСЕКУНДНОГО ПОВЕРХНОСТНОГО СКОЛЬЗЯЩЕГО РАЗРЯДА В ПОТОКЕ С НАКЛОННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ	234
Асп. Ляо Ю., доц. Мурсенкова И.В., доц. Иванов И.В.	234
ВЛИЯНИЕ ПОДВИЖНОСТИ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ НА ВРЕМЯ ФОРМИРОВАНИЯ И РАЗМЕР КОНВЕКТИВНЫХ ВИХРЕЙ ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ ЖИДКОСТИ СВЕРХУ	237
Н. с. Пуштаев А. В., доц. Винниченко Н. А., асс. Плаксина Ю. Ю., проф. Уваров А. В.	237

АТОМНАЯ, ЯДЕРНАЯ И ФИЗИКА КОСМОСА

ИССЛЕДОВАНИЕ ВКЛАДА НЕСТАТИСТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ С ИСПУСКАНИЕМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА МОЛИБДЕНЕ	241
С. н. с. Желтоножская М.В., м. н. с. Золотов С.А., м. н. с. Ремизов П.Д., зав. кафедрой Черняев А.П.	241
ДИНАМИКА НОЧНЫХ ГРАНИЦ АВРОРАЛЬНОГО ОВАЛА ВО ВРЕМЯ МАГНИТНОЙ БУРИ 27–29 МАЯ 2017 ГОДА.....	243
Студ. Иванова А.Р., зав. отд. Калегаев В. В.	243
МУЛЬТИСПУТНИКОВЫЙ НАУЧНО-ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЙ ПРОЕКТ «МОНИТОР» РПО ИЗУЧЕНИЮ РАДИАЦИОННОГО СОСТОЯНИЯ ОКОЛОЗЕМНОГО КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА	245
Проф. Свертилов С.И., зам. директора НИИЯФ Оседло В.И., зав. отд. НИИЯФ Калегаев В.В., с. н. с. НИИЯФ Бенгин В.В., доц. Богомолов В.В., н. с. НИИЯФ Золотарев И.А., зав. лаб. НИИЯФ Июдин А.Ф., гл. спец. НИИЯФ Нечаев О.Ю., н. с. НИИЯФ Петров В.Л., студ. Антонюк Г.И., студ. Кучеренко И.А., студ. Мулин А.А., студ. Прохоров М.И.	245
АВТОМАТИЧЕСКИЙ ПОИСК ПЕРЕСЕЧЕНИЙ ГОЛОВНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ И МАГНИТОПАУЗЫ ПО ДАННЫМ МАГНИТОМЕТРА КА MESSENGER	249
М. н. с. Лаврухин А.С., студ. Невский Д.В., зав. лаб. Алексеев И.И.	249

МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ

КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ БОЛЬЦМАНА И ПРОБЛЕМА ОБОСНОВАНИЯ СТАТИСТИЧЕСКОЙ МЕХАНИКИ	253
Проф. Николаев П.Н.....	253
КЛАССИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ В ШКОЛЬНОМ И УНИВЕРСИТЕТСКОМ КУРСЕ ФИЗИКИ.	256
Доц. Рыжиков С.Б., в. н. с. Рыжикова Ю.В.	256
КОМПЬЮТЕРНОЕ ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ: ДИНАМИКА ТВЁРДОГО ТЕЛА.....	257
Доц. Иванов В.Ю., ст. преп. Иванова И.Б., с. н. с. Терентьев М.А.	257
НЕКОТОРЫЕ БИОГРАФИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ О МЕХАНИКЕ ФИЗИЧЕСКОГО КАБИНЕТА ИМПЕРАТОРСКОГО МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА К. А. МАЗИНГЕ	260
Доц. Якута А. А., с. н. с. Якута Е. В.....	260
ДИАГРАММА МИНКОВСКОГО КАК СРЕДСТВО НАГЛЯДНОСТИ ПРИ ИЗУЧЕНИИ КИНЕМАТИКИ СТО	262
Ст. преп. Селиверстов А.В.....	262
ОБ ОРГАНИЗАЦИИ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ СТУДЕНТОВ В РАМКАХ КУРСА «ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ ДИСЦИПЛИН»	264
Бушина Т.А.	264

**НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ
Секция физики
2022 г.**

Сборник тезисов докладов

Подписано в печать 14.04.2022 г.
Формат А5. Объем 17,25 п.л.

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